

Umbau und Test des COMPASS-Myontriggers für das Drell-Yan-Programm

von

Benjamin Moritz Veit

Bachelorarbeit in Physik
vorgelegt dem Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik
(FB 08)
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz
am 4. August 2014

Überarbeitete Version vom 1. Dezember 2015

1. Gutachter: Prof. Dr. Eva-Maria Kabuß
2. Gutachter: Prof. Dr. Frank Maas

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

Mainz, den 04.08.2014, Benjamin Moritz Veit

Benjamin Veit
COMPASS
Institut für Kernphysik
Johann-Joachim-Becher-Weg 45
Johannes Gutenberg-Universität
D-55099 Mainz
`bveit@students.uni-mainz.de`

Inhaltsverzeichnis

1	Das Messprogramm der COMPASS-II-Phase	2
1.1	Tief inelastische virtuelle Compton-Streuung (DVCS)	2
1.2	Semiinklusive tiefinelastische Streuung (SIDIS)	2
1.3	Der Drell-Yan-Prozess	2
1.3.1	Transversalimpulsabhängige Partonverteilungen	3
1.3.2	Kinematische Variablen	4
1.3.2.1	Das Laborsystem	5
1.3.2.2	Collins-Soper-System	5
1.3.3	Der Drell-Yan-Wirkungsquerschnitt	6
1.4	Der experimentelle Aufbau	7
1.4.1	Die M2 Strahlführung	7
1.4.2	Das polarisierte Target	8
1.4.3	Das Spektrometer	9
1.4.3.1	Der Myontrigger	11
1.5	Szintillationszähler	14
1.5.1	Organische Szintillatoren	14
1.5.2	Der Lichttransport in Szintillator und Lichtleiter	16
1.5.2.1	Photomultiplier (Sekundärelektronenvervielfacher)	17
2	Herstellung und Test der Szintillatorstreifen	19
2.1	Herstellung der Szintillatorstreifen	19
2.1.1	Modifikationen an H4O	19
2.1.2	Vorbereitung der alten Streifen	20
2.1.3	Klebung der Szintillatoren	21
2.1.4	Verpackung der Streifen	21
2.2	Der Teststand	21
2.2.1	Aufbau der Ausleseelektronik	23
2.2.2	Die Datenaufnahme	26
2.2.3	Die analogen Photomultipliersignale	27
2.3	Mögliche Messungen	28
2.3.1	Abschwächlängenmessung mit Präparat	28
2.3.2	Abschwächlängenmessung mit kosmischen Myonen	31
2.3.3	Triggerfingermethode	32
2.3.4	Koinzidenzmethode:	32
2.3.5	Datenanalyse	33

3	Messungen an den Streifen	35
3.1	Prüfen auf Lichtdichtigkeit	35
3.2	Messung der Abschwächlänge mit ^{207}Bi	35
3.3	Messung der Abschwächlänge mit Myonen	37
4	Umbau der Hodoskope	39
4.1	Modifikationen an den Hodoskoprahmen	39
4.2	Einbau der Streifen	40
4.2.1	Modifikationen an H3O	40
5	Zusammenfassung und Ausblick	43
6	Anhang	44
6.1	Messung an den Streifen	44
6.2	Python Bibliothek zur CAMAC-Auslese	47

Einleitung

In der Kern- und Teilchenphysik befasst man sich mit der Untersuchung der Bausteine von Materie und deren Wechselwirkungen. Ein Großteil der sichtbaren Materie im Universum besteht aus Hadronen. Diese setzen sich elementar aus Quarks, Antiquarks und Gluonen zusammen und wechselwirken stark. Die starke Wechselwirkung wird durch die Theorie der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Von besonderem Interesse sind die Strukturfunktionen des Hadrons, also die beschreiben dessen innerer Struktur. Einen experimentellen Zugang zu der QCD bietet die tiefinelastische Streuung (DIS) oder der Drell-Yan-Prozess (DY). Bei beiden handelt es sich um Streuprozesse von Leptonen mit Hadronen. In der tiefinelastischen Streuung wechselwirkt ein Lepton mit einem Hadron unter Aussendung eines Photons. Beim Drell-Yan-Prozess annihiliert ein Quark mit einem Antiquark zu einem virtuellen Photon. Dieses zerfällt in ein Paar Myonen mit entgegengesetzter elektrischer Ladung. Der Drell-Yan-Prozess ermöglicht hierbei die Untersuchung der Strukturfunktion des Nukleons. Insbesondere soll der, durch die QCD theoretisch vorhergesagtem Vorzeichenwechsel zwischen zwei der schon in der tiefinelastischen Streuung gemessenen Boer-Mulders-Funktion h_1^\perp und der Sivers-Funktion F_{1T}^\perp und den entsprechenden beiden Messungen im Drell-Yan-Prozess gezeigt werden.

Das COMPASS-Experiment (**CO**mmun **MU**on **P**roton **A**pparatus for **S**tructure and **S**pectroscopy) ist ein Fixed-Target-Experiment an der M2-Strahlführung des CERN Super Proton Synchrotron (SPS). Um die Spinstrukturinformationen zu erhalten, benötigt man einen intensiven Hadronenstrahl, ein hochpolarisiertes Target und ein Spektrometer mit großer Akzeptanz und Ratenstabilität. Diese Eigenschaften sind am COMPASS Spektrometer gegeben.

Die vorliegende Bachelorarbeit beschäftigt sich mit dem Test und Umbau des Myonentriggers des COMPASS-II-Experiments für das Drell-Yan-Programm. Hierfür ist es notwendig, die Winkelverteilung des Myonenpaars im Ausgangskanal zu messen. Dies wird im ersten Abschnitt motiviert. Zur Messung der Winkelverteilung müssen zwei Szintillationsdetektoren modifiziert werden. Hierfür müssen neue Szintillatorstreifen in das Hodoskop HO03 eingebaut und die Geometrie des Lochbereichs des Hodoskops HO04 angepasst werden. Das vorhandene Material muss dazu auf Tauglichkeit untersucht werden, wozu ein Teststand entwickelt wird, welcher die Vermessung von charakteristischen Parametern des Szintillatormaterials möglich macht. Dieser wurde so konzipiert, dass er auch für zukünftige Messungen an anderen Streifengeometrien verwendet werden kann. Die Herstellung der Szintillatorstreifen, der Aufbau des Teststands, sowie die Beschreibung der durchführbaren Messungen sind im zweiten Abschnitt beschrieben. Im dritten Abschnitt erfolgt die Analyse der Messungen, gefolgt von dem Bericht des Einbaus der Streifen am Experiment im letztem Abschnitt.

1 Das Messprogramm der COMPASS-II-Phase

Das Physikprogramm der zweiten Phase des COMPASS-Experiments konzentriert sich auf die Untersuchung der dreidimensionalen Struktur des Protons. Dafür werden die tiefvirtuelle Comptonstreuung und der Drell-Yan-Prozess eingesetzt.

1.1 Tief inelastische virtuelle Compton-Streuung (DVCS)

Bei der virtuellen Compton-Streuung (DVCS) streut ein einlaufendes Lepton an einem Nukleon unter Austausch eines virtuellen Photons und erzeugt, neben einem Rückstoßnukleon und dem gestreuten Lepton, ein reelles Photon.

$$\mu^\pm + p \rightarrow \mu^\pm + p + \gamma \quad (1.1)$$

Bei der tiefvirtuellen Comptonstreuung ist der Impulsübertrag so groß, dass die partonische Struktur des Nukleons aufgelöst wird. Für diese Messung wird ein Wasserstofftarget verwendet.

1.2 Semiinklusive tiefinelastische Streuung (SIDIS)

Parallel zu den DVCS-Messungen wurden die Messungen der semiinklusive tiefinelastischen Streuung fortgesetzt. Bei diesen Prozessen findet die Streuung ebenfalls an einem Nukleon statt, das anschließend in einen komplexen Endzustand X hadronisiert. Dieser Prozess wird durch Fragmentationsfunktionen beschrieben, deren Abhängigkeiten von allen kinematischen Variablen detailliert untersucht werden. Das einlaufende Myon streut an einem Targetnukleon (LiD/NH_3). Die Reaktion sieht folgendermaßen aus:

$$\mu + N \rightarrow \mu + h + X \quad (1.2)$$

1.3 Der Drell-Yan-Prozess

Beim Drell-Yan-Prozess (DY) handelt sich um einen Hadronenstreuprozess. Er entspricht dabei dem tiefinelastischen Prozess, bei dem Aus- und Eingangszustand vertauscht sind. Bei der Wechselwirkung der beiden Hadronen, wird ein Leptonenpaar erzeugt:

$$\pi + p \rightarrow \mu^+ + \mu^- + X \quad (1.3)$$

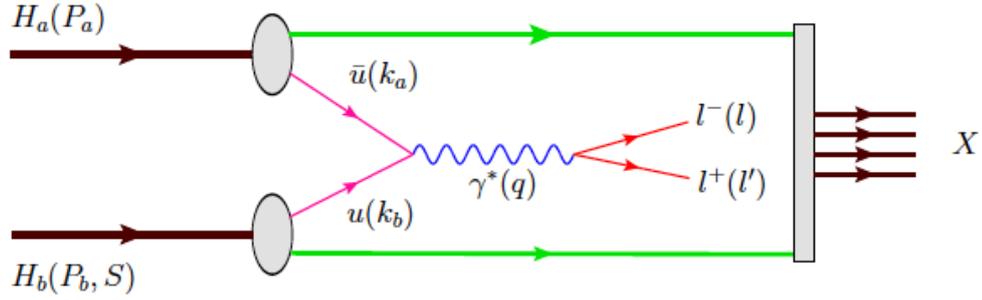


Abbildung 1.1: Darstellung des Drell-Yan-Prozesses. Annihilation eines Quark/Antiquark in zwei Leptonen. [11]

Dabei annihiliert ein Quark mit einem Antiquark zu einem virtuellen Photon und zerfällt dann in ein Myonenpaar (Abbildung 1.1). Der Drell-Yan-Prozess ist durch ein Leptonenpaar im Endzustand charakterisiert, dessen Winkelasymmetrie gemessen wird. Bei dieser Messung erhält man Zugang zu den Partonverteilungsfunktionen (PDF) des Targetnukleons, die zuvor in der tiefinelastischen Streuung untersucht wurden. Insbesondere werden die vom Transversalimpuls abhängigen Verteilungen wie die Boer-Mulders- und Sivers-Funktionen untersucht. Des Weiteren erhält man Zugang zu den Sivers-Funktion des Targetnukleons, der Boer-Mulders-Funktion des einlaufenden Hadrons und der Transversity-Funktion des Targetnukleons.

1.3.1 Transversalimpulsabhängige Partonverteilungen

Die Quarkstruktur eines Hadrons ist in führender Ordnung komplett durch drei Partonimpulsverteilungsfunktionen f_1 , g_1 und h_1 beschrieben.

Die Wahrscheinlichkeit, ein Quark mit einem Bruchteil x des longitudinalen Impuls des Mutterhadrons zu finden, unabhängig von seinem Spin, ist durch $f_1(x)$ gegeben. Die Helizitätsfunktion $g_1(x)$ beschreibt den Beitrag der Quarks zu dem Impuls des Mutternukleons. Die Transversity-Funktion $h_1(x)$ ist der Helizitätsfunktion $g_1(x)$ sehr ähnlich. Sie beschreibt den Anteil der transversal polarisierten Quarks in einem transversal polarisierte Hadron. Die Transversity-Funktion ist chiral-ungerade, sie mischt rechtshändige und linkshändige Hadronen. Bei den bisherigen Betrachtungen wurden alle transversalen Impulsabhängigkeiten der Partonen im Hadron vernachlässigt.

Berücksichtigt man die Transversalimpulse k_T der Quarks, so lässt sich das Nukleon durch acht Verteilungsfunktionen beschreiben: $f_1(x, \mathbf{k}_T^2)$, $g_{1L}(x, \mathbf{k}_T^2)$, $h_1(x, \mathbf{k}_T^2)$, $g_{1T}(x, \mathbf{k}_T^2)$, $h_{1T}^\perp(x, \mathbf{k}_T^2)$, $h_{1L}^\perp(x, \mathbf{k}_T^2)$, $h_1^\perp(x, \mathbf{k}_T^2)$ und $f_{1T}^\perp(x, \mathbf{k}_T^2)$ (Abbildung 1.2). Integriert man die ersten drei PDFs über \mathbf{k}_T^2 , so erhält man $f_1(x)$, $g_1(x)$ und $h_1(x)$. Bei den letzten beiden Funktionen handelt es sich um chiral-ungerade Funktionen. Die Boer-Mulders-Funktion $h_1^\perp(x, \mathbf{k}_T^2)$ beschreibt die Korrelation aus transversalem Spin und transversalem Impuls in dem unpolarisierten Nukleon. Die Sivers-Funktion f_{1T}^\perp beschreibt die Auswirkungen des transversalen Spins des Nukleons auf die transversale Impulsverteilung der Quarks. Die Untersuchung von h_1^\perp und f_{1T}^\perp sowie h_1 wurden bisher durch die tiefinelastische Streuung vorgenommen und

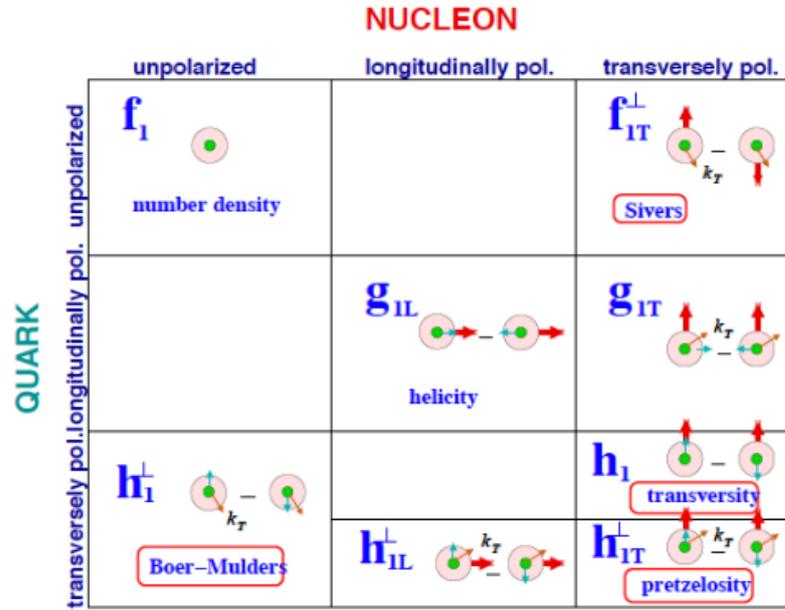


Abbildung 1.2: Übersicht der Funktionen im DY-Prozess. [17]

sollen nun auch über den Drell-Yan-Prozess untersucht werden. Für die Untersuchung von h_1 und h_{1T}^\perp wird ein transversal polarisiertes Target benötigt.

1.3.2 Kinematische Variablen

Der Drell-Yan-Prozess eines unpolarisierten Strahlhadrons (H_a) mit einem polarisierten Targethadron (H_b) ist in Gleichung 1.4 angegeben:

$$H_a(P_a) + H_b(P_b, S) \rightarrow \gamma^*(q) + X \rightarrow l^-(l) + l^+(l') + X \quad (1.4)$$

Die benutzten kinematischen Variablen sind definiert als:

$P_{a(b)}$	Viererimpuls des Strahl- (Target-) Hadrons
$l(l')$	Viererimpuls des Leptons (Antileptons)
$q = l + l'$	Viererimpuls des virtuellen Photons
S	Vierervektor der Targetpolarisation
$s = (P_a + P_b)^2$	Gesamtes Massenschwerpunkts-Quadrat
$X_F = x_a - x_b$	Longitudinaler Impulsanteil der Feynman Variable
$M_{\mu\mu}^2 = Q^2 = q^2 = sx_ax_b$	Das invariante Massenquadrat der Leptonenpaars
$k_{T_{a(b)}}$	Transversale Impulskomponente der Quarks
$q_T = P_T = k_{T_a} + k_{T_b}$	Transversale Impulskomponente des virtuellen Photons

Typischerweise wird die Abhängigkeit des DY-Wechselwirkungsquerschnitts vom polaren

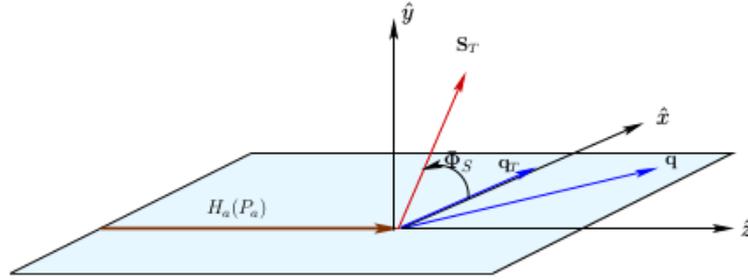


Abbildung 1.3: Definition des azimuthalen Winkel ϕ_s des transversalen Spins S_T im Laborsystem.[11]

und azimuthalen Winkels des auslaufenden Leptonenpaares in zwei verschiedenen Koordinatensystemen beschrieben.

1.3.2.1 Das Laborsystem

Das Laborsystem ist durch die drei Einheitsvektoren \hat{z} (entlang des Strahlimpulses), \hat{x} (entlang der transversalen Komponente des Impulsübertrags des virtuellen Photons) und $\hat{y} = \hat{z} \times \hat{x}$ gegeben (siehe Abbildung 1.3). Dadurch ergeben sich folgende Viererimpulse:

$$P_{a,TF}^\mu = (P_{a,TF}^0, 0, 0, P_{a,TF}^3) \quad (1.5)$$

$$P_{b,TF}^\mu = (M_b, 0, 0, 0) \quad (1.6)$$

$$q_{TF}^\mu = (Q_{TF}^0, q_T, 0, q_{TF}^3) \quad (1.7)$$

$$S_{TF}^\mu = (0, S_T \cos \phi_s, S_T \sin \phi_s, S_L) \quad (1.8)$$

Mit Normierung für den Polarisationsvektor $S^2 = -1$.

1.3.2.2 Collins-Soper-System

Beim Collins-Soper-Koordinatensystem handelt es sich um das Ruhesystem des virtuellen Photons. Man erhält es aus dem Laborsystem, indem man erst entlang der \hat{z} -Achse und dann entlang der \hat{x} -Achse einen Lorentz-Boost ausführt, sodass sich der transversale Impuls des virtuellen Photons aufhebt (siehe Abbildung 1.4). Unter Vernachlässigung der Leptonenmassen ergeben sich die Impulse zu:

$$l_{CS}^\mu = \frac{q}{2}(1, \sin \Theta \cos \phi, \sin \Theta \sin \phi, \cos \Theta) \quad (1.9)$$

$$l'_{CS}^\mu = \frac{q}{2}(1, -\sin \Theta \cos \phi, -\sin \Theta \sin \phi, -\cos \Theta) \quad (1.10)$$

Im Folgenden wird der azimuthale Winkel ϕ_s des Targetpolarisationsvektors S_T im Laborsystem angegeben. Die polaren und azimuthalen Winkel Θ und ϕ des Leptonenimpulses werden im Collins-Soper-System angegeben.

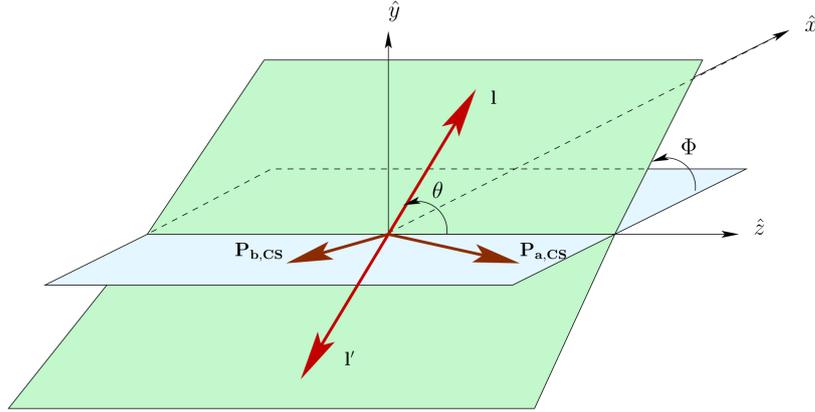


Abbildung 1.4: Definition der polaren und azimuthalen Winkel Θ und ϕ des Leptonenimpulses im Collins-Soper-Koordinatensystem[11]

1.3.3 Der Drell-Yan-Wirkungsquerschnitt

Die allgemeine Form des Drell-Yan-Wirkungsquerschnitts mit polarisierten Nukleonen im Eingangszustand ist in [16] angegeben. Betrachtet man nur den Fall mit polarisiertem Tarnukleon, so vereinfacht sich der Term zu [19]:

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{d^4q d\Omega} &= \frac{\alpha_{em}^2}{Fq^2} \hat{\sigma}_U [(1 + D_{\sin 2\Theta} A_U^{\cos \phi} \cos \phi + D_{\sin 2\Theta} A_U^{\cos 2\phi} \cos 2\phi) \\
&\quad + S_L (D_{\sin^2 \Theta} A_L^{\sin \phi} \sin \phi + D_{\sin^2 2\Theta} A_L^{\sin 2\phi} \sin 2\phi) \\
&\quad + |\mathbf{S}_T| [(D_{[1]} A_T^{\sin \phi_S} + D_{\cos^2 \Theta} \tilde{A}_T^{\sin \phi_S}) \sin \phi_S \\
&\quad + D_{\sin 2\Theta} (A_T^{\sin(\phi + \phi_S)} \sin(\phi + \phi_S) + A_T^{\sin(\phi - \phi_S)} \sin(\phi - \phi_S)) \\
&\quad + D_{\sin^2 \Theta} (A_T^{\sin(2\phi + \phi_S)} \sin(2\phi + \phi_S) + A_T^{\sin(2\phi - \phi_S)} \sin(2\phi - \phi_S))]
\end{aligned} \tag{1.11}$$

$F = 4\sqrt{(P_a \cdot P_b)^2 - M_a^2 M_b^2}$ stellt den Fluss der Strahlteilchen da. Der Winkel Ω beschreibt die Orientierung der Leptonen. Bei α_{em} handelt es sich um die Feinstrukturkonstante. Der Depolarisationsfaktor ist gegeben durch:

$$D_{[f(\Theta)]} = \frac{f(\Theta)}{1 + A_U^1 \cos^2 \Theta} \tag{1.12}$$

Dieser hängt nur von der Funktion des polaren Winkels Θ des Leptonenpaars ab. Der Depolarisationsfaktor beschreibt den Polarisationsübertrag zwischen Lepton und virtuellem Photon. Die restlichen Parameter sind azimuthale Asymmetrien. Hierbei erlaubt $A_U^{\cos 2\phi}$ den Zugang zur Boer-Mulders-Funktion des einlaufenden Strahlhadrons; $A_T^{\sin \phi_S}$ den Zugang zu den Sivers-Funktion des Tarnukleons; $A_T^{\sin(2\phi + \phi_S)}$ den Zugang zur Boer-Mulders-Funktion des Strahlhadron und $A_T^{\sin(2\phi - \phi_S)}$ den Zugang zur Boer-Mulders-Funktion des Strahlhadrons sowie der Transversity-Funktion h_1 des Tarnukleons. Die azimuthalen Asymmetrien

$A_P^{f(\phi, \phi_S)}$ sind Verhältnisse der Strukturfunktionen $F_P^{f(\phi, \phi_S)}$, mit $P = U, T, L$, U steht hierbei für den unpolarisierten, T für den transversal polarisierten und L für den longitudinal polarisierten Targetzustand. Integriert man den Wirkungsquerschnitt (siehe: Gleichung 1.11) über die azimuthalen Winkel ϕ und ϕ_S erhält man:

$$\hat{\sigma}_U = (F_U^1 + F_U^2)(1 + A_U^1 \cos^2 \Theta) \quad (1.13)$$

In der Theorie der QCD lässt sich zeigen, dass die Funktionen f_{1T}^\perp und h_1^\perp unterschiedliche Vorzeichen tragen, je nachdem ob sie über den Drell-Yan-Prozess oder die tiefinelastische Streuung gemessen werden[18].

$$f_{1T}^\perp|_{\text{DY}} = -f_{1T}^\perp|_{\text{DIS}} \quad \text{und} \quad h_1^\perp|_{\text{DY}} = -h_1^\perp|_{\text{DIS}} \quad (1.14)$$

Die Abhängigkeit des Vorzeichens lässt sich experimentell über die Messung der Asymmetrie $A_T^{\sin(\phi_S)}$, welche aus einer Überlagerung der f_1 -Funktion des einlaufenden Hadrons mit der Sivers-Funktion des Nukleon besteht, zeigen.

1.4 Der experimentelle Aufbau

Für die Drell-Yan-Messung benötigt man einen Hadronenstrahl (Pionen) mit hoher Strahlintensität sowie ein hochpolarisiertes Target. Um die wenigen Drell-Yan-Leptonenpaare von den übrigen Strahlprodukten zu trennen, wird hinter dem Target ein Hadronenabsorber eingesetzt. Das nachfolgende Spektrometer kann dann die Leptonenpaare mit einer großen Akzeptanz nachweisen.

1.4.1 Die M2 Strahlführung

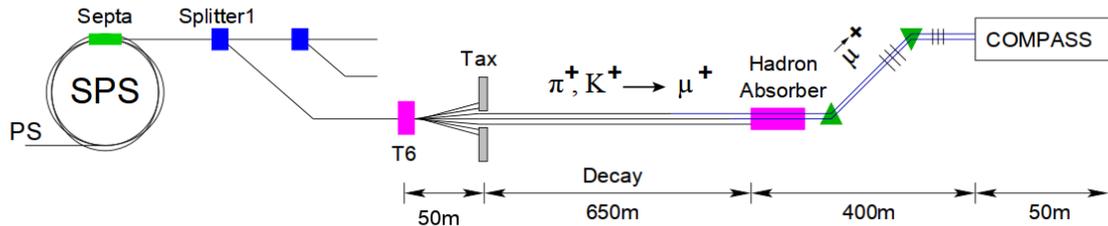


Abbildung 1.5: Die M2 Beamline des Super Proton Synchrotron (SPS) am CERN [1]

Der SPS Beschleuniger am CERN liefert einen Protonenstrahl mit einer Energie von $400 \frac{\text{GeV}}{c}$ und einer Teilchendichte von 125×10^{11} pro Beschleunigerzyklus (Spill). Das Produktions-target T6 dient zur Erzeugung eines Hadronstrahls. Es besteht aus luftgekühlten Beryllium-Blöcken mit unterschiedlichen Längen von 4, 10 und 50 cm. Diese werden je nach benötigter Intensität in den Strahl geschoben. In diesem Target werden hauptsächlich Pionen (π^\pm), Kaonen (K^\pm) und ein kleiner Anteil Protonen/Antiprotonen (p/\bar{p}) erzeugt. Die Auskopplung

dieses Strahls ohne weitere Absorber, liefert einen sekundären Hadronenstrahl ($p/\bar{p}, K^\pm, \pi^\pm$) mit 150 – 270 GeV bei einer Intensität von $2 \times 10^7 - 2 \times 10^8$ Teilchen pro Spill. Eine 650 m lange Zerfallsstrecke ermöglicht den Zerfall von etwa 10 % der Pionen in positiv geladene Myonen ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$). Da der Spin der beiden Zerfallsprodukte, bedingt durch die Drehimpulserhaltung, entgegengesetzt sein muss und durch die maximale Paritätsverletzung nur linkshändige Neutrinos existieren, ist der resultierende Myonenstrahl polarisiert. Über einen Hadronabsorber werden die Hadronen absorbiert. Selektiert man über den Impuls die Myonen, so lässt sich ein zu 80% polarisierter tertiärer Myonenstrahl mit Impulsen von 160 – 200 GeV und 2×10^8 Teilchen erzeugen. Hinter der 650 m langen Zerfallstrecke führt eine 400 m lange Stahlführung zum COMPASS-Experiment. Innerhalb dieser Strecke findet die Fokussierung des Strahls statt. Des Weiteren befinden sich hier die Beam-Momentum-Stationen (BMS), die eine Impulsmessung für den Myonstrahl ermöglichen. Die CEDAR-Detektoren, 30 m vor dem polarisierten Target, ermöglichen die Identifikation der Strahlteilchen. Dabei handelt es sich um Gasdetektoren, die über das emittierte Cherenkov Licht der transmittierten überlichtschnellen Teilchen die Identifikation dieser ermöglichen. Der Druck und damit der Brechungsindex des Gases können extern eingestellt werden. Über die so messbaren Teilchengeschwindigkeiten kann man die Massen der Teilchen unterscheiden. Für die Identifizierung verschiedener Teilchen existieren zwei unabhängige CEDAR Detektoren.

1.4.2 Das polarisierte Target

Das polarisierte Target ist ein Festkörpertarget, welches aus zwei 55 cm langen Zellen mit 4 cm Durchmesser (Abbildung 1.6) besteht. Diese sind mit einem Gemisch aus festem Ammoniak (NH_3) und flüssigem Helium zur Kühlung gefüllt. Die beiden Zellen sind entgegengesetzt polarisiert und 20 cm voneinander entfernt. Das Target wird auf 0.5 K heruntergekühlt und über die Dynamische-Nukleon-Polarisation DNP zu 90% polarisiert[6]. Ist dieser Polarisationsgrad erreicht, befinden sich die Spins im gefrorenen Zustand bei 65 mK und die DNP-Polarisierung wird abgeschaltet. Danach werden die longitudinal polarisierten Spins in transversale Richtung rotiert, dies ist eine Besonderheit für den Drell-Yan-Messung. Der Polarisationsgrad wird über zehn Kernspinresonanzspulen (NMR) im Target gemessen[5]. Sinkt die Polarisation unter ein bestimmtes Level, wird über die DNP der Polarisationsgrad wieder hergestellt. Ein Hadron-Absorber direkt hinter dem Target entfernt alle im Target produzierten Hadronen für die Drell-Yan-Messung. Der Absorber ist in Abbildung 1.7 gezeigt. Dieser enthält im Zentrum einen Strahlfänger aus Wolfram und besteht selbst aus 22.5 t Aluminium und Edelstahl. Es existiert zusätzlich eine Abschirmung aus 140 t Stahlbeton.

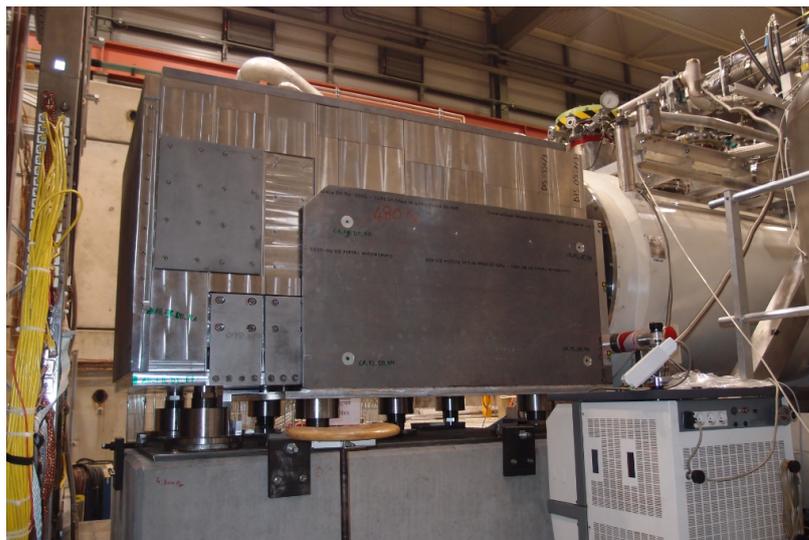


Abbildung 1.7: Targetregion: Links ist der Hadron-Absorber zu sehen, rechts kann man in weiß den Targetmagnet erkennen. Die Stahlbetonabschirmung fehlt noch zum Zeitpunkt der Aufnahme.

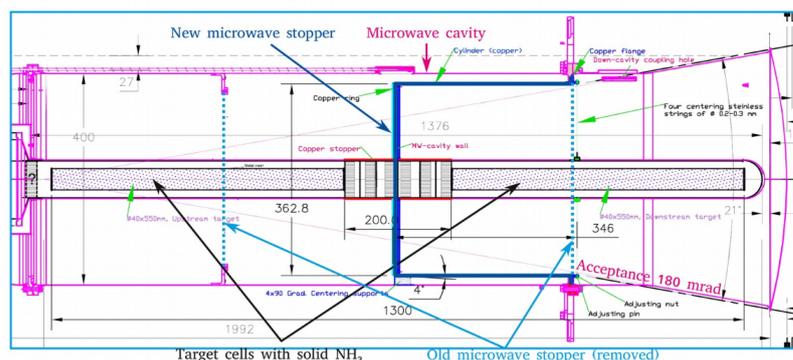


Abbildung 1.6: Schematische Darstellung des Target für den Drell-Yan Messung [10]

1.4.3 Das Spektrometer

Das COMPASS Spektrometer ist als Zwei-Stufen-Vorwärtsspektrometer aufgebaut. Die wichtigsten Komponenten für die Drell-Yan Messung sind in Abbildung 1.8 dargestellt. Die erste Stufe ist das Large Angle Spectrometer (LAS) und die zweite das Small Angle Spectrometer (SAS). Die beiden Stufen des Spektrometers sind bis auf den RICH Detektor ähnlich ausgelegt. Das LAS ist um den Dipolmagneten SM1 (1 Tm) angeordnet. Es ist für große azimuthale Streuwinkel Θ und kleine Teilchenenergien ausgelegt. Es besitzt eine Akzeptanz bis ± 180 mrad. Das SAS dient dazu Teilchen mit hohen Impulsen ($> 50 \frac{\text{GeV}}{c^2}$) und einem Winkelbereich von bis zu ± 30 mrad zu detektieren. Es ist um den Dipolmagneten

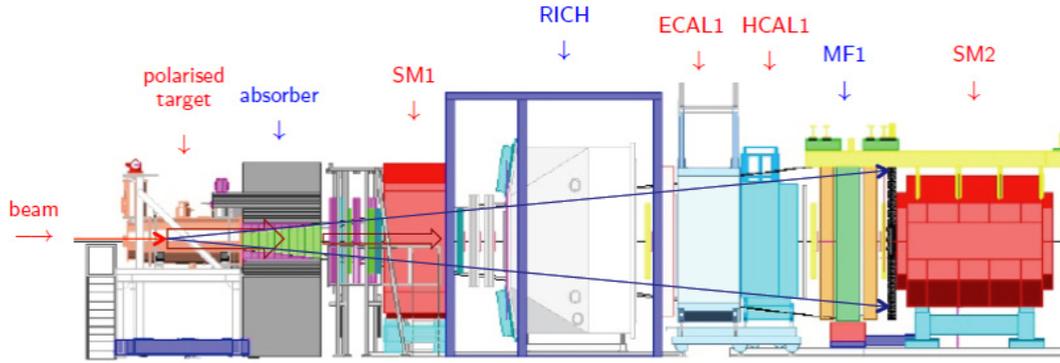


Abbildung 1.8: Das Compass Spektrometer mit den Hauptkomponenten für die Drell-Yan Messung 2014

SM2 (4.4 Tm) aufgebaut. Jede Stufe enthält Spurdetektoren vor und hinter den Magneten und ein hadronisches und elektromagnetisches Kalorimeter. Die einzelnen Stufen des Spektrometers werden durch eine Myonidentifikationsstufe abgeschlossen. Diese besteht aus einem Absorber und Spurdetektoren vor und hinter diesem. Ein identifiziertes Myon besitzt eine Spur in den Detektoren vor und nach dem Absorber. Eine Auflistung der verwendeten Spurdetektoren ist in Tabelle 1.1 gegeben.

Detektortyp	aktive Fläche	Ortsauflösung	Zeitauflösung
Szint. Fasern	$(3.9)^2 \text{ cm}^2 - (12.3)^2 \text{ cm}^2$	$130 - 210 \mu\text{m}$	400 ps
Silizium-Streifen	$5 \times 7 \text{ cm}^2$	$8 - 11 \mu\text{m}$	2.5 ns
Pixel-GEM	$31 \times 31 \text{ cm}^2$	$70 \mu\text{m}$	12 ns
Micromega	$40 \times 40 \text{ cm}^2$	$90 \mu\text{m}$	9 ns
Vieldrahtprop.	$178 \times (90 - 120) \text{ cm}^2$	$1,6 \text{ mm}$	
Driftkammern	$180 \times 127 \text{ cm}^2$	$(190 - 500) \mu\text{m}$	
Straws	$280 \times 323 \text{ cm}^2$	$190 \mu\text{m}$	

Tabelle 1.1: Spurdetektoren in COMPASS mit typischen Abmessungen, Zeit- und Ortsauflösungen [12]

Zur Hadron-Elektron-Separation und zur Messung von neutralen Hadronen existieren in jeder Spektrometerstufe ein elektromagnetisches und ein hadronisches Kalorimeter. Bei den elektromagnetischen Kalorimeter ECAL1 und ECAL2 handelt es sich um homogene Bleiglas-Kalorimeter. Photonen verlieren hier durch Bremsstrahlung und Paarbildung Energie. Der durch diesen Prozess entstehende überlichtschnelle, elektromagnetische Schauer erzeugt Cherenkov Strahlung. Diese wird über Photomultiplier detektiert. Die Kalorimeterdicke beträgt 16-23 Strahlungslängen. Dadurch werden 99% der Energie des einlaufenden Teilchen in dem Detektorvolumen absorbiert.

Die hadronischen Kalorimeter sind in Sandwichbauweise aus Eisen und Plastikszintillator hergestellt. In der Eisenschicht schauern die einlaufenden Hadronen auf, und können dann in dem Plastikszintillator nachgewiesen werden. Die hadronischen Kalorimeter befinden sich

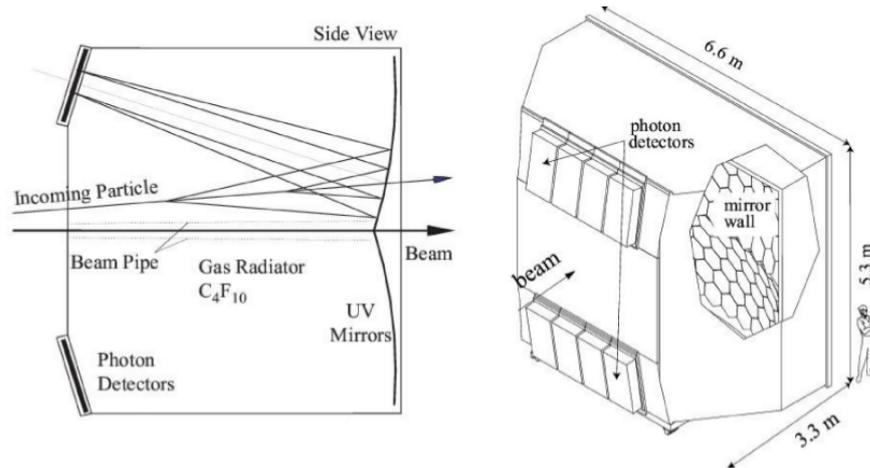


Abbildung 1.9: Der schematische Aufbau eines RICH-Detektors.

hinter den elektromagnetischen Kalorimetern.

	Maße	Modulgröße	X_0/λ_I	Typ
ECAL1	$4 \times 2.9 \text{ m}^2$	$(38)^2 - (140)^2 \text{ mm}^2$	16-23	Bleiglas/Schaschlik
ECAL2	$2.4 \times 1.8 \text{ m}^2$	$(38)^2 \text{ mm}^2$	16	Bleiglas
HCAL1	$4.2 \times 2.8 \text{ m}^2$	$142 \times 146 \text{ mm}^2$	4.8	Fe/Szintillator
HCAL1	$4.4 \times 2.2 \text{ m}^2$	$200 \times 200 \text{ mm}^2$	$\pi : 5, p : 7$	Fe/Szintillator

Tabelle 1.2: Eigenschaften der Kalorimeter. Für elektromagnetische Kalorimeter ist die Länge in Einheiten der Strahlungslänge X_0 angegeben, für hadronische Kalorimeter in Einheiten der nuklearen Interaktionslänge λ_I [12]

Für die Pion-Kaon-Proton-Separation enthält die erste Spektrometerstufe zusätzlich einen RICH-Detektor¹ (Abbildung 1.9). Dabei handelt es sich um einen großvolumigen Gasdetektor gefüllt mit C_4F_{10} ($n=1.0015$). Analog zum Machschen-Kegel emittieren überlichtschnelle Teilchen im Medium Cherenkov-Licht. Dieses wird unter dem Winkel $\Theta_C = \frac{c}{nv}$ (c =Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, n =Brechungsindex in Materie, v =Geschwindigkeit des Teilchens) abgestrahlt. Die so erzeugten Ringe werden zur Auslese über eine konkave Spiegelanordnung auf Mehrkanalphotomultiplier und Proportionalkammern gelenkt. In Kombination mit der Impulsmessung, lassen sich so die Massen der Teilchen in einem Bereich von 5 GeV bis 50 GeV identifizieren.

1.4.3.1 Der Myontrigger

Der Myontrigger [2] dient dazu, Ereignisse mit bestimmten Topologien aus der Vielzahl der Wechselwirkungen im Target zu trennen und für valide Ereignisse die Datenauslese (DAQ) zu starten. Für das Drell-Yan-Experiment wird das Triggersystem zum Nachweis der

¹Ring-imaging Cherenkov detector

Myonen im Endzustand verwendet. Als Detektoren werden Hodoskope eingesetzt, welche auf schnellen Plastiksziintillatoren basieren. Diese werden über Photomultiplier ausgelesen. Für die beiden COMPASS-II Physikprogramme ist eine große Abdeckung des Impulsübertrags Q^2 und der Bjoerken-Variable $x_B (= \frac{Q^2}{2Pq}$ Maß für Inelastizität) des gestreuten Myons (DVCS [Abschnitt 1.1]) bzw. die Möglichkeit ein gegensätzlich geladenes Myonenpaar zu detektieren (DY), wichtig. Für die Myonen wird in den Hodoskopen entweder der Streuwinkel in der vertikalen Ablenkung Target-Pointing (siehe Abbildung 1.10) oder die Energieinformation (siehe Abbildung 1.11) durch die horizontale Ablenkung der Spektrometermagnete mit zwei Detektoren gemessen.

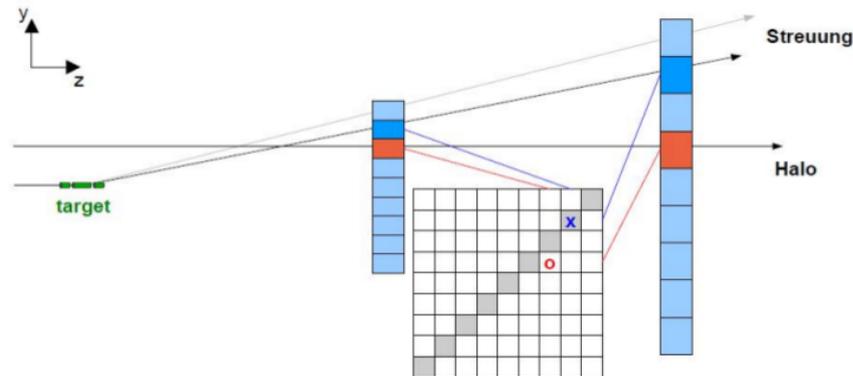


Abbildung 1.10: Prinzip des Target-Pointings. Eine Spur aus dem Target geht durch zwei benachbarte Streifen der Hodoskope und löst so eine Signal in der Triggermatrix aus (blaues Kreuz). Läuft eine Spur am Target vorbei, so trifft sie auf zwei Streifen in einer Ebene. Für diese Kombination ist kein Matrixpixel gesetzt, daher wird kein Triggersignal generiert (roter Kreis)[14].

Bei der Energie-Verlust-Methode (Abbildung 1.11) sind die Szintillatorstreifen vertikal angeordnet, und ermöglichen über die Ablenkung der Teilchen im Dipolmagneten die Messung des Energieverlusts in der Reaktion. Um die verschiedenen Impulsbereiche und Raten abzudecken, ist das Triggersystem in die unten aufgeführten Subsysteme unterteilt [2]. Die Position der einzelnen Hodoskope ist in Abbildung 1.12 gezeigt. Nachfolgend eine Auflistung der Subsysteme:

Leitertrigger (Ladder: H4L,H5L):

Der Leitertrigger dient zur Abdeckung von kleinem Q^2 und großem y . Er ist sensitiv für kleine Streuwinkel und große Energieverluste. Die beiden Hodoskope bestehen aus kurzen horizontale Streifen mit beidseitiger Photomultiplier-Auslese.

Mitteltrigger (Middle: H4M,H5M):

Mit den Mitteltriggerhodoskopen wird mit hoher Auflösung der vertikale Streuwinkel im Bereich von 5 – 10 mrad bei moderatem Energieverlust gemessen. Die beiden Hälften des

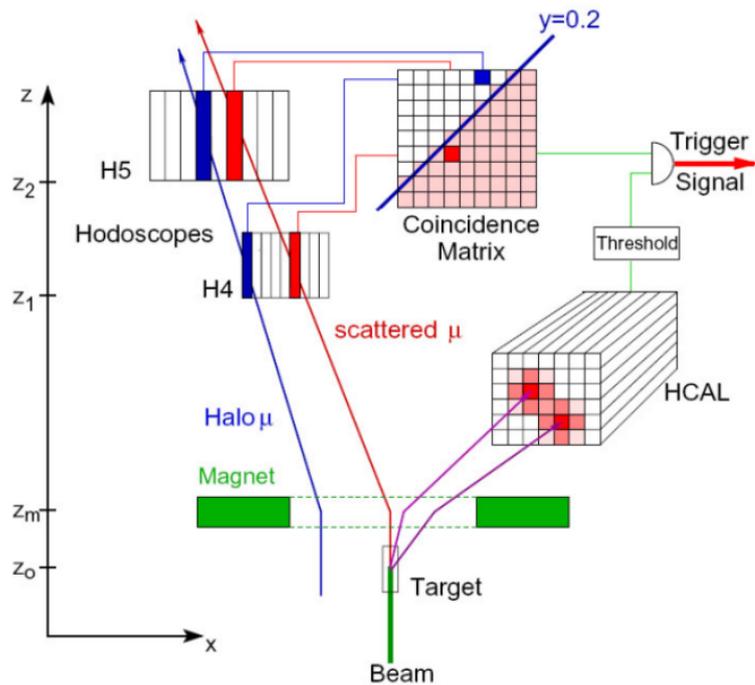


Abbildung 1.11: Prinzip des Energieverlust-Triggers. Ein Teilchen wird durch den Magneten abgelenkt. Durch zwei vertikale Hodoskope kann so die Energieinformation aus den Ablenkwinkel generiert werden. Die Signale aus den Szintillationstriggern können auch mit den Information aus den hadronischen Kalorimetern verknüpft werden um ein Triggersignal zu erzeugen. [11]

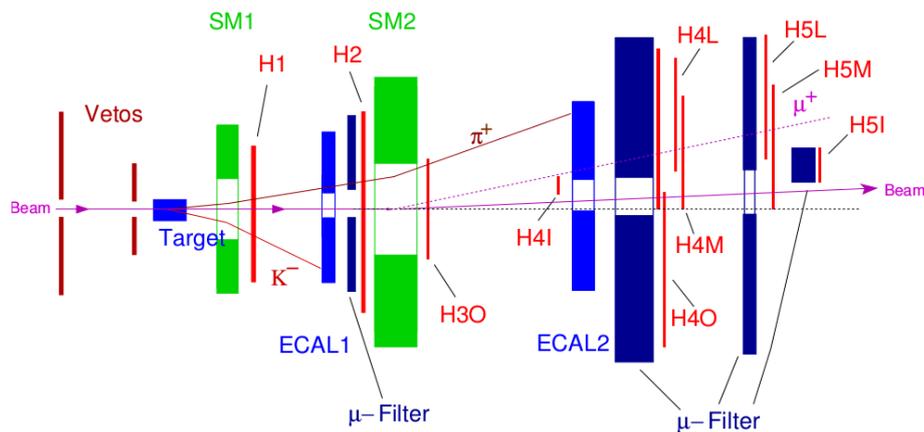


Abbildung 1.12: Schematische Darstellung des Trigger Systems [27]

Mitteltriggers bestehen jeweils aus einem horizontalem Teil mit beidseitiger Auslese und einen vertikalem Teil mit einseitiger Auslese.

Außentrigger (Outer: H30,H40):

Der Außentrigger dient zur Abdeckung des Zwischenbereichs von Q^2 bis $10 \frac{GeV}{c^2}$ und des gesamten y . Er besteht aus zwei horizontal orientierten Hodoskopen mit beidseitiger Photomultiplier-Auslese. H40 sitzt hinter dem Hadronabsorber im SAS und ist in zwei Hälften geteilt.

LAS-Trigger (H1,H2):

Der LAS-Trigger dient zur Abdeckung von großem Q^2 und großem x_B . Er besteht aus 2 horizontal orientierten Hodoskopen. Das Hodoskop H1 befindet sich direkt vor dem RICH Detektor. H2 befindet sich nach dem ersten Hadronenabsorber und der Myonwand 1. Alle Elemente besitzen eine beidseitige Photomultiplier-Auslese. Mit H1 und H2 kann ein vertikales Target-Pointing durchgeführt werden.

Veto-System:

Das Veto-System besteht aus 7 Hodoskopen, die vor dem Target angeordnet sind und den Halo des Strahls vermessen.

1.5 Szintillationszähler

Bei Szintillatoren handelt es sich um Materialien, deren Moleküle beim Durchgang von energiereichen geladenen Teilchen durch Stoßprozesse angeregt werden und diese Anregungsenergie in Form von Photonen wieder abgeben. Szintillationsdetektoren bestehen im wesentlichen aus drei Bestandteilen: Szintillator, Lichtleiter und optischem Empfänger. Szintillierende Eigenschaften können verschieden Stoffe vorweisen. So gibt es organische (Plastik) und anorganische (dotierte Kristalle z.B. NaJ(Ti)) sowie Flüssig- und Gas-Szintillatoren. Das Prinzip ist bei allen Szintillatoren gleich. Durchquert ein hochenergetisches Teilchen einen Szintillator, so erfährt es Energieverlust. Diese Energie regt über verschiedene Prozesse im Material die Emission von Photonen an.

1.5.1 Organische Szintillatoren

Es handelt sich bei organischen Szintillatoren meist um ein dreikomponentiges Gebilde aus einer Trägersubstanz (z.B. transparenter Kunststoff [Polyvinyltoluene]), einem fluoreszierendem Stoff (z.B. Naphtalen, Anthracen) und einem Wellenlängenschieber (z.B. POPOP, MSB). Betrachtet man einen anorganischen Szintillator im Bändermodell, so wird bei Anregung ein Elektron aus dem Valenzband ins das Leitungsband gehoben. Hierdurch entsteht ein Elektron-Lochpaar. Nach kurzer Zeit rekombiniert dieses Lochpaar und ein Photon mit der Energiedifferenz zwischen Valenz und Leitungsband wird emittiert (Fluoreszenz).

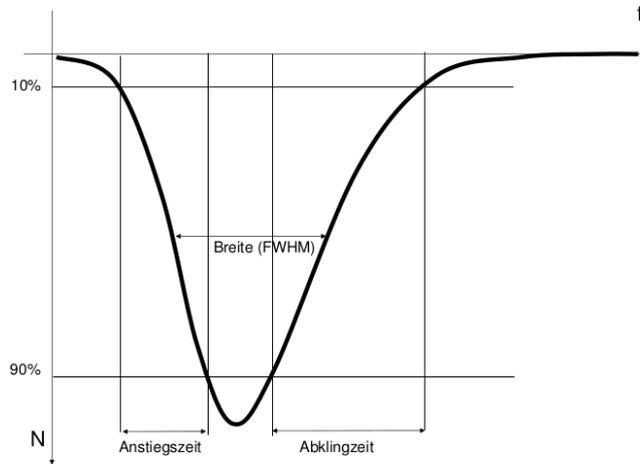


Abbildung 1.13: Darstellung der zeitlichen Verteilung der Photonen aus dem Fluoreszenzlicht

Bei Plastiksintillatoren handelt es sich meist um Isolatoren. Die Bandlücke liegt dabei in einem Bereich von 5 – 10 eV. Da diese Bandlücke im gesamten Polymergitter vorhanden ist, würde das so entstandene Photon bei nächster Gelegenheit wieder absorbiert werden. Um diese zu verhindern und die freie Weglänge zu vergrößern, sind durch einen weiteren Stoff Störstellen in das Material eingefügt. Die Reabsorption der Strahlung innerhalb des Materials wird so verhindert. Das zeitliche Verhalten eines einzelnen Szintillationsereignis kann über die lineare Superposition zweier exponentieller Abfälle dargestellt werden:

$$N = A \exp\left(-\frac{t}{\tau_f}\right) + B \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right) \quad (1.15)$$

Bei τ_f handelt es sich um die schnelle Abklingkonstante (fast) und bei τ_s um die langsame Abklingkonstante (slow). Die relativen Amplituden A und B werden über die Eigenschaften des Szintillatormaterials bestimmt. Betrachtet man den Szintillationseffekt näher, so sieht man, dass ein einlaufendes Teilchen ein Valenzelektron in ein Molekülorbital (S^* , S^{**} , ...) oder einen Vibrationszustand (T^* , T^{**} , ...) anregt. Ein angeregtes Molekülorbital fällt augenblicklich (< 10 ps) in den einfach angeregten Zustand S^* ohne die Emission eines Photons. Dieser Zustand zerfällt unter der Emission eines prompten Photons in den Grundzustand S_0 . Wird eine der Molekülmoden T^{N*} angeregt, so zerfallen diese augenblicklich in den Vibrationsgrundzustand T_0 , ohne die Emission eines Photons. Da der Übergang $T_0 \rightarrow S_0$ sehr unwahrscheinlich ist, zerfällt der T_0 -Zustand über die Interaktion mit einem anderen T_0 -Molekül Gleichung 1.16.



Das eine Molekül befindet sich nach dieser Reaktion im angeregtem Zustand S^* und zerfällt unter der Emittierung eines Szintillations-Photons in den Grundzustand S_0 . Für die Interaktion der beiden T_0 -Zustände wird Zeit benötigt. Daher handelt es sich bei diesen Photonen

um den verzögerte Anteil des Emissions-Spektrums eines Szintillator-Ereignisses. Die zeitliche Verteilung eines solchen Ereignisses ist in Abbildung 1.13 dargestellt. Szintillatoren werden über folgende Parameter charakterisiert (Abbildung 1.13):

- Anstiegszeit: Zeit, in der das Signal von 10% auf 90% angestiegen ist.
- Abklingzeit: Zeit, in der Signal von 90% auf 10% des ursprünglichen Signals abgefallen ist.
- Lichtausbeute: Lichtmenge die ein minimalionisierendes Teilchen im Szintillator erzeugt (normiert auf Anthracen)
- Emittierte Wellenlänge: λ_{em}^{max} Maximum des emittierten Wellenlängenspektrums des Szintillators. Auf dieses Wellenlängenmaximum sollte der optische Detektor abgestimmt sein.
- Die Halbwertsbreite wird als Abstand zwischen den beiden Hälften des Maximums bezeichnet (FWHM).
- Abschwächlänge: Charakteristische Länge λ_A des Szintillators, bei der die Menge N der emittierten Photonen aufgrund von Absorptionseffekten im Material auf $\frac{1}{e}$ abgefallen ist.

$$N(X) = N_0 \exp\left(-\frac{x}{\lambda_A}\right) \quad (1.17)$$

Man unterscheidet dabei, zwischen technischer Abschwächlänge (TAL) und Basis-Abschwächlänge (BAL). Die Basis-Abschwächlänge beschreibt nur die Abschwächung die der direkte Lichtanteil beim Durchqueren des Materials erfährt. In der technischen Abschwächlänge betrachtet man auch die indirekten Lichtanteile, die durch Reflexionen und Materialgeometrie zustande kommen und einen längeren effektiven Weg durch das Material zurückgelegt haben.

Die Anstiegszeit charakterisiert das Antwortverhalten des Szintillationszählers. Durch die Breite der Verteilung und die Abklingzeit wird das Verhalten des Szintillationszählers bei hohen Raten bestimmt. Treffen mehrere Teilchen zeitnah beieinander auf, kommt es zum sogenannten Pile-Up-Effekt. Hierbei überlagern sich die Photonenverteilungen der einzelnen Teilchen und eine zeitliche Auflösung der beiden Ereignisse ist nicht mehr möglich.

1.5.2 Der Lichttransport in Szintillator und Lichtleiter

Der Lichttransport im Szintillator und im Lichtleiter basiert auf dem Prinzip der Totalreflexion (siehe Abbildung 1.14). Hierbei macht man sich zunutze, dass Licht unter einem bestimmten Grenzwinkel Θ_{tot} gegenüber dem optisch dickeren Medium vollständig reflektiert wird.

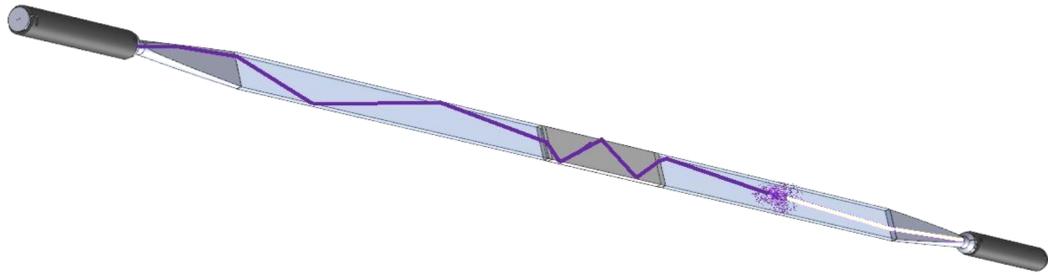


Abbildung 1.14: Beispiel der Lichtausbreitung innerhalb eines Szintillationsdetektors anhand eines Lichtleiters von H1 mit einem Stück Luftlichtleiter in der Mitte [22].

Hierfür muss sich der Brechungsindex der Umgebung von dem Brechungsindex des Lichtleiters unterscheiden. Die Bedingung für Totalreflexion ist folgendermaßen gegeben:

$$\Theta_{tot} = \arcsin\left(\frac{n_{envir.}}{n_{material}}\right) \quad (1.18)$$

Der Winkel Θ_{tot} ist zur Flächennormale der Grenzfläche definiert. Bei $n_{envir./material}$ handelt es sich um den Brechungsindex der Umgebung bzw. des Materials. Unterhalb von Θ_{tot} wird die Reflexion immer schwächer. Weitere Verluste entstehen vor allem durch Unebenheiten und Kratzer im Szintillator. Um ausgetretene Photonen zurück in den Szintillator zu leiten, werden der Lichtleiter und der Szintillator in eine reflektierende Folie (z.B. aluminisiertes Mylar) eingepackt. Hierdurch kann ausgetretenes Licht unter einem anderem Winkel wieder in den Szintillator eingespeist werden. Die Folie wird hierzu zerknittert, um wenig parallele Anteile zur Oberfläche des Szintillators zu erhalten. Damit Umgebungslicht nicht die Messung beeinflussen, wird der gesamte Detektor zusätzlich in eine dünne, lichtdichte Folie eingepackt.

1.5.2.1 Photomultiplier (Sekundärelektronenvervielfacher)

Bei Photomultipliern (PMT) handelt es sich um Elektronenröhren, die dazu ausgelegt sind optische Signale, bis hin zu einzelnen Photonen, nachzuweisen (Abbildung 1.15).

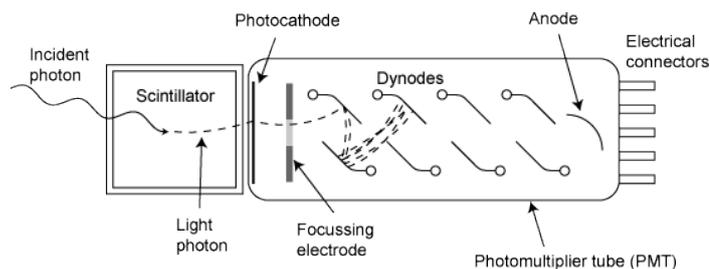


Abbildung 1.15: Typischer Aufbau eines Photomultipliers mit angekoppeltem Szintillator [15].

Einzelne Photonen treffen auf die Photokathode und schlagen durch den äußeren photoelektrischen Effekt Elektronen aus dieser heraus. Photokathoden bestehen aus Metallen mit geringer Austrittsarbeit wie Alkalimetalle (z.B. Alkali [Sb-K-Cs] oder Multialkali [Na-K-Sb-Cs]). Die Wahrscheinlichkeit, dass ein einzelnes Photon ein Elektron aus der Photokathode herausschlägt, beträgt bis zu 40% [20] (Quanteneffizienz). Die Photokathode muss dabei hinreichend dünn sein, damit die Elektronen auch aus dieser austreten können. Die freigesetzten Photoelektronen werden nun in einem elektrischen Feld beschleunigt und treffen auf weitere Elektroden (Dynoden). Beim Auftreffen der Elektronen auf den Dynoden werden weitere sekundäre Elektronen herausgeschlagen (Sekundäremissionsverhältnis: $\delta = 3..10$). Da mehrere Dynoden mit zunehmender Spannungsdifferenz hintereinander geschaltet sind, nimmt die Anzahl der Elektronen von Dynode zu Dynode exponentiell zu. Letztendlich treffen die vervielfältigten Elektronen auf eine Anode und fließen über einen Widerstand zur Masse hin ab. Über den Widerstand kann das Photomultipliersignal abgegriffen werden. Der Verstärkungsfaktor von Photomultipliern liegt im Bereich von 10^6 bis 10^8 und ist durch das Sekundäremissionsverhältnis und die Anzahl der Dynoden gegeben. Dynamisch kann der Verstärkungsfaktor über die angelegte Hochspannung am Spannungsteiler reguliert werden. Über diesen Spannungsteiler (PMT-Base) werden die einzelnen Dynoden des Photomultipliers mit der ansteigenden Beschleunigungsspannung versorgt.

2 Herstellung und Test der Szintillatorstreifen

Die Aufgabe besteht darin die Modifikationen, welche von der Drell-Yan-Gruppe vorgeschlagen wurden, an den beiden Outer-Hodoskopen H3O und H4O vorzunehmen. Der Umbau von H4O erfolgt aus gebrauchtem Material. Daher sollen charakteristische Parameter von dem vorhandenen Material aufgenommen werden, um die Tauglichkeit für das Experiment zu prüfen.

Für den Test der Szintillatoren bieten sich verschiedene Messungen an. Zu nennen wären hier die Abschwächlänge, die Zeitauflösung, die effektive Lichtgeschwindigkeit und die Nachweiseffizienz der Szintillatoren. Hierfür wird ein Teststand entwickelt, mit dem die oben genannten Messungen an verschiedenen Streifengeometrien durchgeführt werden können.

2.1 Herstellung der Szintillatorstreifen

2.1.1 Modifikationen an H4O

Bei den Drell-Yan-Messungen muss gleichermaßen auf positive und negative Myonen getriggert werden. Dies erfordert die symmetrische Positionierung des Triggerhodoskops um den nicht abgelenkten Strahl. Aus praktischen Gründen für frühere Messungen ist das Spektrometer jedoch um den abgelenkten Strahl aufgebaut. Für die Drell-Yan-Messung wird daher der Kompromiss eingegangen, das Hodoskop H4O symmetrisch um den abgelenkten Strahl zu platzieren. Dies führt zu einer leichten Abweichung in den Akzeptanzen für die unterschiedlich geladenen Myonen. Wie aus Abbildung 2.1 ersichtlich, müssen hierfür die sechs zentralen Streifen abgeändert werden. Die Größe des Lochs in der Mitte des Hodoskops wird durch die geometrische Abdeckung des Mitteltriggers definiert (siehe 2.1(b)). Es ergibt sich eine Lochgröße von 110×83 cm. Daher müssen für die beiden Hälften des Hodoskops insgesamt 12 Streifen mit 185 cm Länge hergestellt und getestet werden.

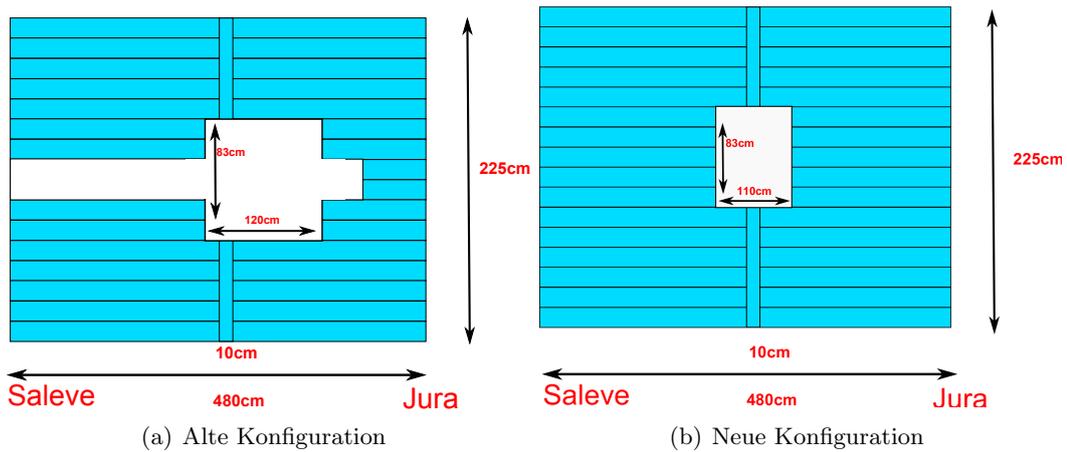


Abbildung 2.1: Modifikationen an der Geometrie von H40

2.1.2 Vorbereitung der alten Streifen

Bei dem Material, welches zum Umbau des H40 Hodoskops verwendet wird, handelt es sich um alte Szintillatorbestände aus dem EMC Experiment[28]. Nach den Eigenschaften zu schließen, handelt es sich um ähnliches Material wie BC408 von Bicron (Heute Saint Gobain)[25]. Die Streifen lagern in der A3-Halle der Kernphysik Mainz. Die Streifen sind 15 cm breit, 2 cm hoch und haben unterschiedliche Längen bis 500 cm. Bei den langen Streifen (> 2.5 m) ist eine Klebestelle in der Mitte vorhanden. Die aktuellen Streifen von H40 sind aus dem gleichem Material gefertigt. Die Streifen werden noch im Keller vorsichtig gebrochen und eine optische Kontrolle der sichtbaren Oberfläche durchgeführt. Dann werden die Streifen auf eine Länge von 185 cm von der feinmechanischen Werkstatt der Kernphysik Mainz abgelängt. Hierfür wird der Streifen mit der Bandsäge etwas zu lang abgesägt und dann mithilfe einer Fräse plan gefräst und so auf die korrekte Länge gebracht. Da die Werkstatt der Kernphysik keine Diamantfräser besitzt, muss die Fräskante nachbearbeitet werden. Hierfür wird die Oberfläche in drei Gängen (600er, 1200er, 2500er Körnung) mit Nassschleifpapier in kleinen kreisenden Bewegungen verschliffen und dann mit Acrylglaspolitur ohne Wachs- und Glanzanteile poliert, solange bis die Oberfläche keine optischen Mängel mehr aufweist. Um eine ebene Oberfläche ohne Abrundungen zu erhalten ist beim Schleifen darauf zu achten, dass der Schleifblock immer parallel zur Oberfläche orientiert ist und nicht an den Kanten abknickt.

Die verwendeten geschwungen Fischschwanz-Lichtleiter stammen ebenfalls aus alten Beständen des EMC-Experiments. Sie befinden sich zum Teil auch noch an den alten Szintillatorstreifen und mussten vorsichtig über eine Kante abgebrochen werden. Etwaige Bruchstücke des Szintillators und der alten Klebung wurden grob mit Hilfe einer Feile entfernt. Danach wurden die Kontaktstellen transparent geschliffen. Wiederum wird in drei Gängen geschliffen und mit Politurpaste poliert. Der Randbereich der Klebefläche wurde mit Hilfe von Kapton-Klebeband vor Kleber geschützt. Um den herausquellenden Kleber aufzufangen wurde ein Kranz aus Kreppband um die Klebestelle angebracht.

2.1.3 Klebung der Szintillatoren

Die Verklebung der Szintillatoren mit den Lichtleitern erfolgt mit Hilfe von Sekundenkleber auf Cyanacrylatbasis. Dieser bietet gute Eigenschaften zur Verklebung von Polyvinyltoluene (PMMA). Die Wahl fiel auf Loctite 406 der Firma Henkel [26]. Testklebungen ergaben, dass die Kontaktstelle auf Hochglanz poliert, wie in Unterabschnitt 2.1.2 beschrieben, keine guten Klebeeigenschaften aufweist. Daher wird kurz vor der Klebung die Oberfläche von Szintillator und Lichtleiter mit 1200er Schleifpapier aufgeraut. Dies ermöglicht dem Klebstoff eine bessere Haftung. Etwaige Unebenheiten, die durch das Schleifen entstehen, werden durch den Klebstoff aufgefüllt. Danach wird die Klebestellen von Lichtleiter und Szintillator mit Methanol-Alkohol gereinigt. Nachdem dieser verdunstet ist, wird eine dicke Schicht Sekundenkleber auf den Szintillator aufgebracht. Der Lichtleiter wird jetzt von oben und möglichst gleichmäßig auf die Klebestelle aufgesetzt und für ca. 60 s gleichmäßig abgedrückt. Ungleichmäßige Druckverteilung oder zu viel Druck führen zu partieller Blasenbildung an der Klebestelle. Diese würde die Lichtausbeute und mechanische Stabilität des Szintillators empfindlich stören. Nach mindestens 8 Stunden Aushärtungszeit kann der Szintillator gedreht werden und die Klebung auf der anderen Stirnseite wiederholt werden. Bei einer Sichtkontrolle können jetzt schon fehlerhafte Klebungen anhand von Blasenbildung oder matten Niederschlägen erkannt werden. Ist die Klebung nicht in Ordnung, so wird der Lichtleiter abgebrochen und man wiederholt die Klebeprozedur.

2.1.4 Verpackung der Streifen

Nach der Klebung werden die Streifen aus der Halterung genommen. Etwaige Reste der alten Verpackung (krümelige Klebebandreste und Sägerückstände) werden mit einem Mikrofasertuch vorsichtig entfernt. Dabei wird auch der Rest der Szintillatoroberfläche auf Fehlstellen (Risse, Kratzer) untersucht. Danach wird der Szintillator zur besseren Lichtleitung in zerknüllte aluminisierte Mylar-Folie eingeschlagen. Zur Abschirmung von Störlicht wird der Szintillator zusätzlich noch in lichtdichte schwarze Folie eingepackt. Der geschwungene Lichtleiter wird bis 4 cm vor dem Übergang zum Photomultiplier mit Mylar eingepackt. Das Mylar wird dann mit schwarzem lichtdichtem PVC-Klebeband (3M Scotch SUPER33) eingewickelt, damit kein Fremdlicht eindringen kann. Um einen guten optischen Übergang zwischen Photomultiplier und Lichtleiter zu gewährleisten, befindet sich ein Federmechanismus in der Base. Daher wird die Weicheisenabschirmungsendkappe zur Befestigung des Szintillators an der Base auf eine Position 4.2 cm vor Ende des Lichtleiters befestigt. Dies führt zu einem konstanten Anpressdruck des Photomultipliers auf den Lichtleiter. So ist ein guter Lichtübergang ohne den Einsatz von Cookies oder optischem Fett möglich.

2.2 Der Teststand

Der Teststand besteht aus Maytec-Schnellbauprofilen. Es wurde ein Rahmen entwickelt, der das gleichzeitige Messen von drei Streifen mit kosmischen Myonen und radioaktiver Quelle erlaubt (siehe Abbildung 2.3).

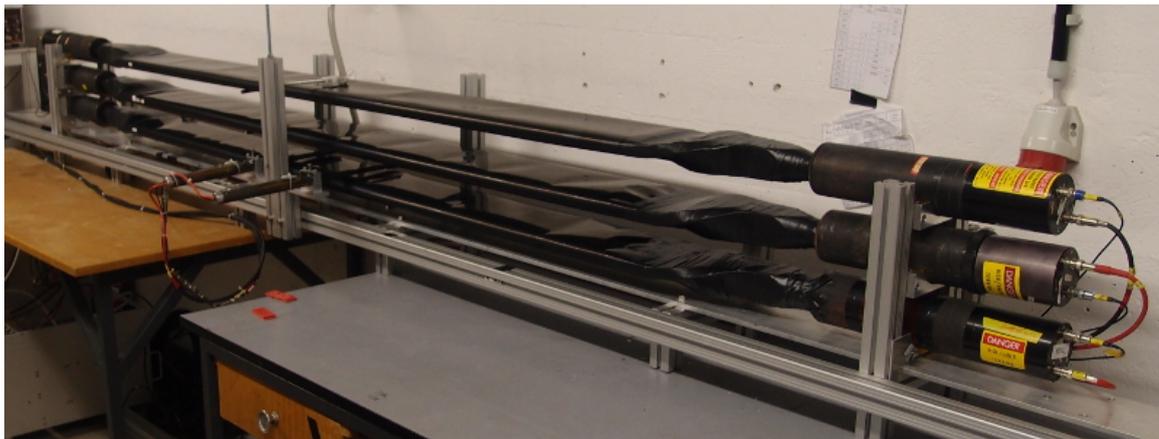


Abbildung 2.2: Fotografie des Teststands mit drei Szintillatoren bei der Messung mit Präparat

Der Aufbau ist 3.8 m lang und wurde teilweise aus alten Bauteilen, die noch von den Testmessungen der H1-Elemente des LAS-Triggers stammen, aufgebaut([22]). Er ermöglicht das variable Verschieben der Photomultiplier und so die Messung von Streifen von bis zu 350 cm Gesamtlänge. Die Streifen lagern zur Unterstützung auf Gewindestangen, welche mit Schrumpfschlauch überzogen sind, um eine Beschädigung der Szintillatorverpackung zu vermeiden. Für die Messung des Zeitverhaltens der Detektoren und für die Präparatmessungen existiert ein Schlitten an der frontalen Verbindungsstrebe. Dieser ermöglicht die genaue und reproduzierbare Einstellung der Messposition auf dem Szintillator. Er bietet die Möglichkeit ein Präparat an einer Gewindestange zu befestigen oder dient als Halterung für die Montage der beiden Triggerfinger für die Lichtgeschwindigkeits- beziehungsweise Effizienzmessung an den Szintillatoren in horizontaler bzw. vertikaler Lage. Die Triggerfinger bestehen aus zwei kurzen Szintillatorstreifen ((5x5x150) mm), welche über jeweils einen Photomultiplier ausgelesen werden. Der fertige Aufbau ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Es befinden sich drei Szintillatoren von H4O in der Halterung, bei denen eine Präparatmessung durchgeführt wird.

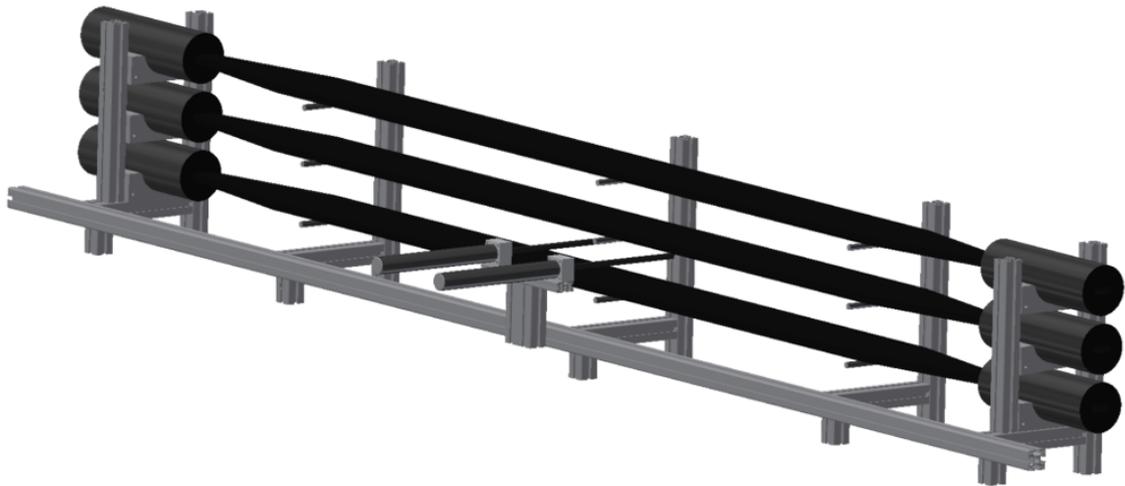


Abbildung 2.3: 3D Modell des Teststands mit drei Szintillatoren

2.2.1 Aufbau der Ausleseelektronik

Zur Auslese der Signale des Teststandes wurde eine Elektronik auf Basis von CAMAC/NIM-Modulen aufgebaut. Dabei handelt es sich um standardisierte Bus Systeme, für die es verschiedene funktionale Gruppen als Moduleinschübe gibt. Es folgt eine kurze Erläuterung der verwendeten Module:

FAN IN/OUT (FIO)

Ein FAN IN/OUT dient dazu, Signale zu verteilen, ohne Seiteneffekte durch mehrfache Belastung einer Signalquelle zu erhalten. Man unterscheidet zwischen digitalen FAN IN/OUTs (DFIO) und analogen FAN IN/OUTs (LFIO).

Signalverzögerung (DELAY)

Analoge Signale werden über Signallaufzeit in Kabeln verzögert. Die sogenannten "Delay-Boxen" beinhalten mehrere verschieden lange Kabel, welche über Schalter kaskadiert werden können, um beliebige Verzögerungen aus der Kombination der einzelnen Kabellängen zu ermöglichen. Für digitale Signale existieren auch variable Verzögerungsstrecken, welche aus digitalen Gattern bestehen.

Diskriminator (DISC)

Diskriminatoren dienen dazu, analoge Signale in digitale Signale umzuwandeln. Dazu vergleichen sie ein analoges Eingangssignal mit einem Referenzwert. Ist der Signalwert über dem Referenzwert, so schaltet der digitale Ausgang des Diskriminators auf logisch "wahr".

Die Breite des Ausgangssignals kann meist über ein Potentiometer eingestellt werden. Die diskriminierten analogen Signale dienen als Schaltschwelle, um zum Beispiel Triggerbedingungen zu erzeugen.

Analog-Digital-Wandler (ADC)

Analog-Digital-Wandler benutzt man zur Wandlung von analogen Signalen in digitale Werte. Dies kann auf verschiedene Arten passieren. Bei den verwendeten AD-Wandlern (LeCroy 2249a/g) handelt es sich um Wilkinson-Wandler[23]. Diese basieren auf dem Vergleich eines Eingangssignals mit einem ladenden Kondensator. Der Kondensator wird geladen bis seine Spannung mit der Eingangsspannung übereinstimmt. Der Vergleich wird über einen Komparator realisiert. Dann wird der Ladevorgang abgebrochen und der Kondensator linear über einen Widerstand entladen, bis dieser komplett leer ist. Die Zeitdauer des Entladevorgangs ist proportional zur Amplitude des Eingangssignals, und es wird ein eben so langes Gatesignal erzeugt. Während der Dauer des Gatesignals werden die Impulse eines Oszillators mithilfe eines Zählerregisters digital erfasst. Dies führt zur Digitalisierung des anliegenden Eingangssignals.

Zeit-zu-Digital-Wandler (TDC)

Bei Zeit-zu-Digital-Wandlern handelt es sich um die Umsetzung einer Zeitspanne in einen digitalen Wert. TDCs besitzen hierfür einen Starteingang und meist mehrere Stoppeingänge. Kommt das Startsignal, wird mit einem konstanten Strom ein Kondensator aufgeladen. Die Aufladung wird mit dem Stoppsignal beendet. Die Ladung in dem Kondensator ist danach proportional zur aufgenommenen Zeitspanne und kann in einen digitalen Wert umgewandelt werden. Dies ermöglicht Messung von Zeitspannen bis hin zum Picosekundenbereich.

Logische Gatter

Mit logischen Gattern lassen sich logische Verknüpfungen zwischen digitalen Signalen erstellen. So lassen sich zum Beispiel zwei logische Signale mit einem UND oder ODER koppeln. Logische Gatter kann man kaskadieren, um komplexe Zusammenhänge zu prüfen. Dies nutzt man zum Beispiel, um Triggerbedingungen zu erzeugen.

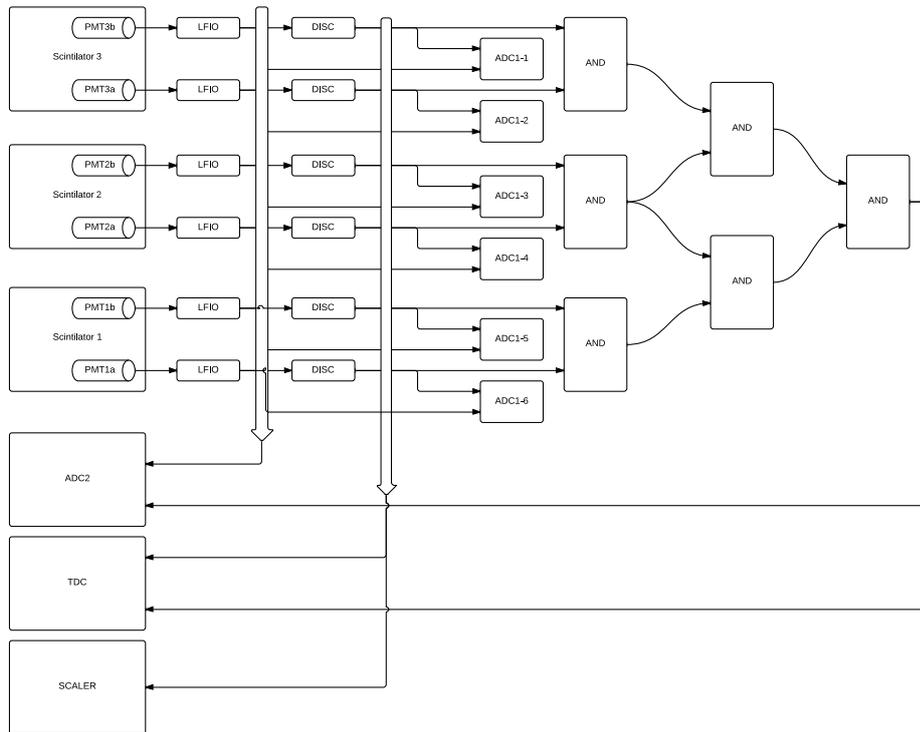


Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau der elektrischen Verschaltung der Datenaufnahme (zur Erklärung vom Aufbau)

Die Signale der drei Szintillatorstreifen werden über jeweils zwei Photomultiplier (Typ: EMI 9813kb [24]) detektiert. Die analogen Signale werden über lineare FAN IN/OUT-Module vervielfältigt (LFIO). Danach werden sie zum Teil in die AD-Wandler Eingänge der Einkanal-Analogwandler geleitet (ADC1 in Abbildung 2.4). Zeitgleich werden sie in den Diskriminatoren in digitale Signale umgewandelt. Über die diskriminierten Signale werden die Triggerbedingungen generiert. Für die Messung mit Präparat wird das diskriminierte Signal direkt als Gate in einen Einkanal-Analogwandler gespeist (ADC1). Dabei handelt es sich um einen 8-Kanal-ADC-Wandler mit einem Gate-Eingang für jeden Kanal (LeCroy 2249g). Die Breite des Gatesignals wird dabei so gewählt, dass das gesamte analoge Signal des Photomultipliers innerhalb der Gatebreite liegt. Dabei ist zu beachten, dass die verwendeten AD-Wandler (LeCroy 2249a/g [23]) 4 ns zwischen dem Überschreiten der Gateschwelle und der Aufnahme des analogen Signals benötigen. Diese Verschaltung ermöglicht die direkte Aufnahme der Präparatespektren. Die diskriminierten Signale der Photomultiplier werden auch direkt auf einzelne Zähler gelegt, um eine Zählratenmessung an den einzelnen Streifen durchführen zu können.

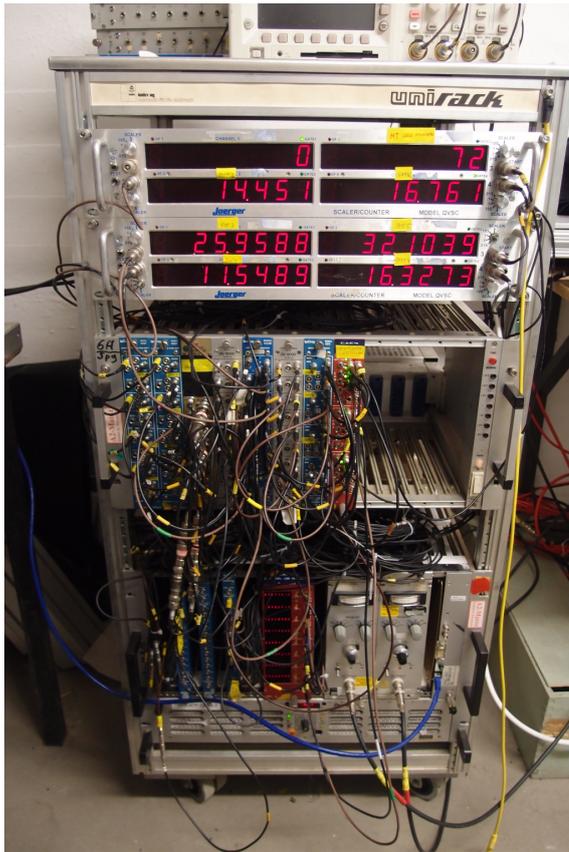


Abbildung 2.5: Rack mit der Ausleseelektronik des Teststands. Nicht zu sehen sind die Hochspannungsnetzteile der Szintillatorstreifen, die aufgrund von Wärmeproblemen in ein NIM-Rack neben die Auslese positioniert wurden.

Abbildung 2.5 zeigt den Aufbau des Teststands. Im oberen Teil des Racks sind die Zähler für die einzelnen Photomultiplier zu sehen. Darunter befindet sich ein NIM-Einschub, in dem sich die Diskriminatoren und Koinzidenzeinheiten befinden. Bei dem unteren Einschub handelt es sich um einen CAMAC-Einschub, in dem sich die ADC- und TDC-Wandler befinden sowie der DIL-NET PC als CAMAC-Controller zur Auslese. Des Weiteren sind hier noch die beiden Hochspannungsnetzteile für Triggerfinger zu platziert.

2.2.2 Die Datenaufnahme

Die Auslese der ADC- und TDC-Wandler erfolgt über einen "CAMAC DIL-NET PC", der von der Elektronikwerkstatt der Kernphysik Mainz entwickelt wurde. Dieser lässt sich

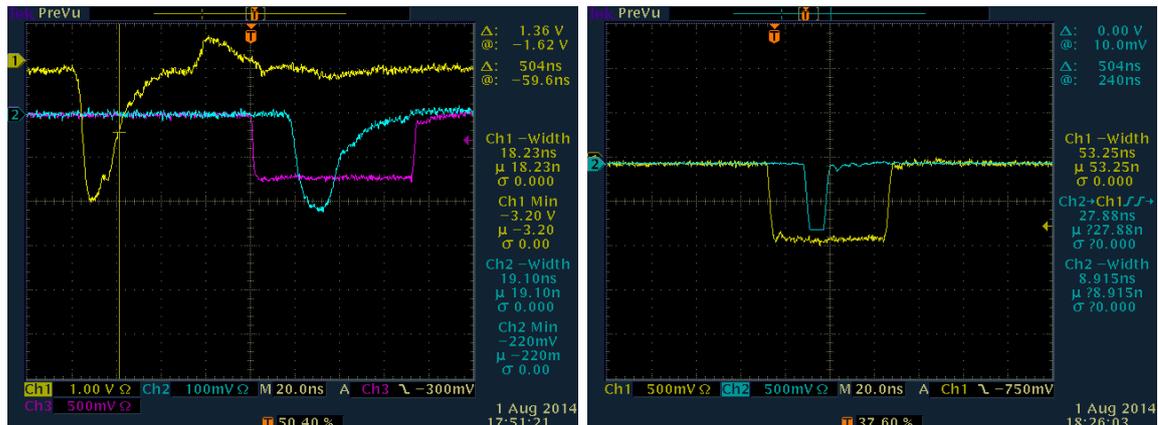
Zudem hilft die direkte Anzeige der Zählrate bei der Lichtdichtheitsprüfung der Szintillatoren. Parallel folgt eine Koinzidenzkaskade. Die Photomultiplier an jedem Streifen werden paarweise mit einem UND-Gatter verknüpft. Hierbei ist darauf zu achten, dass die beiden Signale entsprechend verzögert werden um gleichzeitig an dem Koinzidenzmodul anzukommen. Man wählt die Signaltbreite des einen PMT relativ breit, sodass die Signale des anderen PMT (mit kleinerer Signaltbreite) komplett innerhalb der Signaltbreite des ersten liegen. Dadurch wird die Koinzidenz ausgelöst und das Trigger-signal generiert. Es folgen zwei weitere Koinzidenzstufen aus UND-Gattern, um letztendlich eine Sechsfachkoinzidenz aus allen Photomultipliersignalen zu erreichen. Dieser Summentrigger dient als Gatesignal für den ADC2 an dem die einzelnen analogen Signale der Photomultiplier gleichzeitig aufgenommen werden. Der Summentrigger dient auch als Startsignal für die TDC-Messung. Die Stoppsignale für die TDC-Messung werden aus den diskriminierten Signalen der einzelnen Photomultiplier erzeugt.

Der schematische Aufbau der Elektronik ist in Abbildung 2.4 gezeigt. Um Übersichtlichkeit zu gewährleisten, wurde auf die Darstellung der Verzögerungsstrecken und der digitalen FAN IN/OUTS verzichtet. In Abbildung 2.5 ist der entsprechende reale Aufbau gezeigt. Im oberen Teil des Racks sind die Zähler für die einzelnen Photomultiplier zu sehen.

über den vorhandenen Ethernet-Anschluss per Telnet ansprechen. Durch das Alter des CAMAC DIL-NET PCs (486DX2 33Mhz mit 8Mb RAM 10Mbit Ethernet) ist die Ausleserate auf rund 50 Kanäle/s beschränkt. Die einzelnen CAMAC-Digitalisierungsmodule (ADC/TDC) liefern ein "Look-At-Me" (LAM) Signal, sobald eine Wandlung abgeschlossen ist. Die Software auf dem Ausleserechner testet kontinuierlich alle vorhandenen Module auf dieses LAM-Signal. Ist das LAM-Signal für ein Modul gesetzt, so wird die Auslese der entsprechenden Digitalisierungskanäle gestartet. Nach erfolgreicher Auslese werden die Werte in den einzelnen Modulregistern mit Hilfe des "CLEAR" Signals gelöscht. Zur Auslese der einzelnen CAMAC Module wurde eine modulare Python-Bibliothek geschrieben, welche im Anhang (Abschnitt 6.2) eingesehen werden kann. Die entsprechenden Messwerte werden in ROOT[29]-Histogrammen zur späteren Auswertung gespeichert.

2.2.3 Die analogen Photomultipliersignale

Ein exemplarisches Photomultipliersignal ist in 2.6(a) (gelb) dargestellt. Es lässt sich der typische Verlauf eines Szintillationsereignisses erkennen, mit einer schnellen Anstiegszeit von 6 ns und einer langen Abklingzeit von 18 ns. Die Breite des Signals (FWHM) ergibt sich zu 18.3 ns. Hinter dem Szintillationsimpuls folgt ein positiver Überschwinger. Die Kante kurz hinter dem Minimum des Signals stammt vermutlich von einem reflektierten Anteil des langsamen Signalanteils des Szintillationsereignisses. Man erkennt weiterhin, dass die direkten Signale aus den Photomultipliern bei den typischen Betriebsspannungen eine große Signalstärke aufweisen. Das Maximum des Signals liegt bei $U_s^{max} = -3.2\text{ V}$



(a) Zu sehen ist ein direktes Signal aus dem Photomultiplier (gelb) bei einer typischen Betriebsspannung von 2200 V. Bei dem blauen Signal handelt es sich um das 20 dB abgesenkte Signal. Das Gatesignal des AD-Wandlers ist in lila dargestellt. Zu beachten ist, dass sich die Spannungsskalar um den Faktor 10 zwischen dem gedämpften (blau) und ungedämpften (gelb) Signal unterscheidet.

(b) Zeitliche Einstellung der Triggerbreite. Das gelbe Signal stammt vom Photomultiplier auf der linken Seite und weist eine Breite von 53.3 ns auf. Das blaue Signal liegt innerhalb des gelben Signals und weist eine Breite von 8.9 ns auf.

Die Ladung eines solchen Signals lässt sich aus der maximalen Höhe des Signals (U_s^{max}), der

Breite des Signals t_{FWHM} und dem Arbeitswiderstand R ermitteln. Der Arbeitswiderstand entspricht dem Wellenwiderstand, der in unseren Fall 50Ω beträgt und damit ergibt sich die Ladung zu:

$$Q = \int \frac{U(t)}{R} dt \approx \frac{1}{2} \frac{U_{signal}^{max} \cdot t_{FWHM}}{R} \quad (2.1)$$

Für das vorliegende direkte Signal ergibt sich eine Ladung von 586 pC . Die verwendeten Lecroy AD-Wandler ([23]) können maximal eine Ladung von $256 \text{ pC} \pm 5\%$ messen. Daher müssen die vorliegenden Signale gedämpft werden. Mit einem 20 dB Dämpfungsglied kann das Signal um den Faktor 10 abgeschwächt werden. Das entsprechende gedämpfte Signal ist in 2.6(a) dargestellt (blaues Signal). Zudem ist das verzögerte Gatesignal des AD-Wandlers eingezeichnet (lila Signal). Nach der Dämpfung liegt das Photomultiplier-Signal im Bereich von $(42) \text{ pC}$ und so problemlos in dem Messbereich des AD-Wandlers. Der Dämpfungsfaktor von 10 ermöglicht die Messung von Signalen mit Ladungen bis $2560 \text{ pC} \pm 5\%$.

2.3 Mögliche Messungen

2.3.1 Abschwächlängenmessung mit Präparat

Mit Hilfe eines radioaktiven Präparats kann eine Abschwächlängenmessung durchgeführt werden. Hierfür bieten sich zum Beispiel ^{207}Bi an. Dieses zerfällt über Elektroneneinfang unter Emission von monoenergetischen Konversionselektronen und Photonen. Die Energie der Photonen deckt dabei einen Bereich von 0.482 MeV bis 1.048 MeV ab:

Zerfälle von ^{207}Bi			
Konversionselektronen		Photonen	
Energie/[MeV]	Häufigkeit	Energie/[MeV]	Häufigkeit
0.482	2%	0.570	98%
0.554	1%	1.063	75%
0.976	7%	1.770	7%
1.048	2%		

Abbildung 2.6: Übersicht der Zerfälle von ^{207}Bi

Die Konversionselektronen entstehen, wenn die Anregungsenergie eines Kerns nach Elektroneneinfang auf ein Hüllenelektron abgegeben wird. Die Energie des Konversionselektrons ist dabei die Differenz der Bindungsenergie des Elektrons und der Anregungsenergie des Kerns (Abbildung 2.6). Die Eindringtiefe von 1 MeV Konversionselektronen beträgt rund 4 mm in Kunststoff [30]. Bei der Messung mit einem solch niederenergetischen Teilchen sollte man auf eine homogene Materialbelegung der Verpackung achten. Die Messung der Abschwächlänge kann sonst durch die Verpackungsdicke verfälscht werden. Ein Teil der Energie des Elektrons wird schon in der Verpackung deponiert, der Rest erst im Szintillator.

Für die Messung platziert man das Präparat in verschiedenen Abständen zum Photomultiplier entlang des Szintillators. Das Präparat weist eine Aktivität von 37 kBq auf. Dies

reicht aus um in kurzer Zeit ein ausreichend signifikantes Signal im AD-Spektrum zu erzeugen. Das Präparat besitzt eine aktive Fläche von 2.2 cm Durchmesser, dadurch werden 2.2 cm der Szintillatortoberfläche bestrahlt, was zu einer dementsprechenden Unsicherheit führt. Die Datennahme der Präparatmessung kann auf zwei Arten erfolgen.

Zählermethode

Bei dieser Methode zählt man in Abhängigkeit des Abstands der Quelle vom Photomultiplier die Signale, welche über einer bestimmten Diskriminatorschwelle liegen. Der entsprechende Aufbau ist in Abbildung 2.7 schematisch dargestellt.

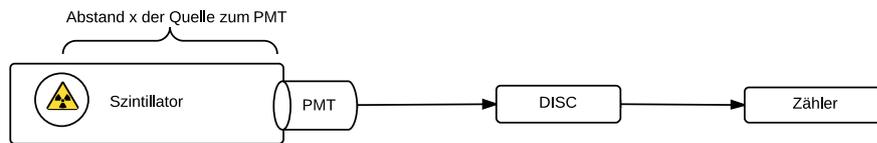
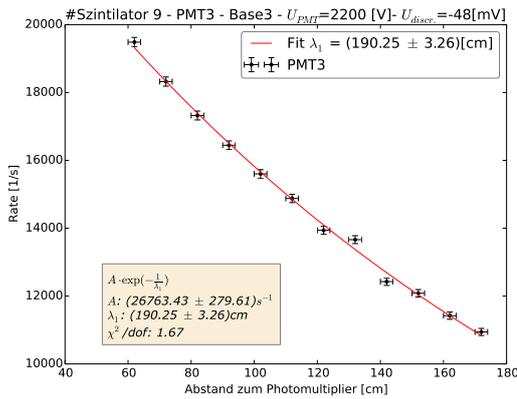


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung der Messung der Abschwächlänge über die Zählermethode

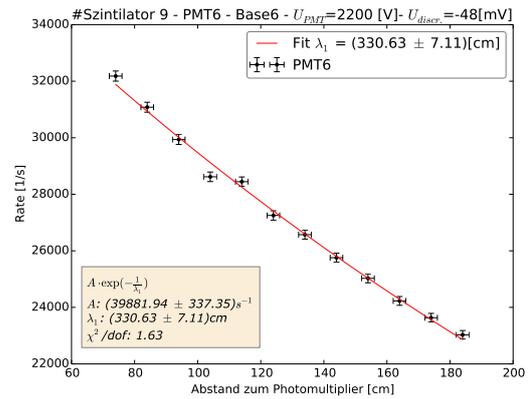
Die Zählwerte werden um die Leerlaufzählraten der Szintillatorzähler bereinigt und werden gegen den Abstand x aufgetragen. Es ergibt sich ein exponentieller Zusammenhang. Über eine Funktion der Form:

$$N(x) = N_0 \exp -\frac{x}{\lambda} \quad (2.2)$$

kann dieser angepasst werden, um die Abschwächlänge λ zu erhalten. Ein exemplarisches Ergebnis dieser Methode ist in Abbildung 2.8 für die beiden Seiten eines Streifens abgebildet.



(a) Zählratenabschwächung PMT3



(b) Zählratenabschwächung PMT6

Abbildung 2.8: Präparatmessung am Streifen 9

Energiespektrumsmethode

Bei der Energiespektrumsmethode nimmt man ADC-Spektren in Abhängigkeit der Entfernung des Präparats zum Photomultiplier auf.

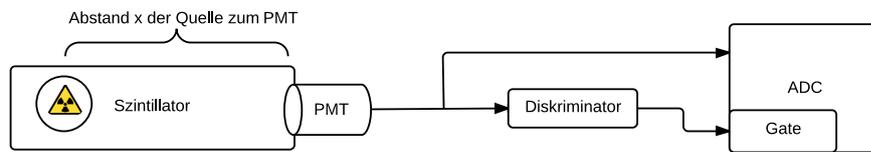


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung der Messung über die Energiemethode

Das verwendete Bismuth-Präparat weist dabei zwei signifikante Peaks im Spektrum auf. Diese sind aufgrund der niedrigen Energieauflösung des Plastiksintillators ab einer gewissen Entfernung vom Photomultiplier nicht gut trennbar. Es bietet sich eine Kombination aus zwei Gauß-Funktionen als Anpassung für die Peaks an (Abbildung 2.10):

$$F = c_1 \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-\mu_1}{\sigma_1} \right)^2} + c_2 \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-\mu_2}{\sigma_2} \right)^2} \quad (2.3)$$

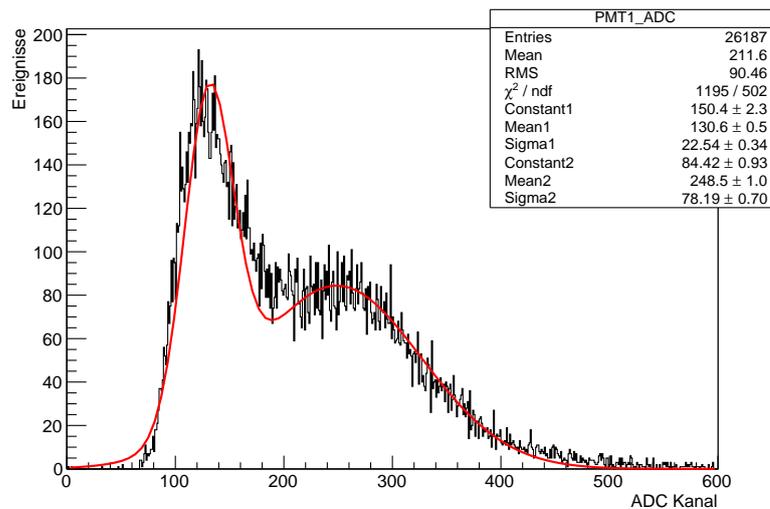


Abbildung 2.10: Aufnahme des Präperatespektrums an Position $x = 60$ cm. Die beiden Peaks bei 0.5 MeV und 1 MeV lassen sich aufgrund der Entfernung vom Photomultiplier nicht gut voneinander trennen. Die Messzeit beträgt 20 min. Das Spektrum ist auf der linken Seite durch die Diskriminatorschwelle abgeschnitten. Daher passt die Anpassung (rote Kurve) aus zwei Gauß-Funktionen nicht besonders gut an die Daten $\chi^2 = \frac{1195}{502}$.

Zur Analyse trägt man die Maxima der Spektren gegen den Abstand x auf und erhält wiederum einen exponentiellen Zusammenhang für die Abschwächlänge. Problematisch ist hierbei die Messdauer, da durch die geringe Rate der Datenaufnahme mindestens 20 Minuten pro Messpunkt gemessen werden muss, um ausreichend Statistik zu erhalten.

2.3.2 Abschwächlängenmessung mit kosmischen Myonen

Die Abschwächlänge kann auch mit kosmischen Myonen bestimmt werden. Man nutzt dazu aus, dass ein großer Teil der sekundären kosmischen Strahlung aus Myonen besteht. Diese entstehen aus primärer kosmischer Strahlung, die aus Protonen und Ionen besteht und die ihren Ursprung in der Sonne oder galaktischen Quellen haben.

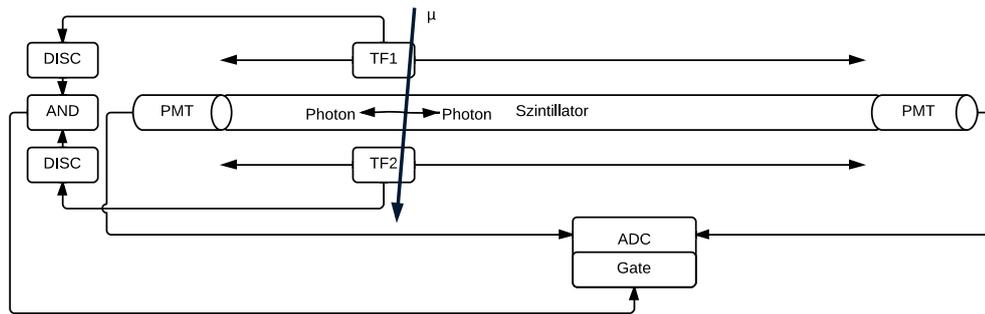


Abbildung 2.11: Messung der Abschwächlänge mit Hilfe zweier Triggerfinger (TF1/2)

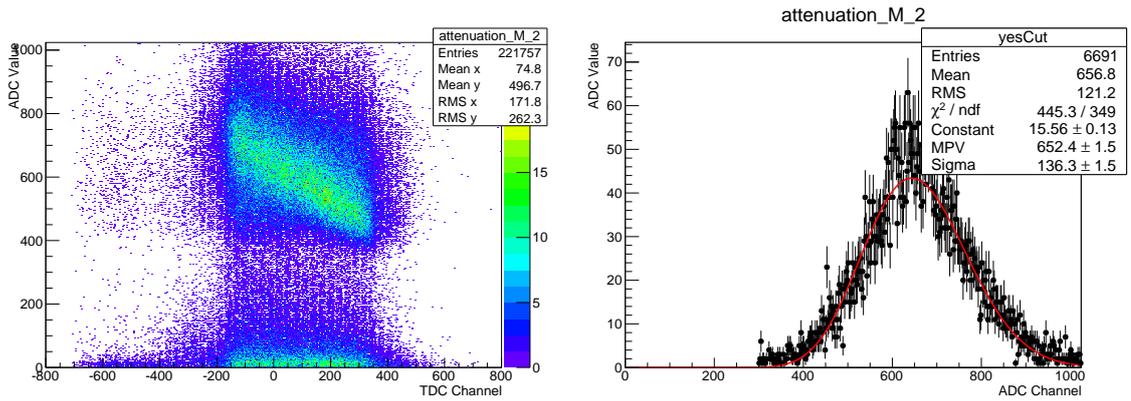
Diese wechselwirken mit den Atomen und Molekülen aus der oberen Atmosphäre und bilden dabei zum Teil Pionen. Die Pionen zerfallen nach kurzer Zeit hauptsächlich in Myonen und Myonneutrinos. Die Rate an kosmischen Myonen, welche die Erdoberfläche mit einer Energie über 1 GeV erreichen beträgt $70 \text{ m}^2 \text{ s}^{-6} \text{ sr}^{-1}$ [7][8] auf Meeresspiegelniveau. Die Aufnahme der Daten kann wiederum über verschiedene Methoden erfolgen:

2.3.3 Triggerfingermethode

Für die Messung der Abschwächlänge ist es erforderlich, den Auftreffpunkt der Myonen auf dem Szintillator zu ermitteln. Dies kann durch zwei Triggerfinger erreicht werden. Die beiden Triggerfinger am Teststand weisen eine Breite von 5 mm auf. Für die Messung positioniert man den zu messenden Szintillator zwischen den beiden Fingern (Abbildung 2.11). Fliegt ein Myon durch beide Triggerelemente und somit auch durch den Szintillator, wird aufgrund der Koinzidenz der beiden Signale aus dem Triggerfinger die ADC-Messung des zu testenden Szintillators ausgelöst. Ein Verschieben der Triggerfinger entlang des zu messenden Szintillators ermöglicht die Ortsauflösung der Ereignisse. Die Ortsauflösung wird hierbei durch die Breite und die zeitliche Auflösung der Triggerfinger bestimmt. Über die beiden Triggerfinger lässt sich mit der gleichen geometrischen Anordnung auch eine Effizienzmessung bzw. eine ortsabhängige Auflösung der Detektorzeitauflösung messen. Der Nachteil dieser Methode ist, dass man aufgrund der niedrigen Rate, welche durch die Fläche der Triggerfinger bestimmt ist, sehr lange Messzeiten für die einzelnen Messpunkte auf dem Szintillator hat.

2.3.4 Koinzidenzmethode:

Benutzt man die Koinzidenz der drei Szintillatoren, um eine Triggerbedingung zu erzeugen, so kann man mit Hilfe der TDCs und der Laufzeitdifferenz der beiden Photomultiplier den Auftreffort entlang des Szintillators bestimmen. Das Summentriggersignal dient hierbei



(a) Übersicht einer Messung mit kosmischen Myonen (b) Projektion eines Intervalls von 30 TDC-Bins entlang des Streifen 2. Am unteren Bildrand ist das Rauschen lang der Y-Achse. In Rot: Anpassung durch eine Summe aus Landau- und Gauß-Funktionen. Über diesen sieht man die Kontur des Szintillators. Aus dem Abfall der Steigung kann die Abschwächlänge ermittelt werden.

Abbildung 2.12: Messung der Abschwächlänge mit Hilfe der Myonenmethode

als Startsignal für die TDCs und als Gatesignal für die ADCs. Da sich dieses zeitlich hinter den Einzelsignalen der Photomultiplier befindet, müssen die Einzelsignale entsprechend verzögert werden, um als Stoppbedingung dienen zu können. Auch die analogen Signale müssen verzögert werden, damit sie innerhalb der Breite des Gatesignals liegen. Hierfür befinden sich Verzögerungsstrecken von (76.0 ± 0.5) ns (Triggersignale) und (80.0 ± 0.5) ns (Analogsignale) im Aufbau. Die aufgenommenen ADC-Werte werden gegen die Differenz der TDC-Werte der beiden Photomultiplier pro Streifen in ein zweidimensionales Histogramm aufgetragen. Man erhält ein Bild wie in 2.12(a). Hier erkennt man am unteren Rand der Daten das Rauschen der Photomultiplier. Darüber befindet sich die Kontur des Abbilds des Szintillators. Man erkennt jedoch in den Rohdaten schon qualitativ den deutlichen Abfall der Signalhöhe entlang des Szintillators.

2.3.5 Datenanalyse

Die Datenanalyse der beiden Methoden läuft zu großen Teilen gleich ab. Der Peak in den ortsabhängigen ADC-Spektren der Fingerprobe lässt sich direkt mithilfe einer Summe aus Landau- und Gauß-Funktion anpassen:

$$F = c_1 \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{E - \mu}{\sigma_1} \right)^2 \right] + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{E - MPV}{\sigma_2} + \exp \left(-\frac{E - MPV}{\sigma_2} \right) \right) \right] \quad (2.4)$$

Als MPV wird der wahrscheinlichste Wert in der Landau-Verteilung bezeichnet, bei σ_2 handelt es sich um die Breite der Verteilung. Man benötigt die Überlagerung dieser beiden Funktionen, da der Energieverlust der Teilchen über eine Landau-Verteilung beschrieben

wird und verschiedene statistische Effekte im Photomultiplier zu einer zusätzlichen Normalverteilung führen. Trägt man die MPV Werte der Landau-Funktion gegen die Messposition auf, so erhält man einen exponentiellen Zusammenhang. Für die Analyse der Myonenkoinzidenz schneidet man erst entlang der Y-Achse das Rauschen der Photomultiplier heraus. Ein Rohspektrum ohne den Schnitt ist in 2.12(a) dargestellt. Danach muss man die erhaltenen TDC/ADC-Spektren TDC-Binweise entlang der Y-Achse projizieren, um die einzelnen ADC-Spektren in Abhängigkeit der Position zu erhalten. Es bietet sich hier an mehrere TDC-Bins gemeinsam zu projizieren, um mehr Statistik für die Gauß-Landau-Anpassung zu erhalten. Eine entsprechende Projektion, inklusive der Anpassung der Gauß-Landau-Funktion ist in 2.12(b) dargestellt. Die so erhaltenen MPV-Werte der Landau-Anpassung, werden gegen die TDC-Position aufgetragen und man erhält wieder einen exponentiellen Zusammenhang aus dem sich die Abschwächlänge extrahieren lässt (siehe Abbildung 2.13). Die X-Achse kann mithilfe der Zeitkalibrierung der TDCs und Lichtgeschwindigkeit innerhalb des Szintillators[25] in Positionen entlang des Szintillators umgerechnet werden.

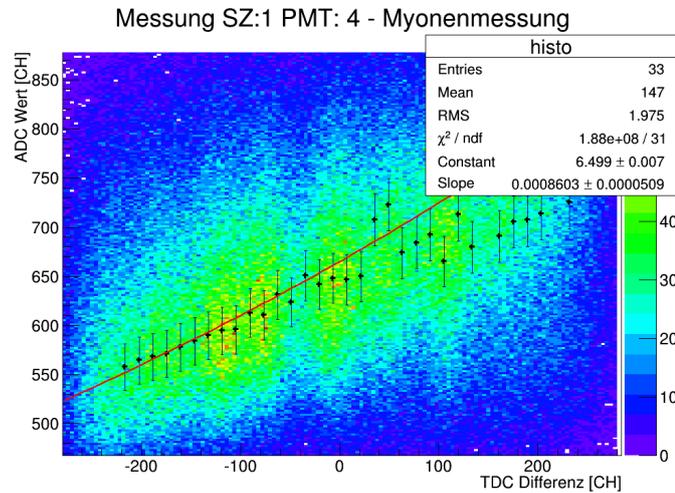


Abbildung 2.13: Messung der Abschwächlänge mithilfe der Myonenkoinzidenzmethode. In schwarz sind die MPV Werte der einzelnen TDC-Spektren aufgetragen. In rot ist die Anpassung durch die Exponentialfunktion dargestellt.

3 Messungen an den Streifen

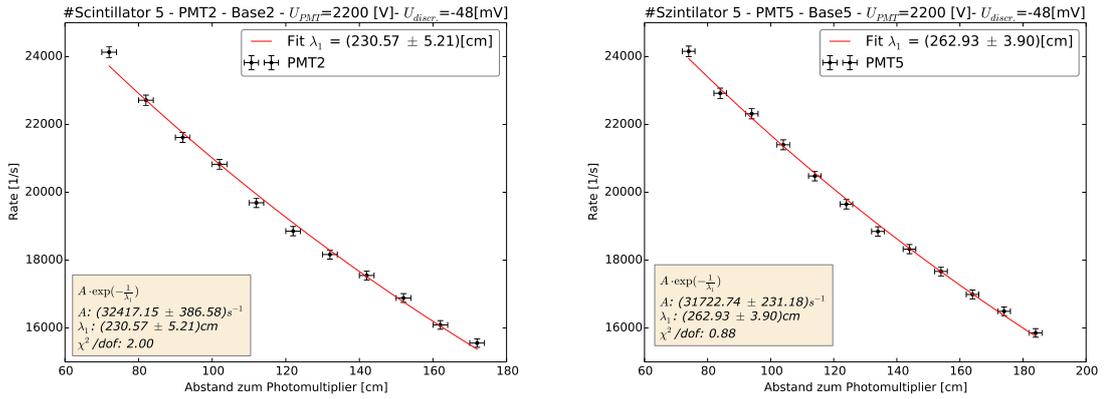
Die Messung der Streifen erfolgt noch in Mainz. Die Streifen werden hierzu immer in Dreierpaketen in den Teststand eingebaut und mit Photomultipliern bestückt. Die einzelnen Szintillatoren werden als nächstes durch Aufkleber auf der linken Seite des Teststands durchnummeriert, um die Messungen später mit den Messdaten aus dem Experiment vergleichen zu können. Aufgrund von technischen Problemen mit der Hochspannung und Datennahme kam es zu Verzögerungen bei den Messungen. Dadurch konnten nur noch Zählratenmessungen mit der ^{207}Bi -Quelle und Myonenmessungen an den Streifen durchgeführt werden.

3.1 Prüfen auf Lichtdichtigkeit

Für den Test der Lichtdichtigkeit wird zuerst der Raum abgedunkelt und die Hochspannung der Photomultiplier langsam hochgefahren. Danach wird eine Zeit abgewartet, bis sich die Zählraten der einzelnen Photomultiplier stabilisiert hat. Nun wird der Teststand mit einem lichtdichten Vorhang abgedeckt und das Licht im Raum wieder angeschaltet. Schlägt man den Vorhang nun nach und nach zurück, sieht man anhand der Zählratenänderung der einzelnen Photomultiplier, wo sich Lichtlecks in der Szintillatorverpackung befinden. Diese können nun mit lichtdichtem PVC-Klebeband abgedichtet werden. Ein Schwachstelle ist hier die Verpackung des Lichtleiters. Es kommt hier oftmals zu kleinen Lichtlecks, wenn das Klebeband keinen guten Überlapp hat. Hier bietet es sich an mit einer Lichtquelle den Lichtleiter abzuleuchten. Trifft man auf eine undichte Stelle, springt die Zählrate nach oben und man kann die undichte Stelle identifizieren. Am Schluss kann der Vorhang entfernt werden. Jetzt kann ein endgültiger Test der Lichtdichtigkeit erfolgen. Hierzu schaltet man das Licht im Raum abwechselnd an und aus und beobachtet die einzelnen Zählraten. Tritt keine Änderung der Zählraten in Abhängigkeit der Raumbeleuchtung mehr auf, so kann der Streifen als Lichtdicht angesehen werden und man kann mit der Messung beginnen.

3.2 Messung der Abschwächlänge mit ^{207}Bi

Für die Messung der Abschwächlänge mit ^{207}Bi wurde die Quelle an 14 Positionen entlang des Szintillators in Abständen von 10 cm platziert und die Zählrate der einzelnen Photomultiplier gemessen. Je Position wurde 30 s gemessen und die Leerlaufzählraten ohne Quelle genommen. Für die letzten drei Streifen (SZ10-SZ12) wurden aus Zeitgründen nur sechs Positionen an der linken Seite der Streifen gemessen. Die Ergebnisse dieser Messung sind exemplarisch in Abbildung 3.1 gezeigt. Zur Analyse wurde eine Funktion der Form $N = N_0 \cdot e^{-\frac{x}{\lambda_1}}$ an die Daten angepasst. Die daraus resultierenden Abschwächlängen sind in Tabelle 3.2 dargestellt. Die angegebenen Fehler sind dabei die statistischen Fehler aus den



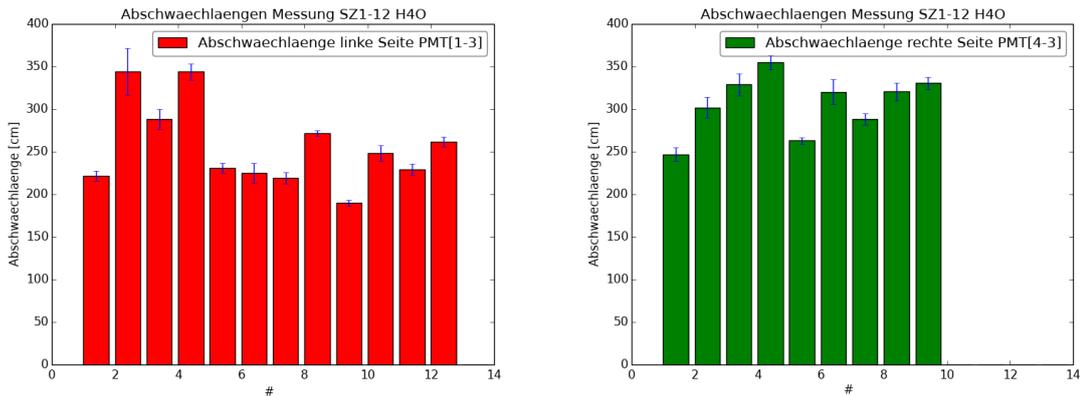
(a) Zählratenmessung PMT3 auf der linken Seite des Szintillators
 (b) Zählratenmessung PMT6 auf der Rechten Seite des Szintillators

Abbildung 3.1: Präparatmessung am Streifen 5

Fits. Der Fehler der Abstandsmessung wurde auf 2.7 cm festgelegt. Dieser ergibt sich aus der Ausdehnung des Präparats und aus der Unsicherheit bei der Platzierung. Die Fehler der Y-Achse ergeben sich aus \sqrt{N}

Szintillator NR	λ_1 PMT Links (Aufkleber)[cm]	λ_1 PMT Rechts[cm]
1	221.89 ± 5.85	246.75 ± 7.92
2	344.23 ± 27.49	302.05 ± 11.87
3	288.52 ± 11.52	328.95 ± 12.77
4	343.81 ± 9.87	355.09 ± 8.28
5	230.57 ± 5.71	262.93 ± 3.90
6	225.05 ± 11.32	320.11 ± 14.60
7	219.04 ± 6.47	288.23 ± 6.63
8	271.76 ± 3.44	320.53 ± 10.48
9	190.25 ± 3.26	330.63 ± 7.11
10	248.52 ± 9.01	
11	228.90 ± 6.81	
12	261.82 ± 5.68	

Abbildung 3.2: Ergebnisse der Abschwächlängenmessung mit Präparat für die linke und rechte Seite der Szintillatoren



(a) Übersicht der Präparatmessung der Streifen 1-12 von der linken Seite aus gemessen. (b) Übersicht der Präparatmessung der Streifen 1-12 von der rechten Seite aus gemessen. Zählratenmessung PMT6 auf der rechten Seite des Szintillators

Abbildung 3.3: Präparatmessung der Streifen

Die restlichen Messungen befinden sich im Anhang (Abschnitt 6.1). Eine Übersicht der Ergebnisse für die Photomultiplier auf der linken Seite und auf der rechten Seite sind in Abbildung 3.3 dargestellt. Man erkennt, dass alle Messwerte der Abschwächlänge über der Länge der Szintillatoren liegen. Die Ergebnisse der beiden Seiten stimmen zum größten Teil in einem 15% Intervall überein. Die Streifen 6,7 und 9 weisen Abweichungen von bis zu 43% voneinander auf. Die rechte Seite der Streifen weist insgesamt eine leicht höhere Abschwächlänge auf.

3.3 Messung der Abschwächlänge mit Myonen

Für die Messung der Myonenspektren wurden im Optimalfall 12 Stunden Messzeit angesetzt. Jedoch wurde teilweise kürzer gemessen, da die Hochspannungsversorgung in unregelmäßigen Abständen ausgefallen ist. Dies führt dazu, dass teilweise sehr wenig Statistik für die Datenauswertung vorhanden ist. Daher werden bei den Spektren teilweise 2-4 Bins zusammengefasst. Schon eine qualitative Analyse der Spektren zeigt, dass auch bei dieser Messung, die Abschwächlänge über der Länge der Szintillatoren liegt. Man schätzt hierfür in Abbildung 3.4 über die Breite der Verteilung die Szintillatorlänge ab und schaut sich den Abfall des Signals über diese Länge an. Für die quantitative Analyse wurden die Daten auf den Ausschnitt des Szintillators geschnitten. Hierzu wurden zuerst die Y-Bins unterhalb von 200 gelöscht, um das Rauschen des Photomultipliers zu entfernen. Danach wurden entlang der X- und Y-Achse Schnitte durchgeführt mit der Bedingung, dass die Summe der Werte über einen Bin entlang der jeweiligen Achse, das erstmal/letztmal über ein Viertel des Maximums der jeweiligen Binprojektion der gesamten Achse liegt. Danach wurde mit der Analyse der Daten, wie in Unterabschnitt 2.3.5 beschrieben, fortgefahren. Ein exemplarisches Ergebnis der Myonenmessung ist in Abbildung 3.4(a) gezeigt, die restlichen

Messungen befinden sich im Anhang. Es wird versucht, die Gauß-Landau-Fits, welche für den Abschwächlängenfit verwendet werden, über ein χ^2 Kriterium ($0.9 < \chi^2 < 1.1$) auszuwählen. Es hat sich jedoch herausgestellt, dass diese Kriterium nicht ausreicht, um gute Anpassungen von schlechten unterscheiden zu können. Daher wurde bei der Untersuchung der Spektren auf dieses Kriterium verzichtet. Die Auswahl der Bins, welche für den Fit benutzt werden, ist maßgeblich dafür verantwortlich, ob die Gauß-Landau-Fits ein verwertbares Ergebnis liefern. Das vorläufige Ergebnis der Daten ist im Anhang (Abschnitt 6.1) dargestellt. Man erkennt für Streifen, die auf der unteren Position des Teststands geprüft wurden einen signifikanten Einbruch der Statistik um die Position $x=-50$. Da es sowohl PMT1 und PMT2 gleichermaßen betrifft, scheint es ein systematischer Fehler dieser beiden Auslesekanäle vorzuliegen. Die Auswertung der Abschwächlängen wurde noch nicht durchgeführt, da die entsprechenden Fits eine zu schlechte Anpassung an die Daten aufweisen. Über eine bessere Selektion der Daten, die für den Fit verwendet werden, sollte sich dies beheben lassen.

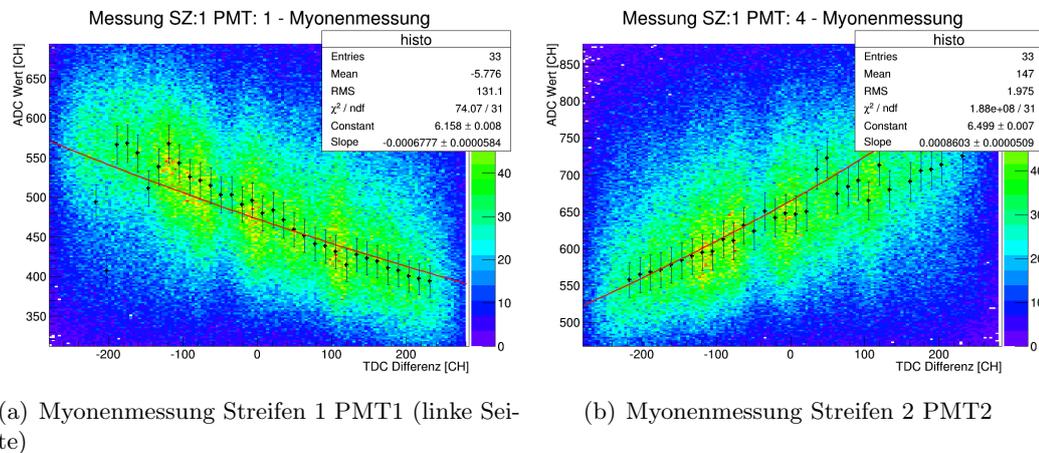


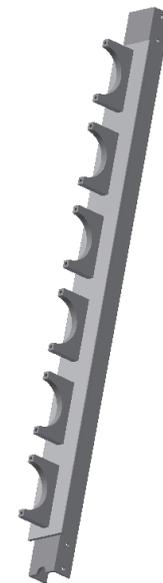
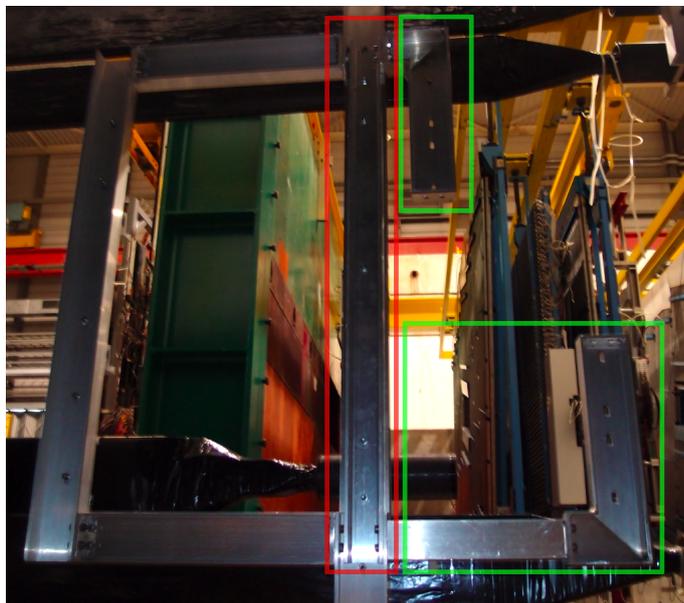
Abbildung 3.4: Myonenmessung am Streifen 1 für die linke und rechte Seite des Szintillatorstreifens. Zu sehen ist der Abfall der Energie des Signals in Abhängigkeit der Laufzeit im Szintillator.

Im Zeitlichen Rahmen der Bachelorarbeit konnte keine weiterführende Analyse der Spektren durchgeführt werden. Die Ergebnisse aus dem Anhang zeigen jedoch das Potential dieser Methode. Eine weitere Analyse der Daten steht noch an.

4 Umbau der Hodoskope

4.1 Modifikationen an den Hodoskoprahmen

In der alten Geometrie der Streifen besitzt jede Hälfte des H4O Hodoskops jeweils zwei Aluminiumwinkel, an denen die alten Streifen befestigt waren (siehe Abbildung 4.1(a)). Dieser Rahmenteil musste so modifiziert werden, dass die sechs neuen gleichlangen Streifen befestigt werden können. Wie in Abbildung 4.1(a) erkennbar, wurde hierfür eine Strebe aus Aluminium U-Profil hergestellt. Eine schematische Zeichnung der Strebe ist in Abbildung 4.1(b) zu sehen.



(a) H4O Saleve im ausgebauten Zustand. Es sind die alten Hal- (b) Schematische Darstellung der Strebe für H4O

Abbildung 4.1: Umbau der H4O Rahmenkonstruktion

Diese Strebe ist mit vier Imbusschrauben am Rahmen befestigt und lässt sich so für das nächste Physikprogramm einfach entfernen. Die Winkel der alten Halterungen wurden ebenfalls am Rahmen belassen. Sie ragen nur in den Lochbereich des Hodoskops, in welchem an dieser Position keine weiteren Spuren aufgenommen werden.

4.2 Einbau der Streifen

Der Einbau der Streifen erfolgte bei zwei Fahrten ans CERN. Zunächst wurden Vorbereitungsmaßnahmen wie das Verlegen der neuen Kabel und die Planung der Rahmenmodifikationen vorgenommen. Danach wurden die neu geklebten Streifen nach Genf transportiert. Der Rahmen wurde, wie in Abbildung 4.1 beschrieben, modifiziert und die neuen Streifen montiert. Die neuen Streifen wurden im mittleren Teil mit aktiven Basen und Photomultipliern bestückt sowie angeschlossen. An den Außenseiten wurden aus zeitlichen Gründen noch keine neuen Basen und Photomultiplier angebracht. Die Signal- und Spannungskabel zum Anschluss der neuen Streifen bis zur Trigger-Baracke sind bereits vorhanden. Daher werden nur jeweils vier 3.0 m lange flexible Signalkabel und eben so viele und gleichlange Hochspannungskabel zum Anschluss des Hodoskops an die Unterverteilung benötigt. Die Bestückung der Photomultiplier und der Anschluss dieser an die Triggerelektronik muss bei einer weiteren Fahrt ans CERN nachgeholt werden. Das H4O Saleve vor und nach dem Umbau ist in Abbildung 4.2 gezeigt.



(a) H4O Saleve im ausgebauten Zustand mit altem Layout der Streifen

(b) H4O Saleve im ausgebauten Zustand mit neu bestückten Streifen für das DY Programm

Abbildung 4.2: Umbau des H4O Hodoskop vorher/nacher

4.2.1 Modifikationen an H3O

Für das DY-Programm müssen in H3O zwei Streifen eingefügt werden, um Messungen der gesamten azimuthalen Winkelverteilung der Leptonpaar-Asymmetrie zu ermöglichen (siehe: Abbildung 4.3). Bei den Streifen handelt es sich um neues BC408 Material mit einem 400x70x10 mm Acrylglasstück in der Mitte. Dieses dient als inaktive Zone, in der keine Szintillation stattfindet. In diesem Bereich trifft der "Punch-Through" des Absorbiers auf das Hodoskop. Dabei handelt es sich um niederenergetische Reste aus dem Strahlfänger, welche man nicht aufzeichnen will. An dieses Acrylglasstück werden zwei 1050x70x10 mm große Szintillatoren geklebt. Bei den vorhandenen Lichtleitern handelt es sich um abgewinkelte Lichtleiter mit einem optischem Übergang zum Szintillator von 70×5 mm Fläche. Da die

Szintillatoren eine Dicke von 10 mm aufweisen, wurden mithilfe der feinmechanischen Werkstatt der Kernphysik die Lichtleiter bei einer Dicke von 10 mm abgelängt und das fehlende Stück an Tiefe durch ein 70x53x10 mm großes Acrylglasstück ersetzt. Die Acrylglasstücke an den Lichtleitern und das Acrylglasstück in der Mitte führen dazu, dass insgesamt sechs Klebungen pro Streifen durchgeführt werden müssen. Bei 3350 mm Gesamtlänge führte dies dazu, dass die Klebung erst am CERN durchgeführt werden konnte, da der Transport sich sonst als sehr schwierig erwiesen hätten. Die schematische Modifikation vom H3O ist in Abbildung 4.3 dargestellt.

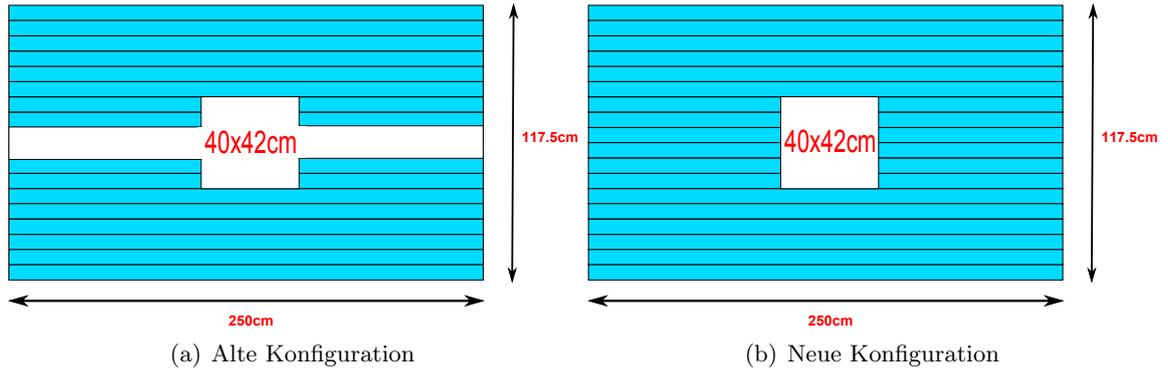
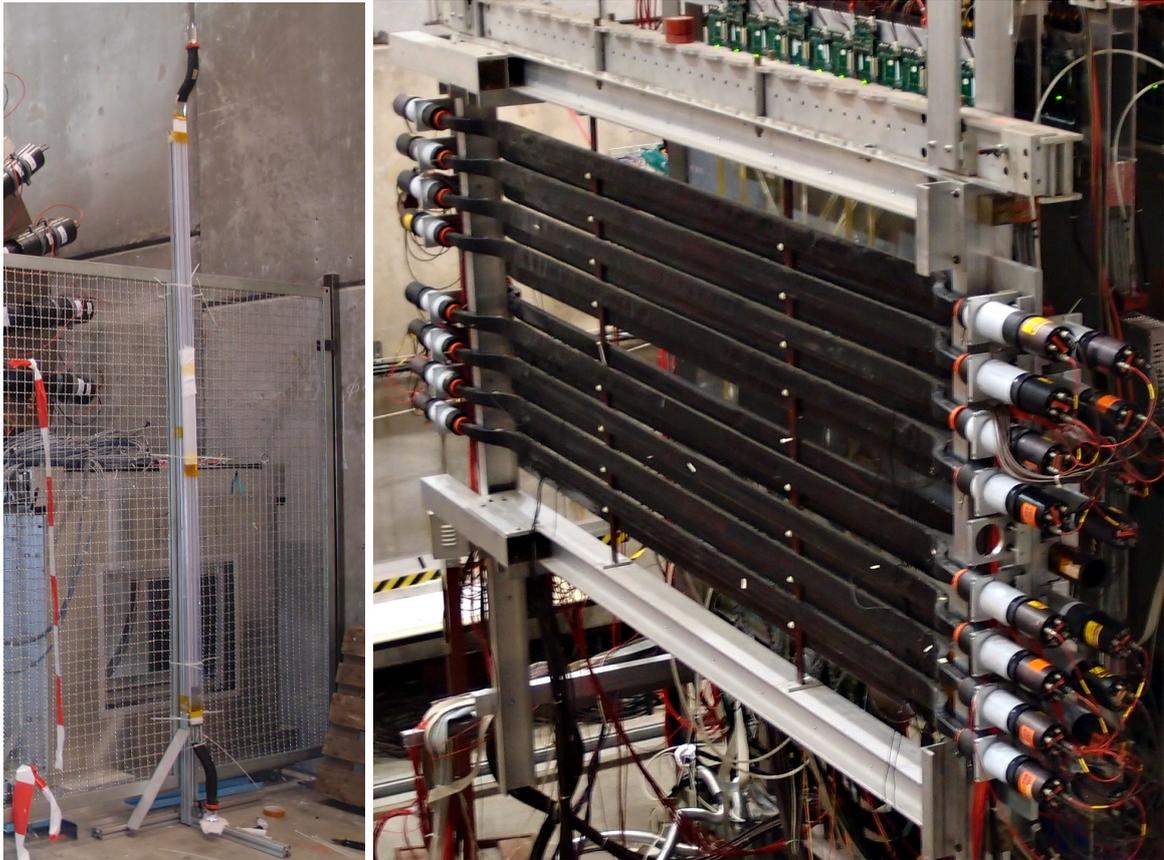


Abbildung 4.3: Umbaumaßnahmen an der Geometrie von H3O

Die Länge der Streifen bei gleichzeitiger kleiner Stirnfläche und der überhängendem Lichtleiter machen die Klebung des letzten Lichtleiters sehr schwierig. Die H3O Streifen müssen öfters geklebt werden. Hierfür werden sie an einem Maytec-Profil mit Kabelbinder befestigt. An der Klebestelle wird ein mit Kaptonband abgeklebter Spiegel als Klebeunterlage angebracht. Der Lichtleiter wird mit Hilfe eines vorhandenen Abstandsrings an dem Aluminiumprofil befestigt. Der bereits geklebte Szintillator wird vorsichtig zu zweit hochkant aufgerichtet und an dem Profil gegen Abknicken fixiert (siehe 4.4(a)). Dann reinigt man die beiden Klebeflächen ein letztes mal und trägt einseitig Kleber auf den Lichtleiter auf. Nun wird der Szintillator vorsichtig auf den Lichtleiter abgesenkt und mit behutsamem Druck über 180 s angedrückt. Eine Kontrolle der Klebung kann ca. 8 h nach Klebung erfolgen. War diese erfolgreich, wird der Szintillator aus der Transportverpackung entnommen und in zerknittertes Mylar und lichtdichte Folie (wie in Unterabschnitt 2.1.4 beschrieben) eingepackt. Einer der fertigen Streifen wurde in H3O eingebaut, wie in Abbildung 4.4(b) zu sehen ist. Die Photomultiplier wurden noch nicht bestückt. Hier sollen für die neuen Streifen auch aktive Basen eingesetzt werden.



(a) Klebevorrichtung für die H30-Streifen (b) Das Outer 3 Hodoskop mit einem neu installierten Streifen in der Mitte. Der zweite fehlt noch auf dem Bild.

Für das H30 mussten vier alte Signalkabel von der Veto-Baracke in die Trigger-Baracke zurückgezogen werden. Da diese eine zu lange Laufzeit aufweisen, müssen sie auf die Länge der bestehenden Kabel gekürzt werden. Die Messung der Laufzeitlänge der bestehenden Kabel über die Impulsreflektionsmessung ergaben ein Wert von (176.1 ± 0.5) ns. Die Kabellänge errechnet sich zu: $L = \frac{t}{3.3[\frac{cm}{ns}]} \cdot V_k$ bei V_k handelt es sich um den Verkürzungsfaktor. Dieser gibt den Laufzeitunterschied zwischen der Vakuumlichtgeschwindigkeit und Signalggeschwindigkeit im Kabel an. Bei dem verwendeten Kabel handelt es sich um C-50-6-1 der Firma Draka. Der Verkürzungsfaktor ist mit 0.78 angegeben[4]. Damit ergibt sich eine Kabellänge von (41.6 ± 0.1) m. Die vorhandenen Kabel werden nun stückweise an der Trigger-Baracke abgelängt, bis die Impulsreflektionsmessung den gleichen Wert wie bei den vorhandenen Kabel lieferte. Danach wird an das abgeschnittene Ende ein BNC-Stecker angebracht. Für den Anschluss der neuen Streifen werden zusätzlich jeweils vier 3 m lange Signal- und Hochspannungskabel benötigt. Die ausstehende Klebung und die Bestückung der Photomultiplier, sowie der Anschluss des Hodoskops, muss in einer weiteren Fahrt ans CERN erfolgen.

5 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde der Umbau des Myonentriggers des COMPASS-II Experiments für das Drell-Yan-Programm durchgeführt. Hierfür wurden aus altem Szintillatormaterial zwölf Streifen für die Modifikation des Hodoskops H40 hergestellt. Dies schließt die Entwicklung einer Klebevorrichtung, die Durchführung von Testklebungen zur Erstellung einer Klebemethode und die letztendliche Herstellung der Szintillatorelemente ein. Für die Untersuchung der Szintillatorelemente wurde von mir ein Teststand entwickelt, der es ermöglicht drei Szintillatoren gleichzeitig durch verschiedene Methoden zu vermessen und so deren charakteristischen Parameter wie Abschwächlänge, Zeitauflösung, Effizienz und die Lichtgeschwindigkeit im Szintillator zu ermitteln. Neben dem Aufbau des Rahmens für den Teststand wurde aus alten Komponenten eine Ausleseelektronik aufgebaut. Für den vorhandenen CAMAC-Controller musste eine neue Ausleseroutine geschrieben werden. Bei dem Aufbau der Elektronik kam es zu Verzögerungen, da mehrere Geräte Defekte aufwiesen. Dies führte dazu, dass die Messungen an den Szintillatoren für H40 erst einige Tage vor dem Transport ans CERN erfolgen konnten. Dadurch war es nur noch möglich Zählratenmessungen mit ^{207}Bi und Myonenmessungen durchzuführen. Einige Myonenmessungen brachen vor Ablauf der Messzeit durch ein weiteres defektes Hochspannungsnetzteil ab. Dies führte zu einer geringen Statistik bei der Messung an einigen Streifen, was die spätere quantitative Datenanalyse dieser Spektren erschwerte. Bei zwei Fahrten ans CERN wurden die Hodoskope umgebaut. Bei der ersten Fahrt wurden Vorbereitungsmaßnahmen getroffen. Bei der zweiten Fahrt wurden die Szintillatoren an das Experiment transportiert und der Umbau der Hodoskope vorgenommen. Nach dem Umbau der Rahmen konnten diese erfolgreich mit den neuen Streifen bestückt werden. Die Klebung der beiden Streifen für H30 erfolgte auch bei der zweiten Fahrt ans CERN. Leider gelang in der zur Verfügung stehenden Zeit nur die Klebung und der Einbau von einem Streifen. Daher muss der Anschluss der Photomultiplier und die Klebung des zweiten Streifens von H30 bei einer weiteren Fahrt ans CERN vor Strahlbeginn erfolgen. Die Analyse der Abschwächlängen über die Präparate-Messung und die qualitative Analyse der Myonenspektren gaben Hinweise auf die Tauglichkeit der Streifen. Alle gemessenen Abschwächlängen über die Zählermethode lagen über der Länge der Szintillatoren. Eine weiter gehende Analyse der Myonenspektren konnte in der zur Verfügung stehenden Zeit leider nicht erfolgen. Dies und die Weiterentwicklung, sowie Optimierung des Teststands und der Messmethoden bieten sich für zukünftigen Arbeiten an. Für den Winter 2014 stehen die ersten Testmessungen des Drell-Yan-Programms an. Bei diesen Testmessungen kann das Zeitverhalten der neuen Streifen analysiert werden, bevor die physikalischen Messungen anfangen, um so die Tauglichkeit der neuen Elemente unter Realbedingungen zu testen.

6 Anhang

6.1 Messung an den Streifen

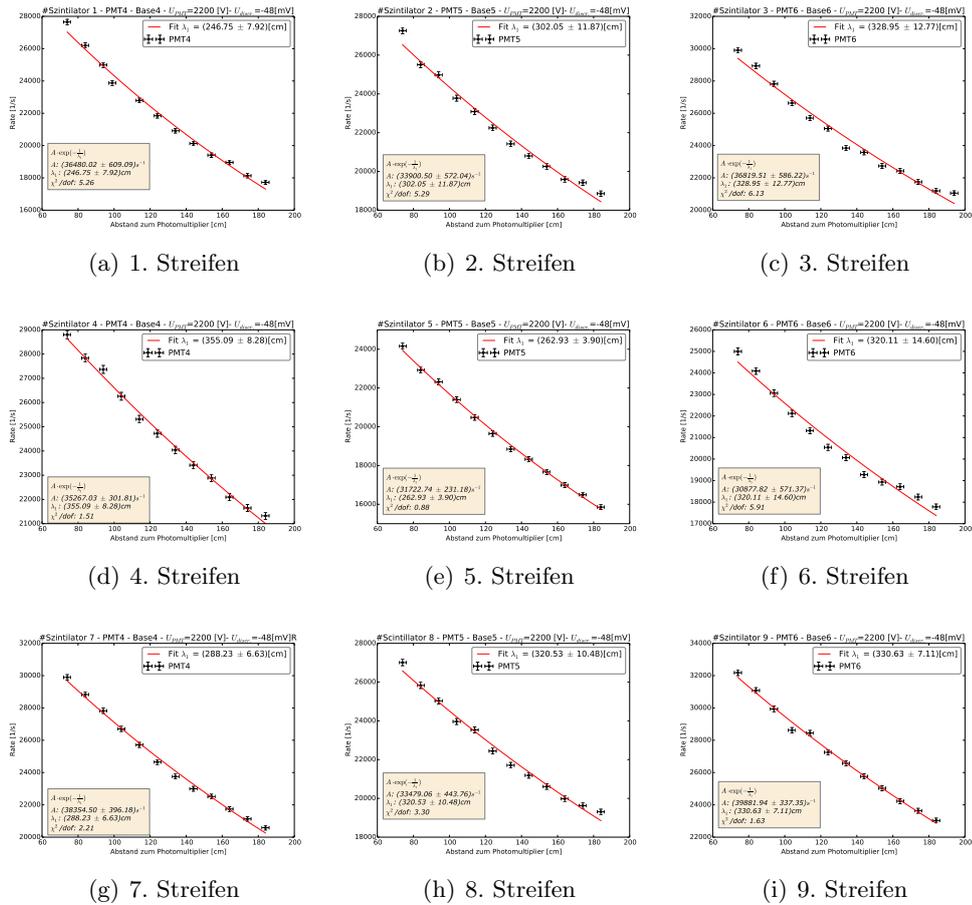
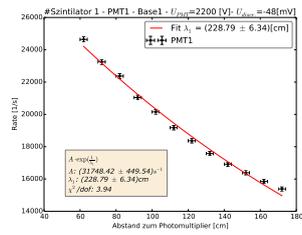
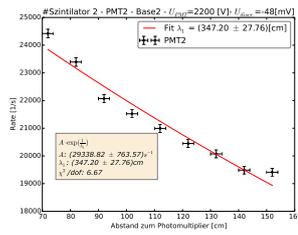


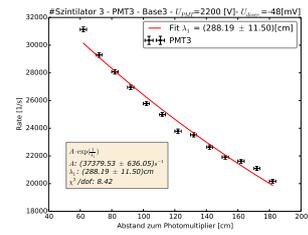
Abbildung 6.1: Präparate-Messungen von der rechten Seite des Teststands



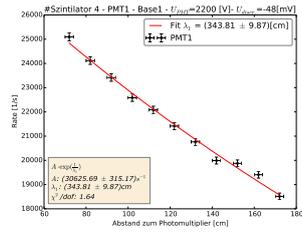
(a) 1. Streifen



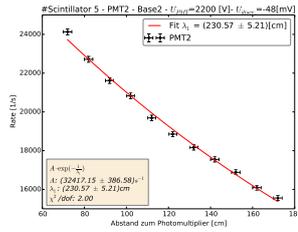
(b) 2. Streifen



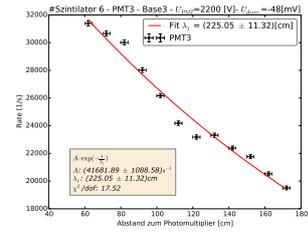
(c) 3. Streifen



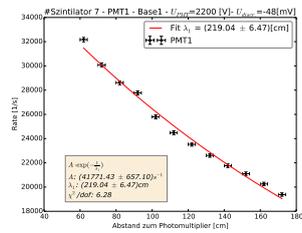
(d) 4. Streifen



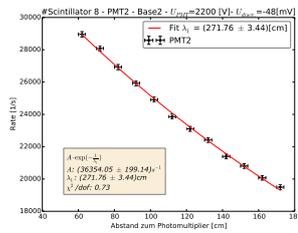
(e) 5. Streifen



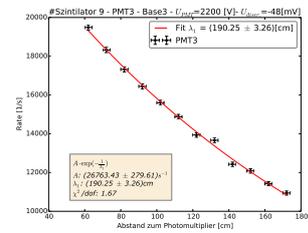
(f) 6. Streifen



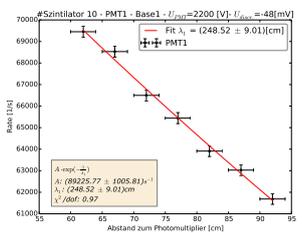
(g) 7. Streifen



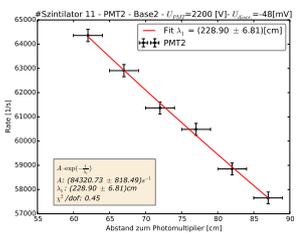
(h) 8. Streifen



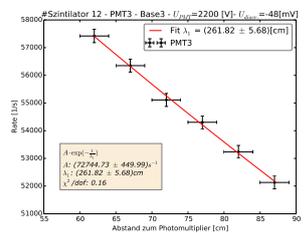
(i) 9. Streifen



(j) 10. Streifen

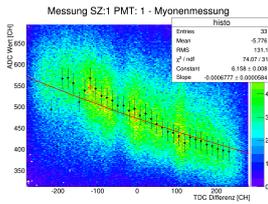


(k) 11. Streifen

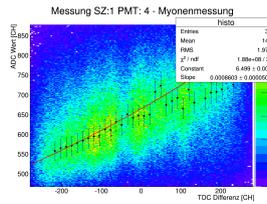


(l) 12. Streifen

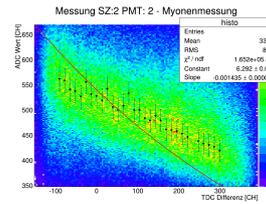
Abbildung 6.2: Präparate-Messungen von der linken Seite des Teststands (PMT1/2/3):



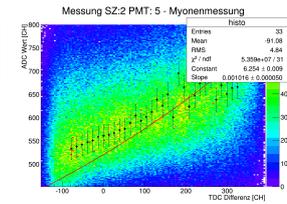
(a) 1. Streifen PMT1



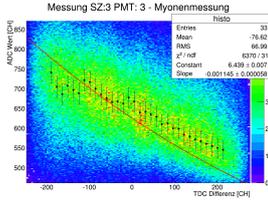
(b) 1. Streifen PMT4



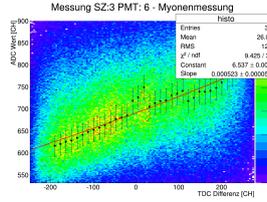
(c) 2. Streifen PMT2



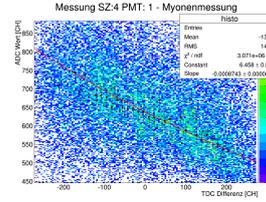
(d) 2. Streifen PMT5



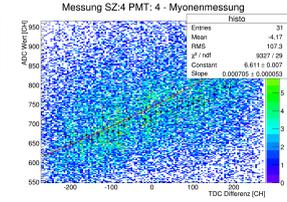
(e) 3. Streifen PMT3



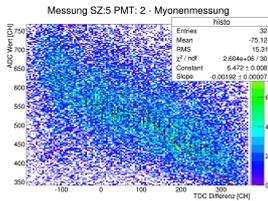
(f) 3. Streifen PMT6



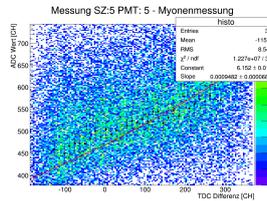
(g) 4. Streifen PMT1



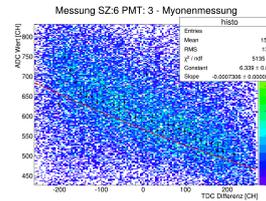
(h) 4. Streifen PMT4



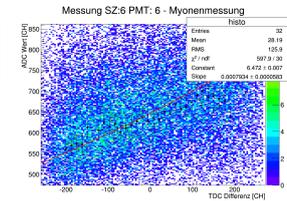
(i) 5. Streifen PMT2



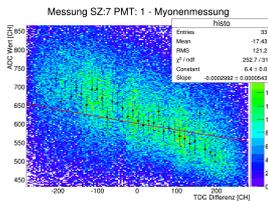
(j) 5. Streifen PMT5



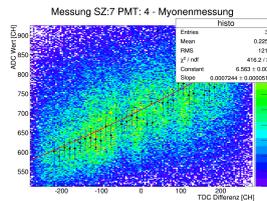
(k) 6. Streifen PMT3



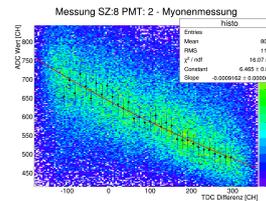
(l) 6. Streifen PMT6



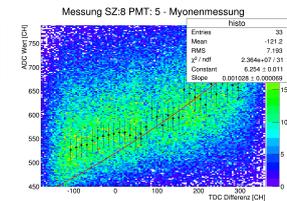
(m) 7. Streifen PMT1



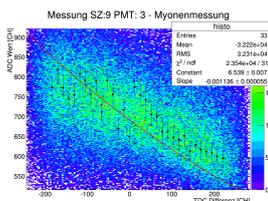
(n) 7. Streifen PMT4



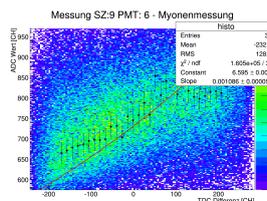
(o) 8. Streifen PMT2



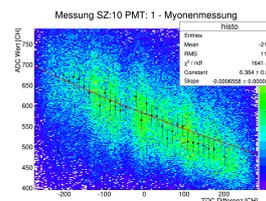
(p) 8. Streifen PMT5



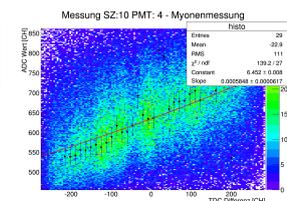
(q) 9. Streifen PMT3



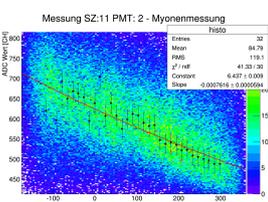
(r) 9. Streifen PMT6



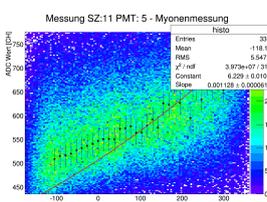
(s) 10. Streifen PMT1



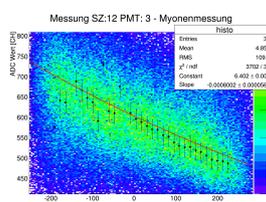
(t) 10. Streifen PMT4



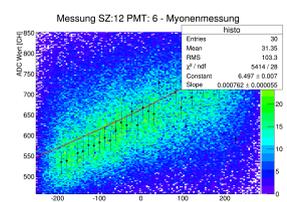
(u) 11. Streifen PMT2



(v) 11. Streifen PMT5



(w) 12. Streifen PMT3



(x) 12. Streifen PMT6

6.2 Python Bibliothek zur CAMAC-Auslese

```
1 import telnetlib
2 import time
3 DEBUG = 0
4 class camacpc(object):
5     ''' Object to connect to a KPH CAMAC DILNET PC via telnet '''
6     def __init__(self,host,port):
7         '''init Routine'''
8         try:
9             self.telnet_connection = telnetlib.Telnet(host,port)
10        except:
11            print("Cant establish connection")
12
13    def __del__(self):
14        '''Destructor to close the telnet Connection '''
15        time.sleep(2)
16        self.telnet_connection.write(("quit").encode("latin-1"))
17        time.sleep(2)
18        self.telnet_connection.write(("quit").encode("latin-1"))
19        time.sleep(2)
20
21        self.telnet_connection.close()
22
23    def naf(self,n,a,f,data=""):
24        ''' Command to send a naf set to the camac create '''
25        self.telnet_connection.write(("naf %i %i %i %s\n" % (n,a,f,data)).encode("latin-1"))
26        rawvalue= str(self.telnet_connection.read_until("\n".encode("latin-1")))
27        binaryvalue = bin(int("0x" + str(rawvalue),16))
28        #binaryvalue = bin(55)
29
30        if f < 16:
31            '''read value'''
32            # print (binaryvalue)
33
34            q = int(binaryvalue[3])
35            x = int(binaryvalue[2])
36
37            if q>0 and ( f==0 or f==2) :
38                if DEBUG >= 1:
39                    print "Subaddress: %s with %s (%s)and Q: %s X: %s"%(a,binaryvalue,int(binaryvalue[10:],2),q,x)
40
41            return rawvalue,binaryvalue,q,x
42        else:
43            '''write value'''
44            return rawvalue
45
46    def test_interrupt(self):
47        '''routine to test the interrupt'''
48        return self.naf(29,0,28)
49
50    def clear_interrupt(self):
51        ''' clear all interupts '''
52        return self.naf(29,0,10)
53
54    def get_interrupt(self):
55        ''' Get interupts'''
56        return self.naf(29,0,0)
57
58    def Z(self):
59        ''' Write Z Bit'''
60        return self.naf(28,8,26)
61
62    def C(self):
63        '''Write C Bit '''
64        return self.naf(29,9,26)
```

Listing 6.1: camacpc.py

```
1 from bitstring import BitStream, BitArray
2
3 class lc2228a(object):
4     def __init__(self,interface,module_adresse):
5         self.interface = interface
6         self.module_adresse = module_adresse
7
8         #Reset all LAM s
9         for tdc_channel in range(7):
10            self.interface.naf(self.module_adresse,tdc_channel,9)
11
12        print("Load Modul for LeCroy 10Bit TDC 2228A in Slot %i... please stay tuned" % self.module_adresse)
```

```

13
14 def __del__(self):
15     print("Unload Modul for LeCroy 10Bit ADC 2228A in Slot %i" % self.module_adresse)
16
17 def read_channel(self, channel):
18     ''' Reads a Channel of the adc'''
19     raw = self.interface.naf(self.module_adresse, channel, 0)
20     read_value = BitArray(raw[1]) & BitArray('0b00000000000000000000000111111111')
21     return read_value
22
23 def clear_all_channels(self):
24     ''' Read an Clear Register and LAM of Channel 7'''
25     return self.interface.naf(self.module_adresse, 7, 2)
26
27 def test_lam(self, channel):
28     '''Test LAM Flag for specific Channel - Q Response if LAM is Set'''
29     return self.interface.naf(self.module_adresse, channel, 8)
30
31 def clear_channel(self, channel):
32     '''Clears modul channel value an LAM'''
33     return self.interface.naf(self.module_adresse, channel, 9)
34
35 def clear_LAM(self, channel):
36     '''Clears modul channel LAM'''
37     return self.interface.naf(self.module_adresse, channel, 10)
38
39 def enable_LAM(self, channel):
40     '''Enable Channel LAM'''
41     return self.interface.naf(self.module_adresse, channel, 26)
42
43 def disable_LAM(self, channel):
44     '''Disable Channel LAM'''
45     return self.interface.naf(self.module_adresse, channel, 24)
46
47 def test_module(self, channel):
48     '''test a Channel with the Test Input (If no test is connectet enables gate for channel)'''
49     return self.interface.naf(self.module_adresse, channel, 25)

```

Listing 6.2: lc2228.py

```

1 from bitstring import BitStream, BitArray
2
3 class lc2249a(object):
4     def __init__(self, interface, module_adresse):
5         self.interface = interface
6         self.module_adresse = module_adresse
7
8         #Reset all LAM s
9         for adc_channel in range(11):
10            self.interface.naf(self.module_adresse, adc_channel, 9)
11
12            print("Load Modul for LeCroy 10Bit ADC 2249A in Slot %i... please stay tuned" % self.module_adresse)
13
14 def __del__(self):
15     print("Unload Modul for LeCroy 10Bit ADC 2249A in Slot %i" % self.module_adresse)
16
17 def read_channel(self, channel):
18     ''' Reads a Channel of the adc'''
19     raw = self.interface.naf(self.module_adresse, channel, 0)
20     read_value = BitArray(raw[1])
21     if read_value[10]:
22         print "Overload",
23     read_value = read_value & BitArray('0b00000000000000000000000111111111')
24     #read_value.reverse()
25     #b = BitArray(read_value, endian='little')
26     #b = b>>20
27     #print raw
28
29     return read_value
30
31 def clear_all_channels(self):
32     ''' Read an Clear Register and LAM of Channel 11'''
33     return self.interface.naf(self.module_adresse, 11, 2)
34
35 def test_lam(self, channel):
36     '''Test LAM Flag for specific Channel - Q Response if LAM is Set'''
37     return self.interface.naf(self.module_adresse, channel, 8)
38
39 def clear_channel(self, channel):
40     '''Clears modul channel value an LAM'''
41     return self.interface.naf(self.module_adresse, channel, 9)
42
43 def clear_LAM(self, channel):

```

```

44     '''Clears modul channel LAM'''
45     return self.interface.naf(self.module_adresse,channel,10)
46
47     def enable_LAM(self,channel):
48         '''Enable Channel LAM'''
49         return self.interface.naf(self.module_adresse,channel,26)
50
51     def disable_LAM(self,channel):
52         '''Disable Channel LAM'''
53         return self.interface.naf(self.module_adresse,channel,24)
54
55     def test_module(self,channel):
56         '''test a Channel with the Test Input (If no test is connectet enables gate for channel)'''
57         return self.interface.naf(self.module_adresse,channel,25)

```

Listing 6.3: lc2249a.py

```

1  from camacpc import camacpc
2  from lc2249a import lc2249a
3  from lc2228a import lc2228a
4  from rootbinding import rootfile
5  import sys
6  import time
7  import sys
8  import numpy as np
9  from bitstring import BitStream, BitArray
10 #
11 # Usage: teststand.py -pos=x -sc
12 #
13
14 DEBUG = 5
15
16
17 host = "10.10.10.23"
18 port = 2001
19 trigger_enable = False
20
21 #Some Histo Option
22 xmax = 1024
23 nbins = xmax
24 xmin = 0
25
26 test = []
27
28 savefile = rootfile("data.root")
29
30 #Make Connection to the Camac PC
31 connection = camacpc(host,port)
32
33 #Load Submodule content for ADC in crate slot 13
34 adc0 = lc2249a(connection,3)
35 #TDC SLOT for Master Coincidence
36 tdc0 = lc2228a(connection,7)
37
38 #Book Histos
39 savefile.add_histo("PMT1_ADC",nbins,xmin,xmax)
40 savefile.add_histo("PMT2_ADC",nbins,xmin,xmax)
41 savefile.add_histo("PMT3_ADC",nbins,xmin,xmax)
42 savefile.add_histo("PMT4_ADC",nbins,xmin,xmax)
43 savefile.add_histo("PMT5_ADC",nbins,xmin,xmax)
44 savefile.add_histo("PMT6_ADC",nbins,xmin,xmax)
45 savefile.add_histo("PMT1_TDC",nbins,xmin,xmax)
46 savefile.add_histo("PMT2_TDC",nbins,xmin,xmax)
47 savefile.add_histo("PMT3_TDC",nbins,xmin,xmax)
48 savefile.add_histo("PMT4_TDC",nbins,xmin,xmax)
49 savefile.add_histo("PMT5_TDC",nbins,xmin,xmax)
50 savefile.add_histo("PMT6_TDC",nbins,xmin,xmax)
51
52 xmin2d = -800
53 xmax2d = 800
54 xbin2d = 1600
55
56 ymin2d = 0
57 ymax2d = 1024
58 ybin2d = 1024
59
60 savefile.add_histo2D("attenuation_U_6",xmin2d,xmax2d,xbin2d,ymin2d,ymax2d,ybin2d)
61 savefile.add_histo2D("attenuation_M_5",xmin2d,xmax2d,xbin2d,ymin2d,ymax2d,ybin2d)
62 savefile.add_histo2D("attenuation_D_4",xmin2d,xmax2d,xbin2d,ymin2d,ymax2d,ybin2d)
63 savefile.add_histo2D("attenuation_U_3",xmin2d,xmax2d,xbin2d,ymin2d,ymax2d,ybin2d)
64 savefile.add_histo2D("attenuation_M_2",xmin2d,xmax2d,xbin2d,ymin2d,ymax2d,ybin2d)
65 savefile.add_histo2D("attenuation_D_1",xmin2d,xmax2d,xbin2d,ymin2d,ymax2d,ybin2d)
66

```

```

67 #print(ad0.read_and_clear_ch11())
68 counts = 0
69 max_counts = 555000
70
71
72 #Timing kram
73 starttime = int(time.time())
74 count_time = 1440 #min
75 endtime = starttime + count_time*60
76
77 print ("STARTTIME: " + str(starttime))
78 try:
79     while (counts <= max_counts):
80         #Test for TDC LAM
81         if (tdc0.test_lam(0)[2] and adc0.test_lam(0)[2]):
82
83             #Read all TDC Values
84             tdc_value_1 = tdc0.read_channel(0).uint
85             tdc_value_2 = tdc0.read_channel(1).uint
86             tdc_value_3 = tdc0.read_channel(2).uint
87             tdc_value_4 = tdc0.read_channel(3).uint
88             tdc_value_5 = tdc0.read_channel(4).uint
89             tdc_value_6 = tdc0.read_channel(5).uint
90
91
92             tdc0.clear_all_channels()
93
94             #Read all ADC Values
95             #adc_value_1 = int(adc0.read_channel(0)[1][10:],2)
96             adc_value_1 = adc0.read_channel(0).uint
97             adc_value_2 = adc0.read_channel(1).uint
98             adc_value_3 = adc0.read_channel(2).uint
99             adc_value_4 = adc0.read_channel(3).uint
100            adc_value_5 = adc0.read_channel(4).uint
101            adc_value_6 = adc0.read_channel(5).uint
102
103            adc0.clear_all_channels()
104
105            test.append(tdc_value_1)
106            savefile.fill("PMT1_ADC",adc_value_1,1)
107            savefile.fill("PMT2_ADC",adc_value_2,1)
108            savefile.fill("PMT3_ADC",adc_value_3,1)
109            savefile.fill("PMT4_ADC",adc_value_4,1)
110            savefile.fill("PMT5_ADC",adc_value_5,1)
111            savefile.fill("PMT6_ADC",adc_value_6,1)
112
113            #Save TDC Values
114            savefile.fill("PMT1_TDC",tdc_value_1,1)
115            savefile.fill("PMT2_TDC",tdc_value_2,1)
116            savefile.fill("PMT3_TDC",tdc_value_3,1)
117            savefile.fill("PMT4_TDC",tdc_value_4,1)
118            savefile.fill("PMT5_TDC",tdc_value_5,1)
119            savefile.fill("PMT6_TDC",tdc_value_6,1)
120
121            #Save Attenuations Values
122            savefile.fill2D("attenuation_D_1",np.array([tdc_value_1-tdc_value_4,adc_value_1]),1)
123            savefile.fill2D("attenuation_M_2",np.array([tdc_value_2-tdc_value_5,adc_value_2]),1)
124            savefile.fill2D("attenuation_U_3",np.array([tdc_value_3-tdc_value_6,adc_value_3]),1)
125            savefile.fill2D("attenuation_D_4",np.array([tdc_value_1-tdc_value_4,adc_value_4]),1)
126            savefile.fill2D("attenuation_M_5",np.array([tdc_value_2-tdc_value_5,adc_value_5]),1)
127            savefile.fill2D("attenuation_U_6",np.array([tdc_value_3-tdc_value_6,adc_value_6]),1)
128
129            #Debug Output
130            if DEBUG >=1:
131                print("##### COUNT: %i #####"%(counts))
132
133            if DEBUG >=5:
134                print("### ADC: ###")
135                print("PMT1: %i PMT4: %i"%(adc_value_1,adc_value_4))
136                print("PMT2: %i PMT5: %i"%(adc_value_2,adc_value_5))
137                print("PMT3: %i PMT6: %i"%(adc_value_3,adc_value_6))
138                print("### tdc: ###")
139                print("PMT1: %i PMT4: %i"%(tdc_value_1,tdc_value_4))
140                print("PMT2: %i PMT5: %i"%(tdc_value_2,tdc_value_5))
141                print("PMT3: %i PMT6: %i"%(tdc_value_3,tdc_value_6))
142
143            counts = counts +1
144        except:
145            print "Exception"
146            savefile.save()
147            print "Time: " + str(starttime - int(time.time()))
148            print sys.exc_info()
149
150    #test.sort()

```

```
151 #print test
152
153 print "Time: " + str(starttime - int(time.time()))
154 savefile.save()
```

Listing 6.4: testcamacadctdc.py

Literaturverzeichnis

- [1] L. Gatignon, M. Leberig The M2 Beamline http://wwwcompass.cern.ch/compass/open_meetings/pre_villars_040702/Leberig_02-07-04.pdf
- [2] C. Bernet. The COMPASS trigger system for muon scattering Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 550(1-2):217 – 240, 2005.
- [3] Drell, S.D.; Yan, T.-M. (1970). "Massive Lepton-Pair Production in Hadron-Hadron Collisions at High Energies". Physical Review Letters 25 (5): 316–320.
- [4] Datenblatt: Draka Koax Kabel C50-6-1, http://www.pns.by/download_files/brands/draka/rf_c4_hf35e_1.0.pdf
- [5] Kondo K. et al. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res A 526 (2004) 70.
- [6] Doshita, N. Et al. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 526 (2004) 138.
- [7] M.P. De pascale *et al.*, J Geophys. Res. **98**, 3501 (1993)
- [8] P.K.F Grieder, *Cosmic Rays at Earth*, Elsevier Science (2001)
- [9] Christenton, J. H.; et al. (1970). "Observation of Massive Muon Pairs in Hadron Collisions". Physical Review Letters 25 (21): 1523–1526.
- [10] Michael Pesek - COMPASS polarized target for Drell-Yan http://wwwcompass.cern.ch/compass/publications/talks/t2013/pesek_pstp2013.pptx
- [11] Compass II Proposal CERN, <http://wwwcompass.cern.ch/compass/notes>
- [12] The COMPASS Collaboration (P. Abbon et al.). The COMPASS-Experiment at CERN. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 577:455–518, 2007. arXiv:hep-ex/0703049v1.
- [13] Onno Gabriel - Wikipedia CC, <http://de.wikipedia.org/wiki/Franck-Condon-Prinzip#mediaviewer/Datei:Franck-Condon-Prinzip.svg>
- [14] John Bieling, Entwicklung eines ungetakteten 64 Kanal-Meantimers und einer Koinzidenzschaltung auf einem FPGA, Diplomarbeit, Rheinische Wilhelms Universität Bonn, 2010]
- [15] <http://commons.wikimedia.org/wiki/Photomultiplier?uselang=de#mediaviewer/File:Photomultipliertube.png>
- [16] S. Arnold et al., Phys. Rev. D79 (2009) 034005.
- [17] Oleg Denisov, Drell-Yan program of the COMPASS Collaboration: short, medium and long term plans http://wwwcompass.cern.ch/compass/publications/talks/t2013/denisov_dspin2013.ppt

- [18] J. C. Collins, Phys. Lett. B536 (2002) 43.
- [19] A. Kotzinian, COMPASS Note 2010-2, February 10, 2010, http://wwwcompass.cern.ch/compass/notes_public/2010-2.pdf
- [20] Hamamatsu - Photomultiplier Tube Modules http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMTmodules_TPM00010E02.pdf
- [21] William R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to Approach. Springer, Berlin, 2., überarb. a. edition, February 1994.
- [22] Alice Zimmermann, Design und Test von Szintillationszählern mit Luftlichtleitern für das Triggersystem des COMPASS-Experiments, 2010.
- [23] Datenblatt Lecroy 2249 AD-Wandler, <http://teledynelecroy.com/lrs/dsheets/2249.htm>
- [24] Datenblatt Photomultiplier EMI 8913kb, <http://my.et-enterprises.com/pdf/9813B.pdf>
- [25] Datenblatt: BC 408, http://www.phys.ufl.edu/courses/phy4803L/group_I/muon/bicron_bc400-416.pdf
- [26] Datenblatt: Locite 206 Sekundenkleber, <http://tds.henkel.com/tds5/docs/406-201220NEW-DE.PDF>
- [27] 2014 Drell-Yan pilot run - M. Chiosso, University of Torino and INFN, http://wwwcompass.cern.ch/compass/collaboration/2014/co_1407/pdf/chiosso_140710.pdf
- [28] EMC-NA2, J.J.Aubert et al.: Phys. Lett. 123B (1983) 275
- [29] ROOT — A Data Analysis Framework - CERN, <http://root.cern.ch>
- [30] <https://ehs.ucsd.edu/rad/radionuclide/Bi-207.pdf>

Danksagung

Ich möchte mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Insbesondere meiner Betreuerin Prof. Eva-Maria Kabuß bei der Unterstützung in dieser Bachelorarbeit und die Möglichkeit bei der COMPASS-Kollaboration mitzuarbeiten. Des weiteren geht mein Dank an den Rest der Arbeitsgruppe, bestehend aus Nicolas du Fresne, Malte Wilfert und Tobias Weisrock, die mir beim Erstellen dieser Arbeit immer mit Rat und Tat zur Seite gestanden haben. Weiterhin gilt mein Dank alle Freunden und Kollegen sowie meinen Mitbewohnern Claudius und Thomas, die mich beim Erstellen dieser Arbeit unterstützt haben. Insbesondere danke ich auch Jan und Matthias, mit denen ich viele Nächte diskutiert habe. Für die Unterstützung beim Bau des Teststands und Bearbeitung der Szintillatoren danke ich stellvertretend Herrn Luzius für die feinmechanische Werkstatt und Herrn Lauth für die elektrische Werkstatt der Kernphysik Mainz. Ein besonderer Dank gilt meinen Eltern und meiner Familie, welche mir das Studium der Physik erst ermöglichten.