

Aufbau des inneren Rings eines Recoildetektors am COMPASS-Experiment

Diplomarbeit

von

Johannes Benedikt Bernhard

Institut für Kernphysik

Johannes-Gutenberg-Universität Mainz

05. Dezember 2007

1. korrigierte Fassung vom 04. April 2008

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physikalische Ziele	3
3	Aufbau des COMPASS Spektrometers	9
3.1	Strahl	11
3.2	Wechselwirkungszone	11
3.3	Spektrometer	14
3.3.1	Spurdetektoren für kleinste Winkel	14
3.3.2	Spurdetektoren für kleine Winkel	16
3.3.3	Spurdetektoren für große Winkel	16
3.3.4	Kalorimeter	17
3.3.5	Teilchenidentifikation	19
4	Der Recoildetektor	21
4.1	Anforderungen und Simulationen	21
4.2	Flugzeitmessung	24
4.3	Mechanische Konstruktion	25
5	Hadrontriggersystem	27
5.1	Ereignissignaturen	28
5.2	Triggerkomponenten	28
5.3	Triggerbedingung	31
5.4	Protontrigger	31
6	Der innere Ring des Recoildetektors	41
6.1	Szintillator	41
6.2	Lichtleiter	44
6.3	Photomultiplier	47
6.4	Simulationen	50
7	Prototyp und Testmessungen	57
7.1	Prototyp	58
7.2	Testmessungen	59

7.2.1	Messungen am e^- Strahl des MAMI	59
7.2.2	Messungen mit ^{207}Bi	71
7.2.3	Messungen mit Myonen aus der Höhenstrahlung	80
8	Aufbau des inneren Rings	83
8.1	Szintillatoren	83
8.2	Lichtleiter	84
8.3	Photomultiplier	84
8.4	Zusammenbau	84
8.5	Laserkalibrationssystem	86
9	Testmessungen im Myonstrahl	89
10	Zusammenfassung	95

Kapitel 1

Einleitung

Die Kern- und Teilchenphysik befasst sich mit der Untersuchung der elementaren Bausteine der Materie und ihrer Wechselwirkungen. Der größte Teil der sichtbaren Masse im Universum sind Hadronen; sie setzen sich aus Quarks, Antiquarks und Gluonen zusammen. Die starke Kraft ist für die innere Struktur der Hadronen verantwortlich und verleiht ihnen bis zu 90 % ihrer Masse. Sie wird durch die Theorie der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Ein experimenteller Zugang zum Niederenergiebereich der QCD ist die Messung des Anregungsspektrums von Hadronen und die Untersuchung der Spinstruktur des Nukleons.

Die vorliegende Diplomarbeit beschäftigt sich mit Studien zur Konzeption und mit dem Aufbau eines Recoildetektors am COMPASS-Experiment¹. COMPASS ist ein Experiment zur Untersuchung der Struktur des Nukleons und der Vermessung des Hadronspektrums am CERN² in Genf [1].

Zur Durchführung der Strahlzeit 2008 wird das COMPASS-Spektrometer umgebaut. Das bisherige polarisierte Target wird durch ein Wasserstofftarget ersetzt und die Targetregion mit neuen Detektoren komplett neu aufgebaut. Ein neuer Detektor in der Targetregion ist der Recoildetektor, dessen Aufgabe der Nachweis von Rückstoßprotonen aus dem Target ist. Der Recoildetektor ist ein Szintillationsdetektor und besteht aus einem inneren und einem äußeren Ring. In der vorliegenden Arbeit wurde ein erstes Konzept aufgrund von Vorüberlegungen erstellt und durch Computersimulationen und Testmessungen an einem Prototypen verbessert. Hierauf basierend wurde der innere Ring gebaut und erste Testmessungen am Myonstrahl des COMPASS-Experiments durchgeführt.

In Kapitel 2 wird zunächst eine kurze Betrachtung der physikalischen Grundlagen und Ziele des Hadronprogramms von COMPASS gegeben. Das COMPASS-Experiment verwendet ein feststehendes Target, dem ein zweistufiges Spektrometer folgt. Dieses Spektrometer ermöglicht bei hohen Raten die Identifikation von Teilchen sowie die

¹COmmon Muon Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy

²Council Européen pour la Recherche Nucléaire

Bestimmung ihres Impulses und ihrer Energie. Die Beschreibung der im COMPASS-Spektrometer verwendeten Teilchendetektoren findet sich in Kapitel 3. In Kapitel 4 ist eine Beschreibung des Recoildetektors zu finden, an die sich in Kapitel 5 das Konzept des Triggersystems anschließt. Eine kontinuierliche Auslese des Spektrometers ist aufgrund der hohen Datenmengen nicht möglich. Es wird ein Triggersystem zur Vorauswahl verwendet, das die Spektrometerauslese bei interessanten Ereignissen auslöst. Kapitel 6 stellt die Konzeption des inneren Rings vor. Hier wird die Auswahl der einzelnen Komponenten erklärt und mit Hilfe von Vorüberlegungen und Monte-Carlo Simulationen eine Vorauswahl der Komponenten für einen Prototypen getroffen. Der Prototyp wird schließlich in Kapitel 7 vorgestellt. Mit dem Prototypen wurden Testmessungen mit dem Elektronenbeschleuniger MAMI am Institut für Kernphysik in Mainz gemacht. Außerdem wurden die Eigenschaften verschiedener Prototypkonfigurationen mit einer radioaktiven Quelle vermessen; eine Messung mit kosmischen Myonen wurde am CEA in Saclay durchgeführt. Kapitel 8 beschreibt dann den endgültigen Aufbau des inneren Rings. Testmessungen und Kalibrationen des fertigen Detektors am Myonstrahl von COMPASS werden in Kapitel 9 vorgestellt. Die Arbeit schließt mit einer Schlussbetrachtung in Kapitel 10.

Correctum

Die gemessene Zeitauflösung des inneren Rings als Ergebnis der Myonmessung am CERN ist in der ursprünglichen Fassung der Arbeit falsch zitiert. Sie beträgt nicht 108 ps, wie fälschlicherweise behauptet, sondern 180 ps.

Kapitel 2

Physikalische Ziele des COMPASS-Experiments

Das COMPASS-Experiment verfolgt zwei physikalische Forschungsprogramme, das Myonprogramm und das Hadronprogramm.

Im Myonprogramm wird die Struktur des Nukleons untersucht. Ziel ist das Verständnis der Spinstruktur, also die Frage nach der Zusammensetzung des Nukleonspins. Untersucht werden Wechselwirkungen zwischen polarisierten Myonen und polarisierten Targetnukleonen.

Im Hadronprogramm wird das Verhalten der Quantenchromodynamik (QCD) im niedereenergetischen Bereich untersucht. Dazu wird im Rahmen der Mesonspektroskopie nach neuen Teilchenzuständen gesucht und durch die Messung der Pionpolarisierbarkeit die Bindung zwischen Quarks und Antiquarks studiert.

Mesonspektroskopie

Im naiven Quarkmodell (NQM) stellen sich die Mesonen als gebundene Zustände von Quarks und Antiquarks dar. Allgemein sind im gebundenen Quark-Antiquark-System nur bestimmte Kombinationen der Quantenzahlen J^{PC} erlaubt¹. Lässt man hingegen Kombinationen mit mehreren Quarks oder Gluonen für Mesonen zu, die ebenfalls zu den Quantenzahlen des Systems beitragen, so sind auch „exotische“ J^{PC} -Kombinationen erlaubt. Ein Teilchen mit zwei oder mehreren Valenzgluonen ohne Valenzquarks wird als Glueball bezeichnet. Eine Kombination aus Valenzquarks und Valenzgluonen sind die Hybride ($gq\bar{q}$). Tetraquarks bestehen aus vier Valenzquarks ($q\bar{q}q\bar{q}$) und Pentaquarks aus fünf ($qqq\bar{q}q$). Verschiedene Modellvorhersagen lassen auch molekülartige Kombinationen von Mesonen zu.

Ziel des COMPASS-Hadronprogramms ist die Suche nach solchen exotischen Zuständen

¹Erlaubt sind nur J^{PC} -Kombinationen, die die Relationen $J = L + S$, $P = (-1)^{L+1}$ und $C = (-1)^{L+S}$ erfüllen

[2, 3]. Eine Möglichkeit zur Rekonstruktion der Eigenschaften einer Resonanz ist die Partialwellenanalyse (PWA) des Zerfalls, mit deren Hilfe sich Quantenzahlen bestimmen lassen [4].

Eine Erzeugung der exotischen Teilchen ist prinzipiell durch mehrere Prozesse möglich. Bevorzugt werden gluonreiche Prozesse, wie z.B. der Zerfall des J/Ψ , der aufgrund der Zweigregel über drei Gluonen stattfindet. J/Ψ -Resonanzen werden bei COMPASS nur mit unzureichender Statistik erzeugt. Stattdessen lassen sich die diffraktive Streuung und die zentrale Produktion zur Herstellung exotischer Teilchen verwenden. Die Zerfallsprodukte der entstandenen Resonanzen lassen sich dann im Spektrometer analysieren.

Wie in Abbildung 2.1 zu erkennen, ist die diffraktive Streuung die direkte Anregung des

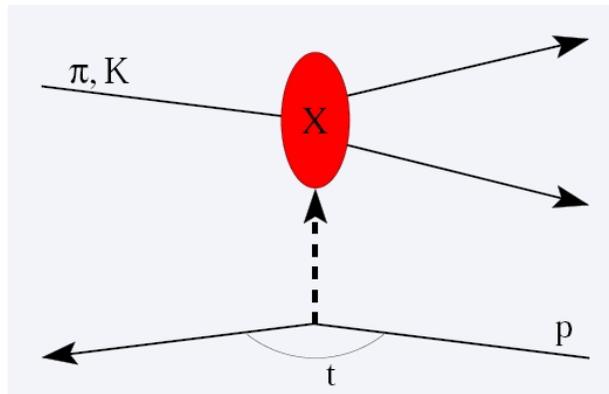


Abbildung 2.1: Diffraktive Streuung

Strahlteilchens durch den Austausch von Gluonen zu einer Resonanz. Bei der Anregung geht ein Impulsübertrag t an das Targetproton über. Es entstehen hauptsächlich Hybride, ein gutes Beispiel hierfür sind alle Pseudovektormesonen, die mit $J^{PC} = 1^{-+}$ exotische Quantenzahlen tragen. Drei dieser Resonanzen, das $\pi_1(1400)$, das $\pi_1(1600)$ und das $\pi_1(2000)$, sind in der Vergangenheit von VES [5], E852 [6] und Crystal Barrel/Obelix [7] beobachtet worden, ein Rückschluss auf die Zusammensetzung dieser Resonanzen konnte aber nicht getroffen werden.

In Abbildung 2.2 ist das Prinzip der zentralen Produktion zu erkennen. Anders als bei der diffraktiven Streuung kommt es hier nicht zu einer Anregung des Strahlteilchens, sondern zu einer direkten Erzeugung einer neutralen Resonanz [8]. Das Targetproton bleibt intakt und kann wie bei der diffraktiven Streuung als Rückstoßproton nachgewiesen werden. Da bei der zentralen Produktion nur Gluonen ausgetauscht werden, ist dies der geeignete Kanal zur Erzeugung von Gluebällen. Als Austauschteilchen der starken Wechselwirkung wechselwirkt das Gluon unabhängig vom Quarkflavour und koppelt nur an Farbladungen, daher werden gleiche Verzweigungsverhältnisse in den Glueballzerfällen zu Pionen und Kaonen erwartet.

In Abbildung 2.3 sind Vorhersagen aus Gitter-QCD-Rechnungen des Glueballspektrums zu erkennen. Hier zeigt sich die Herausforderung der eindeutigen Identifikation von

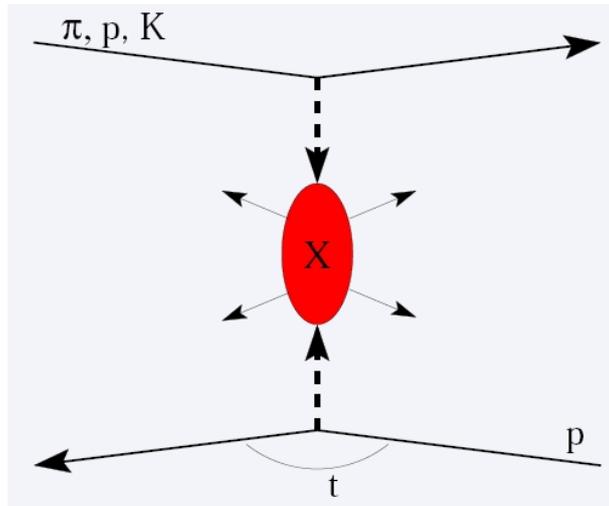


Abbildung 2.2: Zentrale Produktion

Gluebällen: Die leichten Gluebälle tragen die gleichen Quantenzahlen wie die im NQM etablierten Mesonen. Exotische Quantenzahlen erwartet man erst bei Massen über $4 \text{ GeV}/c^2$. Dieser Massenbereich ist bei COMPASS nicht mehr zugänglich. Bei einer Schwerpunktsenergie von 19 GeV lassen sich bei COMPASS-Kinematik Resonanzen mit einer Ruhemasse von bis zu $2 \text{ GeV}/c^2$ erzeugen.

Kandidaten für Gluebälle sind die f_0 -Mesonen im Bereich von $1500 \text{ GeV}/c^2$. Bis jetzt wurden drei f_0 -Mesonen bei WA102 [9] und BES [10] beobachtet, das $f_0(1370)$, das $f_0(1500)$ und das $f_0(1710)$. Man geht davon aus, dass es sich beim $f_0(1500)$ um einen Glueball handeln könnte, während das $f_0(1370)$ als eine leichte Mesonresonanz mit u- und d-Quarkanteil interpretiert wird. Das ebenso beobachtete $f_0(1710)$ wird als $s\bar{s}$ -Resonanz gedeutet. Bei COMPASS sollen vor allem die in Tabelle 2.1 aufgeführten Zerfallskanäle untersucht werden. Keine der f_0 -Resonanzen konnte bis jetzt eindeutig als Glueball

Masse [GeV/c^2]	Zerfallskanäle
1370	$\pi^- \pi^+$, $K\bar{K}$, $\eta\eta$, 4π
1500	$\pi^- \pi^+$, $K\bar{K}$, $\eta\eta$, $\eta\eta'$, 4π
1710	$\pi^- \pi^+$, $K\bar{K}$, $\eta\eta$

Tabelle 2.1: Zerfallskanäle der f_0 -Mesonen

identifiziert werden.

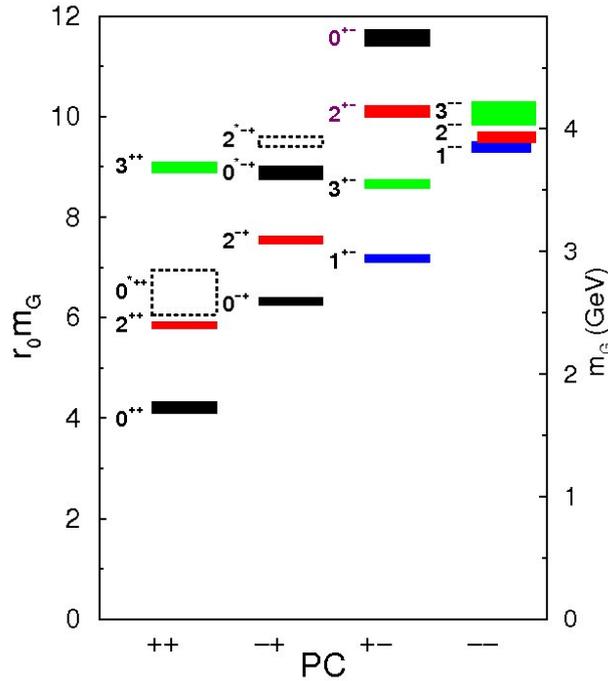


Abbildung 2.3: Glueballspektrum nach Morningstar und Peardon [8]

Pionpolarisierbarkeit

Zur Untersuchung der Pionstruktur und der Wechselwirkungen der beiden Valenzquarks eignet sich die Messung der Pionpolarisierbarkeit. Die Polarisierbarkeit entspricht der Proportionalitätskonstante α zwischen äußeren elektrischem Feld und induziertem Dipolmoment $\vec{d} = \alpha \cdot \vec{E}$. Die magnetische Polarisierbarkeit β ist analog definiert. Die Polarisierbarkeit des Pions ist ein direktes Maß für die Stärke des Wechselwirkungspotentials. Da einzelne Modellvorhersagen der Quark-Antiquark-Wechselwirkung sehr sensitiv auf die Polarisierbarkeit sind, erlaubt die direkte Messung einen einfachen Vergleich zwischen Modell und Realität. Zur Messung wird das Pion als ausgedehntes Teilchen in seinem Verhalten dem eines punktförmigen Teilchens gegenübergestellt. Bei COMPASS lässt sich so ein direkter Vergleich zwischen Wirkungsquerschnitten mit Myonen und Pionen ziehen.

Wie in Abbildung 2.4 zu erkennen, ist die Primakoffreaktion die Compton-Streuung eines Strahlpions im elektrischen Feld eines Targetkerns. Sie kann daher direkt mit der Compton-Streuung eines Myons verglichen werden. Der Viererimpulsübertrag ist in dieser Reaktion sehr klein ($Q^2 < 0.001 \text{ GeV}^2/c^2$), daher ist die Primakoffreaktion zur Sondierung der Quark-Antiquark-Wechselwirkung besonders geeignet; das gebundene System wird hier nicht zerstört.

Bei vorangegangenen Messungen wurde keine ausreichende Signifikanz zur Unterscheidung der verschiedenen Modelle erreicht. Insbesondere die Vorhersage der chiralen Störungstheorie (χ PT) weicht von anderen Vorhersagen ab.

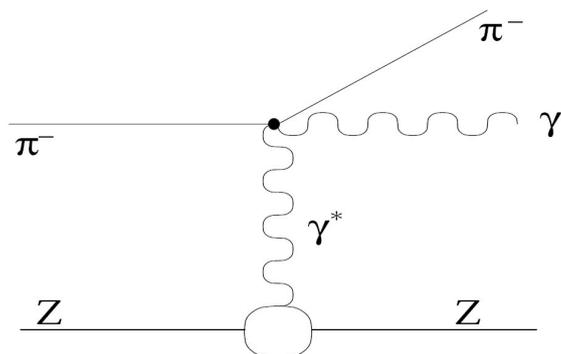


Abbildung 2.4: Primakoff-Reaktion

Im Herbst 2004 wurde am COMPASS-Experiment eine erste Messung von drei Tagen zur Pionpolarisierbarkeit durchgeführt. Sie erreichte eine vergleichbare Statistik zu anderen Experimenten (siehe Abb. 2.5). Das Ergebnis ist vorläufig. Eine geplante längere Messperiode kann die Signifikanz deutlich steigern und damit zwischen verschiedenen Modellvorstellungen selektieren. Eine ausführliche Beschreibung der Messung der Pionpolarisierbarkeit findet sich in [2].

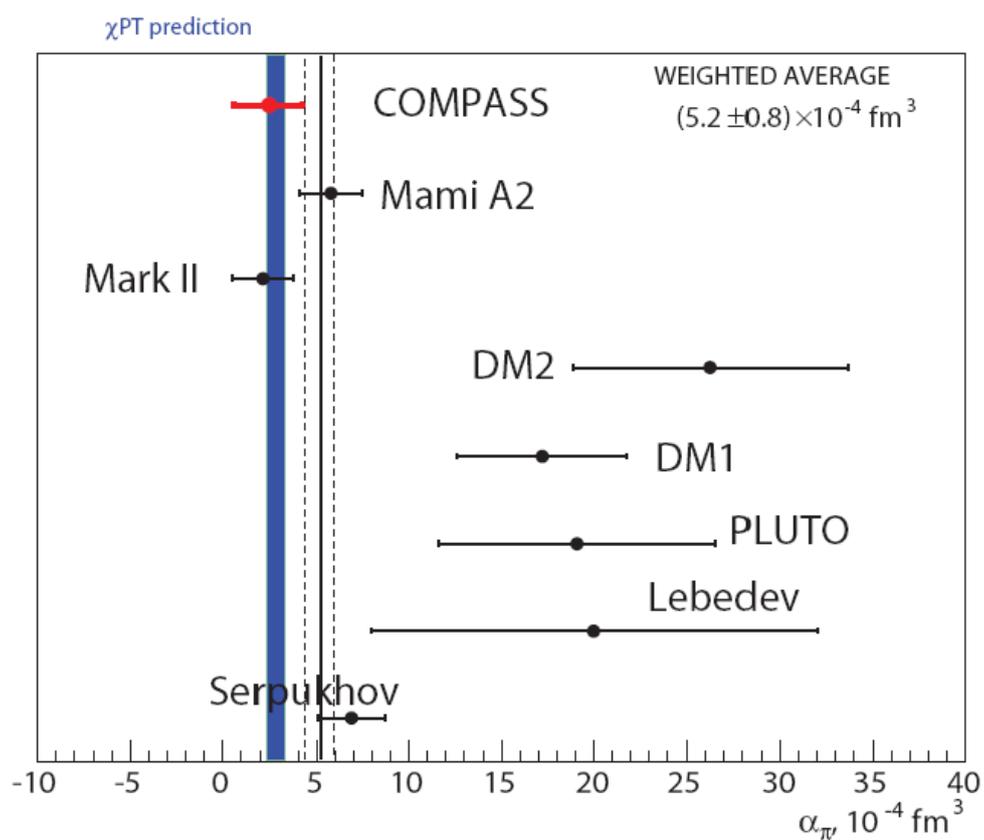


Abbildung 2.5: Vorläufige Messergebnisse zur Pionpolarisierbarkeit. Aufgetragen ist jeweils die elektrische Polarisierbarkeit α , die analog zur klassischen Elektrodynamik definiert ist.

Kapitel 3

Aufbau des COMPASS Spektrometers

Das COMPASS-Experiment am CERN ist ein Fixed-Target-Experiment, bei dem ein Strahl aus hochenergetischen Hadronen bzw. Myonen auf ein unbewegliches Target trifft. Bei solch einem Fixed-Target-Experiment bewegt sich der Schwerpunkt der Wechselwirkung im Laborsystem in Vorwärtsrichtung. COMPASS ist daher ein mehrstufiges Spektrometer (s. Abb. 3.1), welches sich grob in drei Teilbereiche gliedern lässt: Der Bereich der Strahlführung, die Wechselwirkungszone und das Spektrometer. Im Strahlführungsbereich werden die Eigenschaften der Strahlteilchen vermessen. Hierbei wird für jedes Strahlteilchen die Position bestimmt. In der Wechselwirkungszone befinden sich das Target und die das Target umgebenden Detektoren. Für große Winkel der auslaufenden Teilchen im Bereich von bis zu 180 mrad steht die erste Spektrometerstufe¹ um den Magneten SM1 zur Verfügung, für Winkel bis zu 30 mrad wird die zweite, darauf folgende Spektrometerstufe² mit dem Magneten SM2 verwendet. In den einzelnen Spektrometern gibt es Komponenten, mit deren Hilfe Teilchenidentifikation, Kalometrie und Spurrekonstruktion realisiert werden; das folgende Kapitel wird sich mit dem Aufbau der verwendeten Detektoren für das Hadronprogramm befassen. Im Hadronprogramm werden die im vorigen Kapitel gezeigten, physikalisch interessanten Ereignisse in einer exklusiven Messung nachgewiesen. Bei einer exklusiven Messung werden alle Teilchen vermessen, die durch eine Wechselwirkung im Target entstanden sind, sowie das ursprüngliche Strahlteilchen.

Für das Myonprogramm und weitere Details zu einzelnen Detektorkomponenten sei auf [11] verwiesen.

¹LAS, Large Angle Spectrometer

²SAS, Small Angle Spektrometer

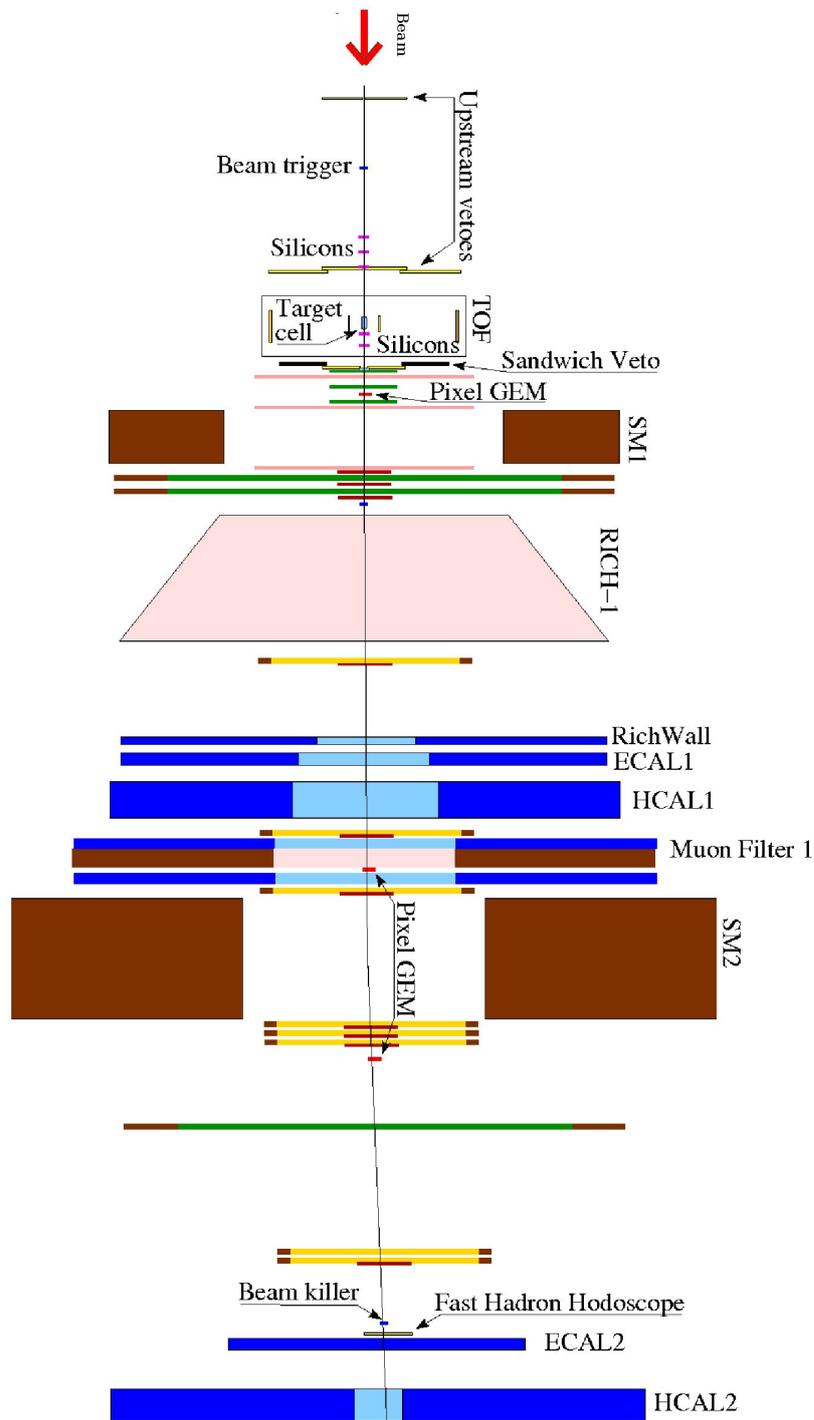


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des COMPASS-Spektrometers

3.1 Strahl

Der Protonenstrahl des SPS³ am CERN wird benutzt, um einen hochenergetischen Hadronstrahl zu erzeugen. Das SPS beschleunigt Protonen zu einer Energie von 400 GeV. Die Protonen treffen in sogenannten Spills etwa alle 15s für etwa 5s auf ein festes Berylliumtarget. Durch Wechselwirkung mit dem Target entstehen Hadronen, die in der nachfolgenden Strahlführung zunächst fokussiert werden. Über zwei Dipole wird die Strahlenergie zu $190 \text{ GeV} \pm 0.7\%$ selektiert. Hierdurch entsteht ein sekundärer Strahl aus 95% Pionen, 4.5% Kaonen und 0.5% Antiprotonen, der dann zum COMPASS-Experiment geführt wird. Der Strahl hat eine Halbwertsbreite von etwa 0.5 cm.

Die Strahlintensität soll für das Hadronprogramm 2008 $5 \cdot 10^6$ Hadronen pro Sekunde betragen. Das entspricht etwa $2 \cdot 10^7$ Hadronen pro Spill. Berücksichtigt man die Targeteigenschaften, ist eine Luminosität von 0.15 pb^{-1} pro Tag zu erwarten.

Vor dem Auftreffen auf das Target lassen sich die einzelnen Teilchenkomponenten des Strahls durch die CEDAR-Detektoren bestimmen, die die Strahlteilchen identifizieren. Bei den CEDAR⁴ Detektoren handelt es sich um differentielle Cherenkov-Detektoren. Durchquert ein Teilchen ein Medium mit einer Geschwindigkeit, die höher als die Lichtgeschwindigkeit im Medium ist, emittiert es Cherenkovstrahlung, ähnlich einer Überschallwelle. Das Licht wird analog zum Machschen Gesetz in einem Kegel unter dem Winkel $\theta_C = \frac{1}{n\beta}$ ausgestrahlt, wobei n der Brechungsindex des Mediums und $\beta = \frac{v}{c}$ die relative Geschwindigkeit ist. Wie in Abb. 3.2 zu sehen, wird das Licht ringförmig über einen Spiegel und ein Linsensystem auf die Fokalebene abgebildet und auf chromatische Aberrationen korrigiert. Das Cherenkovlicht des Teilchens wird dann über Photomultiplier⁵ nachgewiesen. Durch Anpassung des Drucks und des gasförmigen Mediums in einem CEDAR-Detektor wird der Brechungsindex festgelegt und damit auch die zu identifizierende Teilchensorte. Um Pionen und Kaonen im Hadronstrahl zu unterscheiden, werden zwei CEDARs benötigt. Genauere Informationen finden sich in [12].

3.2 Wechselwirkungszone

In Abbildung 3.3 ist die Wechselwirkungszone mit Detektoren und Target dargestellt. Das Target ist von einem zylindrischen Recoildetektor umgeben. Vor und nach dem Target werden Siliziumstreifendetektoren und ein System aus Vetozahlern verwendet. Nicht in Abbildung 3.3 zu sehen ist der Multiplizitätszähler, mit dem die Targetregion abschließt.

Die Siliziumstreifendetektoren vor dem Target dienen zur Vermessung der Position des Strahlteilchens. Sie besitzen eine hohe Ortsauflösung. Zur Rekonstruktion der Zerfallsvertices sind direkt nach dem Target ebenfalls Siliziumstreifendetektoren angebracht.

³SuperProtonSynchrotron

⁴Cherenkov Differential counters with Achromatic Ring focus

⁵Photovervielfacher, siehe auch Abschnitt 6.3

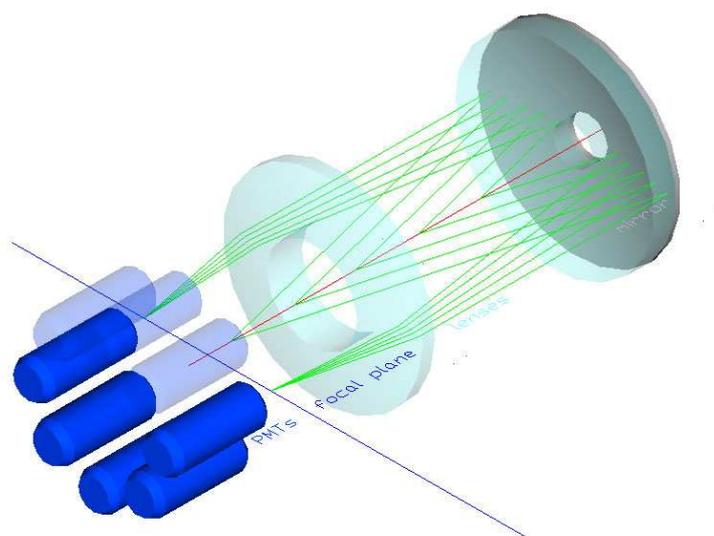


Abbildung 3.2: Prinzip des CEDAR Detektors: Ein von links unten kommendes Strahlteilchen (rot) erzeugt beim Durchgang durch das Gasvolumen Cherenkovlicht (grün), welches auf die Fokalebene abgebildet wird.

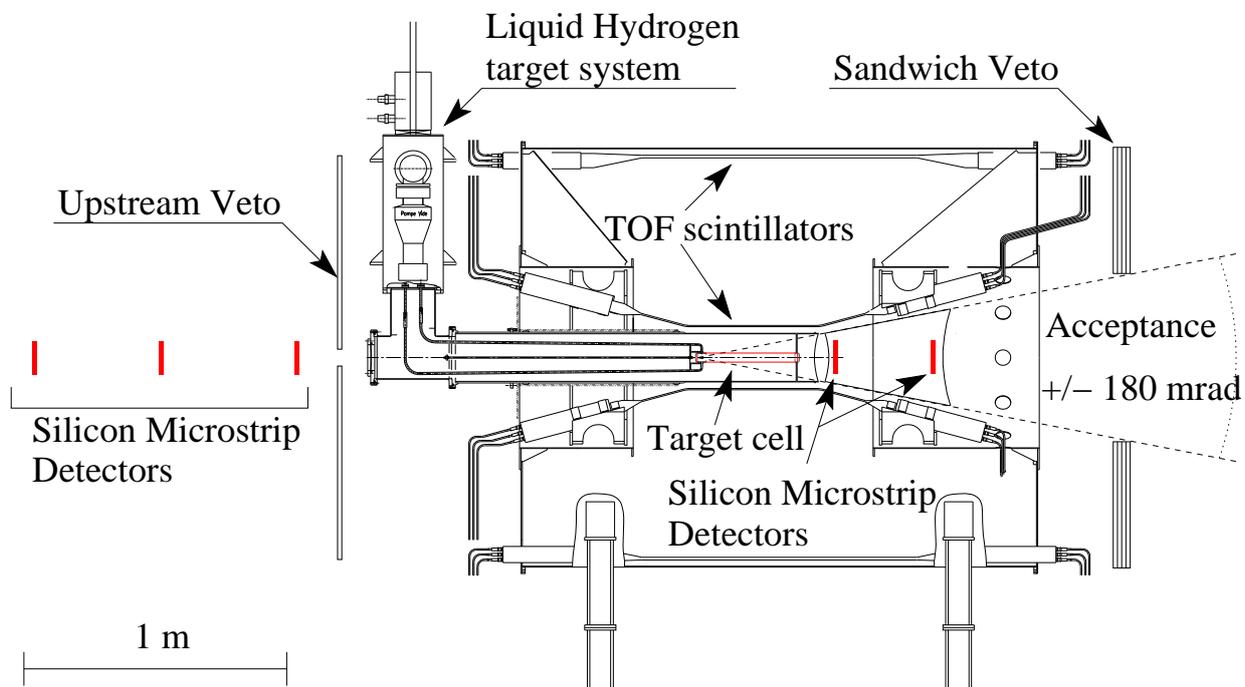


Abbildung 3.3: Anordnung der Detektoren in der Wechselwirkungszone

Durch die sehr hohe Rate ist es zur Vermeidung von Strahlungsschäden nötig, dass die Siliziumstreifendetektoren gekühlt werden. Eine nähere Beschreibung findet sich im Abschnitt 3.3.

Das zylindrische Target besteht aus Targetzelle und Targetkryostat. Die Targetzelle ist mit flüssigen Wasserstoff gefüllt, sie misst 3.5 cm im Durchmesser und ist 40 cm lang. Sie besteht aus Mylar mit einer Stärke von 125 μm . Der Targetkryostat besteht aus 1.8 mm dickem Aluminium. Er hat einen Durchmesser von 185 mm.

Um das Target herum ist der Recoildetektor angebracht. Der Recoildetektor besteht aus einem inneren und einem äußeren Ring aus zwölf bzw. vierundzwanzig Szintillatorstreifen. Seine Aufgabe ist der Nachweis von Rückstoßprotonen, die aus dem Target stammen. Der Recoildetektor ist sowohl Teil des Triggersystems (s. Kapitel 5) als auch Flugzeitdetektor (s. Kapitel 4). Die Konzeption und der Aufbau des inneren Rings des Recoildetektors ist Gegenstand dieser Arbeit, im weiteren Verlauf soll näher darauf eingegangen werden.

Um falsche Ereignissignaturen ausschließen zu können, die durch Pionzerfälle und Wechselwirkungen vor dem Target verursacht werden, benutzt man vor dem Target ein System aus Vetoählern. Dieses sogenannte Upstream Veto sind Hodoskope aus Szintillatorstreifen und weisen die geladen Teilchen der nicht gewünschten Wechselwirkungen vor dem Target nach. In Abbildung 3.3 ist das Upstream Veto exemplarisch als ein Detektor eingezeichnet. Das Upstream Veto besteht aus drei Zählern. Der erste Zähler wird für die unmittelbare Umgebung des Strahls verwendet. Er besitzt ein zentrales Loch in der Größe des Strahls und ist direkt am Eintrittsort des Strahls in den Experimentierbereich vor dem Target angebracht. Der zweite Zähler ist nahezu baugleich und ist direkt vor dem Target positioniert. Beide Zähler sollen dafür Sorge tragen, dass nur Teilchen einen Ereignistrigger auslösen, die aus dem Strahl stammen und das Target auch tatsächlich getroffen haben. Um den zweiten Zähler ist ein dritter, größerer Zähler angebracht, der die Querschnittsfläche des Recoildetektors abdecken soll. So werden unerwünschte Trigger von Strahlteilchen bzw. sekundären Teilchen im Recoildetektor vermieden.

Für die Messung von zentraler Produktion und diffraktiver Streuung sind die Ereignisse interessant, bei denen alle auslaufenden Teilchen gemessen werden. Daher wird der Bereich zwischen Recoildetektorakzeptanz und Spektrometerakzeptanz durch einen weiteren Vetoähler abgedeckt, der sowohl geladene als auch neutrale Teilchen nachweist. Dieser sogenannte Sandwich-Vetoähler ist aus sich abwechselnden Schichten aus Eisen und Plastiksintillatoren aufgebaut. Dies erlaubt einen Nachweis von geladenen und elektrisch neutralen Teilchen. Im Eisen erzeugen die neutralen Teilchen, meist Photonen, einen Teilchenschauer. Die geladenen Schauerprodukte lassen sich dann über Plastiksintillatoren nachweisen. Die geladenen Teilchen werden direkt im Szintillator nachgewiesen.

Der Multiplizitätszähler(MPZ) ist im Loch des Sandwich-Vetoähler angebracht und deckt damit die gesamte Spektrometerakzeptanz ab. Er weißt alle geladenen Teilchen nach, die durch die Wechselwirkung im Target entstehen. Der MPZ ist ein Szintillationsdetektor. Er besteht aus zwölf tortenstückförmigen, 3mm dicken Szintillatoren, die radial um die Strahlachse angeordnet sind. In der Mitte des MPZ befindet sich ein Loch für

nicht wechselwirkende Strahlteilchen. Für weitere Informationen zum MPZ sei auf [13] verwiesen.

3.3 Spektrometer

Zur präzisen Spurvermessung gibt es im COMPASS-Spektrometer eine große Anzahl von Spurdetektoren aller Art. Mit Hilfe der Spurdetektoren lassen sich Teilchentrajektorien vermessen und unter Verwendung der Ablenkung durch den Spektrometernmagneten der Teilchenimpuls bestimmen. Da die Rate stark mit dem Abstand zur Strahlachse abfällt, unterteilt man die Spurdetektoren in drei Untergruppen:

Detektoren für kleinste Winkel decken einen Bereich bis ca. 3.5 cm von der Strahlachse ab. Sie zeichnen sich durch eine hohe Ratenstabilität und eine hohe Ortsauflösung aus. Detektoren für kleine Winkel von 2.5 cm bis maximal 40 cm sind großflächiger bei niedrigerer Ratenstabilität. Detektoren für große Winkel decken die gesamte Akzeptanz des Spektrometers ab und sind daher geringer segmentiert. Tabelle 3.1 zeigt die verwendeten Spurdetektoren und ihre Charakteristika.

Die im Target entstandenen Teilchen werden meist in den verwendeten Detektormaterialien gestreut. Da für die Rekonstruktion einer Spur die Ortsauflösung in den Spurdetektoren nicht durch Vielfachstreuung verschmiert werden darf, besteht die Herausforderung darin, eine möglichst geringe Materialbelegung in den einzelnen Detektoren zu haben.

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

Tabelle 3.1: Spurdetektoren in COMPASS mit typischen Abmessungen, Zeit- und Ortsauflösungen

3.3.1 Spurdetektoren für kleinste Winkel

Zur Vermessung des Strahls und für den zentralen Bereich um den Strahl werden zwei verschiedene Detektortypen bei COMPASS verwendet: Siliziumstreifendetektoren und Pixel-GEMs. Sie werden aufgrund der niedrigen Materialbelegung verwendet.

Siliziumstreifendetektoren zeichnen sich durch besonders hohe Ortsauflösungen aus und werden daher zur Vertexrekonstruktion verwendet. [2].

Das Funktionsprinzip ist das folgende: An einen dotierten Siliziumkristall wird eine

Hochspannung in Sperrrichtung angelegt. Nach einem Teilchendurchgang entstehen im Kristall Elektron-Loch-Paare, die im elektrischen Feld schnell getrennt werden und lawinenartig neue Elektron-Loch-Paare erzeugen. Es entsteht ein Strom, der proportional zu der ursprünglich deponierten Ladung ist. Eine Ausleseebene besteht aus zwei Lagen von Streifen, die im rechten Winkel zueinander angebracht sind. Durch die Verwendung von zwei gegeneinander verkippten Ausleseebenen gelingt eine eindeutige Ortsbestimmung auch bei höheren Multiplizitäten.

Bei den GEMs⁶ handelt es sich um Mikrostreifengasdetektoren. Mehrere beidseitig

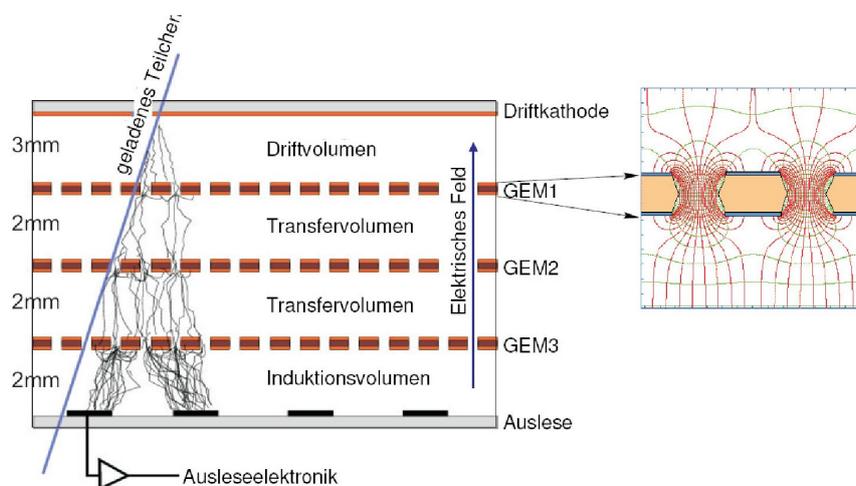


Abbildung 3.4: Funktionsweise der GEM-Detektoren

mit Kupfer bedampfte Kaptonfolien mit kleinen Löchern sind getrennt übereinander angebracht. Der Zwischenraum wird mit einem Gas gefüllt und durch Driftkathode auf der einen Seite und einer Ausleseelektrode auf der anderen Seite eingeschlossen. Durch Gasionisation entstehen Elektronen, die in Richtung des Transfervolumens driften. Durch Anlegen einer Hochspannung zwischen der Ober- und Unterseite einer Folie erfahren die Elektronen in den Löchern eine Gasverstärkung. Dies geschieht bei den verwendeten Triple-GEMs drei Mal bis zum Auftreffen auf die Auslesefläche. Die Auslese lässt sich in Streifen oder Pixel aufteilen. Bei COMPASS werden GEMs verwendet, die nur über Pixel in der zentralen Region und Streifen außerhalb ausgelesen werden (Pixel-GEM) und GEMs, die eine zweidimensionale Auslese besitzen.

In den zum Target entfernten Regionen werden szintillierende Fasern verwendet. Die Materialbelegung ist wesentlich höher und damit auch die Vielfachstreuung. Am Ende der Spur führt dies aber zu keinen erhöhten Ungenauigkeiten. Die Fasern erreichen eine deutlich bessere Zeitauflösung. Szintillierende Fasern überstehen durch ihre feine Segmentierung auch höchste Raten, daher eignen sie sich auch für die Vermessung

⁶Gas Electron Multiplier

der Strahlung und des Strahlteilchenimpulses und werden im Myonprogramm hierfür eingesetzt.

3.3.2 Spurdetektoren für kleine Winkel

Neben den zuvor beschriebenen Triple-GEMs werden in diesem Winkelbereich die Micromegas⁷-Detektoren eingesetzt. Sie sind ebenfalls Mikrostreifengasdetektoren. In Abbildung 3.5 ist die Unterteilung der Detektoren in Konversionsbereich und Verstärkungsbereich zu sehen. Im mit Gas gefüllten Konversionsbereich findet die primäre Ionisation statt. Der Konversionsbereich befindet sich zwischen Driftelektrode und Verstärkungsbereich, der mit einem dünnen Mikrogitter abgetrennt wird. Die durch die Ionisation entstandenen Elektronen driften durch das Gitter und werden im stärkeren Feldgradienten des Verstärkungsbereichs verstärkt. Die Auslese erfolgt durch Mikrostreifen.

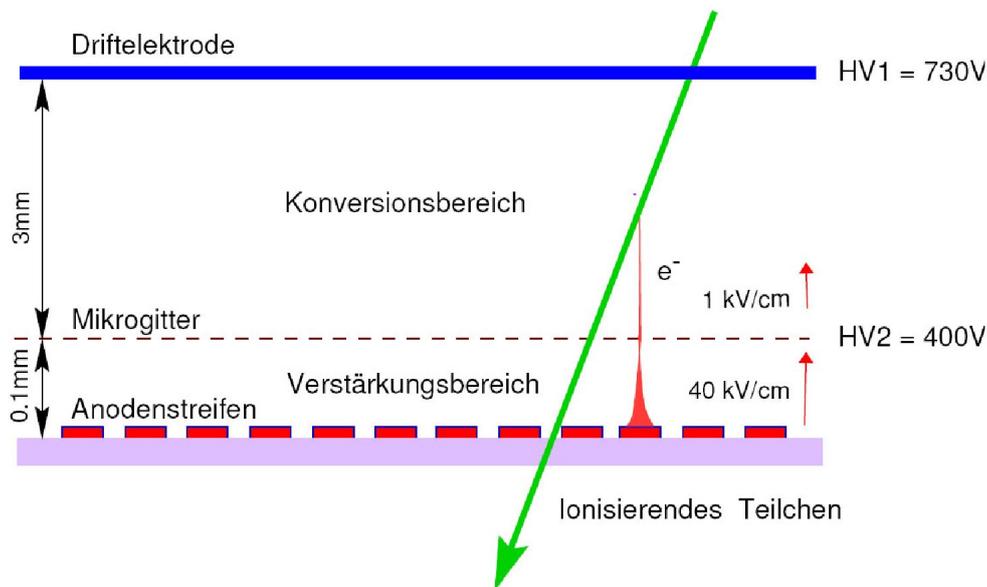


Abbildung 3.5: Funktionsweise eines Micromegas-Detektors

3.3.3 Spurdetektoren für große Winkel

Zur Abdeckung der gesamten Spektrometerakzeptanz werden großflächige Detektoren benutzt. Verwendet werden hier Vieldrahtproportionalkammern, STRAW-Detektoren⁸ und Driftkammern.

Die STRAWs bestehen aus dünnen Kaptonröhrchen, die mit Gas gefüllt sind und

⁷MICROMESH Gaseous structure

⁸engl. Straw: Stroh. Gemeint sind die Ähnlichkeiten der Kaptonröhrchen zu Strohhalmern

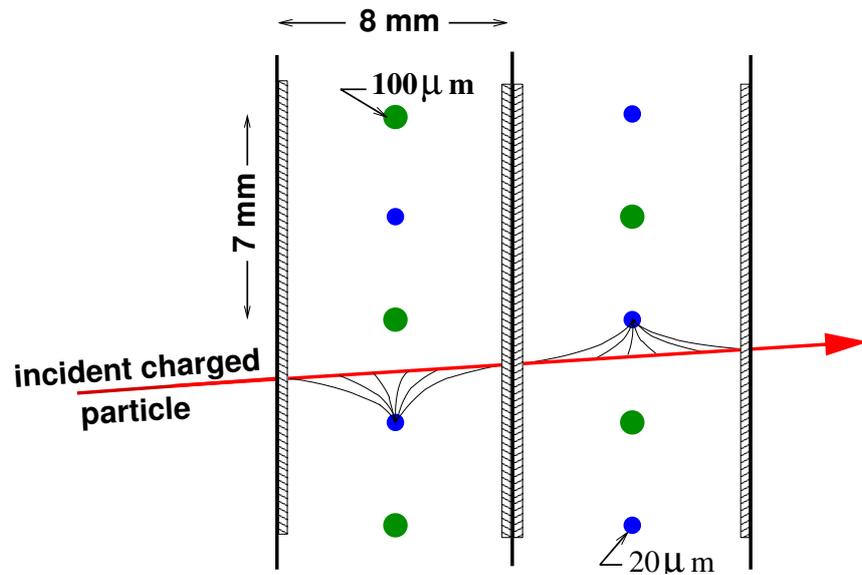


Abbildung 3.6: Funktionsweise einer Driftkammer

in denen Anodendrähte gespannt sind. Die entstandenen Elektronen driften zu den Signaldrähten und werden dort gasverstärkt.

Bei einer Vieldrahtproportionalkammer (MWPC) sind Anodendrähte in einem Gasvolumen gespannt, welches von Kathodenwänden begrenzt wird. Zwischen den Anodendrähten und den Kathodenwänden befindet sich ein elektrisches Feld. Nach einem Teilchendurchgang bilden sich primäre Elektronen durch Ionisation entlang der Spur des Teilchens. Die primären Elektronen bewegen sich zur Anode und werden dort so stark beschleunigt, dass sie genügend Energie zur Lawinenbildung haben. Sekundäre Elektronen und positive Ionen entstehen und driften auseinander. Die Elektronen werden über die Anodendrähte ausgelesen. So wird eine Gasverstärkung von typischerweise 10^5 erreicht. Typische Anodenspannungen betragen etwa 5 kV.

Driftkammern sind ähnlich zu Vieldrahtproportionalkammern aufgebaut. Der Unterschied besteht in der Verwendung von zusätzlichen Potentialdrähten (s. Abb. 3.6). Die Kathoden werden auf Masse gelegt; das negative Potential an den Potentialdrähten führt zu einer anderen Feldlinienkonfiguration als bei den MWPCs. Das Messprinzip basiert auf der Messung der Driftzeiten der Elektronen, daher werden weniger Anodendrähte als bei den MWPCs gebraucht, um ähnliche bzw. meist sogar bessere Ortsauflösungen zu erreichen.

3.3.4 Kalorimeter

Zur Messung der Teilchenenergie werden bei COMPASS in jeder Spektrometerstufe jeweils ein elektromagnetisches und ein hadronisches Kalorimeter eingesetzt.

Die elektromagnetischen Kalorimeter ECAL1 und ECAL2 sind homogene Kalorimeter und bestehen beide aus Bleiglasmodulen, in denen Photonen in Folge von Bremsstrahlung und

Paarerzeugung ihre Energie verlieren. Durch diese Prozesse entstehen elektromagnetische Schauer. Das Cherenkov-Licht der Elektronen wird dann über Photomultiplier detektiert. Die Kalorimeterdicke ist mit 16-23 Strahlungslängen bei ECAL1 und 16 Strahlungslängen bei ECAL2 so ausgelegt, dass die Energie der durchlaufenden Teilchen zu über 99% im Schauer enthalten ist. ECAL1 weist in der ersten Spektrometerstufe geladene und ungeladene Teilchen nach, die unter großen Winkeln gestreut wurden. Das Kalorimeter ist aus drei verschiedenen Modularten aufgebaut. In Abbildung 5.2 ist der Aufbau von ECAL1 skizziert. Für den äußeren Bereich links und rechts werden große Module verwendet, oben und unten befinden sich kleinere Module und schließlich im zentralen Bereich die kleinsten Module. Im zentralen Bereich befindet sich ein Loch, das auf die Akzeptanz von ECAL2 in der zweiten Spektrometerstufe abgestimmt ist. ECAL2 detektiert alle unter kleinen Winkeln gestreute Teilchen. Es besitzt ebenfalls ein zentrales Loch, um Schauer durch den Durchgang des Strahls zu vermeiden. Für die Hadronstrahlzeit im Jahr 2008 wird ECAL2 zusätzlich modifiziert. Wegen der höheren Strahlenbelastung und Raten werden alle strahl-nahen Bleiglasmodule durch strahlenhärtere Schashlik-Module ersetzt. Die Schashlik-Module bestehen aus aufeinander folgenden Schichten von Blei und Plastiksintillatoren. Der Lichttransport wird hier durch optische Fasern realisiert.

Die hadronischen Kalorimeter HCAL1 und HCAL2 sind Samplingkalorimeter, die

	Maße	Modulgröße	X_0/λ_I	Typ
ECAL 1	$4 \times 2.9 \text{ m}^2$	$(38 \text{ mm})^2 - (140 \text{ mm})^2$	16 – 23	Bleiglas
ECAL 2	$2.4 \times 1.8 \text{ m}^2$	$38 \times 38 \text{ mm}^2$	16	Bleiglas
HCAL 1	$4.2 \times 2.8 \text{ m}^2$	$142 \times 146 \text{ mm}^2$	4.8	Fe/Szintillator
HCAL 2	$4.4 \times 2.2 \text{ m}^2$	$200 \times 200 \text{ mm}^2$	$\pi : 5, p : 7$	Fe/Szintillator

Tabelle 3.2: 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 [11, 14]

aus sich abwechselnden Schichten von Eisen und Plastiksintillatoren bestehen. Im Eisen erzeugen Hadronen hadronische Schauer, die dann in den Plastiksintillatoren nachgewiesen werden können. Die hadronischen Kalorimeter befinden sich jeweils genau hinter den elektromagnetischen, sodass die Schauerbildung im Falle von ECAL1 dort schon einsetzen kann.

Alle Kalorimeter besitzen außerdem ein LED-Pulsersystem, welches eine Stabilitätsüberwachung während der Strahlpausen erlaubt. Durch den modularen Aufbau lässt sich auch der Durchgangsort grob bestimmen. In Tab. 3.2 sind die wichtigsten Eigenschaften der Kalorimeter aufgeführt.

3.3.5 Teilchenidentifikation

Ein großvolumiger RICH-Detektor⁹ identifiziert Teilchen in der ersten Spektrometerstufe. Ähnlich den CEDAR-Detektoren macht man sich hier den Cherenkov-Effekt zu Nutze. Teilchengeschwindigkeiten lassen sich so messen. In Kombination mit den Impulsmessungen im Spektrometer lassen sich so Teilchenmassen in einem Bereich von 5 GeV bis 50 GeV identifizieren. Als Füllgas dient C_4F_{10} , welches einen hohen Brechungsindex von $n = 1.0015$ besitzt. Das entstandene Cherenkovlicht wird über eine Spiegelwand auf Kreise in der Fokalebene abgebildet. Zur Auslese dienen Mehrkanal-Photomultiplier und Proportionalkammern.

Aufgabe des RICH ist die saubere Trennung von Kaonen und Pionen, die für das Hadronprogramm benötigt wird. Abbildungsfehler lassen sich durch ein internes Kamera-

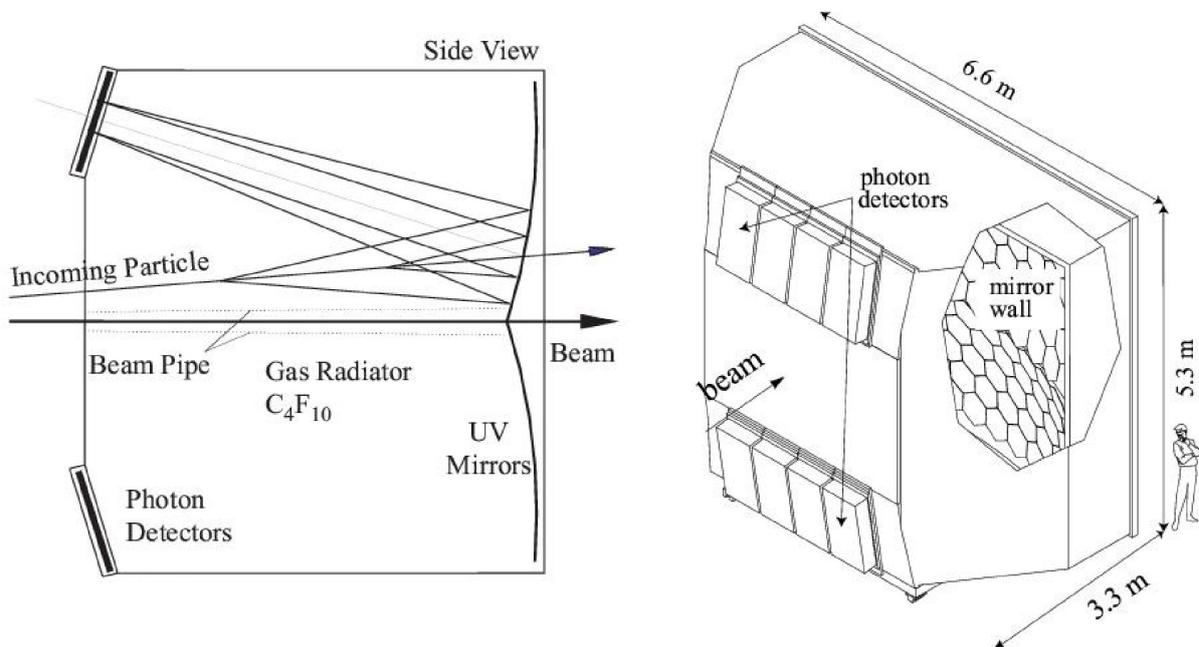


Abbildung 3.7: Funktionsprinzip und Aufbau des RICH

system erkennen, welche die Reflexion eines speziellen optischen Muster von den Spiegeln fotografieren und damit eine Feinjustierung der Spiegel möglich machen.

Myonen werden jeweils am Ende der beiden Spektrometerstufen identifiziert. Am Ende der ersten Spektrometerstufe befinden sich nochmals Spurdetektoren aus Driftröhren, die vor und hinter einem 600 mm dicken Eisenabsorber angebracht sind. Diese dienen der Identifikation von Myonen und werden Muonwall 1 genannt. In der zweiten Spektrometerstufe befindet sich die Muonwall 2. Sie besteht aus einem 2.4 m dickem Betonabsorber, dem zwei identische Spurdetektoren aus Driftröhren und drei MWPC Kammern folgen.

⁹Ring Imaging CHerenkov

Kapitel 4

Der Recoildetektor

Der Recoildetektor ist ein Gemeinschaftsprojekt von verschiedenen Arbeitsgruppen der COMPASS-Kollaboration. Die mechanische Konstruktion sowie der Aufbau des Triggers und die Koordination des Projekts lagen in Verantwortung der Arbeitsgruppe am DAPNIA/CEA in Saclay. Der innere Ring des Recoildetektors wurde durch die Arbeitsgruppe am Institut für Kernphysik in Mainz konzipiert und gebaut ebenso wie ein Teil der notwendigen Ausleseelektronik. Die Szintillatoren des äußeren Rings wurden von der Arbeitsgruppe am IHEP in Protvino gefertigt.

Die Aufgabe des Recoildetektors ist der Nachweis von Rückstoßprotonen aus dem Target, die eine Signatur der physikalisch interessanten Prozesse darstellen. Der Recoildetektor ist daher Teil des Triggersystems. Seine Aufgabe in diesem Zusammenhang wird in Kapitel 5 beschrieben.

Die Identifizierung von Protonen und die Bestimmung ihrer Geschwindigkeit ist ebenfalls Aufgabe des Recoildetektors. Um die genannten Aufgaben erfüllen zu können, stellen sich verschiedene Anforderungen an den Detektor. Die Identifizierung der Rückstoßprotonen und die Vermessung ihrer kinetischen Energie lässt sich im erwarteten Energiebereich der Protonen von ca. 290 MeV bis 800 MeV am leichtesten über eine Flugzeitmessung (Time-of-Flight, TOF) in Kombination mit der Bestimmung des Energieverlusts erreichen. Bei der Methode der Flugzeitmessung wird die Flugzeit eines Teilchens vermessen, welches zuerst einen Startzähler und dann einen Stoppzähler durchquert.

4.1 Anforderungen und Simulationen

Das Konzept zum Bau eines neuen Recoildetektors für das COMPASS-Hadronprogramm wurde ausgehend vom bereits vorhandenen Recoildetektor des WA102-Experiments[15] entwickelt.

Der Recoildetektor für das COMPASS-Hadronprogramm soll ähnlich aufgebaut werden. Er ist ebenso ein Szintillationsdetektor und besteht aus zwei Ringen in einem Abstand

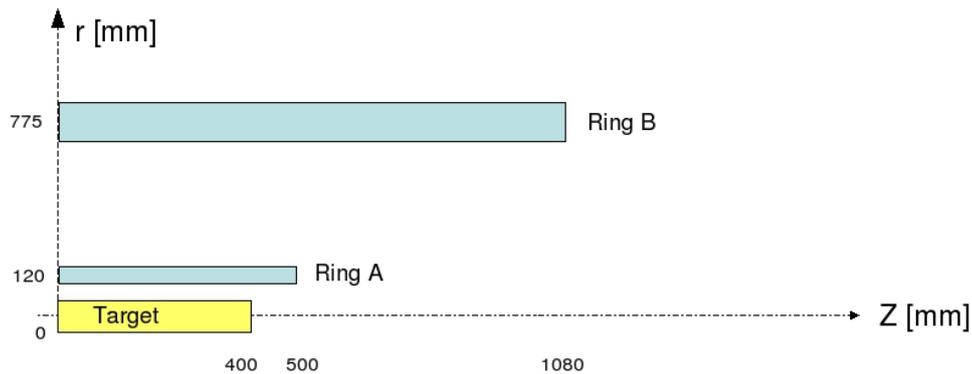


Abbildung 4.1: Schema des Recoildetektors

von 120 mm bzw. 775 mm von der Strahlachse. Der innere Ring des WA102-Detektors war in sechs Streifen segmentiert und bildete ein Hexagon. Wegen der hohen Raten wurde der COMPASS-Recoildetektor in zwölf Streifen unterteilt. Gleichzeitig wird damit auch eine bessere Auflösung des azimuthalen Winkels erreicht. Der innere Ring ist in Strahlrichtung gemessen 500 mm lang und 5 mm dick. Die Breite eines Streifens ist 63.5 mm. Der äußere Ring ist in vierundzwanzig Streifen aufgeteilt, 1080 mm lang und hat eine Dicke von 10 mm. Wie in Abbildung 4.1 zu erkennen wurden beide Ringe asymmetrisch um das Target zentriert, sodass die Vorwärtsbewegung des Schwerpunktsystems mitberücksichtigt wird. Sie decken einen Winkelbereich von 55° bis 90° ab, da in diesem Bereich das Rückstoßproton erwartet wird.

Um die Anforderungen an den Detektor besser definieren und das grobe Konzept überprüfen zu können, wurden im Rahmen einer Monte-Carlo-Simulation die relevanten physikalischen Prozesse untersucht. In Abbildung 4.2 ist das verwendete Simulationsschema zu erkennen.

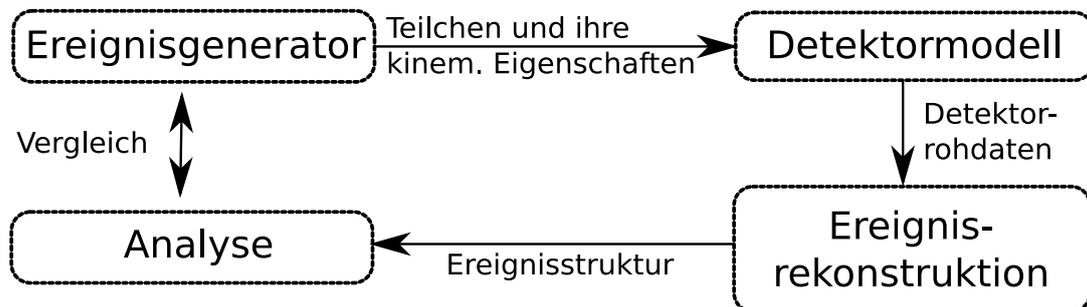


Abbildung 4.2: Simulationsschema

Im ersten Schritt werden die physikalischen Prozesse mit Hilfe von Ereignisgeneratoren im Monte-Carlo-Verfahren [2, 3, 4] generiert. Als Ereignisgeneratoren wurden zur Simu-

lation der dfraktiven Streuung und der zentralen Produktion PYTHIA [16] und selbst entwickelte Ereignisgeneratoren verwendet [4]. Zur Simulation des Untergrunds wurde der FRITIOF-Generator verwendet [17]. Als zweiter Schritt wird das Antwortverhalten und die Akzeptanz der im COMPASS-Spektrometer verwendeten Detektoren simuliert. Die so entstandenen Rohdaten der Detektorsimulation werden anschließend der Rekonstruktionssoftware [18, 19] von COMPASS zugeführt und analysiert.

Zunächst wurden die Auswirkungen des Targetkryostaten betrachtet. Der Targetkryostat besteht aus 1.8 mm dickem Aluminium, was eine Absorption von langsamen Protonen zur Folge hat. Wie in Abbildung 4.3 zu sehen ist, kann der Impuls des langsamen Rückstoßprotons erst ab 280 GeV/c vermessen werden.

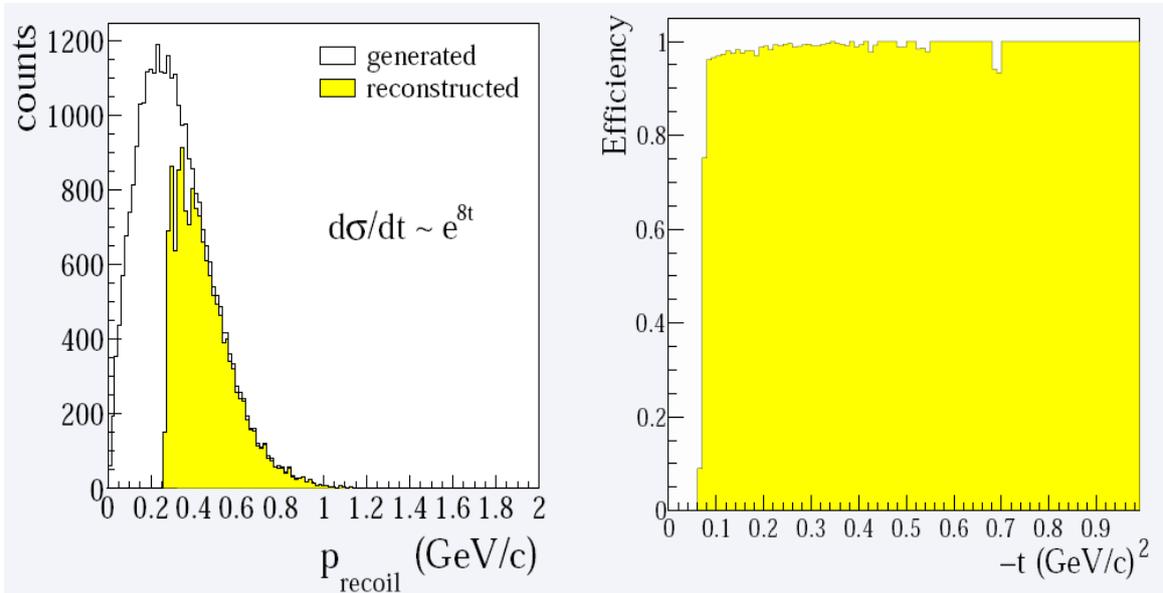


Abbildung 4.3: Links: Impulsverteilung des langsamen Rückstoßprotons. In Gelb die rekonstruierte, in Weiß die generierte Impulsverteilung. Rechts: Akzeptanz des Detektors in Abhängigkeit vom Impulsübertrag $-t$ [20]

Eine untere Grenze für den Protonenimpuls bedingt auch eine untere Grenze im Impulsübertrag $-t$ auf das Rückstoßproton (siehe Abb. 2.1). Simuliert wurde die Effizienz des Recoildetektors in Abhängigkeit von $-t$. Ein Nachweis von Rückstoßprotonen mit $-t < 0,06$ (GeV/c)² ist somit nicht mehr möglich. In Abbildung 4.4 ist der Impuls des Rückstoßprotons gegen den Winkel θ zur Strahlachse aufgetragen. θ ist zum Targetmittelpunkt definiert. Zu erkennen ist der lineare Zusammenhang, der sich aus der Kinematik ergibt. Langsame Protonen werden eher im vorderen Teil (strahlaufwärts) des Detektors erwartet, schnellere Protonen treffen eher im hinteren Teil (strahlabwärts) des Detektors auf. Die Akzeptanz des Detektors ist ein Winkelbereich von 66° bis 80°, da ein größerer

Winkelbereich zu schlechteren Zeitaufösungen aufgrund der Länge der Szintillatorstreifen führen würde.

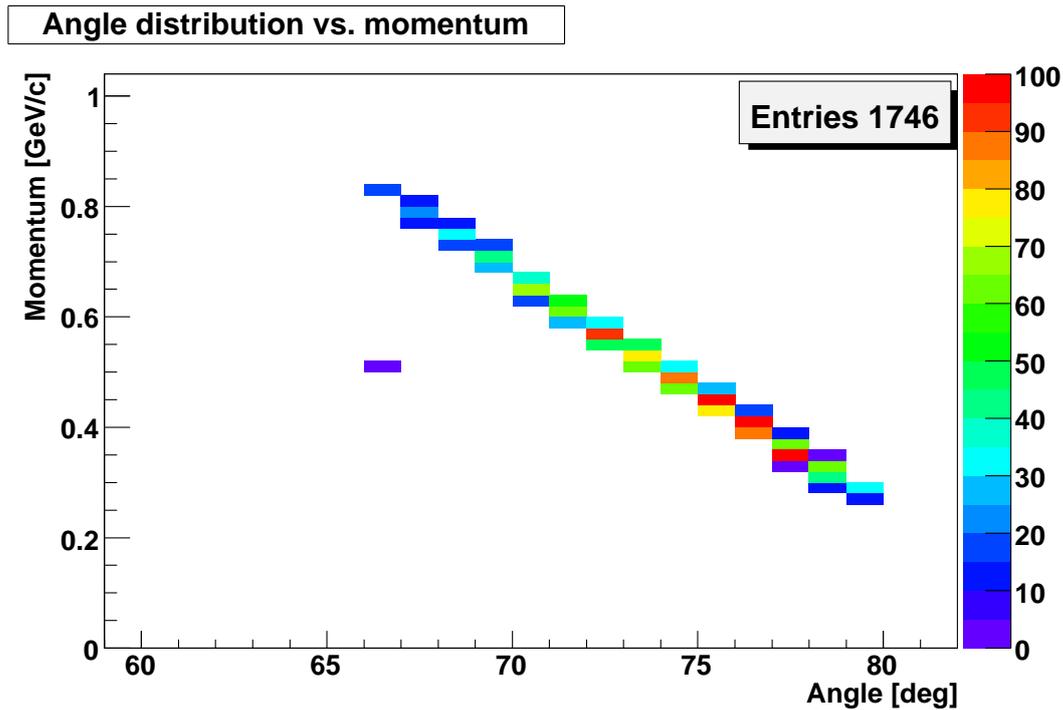


Abbildung 4.4: Erwartete Treffer in Abhängigkeit von Impuls und Winkel des Rückstoßprotons

4.2 Flugzeitmessung

Die aus dem Target austretenden Teilchen werden mit zwei Detektorebenen nachgewiesen. Die erste Detektorebene startet die Zeitmessung, die nach dem Durchgang des Teilchens durch die zweite Ebene gestoppt wird. Durch die Flugzeitmessung wird die Geschwindigkeit des Teilchens gemessen [21]:

$$\Delta t = L \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right) = \frac{L}{c} \left(\frac{1}{\beta_1} - \frac{1}{\beta_2} \right) \quad (4.1)$$

Setzt man nun $\beta_i = 1 - (\frac{m_i c^2}{E_i})^2$ in Gleichung 4.1 ein, so ergibt sich:

$$\Delta t = \frac{L}{c} \left(\sqrt{\frac{1}{1 - (\frac{m_1 c^2}{E_1})^2}} - \sqrt{\frac{1}{1 - (\frac{m_2 c^2}{E_2})^2}} \right) \quad (4.2)$$

Geht man von den in Abschnitt 4.1 gestellten Anforderungen aus und setzt $\Delta t = 3\sigma$, um Pionen und Protonen im untersuchten Impulsbereich mit einer Signifikanz von 3σ trennen zu können, ergibt sich so eine Mindestauflösung von 300 ps.

4.3 Mechanische Konstruktion

Die mechanische Konstruktion des Recoildetektors basiert auf der des WA102-Recoildetektors. Der innere Ring soll im Abstand von 120 mm zum Target angebracht werden, der äußere im Abstand von 775 mm. Daher empfiehlt sich die Verwendung eines Stahlzylinders, an dessen Innenseite der äußere Ring angebracht werden kann. Der innere Ring wird an den magnetischen Weicheisenabschirmungen (siehe Abschnitt 6.3) gehalten. Wie in Abbildung 4.5 zu sehen, fächert der innere Ring in einem Winkel von 15° auf. Dies ist notwendig, da sonst die Auslesekomponten des inneren Rings in der Akzeptanz des Spektrometers liegen.

Die mechanische Konstruktion enthält neben den Halterungen für den inneren Ring auch die mechanische Einbettung der anderen Komponenten, die im Recoildetektor angebracht werden sollen. Unter anderem gehören hierzu das Target mit Targetkryostat, der äußere Ring sowie die Siliziumstreifendetektoren inklusive Ausleseelektronik und Kryostat. Daher ist auf eine platzsparende Konstruktion zu achten.

Die mechanische Konstruktion ist noch nicht vollständig abgeschlossen. Die schematische Übersicht in Abbildung 3.3 gibt einen Überblick.

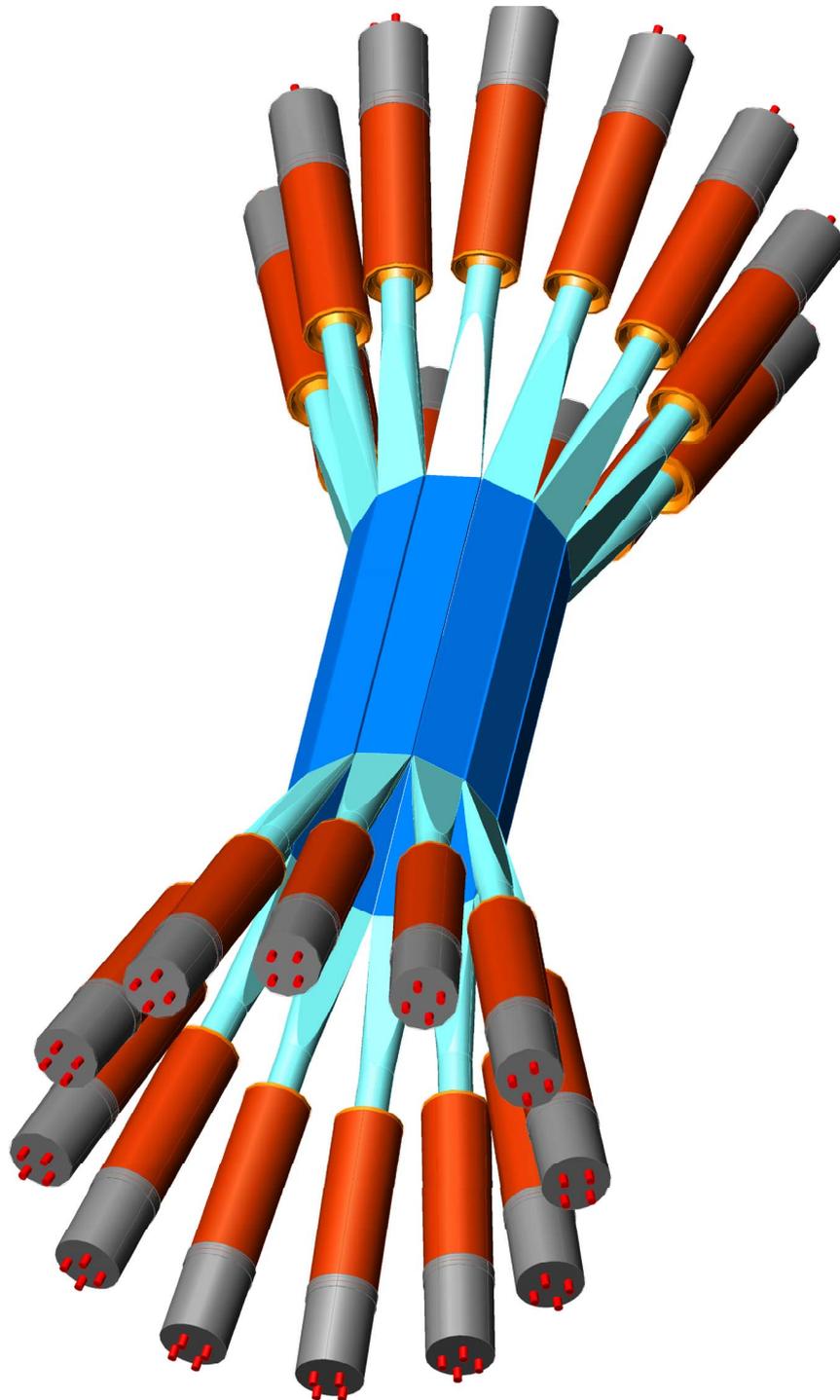


Abbildung 4.5: Schematische 3D-Darstellung des inneren Rings

Kapitel 5

Hadrontriggersystem

Das Hadrontriggersystem hat die Aufgabe die Datenauslese des gesamten Spektrometers bei physikalisch interessanten Ereignissen auszulösen. Dabei wird vom Triggersystem nach Ereignissen mit Signaturen der interessanten Prozesse gesucht. Das Ziel ist es, eine möglichst große Reduzierung des Datenvolumens zu erreichen und damit Ressourcen wie Speicherbedarf und Rechenleistung optimal zu nutzen.

Wie in Kapitel 2 beschrieben ist, ist für die Strahlzeit im Jahr 2008 vor allem die Untersuchung von Ereignissen der diffraktiven Streuung und der zentralen Produktion geplant. Das Triggersystem verwendet als Information zur Klassifizierung der verschiedenen physikalischen Prozesse die Informationen aus mehreren Detektoren. Durch logische Kombination dieser Informationen wird ein Auslesesignal zur Verfügung gestellt, das die Auslese aller Detektoren veranlasst. Beim Auslesen ist auf den Nachweis der auftretenden Teilchen sowie auf geometrische Korrelationen zu achten, die sich aus der Kinematik des Zerfalls ergeben. Abhängig von diesen Anforderungen müssen schnelle Detektoren im Experiment positioniert werden bzw. bereits vorhandene Detektoren, die als Komponente des Triggersystems genutzt werden sollen, mit einer schnellen Auslese ausgerüstet werden.

Grundsätzlich lassen sich zwei Anwendungen der im Triggersystem benutzten Detektoren unterscheiden. Zum einen gibt es eine Klasse von Detektoren, die Signaturen des Prozesses positiv identifizieren. Zu dieser Klasse gehören der Recoildetektor, der Multiplizitätszähler und das Vorwärtshodoskop sowie die elektromagnetischen Kalorimeter. Die zweite Klasse von Detektoren sind die sogenannten Vetodetektoren. Ihre Aufgabe besteht in der Identifizierung von nicht gewünschten Ereignissen. Zum Vetosystem zählen das Upstream-Veto-System sowie der Sandwichveto. Die Funktionsweise der einzelnen Detektoren wurde bereits in Kapitel 3 beschrieben.

Im folgenden Kapitel soll anhand der Ereignissignaturen von zentraler Produktion und diffraktiver Streuung das geplante Triggerschema sowie im Detail der geplante Protontrigger als Teil des Hadrontriggersystems vorgestellt werden.

5.1 Ereignissignaturen

In der diffraktiven Streuung wird ein Pion oder Kaon aus dem Strahl im Target diffraktiv angeregt: $\pi^-/K^- + p \rightarrow X^- + p_{slow}$.

Es bildet sich eine Resonanz, die wenig später zerfällt. Außerdem wird ein Teil des Impulses an das beteiligte Proton aus dem Target übertragen. Eine Signatur der diffraktiven Streuung ist demnach ein langsames Proton aus dem Target und eine große Hadronmultiplizität im Spektrometer. Das langsame Proton wird durch das Protontriggersystem identifiziert (s. Abschnitt 5.4). Es wird erwartet, dass die interessantesten π_1 -Resonanzen hauptsächlich in die in Tabelle 5.1 aufgeführten Zerfallskanäle zerfallen. Es müssen sowohl geladene als

Masse [GeV/c ²]	Zerfallskanäle
1400	$\eta \pi, \rho \pi$
1600	$\eta' \pi, \rho \pi, f_1(1285) \pi, b_1(1230) \pi$
2000	$f_1(1285) \pi, b_1(1230) \pi$

Tabelle 5.1: Zerfallskanäle der π_1 -Mesonen[22]

auch neutrale Zerfallskanäle beidermaßen berücksichtigt werden. Die geladenen Hadronen aus dem Zerfall der Resonanz lassen sich durch den Multiplizitätszähler auswählen und in den hadronischen Kalorimetern nachweisen. Photonen als Zerfallsprodukte von neutralen Pionen lassen sich mit ECAL1 und ECAL2 identifizieren.

In der zentralen Produktion entsteht in einem gluonreichen Prozess¹ eine neutrale Resonanz: $\pi^-/K^- + p \rightarrow \pi^- + X + p_{slow}$. Das Strahlpion bzw. -kaon bleibt intakt und wird unter einem kleinen Winkel gestreut, da es im Ruhesystem nur etwa 10% seiner Energie verliert. Ebenso wie bei der diffraktiven Streuung wird ein Teil des Impulses an ein Targetproton übertragen. Eine deutliche Signatur für die zentrale Produktion sind neben dem langsamen Proton das gestreute Strahlteilchen und eine hohe Hadronmultiplizität. Die Zerfallskanäle der neutralen Resonanz lassen sich wie in Tabelle 2.1 zu sehen ähnlich wie die der diffraktiven Streuung in neutrale und geladene aufteilen. Das schnelle, gestreute Pion wird mit dem Vorwärtshodoskop nachgewiesen. Für die neutralen Kanäle steht wiederum eine Identifizierung durch ECAL1 und ECAL2 zur Verfügung, geladene Kanäle lassen sich mit dem Multiplizitätszähler auswählen und durch die hadronischen Kalorimeter nachweisen.

5.2 Triggerkomponenten

In Abbildung 5.1 sind die Komponenten des Triggersystems zu sehen. Auf die Rolle des Recoildetektors wird in Abschnitt 5.4 detailliert eingegangen.

¹In der Regge-Theorie wird die zentrale Produktion als doppelter Austausch von Quasiteilchen (Pomeronen) beschrieben, siehe [23]

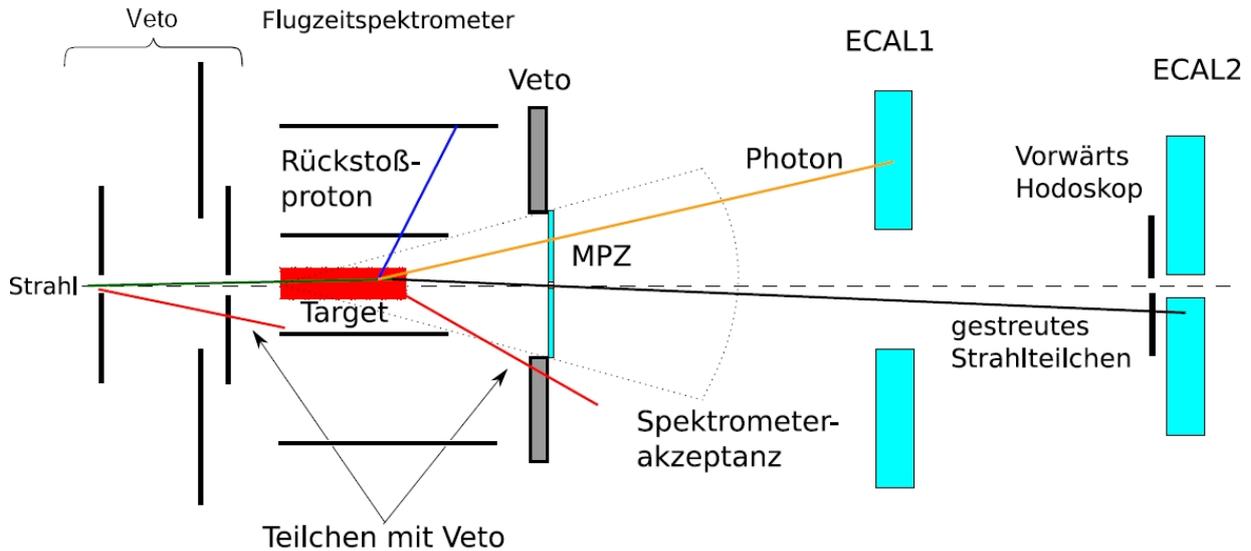


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der Hadrontriggerkomponenten

Im Bereich vor dem Target dient das Upstream-Veto-System zur Unterdrückung aller Ereignisse, die durch Pionzerfälle und Wechselwirkungen vor dem Target verursacht werden.

Der Multiplizitätszähler dient zum Nachweis aller geladener Teilchen, die aus Reaktionen im Target stammen. Er muss möglichst nahe am Target angebracht werden, da man eine hohe Selektivität auf Reaktionen aus dem Target benötigt.

Um den Multiplizitätszähler herum ist das Sandwichveto angebracht. Seine Aufgabe besteht darin, alle Teilchen zu detektieren, die sich außerhalb der Spektrometerakzeptanz befinden. Dies ist eine Voraussetzung für eine exklusive Messung. Der Sandwichveto wird sowohl geladene als auch neutrale Teilchen außerhalb der Spektrometerakzeptanz nachweisen.

Der kalorimetrische Teil des Triggersystems besteht aus den elektromagnetischen Kalorimetern ECAL1 und ECAL2, sowie den hadronischen Kalorimetern.

Die elektromagnetischen Kalorimeter werden zum Nachweis von Photonen aus den neutralen Zerfallskanälen verwendet.

Der ECAL2-Trigger besteht aus einem Summensignal aller Module des Kalorimeters. Es wird eine minimale Energiedeposition gefordert, die durch die Schwelle² des diskriminierten Summensignals bestimmt wird.

Der ECAL1-Trigger ist selektiver. Wie in Abbildung 5.2 zu sehen werden jeweils 2x2 Module summiert und dann die Summe von jeweils vier dieser Module gebildet. Die Summe aus 16 Kanälen ist jeweils numeriert. Das logische ODER der diskriminierten

²zur Funktionsweise eines Diskriminators siehe auch Abschnitt 5.4

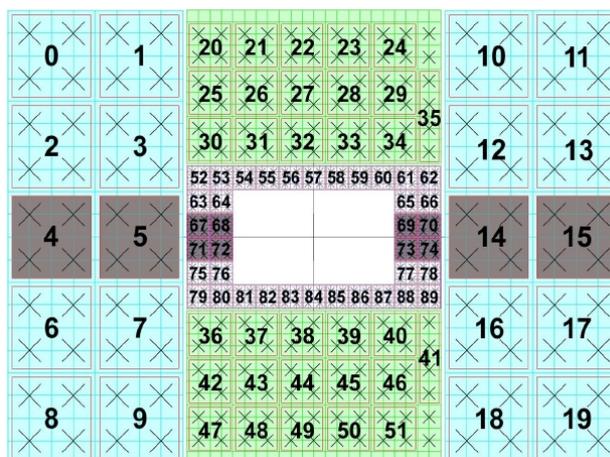


Abbildung 5.2: Summationsschema des elektromagnetischen Kalorimeters ECAL1

Signale löst schließlich den Trigger aus. Nähere Informationen zum ECAL1-Trigger finden sich in [14].

Die hadronischen Kalorimeter HCAL1 und HCAL2 dienen zur schnellen Identifizierung eines geladenen Hadrons im Endzustand. Es werden jeweils die Summensignale aus 2x2 Modulen gebildet und dann jeweils vier dieser Summen summiert. Der zweite Schritt erfolgt mit vier verschiedenen, sich überlagernden geometrischen Kombinationen (Lagen). Das Summationsschema ist in Abbildung 5.3 vereinfacht für zwei Lagen dargestellt. Die verschiedenen Lagen dienen zur Vermeidung von Ineffizienzen im Nachweis, da an den Grenzflächen der jeweiligen Sechzehnersumme hadronische Schauer nicht vollständig nachgewiesen werden.

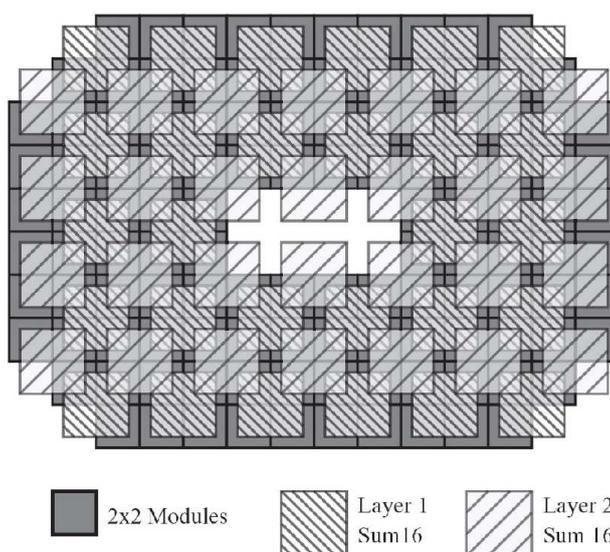


Abbildung 5.3: Summationsschema der hadronischen Kalorimeter

Das Vorwärtshodoskop ist wie der Multiplizitätszähler ebenfalls ein Szintillatorhodoskop. Seine Aufgabe besteht im Nachweis des in der zentralen Produktion gestreuten Strahlteilchens. Da das Strahlteilchen im Prozess der zentralen Produktion nur wenig Energie verliert, verläuft die Trajektorie nahe am Strahl.

Zum Zeitpunkt des Entstehens dieser Arbeit wurden verschiedene Positionen, Größen und Segmentierungen für das Vorwärtshodoskops evaluiert. Die endgültige Entscheidung über den Aufbau des Vorwärtshodoskops wird im Dezember 2007 fallen.

5.3 Triggerbedingung

Das Triggerschema für die Strahlzeit 2008 ist vorläufig und wird derzeit auf mögliche Verbesserungen untersucht. Sehr wahrscheinlich wird sich die Bedingung für einen Trigger aus einem logischem ODER des Triggers für zentrale Produktion und diffraktive Streuung ergeben. Da die Ereignisraten für die diffraktive Streuung wesentlich höher als die der zentralen Produktion sind, wird nur auf einen Teil der diffraktiven Ereignisse getriggert (Prescaling).

Der Trigger der zentralen Produktion fordert koinzidente Ereignisse im Rückstoßprotonendetektor (RPD) und dem Vorwärtshodoskop (VWH) und keine Treffer im Gesamtvetosystem (VETO). Zur Vermeidung falscher Signale durch Untergrundprozesse, wie beispielsweise die Emission eines Deltaelektrons oder elastischer Pionstreuung am Proton, wird zusätzlich eine Energiedeposition in einem der elektromagnetischen Kalorimeter (ECAL) oder ein Treffer im Multiplizitätszähler (MPZ) gefordert:

$$\overline{\text{VETO}} \wedge \text{VWH} \wedge \text{RPD} \wedge (\text{MPZ} \vee \text{ECAL1} \vee \text{ECAL2}) \quad (5.1)$$

Die Triggerbedingung für diffraktiven Prozesse ist ähnlich, das Vorwärtshodoskop entfällt:

$$\overline{\text{VETO}} \wedge \text{RPD} \wedge (\text{MPZ} \vee \text{ECAL1} \vee \text{ECAL2}) \quad (5.2)$$

Eine Verwendung der hadronischen Kalorimeter im Trigger ist ebenso denkbar.

5.4 Protontrigger

Sowohl diffraktive Streuung als auch zentrale Produktion lassen sich über den Nachweis des Rückstoßprotons identifizieren. Diese Aufgabe wird der Protontrigger erfüllen. Er verwendet nur Signale des Recoildetektors. Über die in Abschnitt 4.2 erwähnte Methode der Flugzeitmessung lassen sich Protonen identifizieren. Wie dort erwähnt ist, reicht eine alleinige Messung der Flugzeit nicht zur Identifizierung der Protonen aus. Im Recoildetektor werden neben Protonen vor allem auch Pionen und Deltaelektronen aus dem Target erwartet. Zur Unterscheidung wird der Energieverlust im inneren und äußeren Ring bestimmt. Abbildung 5.4 zeigt den berechneten Energieverlust für die verschiedenen Teilchensorten. Da hier nur Protonen identifiziert werden müssen, ist eine Trennung von Elektronen und Pionen nicht nötig. Damit würde ein diagonaler Schnitt in Abbildung 5.5 von $(E_A, E_B) = (12.5, 0)$ MeV

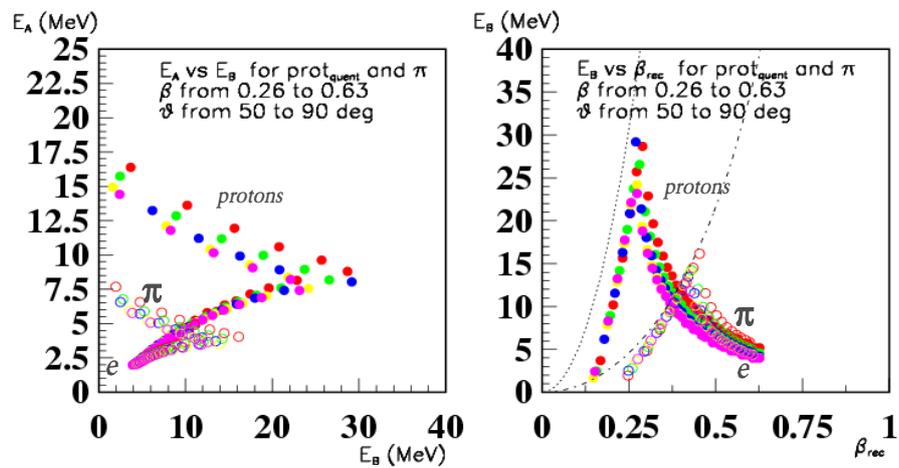


Abbildung 5.4: Links: Energieverlust der verschiedenen Teilchensorten im inneren Ring A aufgetragen gegen den Energieverlust im äußeren Ring B. Rechts: Energieverlust im Ring B in Abhängigkeit der Teilchengeschwindigkeit [24]

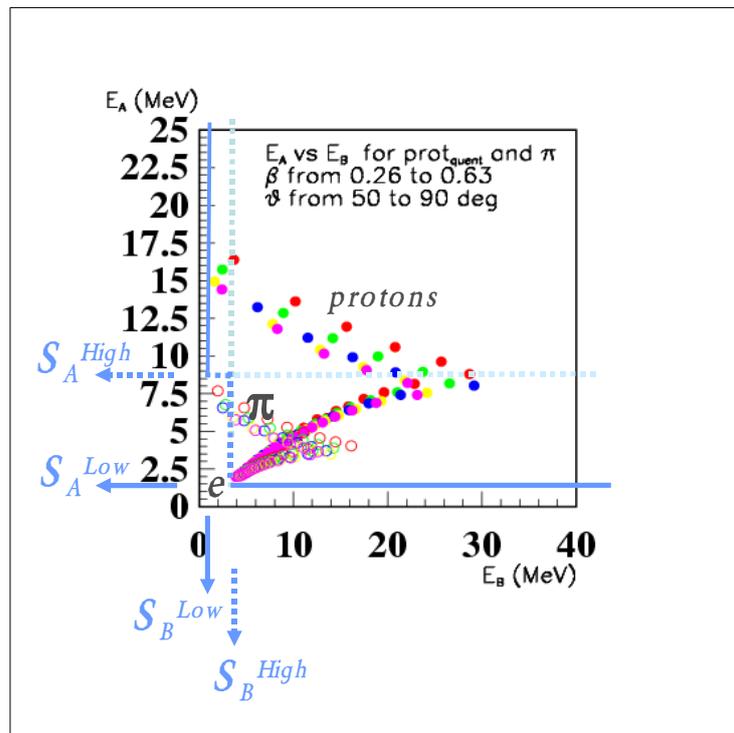


Abbildung 5.5: Energieverlust im inneren Ring A gegen den Energieverlust im äußeren Ring B mit Triggerschwellen [24]

bis $(E_A, E_B) = (0, 25)$ MeV für die Trennung von Protonen ausreichend sein³. Als Näherungslösung wurde von der Arbeitsgruppe am DAPNIA/CEA (Saclay) ein Konzept vorgeschlagen, dass auf einer doppelten Schwelle sowohl im äußeren Ring als auch im inneren Ring basiert. In Abbildung 5.5 sind jeweils beide Schwellen eingetragen. Als Bedingung für einen Protonkandidaten gilt entweder

$$(E_A > S_A^{Low}) \wedge (E_B > S_B^{High}) \quad (5.3)$$

oder

$$(E_B > S_B^{Low}) \wedge (E_A > S_A^{High}). \quad (5.4)$$

Außerdem müssen die geometrischen Korrelationen der Teilchentrajektorie mitberücksichtigt werden. Trifft ein Teilchen ein Element im inneren Ring, sind prinzipiell nur drei Möglichkeiten für einen Treffer im äußeren Ring vorhanden (s. Abb. 5.6).

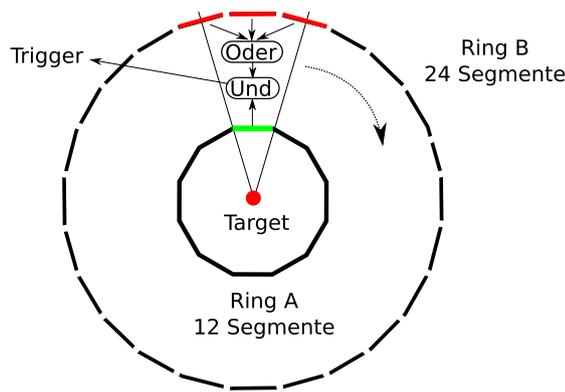


Abbildung 5.6: Illustration der möglichen geometrischen Kombinationen eines Treffers im inneren und äußeren Ring des Recoildetektors

³Als Zuordnungsvorschrift wäre z.B. $E_A(E_B) = E_A - \frac{1}{2}E_B \geq 12.5$ MeV denkbar.

Ausleseelektronik

Die Auslese des Recoildetektors dient zwei Aufgaben. Zum einen soll die Flugzeitmessung elektronisch umgesetzt werden, zum anderen soll die Triggerlogik direkt in die Auslese integriert werden.

In Abbildung 5.7 ist das Auslesekonzept des Protontriggers illustriert. Die Ausgangssignale der Photomultiplier sind mit A und B für den inneren bzw. den äußeren Ring bezeichnet. Mit up und down sind jeweils die Photomultiplier strahlaufwärts und strahlabwärts bezeichnet. Sie werden in Splittern auf acht Ausgänge verteilt, von denen drei unter der Bezeichnung ADC zusammengefasst sind. Diese drei Kanäle werden für zwei ADC⁴ und einen Testausgang verwendet. Die restlichen Ausgangssignale werden diskriminiert und auf TDC⁵ gegeben. Davon werden jeweils drei TDC zur Flugzeitmessung (S0-S2) und zwei als Signal für den Trigger verwendet. Anstelle der zwei Signale für den Trigger wird bei dem äußeren Ring B eine Analogsumme der beiden Photomultipliersignale eines Szintillatorstreifens gebildet. Die Signale werden mit jeweils zwei Schwellen wie im letzten Abschnitt beschrieben auf ein Koinzidenzmodul gegeben, das dort das logische Triggersignal generiert.

Die Splitter und Analogsummen wurden von der Arbeitsgruppe am Institut für Kernphysik entwickelt. Die verwendeten TDC, ADC und Diskriminatoren sind Module, die standardmäßig bei COMPASS verwendet werden, während das Koinzidenzmodul am DAPNIA/CEA in Saclay entwickelt wurde.

Für die Flugzeitmessung ist eine präzise Bestimmung der Startzeit wichtig. Jedes Element aus dem inneren Ring wird durch zwei Photomultiplier (siehe Abschnitt 6.3) ausgelesen, d.h. der Auftreffpunkt und damit auch die Startzeit lässt sich aus der Kombination der beiden Signale direkt bestimmen. Elektronisch wird die Startzeit durch Diskriminatoren bestimmt, bei denen die Signalamplitude über einer gewissen Schwelle liegt (Leading-Edge-Prinzip). Aufgrund der Abschwächlänge des Szintillatormaterials und der unterschiedlichen Energieverluste der Teilchen im Szintillator kommt es zu unterschiedlichen Pulsformen und -amplituden. Ein einzelner Diskriminator kann nicht mehr zur Bestimmung des Zeitnullpunkts verwendet werden; es kommt zum sogenannten *Time-Walk*. Eine Möglichkeit zur Korrektur des Zeitnullpunkts ist die Verwendung von mehreren Diskriminatorschwellen oder die Verwendung von sogenannten Constant-Fraction-Diskriminatoren. In der Flugzeitmessung des Recoildetektors werden zur Analyse drei Schwellen verwendet, um den Time-Walk zu korrigieren. Jeweils drei Lecroy Diskriminator Typ 4413 Kanäle werden die Schwellen zur Verfügung stellen. Die verwendeten TDC sind F1-TDC in CATCH-Modulen[25]. Die intrinsische Zeitauflösung der F1-TDC entspricht etwa 65 ps. Zwischen den Diskriminatoren und den TDC wird ein Konverter benötigt, der die ECL-Ausgangssignale der Diskriminatoren auf LVDS-Signale umwandelt. Außerdem stehen Sampling-ADC (SADC) zur Verfügung, die nicht nur die Gesamtladung

⁴Analog-to-Digital-Converter

⁵Time-to-Digital-Converter

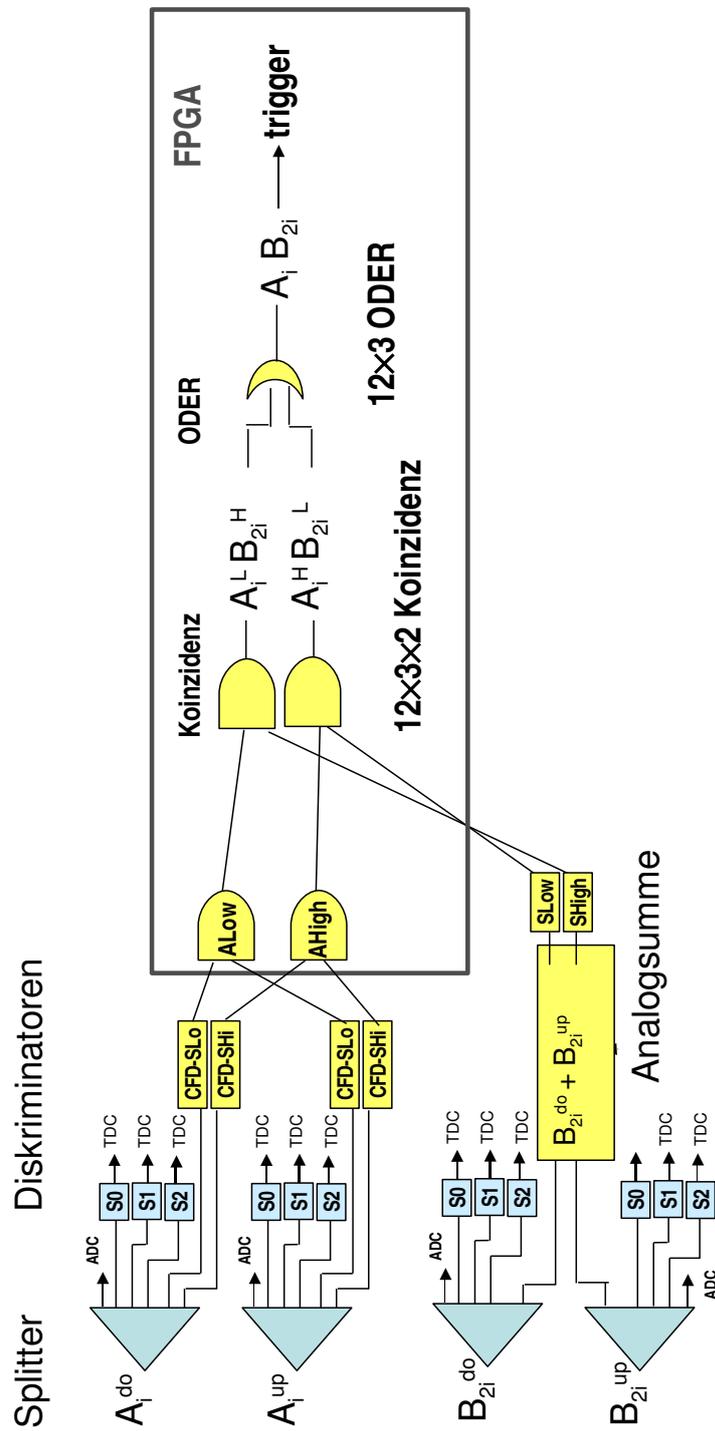


Abbildung 5.7: Schematische Darstellung des Protontriggers

bestimmen, sondern mit einer Frequenz von 80 MHz das Signal abtasten. Da eine hohe Dynamik der Signale erwartet wird (Faktor 65), wird der Bereich durch zwei 10-bit-SADC pro Kanal abgedeckt. Eine Verbesserung der Auslese wird außerdem durch vorgeschaltete Pre-Shaper erreicht, die die Pulsform für den SADC optimieren.

Splitter

Um die große Anzahl an Auslesemodulen mit Signalen zu versorgen, müssen die Ausgangssignale der Photomultiplier geteilt und verstärkt werden. Dazu werden sogenannte Splitter eingesetzt. Insgesamt muss das Signal pro Eingangskanal auf acht Ausgangskanäle aufgeteilt werden, da zwei Kanäle für ADC, drei Kanäle für TDC, zwei Kanäle für die Triggerlogik und ein Testausgang zur Verfügung stehen müssen.

Eine passive Teilung über Widerstände kommt bei einer achtfachen Aufteilung nicht in Frage, da die aufgeteilte Signalamplitude bei kleinen Signalen im Rauschen der Elektronik verschwinden würde. Als Lösung bietet sich eine aktive Teilung an, bei der man die Amplitude des Ausgangssignals über den Verstärkungsfaktor selbst festlegen kann.

Bei der Konzeption der Splitter spielt die Signalform der eingehenden Photomultiplier-Signale die größte Rolle: Die Ausgangssignale kommen von einem Photomultiplier des Typs EMI 9318KB, dessen passive Base eine Stromquelle mit hochohmigen Arbeitswiderstand ist. Die Signalrate beträgt maximal einige MHz, die Dynamik der Signale ist mit einem Faktor 65 sehr hoch. Die Anstiegszeit der Signale beträgt etwa 4 ns, die Abklingzeit dagegen etwa 11 ns. Um eine deutliche Trennung des Signals vom Rauschen zu erreichen, werden die Signale von minimal-ionisierenden Teilchen (MIPs) so durch die an die Photomultiplier angelegte Hochspannung eingestellt, dass aus dem dynamischen Bereich der Signale eine maximale Amplitude von etwa -4 V resultiert. Das ist die maximale Amplitude, die die verwendete Elektronik dauerhaft aushält.

Grundlegend muss ein aktiver Splitter zwei Aufgaben erfüllen: Zum einen sollen die Signale aufgeteilt werden, zum anderen sollen die Signale verstärkt werden. Die Aufteilung wird direkt über die vorgeschalteten Widerstände für die Operationsverstärker vorgenommen, die wiederum für die Verstärkung des analogen Signals Sorge tragen. Als Operationsverstärker wurde ein Verstärker der Firma Texas Instruments gewählt, der sowohl alle Voraussetzung für die korrekte Signalverstärkung erfüllt und gleichzeitig über eine effiziente Wärmeabfuhr über an der Rückseite angebrachte Kühlflächen verfügt. Um einen stabilen Betrieb der Operationsverstärker bei den hohen Eingangsamplituden bis -4 V zu gewährleisten, werden zwei Schutzmaßnahmen in das Splitterkonzept integriert: Zum einen wird eine Rückkopplung der Signale durch einen Eingangsabschluss von $50\ \Omega$ vermieden, zum anderen wird durch eine vorgeschaltete, regelbare Schottky-Diode die Eingangsamplitude begrenzt, d.h. Signale über der eingestellten Schwelle gekappt.

Das Eingangssignal wird auf sechs Operationsverstärker aufgeteilt und dort jeweils verstärkt. Ein Kanal wird passiv auf ein Verhältnis von 0.7:0.2:0.1 geteilt (siehe Abbildung 5.8), dessen Ausgänge für die zwei ADC und den Testausgang verwendet werden. Ein $50\ \Omega$ -Widerstand pro Kanal sorgt schließlich für den korrekten Abschluss der Schaltung. Damit die Operationsverstärker in diesem Arbeitsbereich die notwendige Ausgangsspannung lie-

Die elektronische Realisierung verwendet wiederum Operationsverstärker, der Schaltplan ist in Abbildung 5.9 zu sehen. Die Signale werden zunächst passiv über einen Vorwiderstand geteilt als Abschluss des Eingangs. Dann wird in einem invers betriebenen Operationsverstärker summiert und schließlich wieder invertiert. Da hier nun sowohl negative als auch positive Signalamplituden vorkommen, muss der Operationsverstärker symmetrisch spannungsversorgt werden ($\pm 7.5\text{ V}$), was die maximale Amplitude auf -1.2 V limitiert. Ein Vorteil dieser Begrenzung ist die Selektion der kleineren Amplituden, die gerade hier im Triggerkonzept ausdrücklich erwünscht wird, da durch die anschließende Verstärkung eine bessere Auflösung im Bereich der niedrigen Triggerschwellen erzielt wird. Die Summe wird auf zwei Ausgangskanäle geteilt, sodass insgesamt die Eingangsamplituden von jeweils max. 1.2 V summiert auf zwei Ausgänge mit jeweils max. 4 V Amplitude gehen. Ein Widerstand von $50\ \Omega$ sorgt für den benötigten Abschluss. Das Analogsummen-Modul hat 2×30 Eingänge und ebenso viele Ausgänge.

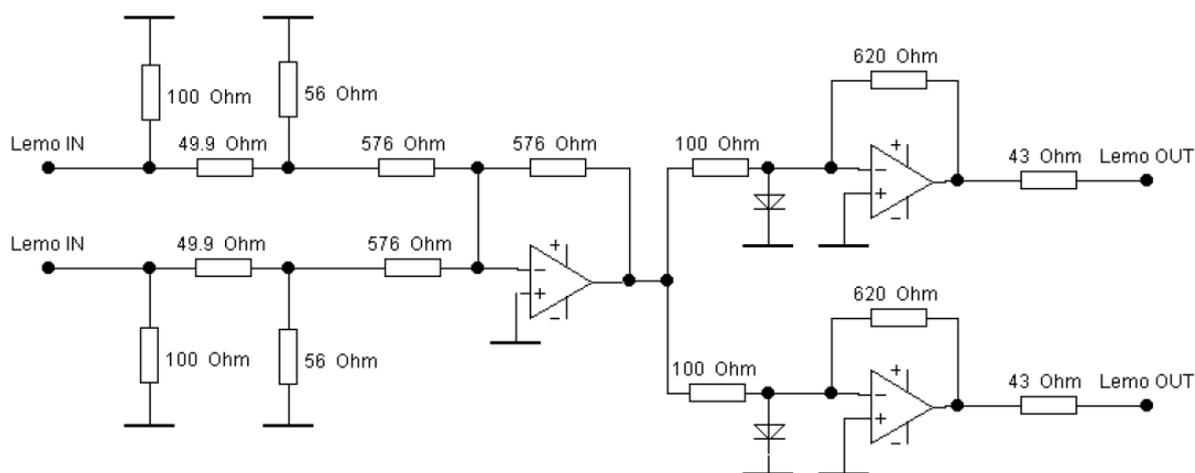


Abbildung 5.9: Schaltplan eines Analogsummierermoduls

Spannungsversorgung

Zur Versorgung der Splitter und Analogsummen werden Schaltnetzteile der Firma Kniel verwendet. Sie zeichnen sich durch ein besonders niedriges Rauschen im Bereich von 1 mV aus. Als Versorgungsspannungen für die aktiven Bauteile werden $+7.5\text{ V}$, $+3\text{ V}$, -7.5 V und -12 V benötigt. Die Schaltnetzteile lassen sich über einen zentralen Reset-Schalter zurücksetzen und nach einem Stromausfall so leicht wieder in Betrieb nehmen.

Zur Vermeidung von Überhitzung wurden spezielle Luftleitbleche in die mechanische Unterkonstruktion eingebettet, die den Luftstrom der Lüfter-Module auf die Platinen der Bauteile umleiten.

Koinzidenzeinheit

Zur Bildung der verschiedenen Kombinationen von Koinzidenzen (siehe Abb. 5.7) werden programmierbare FPGAs (Logikchips) des Typs CAEN V1495 verwendet. Als Eingangssignale dienen die mit Constant-Fraction-Methode diskriminierten Signale des inneren und äußeren Rings, wobei die Signale des äußeren zuvor analog summiert wurden.

Der Vorteil in der Verwendung von FPGAs liegt in den programmierbaren Logikfunktionen, die eine Verwendung von herkömmlichen Logikmodulen überflüssig machen. Testmessungen am CEA in Saclay[24] haben ergeben, dass ein Triggersignal innerhalb von (10 ± 3) ns im FPGA-Modul gebildet wird.

Kapitel 6

Der innere Ring des Recoildetektors

Das folgende Kapitel widmet sich der Konzeption des inneren Rings des Recoildetektors. Nachdem kurz das Prinzip eines Szintillationsdetektors erörtert wird, folgt eine Darstellung der zentralen Komponenten des inneren Rings. Schließlich wird auf die Auswahl der einzelnen Komponenten eingegangen, indem kurz Charakteristika verschiedener Konfigurationen verglichen und eine Auswahl aufgrund von Monte-Carlo-Simulationen getroffen wird.

6.1 Szintillator

Zum Nachweis von hochenergetischen, geladenen Teilchen werden Szintillationsdetektoren verwendet. Ein Szintillationsdetektor besteht im Wesentlichen aus drei Hauptkomponenten: Szintillator, Lichtleiter und optischen Empfänger.

Als Szintillationsmaterialien eignen sich verschiedene Stoffe, angefangen von organischen Szintillatoren (Plastikszintillatoren) über Flüssigszintillatoren bis hin zu anorganischen Szintillatoren (Kristallen) und gasförmigen Szintillatoren. Das Szintillationsprinzip ist aber in allen Fällen gleich: Durchquert ein geladenes Teilchen das Szintillationsmaterial, so erfährt es im Material einen Energieverlust. Hierdurch entstehen in verschiedenen Szintillationsmechanismen Photonen.

Im anorganischen Szintillator beispielsweise werden Elektronen im Kristallgitter angeregt. Stellt man den Kristall im Bändermodell dar, so ist die Anregung eine Anhebung von Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband. Durch diese Anregung entstehen Elektron-Loch-Paare. Diese können wieder rekombinieren, es wird ein Photon mit der Energiedifferenz der beiden Bänder ausgesandt. Da die verwendeten Szintillatorkristalle meist Isolatoren sind, liegt die Bandlücke bei 5-10 eV. Daher lassen sich im Kristall gezielt Aktivatoratome einbinden, die zwischen den Bändern für weitere Energieniveaus sorgen. Trifft ein Elektron-Loch-Paar auf ein Aktivatorzentrum, kann die Anregungsenergie zum einen als Gitterschwingung an den Kristall abgegeben werden (Phononen), zum anderen entstehen wiederum Photonen.

Das erzeugte Lumineszenzlicht wird in einem Zeitraum abgestrahlt, der durch die Lebensdauer der angeregten Zustände abhängt. Für eine besonders schnelle Antwort des Szintillators auf ein durchquerendes Teilchen muss die Abklingzeit minimiert werden. Die Abklingzeiten von anorganischen Szintillatoren liegen aber typischerweise im Bereich vom Mikrosekunden, was für eine Antwort des Recoildetektors bei den im vorhergehenden Kapitel beschriebenen Raten viel zu langsam ist. Stattdessen werden organische Szintillatoren verwendet. Die Abklingzeit ist hier wesentlich geringer, da der Szintillationsmechanismus nicht ein Effekt des Gitters ist.

Bei organischen Szintillatoren handelt es sich um Mischungen von drei Komponenten. Die Anregung durch das durchquerende, geladene Teilchen findet im Fluoreszenzstoff statt. Typischerweise entsteht hier Licht im UV-Bereich. Der Fluoreszenzstoff ist allerdings nicht transparent für das eigene Fluoreszenzlicht, sodass es schnell wieder absorbiert wird. Daher wird ein zweiter Fluoreszenzstoff beigemischt, der das primäre Fluoreszenzlicht absorbiert und mit anderer Frequenz reemittiert. Diese sekundäre Fluoreszenzlicht lässt sich durch geeignete Wahl der Beimischung auf den Frequenzbereich des optischen Empfängers anpassen. Schließlich dient eine polymere Komponente als Trägermaterial, daher der Name Plastikszintillator.

Mit organischen Szintillatoren lassen sich Abklingzeiten im Bereich von Nanosekunden erreichen. Ein weiterer wichtiger Vorteil ist die freie Wahl der Geometrie des Szintillators, da sich das polymere Trägermaterial leicht manipulieren lässt.

Für die geeignete Auswahl des Materials lassen sich die charakteristischen Eigenschaften untersuchen. Ein Szintillator lässt sich durch Lichtausbeute, Abschwächlänge, Anstiegszeit, Abklingzeit und emittierte Wellenlänge des Materials charakterisieren.

Dabei versteht man unter der Lichtausbeute die materialabhängige Lichtmenge, die beim Durchqueren eines minimalionisierenden Teilchens im Szintillator erzeugt wird. Sie wird auf den organischen Fluoreszenzstoff Anthrazen normiert angegeben und sollte möglichst groß sein.

Als Abschwächlänge bezeichnet man die charakteristische Länge λ_A des Szintillators, bei dem nach Absorptionseffekten nur noch $\frac{1}{e}$ der erzeugten Photonen übrig sind. Allgemein lässt sich die Anzahl der Photonen N , die nach einer Länge x im Szintillator von anfangs N_0 Photonen übrig sind, schreiben als

$$N(x) = N_0 \exp\left(-\frac{x}{\lambda_A}\right). \quad (6.1)$$

In Abbildung 6.1 sind die im Szintillationsmechanismus ausgesandten Photonen gegen die Zeit aufgetragen zu sehen. Die Anstiegszeit ist als Zeitdauer definiert, die vom Erreichen von 10 % des Maximums bis zum Erreichen von 90 % vergeht. Dementsprechend ist die Abklingzeit die Zeitdauer, die vom Erreichen der 90 % bis zum Erreichen der 10 % des Maximums vergeht. Als Breite der Verteilung versteht man die Halbwertsbreite, also der zeitliche Abstand zwischen dem jeweiligen Durchqueren der Hälfte des Maximums. Die Anstiegszeit ist ein Kriterium für ein schnelles Antwortverhalten des Detektors. Die Breite und die Abklingzeit sind die Kriterien für das Verhalten des Detektors bei hohen

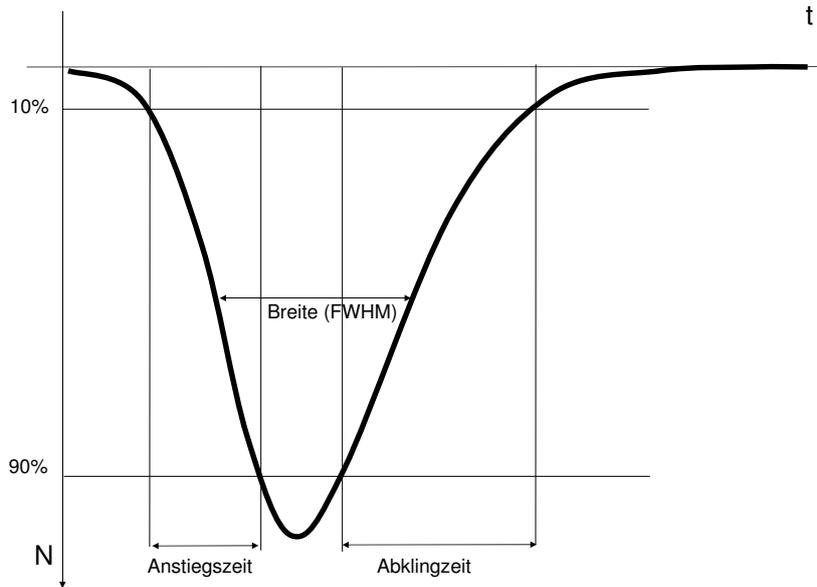


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung der zeitlichen Verteilung von Photonen aus dem Fluoreszenzlicht

Raten. Treffen mehrere Teilchen in einem zeitlichen Abstand auf den Detektor, der mit der Breite und der Abklingzeit vergleichbar ist, kommt es zu sogenannten Pile-Up-Effekten. Dabei überlagern sich die Photonverteilungen und eine zeitliche Trennung der beiden Teilchen ist nicht mehr möglich. Alle drei zeitlichen Größen sollten minimiert werden.

Die emittierte Wellenlänge λ_{em}^{max} des Materials ist schließlich für die Auslese im optischen Empfänger entscheidend. Sie sollte der spektralen Empfindlichkeit des Empfängers angepasst werden.

Eine Vorauswahl auf die Materialien konnte bezugnehmend auf frühere Untersuchungen zur Wahl von Szintillationsmaterialien [26] und Erfahrungen mit Szintillationszählern am COMPASS-Experiment getroffen werden: BC404 und BC408 von Saint Gobin[27]. Die Eigenschaften der beiden Materialien sind in Tabelle 6.1 aufgetragen. Alle Werte sind Her-

Eigenschaften	Lichtausbeute	λ_A	Zerfallszeit	λ_{em}^{max}
BC404	68 %	140 nm	1.8 ns	408 nm
BC408	64 %	210 nm	2.1 ns	425 nm

Tabelle 6.1: Eigenschaften der Szintillatoren BC408 und BC404

stellerangaben, die für minimalionisierende Teilchen in einem Block von $(1 \times 20 \times 200) \text{ cm}^3$ gemessen wurden. Beide Materialien haben eine Dichte von $\rho = 1.032 \text{ g/cm}^3$ und einen Brechungsindex von $n = 1.58$. Da sich beide Materialien kaum in den Anstiegszeiten unterscheiden und eine möglichst hohe Lichtausbeute bei 5 mm dickem Material erreicht

werden soll, wurde sich für BC404 als Szintillationsmaterial entschieden.

Das Prinzip des Lichttransports im Szintillator und Lichtleiter ist das der Totalreflexion. Dabei wird das Licht ab einem Grenzwinkel θ_{tot} an der Oberfläche des Lichtleiters vollständig reflektiert. Voraussetzung ist, dass das Material des Lichtleiters optisch dichter als das umgebende Material ist. Seien n_{Medium} der Brechungsindex des Mediums und $n_{Außen}$ der Brechungsindex des umgebenden Materials, dann ist die Bedingung für den Grenzwinkel der Totalreflexion gegeben als

$$\theta_{tot} = \arcsin\left(\frac{n_{Außen}}{n_{Medium}}\right) \quad (6.2)$$

Der Grenzwinkel der Totalreflexion ist zur Flächennormalen der Grenzfläche definiert. Unterschreitet der Winkel des auf die Oberfläche auftreffenden Lichts den Grenzwinkel, wird das Licht mit abnehmendem Winkel immer schwächer reflektiert. Verluste entstehen vor allem durch Unebenheiten und Kratzer auf der Oberfläche.

Um eine Verbesserung des Lichttransports im Szintillator zu erreichen, kann man verschiedene Folien benutzen, mit denen der Szintillator eingepackt werden kann. Durch die zweite, unebene Oberfläche kann verlorenes Licht, das aus dem Szintillator ausgetreten ist, wieder in den Szintillator unter einem anderen Winkel reflektiert werden. Grundsätzlich lassen sich zwei Arten von Verpackungsfolien unterscheiden. Unter diffusen Streuern versteht man Oberflächen, die das reflektierte Licht unabhängig von Einfallswinkel reflektieren. Dazu verwendet man opake Materialien, wie zum Beispiel Papier, Keramikfolien oder spezielle Membranfolien.

Die gängigere Möglichkeit zur Verpackung von Szintillatoren sind hochreflektierende Folien, wie zum Beispiel aluminisiertes Mylar. Dabei ist darauf zu achten, dass ein Luftspalt zwischen Folie und Szintillator bestehen bleibt, damit nicht an Stelle der Totalreflexion die Reflektivität der Folienoberfläche den Lichttransport übernimmt. Das ausgetretene Licht kann nur durch eine Änderung des Winkels wieder so in den Szintillator überführt werden, sodass es nicht nach nochmaliger Reflektion wieder austritt. Daher werden die Folien zerknittert, um möglichst wenige zur Oberfläche des Szintillators parallele Oberflächen zu haben. Typische Reflektivitäten liegen bei 95 % - 99.9 %

Um einen Einfall von Umgebungslicht in den Szintillator zu vermeiden, wird über der Verpackungsfolie eine weitere Verpackung angebracht. Hierbei handelt es sich um eine schwarze Folie, die eine besonders geringe Lichtdurchlässigkeit bei möglichst geringer Dicke haben sollte.

6.2 Lichtleiter

Die Aufgabe eines Lichtleiter besteht im Transport des Szintillationslichts vom Szintillator zum optischen Empfänger. Ein Lichtleiter wird nur dann benötigt, wenn der optische Empfänger nicht direkt an den Szintillator angekoppelt werden kann. Ein häufiger Grund

sind die verschiedenen Geometrien der Szintillatoren, die auf die fast ausschließlich runden optischen Empfänger angepasst werden müssen. Beim inneren Ring des Recoildetektors werden beispielsweise Szintillatoren verwendet, deren Auslesefläche rechteckig ist, der optische Empfänger dagegen hat ein rundes Eingangsfenster. Der Lichtleiter spielt also hier die Rolle eines geometrischen Adapters. Ein weiterer Grund für die Verwendung von Lichtleitern kann die mangelnde Erreichbarkeit des Szintillators sein. Aufgrund der Größe oder der manchmal notwendigen magnetischen Abschirmungen ist aus Platzgründen oftmals keine direkte Ankopplung des Szintillators an die optischen Empfänger möglich.

Verluste im Lichttransport entstehen, wenn der Querschnitt der Auslesefläche des Szintillators größer als die des optischen Empfängers ist. Nach dem Liovilleschen Theorem ist der Phasenraum des transportierten Lichts konstant. Das bedeutet, dass eine Abbildung von einer größeren auf eine kleinere Fläche nicht verlustfrei möglich ist.

Als Konsequenz ergeben sich die Kriterien für die Auswahl des Lichtleiters: Der geometrische Übergang von Szintillatorfläche zur Fläche des optischen Empfängers muss stetig sein, das bedeutet der Lichtleiter darf nicht zu stark gebogen sein oder Kanten aufweisen. Andererseits muss bei der Auswahl des optischen Empfängers bzw. des Szintillators auf das Verhältnis der Flächen geachtet werden.

In vielen Experimenten haben sich zwei grundlegende Geometrien bewährt. Die

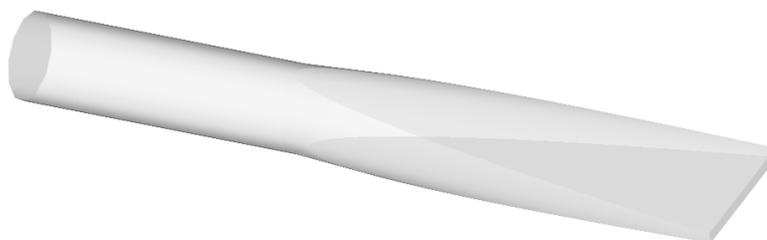


Abbildung 6.2: Lichtleiter in Fischechwanzgeometrie

Fischechwanzgeometrie ist die Überführung einer runden auf eine rechteckige Fläche mithilfe eines Kegelschnitts. Wie in Abbildung 6.2 zu sehen, werden ausgehend von einem Kegel, der sich von der runden zur rechteckigen Seite öffnet, die Seitenflächen von

der Peripherie her zur rechteckigen Seite eingeschnitten. Als Seitenfläche entsteht eine Parabel.

Als Alternative zur Fischeschwanzgeometrie wird der adiabatische Lichtleiter verwendet. Wie in Abbildung 6.3 zu sehen wird beim adiabatischen Lichtleiter die Stirnfläche des Szintillators in kleinere, rechteckige Streifen aufgeteilt. Diese Streifen werden dann verdreht und wieder zusammengeführt. Theoretisch lässt sich so ein Lichttransport mit weniger Verlust wie im Fischeschwanzlichtleiter realisieren, da der Winkel des einfallenden Lichts erhalten bleibt. Somit gelangt Licht, das einmal im Lichtleiter ist, quasi verlustfrei zur Seite des optischen Empfängers.

Lichtleiter können aus verschiedenen Materialien hergestellt werden, es ist aller-

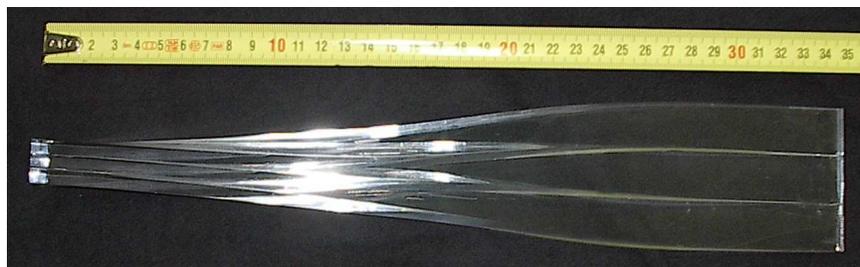


Abbildung 6.3: Adiabatischer Lichtleiter. Links wird der optische Empfänger angekoppelt, rechts der Szintillator angeklebt.

dings vor allem darauf zu achten, dass das verwendete Material für das Szintillationslicht transparent ist. Ein weiteres Kriterium für die Auswahl sind der Brechungsindex des Materials, er sollte mit den Brechungsindizes des Szintillators und des optischen Empfängers möglichst gut übereinstimmen. Liegt der Brechungsindex nicht in diesem Bereich, kommt es zur Totalreflexion an der Ausleseseite des Szintillators und des Lichtleiters; damit kann das Szintillationslicht nicht mehr den optischen Empfänger erreichen. Wegen seiner guten Verarbeitungseigenschaften eignet sich Plexiglas zur Herstellung von Lichtleitern. Sein Brechungsindex liegt bei $n = 1.491$. Plexiglas ist transparent bei einem Transmissionsgrad von etwa 92% [28]. Es gibt verschiedene Typen von Plexiglas, die sich aber hauptsächlich aufgrund ihrer mechanischen Eigenschaften unterscheiden.

Am CERN Scintillator Workshop wurde eine Messung des Transmissionsgrades durchgeführt. Dabei wurde ein Teststück mit einer Dicke von 2 mm mit einem durchstimmbaren Laser im Bereich der Wellenlänge $190 \text{ nm} < \lambda < 610 \text{ nm}$ vermessen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.4 zu sehen. Aufgetragen ist der Transmissionsgrad gegen die Wellenlänge des Lasers. Der Transmissionsgrad erreicht ab einer Wellenlänge von etwa 400 nm ein Plateau bei 92%, wie vom Hersteller angegeben wurde. Ein Vergleich zum Spektrum des Szintillationslichts ist in Abbildung 6.5 zu finden. Dort sind die Spektren der Materialien BC404 und BC408 im Vergleich zum Transmissionsgrad von Plexiglas zu sehen. Aufgetragen ist wiederum der Transmissionsgrad bzw. das Emissionsspektrum der beiden Szintillatormaterialien gegen die Wellenlänge.

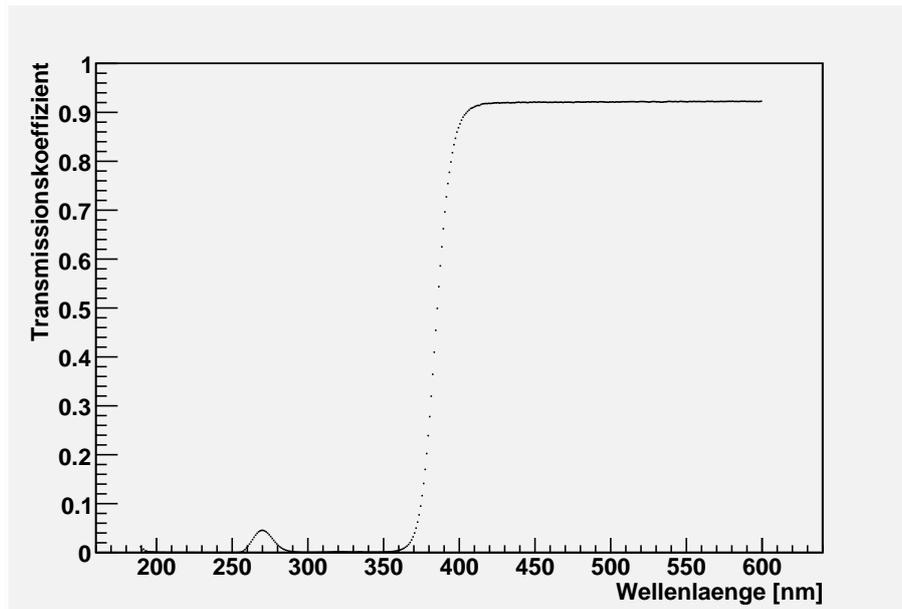


Abbildung 6.4: gemessener Transmissionsgrad von Plexiglas

Ankopplung an den Szintillator

Zur Ankopplung werden die Lichtleiter direkt an den Szintillator geklebt. Verwendet wurde hier aufgrund der Messergebnisse aus [26] und Erfahrungen an anderen Hodoskopern im COMPASS-Experiment der Kleber 301 der Firma Epoxy Technology [29]. Er zeichnet sich durch hohe Transparenz von $> 98\%$ aus. Der Brechungsindex von $n = 1.519$ liegt zwischen dem des Szintillators und dem des Plexiglas. Damit sind nur minimale Verluste durch Reflektionen an der Grenzfläche zu erwarten.

6.3 Photomultiplier

Als optischer Empfänger dient ein Photoervielfacher (engl. Photomultiplier). Wie in Abbildung 6.6 zu erkennen ist, trifft ein Photon durch ein dünnes Eintrittsfenster auf die Photokathode, die aus einem Alkalimetall besteht und auf die Innenseite des Eintrittsfensters aufgedampft ist. Dort wird durch den Photoeffekt ein Elektron herausgelöst. Zwischen Kathode und erster Dynode liegt eine Hochspannung an, sodass das Elektron im elektrischen Feld zur ersten Dynode hinbeschleunigt wird. Dort löst das Elektron wiederum mehrere Sekundärelektronen aus. Je nach Typ des Photomultipliers folgen typischerweise 8 - 14 weitere Dynoden, an denen wiederum eine Hochspannung anliegt. Die notwendigen Spannungen werden durch eine Widerstandskette zur Verfügung gestellt. Wird der Stromfluss in der Widerstandskette durch Transistoren von außen stabilisiert, spricht man von einer aktiven Spannungsversorgung. Die Spannungen zwischen den einzelnen Dynoden betragen typischerweise 100 - 200 V. Die Sekundärelektronen werden

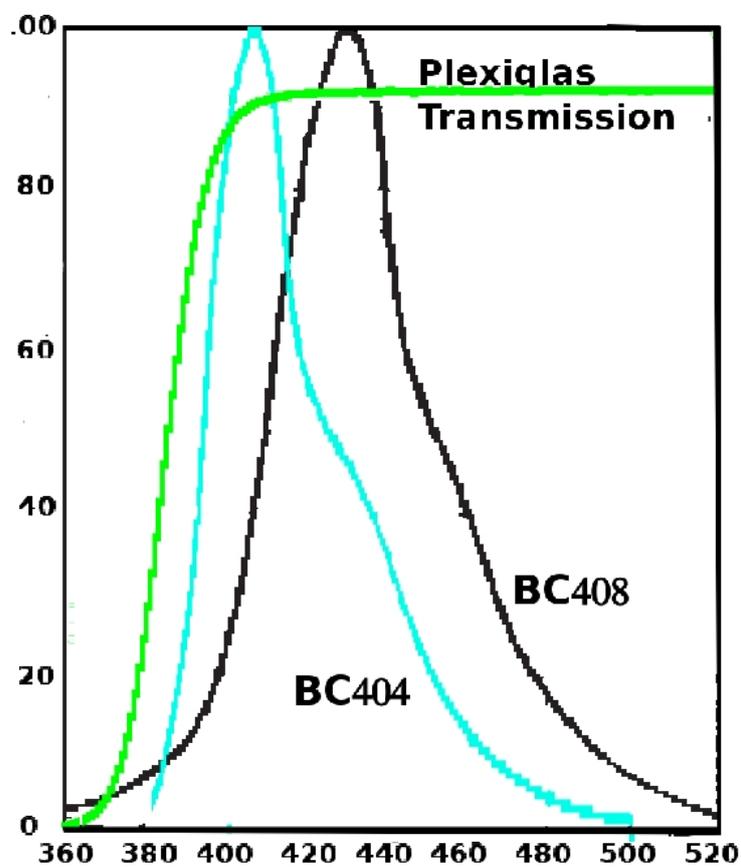


Abbildung 6.5: Vergleich des Transmissionsgrades von Plexiglas und Emissionsspektrum der Szintillatormaterialien BC404 und BC408

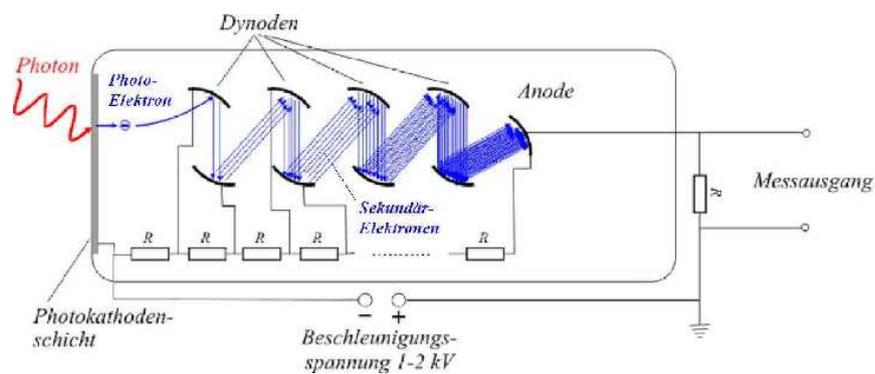


Abbildung 6.6: Schema eines Photomultipliers

so vervielfacht und treffen schließlich auf die Anode, wo sie einen elektrischen Puls erzeugen. Der Photomultiplier ist somit eine Stromquelle.

Die Photokathode wird durch die Quanteneffizienz charakterisiert. Sie ist durch das Verhältnis der erzeugten Primärelektronen zu den einfallenden Photonen gegeben. Wie in Abbildung 6.7 zu erkennen ist, werden typischerweise Werte zwischen 20 % - 30 % erreicht, spezielle Photomultiplier erreichen bis zu 60 % Quanteneffizienz. Aufgetragen ist jeweils die Quanteneffizienz gegen die Wellenlänge des einfallenden Lichts. Die Quanteneffizienz ist von der verwendeten Photokathode und vom verwendeten Material des Eintrittsfensters abhängig. Das Material des Eintrittsfensters wird individuell auf das Spektrum des Szintillationslichts angepasst. Typische Materialien sind Glas, UV-Glas, Quarzglas und andere Silikate.

Außerdem werden zur Charakterisierung des Photomultipliers Größen wie Transitzeit, Anstiegszeit und Verstärkungsfaktor verwendet.

Unter der Transitzeit versteht man die Zeit, die vom Eintreffen des Photons bis zum Auftreffen der Sekundärelektronen auf die Anode vergeht. Die Anstiegszeit ist analog zur Anstiegszeit eines Szintillators definiert. Die Schwankungen in der Transitzeit sind ein Maß für das Antwortverhalten; ein „schneller“ Photomultiplier zeichnet sich also durch eine minimale Anstiegs- und Transitzeit aus. Typischerweise liegen Anstiegs- und Transitzeit im Bereich von Nanosekunden. Der Verstärkungsfaktor (Gain) ist gleich der Anzahl der Sekundärelektronen, die ausgehend vom ersten Photoelektron auf die Anode treffen. Er liegt zwischen 10^5 und 10^7 .

Für den Recoildetektor wurden zwei Photomultipliertypen in die engere Auswahl genommen: Der XP2900 von Photonis und der 9813KB von EMI (Electron Tubes, Phillips). In Tabelle 6.2 sind die Eigenschaften der beiden Typen aufgezählt.

Typ	Kathoden ϕ	Anstiegszeit	Transitzeit	max. Quanteneff.
XP2900	23 mm	1.9 ns	23 ns	30 % bei 420 nm
9813KB	40 mm	2.2 ns	46 ns	30 % bei 360 nm

Tabelle 6.2: Daten der Photovervielfacher aus den Datenblättern der Hersteller [30][31]

Photomultiplier sind sehr anfällig gegenüber externen Magnetfeldern. Das Erdmagnetfeld reicht schon für eine Störung vieler Photomultiplier aus. Im Bereich des Recoildetektors werden Felder in der Größenordnung von 70 G in radialer Richtung und 20 G in Richtung der Strahlachse durch den Magneten SM1 erwartet. Daher ist eine äußere magnetische Abschirmung notwendig. Verwendet wird meist Mumetall, eine Nickel-Eisen-Legierung, die sich durch eine hohe Permeabilität von etwa 50000 auszeichnet. Zusätzlich kann Weicheisen benutzt werden, das zusätzlich zur magnetischen Abschirmung beiträgt.

Wie in Abbildung 6.8 zu erkennen ist, besteht die magnetische Abschirmung aus zwei Tei-

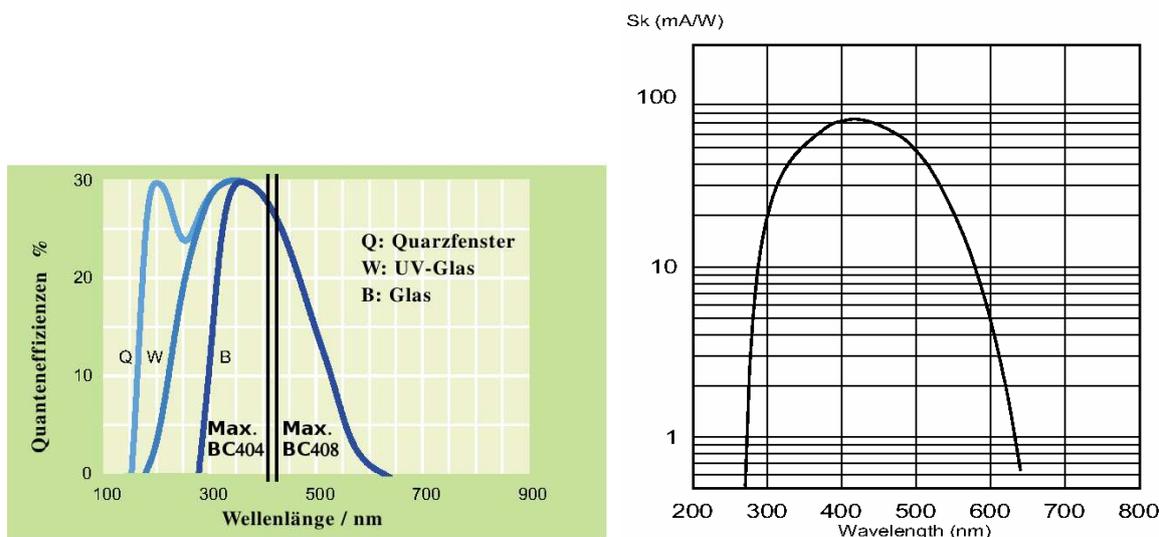


Abbildung 6.7: Spektrale Quanteneffizienz. Links: EMI 9813KB, Rechts: XP2900 von Photonis

len. Um den Photomultiplier ist ein Zylinder von Mumetall angebracht. Außen befindet sich außerdem ein Zylinder aus Weicheisen.

Ankopplung an den Lichtleiter

Um die Totalreflektion an der Fläche zwischen Photomultiplier und Lichtleiter möglichst gering zu halten, sollte zur Ankopplung ein Material verwendet werden, dessen Brechungsindex zwischen dem der beiden Grenzflächen liegt. Aufgrund der Messungen in [26] wurde die Entscheidung zugunsten einer Silikonscheibe getroffen. Die verwendete Silikonscheibe wird durch Aushärtung eines Silikonfettes hergestellt. Verwendet wurde dafür das Silikonfett Elatosil RT601 der Firma Wacker [32]. Zur Herstellung wurde die zweikomponentige Mischung aus Silikonfett und Härter auf eine Ebene Oberfläche in einem Reinraum aufgetragen, um Einlagerungen von Staub zu vermeiden. Anschließend wurden die ausgehärteten Silikonscheiben in 40 mm großen Stücken ausgestochen. Die Scheiben werden auf den Photomultiplier aufgelegt. Durch eine Feder in der Basis des Photomultipliers kann dann eine mechanische Spannung über den Photomultiplier und die Silikonscheibe auf den Lichtleiter ausgeübt werden. Dadurch ergibt sich eine luftfreie Ankopplung.

6.4 Simulationen

Um eine Auswahl für die in den letzten Abschnitten beschriebenen Parameter zu treffen, wurden im Rahmen einer Monte-Carlo-Simulation verschiedene Konfigurationen des inneren Rings untersucht. Im folgenden Abschnitt soll auf die verwendete Simulationmethode kurz eingegangen werden, die Ergebnisse vorgestellt werden und eine Vorauswahl für den Bau eines Prototypen getroffen werden.

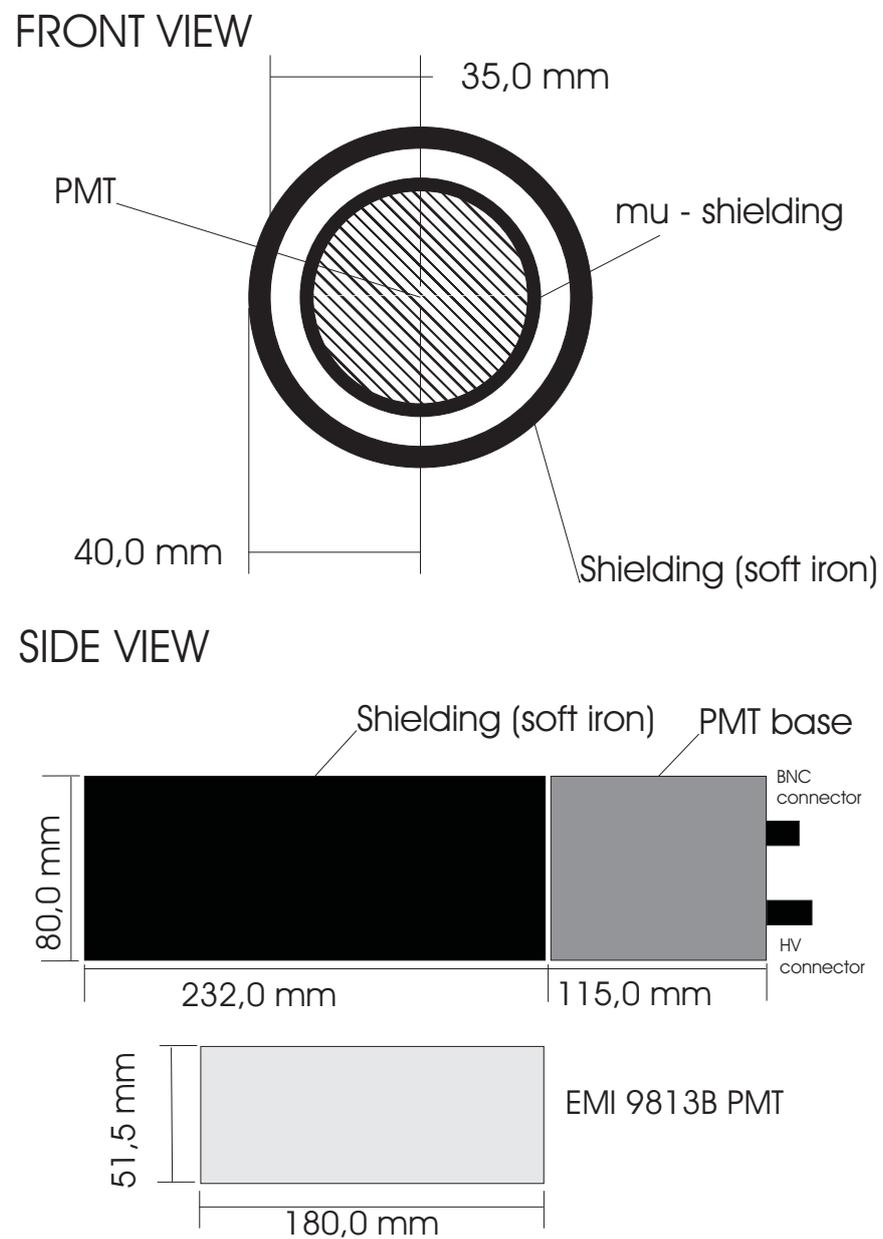


Abbildung 6.8: Schematische Skizze mit Abmessungen des Photomultipliers (PMT) EMI 9813KB und der magnetischen Abschirmung

Ziel der Simulationen war es, die Auswirkung der Wahl des Szintillatormaterials, der Geometrie und Länge der Lichtleiter, sowie der Photomultiplier zu untersuchen.

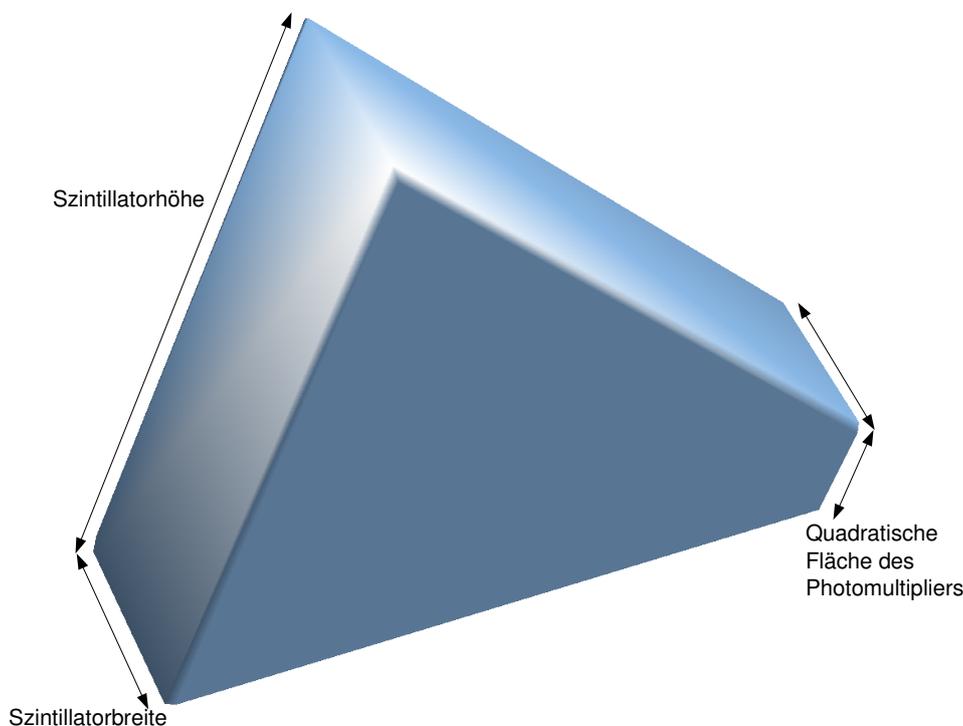


Abbildung 6.9: Geometrisches Modell des Lichtleiters

Simulationsmodell

Um eine Abschätzung der Auswirkungen der oben genannten Parameter zu treffen, wurde der Lichttransport im Szintillator und im Lichtleiter simuliert.

In einem einfachen Modell soll nur Totalreflexion stattfinden. Im Gegensatz zur tatsächlichen Reflexion werden nur Winkelbereiche betrachtet, die einen Winkel größer dem Grenzwinkel der Totalreflexion einnehmen. Der Rest des Lichts wird in der Simulation als Verlust gewertet. Bei der Ausbreitung des Szintillationslichts ist hauptsächlich die Abschwächung im Material von Bedeutung. Als materialabhängige Parameter sind daher Abschwächlänge und Brechungsindex zu verwenden (s. Tab. 6.1, Tab. 6.2). Der Brechungsindex wird unabhängig von der Wellenlänge der Lichts als konstant angesehen. Die Geometrie des Szintillators wurde durch einen Quader mit den Abmessungen $63.5 \times 5 \times 500 \text{ mm}^3$ beschrieben. Im Gegensatz zum tatsächlichen inneren Ring sind die Lichtleiter nicht in einem 15° Winkel zu den Szintillatoren angebracht. Die Geometrie der Lichtleiter ist in Abbildung 6.9 zu erkennen. Es handelt sich hierbei um einen Trapezoiden, der ähnlich der vorher erwähnten Fischschwanzgeometrie die rechteckige Seitenfläche des Szintillators stetig auf die hier als quadratisch angenommene Fläche des Photomultipliers überführt.

Der Szintillator wurde in 20×5 gleichförmige Teilstücke der Länge nach zerlegt, um positionsabhängige Untersuchungen durchzuführen. Per Zufallsgenerator wurden an 10000 Positionen im Szintillator jeweils 1000 Photonen erzeugt. Die Verteilung der Startrichtungen der Photonen wurde isotrop mit einem Zufallsgenerator erzeugt. Das Ereignismodell ist in Abbildung 6.10 zu sehen. Die Photonen breiten sich einzeln entsprechend ihren Start-

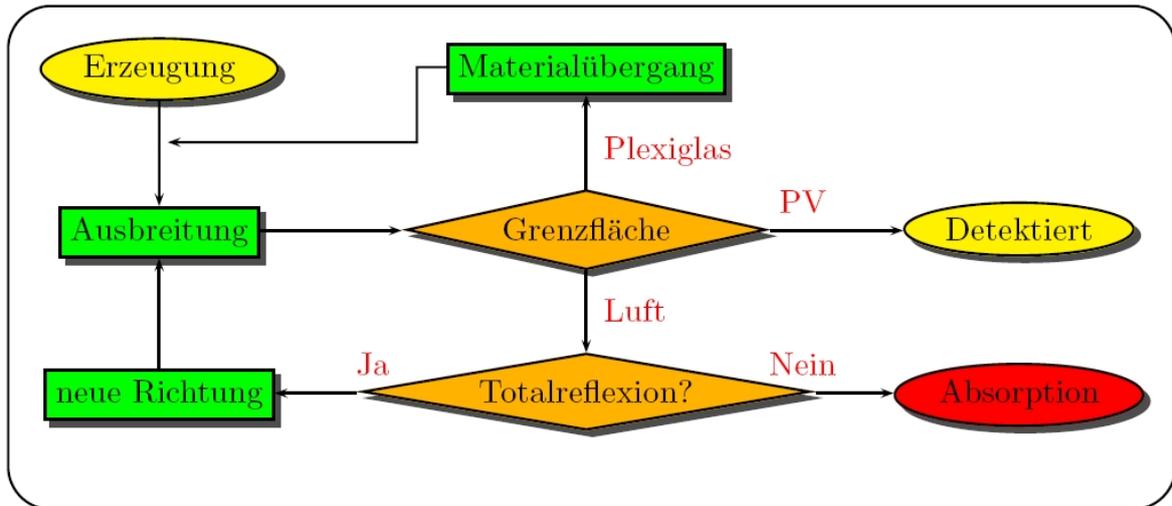


Abbildung 6.10: Ereignismodell der Monte-Carlo-Simulation. PV ist die Abkürzung für Photomultiplier

richtungen im Szintillator und Lichtleiter aus. Trifft ein Photon auf eine Grenzfläche, so wird überprüft, ob der Auftreffwinkel eine Reflexion zulässt. Ist dies der Fall, wird eine neue Ausbreitungsrichtung berechnet. Außerdem wird bei jedem Auftreffen auf eine Grenzfläche der zurückgelegte Weg im Material berechnet. Entsprechend der Abschwächlänge wird dann die Wahrscheinlichkeit für eine Absorption im Material bestimmt. Anschließend wählt ein Zufallsgenerator entsprechend dieser Wahrscheinlichkeit aus, ob das Photon absorbiert wurde. Trifft ein Photon schließlich auf die Grenzfläche zwischen Lichtleiter und Photomultiplier, gilt es als detektiert. Nicht berücksichtigt wurde hier die Quanteneffizienz des Photomultipliers. In der Auswertung lässt sich aber die Quanteneffizienz als Korrekturfaktor einführen. Eine ausführliche Beschreibung der Simulationsmethode ist in [13] zu finden.

Auswertung und Ergebnisse

Zur Auswertung der Simulationsdaten wurde die Lichtsammeleffizienz verwendet. Sie ergibt sich als Verhältnis der Anzahl der Photonen, die den Photodetektor erreichen (N_{PV}) und der Anzahl der Photonen, die an einem Punkt \vec{x} im Szintillator emittiert wurden (N_0):

$$\epsilon_{LS}(\vec{x}) = \frac{N_{PV}}{N_0}. \quad (6.3)$$

Im Raster der 20×5 Teilstücke wurde jeweils die Lichtsammelleffizienz errechnet. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.11 zu sehen. Aufgetragen sind jeweils die Lichtsammelleffizienzen verschiedener Startkonfigurationen. Der statistische Fehler lässt sich bei 10000000 generierten Photonen und Effizienzen im Bereich von 20 % vernachlässigen; er liegt bei unter 0.08 %. Die Angabe XP2020 bezieht sich auf den simulierten Photomultiplier EMI 9813KB, der dem Photonis XP2020 in seinen Eigenschaften äquivalent ist. XP2900 meint den zuvor beschriebenen Photomultiplier XP2900 der Firma Photonis. Auf den Eintrag lg folgt jeweils die simulierte Lichtleiterlänge in Millimetern. Die Simulationen wurden jeweils für das Material BC404 durchgeführt. Zu erkennen ist jeweils eine eindeutig bessere Effizienz für den Photomultiplier EMI 9813KB. Ebenso zeichnen sich die Ergebnisse durch ein homogenes Ansprechverhalten des Szintillators unabhängig vom Ort des Teilchendurchgangs aus. Die Homogenität ist wiederum im Fall des EMI 9813KB besser. Im Falle des XP2900 kommt es in den Eckbereichen zu Inhomogenitäten der Effizienzen. Wie in Tabelle 6.2 zu erkennen, ergeben sich aufgrund der Quanteneffizienz und Anstiegszeit beider Photomultiplier keine Unterschiede. Die Transitzeiten liegen zwar um einen Faktor zwei auseinander, trotzdem spielt die Transitzeit keine Rolle für die Triggerzeit, da hier genügend Platz ist. Aufgrund der Ergebnisse der Simulation wurde sich daher für die Verwendung des EMI 9813KB entschieden.

Ebenso ist das Ergebnis der Simulation nahezu unabhängig von der Länge des verwendeten Lichtleiters. In Anlehnung an die mechanische Konzeption des WA102-Recoildetektors und aufgrund von Erfahrungswerten des CERN Scintillator Workshops und im COMPASS-Experiment wurde sich daher für eine Länge von 214 mm entschieden.

Die Fischschwanzgeometrie ist durch die Simulation nur angenähert worden. Außerdem war eine Untersuchung der gedrehten Geometrie mit dem einfachen Modell der Simulation nicht möglich. Daher schließen sich Testmessungen mit beiden Geometrien an.

Eine wichtiges Kriterium für den späteren Vergleich von Simulation und Testmessung ist die absolute Anzahl von Photonen, die detektiert werden. Für die Kombination aus EMI 9813KB und einem Lichtleiter von 214 mm Länge ergibt sich eine Lichtsammelleffizienz von $\epsilon_{LS} = 23\%$. Geht man von einem Energieverlust dE/dx eines minimalionisierenden Teilchens von $1.956 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$ [22], einer Dichte von $\rho = 1.032$ und einer Dicke des Szintillationsmaterials von $dx = 0.5 \text{ cm}$ aus, so ergibt sich eine Energieverlust von

$$dE = (dE/dx) \cdot dx \cdot \rho = 1.009 \text{ MeV}. \quad (6.4)$$

Es entstehen im Schnitt etwa 10 Photonen pro 1 keV Energieverlust in Anthracen. Die Lichtausbeute des Materials BC404 liegt bei 68 %, daher erwartet man etwa $N_\gamma = 6737$ Photonen, die pro Teilchendurchgang im Szintillator entstehen. Die Quanteneffizienz des Photomultipliers kann durch etwa $\epsilon_{QE} = 20\%$ abgeschätzt werden, da mit altersbedingten Einbußen in der Quanteneffizienz der verwendeten Photomultiplier gerechnet werden muss.

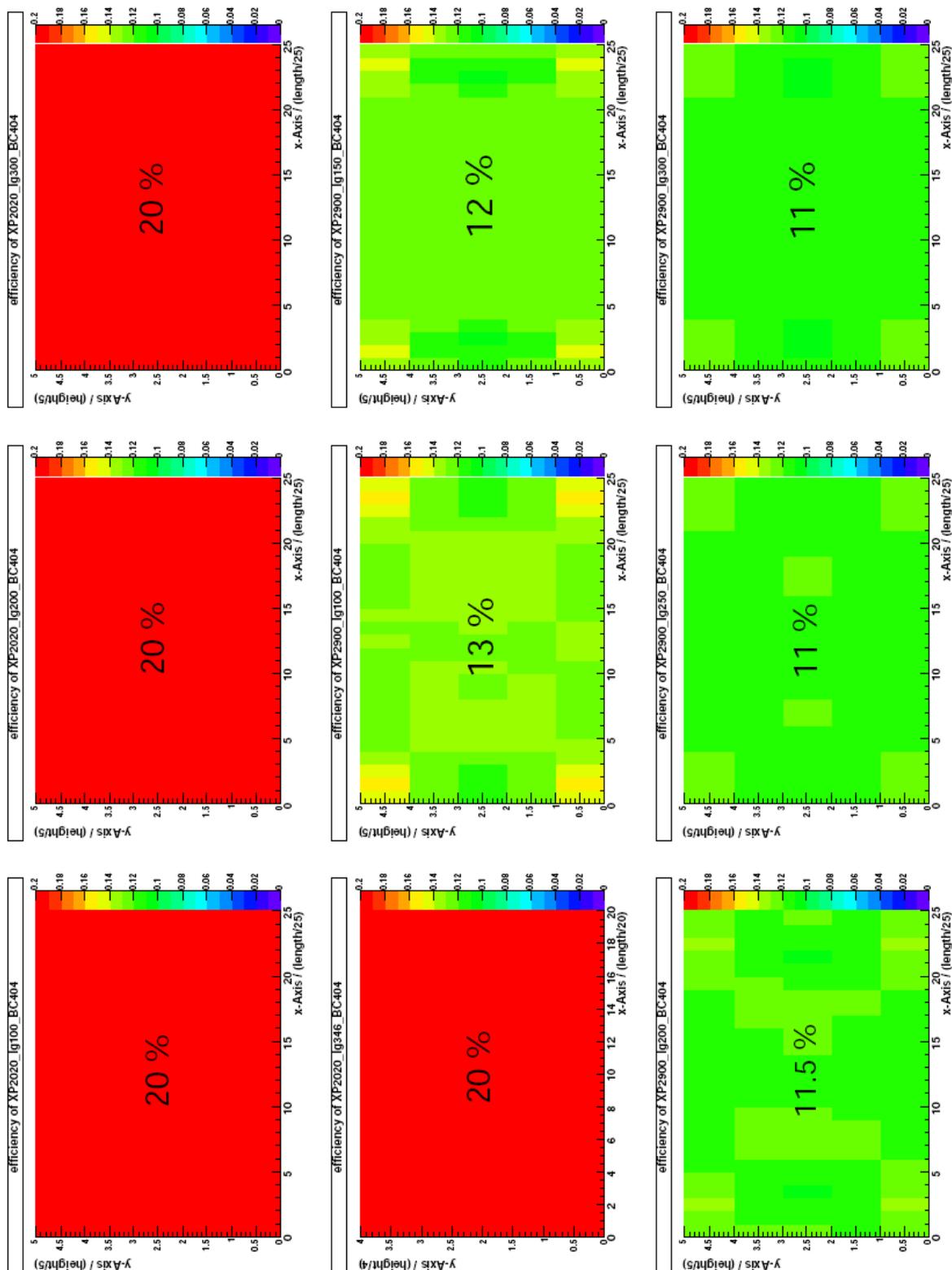


Abbildung 6.11: Effizienzen der verschiedenen Startkonfigurationen

Die Anzahl der erwarteten Photoelektronen ergibt sich als

$$N_{\gamma-e^-} = \epsilon_{LS} \cdot \epsilon_{QE} \cdot N_{\gamma} = 311. \quad (6.5)$$

Für spätere Messungen erwartet man eine niedrigere Anzahl von Photoelektronen, da das Modell der Simulation von sehr vereinfachten Annahmen ausgeht. Insbesondere die Effekte einer nicht idealen Oberfläche, des Verpackungsmaterials und der Lichtleitergeometrie spielen hier eine Rolle.

Kapitel 7

Prototyp und Testmessungen

Für die Konzeption des inneren Ringes wurde der Prototyp eines Segments gebaut und vermessen. Im folgenden Kapitel soll zuerst kurz der Prototyp vorgestellt werden. Anschließend soll auf die verschiedenen Testmessungen am Elektronenstrahl von MAMI, mit ^{207}Bi und mit Myonen am CEA in Saclay eingegangen werden.

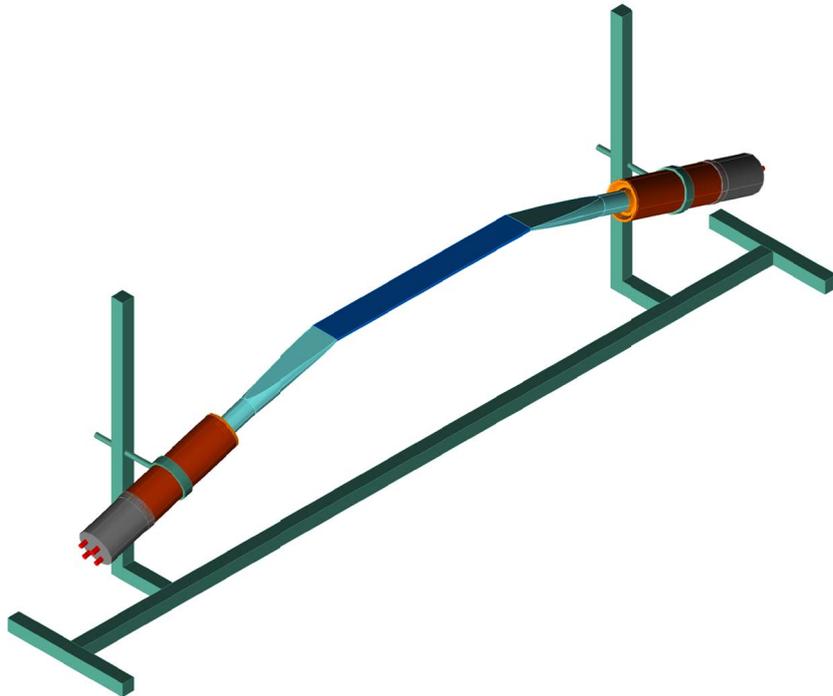


Abbildung 7.1: Prototyp eines Segments des inneren Rings

7.1 Prototyp

Der Prototyp ist in Abbildung 7.1 zu sehen. Als Szintillator wurde ein Streifen des Materials BC404 der Firma St.Gobain verwendet. Der Streifen ist ein Trapezoid, 63.5 mm breit, 5 mm dick, 500 mm lang und hat an der zum Lichtleiter zugewandten Seite einen Öffnungswinkel von 17.5° . An den beiden Ausleseflächen wurde jeweils ein Lichtleiter mit Fischschwanzgeometrie und gedrehter Geometrie verklebt. Abbildung 7.2 zeigt die

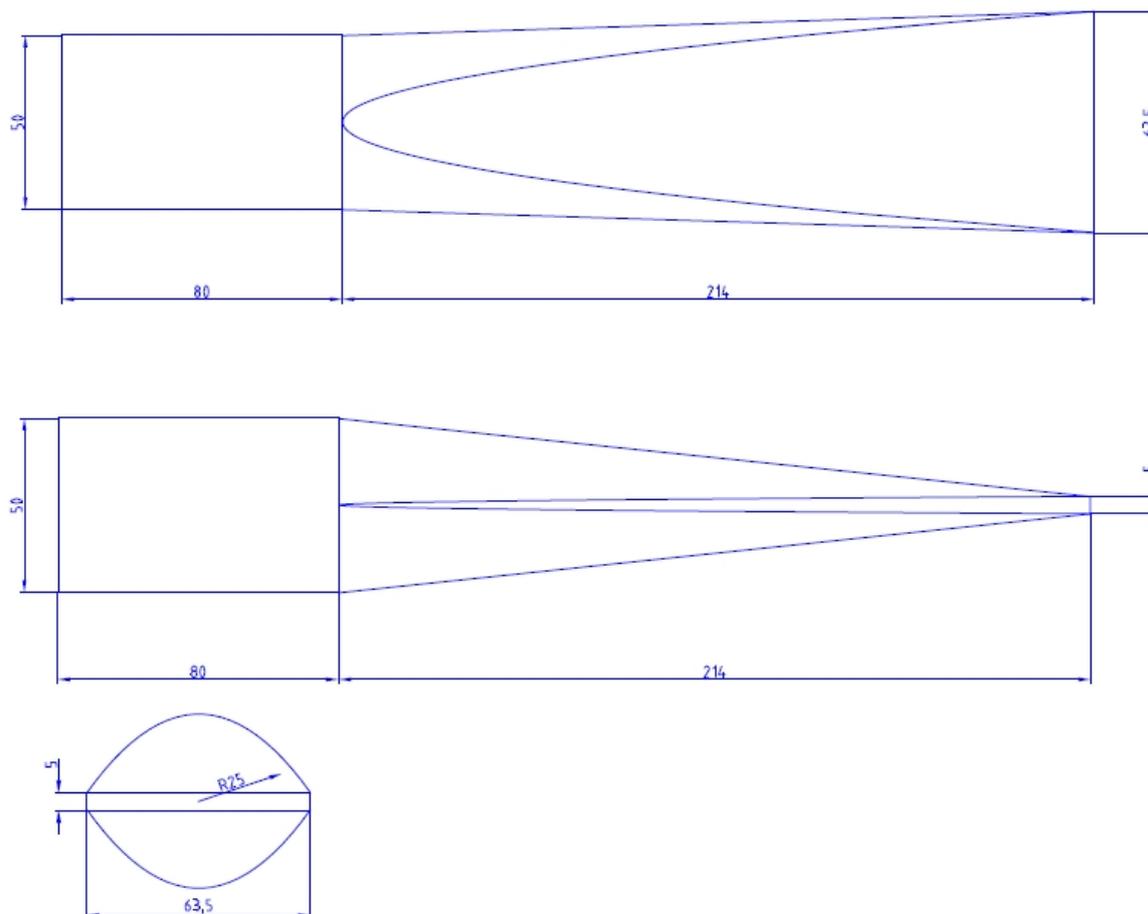


Abbildung 7.2: Konstruktionszeichnung des verwendeten Lichtleiters mit Fischschwanzgeometrie

Konstruktionszeichnung mit Maßangaben für den Lichtleiter mit Fischschwanzgeometrie. Er wurde durch die feinmechanische Werkstatt am Institut für Kernphysik in Mainz hergestellt. Als Material wurde Plexiglas GS PMMA der Firma Abaqueplast verwendet. Bei der Herstellung des Prototypen des Fischschwanzlichtleiters wurde eine Präzision von besser als 0.5 mm erreicht.

Der gedrehte Lichtleiter (siehe Abb. 6.3) besteht aus drei Streifen des UV-durchlässigen Materials Plexiglas GS2458 der Firma Röhm/Degussa. Er wurde am CERN Scintillator

Workshop hergestellt. Die Abmessungen betragen $22 \times 6 \times 346 \text{ mm}^3$. Die drei Streifen überdecken die Fläche des Szintillators und werden danach auf eine Fläche von $18 \times 22 \text{ mm}^2$ verdrillt. Dazu wurden die Streifen im CERN Scintillator Workshop erhitzt und mechanisch gebogen. Anschließend wurden die drei Streifen mit einem Cyanoacrylat-Kleber zusammengeklebt.

Als Photomultiplier wurde der EMI 9813KB mit passiver Base verwendet, der mit Hilfe einer Silikonscheibe an den Lichtleiter optisch gekoppelt wurde.

7.2 Testmessungen

Ziel der Testmessungen war neben der Auswahl der letztendlichen Lichtleitergeometrie und Verpackungsmaterialien die Vermessung der charakteristischen Eigenschaften des Prototyps. Als Kriterien zur Auswahl wurden die Abschwächlänge, die Zeitauflösung und die effektive Lichtgeschwindigkeit vermessen. Dazu wurden mehrere Ansätze verfolgt: Es wurden Testmessungen am 14 MeV Elektronenstrahl des Mainzer Mikrotrons MAMI und mit den Konversionselektronen einer ^{207}Bi -Quelle durchgeführt. Die Energiedeposition von Elektronen dieser Energie im Szintillator ist nur 10 % höher als die von minimalionisierenden Teilchen und damit vergleichbar. Mit einem Versuchsaufbau am CEA in Saclay konnten direkte Vergleiche des Prototypen des inneren Rings und eines Prototypen des äußeren Rings gezogen werden. Dabei wurden kosmische Myonen aus der Höhenstrahlung verwendet.

7.2.1 Messungen am e^- Strahl des MAMI

MAMI ist ein 1.5 GeV Elektronenbeschleuniger am Institut für Kernphysik in Mainz. Der Beschleuniger besteht aus mehrerer Stufen: Zunächst wird ein Elektronenstrahl durch eine Elektronenquelle erzeugt. Dabei kann der Strahl als polarisierter oder unpolarisierter Strahl zur Verfügung gestellt werden. Die Elektronen werden durch eine Hochspannung aus einer Glühkathode gelöst und auf einen Impuls von 100 keV/c vorbeschleunigt. Eine Regulierung des Elektronenflusses erfolgt durch das Anlegen einer Spannung am Auslassort der Elektronenquelle. Ein anschließender Linearbeschleuniger beschleunigt die Elektronen auf eine Energie von 4 MeV. Danach wird der Strahl in das erste Mikrotron RTM1¹ injiziert und dort in 18 Umläufen auf eine Energie von 14 MeV beschleunigt. Anschließend besteht die Möglichkeit den Strahl in den Mikrotronen RTM2 und RTM3, sowie im HDSM-Mikrotron auf bis zu 1.5 GeV zu beschleunigen. Die Testmessungen wurden bei einer Energie von 14 MeV an der ersten Stufe durchgeführt, sodass für eine detaillierte Beschreibung auf [33] verwiesen wird. Der Aufbau ist bis zum zweiten Mikrotron (RTM2) in Abbildung 7.3 zu sehen.

Der 14 MeV Elektronenstrahl eignet sich für die Testmessung am Prototyp gut, da die

¹Race Track Microtron: Rennbahnmikrotron

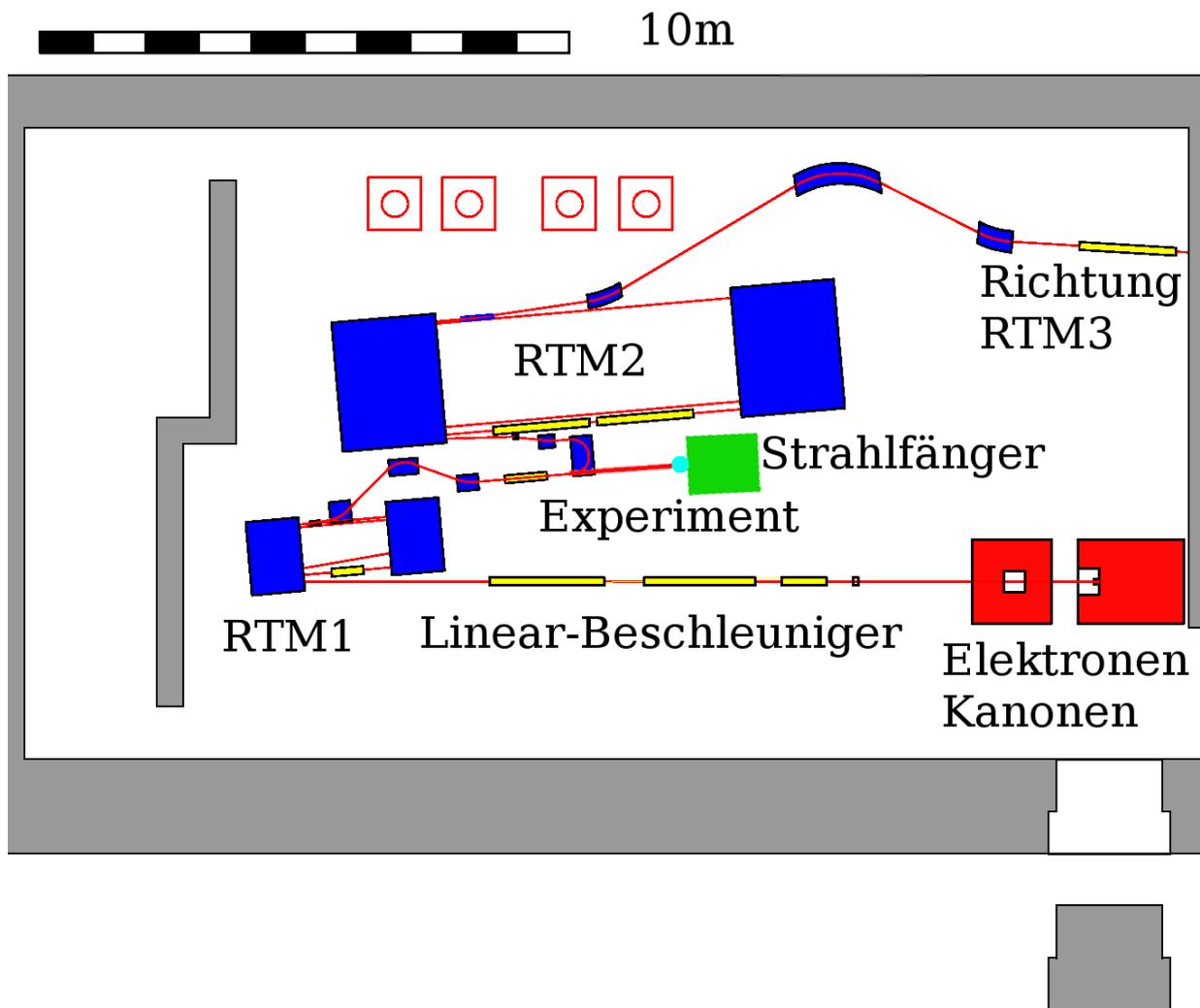


Abbildung 7.3: Schematische Skizze des Aufbaus der ersten Stufe von MAMI. Die Testmessungen wurden am eingezeichneten Strahlfänger durchgeführt.

Reichweite der Elektronen im Szintillatormaterial mit $R \approx 6$ cm groß genug ist, um mehrere Detektoren hintereinander verwenden zu können [34]. Der Energieverlust der Elektronen im Szintillator ist mit 1.12 MeV [13, 34] mit dem Energieverlust durch minimalisierende Teilchen (s. Abschnitt 6.4) vergleichbar. Der Elektronenfluss lässt sich im Bereich zwischen 5 kHz und 1 MHz regeln, sodass auch ratenabhängige Studien durchgeführt werden können.

Versuchsaufbau

Als Verpackungsmaterial wurde für den Prototypen aluminisiertes Mylar verwendet, welches durch ein weitere Schicht von lichtdichtem Klebeband der Marke Scotch eingehüllt wurde.

Der Versuch wurde vor einem Strahlfänger in der Halle A des Beschleunigerkomplexes (siehe Abb. 7.3) durchgeführt. Dieser wurde nach hinten versetzt, sodass 4 cm Platz zwischen dem Austrittsflansch des Strahlrohrs und dem Rahmen des Strahlfängers entstanden. Der Aufbau ist in Abbildung 7.4 skizziert. Der Detektor befindet sich unmittelbar nach dem Strahlrohr, da hier die Auffächerung des Strahls am geringsten ist. Danach folgen Pixel- und Streifen-zähler, die als Triggerzähler verwendet werden. Der Streifen-zähler hat eine rechteckige Form mit einer Fläche von etwa $(15 \times 2,5)$ cm² und wurde direkt an einen XP2900 Photomultiplier angekoppelt. Die aktive Fläche des Pixelzählers hat eine quadratische Form mit einer Seitenlänge von 1.4 cm. Bei diesem Zähler wurde der Szintillator durch einen kurzen Lichtleiter ebenfalls an einen XP2900 Photomultiplier gekoppelt. Die Dicke beider Szintillatoren beträgt 5 mm. Die Triggerdetektoren wurden schräg zueinander befestigt. Die Ausrichtung der Triggerzähler erfolgte bei abgeschalteter Hochspannung mit aufgeklebten ZnS-Schirmen. Das Lumineszenzlicht, das durch den Durchgang der Elektronen entsteht, wurde durch eine Kamera im Kontrollraum beobachtet. Mit Hilfe des Strahlrohrs konnte die Strahlposition auf den Detektor extrapoliert werden. Der Fehler in der Positionsbestimmung lag bei ± 0.5 cm.

Die verwendete Logik ist in Abbildung 7.5 schematisch dargestellt. Die Signale wurden zuerst durch einen aktiven Splitter (“linear fan-out“) geteilt und dann jeweils zum ADC und zu den Diskriminatoren geleitet. Für die beiden Triggerzähler wurden jeweils Leading-Edge-Diskriminatoren verwendet. Für den Prototypen wurde ein Constant-Fraction-Diskriminator benutzt, um eine bessere elektronische Zeitauflösung für die Messung am Prototyp zu gewährleisten. Die Ausgänge der Diskriminatoren wurden auf TDC und zusätzlich auf Koinzidenzeinheiten gelegt, um die Triggerbedingung zu erzeugen. Als Trigger wurde eine Koinzidenz zwischen dem Pixelzähler und dem Streifen-zähler gefordert. Die Breite der logischen Ausgangssignale wurde für das Koinzidenzmodul so gewählt, dass der Pixeldetektor die Messung auslöst. Als TDC und ADC wurden CAMAC-Module der Firma LeCroy (TDC-2228 und ADC-2249A) verwendet. Die Auslese erfolgte über einen in Mainz entwickelten CAMAC-PC, der eine Schnittstelle zwischen den CAMAC-Modulen und dem Rechnernetzwerk bereitstellt. Im Vorfeld der Messung wurde die Linearität beider Module geprüft. Der TDC hat eine Auflösung von

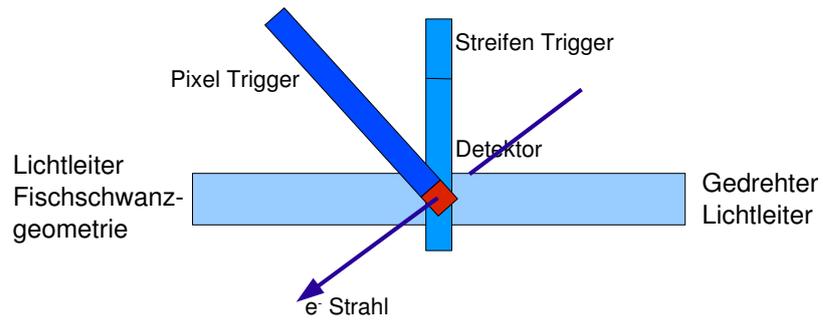


Abbildung 7.4: Oben: Schematische Darstellung der Versuchsanordnung. Unten: Aufnahme des Versuchsaufbaus.

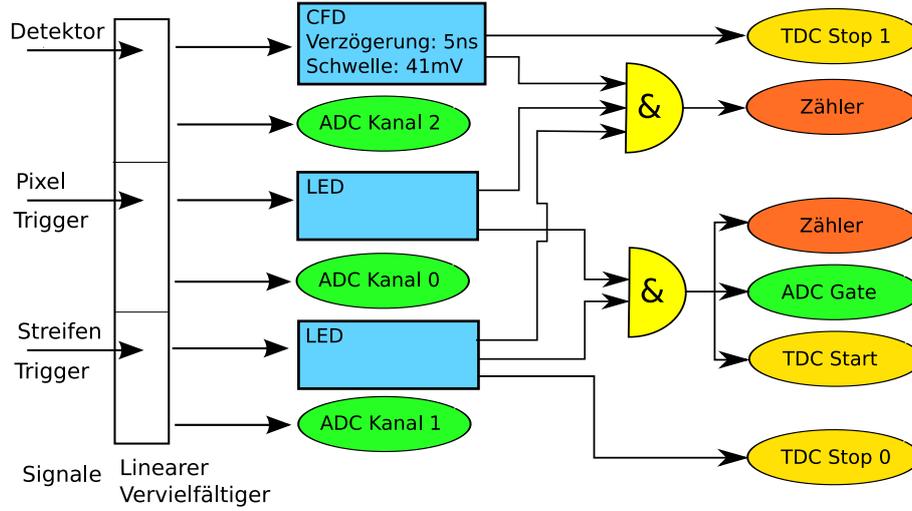


Abbildung 7.5: Triggerlogik der Testmessung

$\tau_{\text{TDC}} = (102.2 \pm 0.2)$ ps/Kanal. Die des ADCs beträgt $q_{\text{ADC}} = (264.4 \pm 0.4)$ fC/Kanal. Der relative Fehler liegt jeweils in der Größenordnung von $\frac{\Delta(\tau, q)}{(\tau, q)} \approx 0.002$.

Ansprechverhalten des Prototypen

Die Nachweiseffizienz ϵ_N ist das Verhältnis der nachgewiesenen zu den tatsächlichen Teilchendurchgängen. Sie ist ein direktes Maß für das Ansprechverhalten des Detektors. Idealerweise liegt die Nachweiseffizienz bei 100 %. Zur Messung der Nachweiseffizienz wurden die Koinzidenzraten der dreifachen Koinzidenz zwischen den beiden Triggerzählern und dem Prototypen N_3 mit den Koinzidenzraten der zweifachen Koinzidenz zwischen den beiden Triggerzählern N_2 verglichen. Das Verhältnis beider Zählraten lässt sich daher als Nachweiseffizienz bezeichnen, da beide Triggerzähler nach dem Prototypen aufgebaut wurden und so sichergestellt wurde, dass ein Nachweis eines Elektrons in beiden Triggerzählern zwingend einen Durchgang durch den Prototypen bedeuten musste:

$$\epsilon_N = \frac{N_3}{N_2} \quad (7.1)$$

Die Koinzidenzrate N_3 folgt einer Binomialverteilung zwischen 0 und N_2 mit einem Erwartungswert $\epsilon_N \cdot N_2$. Der statistische Fehler der Effizienz ergibt sich aus der Streuung der Binomialverteilung zu

$$\Delta\epsilon_{\text{Prototyp}} = \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{Prototyp}}(1 - \epsilon_{\text{Prototyp}})}{N_2}} \quad (7.2)$$

Die Messung wurde an 10 Positionen des Prototyps im Abstand von jeweils 5 cm der Länge nach vorgenommen. In Tabelle 7.1 und Abbildung 7.6 sind die Ergebnisse der Messung zusammengefasst. Insgesamt ist eine große Homogenität der Nachweiseffizienz im Proto-

Position [cm]	Effizienz
0	$(99.52 \pm 0.17) \%$
5	$(99.94 \pm 0.11) \%$
10	$(99.94 \pm 0.13) \%$
15	$(99.93 \pm 0.11) \%$
20	$(99.94 \pm 0.13) \%$
25	$(99.92 \pm 0.09) \%$
30	$(99.93 \pm 0.13) \%$
35	$(99.93 \pm 0.12) \%$
40	$(99.92 \pm 0.12) \%$
45	$(99.92 \pm 0.12) \%$

Tabelle 7.1: Nachweiseffizienzen

Nachweiseffizienz

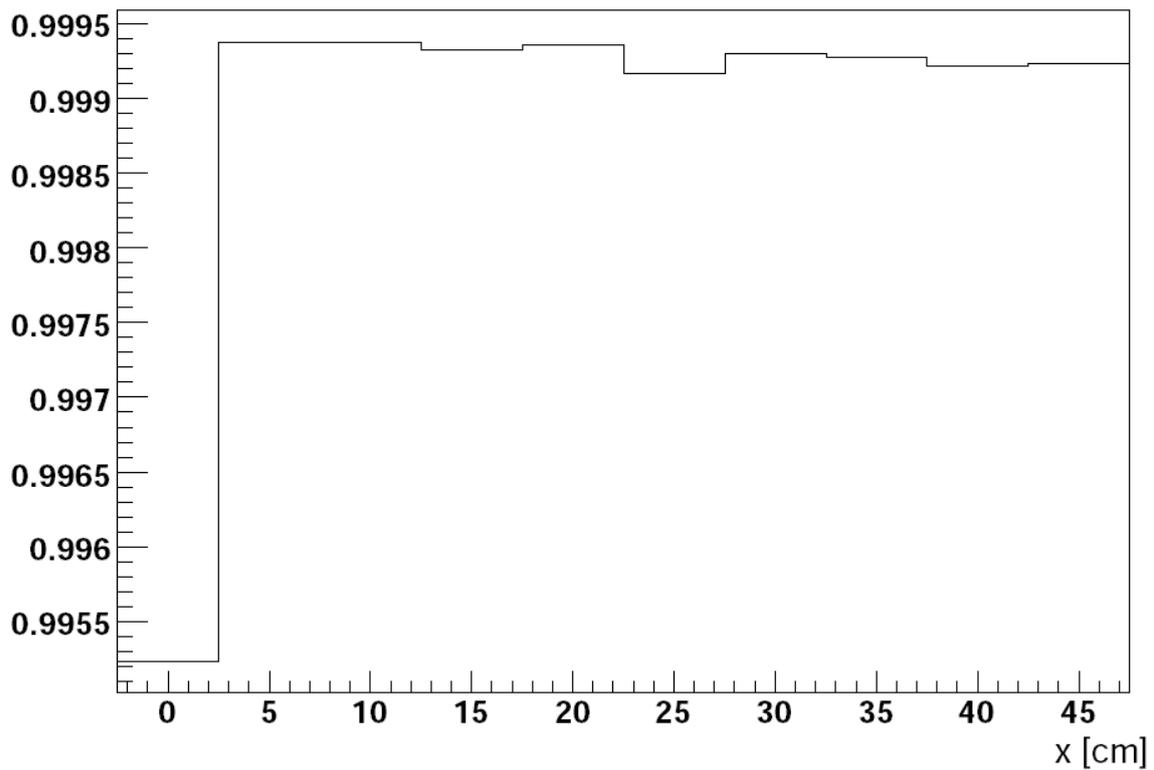


Abbildung 7.6: Nachweiseffizienzen in Abhängigkeit vom Ort

typen zu erkennen. Es ergibt sich eine sehr hohe Nachweiseffizienz von durchschnittlich $(99.9 \pm 0.1) \%$. Die niedrige Effizienz² von 99.5 % an der Position 0 cm lässt sich so verstehen, dass nur eine mangelnde Überlappung des Strahls mit dem Szintillator des Prototypen stattgefunden hat. Offenbar wurde die Kante des Übergangs zum Lichtleiter getroffen.

Messung der Abschwächlänge

Zur Messung der Abschwächlänge wurden ADC-Spektren an verschiedenen Stellen des Prototypen aufgenommen. Im ADC-Spektrum werden die Häufigkeiten von Energieverlusten aufgetragen. Der Energieverlust von Elektronen ist statistisch verteilt. Die Elektronen deponieren ihre Energie wie zuvor beschrieben in etwa als minimalisierende Teilchen. Man erwartet man eine Landau-Verteilung der Energieverluste. Die Landauverteilung kann folgendermaßen parametrisiert werden [21]:

$$N_{Landau}(E, MPV, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \exp[-0,5 \cdot (\eta + \exp(-\eta))] \quad (7.3)$$

mit $\eta = \frac{E-MPV}{\sigma}$. Als MPV wird der wahrscheinlichste Wert in der Verteilung bezeichnet, σ ist die Breite der Verteilung.

Weitere statistischen Effekte im Photomultiplier führen nach dem zentralen Grenzwertsatz der Statistik zu einer Normalverteilung. Im ADC-Spektrum ist daher eine Faltung beider Verteilungen zu erwarten:

$$N(E) = \int_{-\infty}^E N_{Landau}(E - \tau, MPV, \sigma_{Landau}) \cdot N_{Gau\beta}(\tau, \sigma_{Gau\beta}) d\tau \quad (7.4)$$

Der Nullpunkt des ADC-Spektrums ist nicht eindeutig durch die Elektronik bestimmt. Er wurde durch eine Eichmessung mit einem Zufallstrigger (Pedestal) vermessen. Die Verschiebung aufgrund der Eichmessung ergab (12.4 ± 0.9) ADC-Kanäle. Jede MPV-Position muss daher um diese Anzahl von Kanälen korrigiert werden.

In Abbildung 7.7 ist eine typische Anpassung eines ADC-Spektrums zu sehen. Als Anpassungsfunktion wurde die in Gleichung 7.4 beschriebene Faltung verwendet. Zur Bestimmung der Abschwächlänge wird der wahrscheinlichste Wert MPV gegen die Messposition aufgetragen. Nach der Definition der Abschwächlänge in Gleichung 6.1 ist also die Steigung einer durch die Messpunkte gelegten Exponentialfunktion gleich der gesuchten Abschwächlänge. In Abbildung 7.8 sind die Anpassungen für die Abschwächlänge des Lichtleiters mit Fischwanzgeometrie und für den gedrehten Lichtleiter gezeigt. Die äußeren Messpunkte an den Rändern des Szintillators sind von geometrischen Effekten dominiert

²Ineffizienzen weisen im Allgemeinen auf verschiedene Effekte in der elektronischen Auslese hin. Ein häufiger Effekt ist die Überlagerung von zwei schnell aufeinander folgenden Signalen, die die Diskriminatoren nicht mehr trennen können. Man spricht hier vom sogenannten Pile-Up-Effekt. Als Herstellerangabe wird daher die Doppelpulsauflösung der Diskriminatoren angegeben. Sie ist definiert als der minimale Zeitraum, in dem die Maxima beider Signale liegen dürfen.

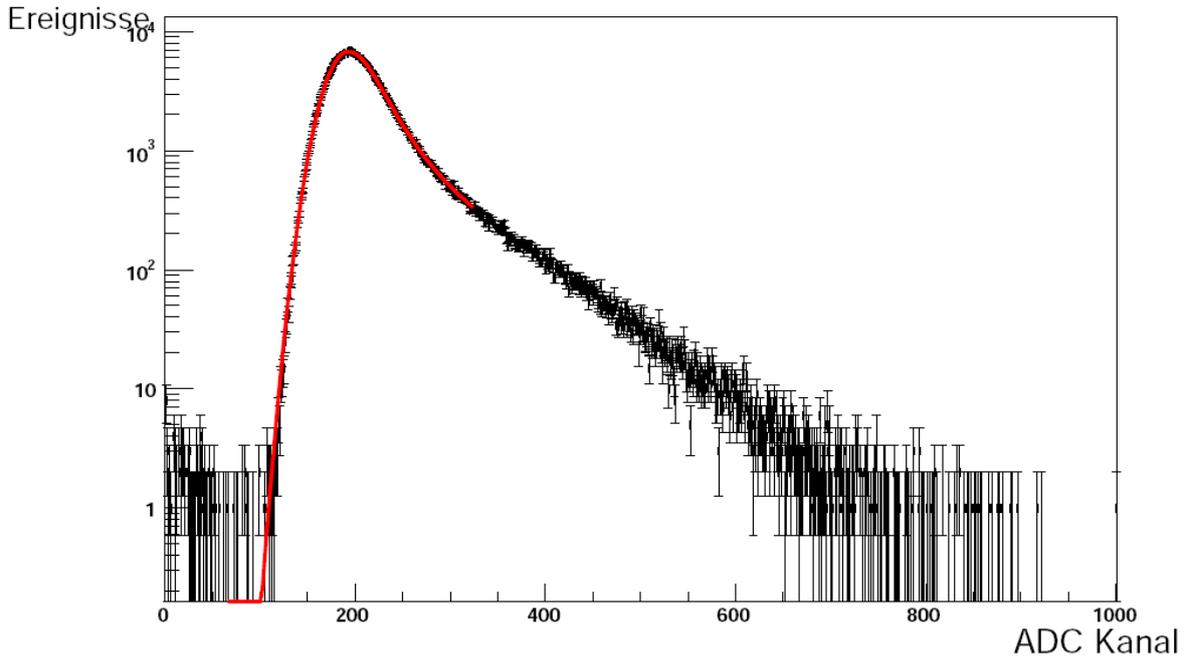


Abbildung 7.7: ADC-Spektrum mit Anpassung der Funktion aus 7.4 an der Position 25cm (Mitte)

[26] und werden daher nicht in der Anpassung berücksichtigt. Als Abschwächlänge ergibt sich für den Lichtleiter mit Fischwanzgeometrie $\lambda_{att} = (80.16 \pm 1.70)$ cm. Für den gedrehten Lichtleiter ergibt sich $\lambda_{att} = (77.44 \pm 1.51)$ cm. Alle Fehlerangaben beziehen sich auf den statistischen Fehler. Als systematische Fehlerquellen können Schwankungen des Pedestals und in der Spannungsversorgung der Photomultiplier vernachlässigt werden. Eine weitere Fehlerquelle ergibt sich aus der theoretischen Annahme, dass der Energieverlust als konstant angesehen werden kann. Eine inhomogene Verpackung kann zu unterschiedlichen Materialbelegungen an den Positionen der Messpunkte führen. Da allerdings in den Vorbereitungen der Messungen auf eine sehr homogene Materialbelegung geachtet wurde, kann dieser Fehler ebenfalls vernachlässigt werden.

Zeitauflösung

Zur Bestimmung der Zeitauflösung sind drei Zähler notwendig. Die Zeitdifferenz zwischen jeweils zwei Zählern wird mit einem TDC gemessen. Die Standardabweichung dieser Zeitdifferenz σ_i wird durch die Zeitauflösung der beiden Zähler definiert:

$$\sigma_i^2 = \sigma_{D_1}^2 + \sigma_{D_2}^2. \quad (7.5)$$

Die Zeitauflösung der einzelnen Zähler lässt sich dann durch Bildung von Linearkombinationen aus den verschiedenen Standardabweichungen der Zeitdifferenzen bestimmen. Der

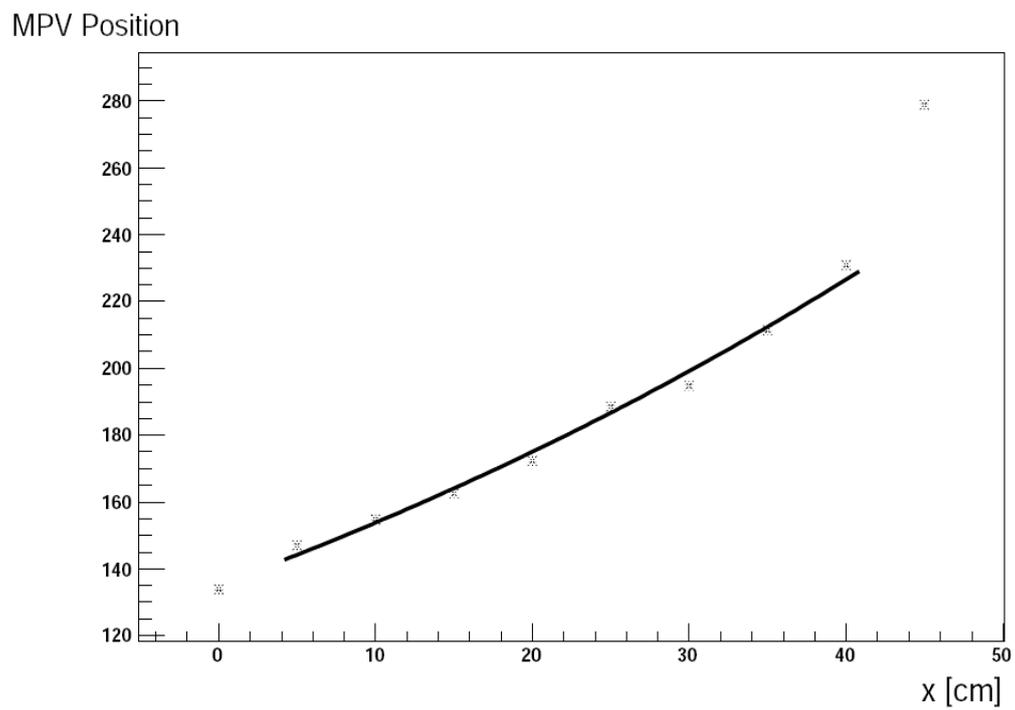
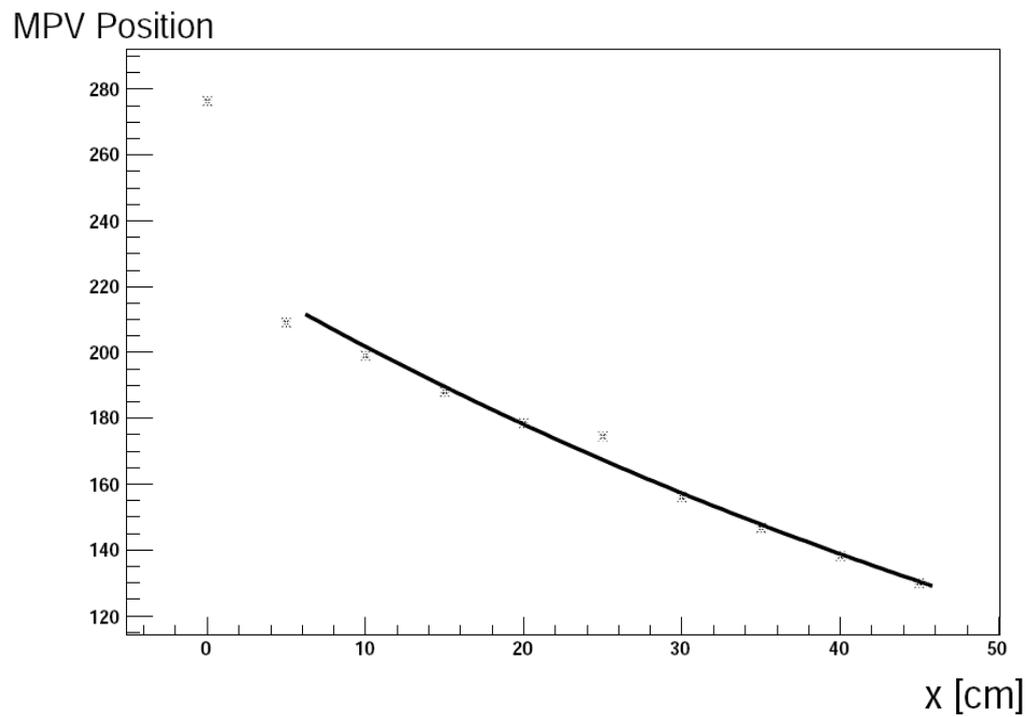


Abbildung 7.8: Oben: Abschwächlänge des Lichtleiters mit Fischwanzgeometrie. Unten: Abschwächlänge des gedrehten Lichtleiters. MPV-Positionen gegen die Messposition in cm mit Anpassung einer Exponentialfunktion

Pixelzähler wurde zur Definition des Zeitnullpunktes verwendet. Als Zeitdifferenzen wurden im TDC folgende Kombinationen vermessen:

$$t_1 = t(\text{Streifen}) - t(\text{Pixel}) \quad (7.6)$$

$$t_2 = t(\text{Prototyp}) - t(\text{Pixel}). \quad (7.7)$$

Die fehlende Differenz $t_3 = t(\text{Streifen}) - t(\text{Prototyp})$ lässt sich für jedes Ereignis einzeln extrahieren: $t_3 = t_1 - t_2$.

Aus der Breite der Verteilung der Ansprechzeiten

$$\sigma_t^2(P, S) = \sigma_t^2(\text{Pixel}) + \sigma_t^2(\text{Streifen}) \quad (7.8)$$

$$\sigma_t^2(P, D) = \sigma_t^2(\text{Pixel}) + \sigma_t^2(\text{Prototyp})$$

$$\sigma_t^2(S, D) = \sigma_t^2(\text{Streifen}) + \sigma_t^2(\text{Prototyp})$$

erhält man die Zeitauflösung des Prototypen

$$\sigma_t(\text{Prototyp}) = \sqrt{\frac{1}{2} \cdot (\sigma_t^2(P, D) + \sigma_t^2(S, D) - \sigma_t^2(P, S))}. \quad (7.9)$$

In Abbildung 7.9 ist das TDC-Spektrum an der Position $x = 25$ cm mit einer Anpassung für die oben genannten Zeitdifferenzen aufgetragen. Um Untergrundeffekte und Abweichungen von der Normalverteilung nicht als Fehlerquelle mit in den Anpassung einzubeziehen, wurde eine Gaußfunktion nur im 3σ -Bereich um das Maximum angepasst. In Tabelle 7.2 sind die Ergebnisse der Messungen für beide Lichtleiter zusammengefasst. Hierbei ist zu beachten, dass die Zeitaufösungen σ_t^{doppel} auf eine doppelseitige Auslese umgerechnet wurden, um später eine bessere Vergleichbarkeit zu anderen Messungen zu erlauben:

$$\sigma_t^{\text{doppel}} = \sqrt{2} \cdot \sigma_t(\text{Prototyp}) \quad (7.10)$$

In Abbildung 7.10 sind dagegen die Einzelaufösungen $\sigma_t(\text{Prototyp})$ gezeigt. Einträge der Größenordnung 0 bedeuten, dass die Wurzel der rechten Seite von Gleichung 7.9 imaginär wird und somit keine Aussage über die Zeitauflösung getroffen werden kann. Dieser Effekt tritt immer dann auf, wenn die Differenz der Zeitaufösungen der beiden Triggerzähler größer als die Zeitauflösung des Prototypen ist. Diese Tatsache spricht für eine sehr gute Zeitauflösung an diesen Positionen. Zur Bestimmung der Gesamtzeitauflösung des Prototypen ergeben sich zwei Möglichkeiten. Bei anderen Messungen wurde als Referenzpunkt immer die Mitte des Prototypen bei $x = 25$ cm gewählt. Es ergibt sich die Zeitauflösung $^F\sigma_{25\text{cm}}^t = 121.75 \text{ ps} \pm 13.35 \text{ ps}$ für den Fischwanzlichtleiter und $^G\sigma_{25\text{cm}}^t = 198.65 \text{ ps} \pm 16.92 \text{ ps}$ für den gedrehten Lichtleiter.

Als zweite Möglichkeit zur Bestimmung der Gesamtzeitauflösung lässt sich das Mittel aus den Messungen an den verschiedenen Positionen benutzen. Damit ergibt sich eine Zeitauflösung von $^F\sigma_{25\text{cm}}^t = 124.33 \text{ ps} \pm 13.58 \text{ ps}$ für den Fischwanzlichtleiter und $^G\sigma_{25\text{cm}}^t = 151.46 \text{ ps} \pm 15.01 \text{ ps}$ für den gedrehten Lichtleiter.

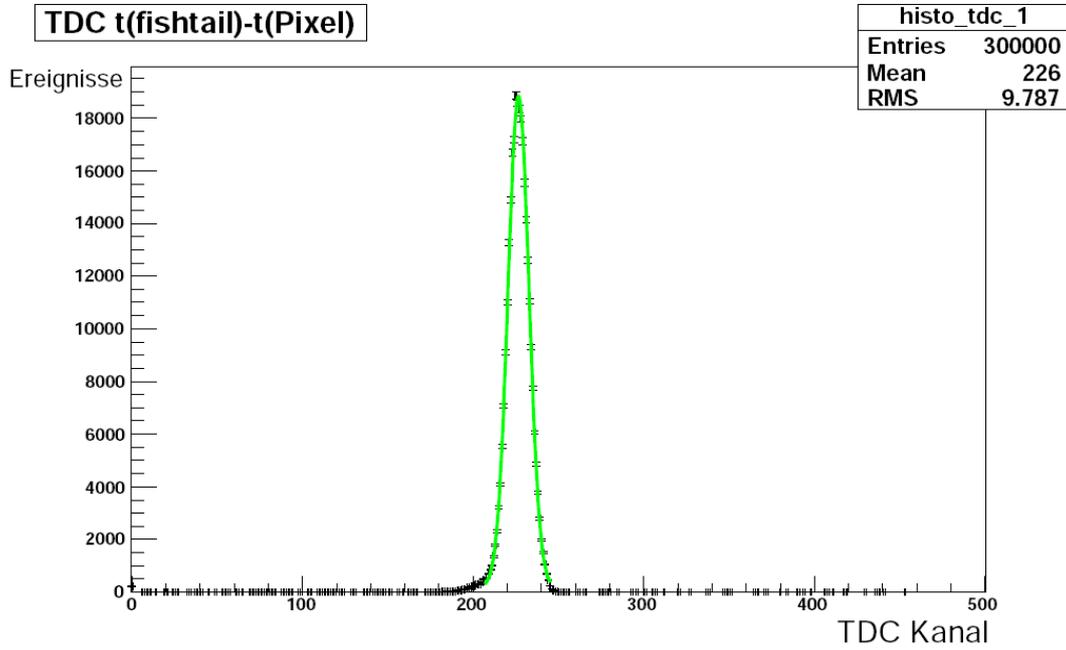


Abbildung 7.9: Exemplarischer TDC Anpassung am Beispiel der Zeitdifferenz von Fischschwanzlichtleiter zu Pixelzähler

Fischwanzgeometrie		gedrehter Lichtleiter	
Position [cm]	σ_t^{doppel} [ps]	Position [cm]	σ_t^{doppel} [ps]
0	0 ± 0	0	115 ± 13
5	0 ± 0	5	145 ± 15
10	0 ± 0	10	174 ± 16
15	93 ± 12	15	179 ± 16
20	107 ± 13	20	170 ± 16
25	122 ± 13	25	199 ± 17
30	140 ± 14	30	163 ± 15
35	121 ± 13	35	162 ± 15
40	118 ± 13	40	57 ± 10
45	170 ± 16	45	0 ± 0

Tabelle 7.2: Gemessene Zeitauflösungen beider Lichtleitergeometrien

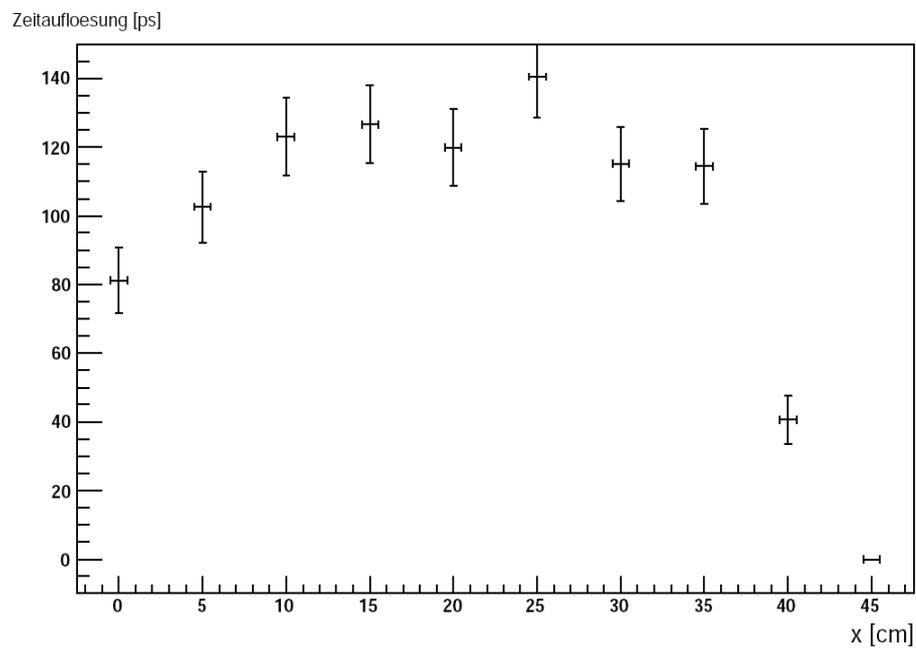
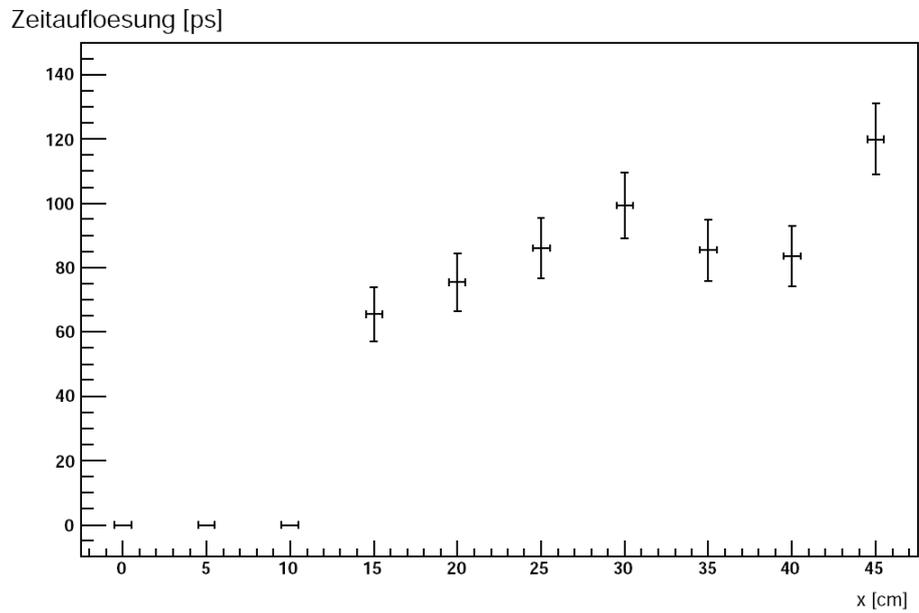


Abbildung 7.10: Gemessene Zeitaufloesungen. Oben: Lichtleiter mit Fischschwanzgeometrie. Unten: Gedrehter Lichtleiter. Aufgetragen sind die Zeitaufloesungen gegen die Messposition in cm.

Insgesamt lässt sich der Anstieg der Zeitauflösung mit zunehmendem Abstand vom Lichtleiter dadurch erklären, dass der Raumwinkelbereich vom Durchgangsort zur Auslesefläche des Lichtleiters mit zunehmendem Abstand kleiner wird. Dadurch kommt ein geringerer Anteil von direktem Licht am Lichtleiter an. Mehr Reflexionen an den Grenzflächen führen zu einer größeren Breite des Signals, damit wird die Zeitauflösung schlechter.

Effektive Lichtgeschwindigkeit

Zur Bestimmung der effektiven Lichtgeschwindigkeit wurden aus den oben genannten TDC-Spektren der Zeitdifferenzen die Laufzeit des Lichts vom Startzeitpunkt durch den Pixelzähler bis zum Ansprechen des Prototyps an verschiedenen Positionen ausgewertet. In

Fischschwanzgeometrie		gedrehter Lichtleiter	
Position [cm]	Laufzeit [ns]	Position [cm]	Laufzeit [ns]
0	0.000 ± 0.002	0	3.333 ± 0.006
5	0.255 ± 0.002	5	2.782 ± 0.005
10	0.674 ± 0.002	10	2.495 ± 0.005
15	1.069 ± 0.003	15	2.083 ± 0.004
20	1.425 ± 0.003	20	1.743 ± 0.004
25	1.996 ± 0.004	25	1.618 ± 0.003
30	2.238 ± 0.005	30	1.010 ± 0.003
35	2.918 ± 0.006	35	0.838 ± 0.002
40	3.229 ± 0.006	40	0.452 ± 0.002
45	3.521 ± 0.007	45	0.000 ± 0.002

Tabelle 7.3: Gemessene Lichtlaufzeiten beider Lichtleitergeometrien

Tabelle 7.3 sind die gemessenen Laufzeiten aufgetragen. Zur Auswertung wurden für beide Lichtleitergeometrien ein Weg-Zeit-Diagramm erstellt und durch eine lineare Anpassung die effektive Lichtgeschwindigkeit im Prototypen bestimmt. Die Weg-Zeit-Diagramme sind in Abbildung 7.11 zu sehen. Für den Lichtleiter mit Fischschwanzgeometrie ergibt sich so eine effektive Lichtgeschwindigkeit von $(12.1 \pm 0.13) \frac{cm}{ns}$. Für den gedrehten Lichtleiter wurde die effektive Lichtgeschwindigkeit zu $(14.13 \pm 0.16) \frac{cm}{ns}$ bestimmt.

7.2.2 Messungen mit ^{207}Bi

Zur näheren Untersuchung des Verpackungsmaterials und als Fortsetzung der Studien zur Wahl des Lichtleiters wurden Messungen mit einem radioaktiven ^{207}Bi -Präparat durchgeführt. Ziel der Messungen ist die Bestimmung der Abschwächlänge. Der Vorteil der Messungen mit einem ^{207}Bi -Präparat liegt in der einfacheren Durchführbarkeit der Messungen im Vergleich zur Messung am e^- Strahl des MAMI. Mit dem verwendeten Präparat lässt sich eine Messung mit der notwendigen Signifikanz bei einer Aktivität von

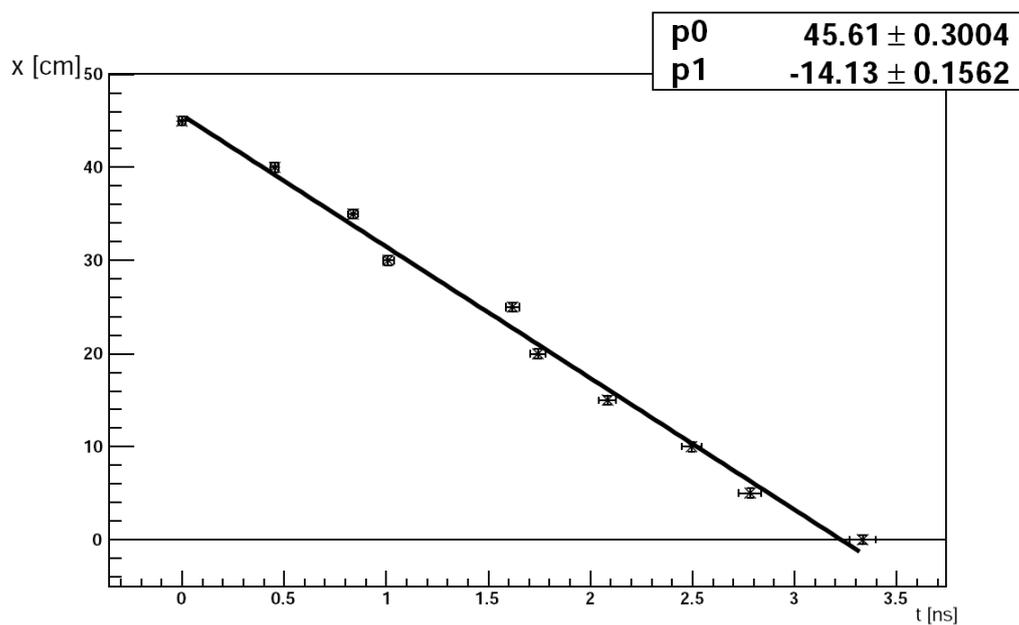
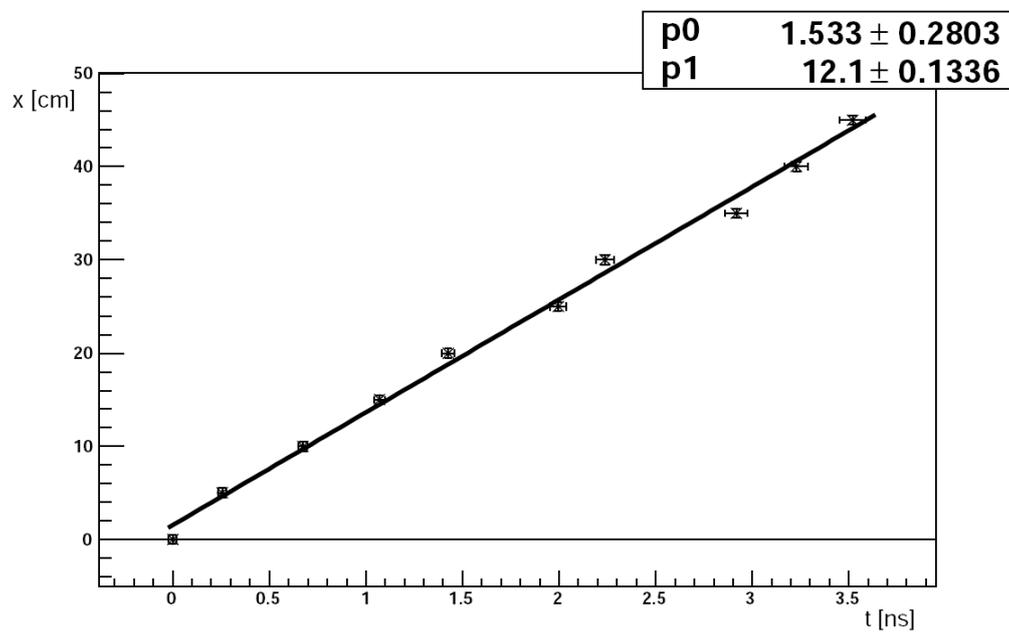


Abbildung 7.11: Messposition gegen Lichtlaufzeit. Oben: Lichtleiter mit Fischschwanzgeometrie. Unten: Gedrehter Lichtleiter. Beide Diagramme wurden linear angepasst.

etwa 22 kBq schnell durchführen, sodass eine Untersuchung von mehreren Verpackungsmaterialien einfach realisierbar ist.

^{207}Bi zerfällt wie in Tabelle 7.4 zu sehen unter Emission von Photonen und monoenergetischen Konversionselektronen in einem Energiebereich von 0.482 MeV bis 1.048 MeV. Es entstehen Konversionselektronen, wenn der Kern nach einem Elektronen-

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%		

Tabelle 7.4: Zerfallswahrscheinlichkeiten und -arten von ^{207}Bi

efang ($p + e^- \rightarrow n + \nu_e$) seine Anregungsenergie auf ein Hüllenelektron überträgt. Die Energie des Elektrons folgt aus der Differenz der Bindungsenergie des Elektrons und der Anregungsenergie des Kerns. Die ausgestrahlten Photonen sind für die Messungen im dünnen Szintillator ungeeignet. Aufgrund der Dicke von nur 5 mm und dem niedrigen Z des Materials ist lediglich Compton-Streuung zu erwarten.

Die Reichweite der Konversionselektronen im Szintillator wird bei ESTAR[34] mit $R(E = 0.5 \text{ MeV}) \approx 1.7 \text{ mm}$ bzw. $R(E = 1 \text{ MeV}) \approx 4.3 \text{ mm}$ angegeben, sodass die Konversionselektronen erst einen kleinen Teil ihrer Energie in der Verpackung, dann einen großen Teil ihrer Energie im Szintillator deponieren. Durch die geringe Reichweite ist besonders auf die Materialbelegung der Verpackung zu achten. Eine inhomogene Verpackung und mehrere Verpackungslagen sorgen bei einer Messung mit ^{207}Bi sehr schnell zu einer Verfälschung der Messergebnisse.

Die Messungen wurden mit drei verschiedenen Einpackmaterialien durchgeführt. Zur Vergleichbarkeit mit der zuvor erfolgten Messung am e^- Strahl des MAMI wurde zunächst aluminisiertes Mylar vermessen. Als weitere Verpackungsmaterialien standen der diffuse Streuer Immobilon P [35] der Firma Millipore und der Prototyp einer Reflektorfolie ESR der Firma 3M zur Verfügung.

Immobilon P ist eine Membran aus mikroporösem Polyvinylidenfluorid und wird vor allem in medizinischen Anwendungen gebraucht. Primär ist Immobilon nicht als Verpackungsmaterial vorgesehen, Erfahrungswerte haben allerdings seine erfolgreiche Anwendung als diffuser Streuer gezeigt.

Die hochreflektierende ESR-Folie wird industriell zur Anwendung in Notebookdisplays hergestellt. Der verwendete Prototyp der Folie hat eine Dicke von nur $65 \mu\text{m}$. ESR ist nicht-metallisch und besteht aus mehreren Schichten auf Polyesterbasis. Die Schichten sind als optische Gitter übereinander angebracht, das Funktionsprinzip beruht auf der

konstruktiven Interferenz der einfallenden Lichtwellen. Hierdurch wird ein Reflektivität von über 98% erreicht. In Abbildung 7.12 ist die Reflektivität von ESR in Abhängigkeit der Wellenlänge des einfallenden Lichts aufgetragen.

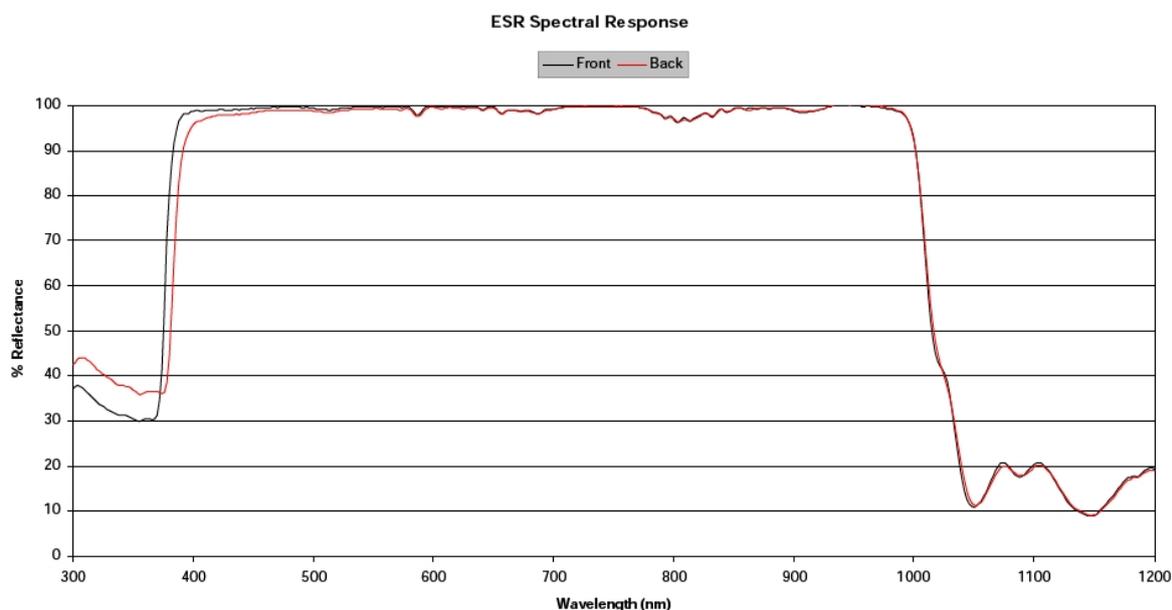


Abbildung 7.12: Reflektivität des ESR-Prototyps. Die gezeigte Abbildung stellt eine vorläufige Messung dar. ©2007 3M/Vikuiti

Zur Versuchsdurchführung wurde an verschiedenen Positionen des Prototyps das ^{207}Bi -Präparat auf den Prototypen gelegt. Das direkte Auflegen dient der besseren Positionsdefinition und verhindert eine Absorption der Konversionselektronen in der Luft. Das Präparat war in einem Kollimator eingeschlossen, der die Positionsbestimmung bis auf etwa 0.5 cm möglich machte.

Die Auslese erfolgte wie bei der Messung am e^- Strahl des MAMI über einen ADC; die Datennahme erfolgte über den zuvor erwähnten CAMAC-PC. Eine Bestimmung der Zeitauflösung bzw. der effektiven Lichtgeschwindigkeit ist durch einer Messung mit ^{207}Bi nicht durchführbar. Daher wurde auf eine Datennahme mit einem TDC verzichtet, da bei der geringen Reichweite der Elektronen kein Signal in zwei weiteren Triggerzählern zu erwarten ist. In Abbildung 7.13 ist ein gemessenes ADC-Spektrum dargestellt. Die Energieauflösung des Detektors reicht nicht aus, um die energetisch dicht beieinander liegenden Konversionselektronenpaare auflösen zu können. Sie überlagern sich zu jeweils einer Spitze bei $E = 0.5 \text{ MeV}$ bzw. $E = 1 \text{ MeV}$. Als Näherung für den Anpassung wurde jeweils eine Gaussfunktion für jeweils ein Paar von Konversionselektronen verwendet. Die Überlagerung mit dem Compton-Untergrund wurde dann angepasst.

Die erste Spitze des Spektrums wurde durch einen Frequenzgenerator erzeugt und stellt wie bei den Messungen am e^- Strahl des MAMI den elektronischen Nullpunkt des

Spektrums dar.

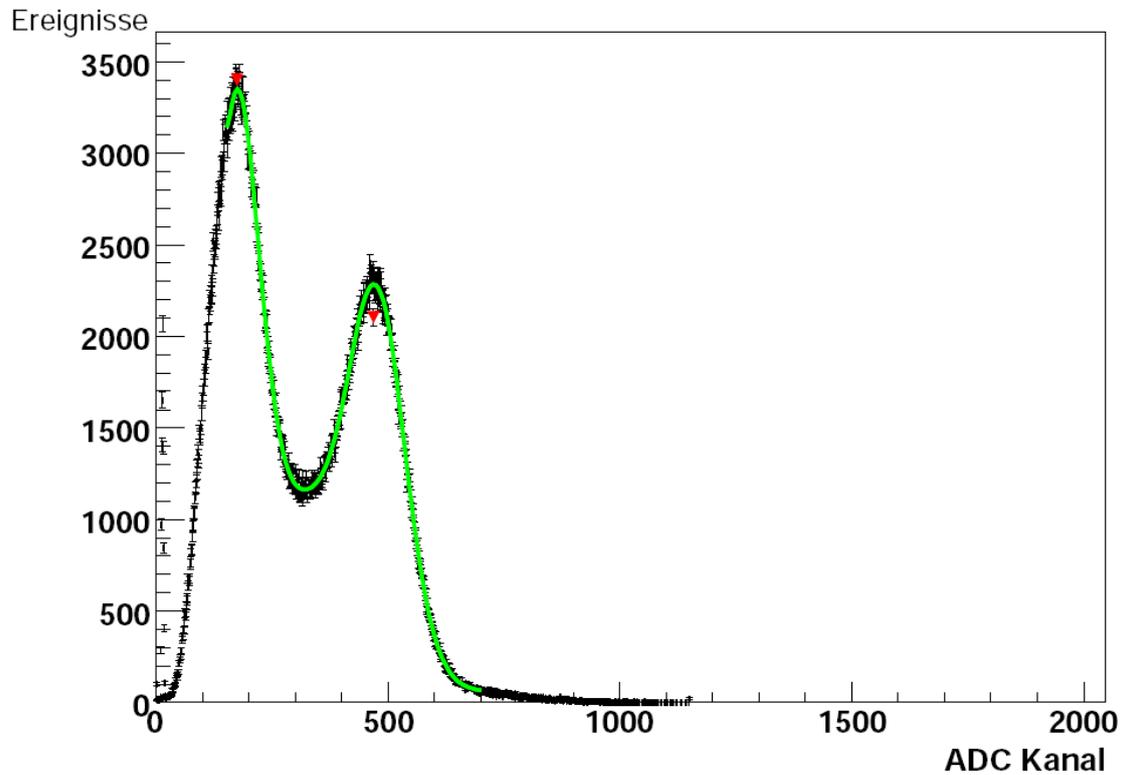


Abbildung 7.13: ADC-Spektrum der Messung des Fischschwanzlichtleiters mit Millipore Immobilon P an der Position $x = 5$ cm mit Anpassung von zwei Gaussfunktionen und zwei Stufenfunktionen

Zur Bestimmung der Abschwächlänge wird die Position der zweiten Spitze bei $E = 1$ MeV gegen die Messposition aufgetragen. An dieser Stelle ist das Verhältnis von Signal zum Compton-Untergrund der Photonen besser als bei $E = 0.5$ MeV. Die gemessenen Abschwächlängen λ_{att} für die untersuchten Verpackungsmaterialien und beide Lichtleitergeometrien finden sich in Tabelle 7.5. Die Abbildungen 7.14, 7.15 und 7.16 zeigen die

Material	λ_{att} Fischschwanzgeometrie	λ_{att} gedrehter Lichtleiter
Immobilon P	87.4 ± 2.7	65.9 ± 1.3
ESR	131.8 ± 4.0	134.0 ± 2.6
Mylar	74.9 ± 2.1	64.5 ± 9.4

Tabelle 7.5: Abschwächlängen der untersuchten Verpackungsmaterialien für beide Lichtleitergeometrien

Anpassungen der Abschwächlängen. Aufgetragen sind jeweils die Positionen der $E = 1$ MeV Spitzen gegen die Messposition in Zentimetern. Bei der Messung der Abschwächlänge der Kombination von Mylar als Einpackmaterial und gedrehtem Lichtleiter konnten die Messpunkte ab 30 cm nicht mitberücksichtigt werden, da die zugehörigen Spektren keine saubere Trennung der beiden Konversionsspitzen bei $E = 0.5$ MeV bzw. $E = 1$ MeV mehr zuließen.

Die angegebenen Fehler sind statistischer Natur. Aufgrund des wiederholten Ein- und Auspacken des Prototypen lassen sich systematische Fehler durch Verpackung und Oberflächenverunreinigung nicht ausschließen. Insgesamt sind daher Immobilon P und aluminisiertes Mylar im Rahmen der Fehler vergleichbar. Der ESR-Prototyp von 3M/Vikuiti liefert das beste Messergebnis, der allerdings nur als Prototyp aus der Entwicklungsabteilung zur Verfügung gestellt wurde. Eine Verwendung dieser Folie ist erst nach Markteinführung möglich und kann als Option zur nachträglichen Verbesserung der Abschwächlänge betrachtet werden.

Der Unterschied zwischen beiden Lichtleitergeometrien, der auch bei den Messungen am e^- Strahl des MAMI zu erkennen war, wurde durch die Messungen mit ^{207}Bi bestätigt. Der Fischechwanzlichtleiter liefert im Rahmen der Fehler bei allen Materialien bessere Ergebnisse.

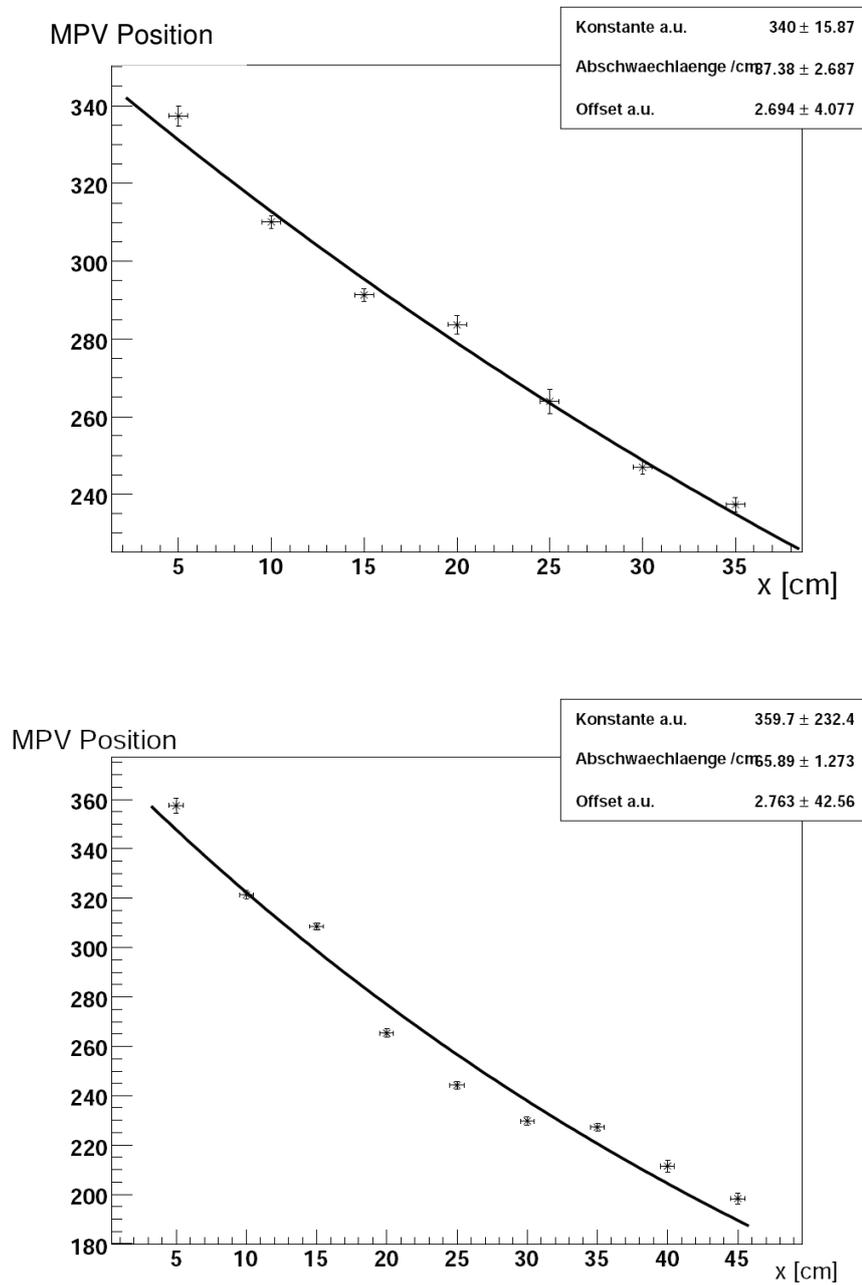


Abbildung 7.14: Abschwächlänge mit Millipore Immobilon P Verpackung. Oben: Fischschwanzlichtleiter Unten: Gedrehter Lichtleiter

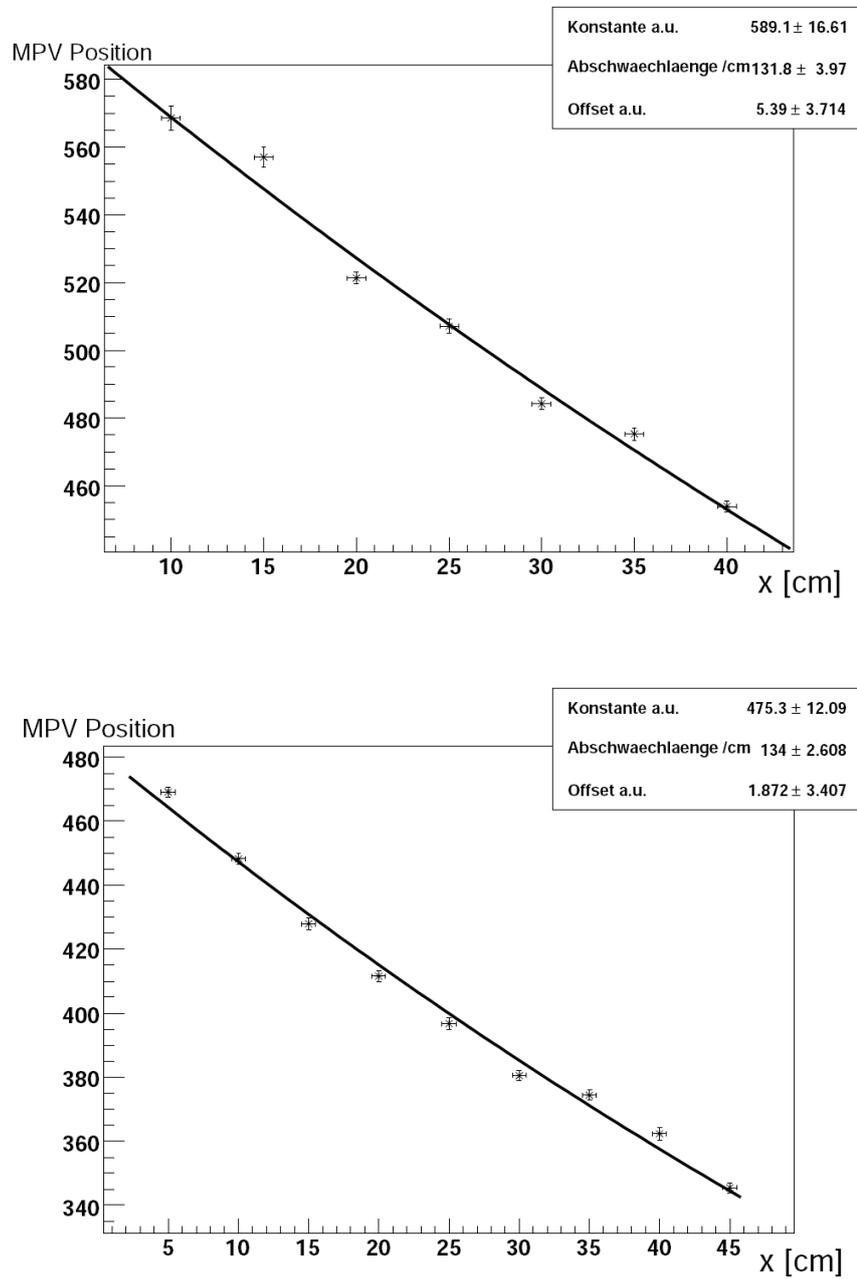


Abbildung 7.15: Abschwächlänge mit 3M/Vikuiti ESR Prototyp. Oben: Fischschwanzlichtleiter
Unten: Gedrehter Lichtleiter

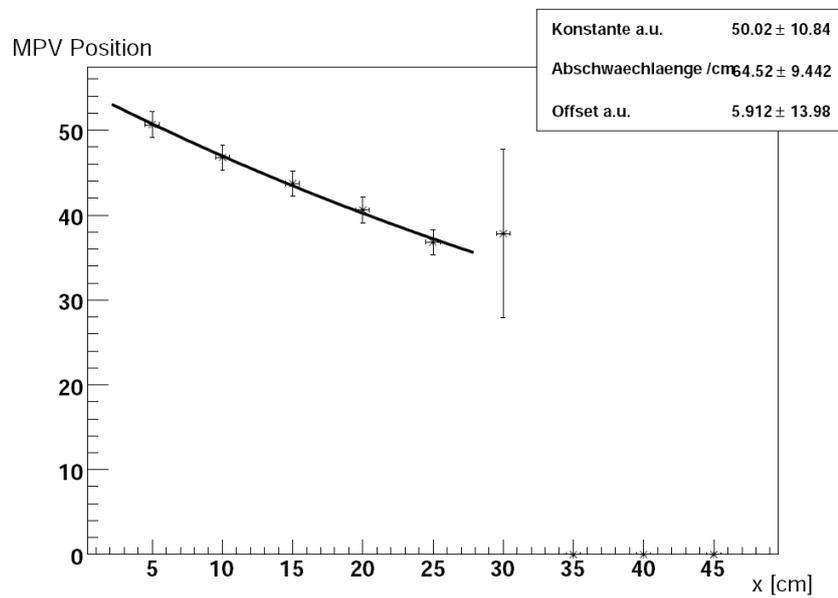
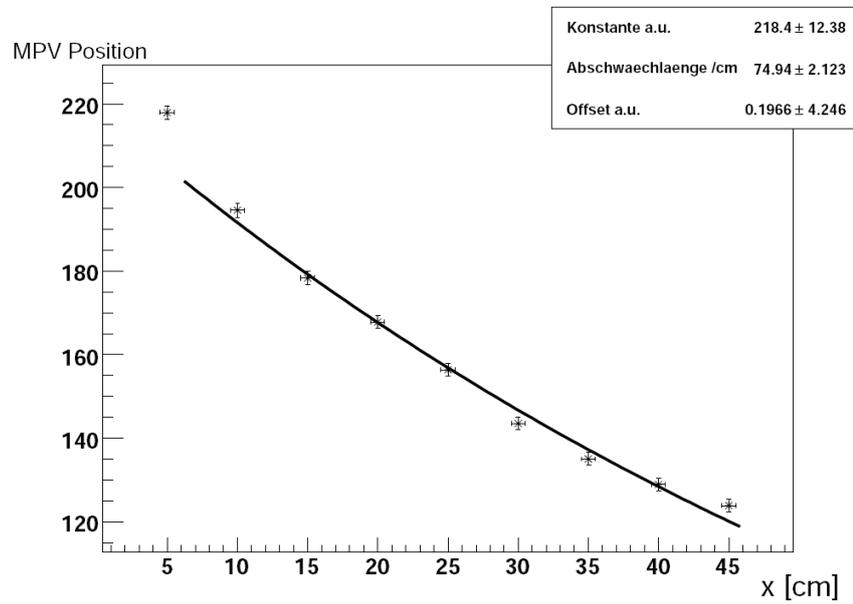


Abbildung 7.16: Abschwächlänge mit aluminisiertem Mylar. Oben: Fischschwanzlichtleiter Unten: Gedrehter Lichtleiter

7.2.3 Messungen mit Myonen aus der Höhenstrahlung

Ziel der Messung war der direkte Vergleich der Zeitaufösungen beider Ringe des Recoil-detektors an einem bereits vorhandenen Versuchsaufbau. Die Messung wurde bei der Arbeitsgruppe von Nicole d'Hose am DAPNIA/CEA (Saclay) durchgeführt. Der Aufbau ist in Abbildung 7.17 schematisch skizziert. Er besteht aus jeweils zwei Triggerzählern, die

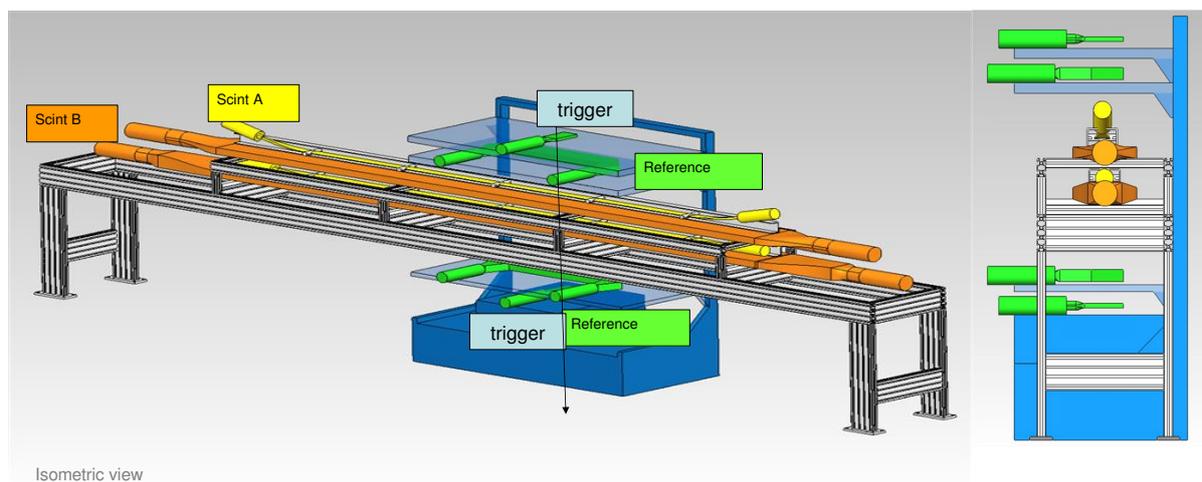


Abbildung 7.17: Versuchsaufbau am CEA/Saclay [24]

den Ort des kosmischen Myons auf die Mitte des zu untersuchenden Elements festlegen. Zwischen den beiden Triggerzählern befinden sich zwei Referenzzähler, deren Aufgabe eine Flugzeitmessung des durchfliegenden Myons ist. Die Lichtleiter der Referenzzähler sind aus technischen Gründen um 90° gedreht am Szintillator angebracht. In der Mitte der beiden Referenzzähler wird der zu untersuchende Prototyp angebracht. Das Myon durchfliegt den Aufbau von oben. Die Messung wird durch den ersten Referenzzähler gestartet und durch den zweiten gestoppt. Die Auslese erfolgt durch ein am CEA entwickeltes MATACQ-Modul, welches ähnlich einem Oszilloskop oder SADC die kompletten Signale aufnimmt¹. Als Trigger wird die Koinzidenz aller Zähler gefordert.

Die Flugzeit wird aus den Zeitinformationen der einzelnen Zähler bestimmt:

$$TOF = \frac{1}{4} \left(t_L^{ref1} + t_R^{ref1} + t_L^{ref2} + t_R^{ref2} \right) - \frac{1}{2} \left(t_L^{Prototyp} + t_R^{Prototyp} \right) \quad (7.11)$$

wobei L und R für links und rechts stehen und ref1 bzw. ref2 die Referenzzähler 1 und 2 bezeichnen. Als Zeitaufösung ergibt sich in diesem Fall

$$\sigma_{Prototyp}^2 = \sigma_{TOF}^2 - \sigma_{ref}^2 \quad (7.12)$$

wobei $\sigma_{ref} = 100$ ps die zuvor anderweitig bestimmte, kombinierte Zeitaufösung der beiden Referenzzähler bezeichnet.

Insgesamt ergaben die Messungen des RingA-Prototypen eine Zeitauflösung von $\sigma_{TOF} = (215 \pm 8)$ ps. Damit wurde die Zeitauflösung zu $\sigma_{Prototyp} = (190 \pm 8)$ ps bestimmt.

Für den Prototypen des äußeren Rings wurde eine Zeitauflösung von $\sigma_{RingB} = 280$ ps gemessen. Nähere Informationen zur Methode finden sich in [36] und [37].

Anmerkungen

¹Die Auslese durch das MATAQC-Modul erfordert kein Diskriminieren der Signale oder die Verwendung von ADC oder TDC. Stattdessen lassen sich verschiedene elektronische Module durch die Auslesesoftware des MATAQC-Moduls definieren und so auch unterschiedliche Elektronikkonfigurationen testen. Ebenso lassen sich logische Verknüpfungen in der Software bilden und so Koinzidenzzeiten für die Datennahme optimiert werden.

Kapitel 8

Aufbau des inneren Rings

In diesem Kapitel wird der Aufbau des inneren Rings und dessen Montage im Oktober 2007 am COMPASS-Experiment beschrieben.

Die Herstellung der einzelnen Komponenten wurde zum Teil durch Fremdfirmen, zum Teil am Institut für Kernphysik in Mainz durchgeführt. Eine kurze Beschreibung der einzelnen Elemente des inneren Rings soll einen Überblick über die fertige Konstruktion verschaffen.

8.1 Szintillatoren

Als Szintillatormaterial wurde BC404 der Firma St.Gobain verwendet. Im Herstellungsprozess der Firma wurde das Material zwischen zwei Glasplatten gegossen, um die Stärke von 5 mm homogen über die gesamte Fläche zu erreichen. Danach wurden die Szintillatoren den Spezifikationen aus Kapitel 6 gemäß aus der Platte zugeschnitten. Die Oberfläche wurde dann mit einer hochpräzisen Diamantfräse bearbeitet. Durch dieses Herstellungsverfahren lässt sich die beste Güte für die Oberfläche von Szintillatoren erreichen.

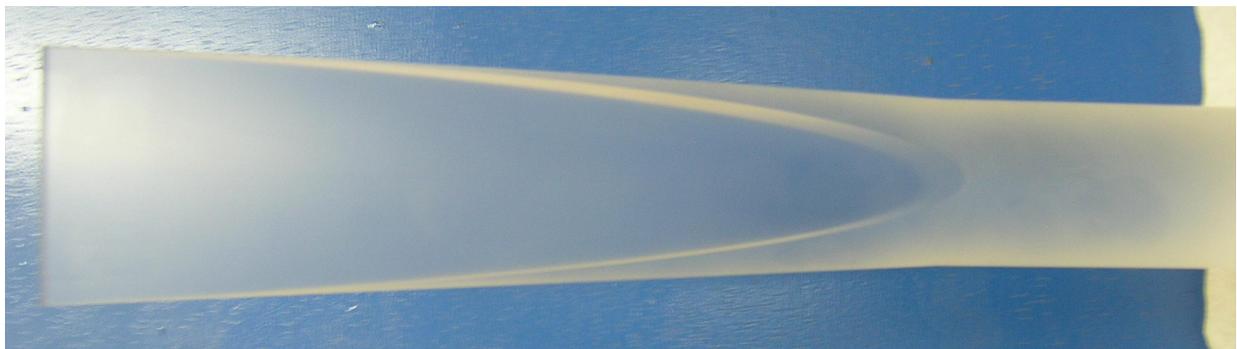


Abbildung 8.1: Unpolierter Lichtleiter nach der Herstellung

8.2 Lichtleiter

Die Testmessungen am Prototypen ergaben eine bessere Abschwächlänge und eine bessere Zeitauflösung für den Fischeschwanzlichtleiter. Daher wurde sich für diese Geometrie mit den in Kapitel 7 beschriebenen Maßen entschieden. Als Material für die Herstellung wurde Plexiglas GS218 der Firma Röhm/Degussa verwendet. Zur Vorbereitung der Herstellung wurde das Material durch die Firma Kumpel in Blöcke gesägt und anschließend in der feinmechanischen Werkstatt des Instituts für Kernphysik in Mainz hergestellt. Dabei wurden hochpräzise Fräsen verwendet, um die gleiche Güte für alle Lichtleiter zu erreichen. In Abbildung 8.1 ist ein Lichtleiter nach der Fertigung zu sehen. Nach der Herstellung wurden die Oberflächen der Lichtleiter erst maschinell, dann per Hand poliert.

8.3 Photomultiplier

Die durchgeführten Simulationen ergaben eine größere Lichtsammelleffizienz bei der Verwendung des größeren Photomultipliers EMI 9813KB der Firma Electron Tubes. Daher wurden sowohl bei den Testmessungen als auch für den endgültigen Aufbau dieser Photomultiplier zusammen mit einer passiven Base verwendet. Für eine Verbesserung des inneren Rings sind für das Jahr 2008 neue aktive Basen geplant, um eine höhere Ratenstabilität zu gewährleisten. Die magnetische Abschirmungen der Photomultiplier sind gleichzeitig auch Haltepunkte des inneren Rings. Ihre Spezifikationen wurden in Kapitel 6 beschrieben. Erfahrungswerte aus den Testmessungen zeigten, dass eine elektrische Isolierung zwischen Photomultiplier und Mumetallzylinder durch eine Kaptonfolie Leckströme vermeidet.

8.4 Zusammenbau

Für die optische Ankopplung des Lichtleiters an den Photomultiplier wurden Silikonscheiben verwendet. Die Silikonscheiben wurden im Reinraum des COMPASS-Experiments gegossen, um eine Verunreinigung durch Staubpartikel zu vermeiden.

Die Lichtleiter wurden mit Hilfe einer Klebevorrichtung (s. Abb. 8.2) an die Szintillatoren geklebt. Die Klebevorrichtung dient der mechanischen Fixierung der Lichtleiter im Winkel von 15° . Die Szintillatoren wurden an den Ausleseflächen mit Kleber bestrichen und auf die Lichtleiter aufgesetzt. Damit der sehr flüssige Kleber nicht auf Lichtleiter oder Szintillator gelangen konnte, wurden die gefährdeten Flächen mit Kreppband umwickelt, welches später wieder entfernt wurde. Der Reinraum wurde aufgeheizt, um eine schnellere Aushärtung zu erreichen und Temperaturschwankungen zwischen Tag und Nacht zu vermeiden. Anschließend wurden an die geklebten Elemente in die Mitte des Szintillators eine Steckverbindung für eine optische Faser geklebt. Die optische Faser dient der Zuführung von Licht aus einem Laserkalibrationssystem, auf das später näher eingegangen werden soll.

Schließlich wurden die Elemente mit aluminisiertem Mylar verpackt, da die Testmessungen mit ^{207}Bi keine entscheidenden Unterschiede zwischen Mylar und Millipore Immobilon

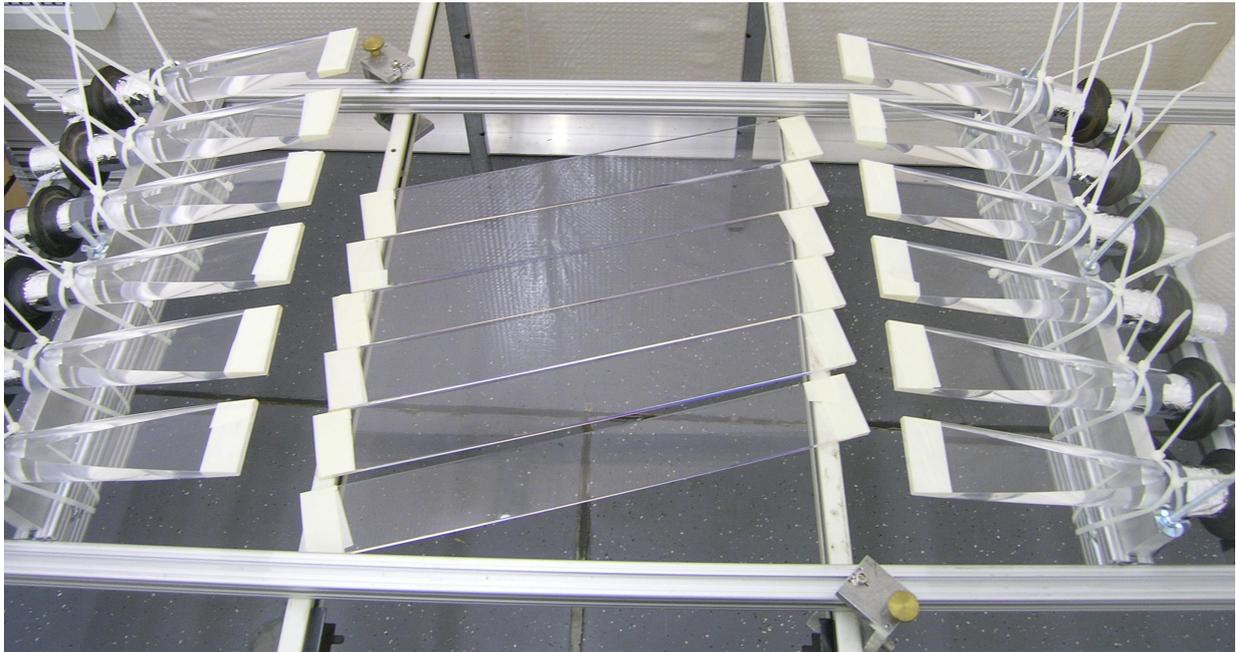


Abbildung 8.2: Verwendete Vorrichtung zum Verkleben von Szintillator und Lichtleitern

P zeigten. Die Entscheidung fiel aufgrund der niedrigeren Materialbelegung und Erfahrungswerten mit Szintillationsdetektoren am COMPASS-Experiment. Die extrem dünne Mylarfolie ist nur mit Aluminium bedampft und hat damit die niedrigste Materialbelegung aller untersuchten Folien. Die Folie wurde zerknittert (s. Abb. 8.3) und Szintillator sowie Lichtleiter mit Hilfe eines lichtundurchlässigen Klebebands der Marke Scotch verpackt. Um die Totalreflektion an der Grenzfläche Szintillator-Luft bzw. Lichtleiter-Luft zu erhalten, wurden die Elemente großzügig mit Luftspalt verpackt. Außerdem wurde auf eine homogene, einlagige Verpackung geachtet, um die Materialbelegung möglichst gering zu halten.

Anschließend wurden die einzelnen Elemente auf eine von DAPNIA/CEA (Saclay) kon-



Abbildung 8.3: Drei Elemente des inneren Rings eingepackt in aluminisiertes Mylar

struierte Haltevorrichtung für den inneren Ring montiert. Danach konnten dann zuerst die Weicheisenabschirmungen und schließlich die Photomultiplier inklusive Basen angebracht werden.

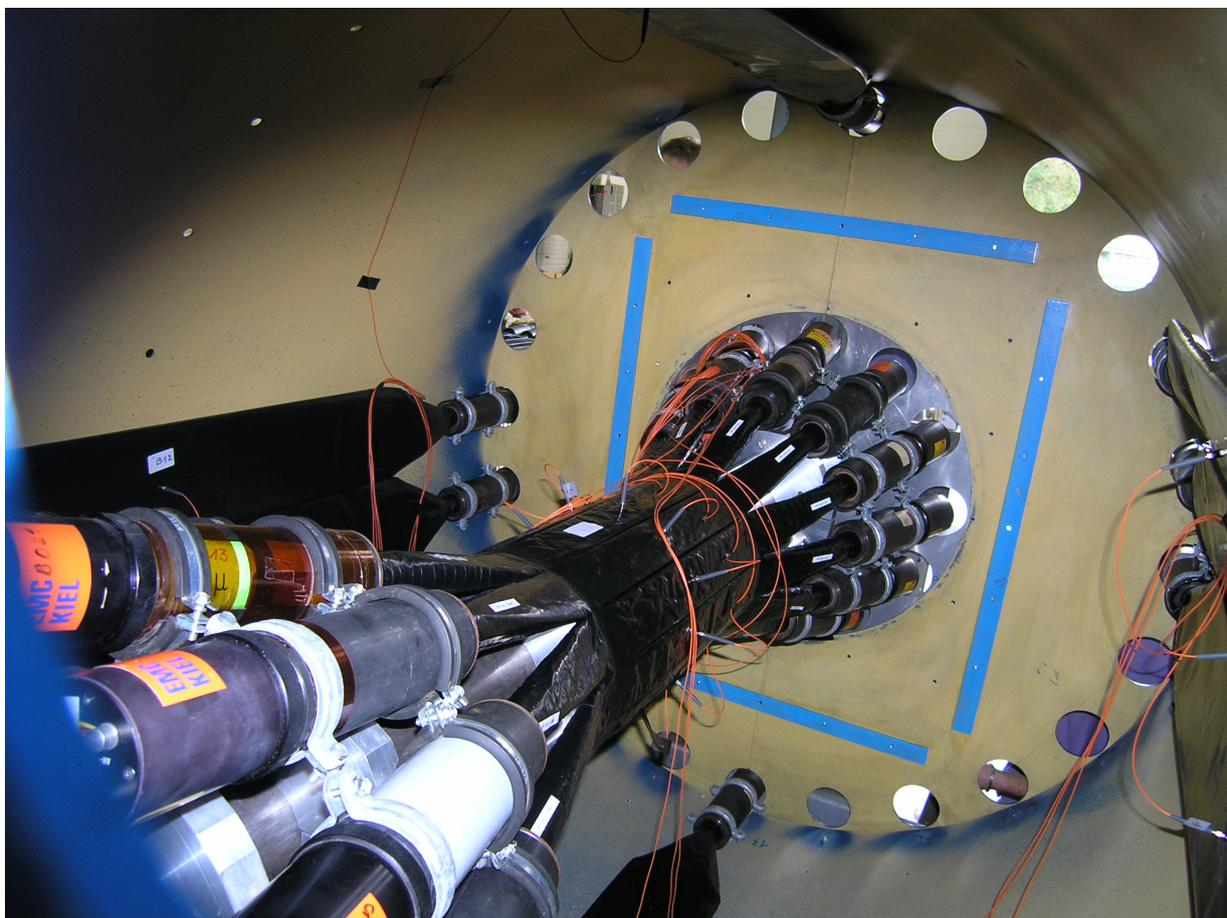


Abbildung 8.4: Innenansicht des Recoildetektors

Nach der Montage des äußeren Rings im Inneren des Recoildetektors wurden beide Elemente zusammengefügt und in die COMPASS-Experimentierhalle befördert. In Abbildung 8.4 ist eine Innenansicht des Recoildetektors mit dem fertig montierten inneren Ring gezeigt.

8.5 Laserkalibrationssystem

Zur Überwachung und Kalibration des Recoildetektors während der Strahlzeit wurde ein Laserkalibrationssystem durch DAPNIA/CEA(Saclay) zur Verfügung gestellt.

Ein grüner Laser bestrahlt eine Ulbrichtsche Kugel, die ein nahezu idealer diffuser Streuer ist. An deren Oberfläche sind Glasfasern angebracht, die das Licht des Lasers zu den einzelnen Elementen des äußeren und inneren Rings transportieren. Dort tritt das Licht genau

in der Mitte der jeweiligen Szintillatoren ein (s. Abb. 8.5). So lässt sich das Floreszenzlicht des Szintillators nachbilden. Da die Position in der Mitte und auch die Intensität des Lasers bekannt sind, lässt sich so eine Energiekalibration des Recoildetektors durchführen. Durch Veränderung der Hochspannung an den Photomultipliern wird dann der Detektor kalibriert.

Während der Strahlzeit lässt sich durch das Lasersystem eine effiziente Onlineüberwachung des Detektors ohne Störung des Experimentierbetriebs realisieren.



Abbildung 8.5: Steckverbinder in der Mitte eines Szintillators des inneren Rings zur Einkopplung des Kalibrationslaserlichts

Kapitel 9

Testmessungen im Myonstrahl am COMPASS-Experiment

Nach dem Aufbau des Recoildetektors wurde im Oktober und November 2007 der Recoildetektor im Myonstrahl vermessen. Im folgenden Kapitel sollen die Ergebnisse der Messungen unter Leitung der Arbeitsgruppe von Nicole d'Hose, DAPNIA/CEA(Saclay), vorgestellt werden. Die Messungen wurden mit der Auslese des COMPASS-Experiments im Halo des Myonstrahls durchgeführt. Durch die Testmessungen sollte der Detektor kalibriert werden und die Auslekette für die Strahlzeit 2008 getestet werden. Außerdem sollte im Rahmen der Messungen die volle Funktionsfähigkeit des inneren Rings gezeigt und die Eigenschaften vermessen werden.

Im Recoildetektor stand der innere Ring mit allen zwölf Elementen zur Verfügung. Für den äußeren Ring wurden nur acht Elemente vermessen.

Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 9.1 skizziert. Der Recoildetektor wurde seitlich zum Myonstrahl im Experiment angebracht. Die Myonen treffen zunächst auf einen rechteckigen Triggerzähler, der dem Streifenzähler aus der Messung am e^- Strahl des MAMI ähnelt. Danach werden je nach Position der innere und äußere Ring des Recoildetektors vom Myon durchquert. Schließlich bildet ein zweiter Triggerzähler den Abschluss. Zur Messung wird eine Koinzidenz der beiden Triggerzähler zusammen mit einer Koinzidenz zweier Elemente aus dem inneren oder zweier Elemente aus dem äußeren Ring gefordert. So kann sichergestellt werden, dass das Myon mindestens vier Zähler durchquert hat. Insgesamt wurden Triggerzähler an fünf verschiedenen Positionen des Detektors angebracht. Die Positionen wurden so gewählt, dass sowohl Zeitauflösung und Abschwächlänge, sowie die effektive Lichtgeschwindigkeit in beiden Ringen vermessen werden konnte. Der Stahlzylinder, der den Detektor enthält, kann entlang der z-Achse des Zylinders beliebig gedreht werden. Dadurch lassen sich alle Elemente der beiden Ringe vermessen.

Als Auslese wurde die in Abschnitt 5.4 beschriebene Auslekette verwendet. Zum Zeitpunkt der Messung standen noch keine Constant-Fraction-Diskriminatoren zur Verfügung, daher wurden alle Messungen mit Leading-Edge-Diskriminatoren durch-

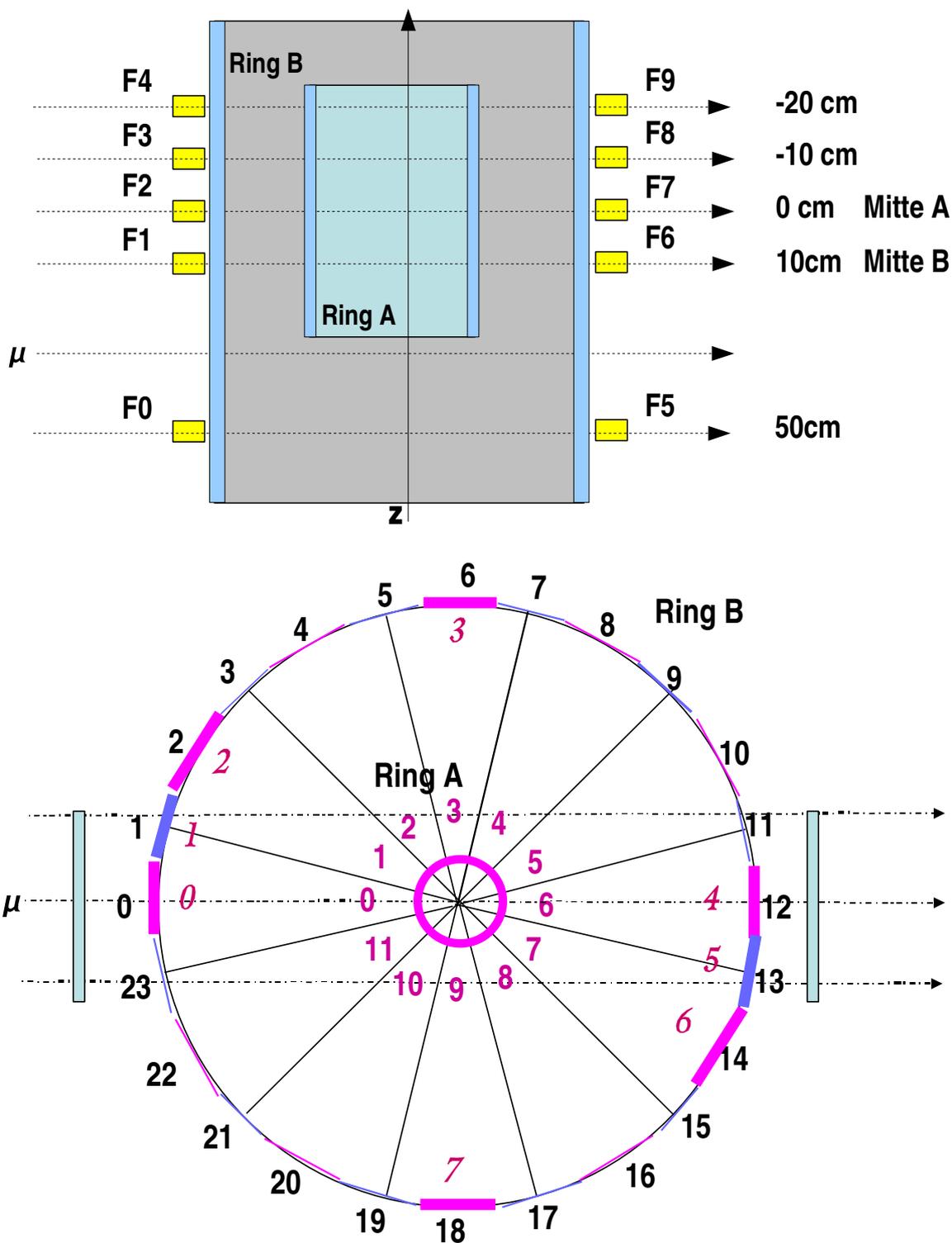


Abbildung 9.1: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus. Oben: Querschnitt des Recoil-detektors von oben gesehen. Unten: Seitenansicht und Schema der Messung

geführt. Die Diskriminatorschwelle wurde zu 15 mV gewählt. Die Datennahme erfolgte durch das Aufzeichnungssystem des COMPASS-Experiments unabhängig vom eigentlichen Experimentierbetrieb.

In Abbildung 9.2 ist das Signal eines Elements des inneren Rings zu sehen. Gleichzeitig ist das verzögerte, logische Triggersignal zu erkennen. Die Anstiegszeit aller Elemente des inneren Rings ist < 4 ns. Aufgrund der Bandbreitenlimitierung des verwendeten Oszilloskops von 250 MHz kann die Obergrenze der Anstiegszeit abgeschätzt werden. Als Signalbreite ergeben sich etwa 11 ns. Außerdem ist in der Abbildung die Zeitdauer

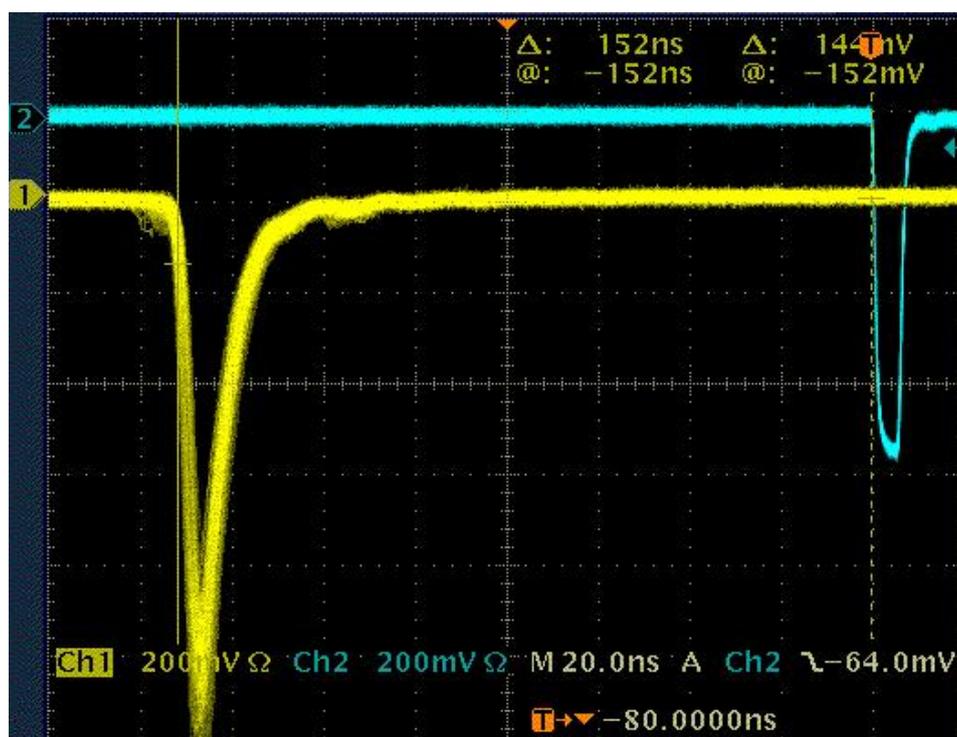


Abbildung 9.2: Oszilloskopbild eines mit dem Laserlicht des Kalibrationssystems beleuchteten Elements des inneren Rings

von $t = 152$ ns zu sehen, die benötigt wird, um vom Teilchendurchgang des Myons ein Triggersignal auszulösen. Die Zeitdauer t ist durch die Laufzeit des Signals in den mehr als 40 m langen Auslekabeln und den Transitzeiten der einzelnen elektronischen Komponenten gegeben.

Die Zeitauflösung wurde exemplarisch an acht Elementen des inneren Rings vermessen. Die Messungen erfolgen analog zu der Methode, die bei den Messungen am e^- Strahl des MAMI durchgeführt wurde. Nach Auswertung der TDC Spektren der einzelnen Detektoren wurden wiederum Linearkombinationen so gebildet, dass die kombinierte Zeitauflösung der beidseitigen Auslese eines Elements extrahiert werden konnte. Abbildung 9.3 zeigt das gesamte Zeitspektrum eines Elements mit eingetragenen Messpositionen.

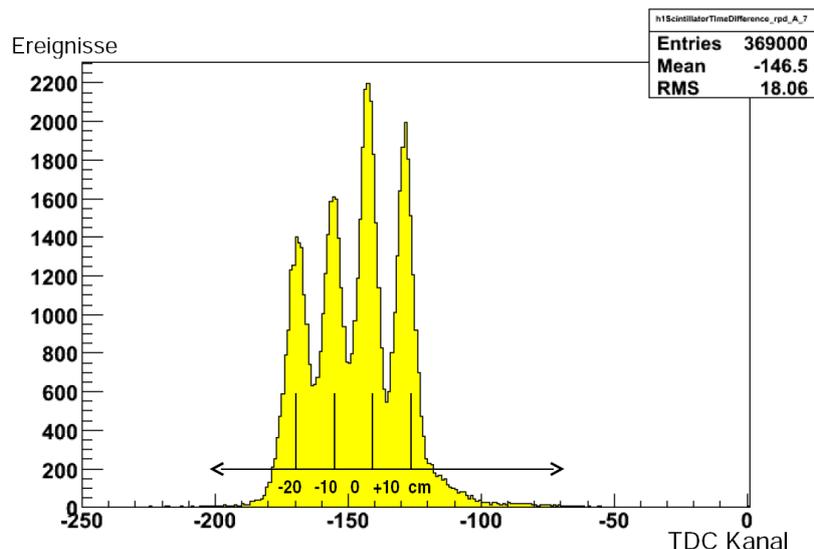


Abbildung 9.3: Gesamtzeitspektrum der Messung der Zeitauflösung für ein Element des inneren Rings

In Abbildung 9.4 sind ein exemplarisches TDC Spektrum einer einzelnen Messposition sowie die acht vermessenen Zeitaufösungen des inneren Rings zu sehen. Aufgetragen sind die gemessenen Zeitaufösungen gegen das vermessene Element. Der Mittelwert der Zeitauflösung ergab 180 ps und bestätigt damit die Ergebnisse der Messungen am e^- Strahl des MAMI.

Analog zur Messung am e^- Strahl des MAMI lässt sich eine bessere Zeitauflösung für das Laserkalibrationssystem sehen, da im Falle des Lasers und des Elektronenstrahls jeweils ein Punkt auf dem Szintillator beleuchtet wurde. Bei den Messungen der Zeitaufösungen mit kosmischen Myonen und im Myonstrahl wurden jeweils mit Streifenzählern die Position definiert. Durch die größere akzeptierte Fläche ergeben sich hier auch schlechtere Zeitaufösungen.

Für die Messung der Abschwächlänge wurde analog zur Messung am e^- Strahl des MAMI die MPV-Werte der aufgenommenen ADC Spektren gegen die Messposition aufgetragen. Exemplarische Anpassungen der Abschwächlänge sind in Abbildung 9.5 zu sehen. Ebenfalls sind hier die verschiedenen Abschwächlängen der untersuchten Elemente aufgetragen. Im Mittel hat der innere Ring des Recoildetektors eine Abschwächlänge von $\lambda_{att} \approx 64$ cm. Die mittlere, effektive Lichtgeschwindigkeit ergibt sich zu $c \approx 13$ cm/ns; damit stimmen die Ergebnisse dieser Messungen mit denen am e^- Strahl des MAMI und mit ^{207}Bi im Rahmen der Fehler überein. Alle Ergebnisse stammen aus einer ersten Onlineanalyse Ende November 2007 und sind vorläufig. Eine genauere Analyse der Daten findet im Dezember statt, daher konnten keine Fehler angegeben werden.

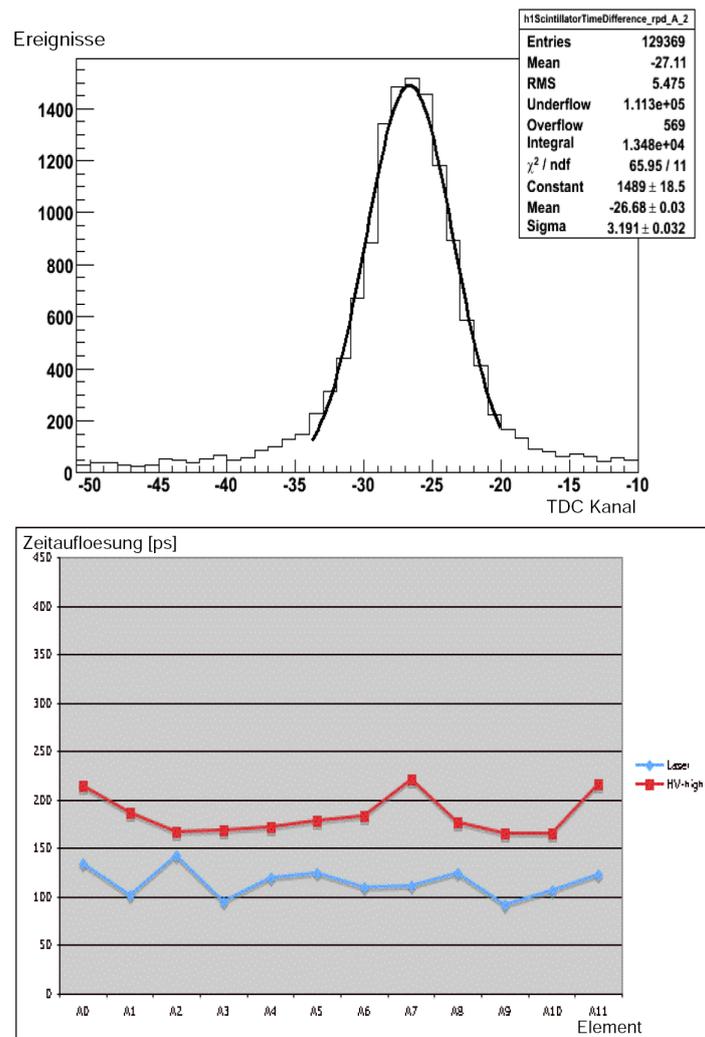


Abbildung 9.4: Oben: Exemplarisches TDC Spektrum an einer Messposition. Unten: Ergebnisse der Zeitaufloesungen aufgetragen gegen die Messpositionen.

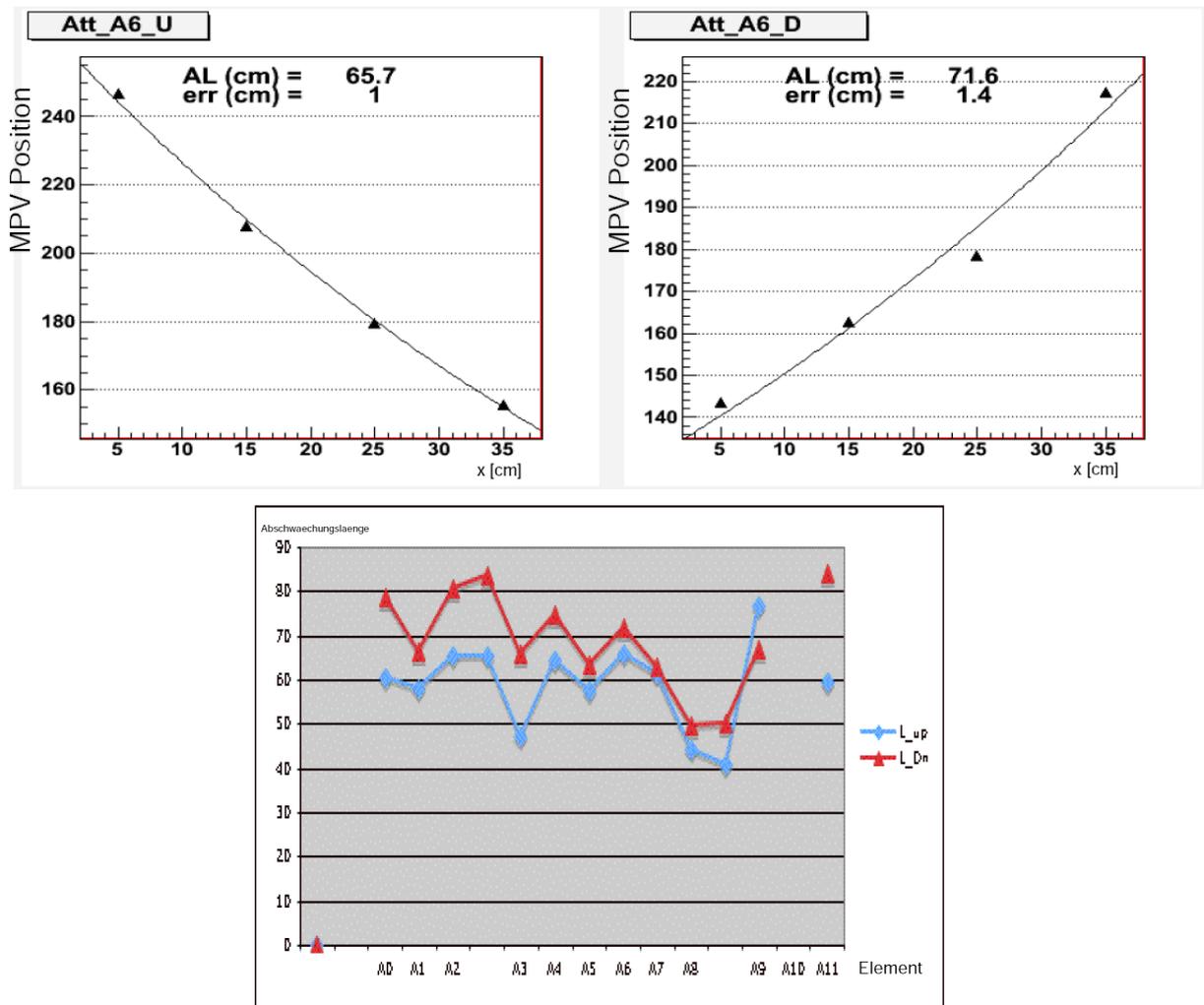


Abbildung 9.5: Oben: MPV-Position gegen Messposition für die zwei Ausleseseiten des Elements Nr.6. Unten: Anpassung einer Exponentialfunktion zur Bestimmung der Abschwächlänge

Kapitel 10

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde der innere Ring des Recoildetektors und ein Teil der elektronischen Auslese für das Hadronprogramm des COMPASS-Experiments am CERN konzipiert und aufgebaut.

Durch Vorüberlegungen, die auf Erfahrungswerten von vorangehenden Experimenten beruhen, wurde ein erstes Konzept des inneren Rings erstellt. Dieses Konzept beinhaltet die Dimensionierung und Segmentierung des inneren Rings. Zur Verfeinerung der Konzeption wurde eine Computersimulation entwickelt, die den Lichttransport in Szintillatoren und Lichtleitern mit vereinfachten Modellannahmen simuliert. Aufgrund der Ergebnisse der Simulationen wurde eine Auswahl für einen Prototypen eines Elements des inneren Rings getroffen. Der Prototyp wurde in verschiedenen Konfigurationen vermessen. Es wurden zwei Lichtleitergeometrien und verschiedene Einpackmaterialien durch Testmessungen an dem Prototypen direkt miteinander verglichen. Hierbei waren die wichtigen Messgrößen die Zeitauflösung, die Abschwächlänge und die effektive Lichtgeschwindigkeit im Szintillator und Lichtleiter. Der Prototyp wurde mit mehreren Experimenten vermessen. Zunächst wurde eine Messung am Elektronenstrahl des Mainzer Mikrotrons MAMI durchgeführt. Danach wurden in weiteren Studien die Auswirkungen verschiedener Einpackmaterialien am Prototyp mit einer radioaktiven ^{207}Bi -Quelle vermessen. Zum Vergleich des inneren und äußeren Rings des Recoildetektors wurde der Prototyp des inneren Rings im gleichen Versuchsaufbau mit kosmischen Myonen vermessen wie auch der äußere Ring zuvor. Aus den Ergebnissen der Testmessungen wurde das Konzept des inneren Rings verbessert und der Ring hergestellt. Schließlich konnte der fertige innere Ring zusammen mit insgesamt acht der vierundzwanzig Streifen des äußeren Rings am Myonstrahl des COMPASS-Experiments im November 2007 vermessen werden. Für minimalionisierende Teilchen wurde eine Zeitauflösung von etwa 180 ps erreicht.

Der Recoildetektor ist ein gemeinschaftliches Projekt der Arbeitsgruppen aus Saclay, Mainz und Protvino unter der Leitung der Arbeitsgruppe aus Saclay. In Zusammenarbeit mit dieser Arbeitsgruppe wurde die Ausseelektronik des Recoildetektors entwickelt. Dabei wurden in Mainz die notwendigen Splitter und Analogsummen konzipiert, gebaut und getestet; das notwendige Koinzidenzmodul wurde in Saclay hergestellt. Im Rahmen der Messungen wurde die gesamte Auslese und das Triggersystem des Recoildetektors

aufgebaut und erfolgreich getestet.

Für das Jahr 2008 wird das Design der mechanischen Halterung des inneren Rings um das Target in Saclay entwickelt. Der innere Ring wird im Frühjahr 2008 auf die mechanische Halterung montiert und ist damit rechtzeitig zur Strahlzeit einsatzbereit.

Literaturverzeichnis

- [1] The COMPASS Collaboration. COMPASS proposal. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 518:121, 2004. CERN/SPSLC 96-14, SPSC/P297, CERN/SPSLC 96-30, 1996.
- [2] The COMPASS Collaboration. The COMPASS Hadron Programme. April 2007. CERN-SPSC-2007-015.
- [3] The COMPASS Collaboration. COMPASS Programme, 2007 to 2010. January 2007. CERN-SPSC-2007-002.
- [4] The COMPASS Collaboration. Spectroscopy with Hadron Beams at COMPASS. November 2007. CERN-SPSC-2007-037.
- [5] D.V. Amelin et al. Study of resonance production in diffractive reaction π^-A to $\pi^- \pi^- \pi^+$. *Phys. Lett. B*, 356:595–600, 1995.
- [6] H.J. Willutzki. Evidence for Exotic Meson Production in π -p Interactions at 18 GeV/c. *Acta Physica Polonica B*, 31:2615 ff., 2000.
- [7] The OBELIX Collaboration. $\bar{p}p$ annihilation into four charged pions at rest and in flight. *Eur. Phys. J. C*, 35:21–33, 2004.
- [8] Stephen Godfrey. The Phenomenology Of Glueball And Hybrid Mesons. http://lxf.srb6103.cern.ch/compass/publications/2004_yellow/.
- [9] D. Barberis et al. A study of the $f_0(1370)$, $f_0(1500)$, $f_0(2000)$ and $f_2(1950)$ observed in the centrally produced 4π final states. *Phys. Lett. B* 474, pages 423–426, 2000.
- [10] J. Z. Bai et al. Structure analysis of the $f_J(1710)$ in the radiative decay $J/\psi \rightarrow K^+ K^-$. *Phys. Rev. Lett.*, 77:3959–3962, 1996.
- [11] 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.
- [12] Prometeusz Kryspin Jasinski. Aufbau und Betrieb eines Teststandes für Strahltschneckenkovdetektoren am COMPASS-Experiment. Diplomarbeit, 2006.

- [13] Christian Wuttke. Konzeption eines Multiplizitätszählers für das COMPASS-Experiment. Diplomarbeit, 2007.
- [14] Carolin Kurig. Aufbau, Test und Weiterentwicklung des Triggersystems für das elektromagnetische Kalorimeter ECAL1 des COMPASS-Experiments. Diplomarbeit, 2007.
- [15] J.P. Peigneux et al. The WA102 Proposal: A search for centrally produced non-qqbar mesons in proton proton interactions at 450 GeV/c using the CERN Omega Spectrometer and GAMS-4000. *CERN/SPSLC 94-22*, page 281.
- [16] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna, Peter Z. Skands. A Brief Introduction to PYTHIA 8.1. *arXiv:0710.3820 [hep-ph]*.
- [17] B.Andersson et al. *Z. Phys. C*, 57:485, 2004. 1993.
- [18] PHAST web page. <http://ges.web.cern.ch/ges/phast>.
- [19] CORAL web page. <http://coral.web.cern.ch/coral/>.
- [20] Andrea Ferrero. Light Meson Spectroscopy and Search for non q-qbar States at COMPASS. Vortrag, International Workshop on Structure and Spectroscopy, Freiburg, 2007.
- [21] C. Grupen. *Teilchendetektoren*. BI-Wissenschaftsverlag, 1983.
- [22] W.-M. et al. Yao. Review of particle physics. *Journal of Physics G*, 33, 2006.
- [23] Otto Nachtmann. Pomeron Physics and QCD. *arXiv:hep-ph/0312279v1*, 2003.
- [24] Nicole d'Hose et al. Electronic Design for a proton trigger and a Time of Flight measurement with the Recoil Proton Detector for the Hadron Program. internal COMPASS note, 2007.
- [25] Abteilung Königsmann, Fakultät für Physik, Universität Freiburg. CATCH - Readout System. <http://hpfr02.physik.uni-freiburg.de/projects/compass/electronics/index.html>.
- [26] Mario Leberig. Das COMPASS-Triggersystem zur Messung des Gluonbeitrags ΔG zum Protonspin. Doktorarbeit, 2002.
- [27] Saint Gobin. Datenblatt des Herstellers. <http://www.detectors.saint-gobain.com>.
- [28] Roehm GmbH Degussa Methylacrylates. Datenblatt des Herstellers. <http://www.plexiglas.de/methacrylates/de/produkte/plexiglas/>.
- [29] Epoxy Technology. Datenblatt EPOTEK 301. www.epotek.com/SSCDocs/datasheets/301.PDF.

- [30] Electron Tubes, Ruislip England. Datenblatt des Photovervielfachers EMI-9813(KB). <http://www.electrontubes.com/pdf/9813B.pdf>.
- [31] Photonis, Brive La Gaillarde Frankreich. Datenblatt des Photovervielfachers XP2900. http://www.photonis.com/data/cms-resources/File/Photomultiplier_tubes/spec/XP2900.PDF.
- [32] Wacker-Chemie GmbH. Datenblatt Elastosil RT601. <http://www.wacker.de/>.
- [33] Homepage der Beschleunigerkollaboration (B1) des MAMI. <http://www.kph.uni-mainz.de/B1/accelerator.php>.
- [34] National Institute of Standards and Technology (NIST). ESTAR, Simulation zur Elektronenreichweite und Energieverlust in Materie. <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>.
- [35] Millipore. Datenblatt Immobilon P. <http://www.millipore.com/msds/tech1/m102378>.
- [36] Giles et al. *NIM A*, 252:41–52, 1986.
- [37] COMPASS GPD preparation group. Possible measurements of GPDs with COMPASS at CERN, internet site. <http://wwwcompass.cern.ch/compass/gpd>.

Danksagung

Ich möchte mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein Dank gilt besonders meiner Betreuerin Prof. Eva-Maria Kabuß für ihre Unterstützung bei dieser Diplomarbeit und die Möglichkeit, interessante Aufgaben innerhalb der COMPASS-Kollaboration übernommen haben zu dürfen.

Bei Christian Wuttke möchte ich mich für die vielen Gespräche und netten Unterhaltungen, seine Hilfe und seine Unterstützung während der Diplomarbeit bedanken.

Mein Dank gilt Susanne Koblitz für das Korrekturlesen der Arbeit und ihre guten Ratschläge. Ebenso gilt mein Dank Roman Hermann für die Einführung in die Arbeit mit Detektoren und Erklärungen zur Elektronik. Den anderen Mitgliedern der Triggergruppe und insbesondere Carolin Kurig und Jens Barth danke ich für die Unterstützung am CERN und ein immer offenes Ohr. Mein Dank gilt weiterhin der Arbeitsgruppe von Nicole d'Hose und insbesondere Etienne Burtin, von denen ich während meiner Aufenthalte am CERN viel gelernt habe und die immer sehr offen, freundlich und zuvorkommend waren. Den anderen Mitgliedern der COMPASS-Kollaboration möchte ich ebenso danken.

Herrn Prof. Dietrich Graf von Harrach danke ich für seine hilfreichen Ideen und Vorschläge. Weiterhin möchte ich den Mitgliedern der A4-Gruppe für ihre Unterstützung danken. Insbesondere danke ich Jürgen Diefenbach und Boris Gläser für ihre Hilfe bei den Messungen.

Ein ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern Norbert und Regina, sowie meinem Bruder Julian und dem Rest meiner Familie, die mich während des gesamten Studiums gefördert haben und immer für mich da waren.

Vielen Dank auch an meine Freunde, die mich immer unterstützt haben und auf die ich mich immer wieder verlassen konnte.