

Bau und Installation eines neuen Veto-Detektors am COMPASS-Experiment am CERN

Regine Panknin

Diplomarbeit in Physik

angefertigt im Physikalischen Institut
vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität

Bonn

Dezember 2006

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

Referent: Prof. Dr. F. Klein

Koreferent: Prof. Dr. J. Bisplinghoff

Gewidmet meinen Eltern
Marlene und Heinz Panknin

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Die physikalischen Ziele bei COMPASS	6
2.1	Das Hadronprogramm	6
2.2	Das Myonprogramm	7
3	Das COMPASS - Experiment	14
3.1	Der polarisierte Myonstrahl	14
3.1.1	Die Erzeugung des Myonstrahls	15
3.1.2	Die Strahleigenschaften	15
3.1.2.1	Die Polarisation	15
3.1.2.2	Das Strahlprofil	17
3.2	Das polarisierte Target	17
3.3	Die Spurdetektoren	20
3.3.1	Die Szintillierenden Faserhodoskope	20
3.3.2	Die Mikrostreifengasdetektoren	20
3.3.2.1	Die Mikrogitterdetektoren (Mikromegas)	22
3.3.2.2	Die Gaselektronenvervielfacher (GEM)	23
3.4	Der ringabbildende Cherenkov-Zähler (RICH)	23
3.5	Die Elektromagnetischen Kalorimeter	25
3.6	Die Hadronkalorimeter	26

4	Das COMPASS - Triggersystem	30
4.1	Der Trigger für Photon-Gluon-Fusions-Ereignisse	32
4.1.1	Der Myon-Trigger	33
4.1.2	Der Kalorimeter-Trigger	36
4.2	Der Trigger für große Q^2 ($Q^2 \gtrsim 0,5 \text{ GeV}^2/c^2$)	39
4.3	Das Vetosystem	41
4.4	Die Triggerhodoskope	42
5	Der Vetodetektor "Inner 2"	45
5.1	Der Aufbau	47
5.1.1	Geometrie und Layout	47
5.1.2	Die Szintillationszähler	49
5.1.2.1	Die Szintillatoren	49
5.1.2.2	Die Lichtleiter	51
5.1.2.3	Die Photomultiplier	55
5.1.2.4	Der Aufbau der Szintillationszähler	55
5.2	Die Testmessungen	60
5.2.1	Die Pulshöhen-Spektren der Szintillationszähler	60
5.2.1.1	Der Messaufbau	60
5.2.1.2	Die Einstellung der idealen Hochspannungen	67
5.2.1.3	Der Einfluss des Lichtleiters auf die Zeitauflösung	68
5.2.1.4	Die Spotmessungen	69
5.2.2	Magnetfeldmessungen	74
5.2.2.1	Magnetfeldmessungen	77
5.2.2.2	ADC-Spektren mit und ohne Magnetfeld	78
5.3	Betrieb im Myonstrahl	82
6	Zusammenfassung	86
7	Literaturverzeichnis	88

<i>INHALTSVERZEICHNIS</i>	3
A Szintillationszähler	90
B Szintillatoren	91
C Adiabatische Lichtleiter	92
D Photomultiplier	93
E Myonen aus kosmischer Strahlung	95
F Das Myon-Spektrum	97

Kapitel 1

Einleitung

Eines der fundamentalen Ziele der Physik ist die Entschlüsselung des Aufbaus der Materie aus Konstituenten und deren Wechselwirkungen. Nach heutigem Kenntnisstand existieren zwei Arten von grundlegenden Bestandteilen der Materie: Leptonen und Quarks. Hinzu kommen die Austauschbosonen der vier fundamentalen Wechselwirkungen (elektromagnetische, starke und schwache Wechselwirkung sowie Gravitation).

Die Nukleonen als Bestandteile des Atomkerns sind nach der nichtrelativistischen Quantenmechanik aus je drei Valenzquarks mit drittelzahliger elektrischer Ladung und Spin $\frac{1}{2}\hbar$ aufgebaut. Nach der Quantenchromodynamik (QCD¹) werden diese drei Quarks zusammengehalten von Gluonen, den Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, und sind umgeben von einem "See" aus Quark-Antiquark-Paaren, die über den Austausch von Gluonen erzeugt und wieder vernichtet werden.

In den einfachsten Modellen ging man Mitte der 1960er Jahre zunächst davon aus, dass sich der Spin des Nukleons aus den Spins der drei Valenzquarks zusammensetzt: Zwei der Quarkspins zeigen in eine Richtung, der andere entgegengesetzt, so dass sich zwei der Spins gegenseitig aufheben. Was übrig bleibt, gibt den Spin des Nukleons vor - eine einfache, elegante und befriedigende Erklärung, die kaum in Frage gestellt wurde.

In Experimenten mit tiefinelastischer Streuung (DIS²) Ende der 1980er Jahre stellte sich jedoch heraus (insbesondere durch Messungen der EMC³-Kollaboration am CERN⁴), dass die Quarkspins zusammengenommen weniger als ein Drittel des Nukleonspins liefern. Dieses Erkenntnis kam so überraschend, dass man zunächst von einer wahren "Spinkrise" sprach. Inzwischen ist klar, dass nicht nur die Spins der Valenzquarks ihren Beitrag zum Spin des Nukleons leisten. Auch die Spins der Seequarks und der Gluonen sowie die Bahndrehimpulse, die durch die Bewegung der Teilchen entstehen, können ihren Teil beisteuern.

¹QCD: Quanten-Chromodynamik

²DIS: deep inelastic scattering

³EMC: European Myon Collaboration

⁴CERN: Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

Alle möglichen Beiträge zum Nukleonspin sind in der folgenden Summenformel zusammengestellt:

$$S_N \frac{1}{\hbar} = \frac{1}{2} = \frac{1}{2} \Delta \Sigma + \Delta G + L_q + L_g.$$

Hierin bezeichnet $\Delta \Sigma$ den Spinbeitrag der Quarks, ΔG den der Gluonen und L_q bzw. L_g den der Bahndrehimpulse der Quarks und Gluonen.

Da sich die tiefinelastische Streuung von Myonen an einem Nukleontarget als besonders geeignet zur Untersuchung der Nukleonstruktur herausgestellt hatte, wird auch bei dem Experiment COMPASS⁵ am CERN in Genf nach dieser Methode vorgegangen. Eines der Hauptziele dabei ist die Messung der Gluonpolarisation ΔG , sowie der polarisierten longitudinalen Quarkverteilung Δq . Ein weiteres wichtiges Vorhaben des Experiments ist die Bestimmung der ebenfalls noch gänzlich unbekanntenen transversalen Quarkspinverteilungen $\Delta_T q(x)$, die meist als *Transversity-Verteilungen* bezeichnet werden.

Dazu wird ein polarisierter Myonstrahl mit einer Energie von 160 GeV auf ein longitudinal polarisiertes Nukleontarget gelenkt. Für die Messung der transversalen Quarkspinverteilung werden die Targetspins transversal ausgerichtet.

Wichtig für die Anreicherung möglichst vieler interessanter Ereignisse unter gleichzeitiger Zurückhaltung von Untergrundereignissen ist das Trigger- und Vetosystem.

Beim COMPASS-Experiment beinhaltet dieses ein umfangreiches System aus Vetodetektoren zur Erkennung von Myonen aus dem breiten Halo des Strahls, die ohne Unterdrückung mit hoher Wahrscheinlichkeit im Triggersystem falsche Triggersignale auslösen würden. Aufgrund der begrenzten Speicherkapazität der verwendeten Datenerfassungssysteme ist es notwendig, dass die Triggerentscheidungen schnell getroffen werden. Dies stellt nicht nur an das Zeitverhalten des Triggersystems selbst hohe Ansprüche, sondern auch an das des Vetosystems.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Vetosystem des COMPASS-Experiments verbessert. Insbesondere wurde ein neuer Vetodetektor "Inner 2" gebaut und installiert.

Kapitel 2 gibt einen Überblick über die physikalischen Ziele des COMPASS-Experiments, mit besonderem Gewicht auf der Messung der Gluonpolarisation ΔG .

Kapitel 3 und 4 beschäftigen sich mit dem grundsätzlichen Aufbau des COMPASS-Spektrometers und des Triggersystems.

Der neugebaute Vetodetektor "Inner 2" wird in Kapitel 5 behandelt. Hier werde ich besonderen Wert auf die im Rahmen dieser Diplomarbeit von mir durchgeführten Arbeiten legen. Insbesondere werde ich auf den Aufbau des Rahmens und der verwendeten Szintillationszähler eingehen, ebenso wie auf die durchgeführten Testmessungen.

Den Abschluss der Arbeit bildet eine Zusammenfassung und eine Darstellung der verbesserten Eigenschaften des Vetodetektors.

⁵COMPASS: COmmon Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy

Kapitel 2

Die physikalischen Ziele bei COMPASS

Das COMPASS Experiment ist eine Zusammenarbeit von zwei verschiedenen Physiker-Gemeinschaften, "HMC" und "CHEOPS", die beide Anträge für Experimente am selben Strahlplatz einreichten. Diese Anträge sind zusammengefasst worden und COMPASS wurde 1997 unter der Bezeichnung NA58 vom CERN bewilligt.

Als Konsequenz dieser Entwicklung beschäftigt sich COMPASS mit einer Reihe von physikalischen Fragen aus den Bereichen "Hadronen Spektroskopie" und "Analyse der Struktur des Nukleons" (Proton und Neutron). Abbildung 2.1 zeigt die Kollaborationen, aus denen COMPASS entstanden ist, sowie die physikalischen Fragen, die mit Hilfe des Experiments abgedeckt werden.

Die beiden Teilbereiche Nukleonstruktur und Spektroskopie benötigen verschiedene Arten von Teilchenstrahlen (Myon- bzw. Hadronstrahl); dies führte zu der Benennung in Myon- bzw. Hadronprogramm. Bis zum heutigen Tage liegt der Fokus des Experiments auf dem Myonprogramm.

Zur COMPASS-Kollaboration gehören etwa 240 Physiker und Ingenieure aus 12 Ländern und 27 Instituten. Ein erster technischer Testlauf wurde 2001 durchgeführt und seit 2002 werden Daten mit Myonstrahl und einem Deuterium-Target genommen. 2004 wurde zum ersten Mal ein Testlauf von etwa einem Monat Dauer für das Hadronprogramm durchgeführt.

2.1 Das Hadronprogramm

Ziel des Hadronprogramms ist es, exotische Gluonen-Zustände (z.B. "Glueballs") zu finden, deren mögliche Existenz von der QCD vorausgesagt wird. Hinweise auf einen solchen Zustand, z.B. f_0 bei $1500 \text{ MeV}/c^2$ lieferte das Crystal-Barrel-Experiment [2]. Weitere

In inklusiven Myon-Streuexperimenten fand man heraus, dass die Nukleonen, die den Spin $\frac{1}{2}\hbar$ tragen, aus Konstituenten (“Partonen”) bestehen, von denen jedes einen Impulsanteil x_{Bj} des Nukleons trägt. Bei diesen Partonen handelt es sich um Teilchen mit dem Spin $\frac{1}{2}$ (Quark) bzw. Spin 1 (Gluon). Es wurde lange angenommen, dass sich der Spin der Nukleonen allein aus den Spins der Valenz-Quarks zusammensetzt. Allerdings haben Experimente am CERN, SLAC¹ und DESY² ergeben, dass dies nicht der Fall ist, sondern dass der Quarkspinbeitrag $\Delta\Sigma$ nur ungefähr ein Drittel des Gesamtspins beträgt. Da sich der Nukleonspin auch aus den Spinbeiträgen der Gluonen (ΔG) und den Bahndrehimpulsen der Quarks (L_q) und Gluonen (L_g) nach der Gleichung

$$S_N \frac{1}{\hbar} = \frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_g$$

zusammensetzt, gibt es also verschiedene Ansatzpunkte, die fehlenden zwei Drittel zuzuordnen.

Der Beitrag des COMPASS-Experiments zur Lösung dieses Problems besteht in der Messung des Spinbeitrags der Gluonen, ΔG .

Genauer wird mittels tiefinelastischer Streuung die *Gluonpolarisation*, $\Delta G/G$, gemessen. Dazu werden polarisierte Myonen auf ein festes, ebenfalls polarisiertes Target geschossen, wie in Abbildung 2.2) dargestellt.

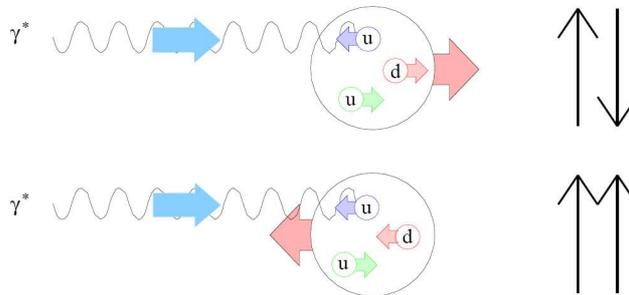


Abbildung 2.2: Streuung longitudinal polarisierter Myonen an longitudinal polarisierten Protonen. Die Drehimpulserhaltung erzwingt, dass das einlaufende Photon mit Spin 1 nur von den Quarks im Proton absorbiert werden kann, deren Spinvektor antiparallel zu dem des Photons ausgerichtet ist. Damit werden in den möglichen Photon- und Protonspinkonfigurationen einmal die Quarks zum Wirkungsquerschnitt beitragen, deren Spin parallel zum Protonspin stehen, einmal die mit antiparalleler Spinausrichtung [3].

Im QPM³ wird die tiefinelastische Streuung interpretiert als die Streuung eines Teilchens nicht am Nukleon selbst, sondern an einem der Bestandteile des Nukleons. Es gibt mehrere

¹SLAC: Stanford Linear Accelerator Center

²DESY: Deutsches Elektronen-Synchrotron

³QPM: Quark Parton Model

mögliche tiefinelastische Prozesse, die stattfinden können. Alle haben die grundsätzliche Form:

$$\mu + N \rightarrow \mu' + \text{hadronen} + X .$$

Prozess führender Ordnung (Leading Process)

Das Myon emittiert ein virtuelles Photon, dieses trifft auf eines der Quarks des Nukleons und wird von diesem absorbiert.

Das Quark wird in Strahlrichtung zurückgestreut, es entstehen Hadronen mit einem kleinen Transversalimpuls (p_T),

$$\gamma^* + q \rightarrow q .$$

Für die $\Delta G/G$ -Messung ist dies ein Untergrundprozess.

Photon-Gluon-Fusion (PGF)

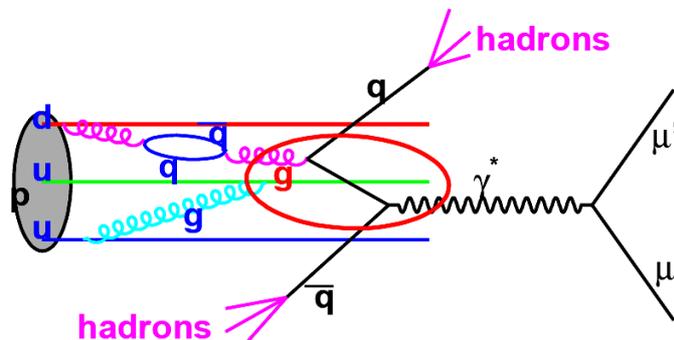


Abbildung 2.3: Photon-Gluon-Fusion [4].

Weil er einen indirekten Zugang zur Gluonverteilung liefert, ist der Prozess, nach dem bei COMPASS gesucht wird, die Photon-Gluon-Fusion (siehe Abbildung 2.3). Der hier stattfindende partonische Unterprozess ist folgender:

$$\gamma^* + g \rightarrow q + \bar{q} .$$

Das vom Myon emittierte virtuelle Photon streut indirekt - über ein Quark-Antiquark-Paar - an einem Gluon des Nukleons. Im Photon-Gluon-Schwerpunktsystem bewegen sich Quark- und Antiquark dann in entgegengesetzter Richtung auseinander. Aufgrund der

Struktur der starken Wechselwirkung (Confinement) fragmentieren die Quarks in Hadronen.

Im Laborsystem ist diese Streuung isotrop, es wird kein bestimmter Winkel bevorzugt. Im Gegensatz zum Prozess führender Ordnung treten hier auch große Winkel und damit große Transversalimpulse auf.

Erzeugung von offenem Charm (Open Charm)

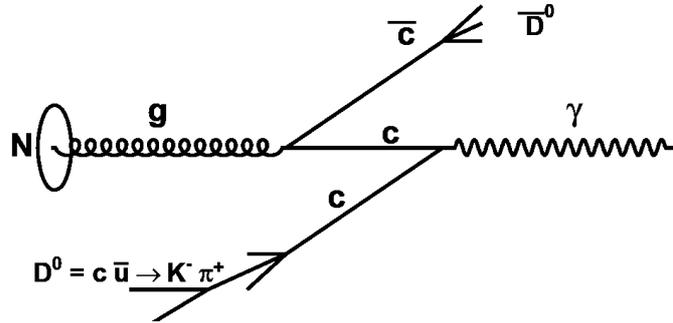


Abbildung 2.4: PGF-Ereignis, Produktion von “offenem Charm” [4].

In etwa 10 % der PGF-Ereignisse entstehen die schwereren Charm-Quarks. Diese fragmentieren in charm-haltige Hadronen (vor allem D^0 und \bar{D}^* und ihre ladungskonjugierten Partner), die wiederum in Kaonen und Pionen zerfallen.

Die Identifikation der Photon-Gluon-Fusions-Ereignisse geschieht in diesem Fall durch den Nachweis der dabei entstandenen charm-haltigen Endprodukte. Genauer wird das entstehende D^0 - bzw. D^* -Meson betrachtet, in welches das Charm-Quark mit 60%-iger Wahrscheinlichkeit fragmentiert [5]. Das D^0 -Meson selbst zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von 3,38% in die leichten π und K -Mesonen:

$$D^{0-} \rightarrow K^- \pi^+ \text{ und}$$

$$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \text{ (und ladungskonjugiert).}$$

Die K - und π -Mesonen können im COMPASS-Detektor verfolgt werden. Durch Einschränkung des Zerfallswinkels θ_K^* auf Werte zwischen 60° und 120° bezüglich der Flugrichtung des D -Mesons in seinem Ruhesystem, wie in Abbildung 2.5 dargestellt ($|\cos \Theta_K^*| \leq 0,5$), und ein Fenster um die D^0 -Masse von $40 \text{ MeV}/c^2$ Breite kann der Untergrund unterdrückt werden.

Der große Vorteil dieser Ereignisse ist, dass sie aufgrund der beteiligten Charm-Quarks eindeutig auf Photon-Gluon-Fusion zurückführbar sind. Der Nachteil ist allerdings, dass Ereignisse dieser Art nur relativ selten stattfinden, und deshalb allein aufgrund der niedrigen Ereignisraten nur wenige Daten auf diese Weise gewonnen werden können.

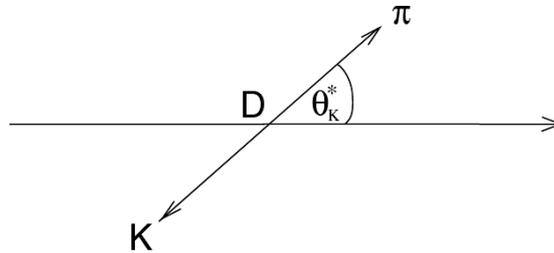


Abbildung 2.5: Gezeigt ist der D^0 -Zerfall im Schwerpunktsystem. Die beiden entstehenden Mesonen fliegen in entgegengesetzter Richtung davon. Der Winkel θ_K zwischen der D^0 -Bewegungsrichtung und dem entstehenden Kaon bestimmt den Transversalimpuls der beiden Mesonen.

Hadron-Paare mit großem Transversalimpuls (High p_T)

Handelt es sich bei den entstehenden Quarks um die leichten Up-, Down- oder Strange-Quarks, ist es möglich, diesen Prozess zumindest teilweise zu selektieren, und zwar aufgrund der Tatsache, dass die Winkelverteilung - im Gegensatz zu der bei dem Prozess führender Ordnung - isotrop ist, und damit Transversalimpulse über $0,7 \text{ GeV}/c$ auftreten können (siehe Abbildung 2.6). Dies ermöglicht es den Prozess führender Ordnung mit seiner nicht isotropen Winkelverteilung zu unterdrücken.

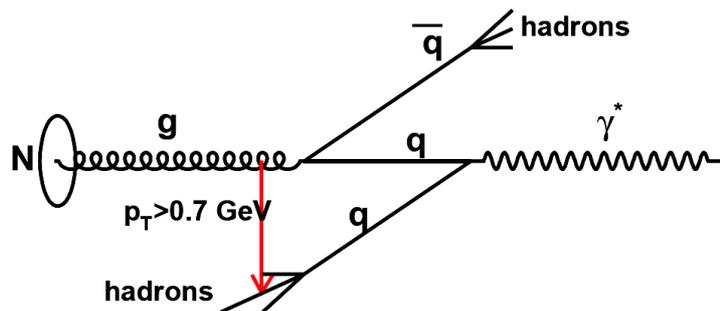


Abbildung 2.6: PGF-Ereignis - Hoher Transversalimpuls [4].

Der Vorteil dieser Ereignisse ist, dass sie relativ häufig vorkommen, allerdings gibt es auch eine hohe Untergrundrate, unter anderem durch die QCD-Comptonstreuung (siehe Abbildung 2.7).

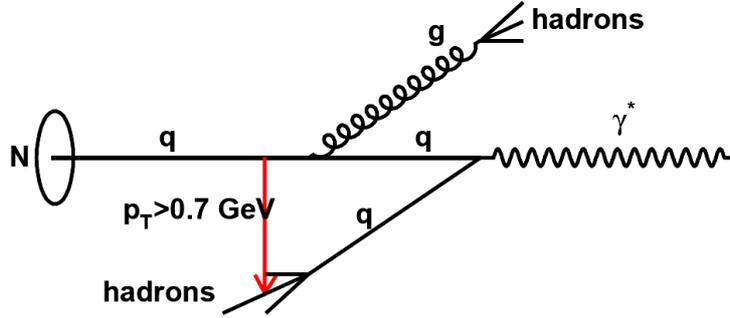


Abbildung 2.7: QCD-Comptonstreuung [4].

Compton-Prozess

$$\gamma^* + q \rightarrow q + g$$

Das Myon emittiert ein virtuelles Photon, dieses trifft auf eines der Quarks des Nukleons. Das Quark absorbiert das Photon und emittiert ein Gluon. Sowohl das gestreute Quark, als auch das emittierte Gluon, bzw. ihre Zerfallsprodukte, können einen hohen Transversalimpuls aufweisen.

Rekonstruktion der Gluonpolarisation ΔG

Bei der Photon-Gluon-Fusion entsteht ein Quark-Antiquark-Paar, entweder aus den leichten Up-, Down- und Strange- oder aus den schwereren Charm-Quarks. Diese Ereignisse werden genutzt, um Daten über die Gluonpolarisation $\Delta G/G$ zu erhalten. Dies geschieht indem man die Wirkungsquerschnitt-Asymmetrie A^{exp} der Spineinstellung (parallel bzw. antiparallel) zwischen Myon und Targetteilchen misst. Der prinzipielle Zusammenhang mit der Gluonpolarisation $\Delta G/G$ ist in der folgenden Gleichung dargestellt:

$$A^{exp} = \frac{N_{c\bar{c}}^{\uparrow\downarrow} - N_{c\bar{c}}^{\uparrow\uparrow}}{N_{c\bar{c}}^{\uparrow\downarrow} + N_{c\bar{c}}^{\uparrow\uparrow}} = P_S \cdot P_T \cdot f \cdot a_{LL} \cdot \frac{\sigma_{PGF}}{\sigma_{PGF} + \sigma_{bgd}} \cdot \frac{\Delta G}{G} + A^{bgd}.$$

Dabei ist P_S die Polarisation des Strahls, P_T die des Targets, f der Bruchteil der polarisierbaren Nukleonen im Targetmaterial und A^{bgd} die Asymmetrie der Untergrundereignisse. a_{LL} bezeichnet die Asymmetrie des partonischen Prozesses:

$$a_{LL} = \frac{\sigma_{\mu q \rightarrow q\bar{q}}^{\uparrow\downarrow} - \sigma_{\mu q \rightarrow q\bar{q}}^{\uparrow\uparrow}}{\sigma_{\mu q \rightarrow q\bar{q}}^{\uparrow\downarrow} + \sigma_{\mu q \rightarrow q\bar{q}}^{\uparrow\uparrow}}.$$

σ_{PGF} bzw. σ_{bgd} sind die Wirkungsquerschnitte für den jeweiligen PGF-Prozess und die dazugehörigen Untergrundereignisse.

$\frac{\sigma_{PGF}}{\sigma_{PGF} + \sigma_{bgd}}$ ist demnach das Verhältnis zwischen tatsächlichen PGF-Ereignissen und allen registrierten Ereignissen, gibt entsprechend an wie groß der tatsächliche Anteil des jeweiligen Prozesses ist. Eine grobe Abschätzung ergibt hierfür einen Wert von etwa 0,5 (für D^*) bzw. 0,1 (für D^0) für Open Charm Ereignisse (siehe Abbildung 2.8) [4].

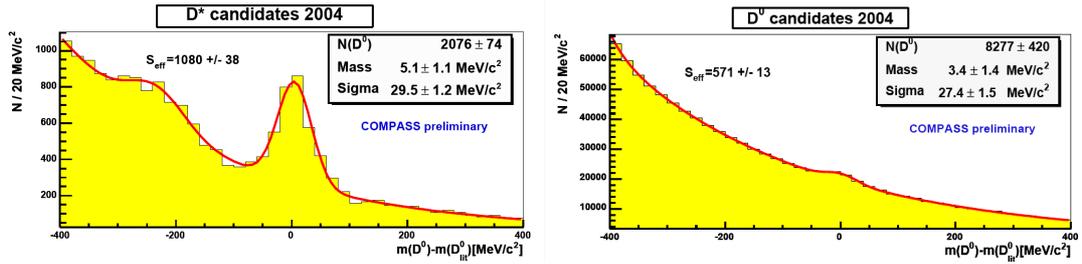


Abbildung 2.8: D^* (links) bzw. D^0 (rechts)-Kandidaten 2004. Schätzungsweise etwa 50% bzw. etwa 10% aller registrierten Ereignisse sind tatsächlich auf PGF-Prozesse zurückzuführen [4].

Monte-Carlo-Simulationen ergaben einen Wert von etwa 0,3 für High p_T Paare (siehe Abbildung 2.9) [6].

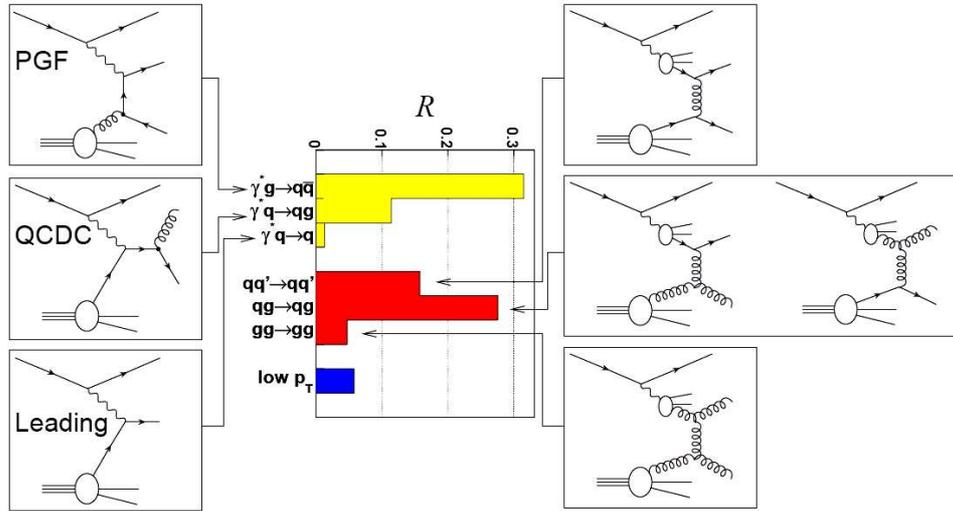


Abbildung 2.9: Ergebnisse von Monte-Carlo-Simulationen für die Anteile von High p_T -Prozessen (PGF), QCD-Compton-Prozessen (QCDC) und Prozessen führender Ordnung (Leading) an allen registrierten Ereignissen [6].

Genauerer zu den physikalischen Zielen des COMPASS-Experiments findet sich in [5].

Kapitel 3

Das COMPASS - Experiment

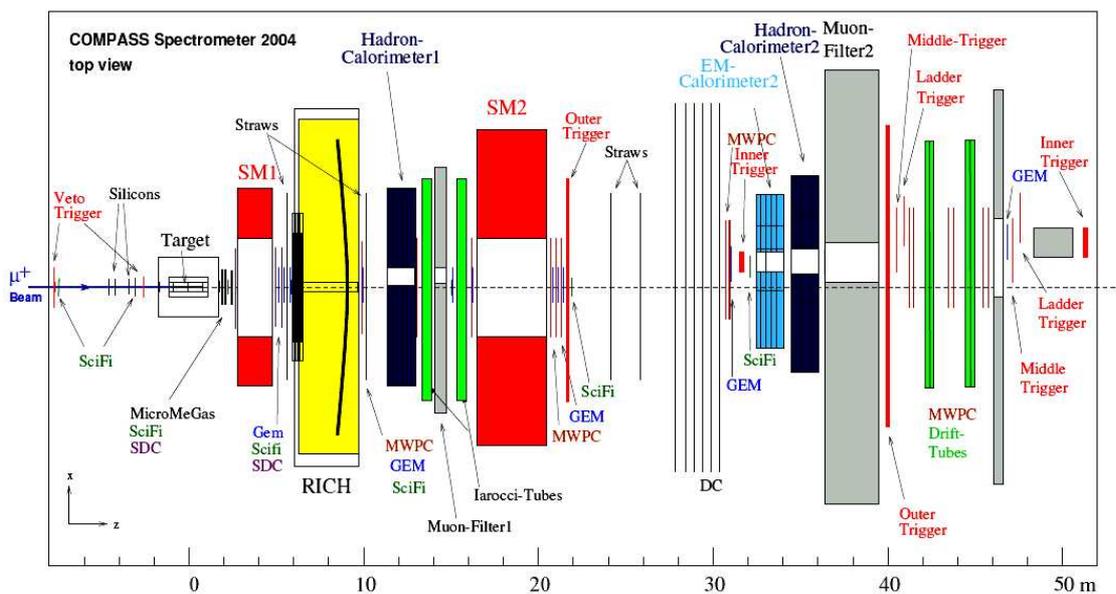


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Aufbaus des zweistufigen COMPASS-Spektrometers [7].

3.1 Der polarisierte Myonstrahl

Eine der Besonderheiten des Experiments ist der hochenergetische polarisierte Myonstrahl. Die Erzeugung und Eigenschaften des Strahls werden in den nächsten Abschnitten erläutert.

3.1.1 Die Erzeugung des Myonstrahls

Zur Erzeugung des Myonstrahls wird der Protonstrahl des Super-Proton-Synchrotrons (SPS) verwendet. Dort werden pro Zyklus 3×10^{13} Protonen auf eine Energie von bis zu 450 GeV beschleunigt. Die Dauer eines Beschleunigungszyklus beträgt 14,4 s. Die Beschleunigungsperiode wurde 2006 verlängert, um das CNGS¹ Experiment zu ermöglichen.

Die beschleunigten Protonen werden auf ein Berylliumtarget gelenkt, mit dessen Hilfe der Myonstrahl erzeugt wird. Dies geschieht folgendermaßen:

Kurz vor der Extraktion der Protonen werden die Beschleunigungsstrukturen des SPS abgeschaltet, wodurch sich die Protonen, die zuvor in Paketen (Bunches) beschleunigt wurden, über den gesamten Ring verteilen. Anschließend kann ein konstanter Protonenfluss über einen definierten Zeitraum auf das primäre Berylliumtarget T6 gelenkt werden. Die Dicke des Targets kann zwischen 40 und 500 mm variiert werden und bestimmt die Intensität des Myonstrahls. Die Extraktionsdauer - oder Dauer eines *Spills* - beträgt zur Zeit etwa 5 s. Die im primären Target erzeugten Hadronen (im Wesentlichen Pionen und Kaonen) werden impulsselektiert.

Auf der anschließenden 600 m langen Flugstrecke zerfallen etwa 10 % der Pionen in Myonen. Diese werden durch einen je nach gewählter Pionen-Energie bis zu 9,9 m langen Berylliumabsorber von den Hadronen getrennt, und dann wiederum impulsselektiert.

Der so produzierte Myonstrahl enthält - abhängig von der gewählten Myonenergie - etwa 2×10^8 Teilchen pro Spill. Die Hadronkontamination beträgt lediglich 10 ppm. Der Strahl wird über eine 800 m lange Strahlführung, die der weiteren Reinigung des Strahls von Hadronen dient, dem Experiment zugeführt.

3.1.2 Die Strahleigenschaften

Die Eigenschaften des Myonstrahls werden durch den oben beschriebenen Produktionsmechanismus bestimmt. Von besonderem Interesse für das Experiment sind vor allem die Polarisation und die Phasenraumeigenschaften des Strahls.

3.1.2.1 Die Polarisation

Durch die maximale Paritätsverletzung des schwachen Zerfalls der am Berylliumtarget entstandenen Pionen ist der resultierende Myonstrahl, bei geeigneter Wahl der Kinematik, auf natürliche Weise polarisiert. Abbildung 3.2 zeigt eine Skizze des Zerfalls des Pions (im Ruhesystem des Pions). Das Pion hat als pseudoskalares Meson den Drehimpuls Null. Außerdem entsteht in dem Zweikörperzerfall

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

¹CNGS: CERN Neutrinos to Gran Sasso

kein Bahndrehimpuls. Daraus folgt, dass die Spins der beiden auslaufenden Fermionen entgegengesetzt gerichtet sein müssen.

Da, ausgehend von masselosen Neutrinos², diese nur linkshändig auftreten können, und da für masselose Teilchen Linkshändigkeit gleich negativer Helizität³ ist, ist damit die Spinausrichtung des Myons bereits festgelegt.

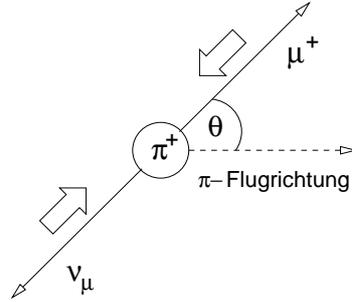


Abbildung 3.2: Der Zerfall des Pions in seinem Ruhesystem. Die Spinstellungen der beiden auslaufenden Teilchen sind durch die großen Pfeile gekennzeichnet und durch die Linkshändigkeit des Neutrinos bestimmt.

Die Abstrahlung des Myons im Ruhesystem des Pions erfolgt isotrop. Dies bedeutet, dass, im Bezug auf die Flugrichtung des Pions, das Myon eine transversale und eine longitudinale Impulskomponente hat.

$$p_{\mu\perp} = |p_{\mu}^{\vec{}}| \sin \theta \quad \text{sowie} \quad p_{\mu\parallel} = |p_{\mu}^{\vec{}}| \cos \theta$$

Nach der Transformation ins Laborsystem findet man unter Verwendung der Näherung $\gamma \approx \frac{p_{\pi}}{m_{\pi}}$ für den longitudinalen Myonimpuls

$$p_{\mu\parallel}^{lab} = \frac{p_{\pi}^{lab}}{2} ((1 - b) \cos \theta + (1 + b)) \quad \text{mit} \quad b = \left(\frac{m_{\mu}}{m_{\pi}}\right)^2 \approx 0,573$$

Der Myonimpuls im Laborsystem ist also abhängig vom Winkel θ . Umgekehrt lässt sich durch die Wahl eines bestimmten Mindestimpulses eine obere Grenze für diesen Winkel festlegen.

Die Strahlpolarisation P_{μ} wiederum ist mit demselben Winkel verknüpft [8]:

²masselose Neutrinos: Die Neutrinos wurden lange für masselose Teilchen gehalten, d.h. wie das Photon sollten sie keine Ruhemasse besitzen und deshalb immer mit Lichtgeschwindigkeit bewegen. Experimentell gibt es aber für die Neutrinomasse nur obere Grenzen. Aufgrund des gelungenen Nachweises von Neutrino-Oszillationen ist inzwischen bewiesen dass Neutrinos eine Masse besitzen.

³Helizität: Die Helizität ist die Projektion des (evtl. normierten) Spins auf die Impulsrichtung. Für masselose Teilchen, die sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, ist diese Projektion eindeutig, da in jedem Bezugssystem die Impulsrichtung eindeutig festgelegt ist. Bei massiven Teilchen mit $v < c$ kann man durch geeignete Wahl des Bezugssystems die Impulsrichtung umkehren. Somit können den Neutrinos, ebenso wie dem Photon, zwei Helizitätszustände zugeschrieben werden, nämlich +1 und -1. Man nennt Teilchen mit Helizität +1 (-1) rechtshändig (linkshändig).

$$P_\mu = -\frac{\cos^2\frac{\theta}{2} - b\sin^2\frac{\theta}{2}}{\cos^2\frac{\theta}{2} + b\sin^2\frac{\theta}{2}} \quad \text{mit} \quad \cos^2\frac{\theta}{2} = \frac{E_\mu/E_\pi - b}{1-b}.$$

Die letztendliche Strahlpolarisation kann also mithilfe der Pion- und Myonenergie gewählt werden.

Für die bei COMPASS typische Kombination von $p_\pi = 177 \text{ GeV}/c$ und $p_\mu = 160 \text{ GeV}/c$ wurde sie mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation zu:

$$P_\mu = -0,75 \pm 0,04$$

bestimmt. Die Messungen der SMC⁴-Kollaboration [9] [10] zeigten stets eine gute Übereinstimmung mit den berechneten Werten, so dass bei COMPASS auf eine Vermessung der Strahlpolarisation verzichtet wurde.

3.1.2.2 Das Strahlprofil

Die Phasenraumeigenschaften des Strahls haben weitreichende Auswirkungen auf den Aufbau des Spektrometers und auf die zu erwartenden Untergrundraten. Im Vergleich mit primären Teilchenstrahlen ist das Phasenraumvolumen des Myonstrahls sehr groß. Dies liegt zum einem am Produktionsmechanismus, und zum anderen am großen Durchdringungsvermögen der Myonen selbst, welches die Kollimation des Strahls erschwert.

Der Strahlkern des Myonstrahls ist annähernd gaußförmig, ist jedoch von einem starken Strahlhalo umgeben. Dieser Halo besteht aus Teilchen, die nicht den Weg durch die normale Strahloptik gegangen sind, sondern statt dessen durch die Strahlführungselemente verlaufen.

Mit Strahlhodoskopen wurde die 1σ -Breite des Myonstrahls in horizontaler Richtung zu 8,9 mm, in vertikaler Richtung zu 7,6 mm bestimmt. Die Strahldivergenz beträgt in beiden Projektionen 0,7 bzw. 0,9 mrad (siehe Abbildung 3.3).

Im Strahlprofil in der Abbildung 3.4 sind Strahlkern und -halo jeweils deutlich zu erkennen.

3.2 Das polarisierte Target

Für die Messung der Asymmetrie A^{exp} sind sowohl ein polarisierter Myonstrahl als auch ein polarisiertes Target, deren Polarisations-Ausrichtung zueinander veränderbar ist, notwendig. Da der Myonstrahl in seiner Polarisationsrichtung festgelegt ist, wird beim COMPASS-Experiment ein in seiner Polarisationsrichtung variables Target verwendet.

Das COMPASS-Targetsystem besteht aus drei Hauptkomponenten: Targetzelle, Solenoid, und Kryostat.

⁴SMC: Spin Myon Collaboration

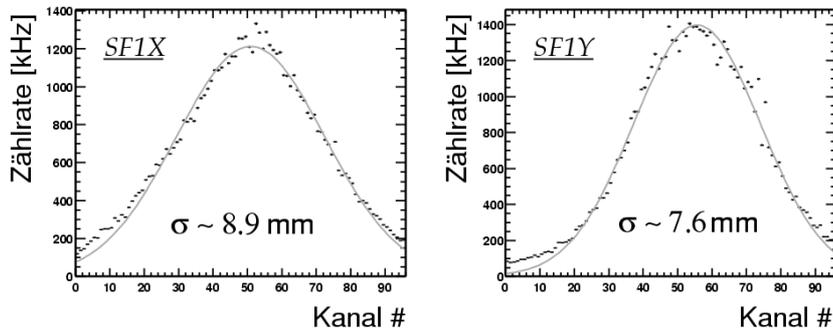


Abbildung 3.3: Das vom ersten Hodoskop aus szintillierenden Fasern aufgenommene horizontale (links) und vertikale (rechts) Strahlprofil. Die Breite eines Kanals beträgt 0,41 mm. Die gepunktete Linie zeigt eine an die Daten angepasste Gaußkurve [11].

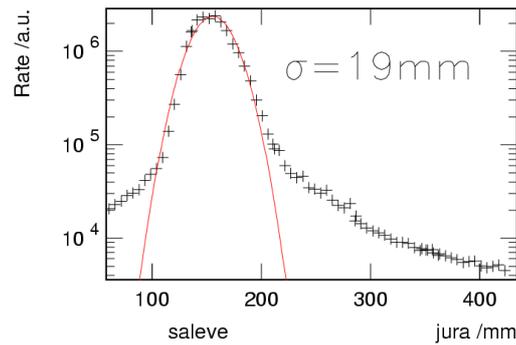


Abbildung 3.4: Ein mit dem Triggerhodoskop 31 m hinter dem Target aufgenommenes Strahlprofil in logarithmischer Darstellung. An den Kern des Strahls ist ein Gaußprofil angepasst worden [11].

Im Zentrum des Targetaufbaus befinden sich drei zylindrische Zellen, die das Targetmaterial, Lithium-Deuterid (${}^6\text{LiD}$), enthalten. Das massive Target hat gegenüber einem gasförmigen den Vorteil, dass höhere Luminositäten erreicht werden können. Die drei separierten Zellen werden jeweils entgegengesetzt polarisiert, um eine gleichzeitige Messung beider Spineinstellungen zu erlauben. Zusammen mit einer regelmäßigen Polarisationsumkehr erlaubt dies eine Herabsetzung des systematischen Messfehlers.

Die Targetzellen befinden sich in einem homogenen, longitudinalen Magnetfeld, welches von einem supraleitenden Solenoiden erzeugt wird. Der komplette Aufbau befindet sich in einem Kryostaten, mit dem das Targetmaterial auf bis zu 50 mK abgekühlt werden kann. Die tiefen Temperaturen, zusammen mit einem starken Solenoidfeld (2,5 T), sind

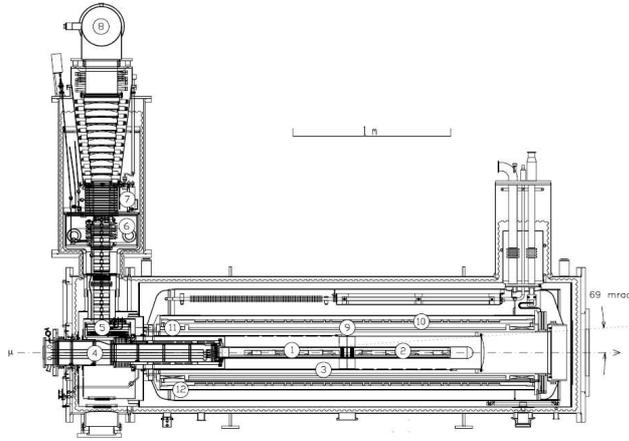


Abbildung 3.5: Querschnitt des Targetaufbaus. Dieser wurde vom SMC-Experiment übernommen, und wurde zur Strahlzeit 2006 durch ein dreizelliges Target mit einem größeren Öffnungswinkel ersetzt [7].

notwendige Voraussetzungen für eine Polarisation des Targets, wie auch für die möglichst lange Erhaltung dieser Polarisation.

Die Polarisation selbst wird durch dynamische Kernpolarisation erreicht. Das Prinzip ist folgendes:

Bei einer Temperatur von 50 mK und einem Magnetfeld der Stärke 2,5 T sind die Elektronen des Targetmaterials zu beinahe 100% polarisiert, wohingegen die Protonen es nur zu etwa 0,5% sind. Bei Mikrowelleneinstrahlung geeigneter Frequenz ist es möglich, die Polarisation der Elektronen auf die Protonen zu übertragen. Sind die Protonenspins ausgerichtet, hält man die Temperatur weiterhin auf 50 mK, um die Polarisation möglichst lange zu erhalten. Durch ein Solenoid- und ein Dipol-Magnetfeld kann die Ausrichtung longitudinal oder transversal zu der der Myonen erfolgen.

Die Polarisation wird mit NMR⁵-Spulen gemessen und kontrolliert. Um eine unterschiedliche Akzeptanz und Materialbelegung der Zellen auszugleichen, wird die Richtung des Targetmagnetfeldes und damit auch die Polarisierungsrichtung alle 24 Stunden um 180° gedreht.

Für die Strahlzeit 2006 wurde ein neues Target gebaut. Zum einen wurden statt wie zuvor zwei Targetzellen drei verwendet, darüber hinaus wurde ein neuer Solenoid mit einem größeren Öffnungswinkel, und damit einer größeren Akzeptanz des Spektrometers für Hadronen, verwendet (siehe Abbildung 3.6).

⁵NMR: Kernspinresonanz von engl. *nuclear magnetic resonance* = kernmagnetische Resonanz

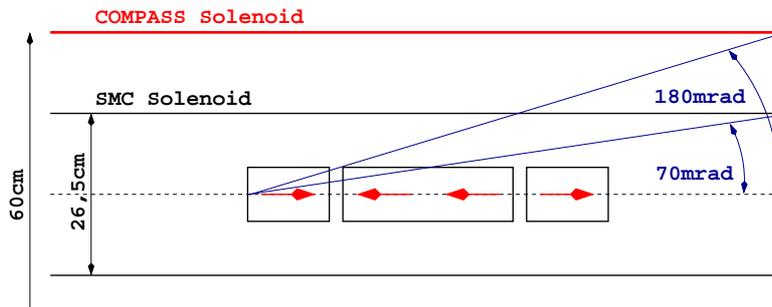


Abbildung 3.6: Das neue COMPASS-Target besitzt einen größeren Öffnungswinkel, außerdem wurden statt zwei drei Targetzellen verwendet. Die Pfeile geben die relative Ausrichtung der Spins in den Targetzellen an.

3.3 Die Spurdetektoren

Im COMPASS-Experiment kommen eine Reihe von sogenannten Spurdetektoren zum Einsatz. Diese lassen sich grob unterteilen in Kleinwinkeldetektoren und Großwinkeldetektoren. Kleinwinkeldetektoren befinden sich nahe am Strahl, Großwinkeldetektoren werden weiter entfernt von Myonstrahl aufgebaut; sie decken eine vergleichsweise große Fläche ab.

Diese beiden Gruppen bestehen wiederum aus einer Vielzahl unterschiedlicher Detektorsysteme. Die verschiedenen Detektortypen, ihre spezifischen Eigenschaften und ihre typische Ratenbelastung sind in Tabelle 3.1 aufgelistet.

3.3.1 Die Szintillierenden Faserhodoskope

Für die Bestimmung von Teilchenspuren im Primärstrahl werden Hodoskope aus szintillierenden Fasern verwendet [12, 13]. Bei COMPASS gibt es acht solcher Hodoskopstationen. Diese bestehen aus jeweils zwei (x, y) oder drei (x, y, u)⁶ Ebenen von szintillierenden Fasern. Die einzelnen Ebenen wiederum bestehen aus mehreren nebeneinander aufgereihten Fasern (siehe Abbildung 3.7). Die von ihnen abgedeckte Fläche reicht von $40\text{ mm} \times 40\text{ mm}$ vor dem Target bis zu $123\text{ mm} \times 123\text{ mm}$ für die Hodoskope weiter strahlaufwärts. Die Auslese erfolgt über Lichtleiter-Fasern und Multi-Anoden-Photomultiplier. Der Durchmesser der Fasern variiert, bei den Hodoskopen direkt am Target beträgt er etwa $0,5\text{ mm}$, bei den weiter entfernten 1 mm . Etwa 90% des Strahls können mit Hilfe dieser Detektoren erfasst werden.

3.3.2 Die Mikrostreifengasdetektoren

Die Funktionsweise der Mikrostreifengasdetektoren ist ähnlich der von Vieldrahtproportionalzählkammern. Die Signale werden durch die primäre Ionisation eines Zählgases erzeugt und

⁶u: Diese Ebene ist, je nach Hodoskop, etwa 10° bis 30° gegen die x -Ebene geneigt

Kleinwinkel-Spurdetektoren				
	SciFis	Si-Detektor	Mikromegas	GEM
Aktive Fläche	5 cm × 5 cm	5 cm × 7 cm	40 cm × 40 cm	31 cm × 31 cm
Tote Zone	keine	keine	∅ 5 cm	∅ 5 cm
Zellgröße	0,41 - 0,88 mm	50 μm	400 μm	400 μm
Integrierte Rate	40 MHz	40 MHz	10 MHz	10 MHz
Max. Rate pro Zelle	1,5 MHz	200 kHz	100 kHz	150 kHz
Ortsauflösung	bis 120 μm	15 μm	≥ 70 μm	60 μm

Großwinkelwink-Spurdetektoren			
	MWPC	Driftkammer	STRAWs
Aktive Fläche	1,52 m × 1,2 m	1,2 m × 1,2 m	3,2 m × 2,4 m
Tote Zone	∅ 12 - 20 cm	∅ 30 cm	30 cm × 30 cm
Zellgröße	2 mm	7 mm	6 - 10 mm
Integrierte Rate	25 MHz	10 MHz	10 MHz
Max. Rate pro Zelle	150 kHz	300 kHz	300 kHz
Ortsauflösung	665 μm	175 μm	250 μm

Tabelle 3.1: Zusammenstellung der technischen Eigenschaften der Spurdetektoren [11].

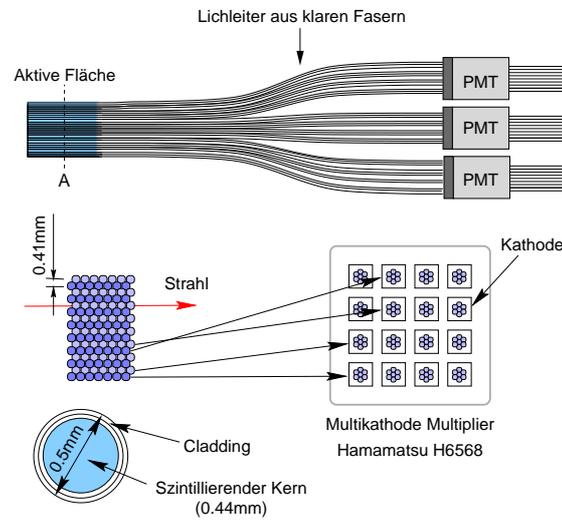


Abbildung 3.7: Hodoskop aus szintillierenden Fasern, schematische Darstellung. Um die erforderliche Lichtausbeute zu erreichen, werden die Signale von sieben hintereinander angeordneten Fasern auf einer Kathode vereint [11].

anschließend durch Lawinenbildung verstärkt. Mikrostreifengasdetektoren können jedoch einer im Vergleich zu Vieldrahtproportionalkammern höheren Teilchenrate standhalten.

Bei COMPASS wurden zwei konkurrierende Detektordesigns zum ersten Mal in einem Experiment eingesetzt.

3.3.2.1 Die Mikrogitterdetektoren (Mikromegas)

Der Teilchenfluss durch eine Proportionalkammer wird limitiert durch die Raumladung; diese wird durch die entstehenden und nur langsam abdriftenden Ionen erzeugt.

Bei dem in Saclay entwickelten [14] Mikromegadesign wird dieses Problem durch eine Separation des Konversionsvolumens (in dem die Primärionisation stattfindet) und des Verstärkungsvolumens (in dem das Signal durch Lawinenbildung verstärkt wird) umgangen. Diese Trennung wird mit Hilfe eines Mikrogitters erreicht (siehe Abbildung 3.8).

Die in dem $100\ \mu\text{m}$ dicken Verstärkungsbereich erzeugten Ionen werden zu einem großen Teil am Mikrogitter neutralisiert. Dadurch wird die Rekombinationszeit deutlich herabgesetzt.

Ebenfalls im Unterschied zu Vieldrahtproportionalkammern erfolgt die Detektion des Signals über auf einen Isolator aufgebrachte Leiterbahnen. Im Vergleich zu den Drähten einer Proportionalkammer lassen sich diese in einem kleineren Abstand aufbringen, was zusätzlich eine verbesserte Ortsauflösung erlaubt.

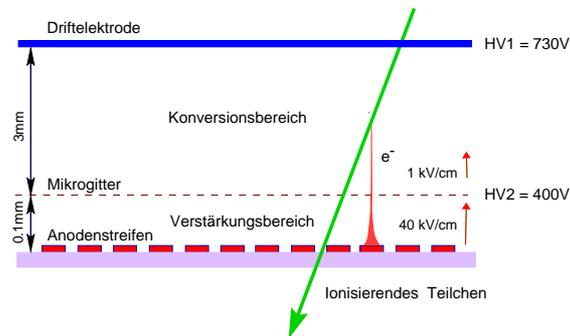


Abbildung 3.8: Schematischer Querschnitt durch einen Mikrogriddetektor. Das einlaufende Teilchen erzeugt im Konversionsbereich Elektron-Ion-Paare, die im (moderaten) Driftfeld getrennt werden. Die Elektronen erreichen und passieren das Mikrogrid. Im $100\ \mu\text{m}$ dicken Verstärkungsbereich bildet sich aufgrund des großen Feldgradienten eine Ladungslawine aus [7].

Im COMPASS-Experiment sammeln die Mikrogriddetektoren die nötigen Informationen für die Spurrekonstruktion vor dem ersten Spektrometernagnet.

3.3.2.2 Die Gaselektronenvervielfacher (GEM)

Ein anderes Konzept für Gasdetektoren, die hohen Teilchenflüssen standhalten, wurde am CERN mit den GEM-Detektoren entwickelt [15].

Für diese Detektoren verwendet man dünne Kaptonfolien (Dicke $50\ \mu\text{m}$), die auf beiden Seiten mit Kupfer beschichtet werden. In diese Folien werden $70\ \mu\text{m}$ große Löcher in einem Abstand von $100\ \mu\text{m}$ geätzt. Mit einer Spannungsdifferenz von typischerweise $200\ \text{V}$ zwischen den beiden Seiten einer Folie lässt sich eine Gasverstärkung von einem Faktor 20 erreichen. Dieser Faktor lässt sich durch die Verwendung von höheren Spannungen noch vergrößern, allerdings steigt damit auch die Wahrscheinlichkeit für ungewollte Gasentladungen. Die beim COMPASS-Experiment verwendeten GEM-Detektoren besitzen drei Verstärkungsstufen. Sie haben eine geringe Gasentladungsrate und liefern eine ausreichende Verstärkung. Der Aufbau und das Funktionsprinzip eines solchen dreifach GEMs ist in Abbildung 3.9 dargestellt.

3.4 Der ringabbildende Cherenkov-Zähler (RICH)

Zur D -Erkennung muss der Detektor in der Lage sein, K -Mesonen zu identifizieren. Während man durch ihre Signale in den verschiedenen Kalorimetertypen elektromagnetische Teilchen wie Elektronen von Hadronen trennen kann, ist es nicht möglich, auf diese Weise die verschiedenen Hadronenarten gleicher Ladung zu unterscheiden. Dies ist jedoch

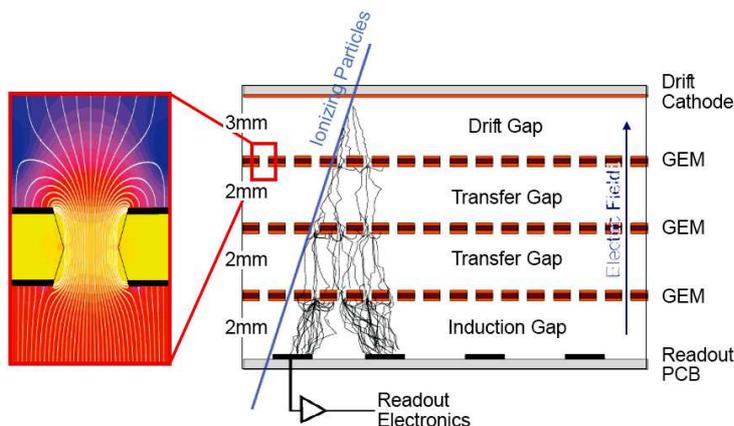


Abbildung 3.9: Querschnitt durch einen Dreifach-GEM. Das einfallende Teilchen erzeugt im Driftbereich Elektron-Ion-Paare, die vom elektrischen Feld getrennt werden. In den Löchern der GEM-Folie besteht ein ausreichend großer Feldgradient, um Gasverstärkung zu erzeugen [7].

durch eine Geschwindigkeitsmessung möglich. Bei kinetischen Energien von mehreren GeV, wie sie im COMPASS-Experiment auftreten, sind für solche Messungen Cherenkov-Zähler am besten geeignet.

Fliegt ein geladenes Teilchen mit einer Geschwindigkeit durch Materie, die größer ist als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Stoff, so sendet es in Analogie zur Entstehung eines Machschen Kegels eine kegelförmige Lichtwelle aus. [16]. Der Winkel zwischen der Teilchenbahn und den ausgesandten Photonen beträgt

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n}.$$

Wie aus der Formel zu erkennen, hängt dieser Winkel von der Teilchengeschwindigkeit β sowie vom Brechungsindex n des Materials ab.

Die Funktionsweise eines ringabbildenden Cherenkov-Zählers ist folgende: Mittels einer sphärischen Spiegelwand werden alle Photonen, die unter einem bestimmten Winkel emittiert werden, auf einen Kreisring in der Detektorebene abgebildet. Aus dem gemessenen Radius dieses Ringes lässt sich auf den Cherenkovwinkel und damit auf die relative Teilchengeschwindigkeit β schließen.

In Abbildung 3.10 ist der RICH-Detektor dargestellt [17, 18] der im COMPASS-Spektrometer verwendet wird. Der 3 m lange Radiator ist mit C_4F_{10} -Gas gefüllt. Der Brechungsindex n dieses Gases beträgt 1,00153. Die jeweilige Schwellenenergie für die Ausstrahlung von Cherenkovlicht liegt für Pionen bei 2,5 GeV, für Kaonen bei 8,9 GeV und für Protonen bei 17 GeV.

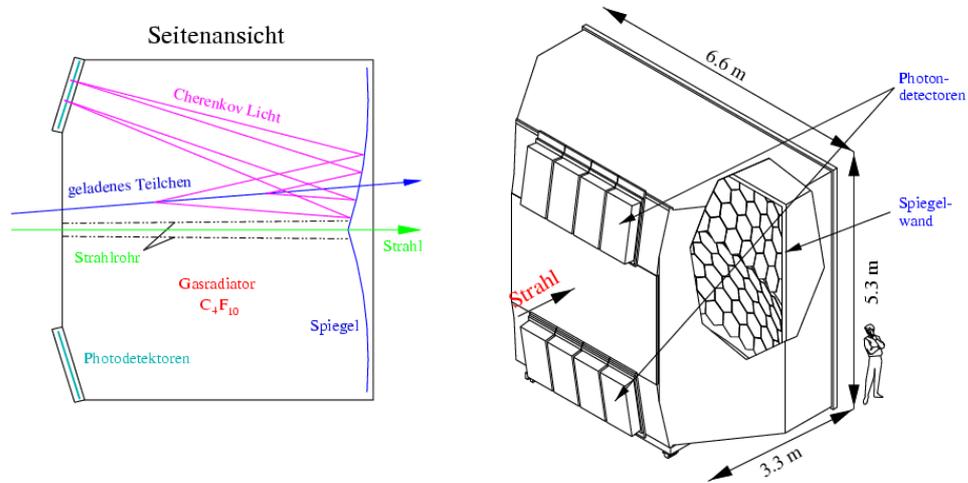


Abbildung 3.10: Seitenansicht und räumliche Darstellung des RICH [7].

Die Reflektorwand ist zweigeteilt. Sie besteht aus zwei Spiegelsphärenausschnitten mit Brennpunkten, die jeweils unterhalb bzw. oberhalb der Strahlebene liegen.

Nachdem an einer Cäsium-Jod-Schicht die Photonen in Elektronen konvertiert wurden, wird das Cherenkovlicht dann mit Hilfe von Vieldrahtkammern nachgewiesen. Dies ermöglicht - bei vertretbaren Kosten - eine höhere Granularität als die Auslese über Photomultiplier. (Für die Strahlperiode 2006 wurden jedoch zum ersten Mal auch Photomultiplier für den inneren Bereich des Detektors verwendet.) Die RICH-Auslese besteht aus 80.000 Kanälen, die Pixelgröße beträgt $8 \times 8 \text{ mm}^2$.

Dieser Aufbau ermöglicht die Trennung der drei hauptsächlich vorkommenden Hadronenarten (Pionen, Kaonen, Protonen) in einem Energiebereich zwischen 3 und 55 GeV. Abbildung 3.11 zeigt eine Darstellung von RICH-Ringen eines Ereignisses.

3.5 Die Elektromagnetischen Kalorimeter

Das COMPASS-Experiment besitzt zwei elektromagnetische Kalorimeter, je eines pro Stufe, ECAL1 und ECAL2. Das ECAL1 wurde erst für die Strahlzeit 2006 installiert.

Das ECAL2 besteht aus 2972 (in einer Matrix von 64×48) Bleiglas-Modulen mit Abmessungen von jeweils $38 \times 38 \times 450 \text{ mm}^3$. Dies entspricht 16 Strahlungslängen [7]. Ein hochenergetisches Photon (oder Elektron) verursacht einen elektromagnetischen Schauer im Bleiglas. Die im Schauer entstandenen Elektronen und Positronen emittieren Cherenkov-Licht auf ihrem Weg durch das Bleiglas. Die Menge des Cherenkov-Lichts ist proportional

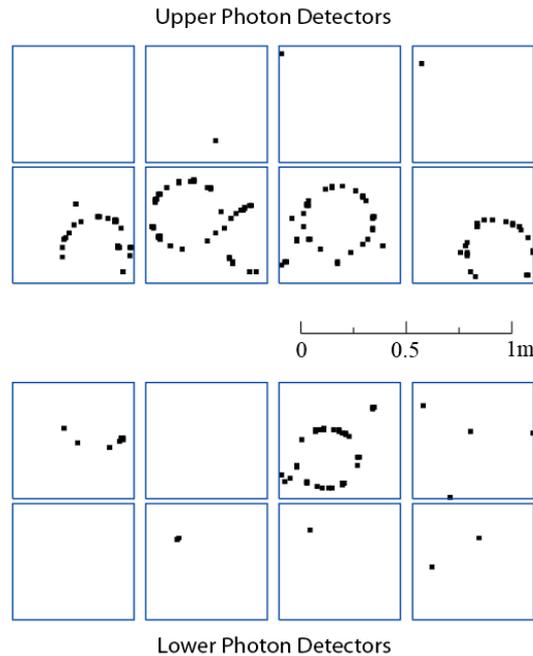


Abbildung 3.11: RICH-Daten eines Ereignisses [7].

zur im Zähler deponierten Energie. Jeder Bleiglas-Block wird an einem Ende über einen Photomultiplier ausgelesen.

Die Module sind in einem beweglichen Rahmen installiert. Dieser kann - zu Kalibrations- und Wartungszwecken - sowohl horizontal als auch vertikal um jeweils etwa 2,5 m verschoben werden. Darüber hinaus kann die ECAL2-Plattform auf Schienen entlang der Strahlachse verschoben werden. Eine Öffnung von 10×10 Modulen im Zentrum erlaubt den Durchtritt des Strahls.

Für das ECAL2 werden zwei verschiedene Arten von Bleiglas verwendet, TF1 und TF101 (strahlungsgehärtet durch den Zusatz von 0,2% Cer). Die strahlungsgehärteten Module sind um die Strahlöffnung im Zentrum des Kalorimeters angeordnet. In Abbildung 3.12 ist eines der Bleiglas-Module schematisch dargestellt.

3.6 Die Hadronkalorimeter

Das COMPASS-Spektrometer besitzt zwei Hadronkalorimeter (HCAL1 und HCAL2), eines in jeder Stufe. Beide sind Eisen-Szintillator-Sandwich-Kalorimeter [19]; sie sind aus mehreren Schichten aufgebaut, die wiederum aus jeweils einer Eisenplatte und einer Plastikszintillatorplatte bestehen. In den Eisenplatten entsteht durch die einfallenden Teilchen

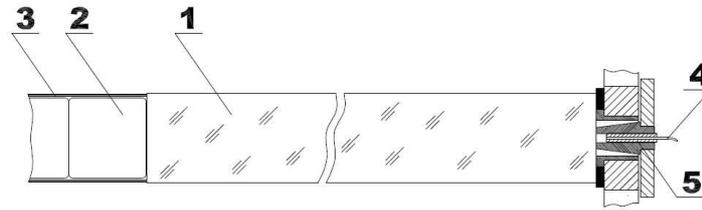


Abbildung 3.12: Schematischer Aufbau eines ECAL2-Zählers: 1) Bleiglas-Block, 2) Photomultiplier, 3) μ -Metall, 4) Quarz-Faser zum Verteilen des Lichtpulses für das Überwachungssystem, 5) Lichtleiteranschluss [7].

ein Hadronschauer, der in den Szintillatoren registriert wird. Die Summe der Lichtsignale aller Szintillatoren ist ein Maß für die im Kalorimeter deponierte Energie. In Abbildung 3.13 ist der Aufbau eines solchen Kalorimetermoduls zu sehen.

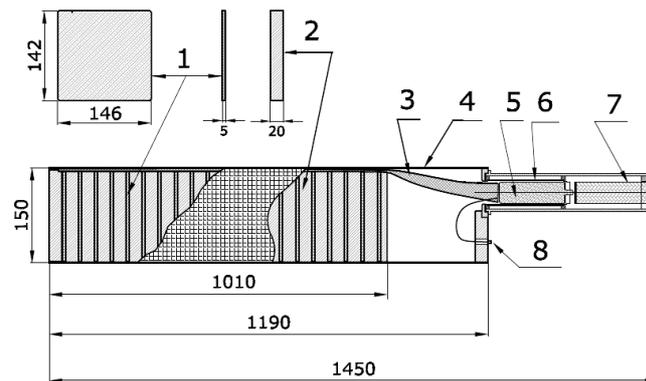


Abbildung 3.13: Schematischer Aufbau eines Kalorimeter-Moduls des HCAL1: 1) Szintillator, 2) Eisenplatten, 3) Lichtleiter, 4) Gehäuse, 5) Photomultiplier, 6) Magnetabschirmung des Photomultipliers, 8) Optische Verbindung für LED-Kontrolle. Alle Abmessungen sind in mm angegeben [7].

Das Auslesen der Szintillatorplatten erfolgt mittels Platten oder Fasern aus Wellenlängenschiebermaterial. Dieses absorbiert das - im Wesentlichen - im Blauen emittierte Szintillationslicht und re-emittiert grünes Licht.

Der grundsätzliche Aufbau ist gleich, jedoch unterscheiden sich die beiden Kalorimeter HCAL1 und HCAL2 in der Größe und Anzahl der Module, sowie der Dicke der verwendeten Szintillator- und Eisenplatten. Abbildungen 3.14 und 3.15 zeigen die Frontflächen der beiden Kalorimeter. Eine Zusammenfassung ihrer technischen Daten findet sich in Tabelle 3.2.

Kalorimeter werden üblicherweise verwendet, um elektromagnetische und stark wechsel-

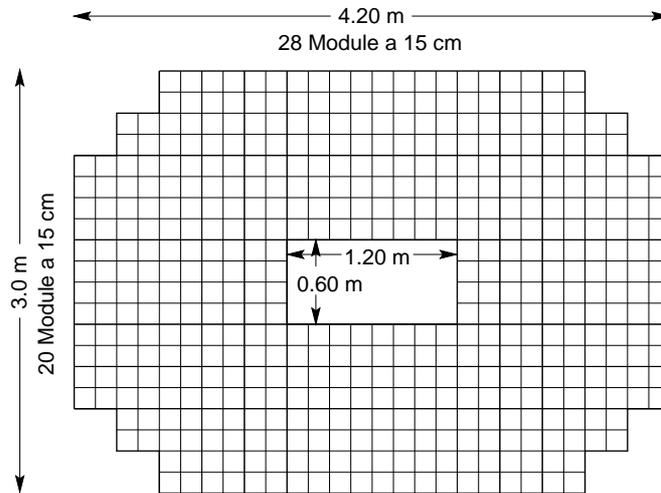


Abbildung 3.14: Frontansicht des HCAL1 [11].

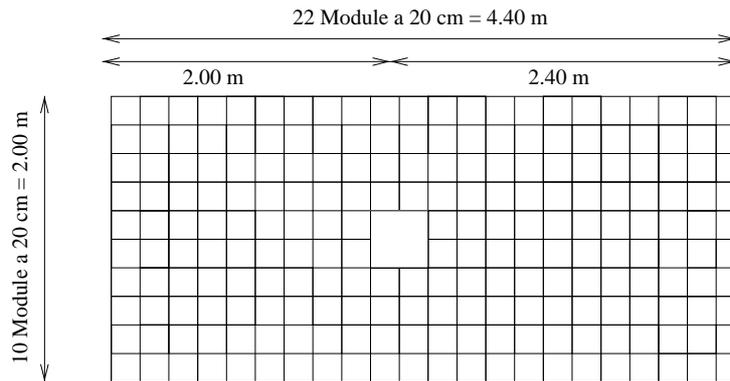


Abbildung 3.15: Frontansicht des HCAL2 [11].

wirkende Teilchen zu separieren und ihre Energie zu messen. Bei der Messung der polarisierten Gluonverteilung spielen sie jedoch noch eine weitere Rolle. Aufgrund ihres schnellen Antwortverhaltens und guten Zeitaufösungsvermögens ist es möglich, aufgearbeitete Kalorimetersignale auch im Trigger zu verwenden. Eine genauere Beschreibung des Einsatzes der Kalorimeter für das Triggersignal findet sich im Abschnitt 4.1.2.

	HCAL1	HCAL2
Modulgröße	15 cm × 15 cm	20 cm × 20 cm
Modulanzahl	480	216
Kalorimetergröße	429 cm × 306 cm	440 cm × 200 cm
Schichten pro Modul	40	36
Dicke Fe/Szintillator	20 mm/5 mm	25 mm/3 mm
Strahlungslänge	46 X_0	51 X_0
Wechselwirkungslänge	4,8 λ_i	5,4 λ_i
max. Hadronenergie	80 GeV	230 GeV
Auslese	WLS-Platten	WLS-Fasern
Energieauflösung	$\frac{60\%}{\sqrt{E[GeV]}} + 7,6\%$	$\frac{65\%}{\sqrt{E[GeV]}} + 5\%$

Tabelle 3.2: Zusammenfassung einiger technischer Merkmale der beiden Hadronkalorimeter [28], [19]. Maximale Hadronenergie bedeutet in diesem Fall die Energieschwelle oberhalb der die 95% Schauerlänge größer ist als die Kalorimeterlänge. In der Hadronkalometrie gibt man häufig als die Länge eines Schauers die Strecke an, in der 95% der Hadronenergie deponiert werden [16].

Kapitel 4

Das COMPASS - Triggersystem

Der Trigger löst das Auslesen der Detektoren aus, wenn ein Ereignis eine bestimmte logische Bedingung - die Triggerbedingung - erfüllt. Die Ereignisse werden also in Klassen eingeteilt und die für das Experiment uninteressanten Ereignisse verworfen.

Dies ist nötig, da die Datenaquisition (DAQ) eine endliche Datenverarbeitungskapazität hat. Diese und die Totzeit der DAQ nach erfolgtem Auslesen limitieren die Anzahl der pro Zeiteinheit erlaubten Trigger, ebenso wie die maximale Bandbreite der Datenübertragung zum CERN Central Data Storage in Meyrin und die hohen Kosten für die Speicherung der Daten.

Die Verarbeitungskapazität der COMPASS-DAQ beträgt aktuell etwa 50.000 bis 100.000 Trigger pro Spill. Diese maximale Rate wird weiter reduziert durch die Bandbreite der Datenübertragung (Ethernet-Leitung mit begrenzter Bandbreite: maximal 40 MByte/s) zum CERN Central Data Storage. Diese hat zur Folge dass die letztendliche maximale Triggerrate 70.000 Trigger pro Spill beträgt.

Da bis zur Triggerentscheidung die Daten aller Detektoren gespeichert werden müssen, muss diese Entscheidung so schnell wie möglich erfolgen. Damit bestimmt also die Größe der vorhandenen Datenspeicher die maximale Triggerverzögerung. Im COMPASS-Experiment ist die maximale Dauer der Triggerentscheidung auf 600 ns limitiert. Der Grund hierfür sind die lediglich durch Verzögerungskabel gepufferten ADCs der Kalorimeter. So schnelle Entscheidungen können nur von einer Koinzidenzlogik, die die elektrischen Pulse der Detektoren mit kurzer Antwortzeit verarbeitet, erreicht werden. Im Triggersystem des COMPASS-Experiments werden daher Szintillationsdetektoren im Zusammenspiel mit einer maßgeschneiderten Koinzidenzlogik verwendet.

Das COMPASS Triggersystem wählt zwei Klassen von Streuereignissen aus: inklusive tiefinelastische Streuereignisse und Photon-Gluon-Fusionsereignisse.

Die Auswahl erfolgt aufgrund der in den Kalorimetern deponierten Energie zum einen und der kinematischen Eigenschaften des gestreuten Myons zum anderen.

1. Kleine Impulsüberträge Q^2 - Photon-Gluon-Fusions-Ereignisse Der Fluss für virtuelle Photonen und der Wirkungsquerschnitt für kleine Q^2 und endlichen Energieverlust ν steigen mit $1/Q^2$ an. Daraus folgt, dass diese Ereignisklasse von Reaktionen dominiert wird, in denen ein quasi-reelles Photon ausgetauscht wird. Kleine Viererimpulsüberträge entsprechen kleinen Myonstreuwinkeln. Der für die ΔG -Messung wichtige Bereich von Myonstreuwinkeln liegt unterhalb von 10 mrad.

Gleichzeitig sind für die Messung der Gluonpolarisation jene Ereignisse von Interesse, bei denen die Photonpolarisation groß ist. Diese jedoch verschwindet für kleine Energieüberträge y . Daraus folgt, dass hier nur Ereignisse mit einem bestimmten Mindestenergieübertrag $y \geq 0,2$ verlangt.

Für die Messung von Wirkungsquerschnitt-Asymmetrien von Spineinstellungen, und damit für die mögliche Anreicherung von PGF-Ereignissen, ist also eine Messung des Energieverlusts der gestreuten Myon notwendig. Diese erfolgt mit Hilfe von zwei Szintillatorwänden.

Da bei PGF-Ereignissen auch Hadronen entstehen, ist es möglich, Untergrundereignisse (wie z.B. Bremsstrahlung, elastische Myon-Elektron-Streuung oder auch Halo-Myonen), die Myonen mit einem ähnlichen Energiedefizit produzieren bzw. vortäuschen, durch den zusätzlichen Nachweis eines der entstandenen Hadronen im Kalorimeter zu unterdrücken.

2. Große Impulsüberträge Q^2 - Inklusive tiefinelastische Streuereignisse (DIS)

Die Störungsrechnung der Quantenchromodynamik (QCD) kann die Interpretation eines DIS-Ereignisses nur bei ausreichend großen Viererimpulsüberträgen gewährleisten. Für das Studium dieser Reaktionen sind entsprechend nur Ereignisse mit $Q^2 \geq 0,5 \text{ GeV}^2/c^2$ interessant. Da der maximale Viererimpulsübertrag durch die Öffnung des zweiten Spektrometermagneten auf $Q^2 \approx 60 \text{ GeV}^2/c^2$ begrenzt ist, können Ereignisse mit höheren Impulsüberträgen nur von Detektoren, die vor dem zweiten diesem positioniert sind, erfasst werden.

Die benötigte Triggerakzeptanz wird über vier verschiedene Hodoskopsysteme realisiert. Jedes dieser vier Systeme hat eine Granularität, die der notwendigen Auflösung und der erwarteten Ratenbelastung entspricht. Eine Reihe von Vetodetektoren zur Unterdrückung des Halos vervollständigt den Triggeraufbau. Abbildung 4.1 zeigt die Positionen der verschiedenen Triggerkomponenten im Experiment.

Entsprechend den oben genannten Ereignisklassen zerfällt der Trigger in zwei Teilsysteme:

- Der sogenannte ΔG -Trigger, der Photon-Gluon-Fusionsereignisse anreichern soll und dazu auf Prozesse mit quasi-reellen Photonen ($Q^2 \approx 0$) triggert.
- Der Trigger für große Q^2 ($Q^2 \geq 0,5 \text{ GeV}^2/c^2$ (für tiefinelastische Streuereignisse, "DIS Trigger") der Ereignisse mit einem Mindestimpulsübertrag von $Q^2 \geq 0,5 \text{ GeV}^2/c^2$ auswählt.

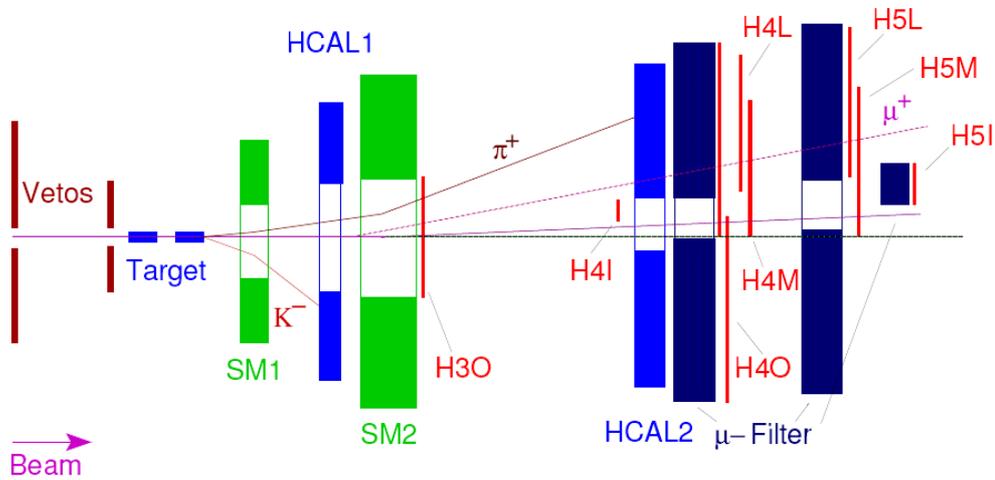


Abbildung 4.1: Darstellung des Triggeraufbaus des COMPASS-Experiments. Die grün eingezeichneten Rechtecke stellen die beiden Spektrometermagnete SM1 und SM2 dar. Die Hodoskope werden im Abschnitt 4.4 näher erklärt [7].

4.1 Der Trigger für Photon-Gluon-Fusions-Ereignisse

Für die Selektion von Photon-Gluon-Fusions-Ereignissen, die einen Zugang zur Messung der Gluonpolarisation ermöglichen, sind zwei Signale von Bedeutung:

- Das gestreute Myon

Für die ΔG Messungen sind Ereignisse mit einem kleinen Myonstreuwinkel und einem großen Energieübertrag y interessant.

- Hadronen

Zusätzlich zu den gestreuten Myonen werden zur Selektion der Photon-Gluon-Ereignisse auch die erzeugten Hadronen benötigt. Im Fall einer offenen Charm-Produktion muss zumindest eines der beiden Mesonen aus einem D^0 -Zerfall rekonstruiert werden. Die zweite Nachweismethode verlangt die Detektion der beiden führenden Hadronen mit großen transversalen Impulskomponenten.

Damit eine möglichst hohe Triggerreinheit erreicht wird, müssen beide dieser Signaturen berücksichtigt werden. Dementsprechend zerfällt der Trigger für PGF-Ereignisse in zwei Teilsysteme.

	Dicke	X_0	λ_l
Bleiwand	10 cm	17,8	0,6
ECAL2 (Bleiglas)	9 cm	16	0,5
HCAL2 (Eisen)	90 cm	51,1	5,4
Betonwand	160 cm	15,0	4,0
Gesamt	269 cm	99,9	10,5

Tabelle 4.1: Die Zusammensetzung des Myonfilters μF_2 . X_0 steht für die Strahlungslängen, λ_l für die Wechselwirkungslängen [11].

4.1.1 Der Myon-Trigger

Da sie sich aufgrund ihres hohen Durchdringungsvermögens bzw. ihrer großen Wechselwirkungslänge leicht von anderen Teilchen separieren lassen, bietet sich die Nutzung von Myonen als Triggerauslöser an. Die Installation der Triggerhodoskope hinter ausreichend dicken Absorbern genügt, um alle anderen Teilchen abzufangen, so dass die Hodoskope nur von Myonen getroffen werden.

Beim COMPASS Triggersystem befinden sich fast alle Triggerhodoskope hinter dem Myonfilter μF_2 . Dieser setzt sich zusammen aus einer Bleiwand von 10 cm Dicke, (dem ECAL2 (Bleiglas, 9 cm Dicke)) dem HCAL2 (Eisen, 90 cm Dicke) und einem Betonabsorber mit einer Dicke von 160 cm. Die Kombination entspricht 84 Strahlungslängen bzw. 10 hadronischen Wechselwirkungslängen (siehe Tabelle 4.1). Dadurch ist sichergestellt, dass nur Myonen in der Lage sind, diesen Filter zu durchdringen.

In einem zweiten Schritt werden nun die Myonen selektiert nach *gestreuten* Myonen und *Strahl-* bzw. *Halomyonen*. Als Unterscheidungsmerkmal hierfür dient die Myonenenergie: die gesuchten gestreuten Myonen haben durch den Streuvorgang mindestens 20% ihrer Energie verloren, wohingegen die Strahl- bzw. Halomyonen meist die volle Energie von 160 GeV besitzen.

Ein solcher Triggeraufbau, der die Myonen nach ihrer Energie selektiert, wird als Energieverlusttrigger bezeichnet.

Der Energieverlusttrigger

Die Energie der Myonen wird durch ihre Ablenkung im Feld der Spektrometernagneten bestimmt (siehe Abbildung 4.2). Da die Myonen aufgrund ihrer Streuung jedoch schon in einem Winkel θ in das Feld eintreten, reicht eine einfache Messung des Abstandes der Myonen vom Strahl in der Ablenkebene (x -Koordinate) nicht aus. Die Lösung dieses Problems ist die Kombination von zwei Messungen. Die x -Koordinate wird an zwei Stellen entlang des Strahls (z -Koordinate) gemessen.

Dies erlaubt die Bestimmung der Projektion des Streuwinkels θ auf die Ablenkebene (θ_x), wie auch der Ablenkung, die durch das Feld des Spektrometernagneten verursacht wird

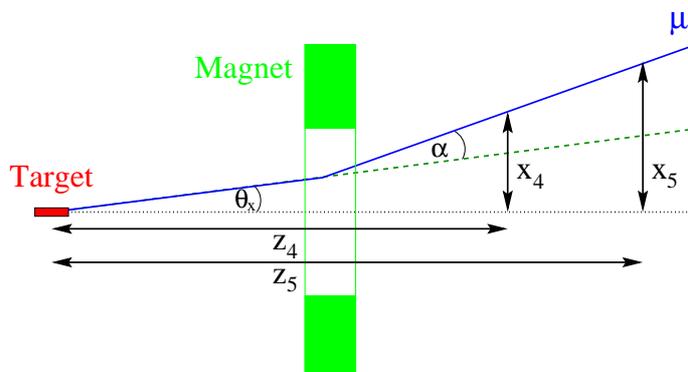


Abbildung 4.2: Skizze zur Messung der Myonenenergie durch die zweifache Messung der Ablenkung der Myonen (x_4 und x_5). Zur Vereinfachung sind die beiden Spektrometernagneten zu einem effektiven Magneten zusammengefasst [7].

(α) [11]. Abbildung 4.3 zeigt den Verlauf der Linien konstanten Energieverlusts in der x_4 - x_5 -Ebene.

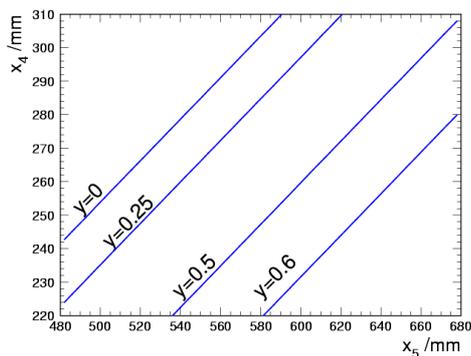


Abbildung 4.3: Verlauf der Linien konstanten Energieverlusts in der x_4 - x_5 -Ebene [11].

Um eine Triggerentscheidung innerhalb einer Zeit von 600 ns zu herbeizuführen, benötigt man Detektoren mit kurzer Antwortzeit. Darüber hinaus ist innerhalb dieses Zeitrahmens nur eine einfache Signalverarbeitung möglich. Im Fall des COMPASS-Triggers ist dies eine Koinzidenzmessung. Es werden zwei x -Koordinaten und die dazugehörigen Zeiten gemessen. Wegen ihres guten Zeitaufhebungsvermögens wurden für den Aufbau dieses Triggersystems Plastikszintillatoren verwendet. Das Auslesen der Szintillatoren erfolgt durch Photomultiplier. Die Antwortzeit eines solchen Szintillationsdetektors ist abhängig von den einzelnen Komponenten und liegt im Allgemeinen bei etwa 30 ns. Bei nicht zu langen Szintillatoren entfällt der größte Teil dieser Verzögerung auf die Signallaufzeit in den Photomultipliern. Die Zeitaufhebung, die mit einem solchen Detektor erreicht werden kann,

liegt bei etwa 1 ns.

Die Basis des Energieverlusttriggers wird durch Paare von Szintillatoren aus zwei Szintillatorhodoskopen gebildet. Jedes der Hodoskope (die aus historischen Gründen mit H4 und H5 bezeichnet sind) besteht aus bis zu 32 Szintillatoren, die jeweils senkrecht auf der Ablenkebene des Strahls stehen. Jedem Paar von Szintillatoren aus zwei Hodoskopen (x_4, x_5) ist eine Kombination von Streuwinkelprojektion (θ_x) und Energieverlust (y) zugeordnet.

Die beiden Szintillator-Signale eines Paares werden nun durch eine Koinzidenzlogik verknüpft: Für alle Kombinationen (x_4, x_5), die die Bedingung $y(x_4, x_5) \geq y_{min}$ erfüllen, für die also der Energieverlust eine bestimmte Grenze überschreitet, wird ein Triggersignal generiert.

Der wichtigste Teil dieser Elektronik wird durch eine sogenannte Koinzidenzmatrix gebildet. Je nach Anzahl der H4- bzw. H5 Szintillatoren, hat diese Matrix bis zu 32 Zeilen- und Spalteneingänge, und bildet die Koinzidenz zwischen jeder möglichen Kombination aus Szintillatorsignalen der beiden Hodoskope. Mithilfe einer solchen Matrix können demnach bis zu $32 \times 32 = 1024$ Koinzidenzen realisiert werden, die sich unabhängig voneinander aktivieren und deaktivieren lassen.

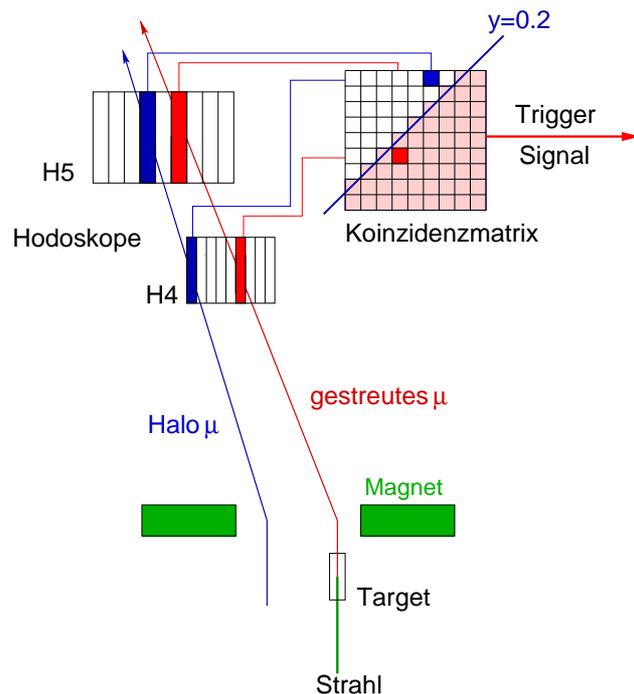


Abbildung 4.4: Prinzip und Funktionsweise des Energieverlusttriggers, graphische Darstellung. Während das gestreute Myon eine Koinzidenz im aktivierten Bereich der Matrix und somit ein Triggersignal erzeugt, wird die Koinzidenz, die durch das Halomyon verursacht wird, ignoriert [20].

Abbildung 4.4 zeigt die Funktionsweise des Energieverlusttriggers. Es sind zwei verschiedene Myonen-Flugbahnen eingezeichnet. Beide Myonen erzeugen Signale in den Hodoskopen und Koinzidenzen in der Matrix. Das gestreute Myon erfährt aufgrund seines Energieverlustes eine stärkere Ablenkung durch den Spektrometermagneten, das ungestreute, höherenergetische Halo-Myon eine schwächere. Wie in Abbildung 4.4 zu sehen ist, erzeugen beide Signale Koinzidenzen in unterschiedlichen Bereichen der Matrix. Alle Bereiche, die auf einen Energieverlust des Myons von weniger als 20% schließen lassen, werden deaktiviert. Die Grenzlinie zwischen aktiviertem und deaktiviertem Bereich der Matrix bildet die Linie konstanten Energieverlusts $y = 0,2$. Der aktive Teil der Matrix (rechts unten) entspricht größeren Energieverlusten, der inaktive Teil (links oben) kleineren Energieverlusten. Auf diese Weise lösen also nur Myonen mit einem Mindestenergieverlust von $y = 0,2$ einen Trigger aus.

Nicht alle dieser niederenergetischen Myonen sind jedoch Myonen aus Photon-Gluon-Fusions-Ereignissen. Ein entsprechender Energieverlust kann auch auf andere Weise zustande kommen:

- Strahlteilchen mit geringer Energie: Das Impulsspektrum des Strahls ist um den Sollwert gaußverteilt. Die 1σ -Breite dieser Verteilung beträgt 7 GeV oder 4,4%. Dies bedeutet, dass es vor allem im Bereich kleiner relativer Energieverluste y eine große Anzahl von Strahl-Myonen gibt. Mit steigenden Energieverlusten nimmt die Anzahl der Strahlteilchen mit einer entsprechenden Energie jedoch stark ab. So gibt es z.B. pro Spill rund 60.000 Strahlteilchen mit einem Energieverlust im Bereich von $0,15 < y < 0,2$, jedoch nur noch etwa 550 Myonen mit einem Energieverlust im Bereich von $0,2 < y < 0,25$.
- Elastische Myon-Elektron-Streuung: Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion steigt für kleine y mit $1/y^2$ an.
- Bremsstrahlung: Der Wirkungsquerschnitt für die Bremsstrahlung hängt für Materialmischungen stark von der Wahl der effektiven Ordnungszahl Z ab und wächst für kleine Energieverluste.

4.1.2 Der Kalorimeter-Trigger

Ein reiner Energieverlusttrigger unterscheidet nicht zwischen Myonen, die einen Teil ihrer Energie in PGF-Ereignissen verloren haben und Myonen, deren Energie aus anderen Gründen reduziert ist. Eine Gemeinsamkeit der oben genannten Untergrundquellen ist, dass sie zwar ein Myon mit einer reduzierten Energie zur Folge haben, jedoch – im Gegensatz zu PGF-Ereignissen – kein Hadron produziert wird. Eine zusätzliche Detektion des Hadrons unterdrückt somit diese zusätzlichen Ereignisklassen.

Basis dieses Hadrontriggers sind die hadronischen Kalorimeter HCAL1 und HCAL2. In diesen Detektoren wird Szintillationslicht mit Hilfe von Photomultipliern nachgewiesen; die Signale werden mit einer guten Zeitauflösung und kurzen Antwortzeit geliefert.

Aufgabe der Triggerelektronik ist es nun auch, aus den Signalen der knapp 700 Hadronkalorimetermodule einen Trigger zu erzeugen, wenn ein Hadron mit einer Mindestenergie das Kalorimeter trifft.

Die Schauer hochenergetischer Hadronen erstrecken sich normalerweise über mehrere benachbarte Elemente des Kalorimeters. Deshalb müssen die Signale mehrerer benachbarter Zellen aufsummiert werden, um die Energie eines Hadrons zu bestimmen. Jeweils 4×4 Kalorimetermodule werden zu Blöcken zusammengefasst. Hadronen, die den Rand oder die Ecke eines solchen Blockes treffen, verteilen ihre Energie auf zwei bzw. vier Blöcke; die Summation wird deshalb in vier versetzten Lagen organisiert. Auf diese Weise wird sichergestellt, dass jedes Hadron mindestens 85% seiner Energie in einem Block deponiert.

Die Summation der Signale erfolgt in zwei Stufen (siehe Abbildung 4.5). Die erste Stufe findet direkt an den Kalorimetern statt. Dort wird das Photomultipliersignal zunächst gesplittet, auf diese Weise können sowohl die Triggerlogik als auch die Kalorimeterauslese versorgt werden. Die Signalkopien für die Triggerlogik werden jeweils zu Vierergruppen (2×2) zusammengefasst. Die so erzeugten Signale werden dann der zweiten Summationsstufe zugeführt. Diese befindet sich außerhalb des Strahlbereichs in der Elektronikbaracke. Die Signale werden erneut vervielfältigt und anschließend zu 4×4 Blöcken zusammengefasst. Jedes dieser Blocksignale wird von Diskriminatoren bewertet. Das Triggersignal wird dann durch ein logisches Oder aller Diskriminatorausgänge erstellt. Liegt eines der Summensignale oberhalb einer bestimmten Schwelle, so ist die Triggerbedingung erfüllt.

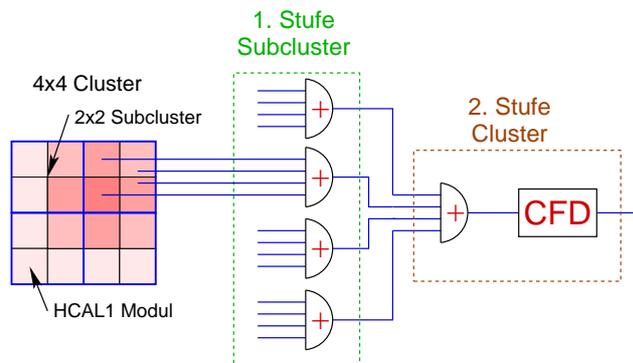


Abbildung 4.5: Skizze der Summationselektronik des Kalorimetertriggers. Abgebildet sind hier 16 Kalorimetermodule, von denen jeweils vier in einer ersten Summationsstufe zusammengefasst werden. In einer zweiten Summationsstufe werden diese Signale dann zu 16er Blöcken aufsummiert. Die verschiedenen Farben der Kalorimetermodule stehen für die Menge der in ihnen in diesem Beispiel deponierten Energie [11].

Aufgrund des ausgedehnten Strahlausläufers (Halo) sind die Hadronenkalorimeter einem hohen Fluss von Myonen ausgesetzt. Dies betrifft vor allem HCAL2 mit seinem vergleichsweise kleinen Strahlloch von $40 \times 40 \text{ cm}^2$. Es wird pro Spill von mehreren Millionen Myonen durchquert. Der Einsatz des Kalorimetertriggers ist also nur dann sinnvoll, wenn die Myon-

signale ausreichend unterdrückt werden. Erreicht werden kann dies durch eine vernünftige Wahl der geforderten Energieschwelle der Hadronen.

Der typische Energieverlust von Myonen in Eisen ist in Abbildung 4.6 dargestellt [21]. Wie man erkennen kann, ist die Ionisation der wichtigste Energieverlustprozess. Für Myonen mit einer Energie unter 160 GeV beträgt ihr Anteil etwa 66%. Weitere Energieverlustprozesse sind Elektron-Positron-Paarbildung, Bremsstrahlung und Kernreaktionen.

Der typische Energieverlust eines 160 GeV Myons beim Durchgang durch Eisen beträgt etwa $3,2 \text{ MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$. Dies entspricht einer wahrscheinlichen Energiedeposition von 2 GeV für das HCAL1 und 2,3 GeV für das HCAL2.

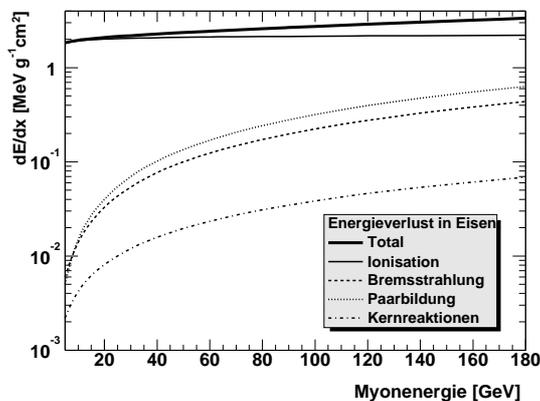


Abbildung 4.6: Myonenergieverlust in Eisen in Abhängigkeit von der Myonenergie [11].

Abbildung 4.7 zeigt Pulshöhenspektren von Myonen mit einer Energie von 160 GeV in den Kalorimetern. Aufgrund von statistischen Fluktuationen der Energieverlustprozesse ist der Myonpeak in beiden Spektren verschmiert.

Um also durch eine hohe Energieschwelle eine merkliche Unterdrückung des Myonsignals zu erreichen, muss diese deutlich über dem typischen Energieverlust eines 160 GeV Myons liegen. Eine Energieschwelle z.B., die auf das doppelte des mittleren Myonenergieverlusts gelegt wird, reduziert das Myonsignal auf etwa 10%, eine Schwelle die auf das dreifache des Myonenergieverlusts gelegt wird, reduziert das Myonsignal auf etwa 4%. Andererseits senkt eine hohe Kalorimeterschwelle die Effizienz des Kalorimetertriggers herab, da nur Hadronen mit einer gewissen Mindestenergie detektiert werden. Bei der Wahl der Schwelle wird also immer ein Kompromiss eingegangen. Die bei COMPASS gewählten Schwellen liegen typischerweise zwischen der doppelten und der dreifachen mittleren Energiedeposition eines Myons.

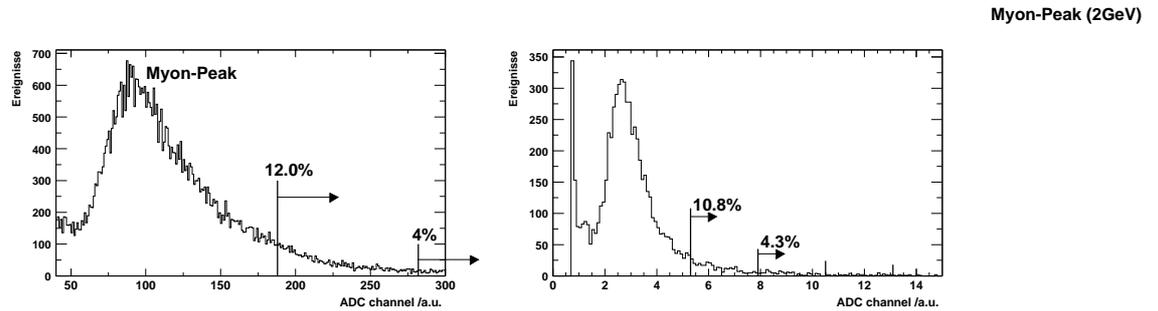


Abbildung 4.7: Gemessene Pulshöhenverteilung in den Kalorimetern HCAL1 und HCAL2 im CERN Myonstrahl. Das Myon-Signal ist in beiden Spektren deutlich zu erkennen. Die eingezeichneten Schwellen liegen jeweils bei der doppelten bzw. dreifachen Myonenergie, die Zahlen geben den Anteil der Myonsignale an, die über der Schwelle liegen [11].

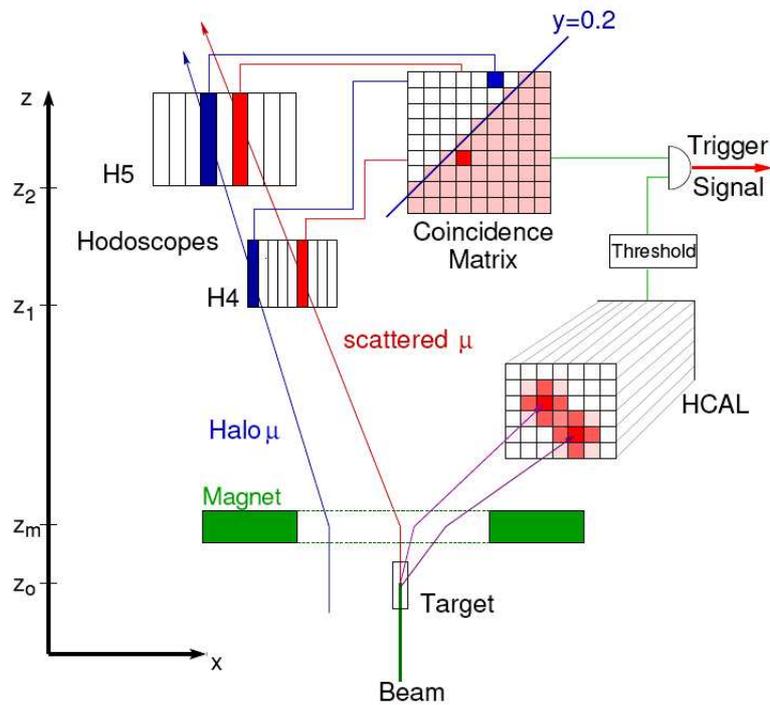


Abbildung 4.8: Prinzip und Funktionsweise des Energieverlusttriggers mit Einbeziehung der Kalorimeter, graphische Darstellung [7].

4.2 Der Trigger für große Q^2 ($Q^2 \gtrsim 0,5 \text{ GeV}^2/c^2$)

Dieser Teil des Triggersystems selektiert tiefinelastische Streuereignisse mit einem Impulsübertrag von $Q_{min}^2 \approx 0,5 \text{ GeV}^2/c^2$ bis hin zu $Q^2 \approx 50 \text{ GeV}^2/c^2$ und deckt einen

Energieverlustbereich von $0 \leq y \leq 0,9$ ab. Der Hodoskopaufbau unterscheidet gestreute Myonen von Halomyonen, indem die Position des Myons am Targetort bestimmt wird. Dieser Trigger kann nur von Myonen ausgelöst werden, die das Target passiert haben könnten.

Der Trigger für große Q^2 ist ausgelegt für große Streuwinkel. Im Gegensatz zum Trigger für PGF-Ereignisse kann die Positionsbestimmung hier nur in einer Ebene senkrecht zur Magnetablenkebene (y -Ebene) bestimmt werden. Aufgrund seiner Arbeitsweise wird dieser Teil des Triggersystems auch geometrischer Trigger genannt.

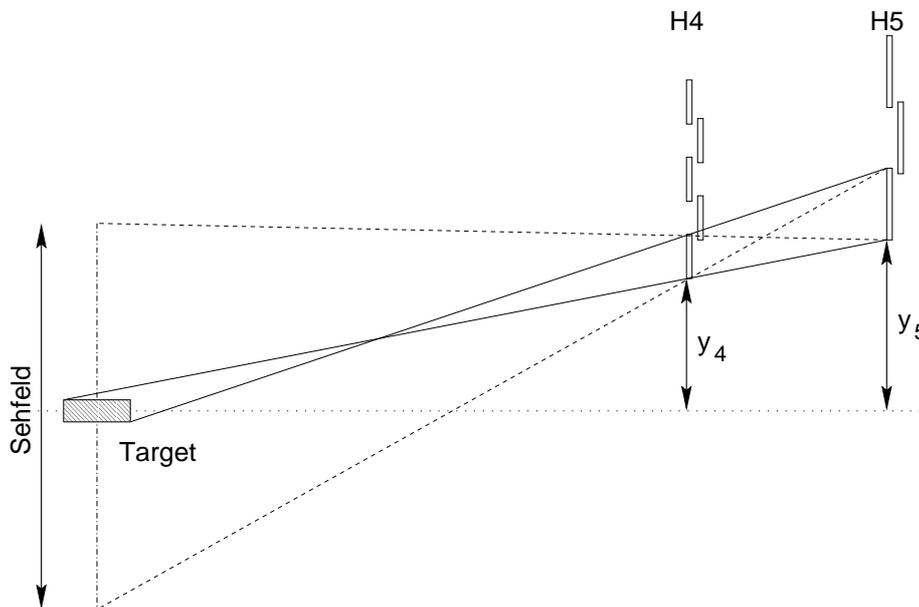


Abbildung 4.9: Prinzip des inelastischen/geometrischen Triggers. Durch die Auswahl eines Szintillatorpaares wird der Ursprungsort der Myonen eingeschränkt [7].

Realisiert wird dieser Trigger wiederum durch zwei Szintillatorhodoskope. Die Szintillatoren sind in diesem Fall jedoch horizontal, also parallel zur Ablenkebene des Magneten, ausgerichtet. Abbildung 4.9 zeigt die Seitenansicht des Aufbaus. Die gestrichelten Linien markieren das *Schfeld* des Triggers. Dieses ist das Volumen, das vom Trigger nicht vom Volumen des Targets selbst unterschieden werden kann. Wie auf der Zeichnung zu erkennen ist, hängt die Größe dieses Volumens stark von der Breite der verwendeten Szintillatorstreifen ab. Diese wiederum wird beschränkt durch die durch Vielfachstreuung in den Absorbern verursachte Richtungsänderung der Myonen.

Da mit diesem Aufbau auch inklusive Messungen durchgeführt werden, soll dieses Triggersystem ohne ein zusätzliches Kalorimetersignal auskommen.

Um dennoch eine ausreichende Triggerreinheit¹ des Systems zu gewährleisten, wird es

¹Definition Triggerreinheit: Quotient aus der Anzahl der getriggerten DIS Ereignisse und der Anzahl der insgesamt getriggerten Ereignisse

durch eine Reihe von sogenannten Vetozählern ergänzt. Diese haben die Aufgabe, nach Möglichkeit alle Teilchenspuren zu markieren, die zwar nicht durch das Target verlaufen, aber dennoch im Sehfeld des geometrischen Triggers liegen.

4.3 Das Vetosystem

Die große Intensität des Myonstrahls hat einen hohen Fluss an Strahl- und Halomyonen durch alle Detektoren zur Folge. Dies führt gleichzeitig zu einer starken Belastung aller Triggersysteme. Die Folge davon sind z.B. Fehltrigger durch von Halomyonen verursachte Koinzidenzen oder sogenannte Pile-ups² in den Kalorimetern, die zum Überschreiten der Kalorimeterschwellen führen können.

Ein Mittel gegen den störenden Einfluss des Strahlhalos ist ein System von Vetozählern (siehe Abbildung 4.10). Das Vetosystem erkennt ein Haloteilchen als solches, und blockiert daraufhin die Erzeugung eines Triggersignals.

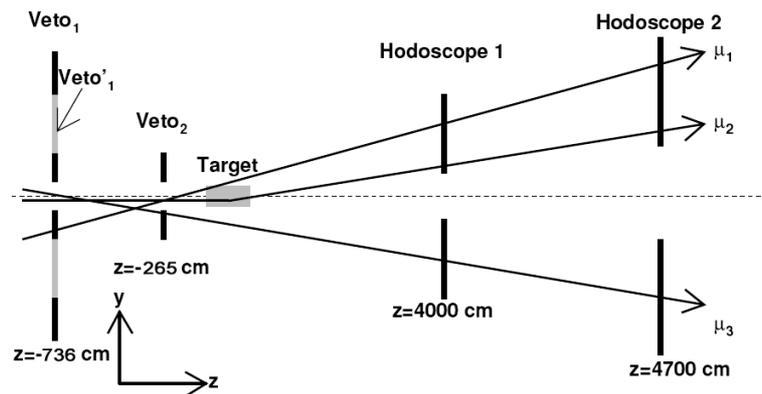


Abbildung 4.10: Lageplan der zu Veto Zwecken verwendeten Detektoren [7].

Die Basis dieses Systems bilden die zwei Vetodetektoren “Inner 1” und “Inner 2” (in der Abbildung Veto₁ und Veto₂), welche sich etwa 8 m und 3 m vor dem Target befinden. Diese Veto zähler bilden jeweils eine Wand aus Plastikszintillatoren, die in der Mitte mit einer kreisförmigen Öffnung für den primären Myonstrahl versehen sind. Der Durchmesser dieser Öffnung ist dabei so gewählt, dass möglichst nur Halomyonen, die nicht das Target treffen, erfasst werden.

Durch die Verwendung von zwei Vetodetektoren wird gewährleistet, dass Myonen, deren Flugbahn einen Neigungswinkel zur Strahlachse aufweisen, von mindestens einem der bei-

²Pile-up: Überlagerung mehrerer Pulse, die zeitlich so dicht aufeinander folgen, dass sie von der Elektronik nicht mehr getrennt werden können.

Systemname	Hodoskopname	# Elemente	z-Position	Fläche ($x \times y$)
Innen	H4I (oben)	32	32,00 m	17,34 cm \times 32,00 cm
	H4I (unten)	32	32,00 m	
	H5I (oben)	32	51,00 m	35,30 cm \times 51,00 cm
	H5I (unten)	32	51,00 m	
Leiter	H4VL	32	40,65 m	128,20 cm \times 40,00 cm
	H5VL	32	48,05 m	168,20 cm \times 47,50 cm
Mitte	H4MV (oben)	20	40,30 m	120,00 cm \times 102,00 cm
	H4MV (unten)	20	40,30 m	
	H4MH	32	40,40 m	
	H5MV (oben)	20	47,70 m	150,00 cm \times 120,00 cm
	H5MV (unten)	20	47,70 m	
Außen	H5MH	32	47,80 m	
	H3OH	16	23,00 m	200,00 cm \times 100,00 cm
	H4OH (oben)	32	40,00 m	480,00 cm \times 225,00 cm

Tabelle 4.2: Für den Trigger verwendete Hodoskopssysteme [11].

den Vetoähler detektiert werden. Mit den verwendeten Lochdurchmessern von etwa 4 cm erfasst dieses System Myonen mit einem Winkel von mehr als 8,5 mrad.

Genauer zum Aufbau und der Funktionsweise des Vetosystems findet sich im Abschnitt 5.

4.4 Die Triggerhodoskope

Die notwendige Akzeptanz für die Photon-Gluon-Fusions-Ereignisse und die tiefinelastischen Streueignisse mit großem Q^2 wird durch insgesamt vier verschiedene Hodoskopssysteme abgedeckt. Diese Aufteilung erlaubt es, den Aufbau der einzelnen Hodoskope den jeweiligen äußeren Bedingungen anzupassen. Zu diesen äußeren Bedingungen zählen z.B. die notwendige Selektivität und die Ratenbelastung der einzelnen Detektoren.

In Tabelle 4.2 sind die vier Hodoskopssysteme mit ihren insgesamt 14 verschiedenen Szintillatorhodoskopen und beinahe 400 Szintillatoren einzeln aufgelistet.

Die drei Systemnamen Innen, Mitte und Außen beschreiben die relative Entfernung der Hodoskope vom Strahl, der Name Leiter ergibt sich aus dem Aussehen des Hodoskops.

Hodoskope, deren Namen bis auf die Ziffer übereinstimmen, werden von der Koinzidenzlogik als Teil eines *Paares* angesehen (siehe Funktionsweise des Energieverlusttriggers), bei Systemen mit mehreren Paaren (z.B. das Innere oder das Mittlere System) ist das logische Oder der Triggersignale der einzelnen Hodoskopaare das Triggersignal des Systems.

Abbildung 4.11 zeigt eine Darstellung der Abdeckung des kinematischen Bereichs der einzelnen Triggersysteme in der $y - Q^2$ -Ebene. Es ist deutlich zu erkennen, dass das Innere

und das Leiter-System den Bereich kleiner Q^2 abdecken; sie bilden den Energieverlust-Trigger (ortsauflösend in x - und y -Ebene). Äußeres und Mittleres System sind Teile des tiefinelastischen Triggers (nur x -Ebene).

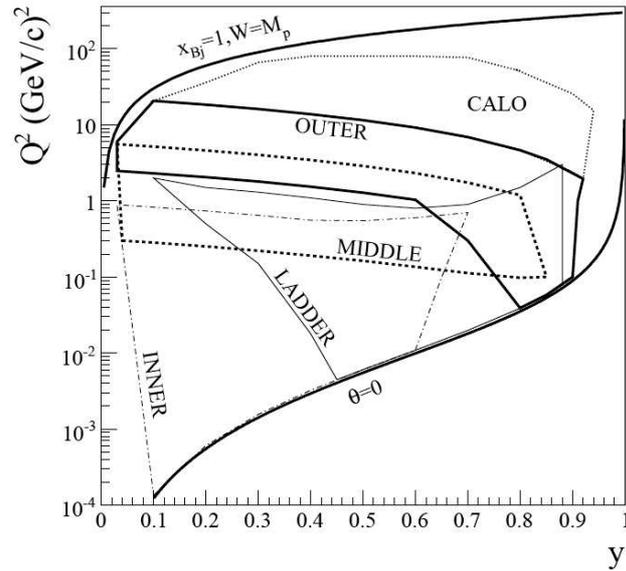


Abbildung 4.11: Vereinfachte Darstellung der kinematischen Bereiche die durch die jeweiligen Hodoskopsysteme abgedeckt werden. Die beiden reinen ΔG Hodoskopsysteme Leiter und Inner decken den Bereich kleiner Q^2 ab. Das y steht in diesem Fall für den Energieverlust des Myons [7].

Abbildung 4.12 gibt einen Überblick über alle für das Triggersystem relevanten Detektoren.

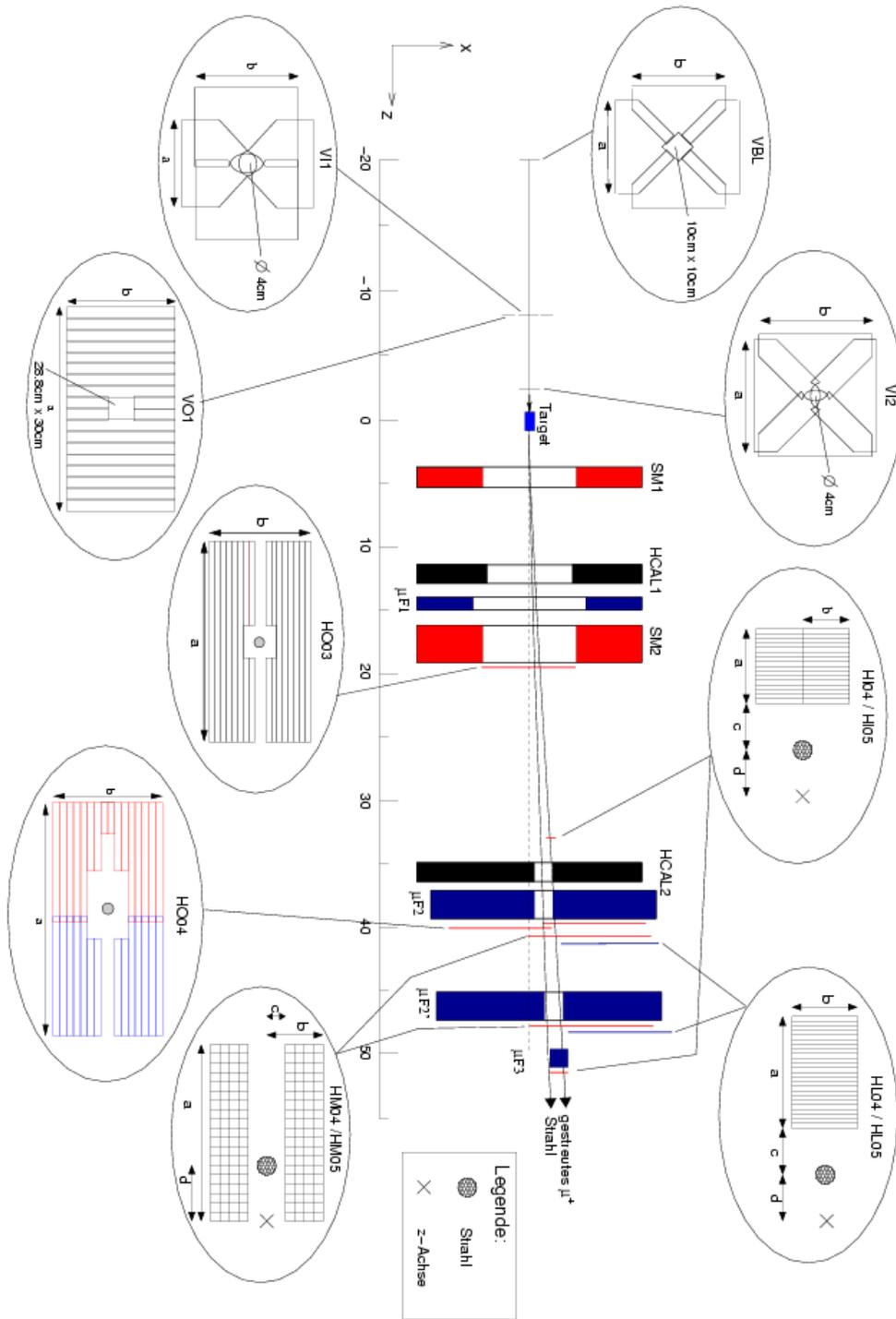


Abbildung 4.12: Darstellung aller für Triggerzwecke verwendeter Detektoren [11].

Kapitel 5

Der Vetodetektor “Inner 2”

Die große Intensität des Myonstrahls hat einen hohen Fluss an Strahl- und Halomyonen durch alle Detektoren zur Folge. Dies führt gleichzeitig zu einer starken Belastung aller Triggersysteme. Die Folge davon sind z.B. Fehltrigger durch von Halomyonen verursachte Koinzidenzen oder Pile-ups in den Kalorimetern, die zum Überschreiten der Kalorimeterschwellen führen können.

Die Aufgabe des Vetosystems ist die Markierung von Myonen, die nicht auf das Target treffen, aber trotzdem ein Triggersignal in den Hodoskopen auslösen. In der Praxis sind dies Myonen, die zu weit vom Zentrum des Strahls entfernt sind, bzw. Myonen, deren Flugbahn eine zu große Neigung zur Strahlachse aufweisen. Im Fall des COMPASS-Setups ist dies für Winkel zur Strahlachse von mehr als 4 mrad der Fall [7].

Um die entsprechenden Teilchen zu selektieren, benötigt man zwei Vetodetektoren an verschiedenen Stellen entlang des Strahls. Die Größe der Öffnung für den Strahl in den beiden Szintillatorwänden und der Abstand der beiden Detektoren bestimmen dann den größtmöglichen Winkel der Myonen, die nicht von mindestens einem der beiden Zähler registriert werden.

Wie aus Abbildung 5.1 zu erkennen, sind die Vetodetektoren “Inner 1” und “Inner 2” 736 cm bzw. 265 cm vor dem Target positioniert. Zusammen mit Lochdurchmesser von jeweils 4 cm folgt daraus, dass alle Myonen, deren Flugbahn eine Neigung zur Strahlachse von mehr als 8,5 mrad hat, mindestens eine der beiden Szintillatorwände treffen, und somit ein Vetosignal auslösen.

Wie bereits erwähnt ist es notwendig, Teilchen mit einem Neigungswinkel zur Strahlachse von mehr als 4 mrad auszuschließen. Der Grund hierfür ist die Position und Lochgröße des Mittel-Trigger-Hodoskops (in der Abbildung Trigger Hodoskop 1). Dieses hat eine Öffnung von etwa 16 cm und befindet sich 40 m strahlaufwärts, registriert also bereits Teilchen mit einem Neigungswinkel von 4 mrad. Da jedoch der Platz zwischen dem letzten Strahlführungselement und dem Target nicht ausreicht, wird für diese Zwecke ein weiterer Vetodetektor mit einer Öffnung von 10 cm (nicht in Abbildung 5.1) 20 m strahlaufwärts verwendet.

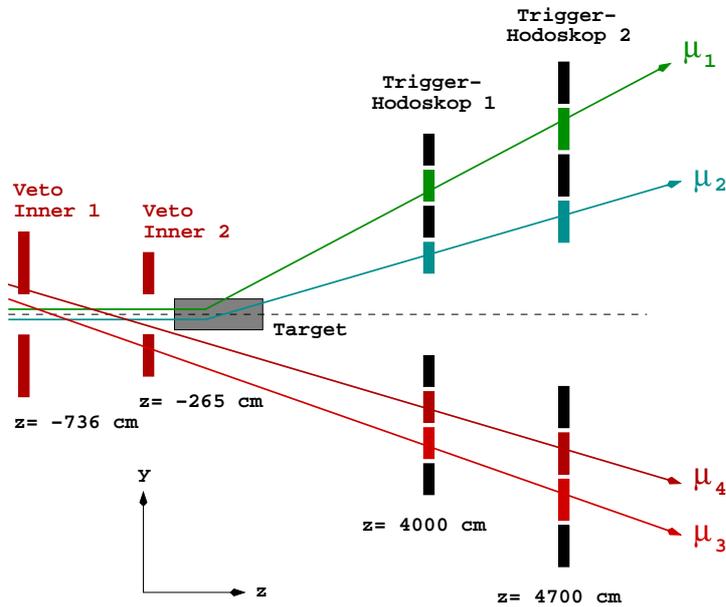


Abbildung 5.1: Prinzip des Vetosystems. Myonen, die nicht mit dem Target interagieren, aber aufgrund ihrer Flugbahn dennoch ein Triggersignal auslösen würden, werden vom Vetosystem erkannt, und das Generieren eines Triggersignals wird blockiert.

Ein Nachteil des Vetosystems ist die mit ihm verbundene zusätzliche Totzeit des Triggersystems. Diese ergibt sich aus dem Produkt des Zeitfensters, die das Vetosystem benötigt, um ein falsches Triggersignal zu blockieren und der Rate des Vetosystems. Die Größe des Zeitfensters ist eng mit der Zeitauflösung der Vetodetektoren verknüpft.

Nach der Strahlzeit 2004 wurde beschlossen, einige Bestandteile des COMPASS-Spektrometers zu verbessern. So wurde unter anderem ein neues polarisiertes Target, welches einen Solenoidmagneten mit einem stärkeren Streufeld besitzt. Dies hatte zur Folge, dass mehrere Detektoren in der näheren Umgebung des Targets stärkeren Belastungen durch das Magnetfeld ausgesetzt werden, unter anderem auch der Vetodetektor "Inner 2".

Darüber hinaus hatten sich am alten Vetosystem einige Defizite gezeigt, so dass beschlossen wurde, einen neuen Vetodetektor "Inner 2" zu bauen.

Der Bau des Rahmens und der Szintillationszähler des neuen Detektors, sowie die an den Szintillationszählern durchgeführten Testmessungen stellen den wichtigsten Teil der von mir im Rahmen dieser Diplomarbeit durchgeführten Arbeiten dar.

Bisher wurden optische Fasern benutzt, um die Photomultiplier so zu betreiben, dass das Target-Magnetfeld senkrecht zu ihrer Achse auffällt und somit abgeschirmt werden kann (siehe Abbildung 5.2). Es stellte sich jedoch heraus, dass der Lichtverlust in dem Faserbündel so groß ist, dass die Zeitauflösung darunter leidet. Daher wurden spezielle gebogene Lichtleiter angefertigt, um die optischen Fasern zu ersetzen. Die Mechanik zur

Justierung der Größe und Position der Strahlöffnung zeigte ebenfalls deutliche Mängel. Eine exakte Justierung war nicht möglich. Zur Effizienzsteigerung wurde das neue Hodoskop aus acht statt wie bisher nur aus vier Elementen aufgebaut.

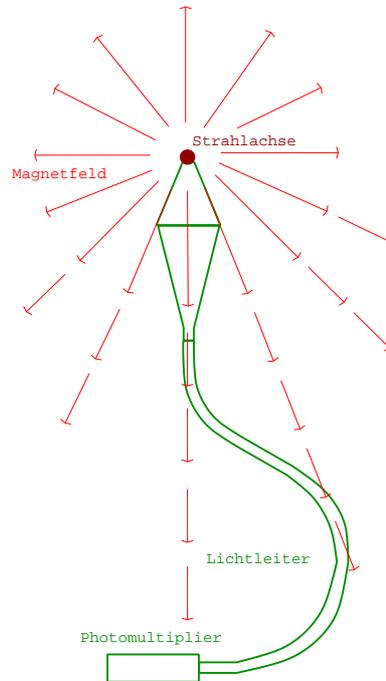


Abbildung 5.2: Photomultiplier im Magnetfeld.

5.1 Der Aufbau

5.1.1 Geometrie und Layout

Der Aufbau des Vetosystems und damit auch des Vetodetektors "Inner 2" ergibt sich aus dessen Aufgaben und den im Experiment herrschenden Bedingungen. Die Größe der Öffnung in der Szintillatorwand, die Abmessungen der Szintillatorwand selbst, und damit auch die Abmessungen der einzelnen Szintillationszähler und des Rahmens, an dem sie befestigt sind, wurden durch diese Anforderungen festgelegt.

Für einen Detektor wie den Vetodetektor "Inner 2" ist die Möglichkeit einer nachträglichen Feinjustierung des Systems wichtig. Da der verfügbare Platz und die Abmessungen der Vetowände eine Verschiebung des kompletten Vetogestells nach der Installation unmöglich machen, ist es praktisch, wenn sich die Szintillationszähler selbst mit geringem Aufwand verschieben lassen. Auf diese Weise ist es möglich, Lochdurchmesser und - in gewissem Maß - Lochposition zu ändern, ohne den Rahmen selbst bewegen zu müssen.

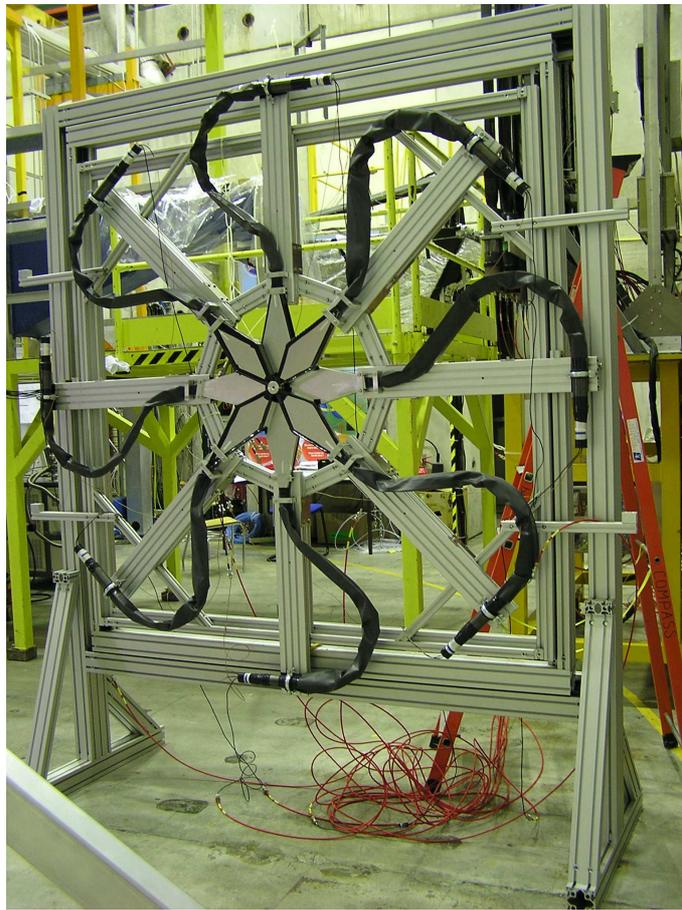


Abbildung 5.3: Der neue Vetodetektor “Inner 2”

Eine Zeichnung des Rahmens für den neuen Vetodetektor ist in Abbildung 5.4 zu sehen. Er ist aufgebaut aus Aluminiumprofilen der Firma Maytec. Der Zusammenbau erfolgte in Bonn und am CERN.

Der grundsätzliche Aufbau besteht aus drei ineinanderliegenden rechteckigen Rahmen. Der äußere dieser Rahmen (ohne Fuß) hat Abmessungen von 206 cm \times 208 cm (Höhe \times Breite). Er ist in seiner Position vor dem Target verankert, und lässt sich nach der Installation im Experiment nicht mehr bewegen. Die beiden inneren Rahmen hingegen lassen sich verschieben, der mittlere in horizontaler Richtung, und der innere in vertikaler Richtung.

Auf dem inneren Rahmen sind Aluminium-Träger für die acht Szintillationszähler sternförmig angeordnet. Diese, und mit ihnen die Szintillationszähler selbst, sind individuell über Gleitschienen entlang der radialen Achse verschiebbar. Auf diese Weise lässt sich die Lochgröße für den Strahldurchgang variieren (siehe Abbildung 5.5). Die mögliche Änderung

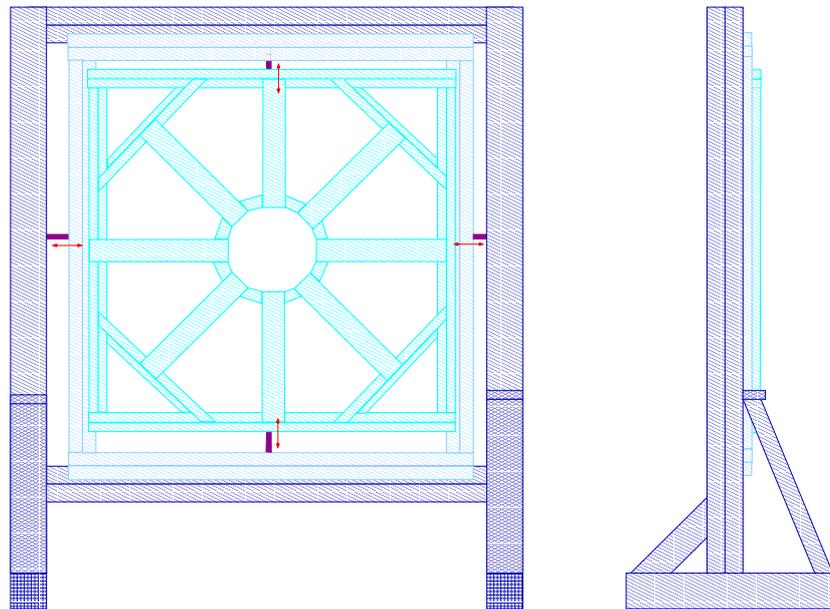


Abbildung 5.4: Das Gestell des neuen Vetodetektors “Inner 2”, die roten Pfeile deuten an, in welche Richtung sich die inneren Rahmen verschieben lassen um eine Feinjustierung der Position der Strahlöffnung zu ermöglichen.

der Position der Strahlöffnung wird durch die beweglichen inneren Rahmen des Detektors gewährleistet.

Die unterschiedliche Form des Fußes an der Vorder- und Rückseite ist bedingt durch den für den Vetodetektor verfügbaren Platz im Experimentaufbau (siehe Abbildung 5.6).

Die Szintillationszähler sind in zwei versetzten Ebenen am Rahmen angebracht (siehe Abbildung 5.7). Auf diese Weise wird sichergestellt, dass die Flächen der Szintillatoren an ihren Rändern überlappen, so dass eine Kreisfläche von etwa 14 cm Radius um den Teilchenstrahl herum vollständig abgedeckt wird.

5.1.2 Die Szintillationszähler

Der grundsätzliche Aufbau eines Szintillationszählers ist im Abschnitt A im Anhang beschrieben. Einer der für den Vetodetektor “Inner 2” gebauten Szintillationszähler ist in Abbildung 5.8 zu sehen. In den folgenden Abschnitten wird zunächst auf die einzelnen Komponenten näher eingegangen und danach der Bau der Zähler im Detail beschrieben.

5.1.2.1 Die Szintillatoren

Eine der wichtigsten notwendigen Eigenschaften von für Trigger- und Veto zwecke verwendeten Szintillatoren ist eine schnelle Anstiegs- und Zerfallszeit. Deshalb wurden für den

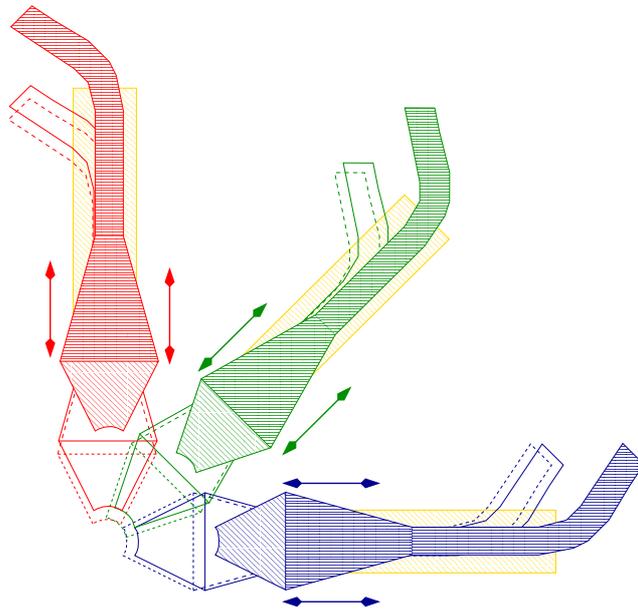


Abbildung 5.5: Die Träger für die Szintillationszähler, und mit ihnen die Zähler selbst, sind über Gleitschienen entlang der radialen Achse verschiebbar. Auf diese Weise ist eine Justierung des Durchmessers der Strahlöffnung möglich.

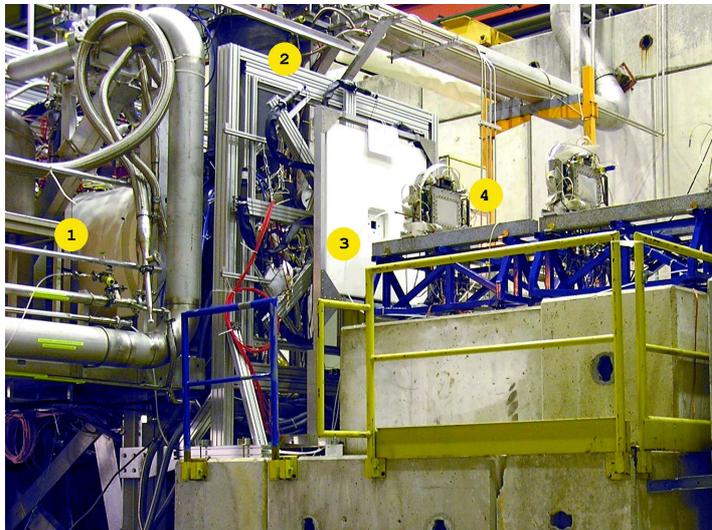


Abbildung 5.6: Der Vetodetektor "Inner 2" im COMPASS-Experiment. 1) Polarisiertes Target, 2) Vetodetektor "Inner 2", 3) Hodoskop aus szintillierenden Fasern 4) Silizium-Mikrostreifen-Detektor Der Myonenstrahl trifft von rechts auf die Detektoren und das Target.

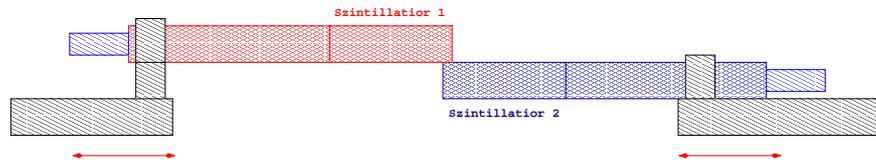


Abbildung 5.7: Die Zähler sind alternierend in zwei unterschiedlichen Tiefen auf dem Rahmen angebracht, so dass eine Überlappung möglich ist.



Abbildung 5.8: Einer der für den Vetodetektor “Inner 2” verwendeten Szintillationszähler; 1) in einer Aluminiumbox verpackter Szintillator und Fishtail-Lichtleiter, 2) zylinderförmiger, gebogener Lichtleiter, verpackt in Aluminiumfolie und einen Schrumpfschlauch, 3) Photomultiplier, verpackt in μ -Metall und eine Eisenröhre, 4) Signal- und Hochspannungsanschlüsse des Photomultipliers.

Vetodetektor “Inner 2” die Plastiksintillatoren BC-404 der Firma BICRON verwendet. Einige ihrer wichtigsten Eigenschaften sind in Tabelle 5.1 dargestellt.

Die Bearbeitung erfolgte ebenfalls durch die Firma BICRON. Die Form wurde so gewählt, dass die acht Szintillatoren einen ungefähr kreisförmigen Bereich von etwa 14 cm Radius um den Teilchenstrahl herum abdecken, mit einer ebenfalls kreisförmigen Öffnung in der Mitte für den Strahlkern (siehe Abbildung 5.9).

5.1.2.2 Die Lichtleiter

Lichtleiter dienen dem möglichst verlustfreien Transport des in den Szintillatoren entstandenen Lichts zu den Photomultipliern. Sie bestehen üblicherweise aus einem hochgradig transparenten Plexiglas.

Die Lichtleiter der Szintillationszähler des Vetodetektors “Inner 2” bestehen aus zwei Teilstücken. Das erste dieser Teilstücke ist der lange, zylinderförmige, gebogene Lichtleiter, das zweite der kurze, trapezförmige Lichtleiter. Dieser wird aufgrund seiner Form *Fishtail* genannt. Der Fishtail dient als Adapter zwischen dem Zylinder und dem Szintillator, da,

Anstiegszeit	0,7 ns
Zerfallszeit	1,8 ns
Pulsbreite (FWHM)	2,2 ns
Emissionsspektrum	ca. 380 nm - 500 nm
Wellenlänge der max. Emission	408 nm
# H-Atome pro cm^3 ($\times 10^{22}$)	5,21
# C-Atome pro cm^3 ($\times 10^{22}$)	4,74
Verhältnis H:C-Atome	1,100
# Elektronen pro cm^3 ($\times 10^{23}$)	3,37

Tabelle 5.1: Materialeigenschaften der Szintillatoren [22].

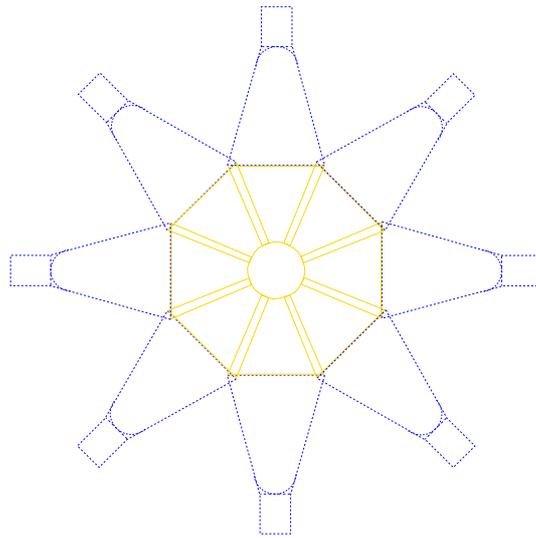


Abbildung 5.9: Die Form der Szintillatoren (dargestellt in gelb) ist so gewählt, dass sie zusammen einen ungefähr kreisförmigen Bereich von etwa 14 cm Radius abdecken, mit einer Strahlöffnung in der Mitte von etwa 3 bis 4 cm Radius, je nach Position der Szintillationszähler auf dem Rahmen des Vetodetektors. Zur besseren Veranschaulichung sind die an die Szintillatoren anschließenden Fishtail-Lichtleiter (in blau) ebenfalls angedeutet.

wie in den Abbildungen 5.10, 5.11 dargestellt, sich deren Grundflächen stark voneinander unterscheiden.

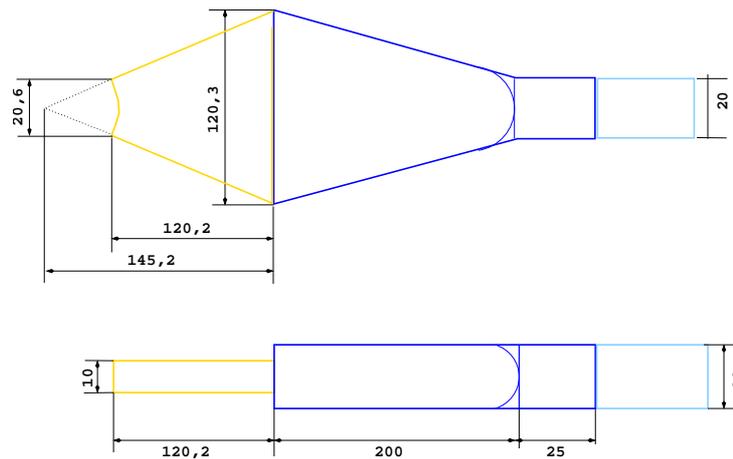


Abbildung 5.10: Zeichnung der Form des Fishtail-Lichtleiters und des Szintillators. Der Fishtail-Lichtleiter dient als Verbindungsstück zwischen dem zylinderförmigen Lichtleiter und dem Szintillator.

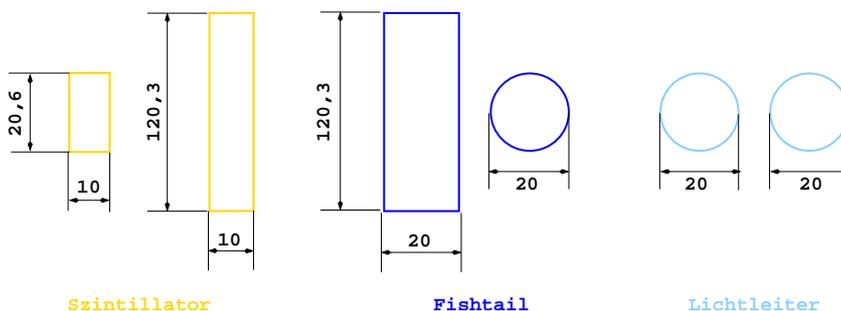


Abbildung 5.11: Querschnittsflächen von Lichtleiter und Szintillator.

Phasenraumargumente (Liouvillesches Theorem) zeigen, dass die Flussdichte der Photonen im Lichtleiter “nicht komprimierbar” ist. D.h., der maximal übertragbare Anteil an Licht wird durch das Verhältnis der Querschnittsfläche am Lichtleiterausgang zu jener am Lichtleitereingang beschränkt. Optimal sind daher Lichtleiter mit gleich großer Querschnittsfläche an beiden Enden:

$$\frac{I_{out}}{I_{in}} \leq \frac{A_{out}}{A_{in}}$$

wobei A_{in} die Querschnittsfläche am Übergang zum Szintillator, A_{out} die Querschnittsfläche am Übergang zum Photodetektor, I_{in} die gesamte Lichtintensität beim Eintritt in den Lichtleiter und I_{out} die gesamte Lichtintensität nach Übertragung durch den Lichtleiter sind.

Die Form des Querschnitts spielt hingegen keine Rolle für die Lichtübertragung, sofern scharfe Knicke und zu starke Biegungen im Verlauf des Lichtleiters vermieden werden (adiabatische Lichtleiter, siehe Abschnitt C im Anhang). Das heißt, man kann die Form des Querschnitts graduell verändern und sie so an beiden Enden optimal anpassen.

Die für den Vetodetektor “Inner 2” verwendeten Fishtails wurden von der Feinmechanischen Werkstatt des Physikalischen Instituts der Universität Bonn hergestellt. Die Abmessungen lassen sich in Zeichnung 5.10 und 5.11 ablesen. Das Material ist Plexiglas 218.

Die zylindrischen Lichtleiter des Vetodetektors “Inner 2” haben einen Durchmesser von 1 cm, eine Länge von 100 cm und sind gekrümmt. Sie wurden von der Firma Kümpel hergestellt. Das Material ist ebenfalls Plexiglas 218.

Der Krümmungsradius beträgt 200 mm (siehe Abbildung 5.12). Die Krümmung der Lichtleiter war notwendig, da der Vetodetektor dem Magnetfeld des polarisierten Targets ausgesetzt ist.

Der Vetodetektor ist in einem Abstand von etwa 3 m vom Target selbst aufgestellt, und das Feld des Targetmagneten hat an diesem Punkt noch immer eine Stärke von mehreren hundert Gauß. Während dies keine Auswirkungen auf die Szintillatoren bzw. Lichtleiter hat, kann es doch die Funktion der Photomultiplier stark beeinträchtigen (siehe

Abschnitt 5.2.2). Dies lässt sich verhindern, wenn die Lichtleiter so gebogen werden, dass die Längsachse der Photomultiplier senkrecht zum Magnetfeld stehen und damit leicht abgeschirmt werden können (siehe Abbildung 5.2 in Abschnitt 5).



Abbildung 5.12: gekrümmter zylindrischer Lichtleiter mit Fishtail und Szintillator

Wie in Abbildung 5.11 zu sehen ist, haben der zylindrische Lichtleiter und das hintere Ende des Fishtails die gleiche Querschnittsfläche. Dies ist nicht der Fall für den Szintillator und das vordere Ende des Fishtails. Dies führt jedoch nicht zu Lichtverlusten, da die Querschnittsfläche des Fishtails am Übergang zum zylindrischen Lichtleiter (A_{out}) etwa so ist wie die Querschnittsfläche des Szintillators.

Die Verluste in den Lichtleitern hätten sich verkleinern lassen, wenn man für den zylindrischen Lichtleiter einen größeren Querschnitt gewählt hätte. Dies war jedoch nicht möglich, da die nötige Biegung für derartige Lichtleiter nicht durchzuführen war. Längere Lichtleiter mit einem größeren Radius und einer weniger starken Biegung waren ebenfalls keine Option, da der für den Vetodetektor vorgesehene Platz im Experiment-Aufbau beschränkt ist (siehe Abbildung 5.6).

5.1.2.3 Die Photomultiplier

Bei den für den Vetodetektor “Inner 2” verwendeten Photomultipliern handelt es sich um das Modell XP2900/01 der Firma Photonis. Die maximale Lichtempfindlichkeit dieses Modells (420 nm) ist auf das Emissionsspektrum der Szintillatoren (siehe Tabelle 5.1) und das Transmissionsspektrum (siehe Abbildung 5.13) der Lichtleiter abgestimmt.

Einige ihrer wichtigsten Eigenschaften sind in Tabelle 5.2 und Abbildung 5.14 dargestellt.

5.1.2.4 Der Aufbau der Szintillationszähler

Die Szintillatoren sind mit den Fishtails durch zweikomponentigen optischen Kleber der Marke *Polytec PI* (hergestellt von der Firma Epoxy Technology USA) verbunden, ebenso wie die Fishtail-Lichtleiter mit den zylindrischen Lichtleitern.

Fenstermaterial	Borosilikatglas
Photokathode (PK)	Bi-Alkali
PK lichtempfindlich für	270 nm-650 nm
Maximale Empfindlichkeit der PK	420 nm
Brechungsindex für 420 nm	1,48
Anzahl der Dynoden	10
Versorgungsspannung	bis 1800 V
Verstärkung halbiert für magn. Feld von:	
senkrecht zur Achse "n"	0,2 mT
parallel zur Achse "n"	0,1 mT
parallel zur Achse der Röhre	0,3 mT

Tabelle 5.2: Materialeigenschaften der für den Vetodetektor verwendeten Photomultiplier [24].

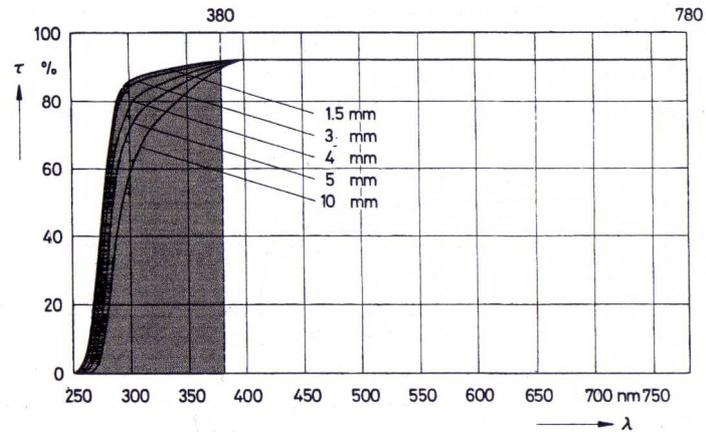


Abbildung 5.13: Transmission von Licht durch Plexiglas 218 in Abhängigkeit von der Wellenlänge des Lichts [23].

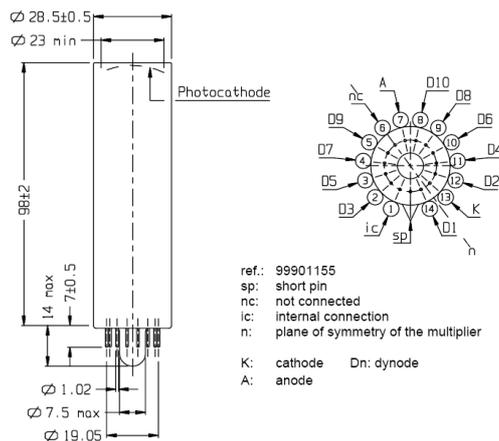


Abbildung 5.14: schematische Skizze des Photomultipliers XP2900 [24].

Zum Schutz der Szintillatoren und Fishtails wurden von der Feinmechanischen Werkstatt des Physikalischen Instituts der Universität Bonn Aluminiumgehäuse hergestellt. Diese sollten außerdem dazu dienen, eventuell entweichendes Licht zu reflektieren und in den Szintillator bzw. Lichtleiter zurückzuführen. Da sich die Oberfläche der Gehäuse jedoch als zu matt herausstellte, wurden die Szintillatoren und Fishtails, ebenso wie auch die Lichtleiter, zuvor noch mit Aluminiumfolie umwickelt.

Zwischen Photomultiplier und Lichtleiter wurden sogenannte "Cookies" (Abbildung 5.16) eingefügt. Bei den Cookies handelt es sich um etwa zwei Millimeter dicke, flexible, transparente Scheiben aus Silikon, die beliebig zugeschnitten werden können. Sie stellen eine



Abbildung 5.15: Szintillator, Fishtail, Lichtleiter (bereits in Aluminiumfolie verpackt) und Alubox.

luftfreie Verbindung zwischen dem Eintrittsfenster des Photomultipliers und dem Ende des Lichtleiters her. Überlicherweise wird dazu optisches Fett verwendet. Dieses hat jedoch den Nachteil, dass es mit der Zeit "altert" und undurchsichtig wird.

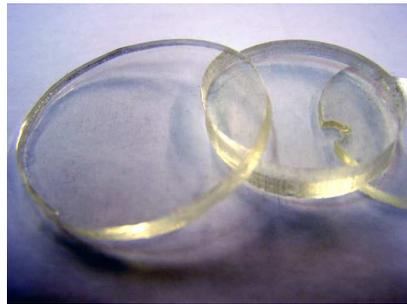


Abbildung 5.16: Für eine Verbindung von Photomultiplier und Lichtleiter werden sogenannte "Cookies" verwendet.

Die einzelnen Dynoden des Photomultipliers werden üblicherweise durch eine Spannungsteilerschaltung mit elektrischer Spannung versorgt. Die verwendeten Photomultiplier-Basen verwirklichen die Versorgung mit Hilfe von Transistoren. Auf diese Weise werden Spannungsschwankungen bei Stromdurchfluss der einzelnen Stufen vermieden. Die Basen für die Photomultiplier wurden von der Universität Mainz hergestellt.

Da die Funktion der Photomultiplier durch ein äußeres Magnetfeld stark beeinträchtigt werden kann, werden diese durch mehrere Lagen μ -Metall und einen 3 mm dicken Eisenzylinder vor dem Feld des Target-Magneten geschützt (siehe Abschnitt 5.2.2).

Nach dem Zusammenbau der Zähler wurden die Lichtleiter noch einmal in einem Schrumpfschlauch verpackt. Schrumpfschläuche sind Kunststoffschläuche, die sich unter Hitzeeinwirkung (meist durch Zuführung von Heißluft) stark zusammenziehen. Hierbei wird das vor dem Erhitzen in den Schlauch eingebrachte Produkt gegen seine Umgebung elektrisch

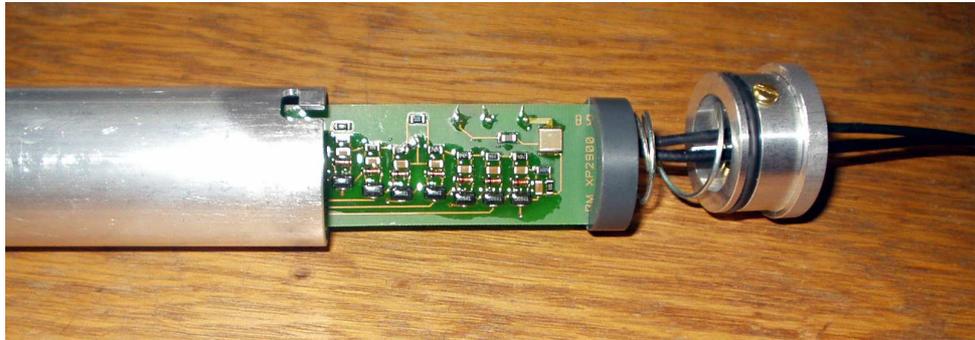


Abbildung 5.17: Photomultiplier mit Basis.



Abbildung 5.18: Photomultiplier mit Basis, Verbindungsmanschette aus Aluminium, Eisenzylinder, μ -Metall, Aluminiumröhren, Cookie Aluminiumzylinder und Aluminiummanschette dienen zur sicheren Verbindung von Lichtleiter.

und physisch isoliert. Sie wurden als Verpackung für die Szintillationszähler gewählt, um seine Lichtdichtigkeit zu gewährleisten und ihn außerdem vor Umgebungseinflüssen zu schützen.

Als letztes wurden die Verbindungsstellen zwischen den einzelnen Bauteilen noch einmal mit schwarzem Klebeband umwickelt, um eventuell verbliebene Spalte abzudecken und so sicherzustellen, dass die Szintillationszähler lichtdicht sind.

Insgesamt wurden 10 Zähler hergestellt: acht für die Ausstattung des Vetodetektors, ein Ersatzzähler, und ein spezieller Zähler mit einem kurzen (10 cm), geraden Lichtleiter für Testzwecke (siehe Abschnitt 5.2.1.3). Die Zähler wurden von 1 bis 10 durchnummeriert, wobei #9 der Ersatzzähler und #10 der Testzähler mit dem kurzen Lichtleiter sind.

Die fertigen Zähler wurden auf die Zählerträger (Abbildung 5.19) montiert, die am inneren Rahmen des Vetodetektors angebracht wurden.



Abbildung 5.19: Fertig montierter Szintillationszähler auf einem Zählerträger des Vetodetektor-Rahmens.

5.2 Die Testmessungen

Dieses Kapitel beschreibt die verschiedenen Tests und Messungen, die durchgeführt wurden, um die Effizienz der Szintillationszähler des Vetodetektors “Inner 2” zu bestimmen und um sie den Bedingungen im COMPASS-Experiment anzupassen. Die Tests wurden nicht mit einem Myonstrahl durchgeführt, sondern mit Myonen aus kosmischer Strahlung (siehe Abschnitte E.1 und F im Anhang).

5.2.1 Die Pulshöhen-Spektren der Szintillationszähler

5.2.1.1 Der Messaufbau

Die Funktion der Szintillationszähler wurde mit Hilfe von Myonen aus der kosmischen Strahlung getestet. Ungenau gefertigte Zähler können lichtundicht sein, und die Qualität der Klebeflächen kann stark variieren. Ebenso besteht die Möglichkeit von defekten Basen oder Photomultipliern. Für jeden der Zähler wurden deshalb zunächst mehrere Pulshöhen-Spektren aufgenommen, um seine korrekte Arbeitsweise zu überprüfen.

Für die Messungen wurden jeweils drei Zähler genau übereinander gelegt (siehe Abbildung 5.20). Durch diese Anordnung wurde sichergestellt, dass Myonen, die Signale in den beiden äußeren Zählern a und c auslösen, auch den Zähler b in der Mitte passiert haben. Entsprechend dienten koinzidente Signale in den Zählern a und c als Trigger.

Da die Winkelverteilung der Myonen mit $\cos^n \theta$ variiert (siehe Abschnitt E.1 im Anhang), trifft ein Großteil der Teilchen “senkrecht” auf die Versuchsanordnung, so dass die Wahrscheinlichkeit für einen Treffer in allen drei Szintillationszählern groß ist. Dennoch gibt es auch Myonen, die in einem anderen Winkel auf die Anordnung treffen, und somit möglicherweise nur in zwei der Zähler ein Signal auslösen. Diese werden aufgrund der

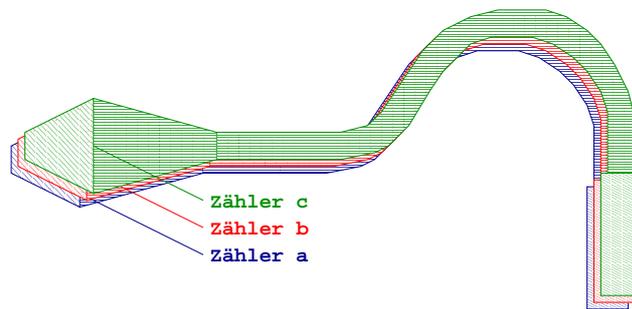


Abbildung 5.20: Anordnung der Szintillationszähler für die Messungen, (‘‘Sandwich’’-Methode).

‘‘Sandwich’’-Methode nicht als Treffer gewertet und tragen somit nicht zum aufgenommenen Spektrum bei (siehe Abbildung 5.21).

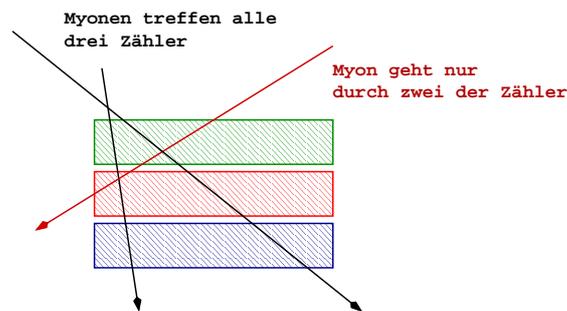


Abbildung 5.21: Myonen, die in einem zu großen Winkel auf die Zähleranordnung treffen, werden unter Umständen nicht von allen Szintillatoren registriert. Sie tragen nicht zum aufgenommenen Spektrum bei.

Ein derartiger Messaufbau hat allerdings den Nachteil, dass nicht nur Myonen, die die Szintillatoren treffen, ein Signal auslösen, sondern auch Myonen, die die - ebenfalls übereinanderliegenden - Lichtleiter passieren, ein Signal auslösen können.

Das Material, aus dem die Lichtleiter bestehen, ist - wie bereits im Abschnitt 5.1.2.2 erwähnt - Plexiglas. Dieses ist zwar kein Szintillator, doch es ist ein Dielektrikum, in dem die einfallenden Myonen Cherenkov-Licht verursachen können. Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass auf diese Weise ein Signal ausgelöst wird, beträgt - gemäß Erfahrungswerten - etwa 10%.

Um zu vermeiden, dass zu viele dieser zusätzlichen Signale die Messungen verfälschen, wurde die Anordnung der Szintillationszähler verändert. Einer der Trigger-Zähler wurde um 180° gedreht, um so die Überlapp-Fläche der äußeren Zähler zu verringern (siehe Abbildung 5.22). Jedoch auch mit einer solchen Anordnung ließen sich Überlappungen der Lichtleiter, insbesondere der Fishtails, nicht vollständig vermeiden.

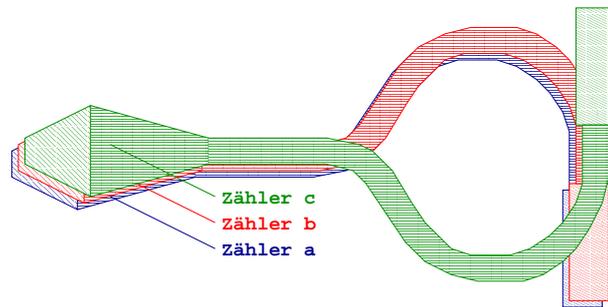


Abbildung 5.22: Neuordnung der Zähler für die Messungen.

Eine Skizze der elektrischen Schaltung und der Signale ist in Abbildung 5.23 zu sehen. Für die Messungen wurde CAMAC¹- bzw. NIM²-Messelektronik eingesetzt. Bei den im einzelnen verwendeten Geräten handelt es sich um:

- *Diskriminator (NIM):*

Diskriminatoren dienen zur Festlegung, ob ein Signal einen Spannungsschwellwert überschreitet oder nicht. Im positiven Fall wird ein logisches Ausgangssignal definierbarer Dauer erzeugt.

Bei den für die Messungen verwendeten Diskriminatoren handelt es sich um Constant Fraction Diskriminatoren, die im Institut für Kernphysik der Universität Mainz entworfen und gebaut wurden.

- *Koinzidenzeinheit (NIM):*

Eine Koinzidenzeinheit überprüft zwei logische Signale auf zeitlichen Überlapp. Sie gibt nur dann ein Signal aus, wenn die Zeitspanne zwischen den auf den beiden Eingängen eintreffenden Signalen innerhalb eines bestimmten Zeitfensters liegt.

Bei dem für die Messungen verwendete Koinzidenzeinheit handelt es sich um das Model *NIM Model 465 Triple 4-Fold Logic Unit* der Firma LeCroy.

- *Gategenerator (NIM):*

Ein Gategenerator generiert nach Triggerung einen Impuls definierter Dauer, innerhalb dessen elektronische Signale (z.B. von einem ADC) aufgenommen werden können.

Bei dem für die Messungen verwendeten Gategenerator handelt es sich um das Modell *Type G43, Nr. 143*.

¹CAMAC: Computer Aided Measurement And Control

²NIM: Nuclear Instruments and Methods

- *ADC (CAMAC):*

Analog-to-Digital-Converter bzw. Analog-Digital-Umsetzer: wandelt nach unterschiedlichen Methoden analoge Eingangssignale in digitale Daten bzw. einen Datenstrom um, die dann weiterverarbeitet oder gespeichert werden können.

Bei dem für die Messungen verwendeten ADC handelt es sich um das Modell *CAMAC Model 2249A 12 Channel A-to-D Converter* der Firma LeCroy.

- *TDC (CAMAC):*

Time-to-Digital-Converter: misst die Zeit zwischen zwei elektronischen Signalen.

Bei dem für die Messungen verwendeten ADC handelt es sich um das Modell *CAMAC Model 2228A Octal Time-to-Digital Converter* der Firma LeCroy.

- *CAMAC-Controller:*

Ein CAMAC-Controller ist eine Kontroll- und Steuereinheit für die im CAMAC-Crate verwendeten Module. Bei dem für die Messungen verwendeten CAMAC-Controller handelt es sich um einen im Institut für Kernphysik der Universität Mainz entworfenen und gebauten Controller mit eingebautem PC (im Scheckkartenformat), der über Ethernet angesprochen werden konnte (CAMAC-PC).

Die Signale der beiden Trigger-Zähler (1, 2) werden jeweils mittels eines Diskriminators in logische Signale umgewandelt (3, 4). Die Schwelle des Diskriminators wurde auf 30 mV eingestellt. Danach werden sie auf eine Koinzidenzeinheit gegeben, die ein logisches Und bildet (5). Das Ausgangssignal der Koinzidenzeinheit wird zum Erzeugen von zwei verschiedenen Zeitfenstern (Gates) benutzt, ein 100 ns Gate für den ADC (7), und ein 100 μ s Gate für den CAMAC-PC (6). Das erste dieser Gates gibt dem ADC den Zeitraum vor, innerhalb dessen er die Signale integrieren soll, das zweite dieser Gates ist die Zeit, die der ADC braucht, um die erhaltenen Signale zu konvertieren. Gleichzeitig wird die abfallende Flanke des 100 ns Gates als Startsignal für den TDC verwendet.

Das Signal des mittleren Zählers (8) wird aufgeteilt. Eines der Signale wird so verzögert, dass es im 100 ns Gate für den ADC liegt, das zweite der Signale wird diskriminiert (9) und als Stop-Signal für den TDC benutzt. Der CAMAC-Controller liest die Signale des ADCs und des TDCs aus und sendet ein Reset-Signal an beide, so dass ein neuer Zyklus begonnen werden kann.

Das ADC-Spektrum ist eine Möglichkeit, die von den einfallenden Myonen deponierte Energie darzustellen. Diese ist proportional zur im Szintillator erzeugten Lichtmenge, die wiederum proportional zur Anzahl der im Photomultiplier ausgelösten Elektronen ist. Das landauverteilte ADC-Spektrum selbst zeigt die auf die Zähl elektronik treffende Ladungsmenge. Durch das Anfitzen einer Landauverteilung und das Bestimmen deren *MPV*³-Werts lassen sich verschiedene Spektren, und damit die jeweils deponierte Energie der Myonen vergleichen.

³MPV: Most Probable Value - Wert der mit größter Wahrscheinlichkeit in der Landauverteilung auftritt

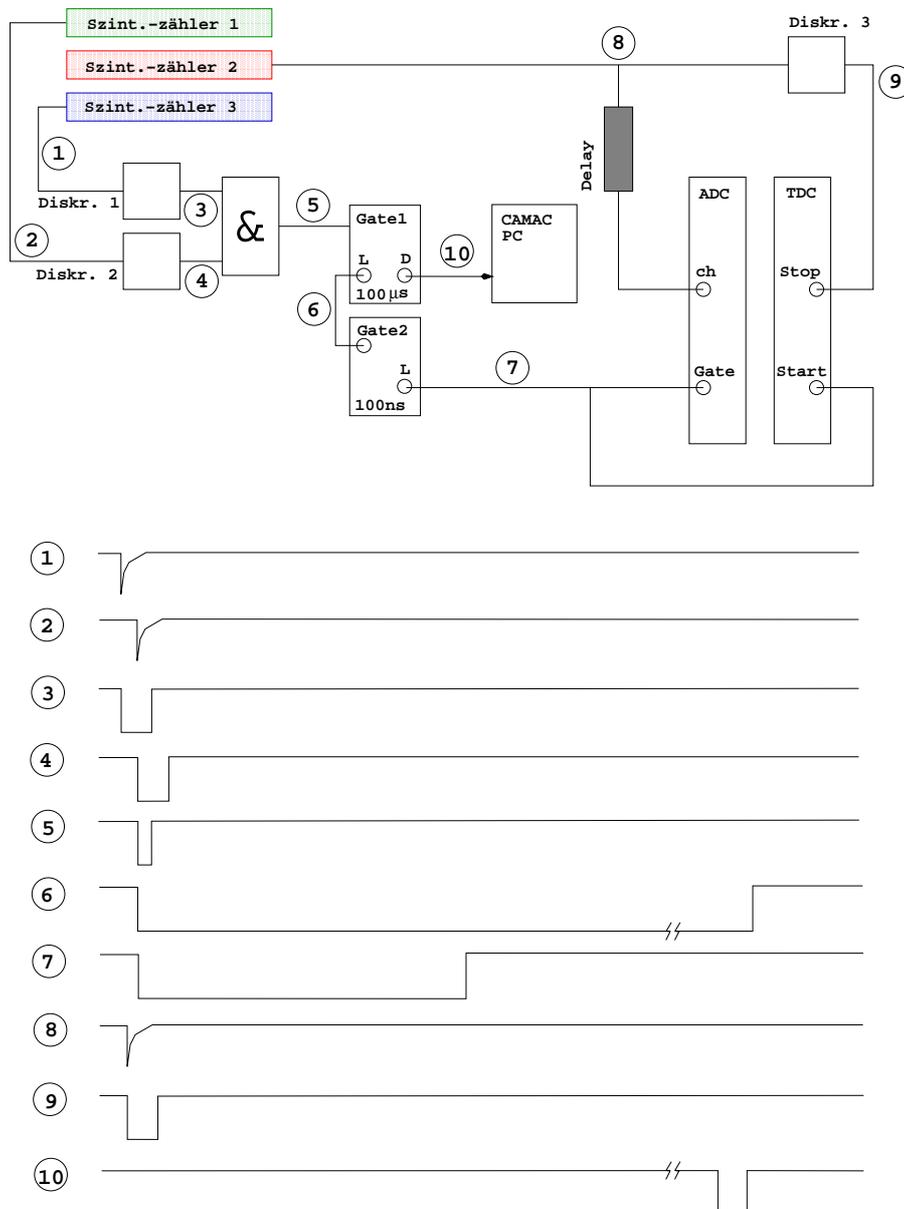


Abbildung 5.23: Schaltung für die an den Szintillationszählern durchgeführten Messungen. Die jeweiligen Signalformen, ebenso wie ihre relativen Positionen an unterschiedlichen Stellen der Schaltung sind im unteren Teil der Abbildung skizziert.

Der TDC dagegen misst die Zeit, innerhalb der die Signale registriert werden. Die Breite des gaußförmigen TDC-Spektrums ist ein Maß für die Zeitauflösung des Szintillationszählers. Durch das Anfitzen einer Gaußverteilung und die Bestimmung von deren Standardabweichung (*Sigma*) und Mittelwert (*Mean*) lassen sich Zeitauflösung und Signallauf-

zeit in Szintillationszählern vergleichen.

Die Zeitauflösung des Testaufbaus ist abhängig von den Gaußbreiten aller drei Szintillationszähler. Da das Start-Signal des TDCs durch die Koinzidenz der beiden äußeren Zähler ausgelöst wird, wurde - mit Hilfe von Verzögerungskabeln - dafür gesorgt, dass das Signal des oberen Trigger-Zählers immer als erstes eintraf. Auf diese Weise wurde sichergestellt, dass nur die Gaußbreite eines der Trigger-Zähler die Breite des Zeitspektrums des auszumessenden Zählers verschmierte.

Die tatsächliche Breite des Zeitspektrums des Testzählers ergibt sich dann nach folgender Formel:

$$\sigma_{gem}^2 = \sigma_{Te}^2 + \sigma_{Tr}^2 .$$

Hierbei ist σ_{gem} die gemessene Zeitauflösung des Testzählers, σ_{Te} die wahre Zeitauflösung des Testzählers und σ_{Tr} die des Triggerzählers. Da davon ausgegangen werden kann, dass alle Szintillationszähler des Vetodetektors eine ähnliche Zeitauflösung haben, kann dies vereinfacht werden zu:

$$\sigma_{gem}^2 \approx 2\sigma_{Te}^2 .$$

Daraus folgt für die tatsächliche Zeitauflösung des Testzählers:

$$\sigma_{Tr} \approx \sigma_{Te} \approx \frac{\sigma_{gem}}{\sqrt{2}} .$$

Für alle im folgenden dargestellten Spektren gilt: ein ADC-Kanal entspricht einer Ladung von 0,25 pC, ein TDC-Kanal entspricht einer Zeit von 250 ps. Die Zeit pro TDC-Kanal war am Modul wählbar zwischen 250 ns, 500 ns und 1000 ns. Die Einstellung von 250 ns für alle Messungen wurde mittels unterschiedlicher Verzögerungskabel verifiziert.

Die Abbildung 5.24 zeigt beispielhaft das ADC- und das TDC-Spektrum des Zählers #6. Er wurde für diese Messung mit einer Hochspannung von 1550 V betrieben, als Trigger-Zähler dienten die Zähler #2 und #3. An das ADC-Spektrum wurde eine Landauverteilung angefitet, and das TDC-Spektrum eine Gaußverteilung. Die Parameter der Fits sind jeweils in der oberen rechten Ecke der Abbildungen zu sehen.

Die Histogramme zeigen beide im Groben den erwarteten Verlauf. Es sind aber in beiden Spektren Einträge zu erkennen, die nicht dem eines Myon-Spektrums entsprechen. Der Grund hierfür ist aus diesen Plots nicht zu erkennen.

Wenn man jedoch einen zweidimensionalen Plot der gleichen Daten betrachtet, in dem ADC- und TDC-Werte gegeneinander aufgetragen sind, wird deutlich, dass die atypischen Werte in beiden Spektren korreliert sind.

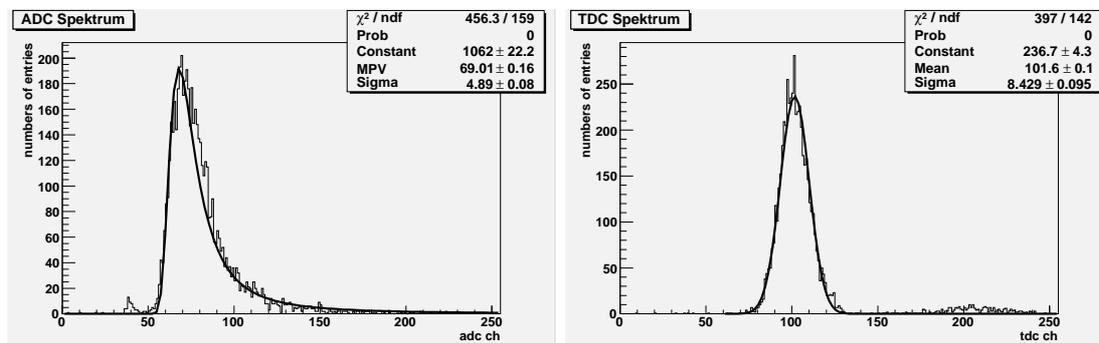


Abbildung 5.24: ADC- und TDC-Spektren des Szintillationszählers #6, betrieben mit einer Hochspannung von 1550 V. Als Trigger-Zähler wurden die Szintillationszähler #2 und #3 verwendet. Die Histogramme zeigen beide im Groben den erwarteten Verlauf. Das ADC-Spektrum zeigt Einträge unterhalb Kanalnummer 60, diese entsprechen nicht dem eines typischen Myon-Spektrums, ebenso zeigt das TDC-Spektrum eine untypische Ansammlung von Einträgen um die Kanalnummer 210.

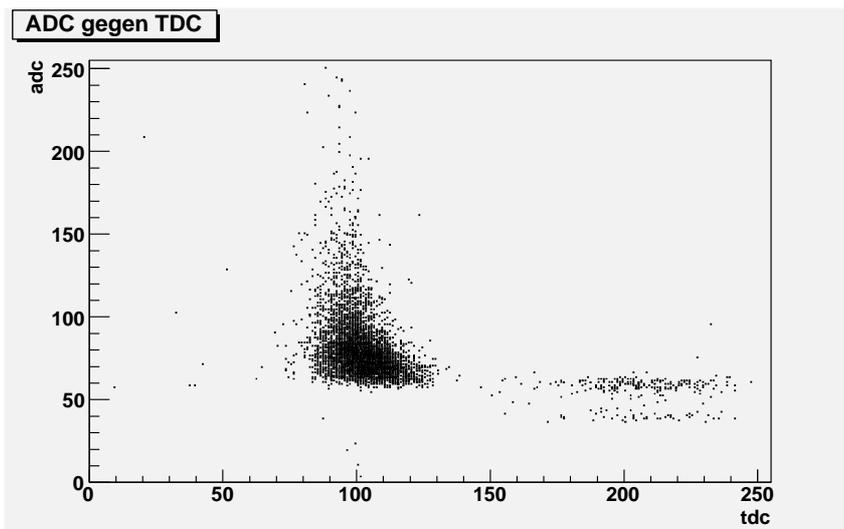


Abbildung 5.25: Zweidimensionaler ADC-TDC-Plot des Szintillationszählers #6, betrieben mit einer HV von 1550 V. Als Trigger-Zähler wurden die Szintillationszähler #2 und #3 verwendet. Es ist deutlich zu erkennen, dass die für ein Myonspektrum untypischen ADC-Einträge mit den TDC-Werten außerhalb des Gauß-Spektrums zusammenfallen.

Die TDC-Werte ausserhalb des Gauß-Peaks entsprechen ADC-Werten unterhalb einer bestimmten Schwelle. Da der TDC sein Stop-Signal von einem Diskriminator bekommt, liegt es nahe, diese Schwelle mit der Diskriminatorschwelle zu identifizieren. Offenbar erzeugt der TDC ohne Stop-Signal eine Anhäufung von Einträgen bei Kanal 210, was durch Ab-

ziehen des Stop-Signal-Kabels auch verifiziert werden konnte.

Die Anhäufung um den ADC-Kanal 40 markiert den Null-Punkt des ADC-Spektrums. Dies wurde durch das Abziehen des Signalkabels verifiziert. Innerhalb des durch den Gategenerator vorgegebenen Zeitfensters lag kein Signal an. Hierfür gibt es verschiedene mögliche Ursachen. Zum einen besteht die Möglichkeit von Ineffizienzen, entweder beim Szintillationsprozess selbst oder bei der Photodetektion im Photomultiplier. Zum anderen spielen geometrische Gründe eine Rolle, wie zum Beispiel die unvollständige Überlappung der Szintillatoren, die zur Folge haben kann, dass zwar beide Trigger-Zähler ein Signal erhalten, nicht jedoch der Zähler in der Mitte. Darüber hinaus kann es, wie bereits weiter oben erwähnt, zu Treffern im nach wie vor überlappenden Teil der Lichtleiter kommen, die mittels Cherenkov-Licht Signale in den Photomultipliern auslösen.

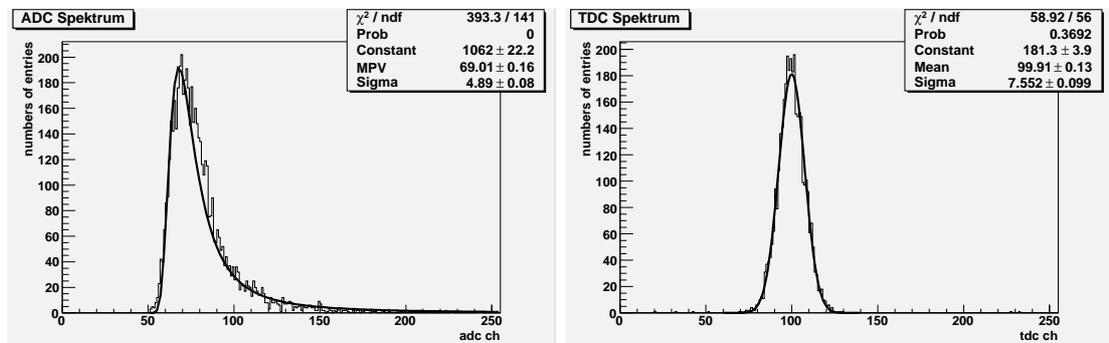


Abbildung 5.26: ADC- und TDC-Spektren des Szintillationszählers #6, betrieben mit einer HV von 1550 V. Als Trigger-Zähler wurden die Szintillationszähler #2 und #3 verwendet. In diesen Spektren wurden sogenannte Schnitte vorgenommen. Alle Ereignisse mit ADC-Einträgen unterhalb Kanal 50 wurden aus beiden Spektren entfernt.

In Abbildung 5.26 wurden sogenannte Schnitte vorgenommen. In diesem Fall bedeutet das, dass alle Ereignisse mit ADC-Einträgen unterhalb eines bestimmten Kanals verworfen wurden. Für alle weiteren Plots wurde ebenfalls nach dieser Methode vorgegangen.

5.2.1.2 Die Einstellung der idealen Hochspannungen

Die Szintillationszähler werden mit Hochspannung (HV) betrieben.

Für jeden der Zähler musste die ideale Einstellung für die HV herausgefunden werden. Dies geschah, indem ein ADC-Spektrum aufgenommen und analysiert wurde.

Fertigungstoleranzen in den verwendeten Photomultipliern und eventuell auch unterschiedliche Qualität der Klebeflächen führen dazu, dass die Hochspannungen der einzelnen Szintillationszähler unterschiedlich eingestellt werden muss, um ein gleichartiges Verhalten der Zähler im Myonstrahl zu gewährleisten.

Zähler #	Hochspannung in V	Zähler #	Hochspannung in V
1	1250	5	1550
2	1600	6	1500
3	1450	7	1650
4	1550	8	1500

Tabelle 5.3: Hochspannungen der einzelnen Zähler.

Während der durchgeführten Messungen wurden die HVs der einzelnen Zähler aufeinander abgestimmt, so dass die MPVs der ADC-Spektren in etwa an der gleichen Stelle lagen. Die endgültige Feineinstellung, die während der Strahlzeit 2006 benutzt wurde, wurde mit Hilfe des Myonstrahls bestimmt.

Die für die einzelnen Szintillationszähler in Experiment gewählten Hochspannungen sind in Tabelle 5.3 aufgeführt.

5.2.1.3 Der Einfluss des Lichtleiters auf die Zeitaufösung

Die Zeitaufösung eines Szintillationszählers ist unter anderem abhängig von den verschiedenen Wegen, die das Licht innerhalb des Lichtleiters wählen kann. Die relative Länge dieser Wege variiert bei einem gebogenen Leiter weitaus stärker als bei einem geraden (siehe Abbildung 5.27).

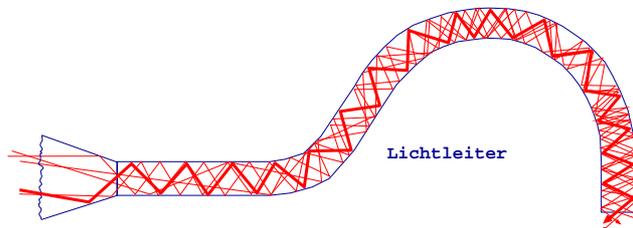


Abbildung 5.27: Mögliche Wege des Lichts durch einen gebogenen Lichtleiter. Die möglichen Wege variieren stark in ihrer Länge.

Um festzustellen, wie groß die Verbreiterung des TDC-Signals aufgrund des gebogenen Lichtleiters ist, wurden Messungen mit dem speziell hergestellten Testzähler mit dem 10 cm langen, geraden Lichtleiter durchgeführt.

Alle anderen Messgrößen wurden unverändert gelassen. Um gleiche Testbedingungen für beide Lichtleiter zu gewährleisten, wurden sie nacheinander mit demselben Photomultiplier ausgestattet. Getriggert wurde wieder auf die Koinzidenz der beiden äußeren Zähler (mit langem, gebogenen Lichtleiter, Abbildung 5.28). Dies hatte zur Folge, dass die Gaußbreite des langen Triggerzählers die des kurzen Testzählers verschmierte.

Wie bereits erwähnt, gilt für die gemessene Zeitaufösung des Testzählers:

$$\sigma_{gem}^2 = \sigma_{Te,K}^2 + \sigma_{Tr}^2.$$

Hierbei ist σ_{gem} die gemessene Sigmabreite des Testzählers, $\sigma_{Te,K}$ die tatsächliche Sigmabreite des kurzen Testzählers und σ_{Tr} die des Triggerzählers mit dem langen Lichtleiter. Da in diesem Fall davon ausgegangen werden muss, dass sich die Zeitaufösung von Test- und Triggerzähler voneinander unterscheiden, kann die Formel hier nicht wie zuvor vereinfacht werden. Die Zeitaufösung σ_{Tr} ist jedoch aus der vorhergehenden Messung bekannt. Damit ergibt sich die wahre Zeitaufösung des kurzen Testzählers zu:

$$\sigma_{Te,K} = \sqrt{\sigma_{gem}^2 - \sigma_{Tr}^2}.$$

Alle Messungen wurden mit Zähler #1 und dem Testzähler #10 durchgeführt. Beide wurden mit einer Hochspannung von 1350 V betrieben. Als Trigger-Zähler dienten die Szintillationszähler #2 und #3.

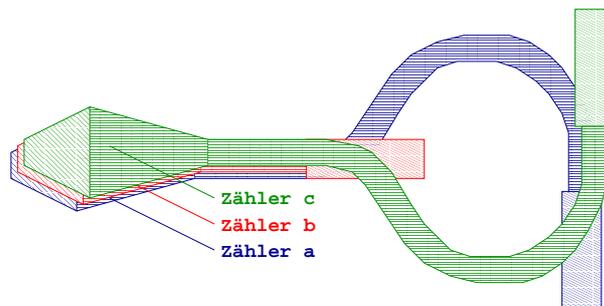


Abbildung 5.28: Anordnung der Szintillationszähler für die Messungen mit kurzem Zähler.

In der Abbildung 5.29 ist zu erkennen, dass der Zeitpeak des Testzählers schmaler ist. Wie erwartet, ist der Zeitpunkt des Signals genauer definiert. Aufgrund der unterschiedlichen Länge der Lichtleiter, und den entsprechend unterschiedlich langen Lichtlaufwegen, ist auch die Position der Zeitpeaks unterschiedlich.

In Abbildung 5.30 ist zu sehen, dass das ADC-Spektrum des Testzählers zu höheren Ladungsmengen hin verschoben ist. Bei gleicher Spannung ist die Signalausbeute größer, die Verluste im Lichtleiter sind kleiner. Im kürzeren, geraden Lichtleiter geht also weniger Signal “verloren”, da die Verluste durch Absorption im Plexiglas und Reflexion an den Wänden des Leiters geringer sind.

Die wichtigsten Daten aus diesen Messungen sind in Tabelle 5.4 zusammengefasst.

5.2.1.4 Die Spotmessungen

Bei den Spotmessungen wurden die Szintillationszähler so übereinander gelegt, dass nur begrenzte Flächen der Szintillatoren überlappten (siehe Abbildung 5.31). Getriggert wurde

angelegte Hochspannung	Ladungsmenge (MPV ADC in pC)	Breite des Zeitsignals (Sigma TDC in ns)	Position des Zeitsignals (Mean TDC in ns)
1350 V, kurzer Zähler	$38,83 \pm 0,30$	$0,99 \pm 0,02$	$9,51 \pm 0,04$
1350 V, langer Zähler	$22,12 \pm 0,11$	$1,42 \pm 0,02$	$34,18 \pm 0,05$

Tabelle 5.4: ADC- und TDC- Werte der Messungen mit kurzem Zähler. Alle Werte aus den Spektren wurden umgerechnet in Ladungsmengen bzw. Zeit. Der Nullpunkt des ADC-Spektrums liegt bei Kanal 40, die Ladungsmenge pro Kanal beträgt 0,25 pC, ein TDC-Kanal entspricht 250 ps.

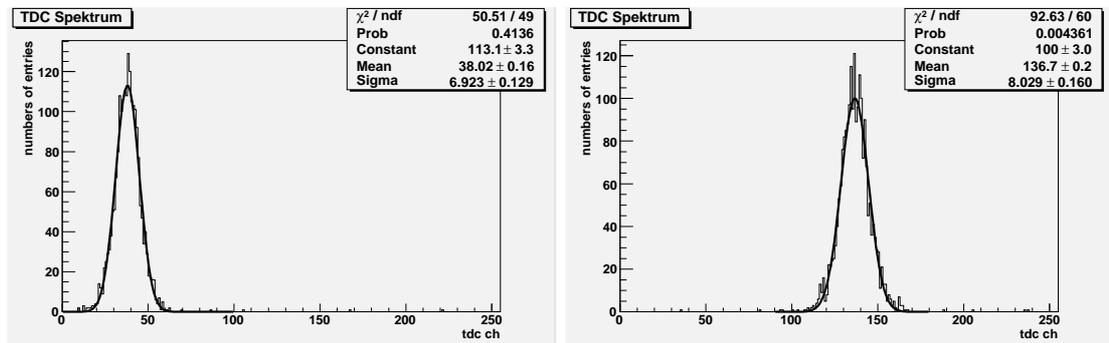


Abbildung 5.29: TDC-Spektren des Zählers #10 (kurzer, gerader Lichtleiter) und des Zählers #1 (langer, gebogener Lichtleiter), betrieben bei einer HV von 1350 V. Der TDC-Peak des Zählers #1 ist um etwa 25 ns zu größeren Werten hin verschoben, darüber hinaus ist die Sigma-Breite des Spektrums um etwa 0,3 ns größer. Alle Ereignisse mit ADC-Werten unterhalb Kanal 70 wurden aus den Spektren entfernt.

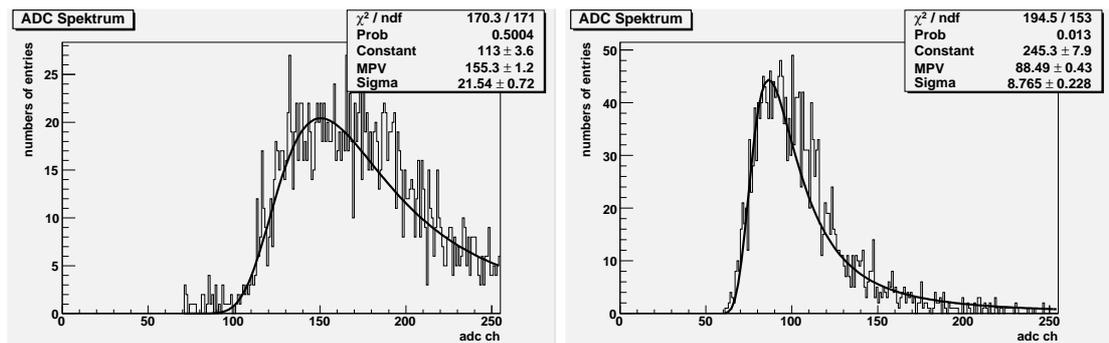


Abbildung 5.30: ADC-Spektren des Zählers #10 (kurzer, gerader Lichtleiter) und des Zählers #1 (langer, gebogener Lichtleiter), betrieben bei einer HV von 1350 V. Das Spektrum des Zählers #1 zeigt deutlich geringere Ladungsmengen als das des Zählers #10. Alle Ereignisse mit ADC-Werten unterhalb Kanal 70 (links) und unterhalb Kanal 60 (rechts) wurden aus den Spektren entfernt.

wiederum auf eine Koinzidenz der beiden äußeren Zähler. Auf diese Weise wurden nur Myonen registriert, die eine bestimmte Teilfläche der Szintillatoren durchquerten.

Es wurde so versucht, Daten für die Lichtlaufzeit im Szintillator selbst zu erhalten. Alle Spotmessungen wurden am Zähler #2 vorgenommen, betrieben mit einer Hochspannung von 1450 V. Als Trigger-Zähler wurden die Szintillationszähler #1 und #8 verwendet.

Insgesamt wurden vier unterschiedliche Bereiche (Spots) der Szintillatoren überprüft (siehe Abbildung 5.32).

Wie in Abbildung 5.33 zu sehen ist, enthalten die Spektren der Spot-Messungen aufgrund der weitaus schlechteren Überlappung der Szintillationszähler viele Ereignisse mit

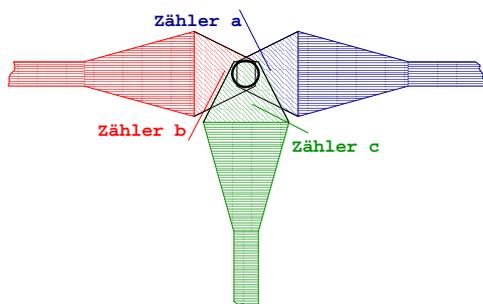


Abbildung 5.31: Neuanordnung der Szintillationszähler für die Spotmessungen (Beispiel für Spot: "oben").

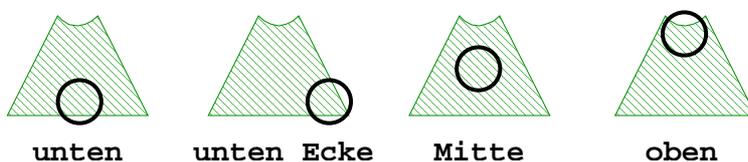


Abbildung 5.32: Dies sind die unterschiedlichen Bereiche der Szintillatoren, die für die Spotmessungen getestet wurden.

Ladungsmenge Null bzw. ohne TDC-Stop-Signal. Diese sind zurückzuführen auf Myonen, die nur die zwei Trigger-Zähler getroffen haben, nicht jedoch den Zähler #2, so dass der TDC ein Start-Signal erhielt, jedoch kein Stop-Signal. Auch hier wurden wieder Schnitte an den Spektren durchgeführt, damit sich in den Plots nur die für die Messung relevanten Werte zeigen.

Aus dem Vergleich der ADC-Spektren für die verschiedenen Bereiche ist zu erkennen, dass, je näher am "unteren" Ende (am Übergang zum Fishtail) die Myonen auf den Szintillator treffen, desto geringer ist die Lichtmenge, die bis zum Photomultiplier gelangt, desto stärker der MPV-Wert der Landauverteilung zu niedrigeren Werten hin verschoben.

Die TDC-Spektren zeigen, dass die Zeitauflösung für die Bereiche nahe am Fishtail-Lichtleiter schlechter ist. Gleichzeitig nimmt die Laufzeit der Signale ab.

Diese Tendenzen lassen sich gut an den Daten in Tabelle 5.5 erkennen. In dieser sind für die verschiedenen ADC-Spektren der jeweilige MPV-Wert des Landaufits, und für die TDC-Spektren die jeweilige Sigma-Breite und des Gaußfits des Zeit-Signals und dessen Position aufgeführt.

Der Grund für diese Tendenzen liegt vermutlich in den möglichen Wegen des Lichts durch den Szintillator (siehe Abbildung 5.38). Je weiter vom Lichtleiter entfernt die Myonen auf den Szintillator treffen, desto wahrscheinlicher ist es, dass die Wege zum Lichtleiter eine ähnliche Länge haben.

Spot	Ladungsmenge (MPV ADC in pC)	Breite des Zeitsignals (Sigma TDC in ns)	Position des Zeitsignals (Mean TDC in ns)
unten Ecke	$26,00 \pm 0,13$	$1,61 \pm 0,03$	$28,37 \pm 0,05$
unten	$26,35 \pm 0,08$	$1,63 \pm 0,02$	$28,34 \pm 0,03$
Mitte	$30,78 \pm 0,10$	$1,46 \pm 0,02$	$28,53 \pm 0,03$
oben	$35,48 \pm 0,09$	$1,40 \pm 0,02$	$28,65 \pm 0,05$

Tabelle 5.5: ADC- und TDC- Werte der Spot-Messungen. Alle Werte aus den Spektren wurden umgerechnet in Ladungsmengen bzw. Zeit. Der Nullpunkt des ADC-Spektrums liegt bei Kanal 40, die Ladungsmenge pro Kanal beträgt 0,25 pC, ein TDC-Kanal entspricht 250 ps.

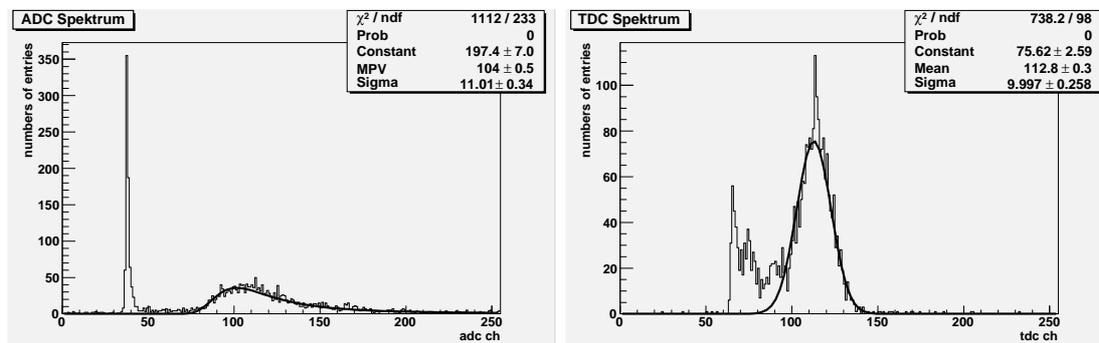


Abbildung 5.33: ADC- und TDC-Spektren der Spotmessung "unten Ecke". Aufgrund der weitaus schlechteren Überlappung der Szintillationszähler zeigen die Spektren eine große Menge an Einträgen mit Ladungsmenge Null (ADC) und ohne TDC-Stop-Signal.

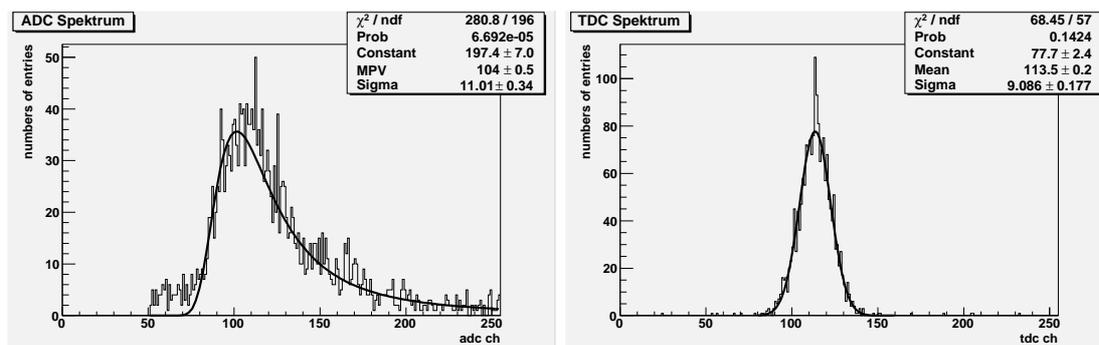


Abbildung 5.34: ADC- und TDC-Spektren der Spotmessung "unten Ecke". In diesen Spektren wurden Schnitte vorgenommen. Alle Ereignisse mit ADC-Einträgen unterhalb Kanal 50 wurden aus beiden Spektren entfernt.

5.2.2 Magnetfeldmessungen

Es war ein wichtiger Punkt, die fehlerfreie Funktion der Photomultiplier im Feld des Targetmagneten sicherzustellen. Deshalb wurden mehrere Magnetfeldtests durchgeführt, um die Wirksamkeit der verwendeten Abschirmung zu bestimmen.

Das Feld im Inneren des Targetmagneten beträgt bis zu 2,5 T (25 kG). Es erstreckt sich auch außerhalb des Targets, in einer Stärke von bis zu mehreren hundert Gauß in einem Umkreis von mehreren Metern. Abbildung 5.39 zeigt die Form und Stärke des Magnetfeldes in der Umgebung des Vetodetektors "Inner 2". Es ist zu sehen, dass die Stärke des Feldes im Bereich der Photomultiplier des Detektors noch etwa 300 G beträgt.

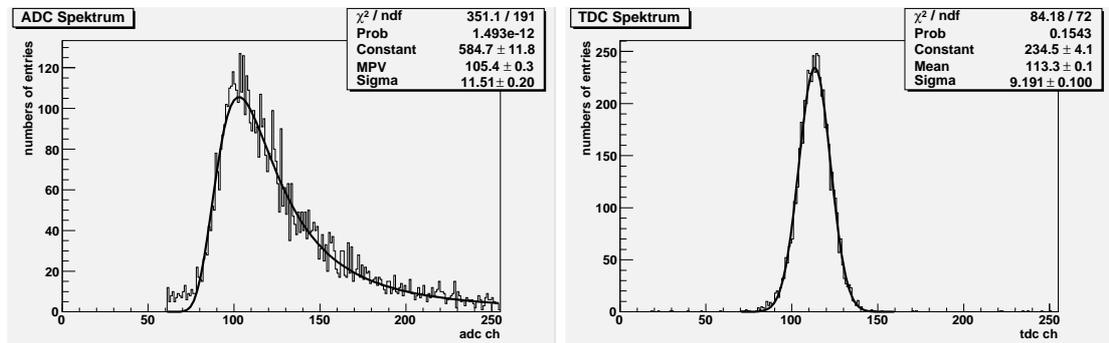


Abbildung 5.35: ADC- und TDC-Spektren der Spotmessung “unten”. In diesen Spektren wurden Schnitte vorgenommen. Alle Ereignisse mit ADC-Einträgen unterhalb Kanal 60 wurden aus beiden Spektren entfernt.

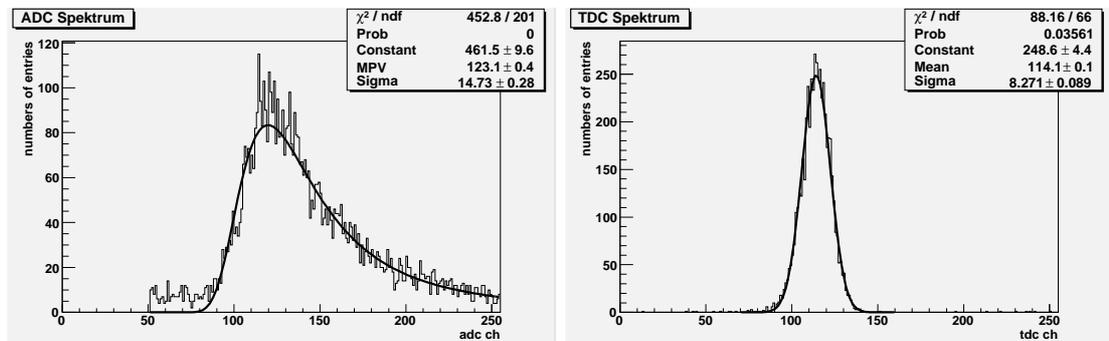


Abbildung 5.36: ADC- und TDC-Spektren der Spotmessung “Mitte”. In diesen Spektren wurden Schnitte vorgenommen. Alle Ereignisse mit ADC-Einträgen unterhalb Kanal 50 wurden aus beiden Spektren entfernt.

Um die Photomultiplier vor dem Magnetfeld des Targetmagneten zu schützen, wurden folgende Maßnahmen getroffen:

- *Eisen:*

Die Photomultiplier wurden mit einem Eisenzylinder umgeben. Es standen zwei verschiedene Zylinder zur Verfügung, mit einer Wanddicke von jeweils 15 mm bzw. 3 mm. Der Vorteil des dickeren Zylinders ist eine bessere Abschirmung, der Nachteil ist die relativ große Masse an Eisen, die damit im Magnetfeld platziert wird und den Zug des Feldes an den Szintillationszählern stark vergrößern würde.

Die Verwendung dieses Zylinders hätte eine sichere Befestigung der Zähler am Vetodetektor-Rahmen schwierig gemacht. Darüber hinaus hätte sich allein durch die Verwendung dieser Eisenzylinder die Masse des Vetodetektors um mehr als 40 kg (etwa 20 %) erhöht.

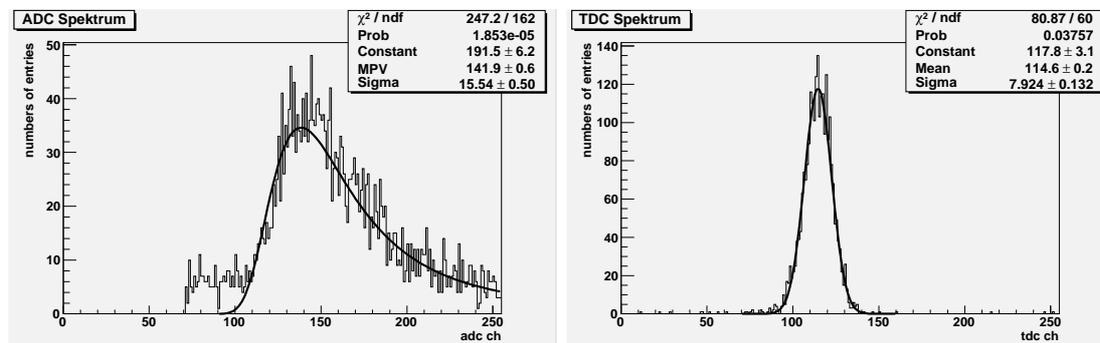


Abbildung 5.37: ADC- und TDC-Spektren der Spotmessung "oben". In diesen Spektren wurden Schnitte vorgenommen. Alle Ereignisse mit ADC-Werten unterhalb Kanal 70 wurden aus beiden Spektren entfernt.

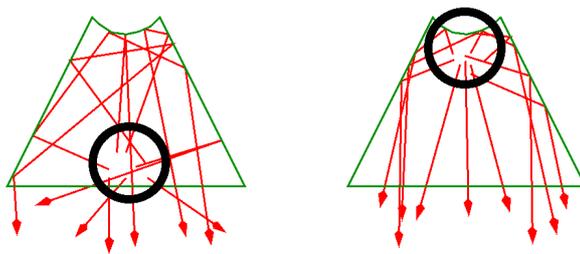


Abbildung 5.38: Mögliche Lichtwege in den Szintillatoren. Je weiter vom Lichtleiter entfernt die Myonen auf den Szintillator treffen, desto wahrscheinlicher ist es, dass die Wege zum Lichtleiter eine ähnliche Länge haben.

Da die Nachteile des dickeren Zylinders die Vorteile überwogen, wurde letztenendes der dünnwandige Zylinder verwendet.

- *μ -Metall:*

Eine weitere Maßnahme zum Schutz der Photomultiplier ist die Abschirmung mittels einer oder mehrerer Lagen μ -Metall.

μ -Metall ist eine weichmagnetische Nickel-Eisen-Legierung (ca. 75-80% Nickel) hoher magnetischer Permeabilität, die zur Abschirmung von Magnetfeldern eingesetzt wird.

Insgesamt wurden zwei Arten von Messungen durchgeführt

- *Magnetfeldmessungen:*

Das Magnetfeld eines Permanentmagneten sowie seine Reduktion durch verschiedene Abschirmungen wurde vermessen.

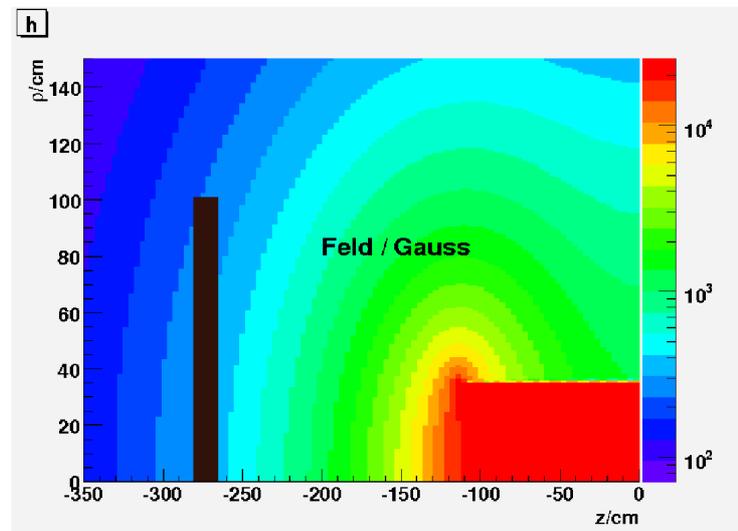


Abbildung 5.39: Form und Stärke des Feldes des Targetmagneten in der Umgebung des Vetodetektors "Inner 2". Der Vetodetektor befindet sich etwa auf der Position $z = -270$ cm. Die Stärke des Magnetfeldes beträgt hier noch immer etwa 300 Gauß.

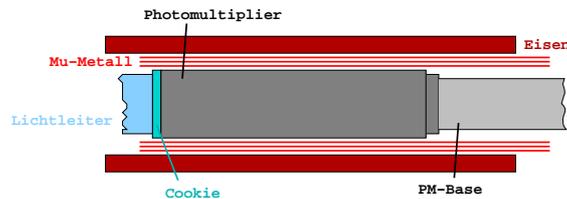


Abbildung 5.40: Photomultiplier in μ -Metall und Eisenzylinder.

- *ADC-Spektren:*

Der Photomultiplier eines der Szintillationszähler wurde einem Magnetfeld ausgesetzt und die ADC-Spektren dieses Zählers wurden aufgenommen.

5.2.2.1 Magnetfeldmessungen

Für diese Messungen wurde mittels einer Hallsonde und einer Messanordnung mit Fahrtisch das Feld eines Permanentmagneten senkrecht zur Richtung der Feldlinien ausgemessen. Die Messanordnung ist in Abbildung 5.41 schematisch dargestellt.

Es wurden mehrere Messreihen genommen. Zur Abschirmung wurde zunächst nur der Eisenzylinder, in einer weiteren Messung zusätzlich eine Lage des verwendeten μ -Metalls eingesetzt. Eine Lage bedeutet dabei $2\frac{1}{2}$ Umwicklungen des Photomultipliers mit 0,2 mm dickem μ -Metall.

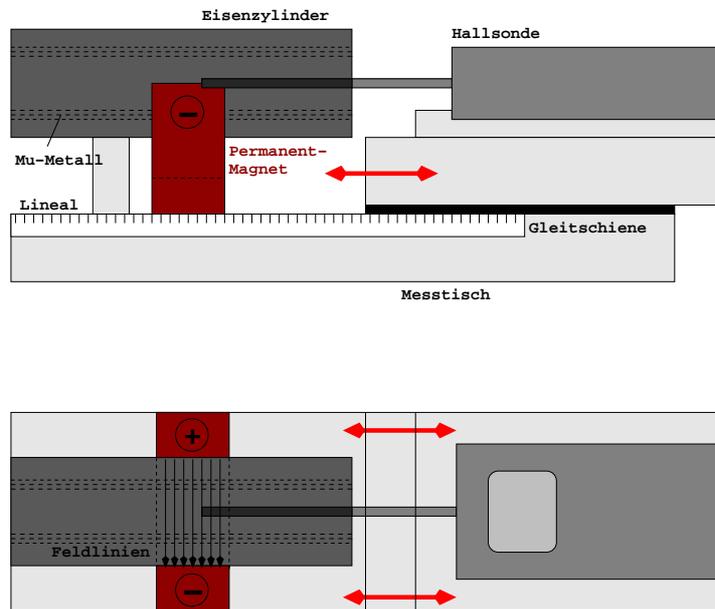


Abbildung 5.41: Schematische Darstellung der Anordnung zur Messung des Feldes eines Permanentmagneten mit verschiedenen Abschirmungen. Die obere Abbildung zeigt die Seitenansicht des Aufbaus, die untere Abbildung die Aufsicht.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.6 und Abbildung 5.42 zusammengefasst.

Es ist deutlich zu sehen, dass das verwendete μ -Metall die magnetische Feldstärke innerhalb des Zylinders noch einmal auf etwa 10% reduziert. Um sicher zu sein, dass die Abschirmung des Photomultipliers mit einer Lage μ -Metall und einem Eisenzylinder ausreichend ist, wurden in einer weiteren Messung noch einmal ADC-Spektren genommen.

5.2.2.2 ADC-Spektren mit und ohne Magnetfeld

Für diese Messungen wurde der für die vorherige Messreihe verwendete Permanentmagnet direkt an den Eisenzylinder mit dem Photomultiplier angelegt⁴ (siehe Abbildung 5.43). Die Messungen wurden mit Szintillationszählern durchgeführt, deren Photomultiplier bereits durch den Eisenzylinder und $2\frac{1}{2}$ Umwicklungen μ -Metall abgeschirmt waren.

⁴Die Messung wurde in gewisser Weise verfälscht, da der Eisenzylinder durch das direkte Anlegen des Permanentmagneten magnetisiert wurde. Da es sich jedoch nur um eine qualitative Messung handelte, die bestätigen sollte, dass das Magnetfeld keine Auswirkung mehr auf die Verstärkung des Photomultipliers hatte, wurde dies in Kauf genommen.

Abstand vom Zentrum des Magneten in cm	Feld in Gauß	Feld mit Fe-Zylinder in Gauß	Feld mit Fe-Zylinder und 1 Lage μ -Metall in Gauß
7,5	59,00	27,70	28,70
7,0	70,25	30,25	31,05
6,5	84,25	32,30	32,6
6,0	99,80	31,90	32,00
5,5	119,35	28,05	26,95
5,0	146,75	19,60	18,45
4,5	176,15	9,90	6,40
4,0	213,00	2,55	-0,55
3,5	259,00	0,90	-1,80
3,0	309,00	1,05	-1,25
2,5	363,00	1,75	-0,60
2,0	411,50	2,50	0,00
1,5	453,00	2,95	0,00
1,0	482,00	3,30	0,15
0,5	501,00	3,35	0,30
0,0	507,00	3,20	0,25
-0,5	503,00	3,05	0,35
-1,0	490,50	2,75	0,35
-1,5	476,00	2,20	0,45
-2,0	435,5	1,90	0,50

Tabelle 5.6: Messungen des Magnetfeldes und der Wirksamkeit der Abschirmungen.

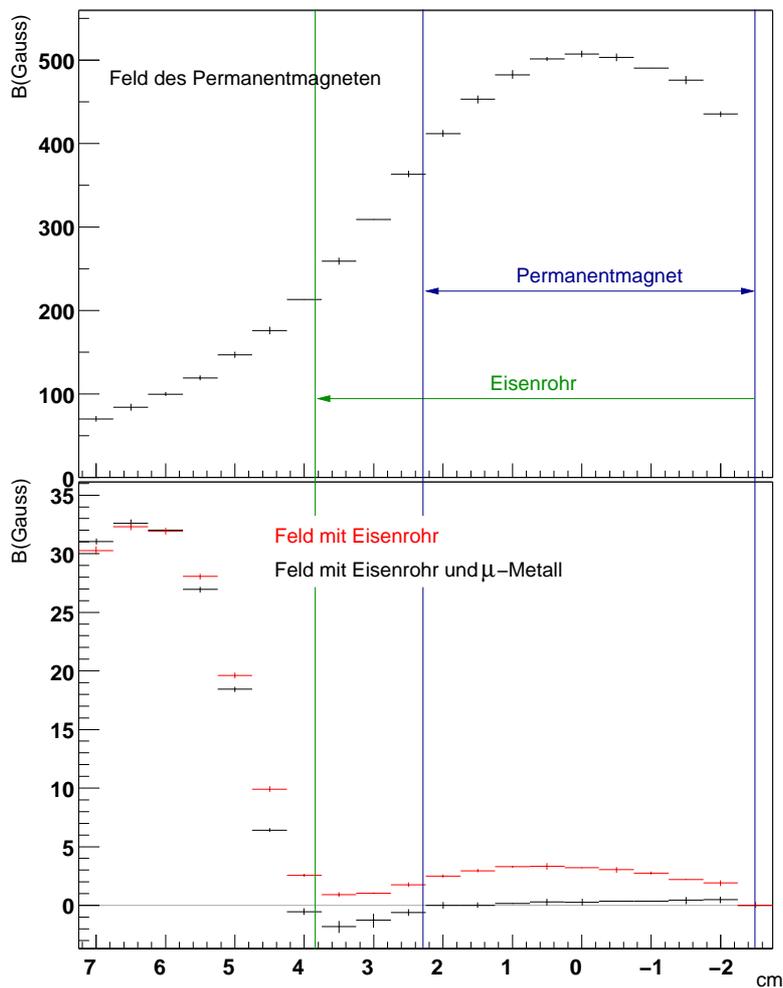


Abbildung 5.42: Stärke des Magnetfeldes mit und ohne Abschirmung. Es wurden jeweils mehrere (zwei bis vier) Messreihen genommen. Bei den eingezeichneten Fehlerbalken handelt es sich um Mittelwertfehler.

Abbildung 5.44 zeigt beispielhaft die ADC-Spektren des Szintillationszählers #6, der für diese Messungen mit einer Hochspannung von 1650 V betrieben wurde. Als Trigger-Zähler dienten die Szintillationszähler #2 und #3.

Es ist deutlich zu erkennen, dass selbst das stark reduzierte Magnetfeld die Verstärkung des Photomultipliers verändert. Die MPV-Werte der beiden ADC-Spektren sind gegeneinander um 70 Kanäle verschoben. Mit dem Nullpunkt der Spektren bei Kanal 40 (in den Abbildungen aufgrund der Schnitte nicht zu erkennen) und 0,25 pC pro Kanal entsprechen diese Werte $(30,33 \pm 0,23)$ pc und $(12,72 \pm 0,15)$ pC, mit einer Differenz von mehr als 17 pC zwischen den MPV-Werten der Spektren.

Die Photomultiplier der Szintillationszähler wurde daraufhin mit einer weiteren Lage μ -



Abbildung 5.43: Magnetfeldmessungen: Mit dem Messaufbau wurden ADC-Spektren mit unmittelbar am Photomultiplier angelegten Permanentmagneten genommen.

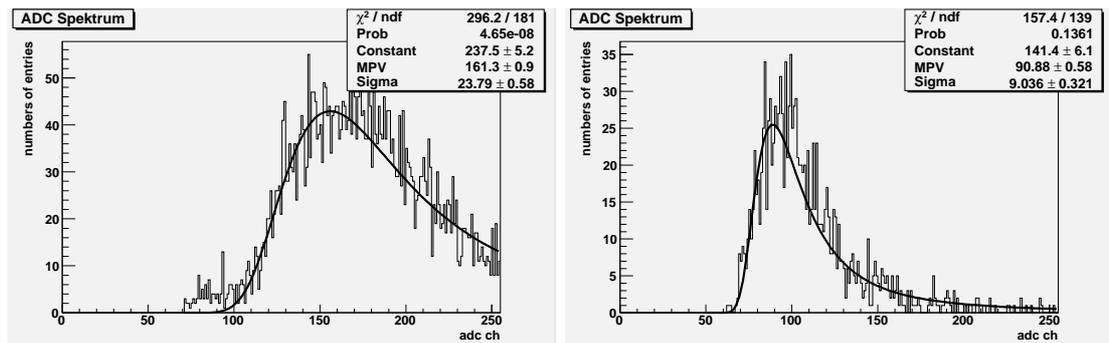


Abbildung 5.44: ADC Spektrum des Szintillationszählers #6 im Magnetfeld des Permanentmagneten. Der Photomultiplier des Zählers war mit einer Lage (2 1/2 Umwicklungen) μ -Metall und einem Eisenzylinder mit 3 mm Wanddicke abgeschirmt. Die rechte Abbildung zeigt das ADC-Spektrum einer weiteren Messung, die unter den gleichen Bedingungen stattfand, allerdings mit einem umgepolten Magnetfeld. Alle Ereignisse mit ADC-Einträgen unterhalb Kanal 70 (links) bzw. Kanal 60 (rechts) wurden aus den Spektren entfernt.

Metall abgeschirmt (insgesamt 5 Umwicklungen). Erneute Messungen zeigten keinen Einfluss des Magnetfeldes mehr (siehe Abbildung 5.45).

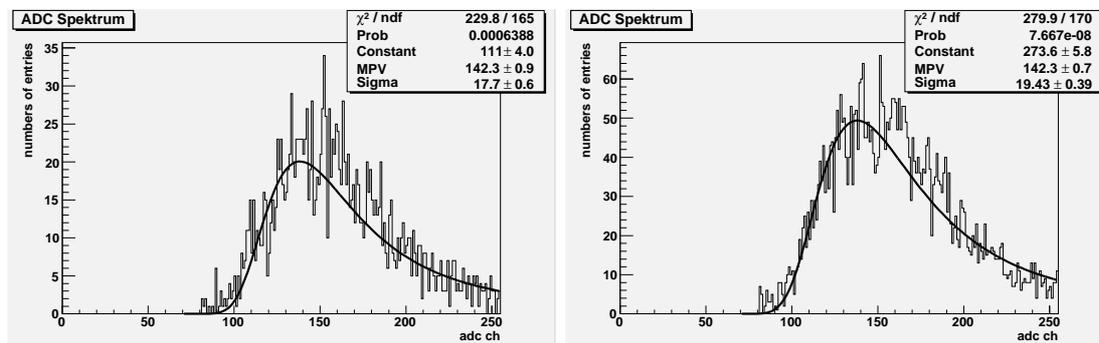


Abbildung 5.45: ADC Spektrum des Szintillationszählers #6 im Magnetfeld des Permanentmagneten. Der Photomultiplier des Zählers war mit zwei Lagen (je 2 1/2 Umwicklungen) μ -Metall und einem Eisenzyylinder mit 3 mm Wanddicke abgeschirmt. Die rechte Abbildung zeigt das ADC-Spektrum einer weiteren Messung, die unter den gleichen Bedingungen stattfand, allerdings mit einem umgepolten Magnetfeld. Alle Ereignisse mit ADC-Einträgen unterhalb Kanal 70 wurden aus den Spektren entfernt.

5.3 Betrieb im Myonstrahl

Um die Zeitauflösung des neuen und des alten Vetodetektors "Inner 2" miteinander zu vergleichen, wurden zuerst die Zeitspektren der einzelnen Szintillationszähler aufgenommen. Diese Tests wurden mit Myonstrahl durchgeführt. Da der Inner Trigger immer ohne das Vetosystem betrieben wird, wurden Ereignisse, bei denen dieser angesprochen hatte, vorselektiert.

Dies geschah folgendermaßen:

Für jedes dieser Ereignisse wurde die Zeitlage - relativ zum Inner Trigger - eines eventuellen Myon-Treffers in einem der Szintillationszähler des Vetodetektors "Inner 2" histogrammiert. Dieses Myon kann entweder den Inner Trigger ausgelöst haben (dies ergibt ein gaußförmiges Zeitspektrum) oder innerhalb des betrachteten Zeitfensters unabhängig davon einen der Zähler des Vetodetektors "Inner 2" getroffen haben.

Die so erhaltenen Zeitspektren für die einzelnen Zähler der Vetodetektoren wurden in einem nächsten Schritt "eingetimed", also die Zeitachsen der einzelnen Zähler relativ zueinander verschoben, so dass die Mittelwerte der einzelnen Spektren auf den gleichen Punkt der gemeinsamen Zeitachse fielen. Diese Spektren sind für den alten Vetodetektor in der Abbildung 5.46 und für den neugebauten Vetodetektor in Abbildung 5.47 zu sehen.

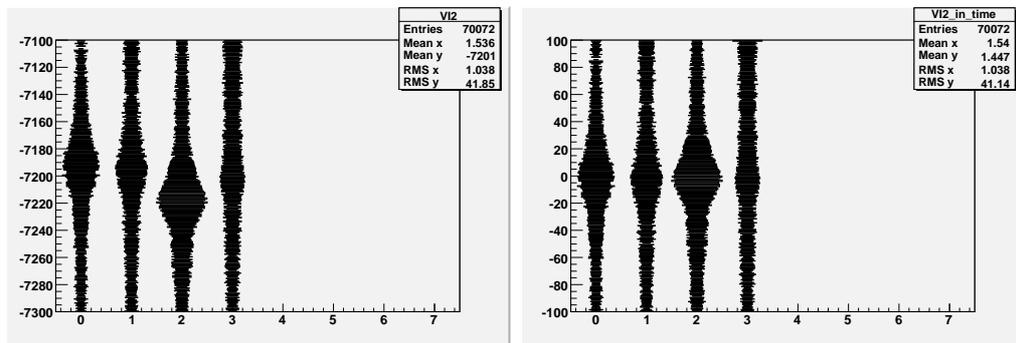


Abbildung 5.46: Die Zeitspektren der vier Szintillationszähler des alten Vetodetektors “Inner 2” (links) und nach dem “Eintimen”, also dem relativen Verschieben der vier Zeitpeaks (rechts).

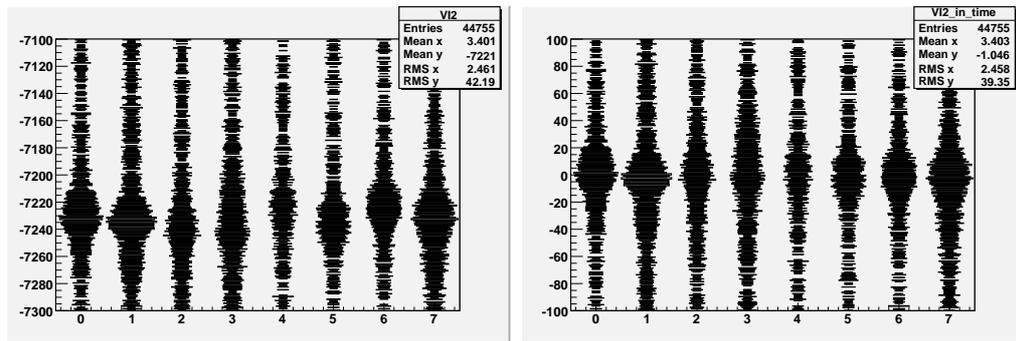


Abbildung 5.47: Die Zeitspektren der acht Szintillationszähler des neuen Vetodetektors “Inner 2” (links) und nach dem “Eintimen”, also dem relativen Verschieben der acht Zeitpeaks (rechts).

Die einzelnen Zeitspektren wurden dann aufaddiert und auf die y -Achse projiziert. Auf diese Weise ließ sich ein gemeinsamer Zeitpeak aller vier bzw. aller acht Szintillationszähler ermitteln. Diese Zeitspektren sind in den Abbildungen 5.48 (2004) bzw. 5.49 (2006) zu sehen.

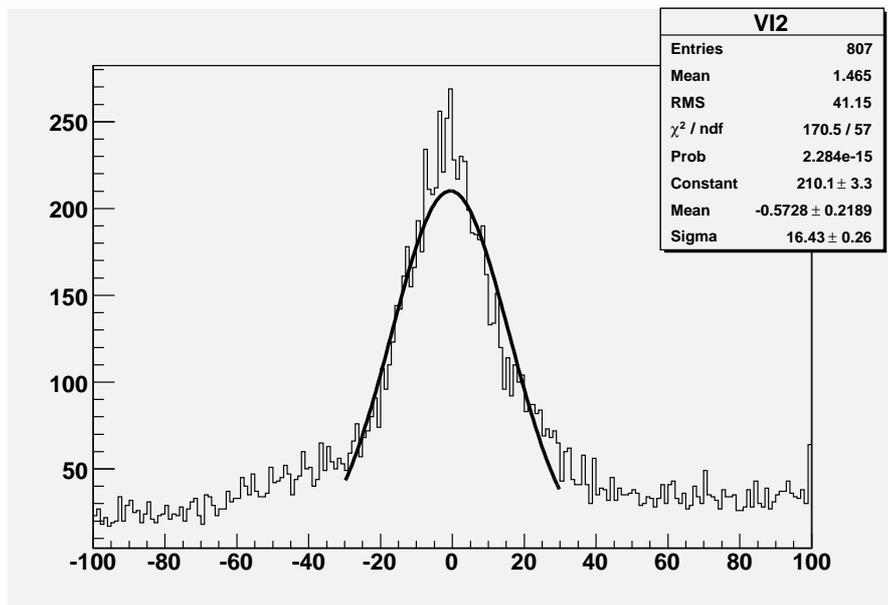


Abbildung 5.48: Das Zeitspektrum der vier Szintillationszähler des Vetodetektors "Inner 2" 2004. Ein Kanal entspricht 135 ps.

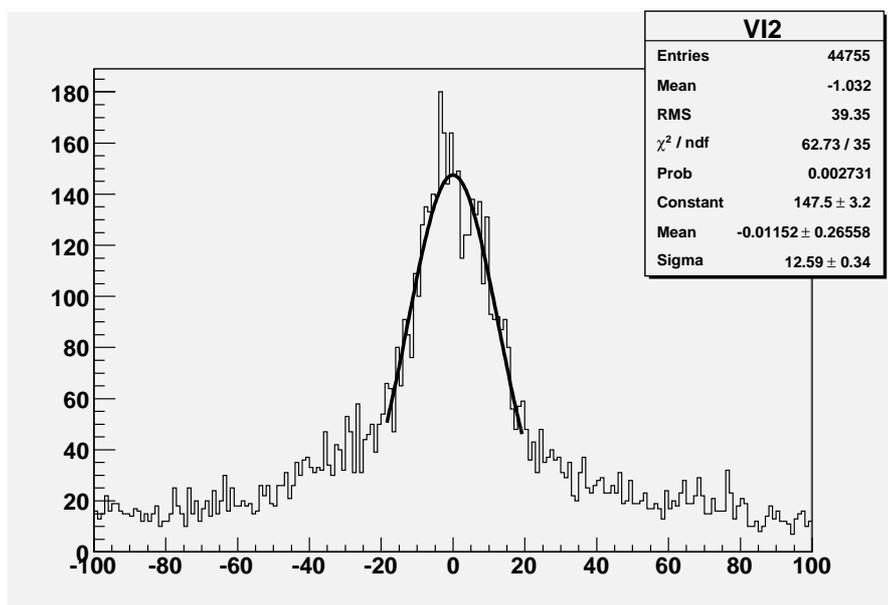


Abbildung 5.49: Das Zeitspektrum der acht Szintillationszähler des Vetodetektors "Inner 2" 2006. Ein Kanal entspricht 135 ps.

In allen hier gezeigten Zeitspektren entspricht ein Kanal 135 ps. Wie in Tabelle 5.7 noch

Veto	Breite des Zeitsignals (Sigma TDC in ns)
Veto "Inner 2" 2004	$2,218 \pm 0,04$
Veto "Inner 2" 2006	$1,700 \pm 0,05$

Tabelle 5.7: Zeitauflösung der Vetodetektoren 2004 und 2006.

einmal dargestellt, konnte die Zeitauflösung des Vetodetektors erheblich verbessert werden. Die Folge davon ist eine Reduzierung der Totzeit des Vetosystems.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Eines der Hauptziele des COMPASS-Experiments ist die Messung des Beitrags der Gluonen zum Spin des Nukleons, ΔG . Dies ist ein weiterer Schritt zum Verständnis des Aufbaus der Materie.

Zugang zur Messung der Gluonpolarisation bieten Spin-Asymmetrien spezieller Ereignisse in der tief-inelastischen Myon-Nukleon-Streuung, in denen ein Gluon am Streuprozess beteiligt war. Die Anreicherung solcher Ereignisse bei gleichzeitiger Verwerfung von Untergrundereignissen ist die Aufgabe des Trigger- und Vetosystems.

Das Vetosystem des COMPASS-Experiments besteht aus einer komplexen Anordnung von Vetodetektoren zur Markierung und Unterdrückung des Strahlhalos des Myonstrahls, welcher andernfalls zu einer starken Belastung des Triggersystems führen würde. Der Unterdrückungsfaktor des Vetosystems liegt in der Größenordnung von 100.

Ein Nachteil des Vetosystems ist die mit ihm verbundene zusätzliche Totzeit des Triggersystems. Diese ergibt sich aus dem Produkt des Zeitfensters, die das Vetosystem benötigt, um ein falsches Triggersignal zu blockieren und der Rate des Vetosystems. Die Größe des Zeitfensters ist eng mit der Zeitauflösung der Vetodetektoren verknüpft.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde das Vetosystem des COMPASS-Experiments weiterentwickelt. Insbesondere wurde ein neuer Vetodetektor "Inner 2" gebaut und installiert. Die Motivation für den Bau des neuen Vetodetektors waren die erwarteten Belastungen durch das stärkere Streufeld des neuen Targetmagneten. Der neue Vetodetektor hat jedoch noch weitere Vorteile gegenüber dem alten. So besitzt er statt der vier Szintillationszähler des alten Vetodetektors nun acht. Im alten Detektor wurden optische Fasern benutzt, um die Photomultiplier so zu betreiben, dass das Magnetfeld senkrecht zur Achse der Photomultiplier auftrifft. Im neuen Vetodetektor wurden diese durch spezielle, gebogene Lichtleiter ersetzt. Dies hatte zur Folge, dass die Zeitauflösung - und damit die Totzeit - des neuen Detektors verbessert werden konnte. Sowohl der 2004er als auch der 2006er Vetodetektor "Inner 2" verfügen über die Möglichkeit, die Szintillationszähler einzeln zu verschieben, um so eine Justierung der Strahlöffnung auch nach der Installation des Detektors im Experiment zu ermöglichen. Aufgrund des Einsatzes von starren, gebogenen

Lichtleitern statt flexibler optischer Fasern musste die Verschiebemechanik im neuen Vedetektor "Inner 2" jedoch grundsätzlich neu konzipiert werden. So ist es nun nicht nur möglich, die einzelnen Szintillationszähler zu verschieben, sondern auch den Rahmen, auf dem die Zähler montiert sind. Ohne die Strahlöffnung selbst in ihrer Größe oder Form zu verändern, ist somit eine Justierung in zwei Ebenen möglich.

Kapitel 7

Literaturverzeichnis

- [1] <http://wwwcompass.cern.ch/compass/gallery/general/>
- [2] Amsler, C. [u.a.], The Crystal Barrel Corporation, Phys. Lett. B 342, 433 (1995)
- [3] Hoffmann, M., Integration des RISC-Microprozessors zur Überwachung des Catch (2001)
- [4] Pretz, J., Messung der Gluonpolarisation im Nukleon am COMPASS-Experiment, (2006)
- [5] The COMPASS proposal (1996)
- [6] Ageev, E. S. [u.a.] [COMPASS Collaboration], Gluon polarization in the nucleon from quasi-real photoproduction of high- p_T hadron pairs, Phys. Lett. B 633 (2006)
- [7] Die COMPASS-Kollaboration, The COMPASS Experiment at CERN (2006)
- [8] Lederman, L.M., Tannenbaum, L.J., High Energy Muon Scattering, Advances in Particle Physics 1 (1968)
- [9] Adeva, B. [u.a.], Measurement of the polarisation of a high energy muon beam, in: Nucl. Instr. Meth. A 343 (1994)
- [10] Adams, D. [u. a.], Measurement of the SMC Muon Beam polarisation using the asymmetry of the elastic scattering of polarised electrons, in: Nucl. Instr. Meth. A 443 (2000)
- [11] Leberig, M. Das COMPASS-Triggersystem zur Messung des Gluonbeitrags ΔG zum Protonspin, (2002)
- [12] Nähle, O., Erprobung von szintillierenden Fasern und ihrer Ankopplung an Lichtleiter und Photomultiplier für das COMPASS-Experiment, Bonn, Rheinische Friedrich-Wilhelm-Universität, Diplomarbeit (1998)
- [13] Horikawa, S. [u.a.], A scintillating Fiber Tracker with High Time Resolution for High-Rate Experiments (2002)
- [14] Giomataris, Y., Rebourgeard, Ph., Robert, J.P., Charpak, G., MICROMEGAS, a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments, In: Nucl. Instr. Meth. A 376 (1996)

- [15] Sauli, F., GEM, A new concept for electron amplification in gas detectors, In: Nucl. Intr. Meth. A 386 (1997)
- [16] Grupen, C., Teilchendetektoren (1993)
- [17] Alrecht, E. [u.a.], COMPASS Rich-1, in: Nucl. Intr. Meth. A (2002)
- [18] Baum, G. [u.a.], Montecarlo studies of the COMPASS RICH 1, optical properties, In: Nucl. Intr. Meth. A 433 (1999)
- [19] Kleinknecht, K., Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner Studienbücher (1987)
- [20] Bernet, C., Bravar, A., Hannapel, J., v. Harrach, D., Hermann, R., Kabuß, E., Klein, F., Korzenew, A., Leberig, M., Ostrick, M., Pretz, J., Windmolders, R. Zhao, J., The COMPASS trigger system for muon scattering (2005)
- [21] Lohmann, W., Kopp, R., Voss, R., Energy loss of myons in the energy range 1-10000 GeV, CERN (1985)
- [22] Datenblatt zu den Plastiksintillatoren B-404 der Firma BICRON,
<http://www.photonics.saint-gobain.com/>
- [23] Plexiglas Prüfergebnisse, Spektrale Transmissionsgrade von farblosem und weiß eingefärbtem Plexiglas und Plexiglas XT sowie von Plexidur und Plexidur Plus, Röhm GMBH Chemische Fabrik
- [24] Datenblatt zum Photomultiplier XP2900 der Firma Photonis,
<http://www.photonis.com/products/photomultiplier-tubes>
- [25] Wegener, D., Schultz-Coulon, H.C., Detektoren (2003)
- [26] Allkofer, O.C. [u.a.], The absolute cosmic ray muon spectrum at sea level, Physics Letters, Volume 36b (1971)
- [27] Allkofer, O.C. [Grieder, P.K.F., Cosmic Rays on Earth, Fachinformationszentru Energie, Physik, Mathematik GmbH, Karlsruhe (1984)
- [28] Groom, D.E. [u.a.], Review of particle physics, in: The European Physical Journal C 15 (2000)
- [29] Particle Data Group, Review of particle properties, Physical Review D50 (1994)
- [30] David, A., Kalibration des H1-Spaghetti-Kalorimeters mit kosmischen Myonen (1997)

Anhang A

Szintillationszähler

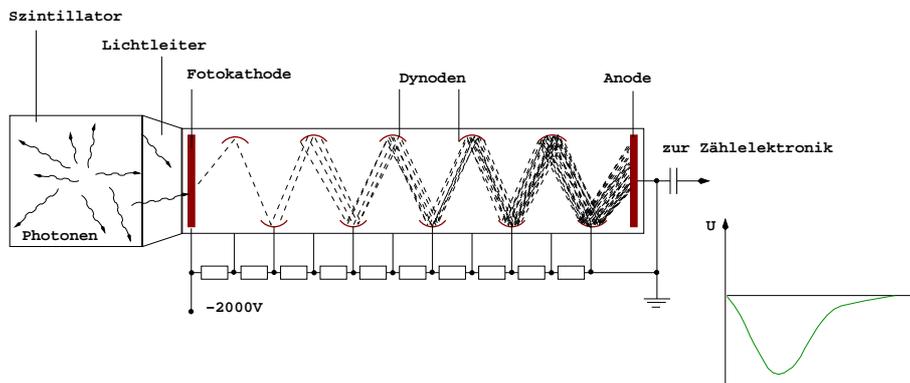


Abbildung A.1: Grundsätzlicher Aufbau eines Szintillationszählers.

Mit dem Begriff Szintillationszähler bezeichnet man ein auf Szintillation basierendes Messgerät zur Bestimmung der Strahlungsintensität von ionisierender Strahlung. Trifft ein geladenes Teilchen auf den Szintillator, so kann dieses durch verschiedene Prozesse in Lichtquanten umgewandelt werden, die detektiert werden können.

An einem Ende des Messgerätes befindet sich ein Szintillator, in dem beim Eintreffen eines geladenen Teilchens ein Übergang eines Elektrons in ein höheres Niveau ausgelöst wird. Dieser Übergang hat die Emission eines Photons im sichtbaren Bereich zur Folge. Dieses wiederum löst in einer dahinterliegenden Photokathode Elektronen aus (Photoeffekt). Die Zahl der Elektronen wird durch mehrere Dynoden im Photomultiplier lawinenartig verstärkt. An der Anode kann dann ein messbarer Stromimpuls abgenommen werden. Bei besonders kompakten Szintillationszählern kann anstelle des Photomultipliers auch eine empfindliche Photodiode eingesetzt werden.

Anhang B

Szintillatoren

Unter einem Szintillator versteht man ein Material, welches beim Durchgang von γ -Quanten und geladenen Teilchen angeregt wird und die Anregungsenergie in Form von Licht (meist im UV- oder sichtbaren Bereich) wieder abgibt. Über die Messung der Lichtmenge (z.B. mit einem Photomultiplier oder einer Photodiode) kann auf die deponierte Energie geschlossen werden. Indirekt können auch Neutronen über Kernreaktionen im Material und die dadurch entstehenden sekundären geladenen Teilchen nachgewiesen werden.

Als Szintillationsmaterialien dienen anorganische Kristalle wie zum Beispiel mit Thallium dotiertes Natriumiodid ($\text{NaI}(\text{Tl})$), organische Stoffe, Plastik oder Gase. In organischen Verbindungen wird ein Fluoreszenzstoff angeregt. In Kristallen wird zunächst ein Elektron aus dem Valenzband ins Leitungsband angehoben. Entweder wird bei der Rekombination Licht emittiert oder die Energie an den Aktivator (Tl) übertragen, der dann durch Phononen- bzw. Photo-Emission abregt. Andere Materialien sind zum Beispiel Lanthanchlorid (LaCl_3), Bleiwolframat (PbWO_4), Bariumfluorid (BaF_2) oder Cäsiumiodid (CsI), sowie Wismutgermanat (BGO).

Anhang C

Adiabatische Lichtleiter

Adiabatische Lichtleiter nutzen Totalreflexion, um das Licht im Leiter zu halten und an den Wänden entlangzuführen. Für optimale Reflexionsbedingungen werden die Wände des Lichtleiters poliert. Trotzdem kommt es natürlich stets zu Verlusten. Durch Absorption im Lichtleiter einerseits und durch Verluste bei der Reflexion an den Wänden andererseits kommt es zur Abschwächung der Lichtintensität während der Übertragung. Für die Abschwächung durch Absorption gilt:

$$I(z) = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{z}{\lambda_{abs}}\right),$$

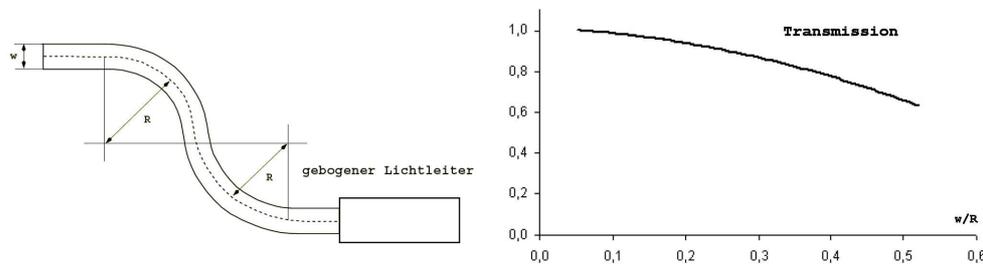


Abbildung C.1: Transmission eines Lichtleiters in Abhängigkeit vom Verhältnis aus Durchmesser und Krümmungsradius, Daten aus [25].

wobei z die Position innerhalb des Lichtleiters, I_0 die Lichtintensität am Ursprungsort ($z = 0$, bei Eintritt in den Lichtleiter), λ_{abs} die Absorptionslänge (durch Verluste im Lichtleitermaterial) sind. Üblich sind Absorptionslängen von mehreren Metern.

Um den Lichttransport möglichst verlustfrei zu halten, dürfen die Wände des Leiters keine scharfen Kanten aufweisen und dürfen auch nicht zu stark gebogen sein. Wie aus Abbildung C.1 zu sehen ist, ist die Transmission eines Lichtleiters abhängig von dem Verhältnis aus Durchmesser und Krümmungsradius.

Anhang D

Photomultiplier

Ein Photomultiplier ist eine spezielle Elektronenröhre, um schwache Lichtsignale (bis hin zu einzelnen Photonen) in ein elektrisches Signal umzuwandeln und dieses zu verstärken.

Er besteht im Prinzip aus einer evakuierten Glasröhre, in welcher sich diverse Elektroden befinden: eine Photokathode, eine Anode, sowie mehrere Dynoden (Sekundäremissionselektroden), welche stufenförmig auf elektrischen Potentialen zwischen jenem der Kathode und dem der Anode liegen.

Photonen treffen auf die Photokathode und lösen dort mittels photoelektrischem Effekt Elektronen heraus. Diese Elektronen werden durch die anliegenden Spannungsunterschiede auf die erste Dynode geführt und dabei so stark beschleunigt, dass sie dort mittels Sekundärelektronenemission weitere Elektronen herauslösen.

Anschließend wiederholt sich der Vorgang entlang einer "Potentialtreppe" von Dynode zu Dynode, wobei jedes Mal eine Elektronenvervielfachung erfolgt. Somit nimmt die Anzahl der Elektronen von Dynode zu Dynode kaskadenartig zu. Letzte Stufe ist die Anode; die eintreffenden Elektronen werden dort gesammelt und als Signal ausgelesen.

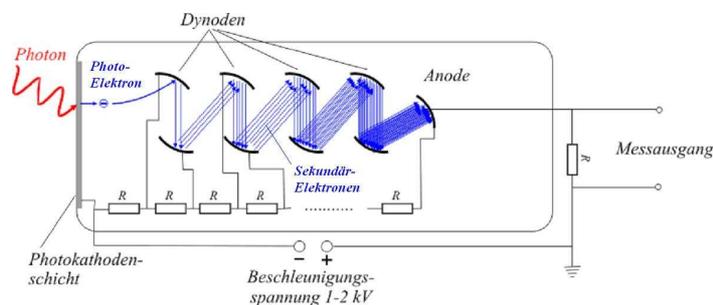


Abbildung D.1: Schematische Skizze eines Photomultipliers.

Der Verstärkungsfaktor wächst exponentiell mit der Anzahl der Dynoden. Typische Multiplier haben ca. 10 Dynoden. Die Anzahl der erzeugten Sekundärelektronen ist proportional zur Anzahl der eingestrahnten Photonen, solange eine Sättigungsschwelle nicht überschritten wird. Damit ist auch die Höhe des ausgegebenen Strompulses in diesem linearen Arbeitsbereich proportional zur eingestrahnten Photonenzahl.

Anhang E

Myonen aus kosmischer Strahlung

Die primäre kosmische Strahlung entsteht hauptsächlich durch Protonenabstrahlung der Sonne. Die Strahlung besteht aus Protonen und Heliumkernen. Beim Durchqueren der Erdatmosphäre kommt es zwischen der Primärstrahlung und den Atomkernen der Lufthülle (zu 99% Sauerstoff und Stickstoff) zur Wechselwirkung. Dabei entstehen elektromagnetische und hadronische Schauer (siehe Abbildung E.1). In diesen Schauern entstehen kosmische Myonen hauptsächlich aus dem Zerfall geladener Pionen. Auf Meeresebene sind etwa 80% der geladenen Teilchen Myonen. Der Gesamt-Myonfluss J_{ges} kann durch Integration der Myon-Intensität über den Raumwinkel berechnet werden,

$$J_{ges} = \int I(\theta, \phi) \cos \theta d\Omega.$$

Hierbei steht θ für den Polar- und ϕ für den Azimutalwinkel. Die Winkelverteilung wurde experimentell von O.C. Allkofer ermittelt [26]. Für den Polarwinkel ergibt sich eine Intensitätsverteilung von

$$I(\theta) = I_0 \cos^\eta \theta.$$

Die Größe η ist eine Funktion des Impulses. Der Wert für η wurde empirisch ermittelt, im Mittel liegt er bei $1,85 \pm 0,1$ [27]. Für den Azimutwinkel wird eine Gleichverteilung angenommen. Abbildung E.1 zeigt die Myonintensität aufgetragen gegen den Myonimpuls für zwei Einfallswinkel unter 90° und unter 83° . Für Impulse $p \geq 80 \text{ GeV}/c$ spielt der Einfallswinkel nur eine unbedeutende Rolle. Auf Meeresebene besitzen kosmische Myonen durchschnittlich eine Energie von $2 \text{ GeV}/c$ [29].

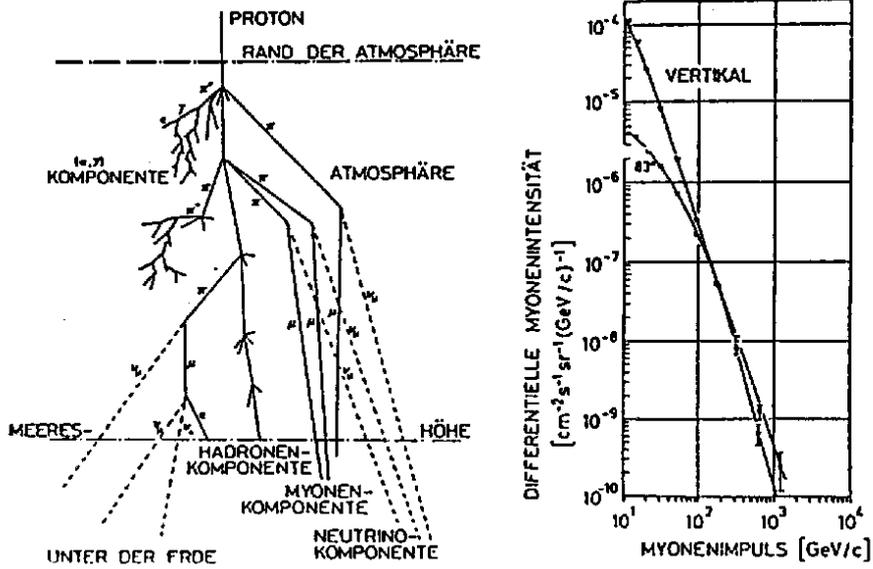


Abbildung E.1: Entstehung der Myonen aus kosmischer Strahlung und differentielle Myoneintensität im senkrechten Einfall sowie unter 83° [30].

Anhang F

Das Myon-Spektrum

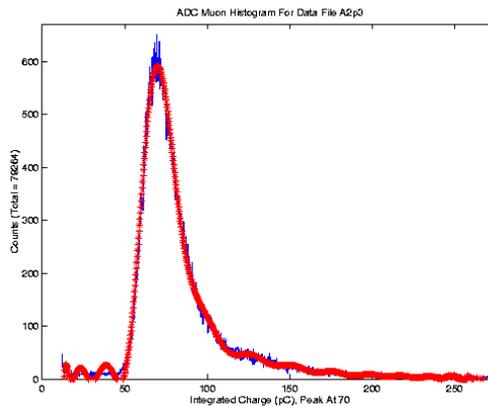


Abbildung F.1: ADC-Spektrum für Myonen.

Bewegen sich geladene Teilchen durch Materie, so wechselwirken sie mit den Hüllenelektronen der Atome des Materials. Diese Wechselwirkung führt zur Anregung oder zur Ionisation der Atome. Dadurch erfährt das durchquerende Teilchen einen Energieverlust pro zurückgelegter Weglänge in Materie, dE/dx , welcher, für schwere Teilchen, durch die Bethe-Bloch-Formel näherungsweise angegeben wird.

Tatsächlich ist der Energieverlust aber ein statistischer Prozess mit Fluktuationen. Der Energieverlust ΔE auf einer Wegstrecke Δx setzt sich aus vielen kleinen Beiträgen δE_n zusammen, die einzelnen Ionisations- oder Anregungsprozessen entsprechen,

$$\Delta E = \sum_{n=1}^N \delta E_n .$$

Je nach Dicke der Probe, also entsprechend der Zahl N , variiert der Energieverlust zwischen einer Gaußverteilung (für $N \rightarrow \infty$) und der im allgemeinen asymmetrischen Landauverteilung (für kleine N).

Abbildung F.1 zeigt ein typisches Pulshöhen-Spektrum für Myonen. Die Pulshöhenverteilung ist deutlich asymmetrisch.

Die Ursache für diese Asymmetrie sind Sekundärionisationen. Diese können entstehen, wenn bei der Wechselwirkung des Myons mit der Atomhülle genügend Energie auf das Elektron übertragen wird, so dass dieses weitere Ionisationen induzieren kann. Solche Elektronen werden als δ -Elektronen bezeichnet.

Die erste quantitative Beschreibung dieses Phänomens stammt von Landau. Die Häufigkeitsverteilung der auftretenden Pulshöhen ist gegeben durch:

$$P(x) = a \exp\left(-b\left(\frac{x-c}{d} + \exp\left(-\frac{x-c}{d}\right)\right)\right),$$

mit a , b , c , d als freien Parametern.