

Bestimmung der Linearität und Energieauflösung von Bleiglasmodulen im elektromagnetischen Kalorimeter am COMPASS-Experiment

Diplomarbeit
von
Domagoj-Marko Čotić



Institut für Kernphysik
Johannes Gutenberg-Universität Mainz
30. April 2008

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	COMPASS	3
2.1	Physikalische Ziele des COMPASS-Experiments	3
2.2	Das Spektrometer	6
2.2.1	Der M2-Teststrahlplatz am CERN	7
2.2.2	Die CEDAR Detektoren	8
2.2.3	Der Targetbereich	8
2.2.4	Der Recoildetektor	9
2.2.5	Das Vorwärtsspektrometer	9
2.2.6	Die Spurdetektoren im Vorwärtsspektrometer	9
2.2.7	Die Hadronkalorimeter	13
2.2.8	Die elektromagnetischen Kalorimeter	13
3	Das elektromagnetische Kalorimeter	15
3.1	Der Nachweis von Elektronen mit Bleiglas	15
3.1.1	Die Wechselwirkung von Elektron und Photon in Materie	15
3.1.2	Die Strahlungslänge	16
3.1.3	Die Schauerbildung	17
3.1.4	Die Beschreibung des Cherenkov-Effekts	18
3.1.5	Der Nachweis im Bleiglas	20
3.2	Homogene Kalorimeter	21
3.2.1	Das elektromagnetische Kalorimeter der ersten Stufe	21
3.2.2	Das elektromagnetische Kalorimeter der zweiten Stufe	21
3.3	Die Modul-Typen	22
3.3.1	Das GAMS-Module	23
3.3.2	Das MAINZ-Modul	24
3.3.3	Das OLGA-Modul	24
3.3.4	Die Funktionweise eines Photodetektors	25
4	Die Datenerfassung und Datenanalyse	27
4.1	Die elektronische Auslese in COMPASS	27
4.1.1	Die Umwandlung eines analogen Photomultiplier-Signals	27

4.2	Die Software bei COMPASS	28
4.2.1	CORAL (Rekonstruktion der Ereignisse)	29
4.2.2	PHAST (physikalische Analyse)	29
4.2.3	ROOT-Framework	29
4.2.4	Die Definition eines Ereignisses	29
5	Der experimenteller Teil	31
5.1	Definition der Energieauflösung	31
5.1.1	Die Beschreibung des H2-Teststrahls	32
5.2	Der Versuchsaufbau	32
5.2.1	Der Aufbau des Hodoskops	35
5.3	Die Versuchsdurchführung	36
6	Die Ergebnisse	39
6.1	Die graphische Oberfläche	40
6.2	Die offline Kalibrierung	41
6.2.1	Die Funktionsweise der Methode UserEvent	42
6.2.2	Das Pedestal	44
6.2.3	Die Interkalibration	44
6.2.4	Die globale Konstante	47
6.3	Die Cluster-Ergebnisse	47
6.4	Die Bestimmung der Linearität und der Energieauflösung	50
6.4.1	Die Bestimmung des Rauschens	57
6.5	Die Ortsauflösung bei 60 GeV	60
6.6	Energiebestimmung bei unterschiedlichen Hochspannungen	62
6.7	Der Vergleich zwischen 3x3- und 5x5-Cluster	64
6.8	Der Vergleich mit T9	64
7	Die Zusammenfassung	67

Kapitel 1

Einleitung

In der Kern- und Teilchenphysik spielen elektromagnetische Kalorimeter eine fundamentale Rolle. Mit ihrer Hilfe ist es möglich die Energie elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen zu bestimmen. Zu diesem Zweck ist es notwendig zu wissen, wie gut der lineare Zusammenhang zwischen der Primärenergie des einfallenden Teilchens und der deponierten Energie im Kalorimeter und wie die Genauigkeit der Energiemessung ist. Diese beiden charakteristischen Größen für Kalorimeter heißen Linearität und Energieauflösung.

Für ein bestimmtes Bleiglasmodul des COMPASS¹-Spektrometers wurden die Linearität und Energieauflösung für niederenergetische Strahlteilchen (1 - 5 GeV) am T9-Teststrahl früher bereits untersucht [1]. Das Ziel der vorliegenden Diplomarbeit ist die Erforschung der Linearität und Energieauflösung für hochenergetische Strahlteilchen (15 - 90 GeV) am H2-Teststrahl am CERN².

Im Kapitel 2 wird eine kurze Beschreibung zu den physikalischen Zielen der COMPASS-Kollaboration vorgestellt. Im Anschluss folgt die Beschreibung des zweistufigen COMPASS-Spektrometers mit einigen seiner wichtigen Komponenten, angefangen mit der M2-Strahlführung über die Spurdetektoren bis hin zum hadronischen Kalorimeter.

Das elektromagnetische Kalorimeter mit seinen Modulen wird im Kapitel 3 vorgestellt. Zuvor wird der Nachweis von Elektronen im Bleiglas diskutiert und dabei auf charakteristische Größen und Effekte im Bleiglas eingegangen.

Der Datenerfassung und Datenanalyse ist das Kapitel 4 gewidmet. Es beschreibt die Aufnahme eintreffenden Signal aus dem elektromagnetischen Kalorimeter mit Auslesegeräten und nennt die verwendeten Softwares in COMPASS.

Das Kapitel 5 beschreibt den H2-Teststrahl und schildert die Versuchsdurchführung zu der Messung.

Im Kapitel 6 kommt es zur Analyse der aufgenommen Messdaten. Zum Schluss des Kapitels wird die Fragen diskutiert, wie gut die Linearität und Energieauflösung unter hinsichtlich verschiedener Fragestellungen ist.

Die Diplomarbeit wird mit einer Zusammenfassung und adter Danksagung abgeschlossen.

¹Common Muon Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy

²Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

Kapitel 2

COMPASS

Zu Beginn dieses Kapitels werden die physikalischen Ziele des COMPASS-Kollaboration kurz beschrieben. Danach wird das Spektrometer mit einigen seiner Komponenten vorgestellt.

2.1 Physikalische Ziele des COMPASS-Experiments

Am **COMPASS**-Experiment (**CO**mmon **MU**on **P**roton **A**pparatus for **S**tructure and **S**pectroscopy) gibt es zwei unterschiedliche physikalische Forschungsprogramme, einerseits die Untersuchung der Spinstruktur des Nukleons (Myonenprogramm) und andererseits die Spektroskopie von leichten Hadronen (Hadronenprogramm). In Abhängigkeit des Forschungsziels sind zwei verschiedene Strahlen möglich, einmal der Myonen- und zum anderen der Hadronen-Strahl.

Das Myonenprogramm lief in den Jahren 2002 bis 2007 mit Ausnahme von 2005 und wird voraussichtlich 2010 fortgesetzt. Die Hauptziele sind:

- die Messung von Strukturfunktionen und Helizitätsverteilung der Quarks
- Messung der Gluonenpolarisation mittels Open-Charm-Analyse und der Analyse von Hadronenpaaren mit hohen Transversalimpulsen
- Messungen der transversalen Quarkverteilungen

Das zweite Forschungsprogramm ist das Hadronenprogramm. Dieses lief kurz zu Testzwecken im Jahr 2004 und wurde in 2008 wieder aufgenommen. Seine wichtigsten Meßziele sind die Bestimmung von:

- Mesonenpolarisierbarkeiten
- exotische Mesonenzuständen
- die Suche nach Gluebällen

- und das Studium von Baryonen mit zwei Charmquarks

Im folgenden wird als Beispiel die Messung der Pionpolarisierbarkeit mit Hilfe des Primakoffeffekts zusammengefasst dargestellt, da die elektromagnetischen Kalorimeter für diese Messung wichtig sind.

Im Hadron-Programm [2] von COMPASS wird die Messung der Pionpolarisierbarkeit zur Untersuchung der Pionstruktur verwendet.

Im induzierten elektrischen Dipolmoment $d = \alpha \cdot E_{ex}$, wo E_{ex} das äußere elektrische Feld ist, entspricht die Proportionalitätskonstante α der elektrischen Polarisierbarkeit. Analog gilt dies für das magnetische Dipolmoment, wo die dortige Proportionalitätskonstante der magnetischen Polarisierbarkeit entspricht. Generell gilt, dass eine hohe Polarisierbarkeit ein Maß dafür ist, wie leicht sich ein Dipolmoment ausrichten lässt. Demzufolge ist es ein direktes Maß für die Stärke des Wechselwirkungspotentials im Pion. Einige Modellvorhersagen der Quark-Antiquark-Wechselwirkung erweisen sich als sehr sensitiv auf Polarisierbarkeiten (zum Beispiel chirale Störungstheorie). Damit ist ein recht einfacher Vergleich zwischen Realität und Modell möglich. Der gemessene Wirkungsquerschnitt am Pion wird mit dem berechneten für ein punktförmiges Myon verglichen.

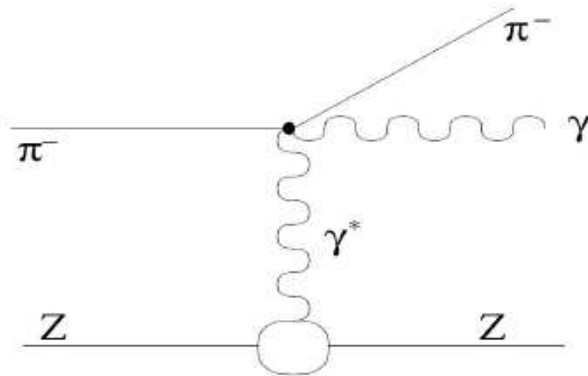


Abbildung 2.1: Primakoffeffekt: Ein π^- wird an einem virtuellen γ -Quant des Coulombfeldes eines Kerns gestreut und resultiert in einem gestreuten π^- und einem reellen hochenergetischen γ -Quant. Abbildung entnommen aus [3].

Die Polarisierbarkeit wird mit Hilfe des Primakoff-Effekts erreicht. Dazu werden Pionen an einem Target mit hoher Ordnungszahl Z gestreut. Damit ist ein starkes Coulomb-Feld zu erwarten. Wie beim inversen Compton-Effekt wird unter Aussendung eines virtuellen Photons des elektrischen Feldes nun ein Pion gestreut. Aus Abb.(2.1) ist zu erkennen, dass dabei ein Photon entsteht und das Pion unter einem veränderten Winkel heraus fliegt. Das gestreute Pion und das erzeugte Photon werden detektiert. Dabei wird sowohl der Winkel als auch die Energie der beide Teilchen bestimmt. Hiermit kann das Dipolmoment des Pions bestimmt werden. In dieser Reaktion wird das Pion und der Kern nicht zerstört, was daran liegt, dass der Viererimpulsübertrag sehr klein ist ($Q^2 < 0,001 GeV^2/c^2$).

Eine ausführliche Beschreibung der Messung im COMPASS der Pionpolarisierbarkeit findet sich in [2].

Ein weiterer wichtiger Punkt im Hadronprogramm von COMPASS ist die Suche nach exotischen Zuständen mittels Hadronenspektroskopie, die hier kurz vorgestellt werden soll.

Die bisher bekannten Hadronen lassen sich in Mesonen und Baryonen unterteilen. Mesonen werden als ein System zweier Valenzquarks betrachtet, welches sich aus einem Quark-Antiquark-Paar ergibt. Baryonen setzen sich aus drei Valenzquarks zusammen.

Neben diesen beiden Zuständen ist die Existenz anderer hadronischer Zustände erlaubt. Die Theorie der Quantenchromodynamik (QCD) schließt zum Beispiel Gluebälle (gg , ggg), die nur aus Valenzgluonen bestehen, Hybridzustände ($q\bar{q}g$) aus einem Quark-Antiquark-Paar mit zusätzlichem Valenzgluon, Systeme mehrerer Quark-Antiquark-Paare (zum Beispiel $q\bar{q}q\bar{q}$) oder das Pentaquark ($qqqq\bar{q}$) nicht aus. Es wird angenommen, solche exotischen Zustände bereits in bisherigen Experimenten beobachtet zu haben, jedoch war eine genauere Vermessung und zweifelsfreie Zuordnung nicht möglich.

Zur Identifikation eines exotischen Zustandes gehört neben der Beobachtung seines Massenwertes die Bestimmung seiner Quantenzahlen. Die üblichen Quantenzahlen, durch die ein Meson beschrieben wird, sind J_{PC} . $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ ist der gekoppelte Drehimpuls aus Spin und Bahndrehimpuls, $P = (-1)^{L+1}$ ist die Parität des Teilchens und $C = (-1)^{L+S}$ entspricht die Ladungskonjugation, also das Symmetrieverhalten unter Teilchen-Antiteilchen-Austausch. Es sind nicht alle Kombinationen von J_{PC} für ein Quark-Antiquark-System möglich, diese verbotenen Kombinationen mit den niedrigsten Quantenzahlen lauten $J_{PC} = 0^{--}, 0^{+-}, 1^{-+}, 2^{--}$. Für exotische Zustände sind einige dieser verbotenen Zustände erlaubt. Mit Hilfe einer Partialwellenanalyse der Zerfallsprodukte können die Quantenzahlen des angeregten Zustandes bestimmt und so exotische Mesonen identifiziert werden.

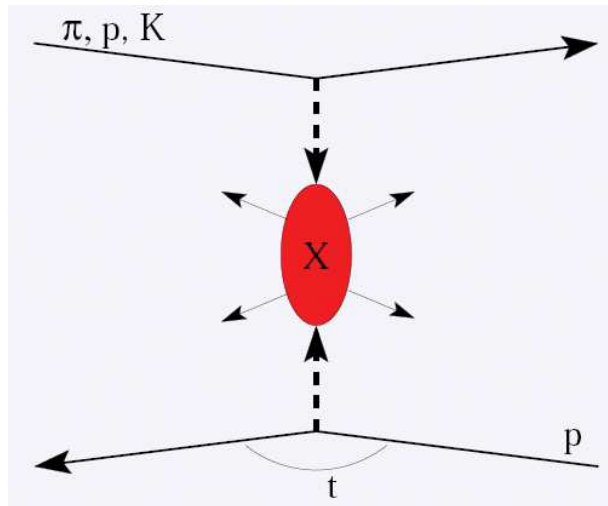


Abbildung 2.2: Feynman-Graph zur zentrale Produktion

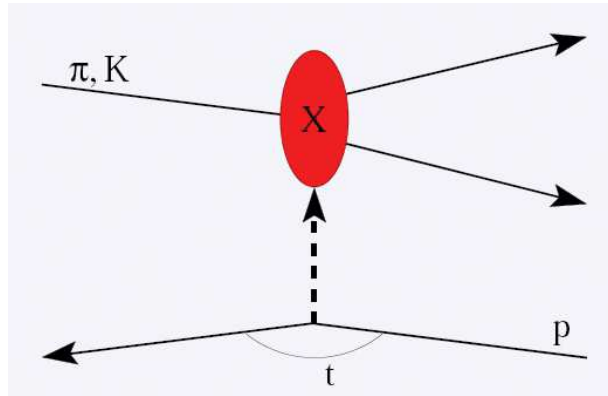


Abbildung 2.3: Feynman-Graph zur diffraktiven Streuung

In Abb.2.2 ist die zentrale Produktion und in Abb.2.3 die diffraktive Streuung dargestellt. Bezüglich der Mesonspektroskopie werden bei COMPASS diese beiden Prozesse untersucht. Beide heben sich durch einen messbaren Rückstoß des Targetprotons hervor. Bei der zentralen Produktion, $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p_{slow} + X$, liegt der Verlust der Energie des π^- bei typischerweise 10%. Die Winkel, unter denen die entstehenden Hadronen auslaufen, sind größer als bei der diffraktiven Produktion. Die zentrale Produktion ermöglicht zum Beispiel die Untersuchung des $f_0(1500)$, das im Moment als möglicher Glueball-Kandidat gilt.

Die diffraktive Streuung wird durch gluonenreiche Wechselwirkungen den Strahlteilchen und dem Target charakterisiert, bei dem das Strahlteilchen resonant angeregt wird.

mit dem π^- aus dem Strahl und kleinen Winkel beim Auslaufen der Reaktionsprodukte.

2.2 Das Spektrometer

Alle bei COMPASS durchgeführten Messprogramme stellen spezifische Anforderungen an den experimentellen Aufbau. Das Spektrometer soll eine sehr gute Akzeptanz in einem großen Winkelbereich und Impulsbereich aufweisen, wobei der Nachweis von Teilchen auch in kleinen Winkelbereichen gewährleistet sein soll. Damit wird eine präzise Rekonstruktion der Kinematik der Ereignisse ermöglicht, die eine gute Massenauflösung zulässt.

Die Messungen wurde mit hohen Luminositäten durchgeführt, was wiederum zu hohen Strahlenintensitäten, hohen Zählraten und hohen Triggerraten führte. Damit war die Bewältigung eines gewaltigen Datenstroms gefordert.

Das COMPASS-Spektrometer begegnet diesen Anforderungen mit dem in Abb.2.4 dargestellten Aufbau.

Der Koordinatenursprung befindet sich in der Mitte des Targets. Die z-Achse wird durch die Strahlführung festgelegt. Die y-Achse zeigt vertikal nach oben. Die x-Achse ist horizontal ausgerichtet und ihre Richtung so bestimmt, dass das Koordinatensystem rechtshändig ist.

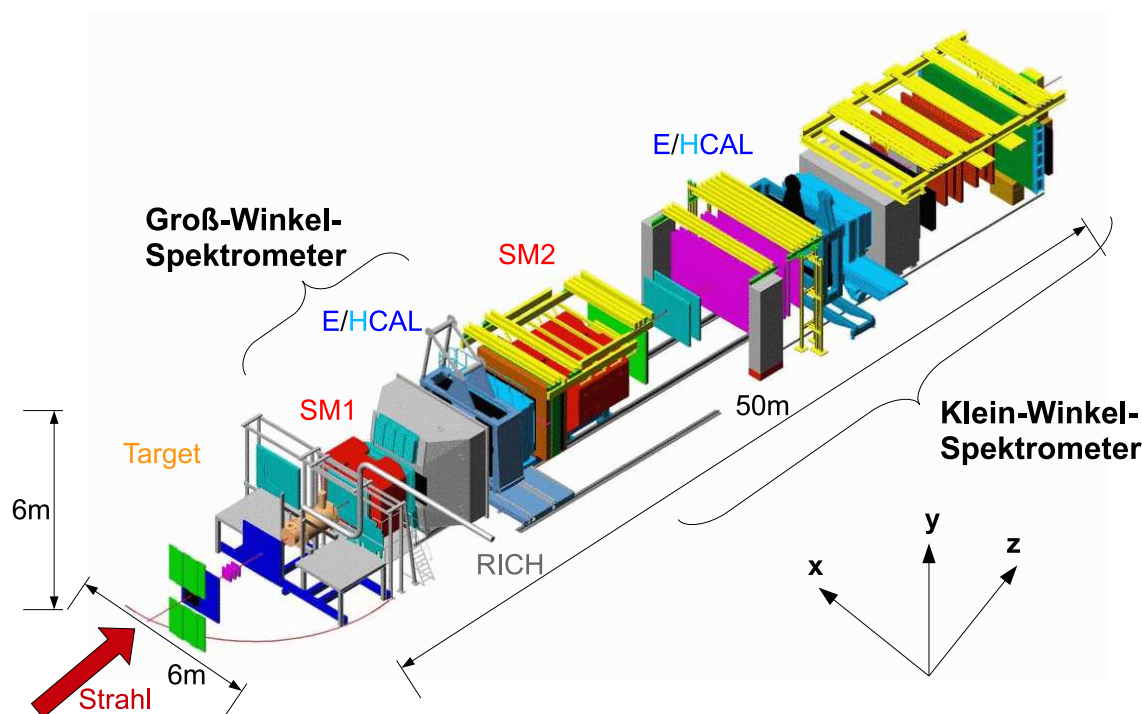


Abbildung 2.4: Überblick des COMPASS-Experiments. Das Spektrometer ist zweistufig aufgebaut, die Aufteilung geht nach Impulsen.

Das Spektrometer kann in drei Abschnitte aufgeteilt werden:

1. Targetbereich und Messung der ein- und auslaufenden Strahlteilchen
2. Groß-Winkel-Spektrometer (± 180 mrad)
3. Klein-Winkel-Spektrometer (± 30 mrad).

Diese Bereiche sind mit verschiedenen Detektoren ausgerüstet. Eine detailliertere Beschreibung findet sich in [4].

2.2.1 Der M2-Teststrahlplatz am CERN

Das CERN SPS¹ beschleunigt Protonen auf eine Energie von 400 GeV. Dieser Strahl wird extrahiert und zum COMPASS Produktionstarget T6 geleitet. Über die Dauer eines Spills, der etwa 5 - 8 Sekunden lang ist, treffen etwa 10^{13} Protonen auf T6, welches aus Beryllium besteht. Dieser Vorgang wird alle 15 - 40 Sekunden wiederholt. Dabei werden sekundäre

¹SuperProtonSynchrotron

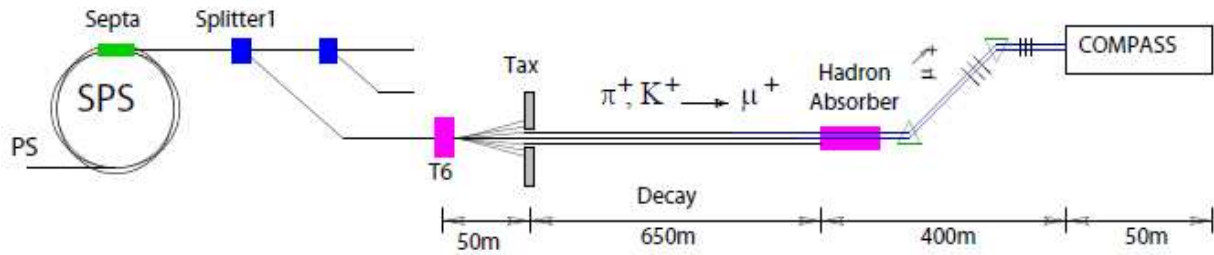


Abbildung 2.5: Schematischer Verlauf der M2-Strahlführung. Der Hadronenabsorber wird während der Hadronenstrahlzeit herausgefahren. Die magnetischen Dipole sind als Dreiecke gekennzeichnet.

Hadronen erzeugt und zur Experimentierhalle geleitet. Mit Hilfe der M2-Strahlführung werden Pionen, Kaonen und Protonen fokussiert und die gewünschte Energie mit Hilfe von Magneten selektiert. Die Strahlintensität im Hadronenprogramm im Jahr 2008 betrug etwa $2 \cdot 10^7$ Hadronen pro Spill mit einer Strahlenergie von $190 \text{ GeV} \pm 0.7\%$ [3]. Das Verhältnis zwischen Pionen, Kaonen und Protonen im Strahl hängt von der ausgewählten Energie ab. Der Sekundärstrahl von 190 GeV setzt sich aus ca. 95% Pionen, 4,5% Kaonen und 0,5% Antiprotonen zusammen.

Zur Identifizierung der Strahlteilchen sind zwei differentielle Cherenkov²-Detektoren (CEDAR³) vorgesehen. Die Strahlführung ist darauf optimiert, einen parallelen Strahl, wie für die CEDARs nötig, bereitzustellen und gleichzeitig das COMPASS-Target in der Experimentierhalle voll auszuleuchten.

2.2.2 Die CEDAR Detektoren

Ein CEDAR (**ChE**renkov **D**ifferential Counter with **A**chromatic **R**ing Focus) basiert auf dem Nachweis des kegelförmigen Cherenkov-Lichtes, das von einem Strahlteilchen in einem Medium erzeugt wird, wenn es sich schneller als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium bewegt. Aus dem ermittelten Winkel, bei dem die Cherenkov-Photonen emittiert werden, und dem bekannten Impuls des Strahlteilchens kann die Masse des Teilchens bestimmt werden.

Ziel ist zum Beispiel die Separation zwischen Kaonen von Pionen oder Pionen von Protonen innerhalb eines festen Strahlimpuls zwischen 60 GeV/c und 190 GeV/c [5].

2.2.3 Der Targetbereich

Für das Hadronprogramm 2008 wurde flüssiger Wasserstoff als Target benutzt. Der flüssige Wasserstoff wird in eine Targetzelle gefüllt. Die Targetzelle misst einen Durchmesser von

²Im Kap.3.1.4 wird auf den Cherenkov-Effekt eingegangen.

³siehe Kap.2.2.2

3,5 cm und ist 40 cm lang. Sie besteht aus Mylar mit einer Stärke von $125\mu\text{m}$. In ihr kommt es zur Wechselwirkung zwischen dem flüssigen Wasserstoff mit dem Hadronenstrahl.

2.2.4 Der Recoildetektor

Bei der Reaktion zwischen Hadronstrahl und flüssigem Wasserstoff entstehen Rückstoßprotonen. Diese werden vom sogenannten Recoildetektor nachgewiesen. Dieser besteht aus Szintillationsdetektoren, die zylindrisch in zwei Ringen um das Target angeordnet sind. Als Aufgaben hat er zum einen das Triggern auf ein Proton aus dem Target und zum anderen als Time-of-Flight-Detektor mit Energieverlustmessung die Teilchenidentifikation von Teilchen, die aus dem Target heraus kommen (vor allem Protonen). Die kinetische Energie der Rückstoßprotonen ist in einem Energiebereich von 270 – 1000 MeV zu erwarten. Eine detailliertere Beschreibung ist in [3] zu finden.

2.2.5 Das Vorwärtsspektrometer

Aufgrund des großen zu untersuchenden Energiebereichs und der benötigten großen Akzeptanz des Winkelbereichs gibt es zwei Spektrometerabschnitte, die fast identisch ausgerüstet sind.

Jeder Teil, also sowohl das Groß-Winkel- als auch das Klein-Winkel-Spektrometer, besitzt einen Magneten (SM1 und SM2, siehe Abb.(2.4)). Vor und nach dem Magneten gibt es eine Reihe von Spurdetektoren, um den Impuls zu messen. Es gibt elektromagnetische Kalorimeter (ECAL1 und ECAL2), auf die im Kap.3 näher eingegangen werden wird.

Schließlich werden beide Spektrometerabschnitte durch jeweils ein hadronisches (HCAL1 und HCAL2) Kalorimeter und einem Myondetektor abgeschlossen, der zur Identifizierung von hochenergetischen Myonen dient.

Der erste Abschnitt ist für gestreute Teilchen mit einem großen Winkel und kleine Impulse zuständig. Das integrierte Feld des Magneten (SM1) beträgt 1.0 Tm.

Zum Groß-Winkel-Spektrometer gehört auch ein RICH⁴-Detektor, der ähnlich den CEDAR-Detektoren funktioniert. Information zum RICH sind unter [4] zu finden.

Der Magnet im zweiten Abschnitt hat ein integriertes Magnetfeld von 4.4 Tm. Dieser Abschnitt detektiert Teilchen mit kleinem Winkel und großen Energie. Die Öffnungen der Detektoren sind entsprechend der Winkelakzeptanz gewählt, dies heißt, dass im zweiten Abschnitt die Öffnungen der Detektoren dem Durchmesser des Strahl entsprechen, wohingegen die Öffnungen im ersten Abschnitt größer sind.

2.2.6 Die Spurdetektoren im Vorwärtsspektrometer

Im COMPASS-Spektrometer gibt es zur präzisen Spurvermessung eine große Anzahl von Spurdetektoren aller Art. Teilchentrajektorien lassen sich mit Hilfe der Spurdetektoren vermessen und unter Verwendung der Ablenkung durch den Spektromettermagneten der

⁴Ring Imaging CHerenkov Counter

Tabelle 2.1: Die wichtigsten Spurdetektoren und ihren typischen Abmessungen, Ortsauflösungen σ_s und Zeitauflösungen σ_t

Detektortyp	aktive Fläche	Auflösung
Szint. Fasern	3,9 x 3,9 – 12,3 x 12,3 cm^2	$\sigma_s = 130 - 210 \mu m, \sigma_t = 0,4 ns$
Silizium-Streifen	5 x 7 cm^2	$\sigma_s = 8 - 11 \mu m, \sigma_t = 2,5 ns$
Micromega	40 x 40 cm^2	$\sigma_s = 90 \mu m, \sigma_t = 9 ns$
GEM	31 x 31 cm^2	$\sigma_s = 70 \mu m, \sigma_t = 12 ns$
Driftkammer	180 x 127 cm^2	$\sigma_s = (190-500) \mu m$
STRAW	323 x 280 cm^2	$\sigma_s = 190 \mu m$
Vieldrahtprop.	178 x 120 cm^2	$\sigma_s = 1,6 mm$

Teilchenimpuls bestimmen. Da die Rate stark mit dem Abstand zur Strahlachse abfällt, unterteilt man die Spurdetektoren in drei Untergruppen:

Einen Bereich bis ca. 3.5 cm von der Strahlachse decken Detektoren für kleinste Winkel ab. Sie haben eine hohe Ratenstabilität und eine hohen Ortsauflösung. Detektoren für kleine Winkel von 2.5 cm bis maximal 40 cm sind großflächiger bei niedrigerer Ratenstabilität. Die gesamte Akzeptanz des Spektrometers decken Detektoren für große Winkel ab, welche daher geringer segmentiert sind.

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

Die Spurdetektoren für kleinste Winkel

Bei COMPASS werden zur Vermessung des Strahls und für den zentralen Bereich um den Strahl zwei verschiedene Detektortypen verwendet: Siliziumstreifendetektoren und Pixel-GEMs. Sie werden aufgrund ihrer niedrigen Materialbelegung verwendet. Siliziumstreifendetektoren sind wegen ihrer besonders hohe Ortsauflösungen hervorzuheben und werden daher zur Vertexrekonstruktion verwendet [2]. Das Funktionsprinzip sieht wie folgt aus: An einen dotierten Siliziumkristall wird eine Hochspannung in Sperrrichtung angelegt. Nach einem Teilchendurchgang entstehen im Kristall Elektron-Loch-Paare, die im elektrischen Feld schnell getrennt werden und lawinenartig neue Elektron-Loch-Paare erzeugen. Es entsteht ein Strom, der proportional zu der ursprünglich deponierten Ladung ist. Zwei Lagen von Streifen sind in einem rechten Winkel zueinander angebracht und machen eine Ausleseebene aus. Eine eindeutige Ortsbestimmung auch bei höheren Multiplizitäten gelingt durch die Verwendung von zwei gegeneinander verkippten Ausleseebenen. Bei den GEMs⁵ handelt es sich um Mikrostreifengasdetektoren. In Abb.2.6 ist die Funktionsweise eines GEM-Detektor zu sehen.

Mehrere beidseitig mit Kupfer bedampfte Kaptonfolien mit kleinen Löchern sind getrennt übereinander angebracht. Mit einem Gas wird der Zwischenraum gefüllt und durch

⁵Gas Electron Multiplier

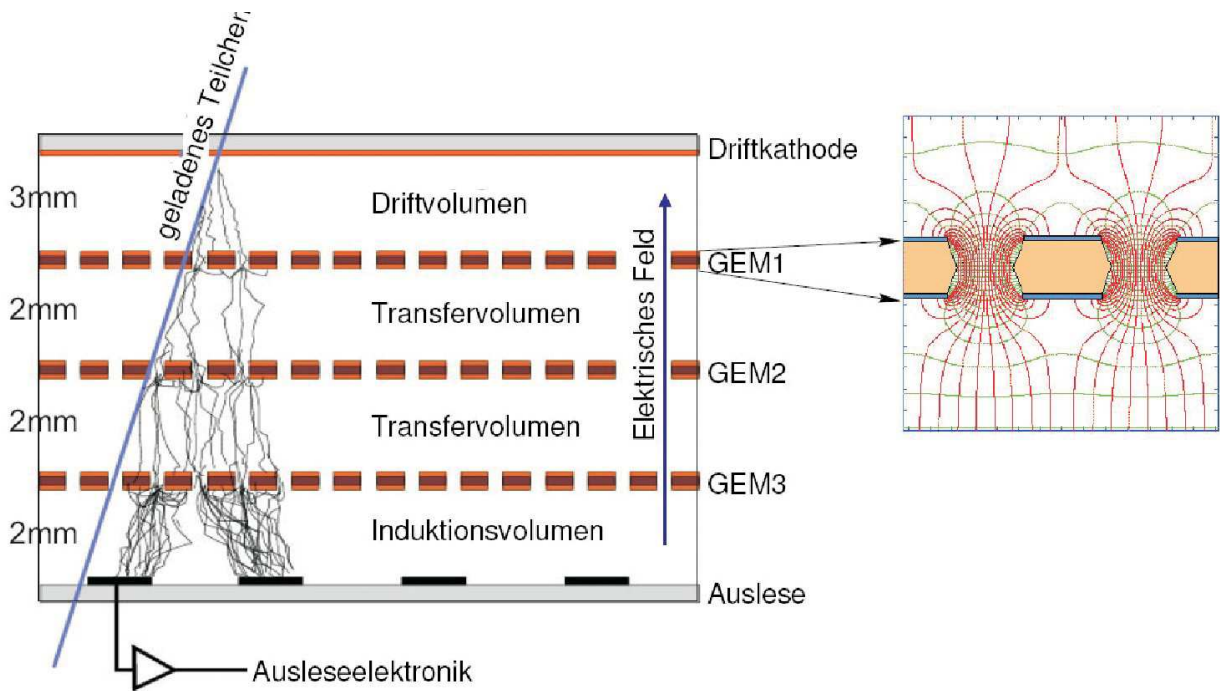


Abbildung 2.6: Funktionsweise der GEM-Detektoren

die Driftkathode auf der einen Seite und einer Ausleseelektrode auf der anderen Seite eingeschlossen. Durch Ionisation nach Teilchendurchgang des gefüllten Gases entstehen Elektronen, die in Richtung des Transfervolumens driften. Mit Hilfe einer anliegenden Hochspannung zwischen der Ober- und Unterseite einer Folie erfahren die Elektronen in den Löchern eine Gasverstärkung. Diese Gasverstärkung erfolgt bei den verwendeten Triple-GEMs drei Mal, bevor die Elektronen auf die Auslesefläche treffen. Die Auslese lässt sich in Streifen oder Pixel aufteilen. Es werden bei COMPASS GEMs verwendet, die nur über Pixel in der zentralen Region und Streifen außerhalb ausgelesen werden (Pixel-GEM) und GEMs, die eine zweidimensionale Auslese über Streifen besitzen.

In den zum Target entfernten Regionen werden szintillierende Fasern verwendet. Da die Materialbelegung wesentlich höher ist, wird damit auch die Vielfachstreuung höher. Mit den Fasern wird eine deutlich bessere Zeitauflösung erreicht. Aufgrund ihrer feinen Segmentierung überstehen szintillierende Fasern auch höchste Raten und eignen sich daher auch für die Vermessung der Strahlage und des Strahlteilchenimpulses.

Die Spurdetektoren für kleine Winkel

Neben den zuvor beschriebenen Triple-GEMs werden im kleinen Winkelbereich die Micro-megas⁶- Detektoren eingesetzt. Sie sind ebenfalls Mikrostreifengasdetektoren. In Abb.2.7 ist die Unterteilung der Detektoren in Konversionsbereich und Verstärkungsbereich zu erkennen.

⁶MICROMEsh GAseous Structure

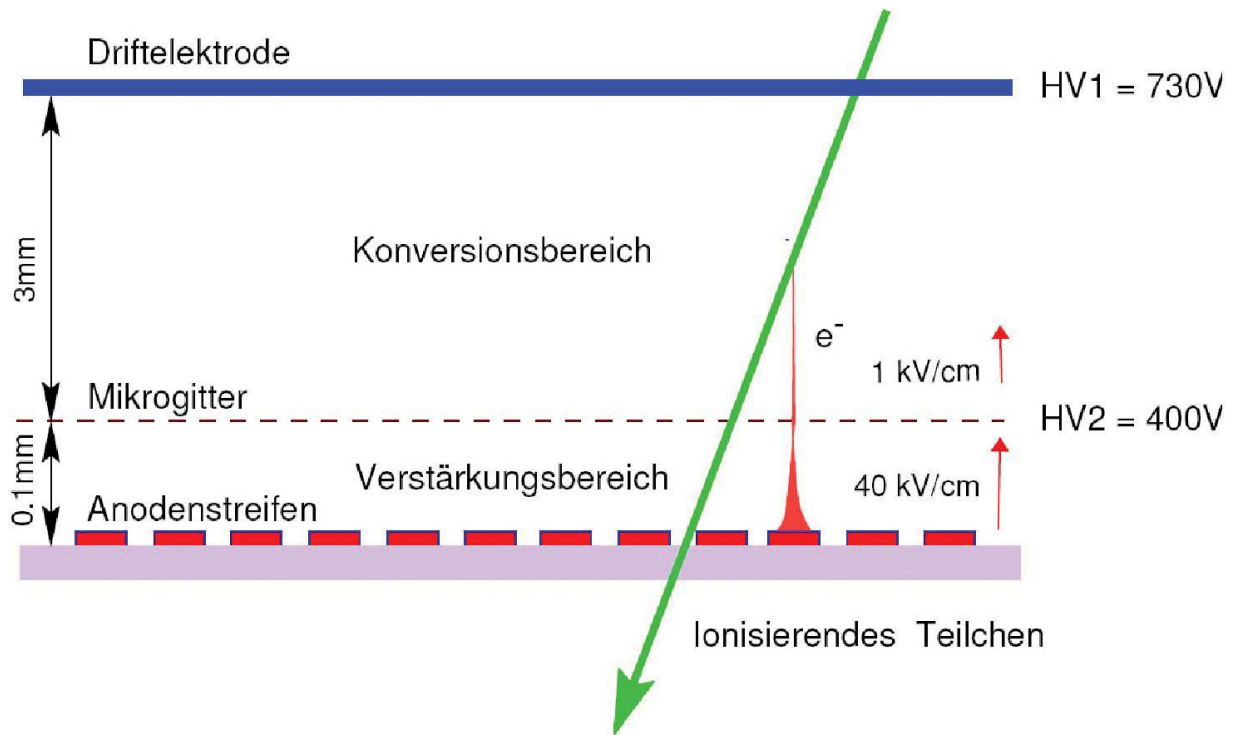


Abbildung 2.7: Funktionsweise eines Micromegas-Detektors

Die primäre Ionisation findet im mit Gas gefüllten Konversionsbereich statt. Zwischen Driftelektrode und Verstärkungsbereich befindet sich der Konversionsbereich. Der Verstärkungsbereich wird mit einem dünnen Mikrogitter abgetrennt. Aus der Ionisation entstandenen Elektronen driften durch das Gitter und werden im stärkeren Feldgradienten des Verstärkungsbereichs verstärkt. Mikrostreifen dienen zur Auslese.

Die Spurdetektoren für große Winkel

Um die Abdeckung der gesamten Spektrometerakzeptanz zu gewährleisten, werden großflächige Detektoren benutzt. Zum Einsatz kommen hier Vieldrahtproportionalkammern, STRAW-Detektoren⁷ und Driftkammern.

Die STRAWs bestehen aus dünnen Kaptonröhrchen, welche mit Gas gefüllt und in denen Anodendrähte gespannt sind. Die erzeugten Elektronen driften zu den Signaldrähten und werden dort gasverstärkt.

Bei einer Vieldrahtproportionalkammer (MWPC) befinden sich gespannte Anodendrähte in einem Gasvolumen, welches von Kathodenwänden begrenzt wird. Zwischen den Anodendrähten und den Kathodenwänden existiert ein elektrisches Feld. Nachdem ein Teilchen das elektrische Feld durchquert hat, bilden sich entlang der Spur des Teilchens primäre Elektronen durch Ionisation. Aufgrund des elektrischen Feldes werden die primären Elektronen so stark zur Anode beschleunigt, dass sie genügend Energie zur Lawinenbildung haben.

⁷engl. Straw: Stroh. Gemeint sind die Ähnlichkeiten der Kaptonröhrchen zu Strohhalmen

Es entstehen sekundäre Elektronen und positive Ionen, die auseinander driften. Über die Anodendrähte werden die Elektronen ausgelesen. Dadurch wird eine Gasverstärkung von typischerweise 10^5 erreicht. Typische Anodenspannungen betragen etwa 5 kV.

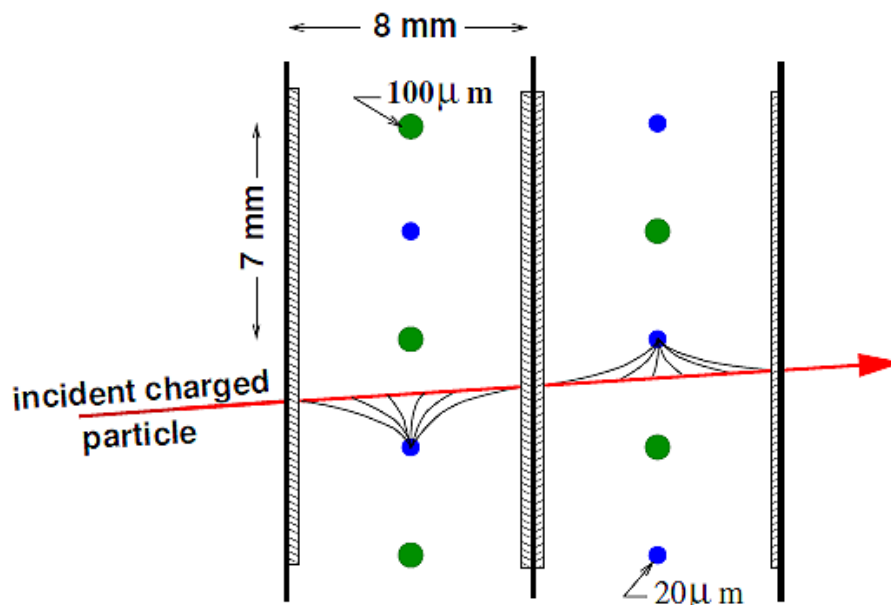


Abbildung 2.8: Funktionsweise eine Driftkammer

Driftkammern haben einen ähnlich Aufbau wie Vieldrahtproportionalkammern. Sie unterscheiden sich durch der Verwendung von zusätzlichen Potentialdrähten (Abb.2.8). Durch das legen der Kathoden der Driftkammer auf Masse und durch das negative Potential an den Potentialdrähten führt dies zu einer anderen Feldlinienkonfiguration als bei den MWPCs. Da das Messprinzip auf der Messung der Driftzeiten der Elektronen basiert, werden weniger Anodendrähte als bei den MWPCs gebraucht, um ähnliche bzw. meist sogar bessere Ortsauflösungen zu erreichen.

2.2.7 Die Hadronkalorimeter

Diese Kalorimeter bestehen aus sogenannten Eisen-Szintillator-Sandwichs. Dies sind hintereinander abwechselnd aufgereihete Szintillator- und Eisenscheiben. In den Eisenscheiben werden Sekundärteilchen erzeugt, die wiederum mit Hilfe der Szintillatorscheiben nachgewiesen werden. Dieses Szintillations-Licht wird von einem Photomultiplier⁸ aufgesammelt.

2.2.8 Die elektromagnetischen Kalorimeter

Elektromagnetische wechselwirkende Teilchen werden schon vor dem Hadronkalorimeter in den elektromagnetischen Kalorimetern ECAL1/2 nachgewiesen, so dass im HCAL1/2

⁸wird im Kap.3.3.4 beschrieben

nur Hadronen gemessen werden. Im Kap.3 werden die elektromagnetischen Kalorimeter ausführlicher beschrieben.

Kapitel 3

Das elektromagnetische Kalorimeter

In diesem Kapitel soll der Nachweis von elektromagnetischer Strahlung in den Bleigläsern erläutert werden. Im Anschluss wird auf den Aufbau und die Funktionsweise der beiden elektromagnetischen Kalorimeter im COMPASS-Experiment eingegangen und zum Schluss werden die drei verschiedenen Bleiglasmodule mit ihren wichtigsten Eigenschaften vorgestellt.

3.1 Der Nachweis von Elektronen mit Bleiglas

Es folgt die Beschreibung der Wechselwirkung von Photonen und Elektronen in Materie und der Strahlungslänge. Dem schließt sich ein Unterkapitel zum Thema Schauerbildung an. Danach folgt die Erklärung des Cherenkov-Effekts; zum Abschluss ist dem Nachweis im Bleiglas ein Unterkapitel gewidmet.

3.1.1 Die Wechselwirkung von Elektron und Photon in Materie

Für Elektronen bzw. Positronen¹ sind die beiden dominanten Wechselwirkungsprozesse mit Materie Ionisation und Bremsstrahlung. Wie aus der Abb.3.1 ersichtlich ist, ist in Blei für Elektronen die Ionisation bis zu einem Energiebereich von 10 MeV dominant. Für große Energien dominieren Bremsstrahlungsprozesse.

Des weiteren ist zu sehen, dass der Energieverlust bei Bremsstrahlung proportional (linear) zur Elektronenenergie verläuft, während bei der Ionisation der Verlust logarithmisch geschieht [6]. Der Punkt, an dem die Energieverlustrate von Bremsstrahlung und Ionisation gleich sind, wird als kritische Energie E_c bezeichnet. Die kritische Energie ist eine materialabhängige Größe. Für die Ordnungszahl $Z > 13$ kann sie auf wenige Prozent genau mit

$$E_c = \frac{550 \text{ MeV}}{Z}. \quad (3.1)$$

¹in Zukunft werden unter dem Begriff Elektronen auch Positronen zusammengefasst

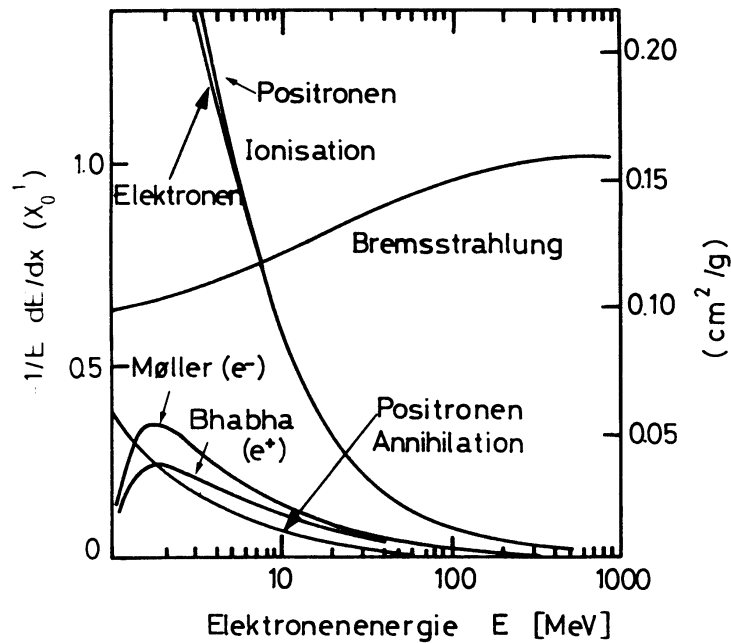


Abbildung 3.1: Energieverlustmechanismen von Elektronen in Blei in Abhängigkeit der Elektronenenergie. Entnommen aus [6]

angeben werden. In [6] sind tabellarisch für einige Elemente und Verbindungen die kritische Energie zu finden.

Beim Photon spielen hauptsächlich drei Wechselwirkungsprozesse eine Rolle.

Aus der Abb.3.2 ist zu entnehmen, dass für Blei der Photoeffekt bis 1 MeV und die Compton-Streuung bis 10 MeV dominant sind. Ab 10 MeV ist für Photonen die Paarbildung die hauptsächlichste Wechselwirkung in Materie.

3.1.2 Die Strahlungslänge

Der dominante Energieverlust für hochenergetische Elektronen ist die Bremsstrahlung und für Photonen die Paarbildung. Die durchschnittliche Wegstrecke, bei der unter Bremsstrahlung ein hochenergetisches Elektron $1/e$ -tel seiner Energie verliert, oder bei der Paarbildung ein hochenergetisches Photon $7/9$ der freien Weglänge zurücklegt, wird als mittlere Strahlungslänge bezeichnet. Sie kann in Einheiten der Strahlungslänge X_0 [g/cm^2] angegeben werden. Gl.3.2 gibt eine Näherungsformel für die Berechnung der Strahlungslänge.

$$X_0 = \frac{716,4 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot A}{Z(Z+1) \cdot \ln(287/\sqrt{Z})} \quad (3.2)$$

wobei A die Atommasse und Z die Ordnungszahl des Absorbermaterials ist. Bei Gemischen und Verbindungen kann die Strahlungslänge mit folgender Formel angenähert

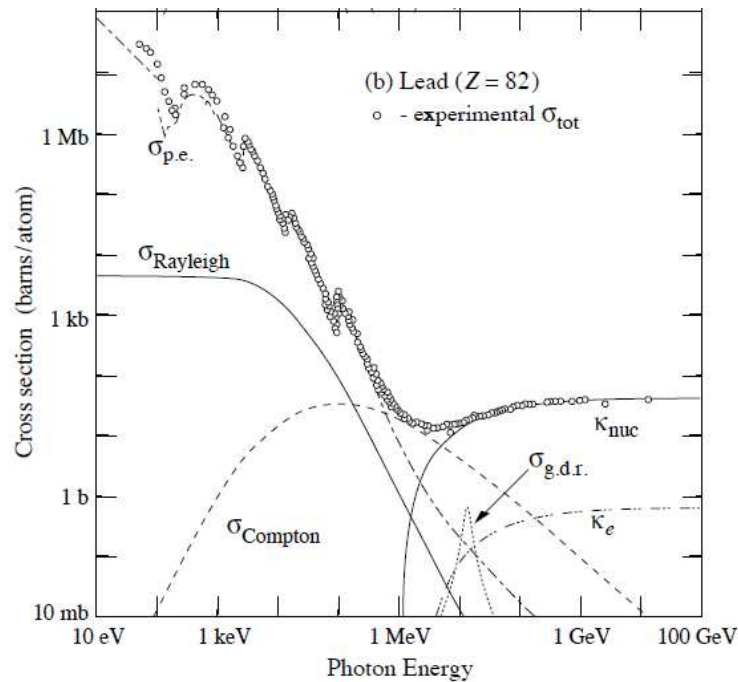


Abbildung 3.2: Wirkungsquerschnitt von Photonen im Blei als Funktion des Photonenenergie. $\sigma_{p.e.}$ bezeichnet den Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts, σ_{Compton} den Comptoneffekt, κ_{nuc} die Paarzerzeugung in der Hülle des Kerns und κ_e die in der Atomhülle. σ_{Rayleigh} steht für die Rayleigh-Streuung und $\sigma_{\text{g.d.r.}}$ für photonukleare Prozesse, die stattfinden. Entnommen aus [7]

werden

$$\frac{1}{X_0} = \sum_j \frac{w_j}{X_j} \quad (3.3)$$

wobei w_j und X_j die Anteile von Gewichtung und Strahlungslänge des j -ten Elements sind.

3.1.3 Die Schauerbildung

Beim Auftreffen von hochenergetischen Elektronen oder Photonen auf einen Absorber werden durch Bremsstrahlung und Paarbildung weitere Elektronen und Photonen mit geringerer Energie erzeugt. Diese Elektronen und Photonen können wiederum wechselwirken. Dadurch kommt es zum „Kaskadeneffekt“. Dieser hält an, bis die Energie der jeweils neu erzeugten Elektronen und Photonen unter die kritische Energie E_c sinkt und damit der sogenannte Schauer ausstirbt. Ab diesem Zeitpunkt tritt die Ionisation in den Mittelpunkt. Des weiteren ist festzustellen, dass die Anzahl der Elektronen schneller sinkt als die Energie deponiert wird. Dies lässt den Rückschluss zu, dass mit größer werdender Eindringtiefe der größte Teil der Kaskadenenergie durch Photonen getragen wird.

Eine zentrale Größe bei der Beschreibung des Schauers ist die Strahlungslänge X_0 . In der longitudinalen Ausbreitung einer Kaskade ist der größte Teil seiner Energie zu finden. Diese longitudinale Ausbreitung kann mit Hilfe der Strahlungslänge X_0 bestimmt werden.

Die deponierte Energie in Abhängigkeit der Eindringtiefe kann folgendermaßen parametrisiert werden:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \cdot b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)}. \quad (3.4)$$

E_0 = Energie des einfallenden Teilchens, $t = x/X_0$, a und b sind materialabhängige Parameter, die aus einer Anpassung der Kurve an gemessenen Werten bestimmt wurden. Die Lage des Schauermaximums, bei dem die Energie der Schauerteilchen gleich der kritischen Energie ist, kann durch folgende Formel ausgedrückt werden:

$$t_{max} = \ln\left(\frac{E_0}{E_C}\right) + C_i. \quad (3.5)$$

Dabei steht $C_\gamma = +0,5$ und $C_e = -0,5$ für gamma- bzw. elektroneninduzierte Kaskaden.

Um die Länge - in Strahlungslängen $[X_0]$ ausgedrückt - von 98% der deponierten Einschussenergie zu bestimmen, hilft

$$L_{98\%} = 2,5 \cdot t_{max}. \quad (3.6)$$

Die Gl.(3.6) gilt für eine Einschussenergie zwischen 10 und 1000 GeV.

Die transversale Ausdehnung des Schauers kann durch den sogenannten Molière-Radius R_M beschrieben werden. Allgemein gilt, dass nur 10% der deponierten Energie außerhalb des Molière-Radius liegen. Innerhalb eines Radius von $2R_M$ sind 95% der Energie deponiert. Mit Form.3.7 kann der Molière-Radius bestimmt werden.

$$R_M = X_0 \frac{21.2052 MeV}{E_C}. \quad (3.7)$$

Der Molière-Radius eines Gemischs oder einer Verbindung kann, wie bei der Strahlungslänge, mit folgender Formel bestimmt werden:

$$\frac{1}{R_M} = \frac{1}{21.2052 MeV} \sum_j \frac{w_j E_{Cj}}{X_j}. \quad (3.8)$$

3.1.4 Die Beschreibung des Cherenkov-Effekts

Wenn ein geladenes Teilchen mit einer Geschwindigkeit v durch ein Medium mit dem einem Brechungsindex n fliegt, kann diese Geschwindigkeit v größer sein als die Lichtgeschwindigkeit c/n in diesem Medium. In solch einem Fall kommt es zum Cherenkov-Effekt. Wenn

ein geladenes Teilchen ein Medium durchfliegt, werden kurzzeitig die Nachbaratome polarisiert, an denen das Teilchen entlang fliegt, und es entstehen elektrische Dipole. Solange die Geschwindigkeit v kleiner ist als c/n , also ($v < c/n$), sind die Dipole symmetrisch zur Flugrichtung und das komplette Dipolfeld aufsummiert ergibt Null.

Gilt jedoch $v > c/n$, gibt es keine Symmetrie mehr und es entsteht ein resultierendes Dipolmoment, welches eine charakteristische Strahlung hervorruft, das sogenannte Cherenkov-Licht. Siehe dazu die Abb.3.3.

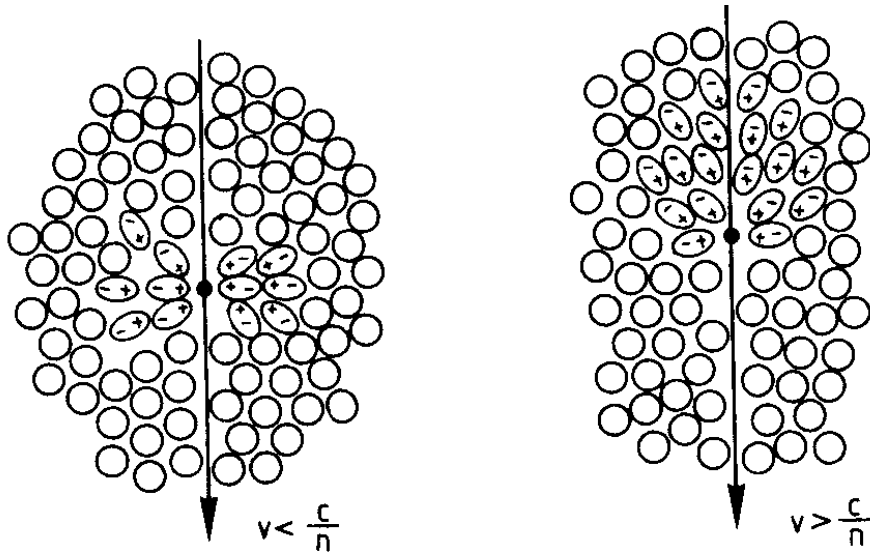


Abbildung 3.3: Veranschaulichung des Polarisationsunterschied für die beiden Fälle. Entnommen aus [6]

Der hierbei entstandene Energieverlust pro einzelner Prozess verglichen mit anderen Energieverlustprozessen wie z.B. Ionisation und Anregung ist sehr klein. Diese Cherenkov-Photonen werden unter einem ganz bestimmten Winkel abgestrahlt, welcher sich mit Hilfe der Abb.3.4 einfach herleiten lässt:

In der Zeit t , in der ein geladenes Teilchen die Strecke $AB = t\beta c$ zurücklegt, läuft ein Photon die Strecke $AC = t \cdot c/n$ ab. Die beiden Strecken stehen somit über einen Winkel θ zueinander und sind mit dem Winkel folgendermaßen verknüpft:

$$\cos(\theta) = \frac{c}{n\beta c} = \frac{1}{n\beta} \quad (3.9)$$

Cherenkov-Licht wird erzeugt, wenn für die Geschwindigkeit des Teilchens gilt:

$$\beta > \frac{1}{n} \quad (3.10)$$

Mit Hilfe dieser Geschwindigkeit lässt sich die minimale kinetische Energie berechnen, die ein Teilchen haben muss, um Cherenkov-Strahlung zu erzeugen.

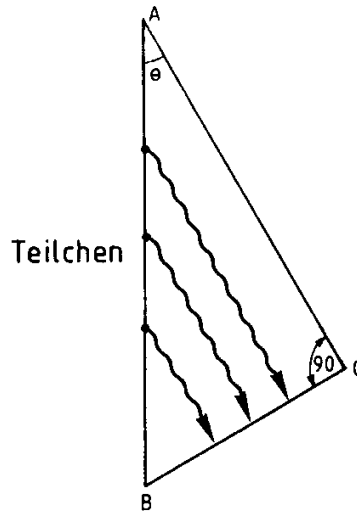


Abbildung 3.4: Skizze zur Berechnung des Cherenkov-Winkels. Entnommen aus [6]

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - 1/n^2}} \quad (3.11)$$

mit $\gamma = E/(m \cdot c^2)$.

Wenn die Energie bekannt ist (da sie zum Beispiel gemessen wurde), hängt das emittierte Cherenkov-Licht nur noch von der Masse des Teilchens ab. Damit ist eine Identifikation des Teilchens mit Hilfe des Cherenkov-Effekts möglich.

3.1.5 Der Nachweis im Bleiglas

Der Nachweis von geladenen Teilchen in Bleigleis erfolgt durch den Cherenkov-Effekt. Die Cherenkov-Photonen werden mit den Photomultipliern der Bleiglasmodule detektiert. Bei Einschussenergien über 10 MeV sind die dominanten Wechselwirkungsprozesse in Blei Bremsstrahlung für Elektronen und Paarbildung für Photonen. Die totale Spurlänge T , welche die Summe aller Einzelspuren von geladenen Teilchen im elektromagnetischen Schauer darstellt, ist mit der Einschussenergie E und der kritischen Energie E_C laut [6] folgendermaßen verknüpft

$$T \propto \frac{E}{E_C}. \quad (3.12)$$

Die Anzahl der ausgesendeten Cherenkov-Photonen im Energieintervall dE um E auf der Strecke dx kann näherungsweise mit Form.3.13 bestimmt werden:

$$\frac{d^2 N}{dE dx} \approx 370 \cdot \sin^2 \theta_C eV^{-1} cm^{-1}, \quad (3.13)$$

wobei θ_C der Emissionswinkel ist.

Falls alle geladenen Teilchen mit der Einschussenergie $E > E_C$ Cherenkov-Licht erzeugen,

wäre dies der direkte proportionale Zusammenhang zwischen deponierte Energie E_{dep} und der Einschussenergie E .

Der Lorentzfaktor γ beträgt für Elektronen bei Einschussenergien von 10 MeV (\approx Grenze der kritischen Energie) ≈ 20 . Damit ist der $\beta - Faktor \approx 1$ für Elektronen und θ_C ist laut Form.3.9 konstant. Mit einem Brechungsindex $n \approx 1,7$ für Bleigläser emittiert jedes Elektron Cherenkov-Licht.

3.2 Homogene Kalorimeter

Die beste Energieauflösung bei der messng von elektromagnetischen Schauern erhält man bei homogenen Kalorimetern. Wenn hochenergetische Elektronen oder Photonen auf die Bleigläser treffen, erzeugen sie die beschriebenen Schauer und Cherenkov-Licht. Am Ende der Bleigläser befinden sich Photomultiplier, die das Licht in analoge elektrische Signale umwandeln. Diese werden von ADC's (Analogue to Digital Converter) in digitale Signale konvertiert und zu der Datenaufnahme weitergeleitet. In Abb.3.5 ist der schematische Verlauf der Schauerbildung zu sehen.

Zur ständigen Überwachung der Gläser wird eine Gruppe von LEDs benutzt, die über Glasfaser zu jedem Modul geführt werden. Bei manchen Modulen ist die LED direkt am Bleiglas angebracht. Alternativ wird zur Zeit ein Laser-Monitoring-System erprobt.

3.2.1 Das elektromagnetische Kalorimeter der ersten Stufe

Das Das elektromagnetische Kalorimeter der ersten Stufe (ECAL1) steht im Groß-Winkel-Spektrometer hinter dem RICH. Der schematische Aufbau ist in Abb.3.6 zu sehen. Es besteht aus drei verschiedenen Bleiglas-Modulen, nämlich GAMS-, MAINZ- und OLGA-Modulen.

Das ECAL1 mit nur GAMS-Modulen zu bestücken wie das ECAL2 wäre wünschenswert, jedoch konnte dies unter dem Gesichtspunkt von Kostenfragen nicht realisiert werden.

Das Loch im Zentrum ist 0,61 m mal 1,07 m groß und für die Winkelakzeptanz der zweiten Spektrometerstufe abgestimmt.

3.2.2 Das elektromagnetische Kalorimeter der zweiten Stufe

Das elektromagnetische Kalorimeter der zweiten Stufe (ECAL2) befindet sich im Klein-Winkel-Spektrometer etwa 33 m hinter dem Target. Die Dimension des ECAL2 ist 2,44 x 1,83 m². Größtenteils besteht das ECAL2 aus alten GAMS-Modulen, die in anderen Experimenten bzw. Detektoren, wie zum Beispiel dem GAMS-4000 Spektrometer, benutzt wurden. Es beinhaltet 768 GAMS-Modulen des Typs TF101, welche strahlungshärter sind, und 1440 GAMS-Modulen des Types TF1 gefüllt ([9]). Aufgrund der hohen Strahlenergie ist es um die Strahlöffnung mit 864 Shashlik-Modulen gefüllt. Die Module sind in einer 64x48-Matrix angeordnet. Im Zentrum befindet sich ein Loch mit der Größe von 2x2 Modulen, um den ungehinderten Durchfluss der Teilchen des Strahls zu erlauben.

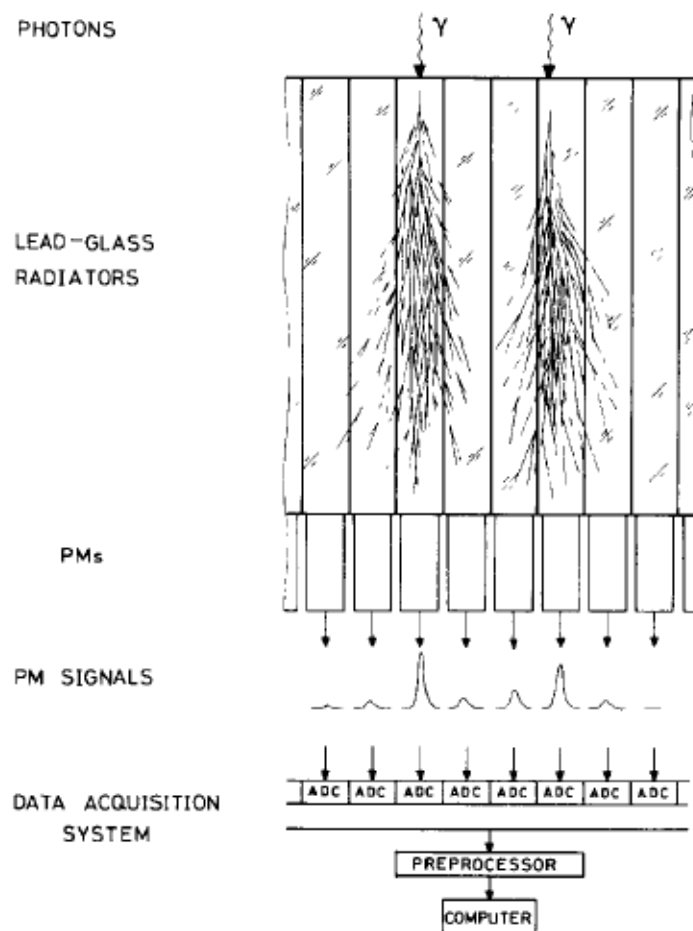


Abbildung 3.5: Schematischer Verlauf der Schauerbildung im Bleiglas bis hin zum Photomultiplier-Signal und Datenaufnahmen. Entnommen aus [8].

3.3 Die Modul-Typen

Generell bestehen die Bleigläser aus einer Verbindung von Bleioxid (PbO) und Siliziumdioxid (SiO_2). Sie unterscheiden sich im prozentualen Anteil der jeweiligen Verbindung. Darüber hinaus haben sie verschiedenen Maße und charakteristische Größen, die im folgenden kurz beschrieben werden. Mehr Information sind in [8], [10], [11], [12], [13] und Tab.3.1 zu finden.

Alle drei Bleigläser sind mit einer aluminieren Mylarfolie umhüllt. Auf der Innenseite der Folie ist ein spezieller Lack aufgetragen, der verhindern soll, dass Aluminiumatome in die Bleigläser diffundieren und die Reflektionseigenschaften der Gläser am Rand zerstört werden.

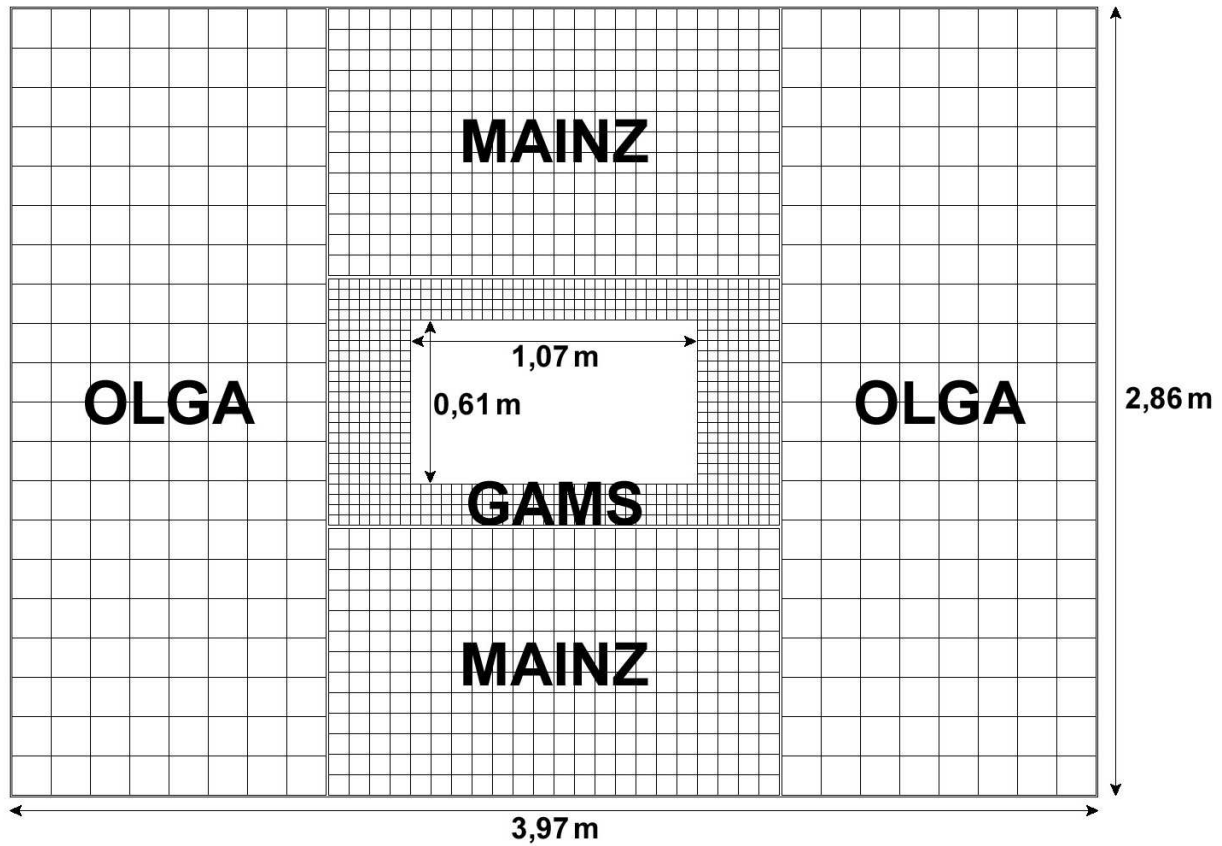


Abbildung 3.6: Anordnung der GAMS-, MAINZ- und OLGA-Module im elektromagnetischen Kalorimeter ECAL1.

3.3.1 Das GAMS-Module

Die Bleigläser bestehen aus dem Bleiglastyp TF1 oder TF101. Der Unterschied liegt in der Beimischung von 0,2% Cer beim TF101 Bleiglas. Damit ist das TF101 Bleiglas strahlungshärter [4]. Die Länge der GAMS-Bleigläser beträgt 450 mm. Die Frontfläche umfasst 38 mm x 38 mm. Damit ist die Zellgröße kleiner als bei den beiden anderen Modulen. Dies ermöglicht eine bessere Ortsauflösung als bei den anderen Modulen, bei denen sich der elektromagnetische Schauer meist nur in einem Modul abspielt. Die weiteren Werte der GAMS-Module und der beiden anderen Module sind der Tab.3.1 zu entnehmen.

Ein Photomultiplier des Typs FEU-84-3, der einen Durchmesser von 34 mm hat, ist mit dem Bleiglas zusammengeklebt. Zusammen ergeben sie das GAMS-Modul.

Abb.3.7

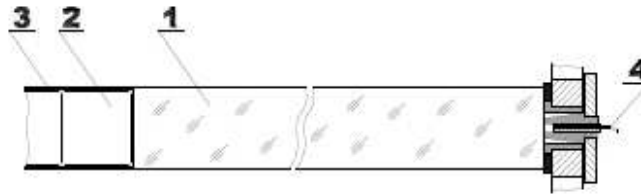
Im Fall der GAMS-Module liegt eine gesonderte Gleichung zur Bestimmung der Länge des Schauers zur Deponierung von 98% der Einschussenergie [8] vor:

$$l_{98\%} = 30 + 4 \cdot \ln E. \quad (3.14)$$

E steht für die Einschussenergie in GeV. $l_{98\%}$ ist in cm angegeben.

Tabelle 3.1: Die wichtigsten Charakteristiken der Bleigläser.

	GAMS	MAINZ	OLGA
Bleiglastyp	TF1	SF57	SF5
PbO-Gehalt	50%	57%	55%
Dichte [g/cm^3]	3,86	5,51	4,08
X_0 [cm]	2,74	1,55	2,54
Molière-Radius [cm]	4,7	2,61	4,3
Brechungsindex	1,65	1,89	1,67
Querschnitt [cm^2]	3,82 x 3,82	7,5 x 7,5	14 x 14
Länge [cm]	45	36	47
Länge [X_0]	16,42	23,3	18,5

**Abbildung 3.7:** Ein Bleiglasmodul im Kalorimeter: 1) Bleiglas, 2) Photomultiplier, 3) Abschirmung, 4) Faser des LED-Signals. Entnommen aus [4].

Die Energieauflösung wurde zu

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{0,1}{\sqrt{E[GeV]}} + 0,015 \quad (3.15)$$

bestimmt [8].

3.3.2 Das MAINZ-Modul

Das MAINZ-Bleiglas ist vom Typ SF57. Es ist das bleihaltigste Glas der drei Typen. Es hat die kürzeste Strahlungslänge und ist das kürzeste der drei Module. Die im WA89-Experiment gemessene Energieauflösung ist [10]:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{0,07}{\sqrt{E[GeV]}} + 0,02 \quad (3.16)$$

Der verwendete Photomultiplier ist vom Typ EMI 9236 KB mit einem Durchmesser von $d = 60$ mm und einem Durchmesser der Kathode von $d_K = 54$ mm.

3.3.3 Das OLGA-Modul

Das verwendete Bleiglas im OLGA-Modul ist vom Typ SF5. Es ist das größte und schwerste Modul. Es wurde schon im WA92-Experiment benutzt und dabei wurde die folgende Ener-

gieauflösung bestimmt [11]:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{0,15}{\sqrt{E[\text{GeV}]} + 0,08} \quad (3.17)$$

Der Photomultiplier vom Typ XP 2050 wird bei den OLGA-Modulen verwendet. Dessen Durchmesser beträgt $d = 130$ mm und der Durchmesser der Kathode selbst ist mit $d_K = 110$ mm angegeben.

3.3.4 Die Funktionweise eines Photodetektors

Zum Auslesen des Cherenkov-Lichts ist am Ende des Bleiglasblocks ein Photoervielfacher² angebracht. Der Aufbau eines Photoervielfachers ist in Abb.3.8 skizziert.

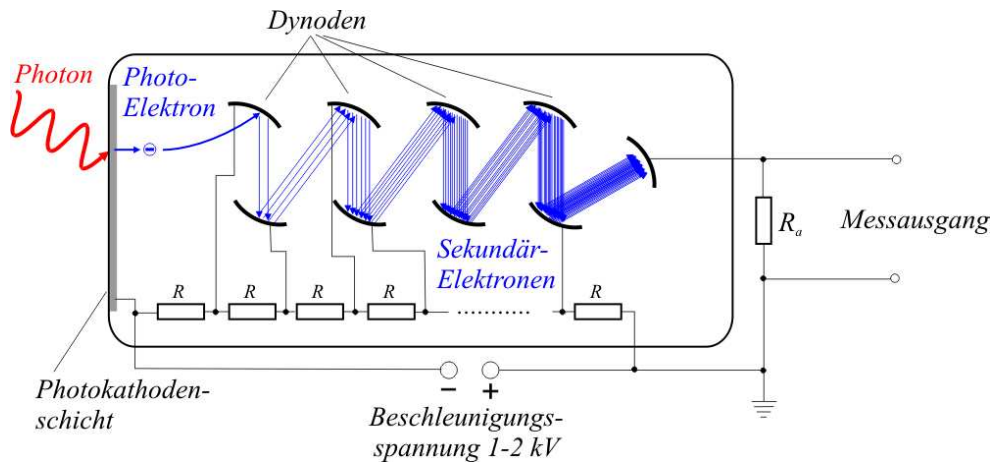


Abbildung 3.8: Schematische Skizze eines Photoervielfachers. Die Elektroden befinden sich in einem evakuierten Glaskolben.

Das Photon trifft auf eine Alkalimetall-Elektrode und löst dort durch Photoeffekt ein Elektron heraus. Ein anliegendes elektrisches Feld zwischen der Kathode und der nächsten Dynode beschleunigt das Elektron auf die Dynode, so dass mehrere Elektronen aus dieser Dynode gelöst werden. Dieser Vorgang wiederholt sich an weiteren 10-15 Dynoden. Durch einen Spannungsteiler, bestehend aus einer Kette von Widerständen, wird die Dynodenspannung erzeugt. Das Verhältnis zwischen der Anzahl der Photoelektronen und einfallenden Photonen wird als Quanteneffizienz (QE) bezeichnet. Die QE ist wellenlängenabhängig und wird durch die Photokathode und das verwendete Glas bestimmt.

Die Ladung Q an der Anode wird aus der mittleren Elektronenzahl P und der Anzahl der Dynoden N ermittelt (Form.3.18) [7].

$$Q = e \cdot A = P^N \quad (3.18)$$

²engl.: Photomultiplier Tube, PMT

A steht für den Verstärkungsfaktor des Photovervielfachers. Typische Verstärkungsfaktoren liegen im Bereich $10^5 - 10^7$. A ist von der anliegenden Hochspannung zwischen den Dynoden abhängig.

Kapitel 4

Die Datenerfassung und Datenanalyse

4.1 Die elektronische Auslese in COMPASS

Im diesem Kapitel wird geschildert, in welchen Schritten die elektronische Auslese in COMPASS vom Photomultiplier-Signal bis zum PC erfolgt, wobei besonders auf die die Arbeitsschritte des SADCs eingegangen [14] wird.

4.1.1 Die Umwandlung eines analogen Photomultiplier-Signals

In Abb.4.1 ist der beschriebene schematische Verlauf dargestellt.

Die im Bleiglas erzeugten Cherenkov-Photonen werden vom Photomultiplier detektiert. Das dabei erzeugte Signal ist in seiner Länge sehr kurz und hat eine Anstiegszeit¹ von ≈ 5 ns. Die Anstiegszeit entspricht der Zeit, die ein Signal braucht, um von 10% auf 90% seiner Maximalamplitude zu steigen.

Dieses Signal wird mit einem sogenannten aktiven Shaper auf ≈ 400 ns gedehnt. Dies passiert, ohne dabei den Informationsgehalt des Signals zu verfälschen und ist notwendig um es an die zeitliche Auflösung der COMPASS- SADCs² anzupassen. Die Anstiegszeit beträgt dann ≈ 100 ns.

Daraufhin wird das Signal in den SADC gespeist. Der SADC ist ein sehr schneller ADC, der ein ankommendes Signal Stück für Stück ausliest und im Fall eines 10 bit SADC diese Signals in Zahlenwerte zwischen 0-1024, sogenannte ADC-Werte, umwandelt. Der dynamische Bereich umfasst ein Volt. In diesem Fall ist die Auflösung 0.977 mV/Kanal. Die Abtastfrequenz des SADCs beträgt 80 MHz. Er liest also in Schritten von 12,5 ns das Signal aus. Dank des Shapers ist der SADC in der Lage, das komplette Signal in 32 Schritten auszulesen.

Es ist möglich im SADC Schwellen zu setzen, die überschritten werden müssen, damit der SADC das eintreffende Signal wie beschrieben ausliest.

Nachdem der SADC das Signal gelesen hat, wird es in den Puffer geschrieben, der alle

¹englisch: rising time

²Sampling-Analogue-to-Digital-Converter

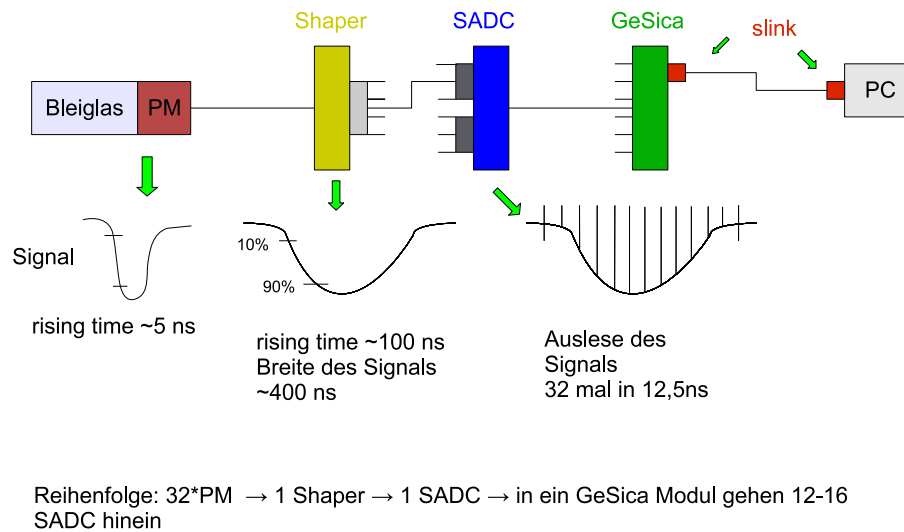


Abbildung 4.1: Schematischer Verlauf der elektronischen Auslese vom Photomultiplier bis zum PC.

Information des SADC zwischenspeichert. Darin sind unter anderem die ADC-Werte der einzelnen Schritte, die ID-Nr. des SADC, die Nummer des Ereignisses und ein Grundlinien-Integral³ abgespeichert. Diese Daten werden zu einem sogenannten GeSiCa-Modul⁴ weitergeleitet.

Die Aufgabe des GeSiCa ist unter anderem, die Dateien von den SADCs einzusammeln und sie danach über einen S-LINK-Transmitter schnell an einen PC zu senden. Ein S-LINK-Transmitter ist ein aus optischen Fasern bestehendes Übertragungskabel [4].

Generell werden 32 Photomultiplier durch eine Shaper und einen SADC ausgelesen. Mit einem GeSiCa-Modul sind bis zu 16 SADCs verbunden.

4.2 Die Software bei COMPASS

Die Analyse der gemessenen Ereignisse erfolgt bei COMPASS in mehreren Schritten: Alignment/Kalibration, Rekonstruktion der Ereignistopologie, Bestimmung der physikalischen Messwerte. Diese soll hier kurz erläutert werden. Ein tieferer Einblick ist zu finden in [15], [16] und [17] oder [4].

³englisch: base line integral

⁴GEM and Silicon Control and Acquisition module

4.2.1 CORAL (Rekonstruktion der Ereignisse)

Die Roh-Daten von COMPASS beinhalten die digitalisierten Werte aller Detektoren aus dem Spektrometer. Diese Daten sind sowohl Zeitinformationen, Amplituden der Signale wie auch Zähler-Werte. Um diese Daten physikalisch sinnvoll zu analysieren, müssen diese Daten in Teilchentrajektorien mit entsprechender Richtung, Impuls und Ladung rekonstruiert werden. Darüber hinaus soll eine Schauerrekonstruktion der Kalorimeter und Teilchenidentifikation im RICH ausgeführt werden. Diese Rekonstruktionen leistet CORAL, **COMPASS Reconstruction and AnaLysis project**. Es wurde von der COMPASS-Kollaboration entwickelt. CORAL nimmt die Roh-Daten und rekonstruiert die Spur und die Vertizes für jedes Ereignis in mehreren Schritten. Die Ausgabe wird in mDST-Dateien (Mini Data Summary Tape) abgespeichert. Diese Dateien werden vom PHAST-Modul in CORAL erzeugt und können danach mit PHAST analysiert werden.

4.2.2 PHAST (physikalische Analyse)

Die mDST-Dateien werden mit dem PHAST-Framework⁵, **PHysics Analysis Software Tools**, ausgewertet. Diese Dateien stellen Informationen zu jedem Ereignis die rekonstruierte Spur, die Teilchen, die Vertizes und die Energiedeposition im Kalorimeter bereit. Darüber hinaus finden sich Informationen zum Magnetfeld, Standort und Geometrie des Detektors.

Die Analyse geschieht über eine UserEvent-Methode, welche vom Benutzer selbst geschrieben werden muss. Dieses Programm wird für jedes einzelne Ereignis der mDST-Daten ausgeführt. Es ist möglich, auf jedes einzelne Ereignis zuzugreifen.

Das Ergebnis kann wiederum in mDST-Format abgespeichert werden oder mit ROOT visualisiert und auch weiter bearbeitet werden.

4.2.3 ROOT-Framework

CORAL und PHAST sind die Basis-Programm zur Analyse am COMPASS-Experiment und ROOT wird zur Darstellung benutzt und für einen Teil der Analyse benutzt. Es basiert auf der objektorientierten Computersprache C++ und wurde am CERN entwickelt. Es enthält die grundsätzlichen Hilfsmittel zur Analyse von Daten in der Hochenergiephysik. Als Beispiel sei erwähnt, dass man Histogramme zum Speichern, Analysieren und Anzeigen erzeugen kann. Zudem kann mit ROOT programmiert werden. Auch sind sehr viele Fit-Möglichkeiten gegeben.

4.2.4 Die Definition eines Ereignisses

Ein Ereignis tritt ein, wenn ein einlaufendes Teilchen einen Trigger⁶ auslöst. Dann werden die Informationen aller Detektoren ausgelesen und abgespeichert. Ein Beispiel, wie dies

⁵Arbeitsumgebung, die verschiedenen C++-Methoden zur Analyse bereitstellt

⁶Auslöser, System zur Selektion physikalischer Ereignisse

für SADCs geschieht, ist in Kap.4.1.1 geschildert. Von dieser beschriebenen Schnittstelle gelangen die Informationen über einen Read-Out-Buffer, den Eventbildern und über ein Decoding zu CORAL. Dort können diese Roh-Daten verarbeitet werden.

Ein Ereignis beinhaltet mehrere sogenannter Datenworte. Ein solches Datenwort ist ein Datenstrang; ein Signal eines Detektors. Dieser selektierte Detektor kann unter anderem ein GAMS-Modul oder ein Hodoskop⁷ sein. Ein Datenstrang hat im Fall der SADC 34 skalare Einträge. In den ersten beiden Einträgen befinden sich die Koordinaten des Detektors. Die folgenden 32 Einträge werden im Fall befüllt, dass sie mit einem SADC ausgelesen wurden, mit den Kanalwerten eines ADCs des ausgelesenen Signals.

⁷wird im Kap.5.2.1 näher beschrieben

Kapitel 5

Der experimenteller Teil

Im COMPASS-Spektrometer werden, wie bereits wie in Kap.2.2 beschrieben, elektromagnetische Kalorimeter eingesetzt, die zur Energiebestimmung von elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen dienen.

Da es eine proportionale lineare Beziehung zwischen der Anzahl von erzeugten Cherenkov-Photonen und der Primärenergie der einfallenden Teilchen (*deponierten Energie*) gibt, wird dieser linearen Zusammenhang verwendet, um eine Energiebestimmung der Teilchen anzugeben. Wie gut der Detektor diesen Zusammenhang wiedergibt, wird in der sogenannten Energieauflösung bestimmt.

5.1 Definition der Energieauflösung

Diese Beschreibung orientiert sich an [7].

Die Energieauflösung σ/E eines Kalorimeters kann folgendermaßen parametrisiert werden:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (5.1)$$

wobei der Operator \oplus durch $x \oplus y = \sqrt{x^2 + y^2}$ definiert ist und die Energie in GeV angegeben wird.

Der stochastische Term a repräsentiert die statistisch Fluktuationen, wie zum Beispiel:

- intrinsische Schauer-Fluktuationen (Fluktuationen der Schauerentwicklung, Fluktuationen der Leckverluste)
- Photonen-Elektronen Statistik
- Geometrie¹
- Abtastfluktuationen (Sampling Fluktuationen)

¹zum Beispiel: kreiszylindrischer Photomultiplier auf quadratzylindrischen Bleiglasblock, Reflexion

Der Term a liegt für homogene Kalorimeter bei einigen Prozent. Der Term b beruht auf dem elektrischen Rauschen der Photomultiplier und Ausleseelektronik [7].

Die wichtigsten Beiträge zum systematischen bzw. konstanten Term c ist die Inhomogenität der Detektoren und die Ungenauigkeit bei der Kalibrierung (Interkalibrierungsfehler). Bei Experimenten kommen Beiträge hinzu, die durch Strahlenschäden entstanden sind. Diese sind z.B. Absorption (Verfärbungen) und Verschleiß (Alter) [18]. Sie können aber durch strahlenhärteres Material und ständige Beobachtung und Kalibrierung der Detektoren minimiert werden. Dementsprechend kann dieser Term mit Arbeitsaufwand auf unter ein Prozent reduziert werden.

5.1.1 Die Beschreibung des H2-Teststrahls

Die Anforderung bei dieser Untersuchung sah eine Einschussenergie von bis zu 90 GeV mit Positronen vor, dies bietet der H2-Strahl.

Der H2-Strahl ist Teil der SPS North Area (EHN1, building 887). Die Strahlführung ist in mehreren Stufen unterteilt. In erster Stufe werden Protonen mit einer Strahlenergie bis zu 400 GeV/c extrahiert. Dieser Primärstrahl trifft auf ein Beryllium-Target (T2), dessen Länge entscheidet, wie groß der Teilchenfluss der Sekundärteilchen und ihre Energie ist. Mithilfe von Magneten (wobbling) und einem TAX² werden nur γ 's und Hadronen durchgelassen und auf einen Konverter (Converter) geleitet. Im Fall eines Konverters aus Blei werden durch Paarbildung aus γ 's Positronen und Elektronen erzeugt. Die Magneten nach dem Konverter lassen ein Separieren zwischen den Positronen und Elektronen zu.

In Abb.5.1 ist die H2-Strahlführung schematisch gezeigt. Zu den beiden erwähnten Stufen ist hier auch die dritte (unbenutzt) zu erkennen.

Eine detaillierter Beschreibung lässt sich in [19],[20] und [21] finden.

In diesem Versuch wurde der H2-Strahl in zweiter Stufe als Teststrahl mit einer Energie von 15 bis 90 GeV betrieben. Bei einer Energie von 50 GeV war der Teilchenfluss $\approx 4,5 \cdot 10^3$ pro Spill und nahm bei abnehmender Energie ab.

5.2 Der Versuchsaufbau

Die Bleiglasmodule (GAMS des Types TF1) wurden in eine Box gelegt, wo sie zu einem quadratischen Block aus 25 Modulen gestapelt und mit der nötigen Auslese- bzw. Bedienungselektronik angeschlossen wurden. Siehe dazu die Abb.5.2.

Im Bild 5.3 ist der Aufbau zu sehen.

Die gesamte Box stand auf einer Hebebühne, die sowohl in der horizontalen (x-Achse) wie auch in der vertikalen (y-Achse) Ebene beweglich war. Die Box und damit die Module waren senkrecht zum Strahl ausgerichtet, d.h. der Strahl drang frontal in die Bleigläser ein. Wie man in Abb.5.3 erkennen kann, befand sich vor der Box zum Strahl hin ein schwarzes, längliches Rohr, das mit einem kreisförmigen Szintillator ausgestattet war. Durchmesser dieses Szintillator betrug 20 mm. Hinter diesem Strahlzähler (Strahlabwärts) befand sich

²im Prinzip nur ein Absorber

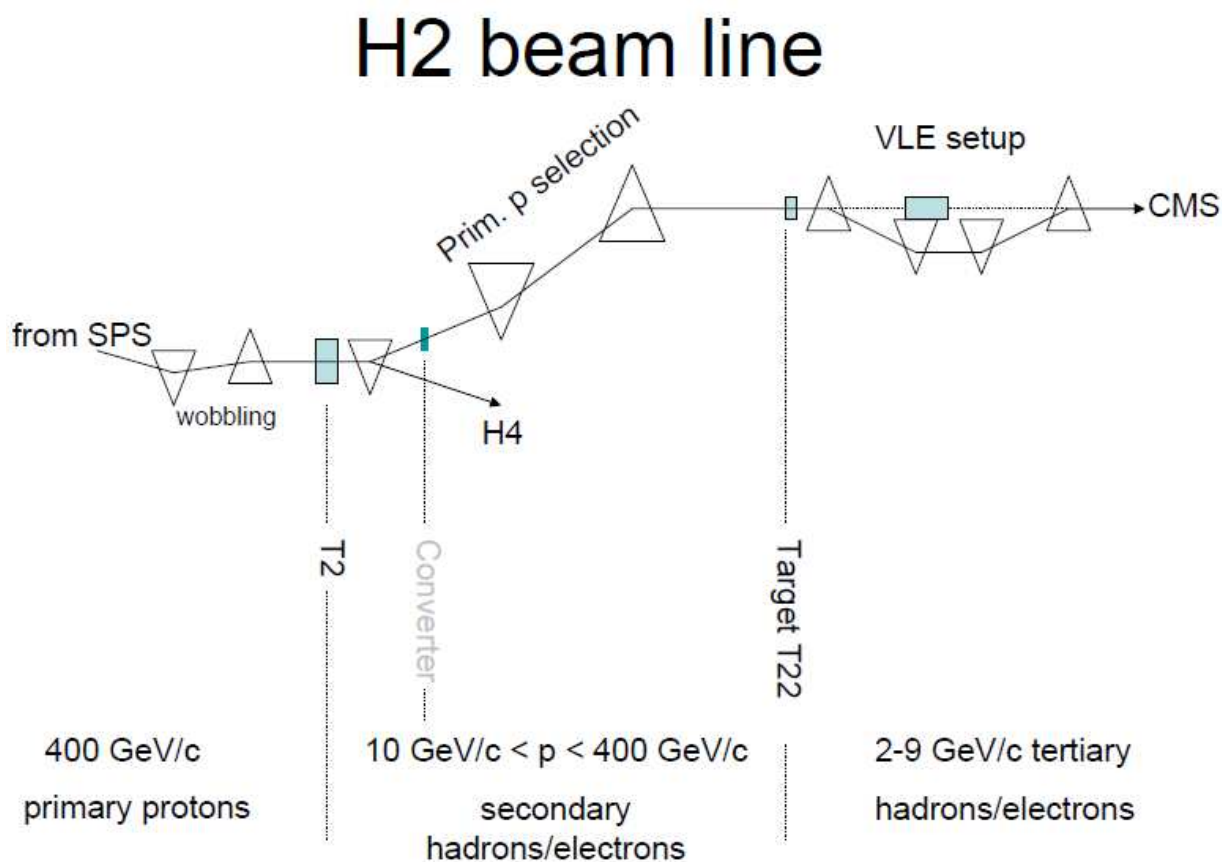


Abbildung 5.1: Die H2-Strahlführung: Die Strahlführung ist 615 m lang.

ein kreisförmiges Hodoskop.

Das Hodoskop diente der Ortsbestimmung der einlaufenden Teilchen. Hodoskop und Szintillator wurden in Koinzidenz als Trigger verwendet. Damit wird gewährleistet, dass die Ereignisse in den GAMS-Module nur ausgelesen werden, wenn das Teilchen durch das Hodoskop und den Szintillator geflogen ist.

Die Photomultiplier der GAMS-Module waren an die Ausleseelektronik angeschlossen, wie im Kap.4 beschrieben.

Zudem brauchten die GAMS-Module eine Hochspannung zur Betreibung der Photomultiplier. Die Anpassung der Hochspannung erfolgte in zwei Stufen. Als erstes wurde an alle Photomultiplier eine Spannung von 1,25 kV angelegt. Die Feinjustierung wurde über einen passiven Spannungsteiler an der Basis eingestellt. Darauf wird in Kap.5.3 näher eingegangen.

Die schwarzen Kabel, in Abb.5.3 zu sehen, leiteten das Signal zur Meßzentrale weiter.



Abbildung 5.2: links: 25 GAMS-Module, angeordnet in 5x5-Matrix, Ansicht von Photomultiplier hin zu Bleiglasblock; rechts: GAMS-Module eingelegt in Versuchsbox und angeschlossen an Basen und Ausleseelektronik

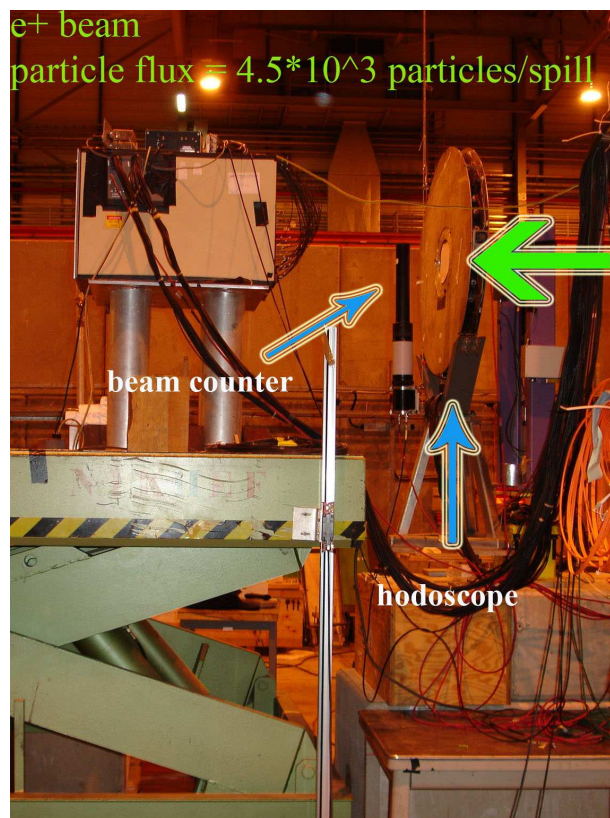


Abbildung 5.3: Aufbau in der Experimentierhalle

Mit Hilfe des *joujou*-Programms³ wurden die Signale online dekodiert und überwacht.

5.2.1 Der Aufbau des Hodoscops

Das Hodoskop besteht aus Szintillatoren, angeordnet in einer X- und Y-Ebene. Diese Ebenen werden durch jeweils 16 Szintillatorstreifen, genannt Sticks, abgedeckt. Am Ende der Streifen befinden sich Photomultiplier, um die erzeugten Signale im Szintillator an die Elektronik weiterleiten zu können. Der erste und letzte Stick ist jeweils 2 mm breit, und alle anderen sind 3 mm breit. In Abb.5.4 ist zu sehen, wie diese Streifen stufenförmig angeordnet sind. Damit haben zwei Nachbarn in einer Reihe 1 mm Abstand. Durch das Stufensystem ergeben sich zwei Möglichkeiten für ein Teilchen ein korrektes Signal auszulösen. Das Teilchen kann durch einen Szintillatorstreifen und zwischen die Lücke der beiden Nachbarn in der vorderen bzw. hinteren Reihe fliegen. Damit würde es für diese Ebene nur ein Signal geben. Die zweite Möglichkeit ist, zwei übereinander liegende Sticks zu treffen. Damit würde man zum Beispiel den ersten Millimeter des vorderen Sticks und den letzten Millimeter des hinteren Sticks treffen. Dies löst zwei Signale aus. Auf einem

³Ausleseprogramm während der Datenaufnahme, entwickelt von einem russischen Mitglied der COMPASS Gruppe Guennadi Khaustov

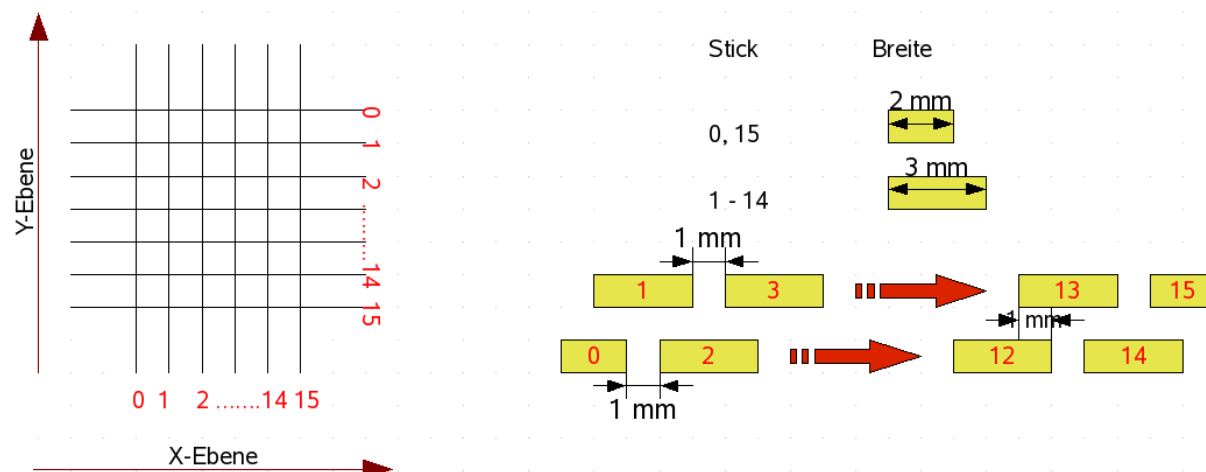


Abbildung 5.4: Schematischer Aufbau des Hodoskop (siehe Beschreibung im Text)

Kreisring sind die Photomultiplier der Sticks befestigt. Innerhalb des Kreisrings sind die Szintillatorstreifen aufgespannt. Mehr Informationen lassen sich in [22] finden.

5.3 Die Versuchsdurchführung

Um die Datenaufnahme zur Analyse starten zu können, war noch ein wichtiger Schritt zur Vorkalibrierung notwendig. Generell wird das erzeugte Photon von Photomultiplier aufgenommen und an einen Shaper weitergeleitet. Die genau Beschreibung findet sich in Kap.4.1.1.

Die Photomultiplier der GAMS-Module haben eine unterschiedliche Sensitivität. Das soll heißen, dass ein ankommender Strahl mit einer bestimmten Energie unterschiedlich verstärkt wird. Technisch bedeutet dies, es werden unterschiedliche Signalhöhen von Photomultiplier und vom SADC geliefert.

Um dies zu verhindern und um die bestmögliche Ausnutzung des dynamischen Bereichs des SADC zu gewähren, wurde wie folgt gehandelt: Zuerst wurde jedes Modul zentral mit 50 GeV beschossen, damit es zum Abgleich der Signale kommt. Dazu wurde die Hebebühne so manövriert, dass sich das jeweilige Modul mit dem Hodoskop und dem Szintillator dazwischen genau auf Strahlhöhe befand.

Danach wurden die SADC-Signale betrachtet um festzustellen, bis zu welchem Kanal die SADC angesprochen wurden. Da im Experiment mit einer Energie von 15 bis 90 GeV gearbeitet werden sollte, wurde beschlossen, dass die SADC für eine Energie von 50 GeV etwa bis zum Kanal 500 angesprochen werden sollten. Nun wurde vor Ort über den passiven Spannungsteiler an den Basen der Photomultiplier und mit Hilfe eines Oszilloskops die Spannung so eingestellt, dass alle SADCs bei 50 GeV den Kanal 500 im Mittel anzeigen. Auf der Steuerungsplatine des Photomultipliers befindet sich ein kleiner Motor. Mit seiner Hilfe kann das Verhältnis eines Spannungsteilers verändert werden, wodurch sich die an-

liegende Spannung am Photomultiplier steuern lässt.

Nachdem diese Vorkalibrierung stattgefunden hatte, wurde wieder mit 50 GeV auf jedes Modul zentral geschossen. Die dabei aufgenommenen Daten wurden abgespeichert und als Run⁴ bezeichnet. Ein Run dauerte so lang, bis genug Ereignisse gesammelt waren, um eine statistische Relevanz zu haben. Dies entsprach etwa 80000 und mehr Ereignissen. Diese Daten dienen zur Energiekalibration bei der späteren Analyse.

Danach wurde eine Energieabtastung durchgeführt. Das zentrale Modul des Aufbaus (5x5-Matrix) wurde mit 90, 75, 60, 50, 40, 25 und 15 GeV zentral beschossen. Diese Runs dienen zur Bestimmung der Linearität der Bleiglasmodule über einen breiten Energiebereich.

Im weiteren Verlauf wurde das zentrale Modul an 10 verschiedenen Stellen beschossen, um festzustellen, inwieweit sich die Signale verändern, wenn das einlaufende Teilchen nicht das Zentrum trifft.

Außerdem wurden Messdaten bei veränderter Hochspannungsversorgung (zwischen 1,25 kV und 1,15 kV) genommen.

⁴Ein Run ist eine Bestrahlungsperiode, während der die Betriebsbedingungen nicht verändert werden.

Kapitel 6

Die Ergebnisse

Die Hauptaufgabe dieser Diplomarbeit ist die Analyse der digitalen Daten aus dem beschriebenen Versuch. Diese aufgenommenen Daten wurden von Sergei Gerassimov¹ in mDST-Dateien konvertiert und auf CASTOR abgespeichert.

CASTOR steht für CERN Advanced STORAge Manager. Es ist ein vom CERN entwickeltes Speicherzentrum. Dort werden physikalische Daten der verschiedenen Arbeitsgruppen vom CERN abgespeichert und verwaltet. Man hat online unter Verwendung seiner Zugangsdaten Zugriff auf diese Daten. Weitere Informationen sind unter [23] zu finden.

Der Aufwand bestand darin Methoden, sogenannte UserEvents, zu schreiben. Sie beinhalten die Befehle für PHAST, wie und was mit jedem einzelnen Ereignis passieren soll. Die benutzte Programmiersprache war C++. Bevor die UserEvents von PHAST gelesen werden konnten, mussten sie kompiliert werden.

Um die Ergebnisse der einzelnen UserEvents auszugeben, wurden zusätzlich kleine Macros² geschrieben. Diese griffen, nachdem PHAST die Ereignisse bearbeitet hatte, direkt auf die abgespeicherten Ergebnisse zu und dienten zur Visualisierung.

Die Auswertung erfolgte in mehreren Hauptschritten:

1. Erstellen einer graphischen Oberfläche
2. Offline Kalibrierung
3. Ermitteln der Messwerte zu verschiedenen Clustern
4. Bestimmung der Linearität und Energieauflösung
5. Bestimmung der Ortsauflösung
6. Energiebestimmung bei unterschiedlichen Hochspannungen

Auf die einzelnen Schritte wird in den folgenden Kapiteln eingegangen.

¹Wissenschaftlicher Mitarbeiter am CERN, Schweiz

²kurzer Programmcode

6.1 Die graphische Oberfläche

Es wurden meist die Informationen von 25 Photomultipliern der 25 GAMS-Module gleichzeitig betrachtet. Zu diesem Zweck musste die Methode `UserEvent` so geschrieben sein, dass für jedes Ereignis die Information jedes Moduls ausgelesen und diese Information dann in jeweils ein Histogramm (oder manchmal auch in einen Graph) gefüllt wird.

Zu Beginn eines `UserEvents`, also beim Bearbeiten des ersten Ereignisses, wurden 25 statische Histogramme erzeugt. Statisch bedeutet, dass bei Beendigung des `UserEvents` diese Variable nicht aufhörten zu existieren. So konnten die Ergebnisse des `UserEvents` immer in dasselbe, passende Histogramm gefüllt werden.

Diese 25 Histogramme sollten gemeinsam in einem einzigen Canvas³ angezeigt werden. Die Anordnung im Canvas entsprach der Sicht von den Photomultiplier auf den Strahl. Siehe dazu die Abb.6.1 und Abb.6.2.

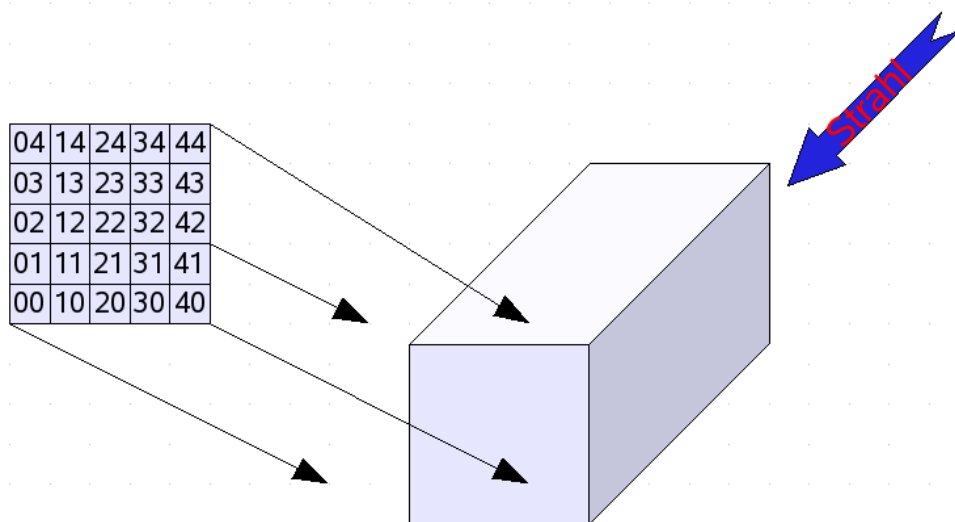


Abbildung 6.1: Skizze zur Nummerierung der Bleiglasblocks in Abhängigkeit des Strahls

Im Fall eines Histogramms ist auf der y-Achse die Häufigkeit der Ereignisse aufgetragen. Abhängig davon, was man untersuchte, gab es mehrere Möglichkeiten, die x-Achse zu beschriften. Einmal war es die Zeit, dann die Anzahl der Samples oder, wie meist der Fall, die Energie. Die Energie kam in verschiedenen Einheiten vor, nämlich Megaelektronenvolt (MeV) oder Gigaelektronenvolt (GeV). Bei Graphen war die x-Achse immer mit der Zeit beschriftet.

Um auf die einzelnen Histogramme zugreifen zu können, gibt es in PHAST die sogenannte Methode `UserJobEnd`. Dieses Methode greift auf die abgespeicherten Dateien zu und zeigt sie mit Hilfe von ROOT an. Es wird für jedes `UserEvent` extra geschrieben. Es gibt Option in einem `UserJobEnd`, womit ebenfalls gewisse Operationen durchgeführt werden können.

³Objekt der Zeichenoberfläche unter C++

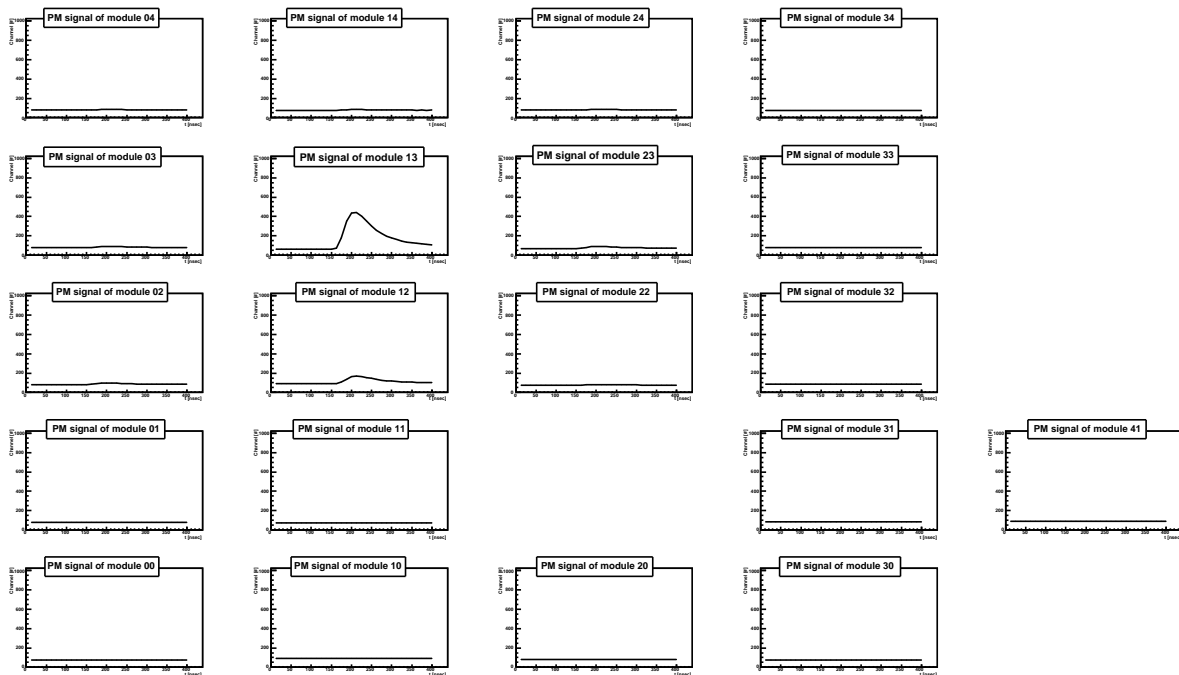


Abbildung 6.2: 25 Graphen des Photomultiplier-Signals im Run 192 des Ereignisses 1570. Es fehlen die Darstellungen von nicht existierender Daten.

Der Unterschied zum `UserEvent` besteht darin, dass nur mit abgespeicherten Daten gearbeitet werden kann. Angemerkt werden soll, dass die Funktion des `UserJobEnd` auch ein anderes Macro übernehmen kann, was bei dieser Analyse geschehen ist. Hierbei ist ein Vorteil, die Nutzung dieser Codes für verschiedene `UserEvents`⁴.

In beiden Fällen (direkt angezeigt oder im `UserJobEnd`) stehen alle Möglichkeiten offen, die ROOT bietet, um die abgespeicherten Dateien zu bearbeiten. Damit wurde eine Plattform konstruiert, die eine schnelle und einfache visuelle Darstellung und Bearbeitung der Daten ermöglichte.

6.2 Die offline Kalibrierung

In den folgenden Abschnitten wird erläutert, was Pedestals und Interkalibrationskonstanten sind, zu welchem Zweck sie gebraucht wurden und wie sie bestimmt wurden. Bevor es zur Erläuterung der beiden Größen kommt, wird im Kap.6.2.1 die Methode `UserEvent` beschrieben, welche eine zentrale Rolle bei der ganze Analyse spielte.

⁴Bem: Der Einfachheit halber wird im weiteren Verlauf von `UserJobEnd` auch für Macros gesprochen

6.2.1 Die Funktionsweise der Methode UserEvent

In diesem Abschnitt wird nur inhaltlich auf den Code des UserEvents eingegangen, ohne explizite Ausdrücke und ihre Bedeutung, wie z.B. „static“, der Computersprache C++ oder die genau Umsetzung zu erklären.

Am Anfang steht ein Unterprogramm (Border3), welches später im Code zur Bildung der Cluster notwendig ist. Darauf folgen die Deklarierungen und Erzeugungen der benötigten Histogramme. Diese werden beim ersten Aufruf des UserEvents für einen Run einmal erzeugt und für alle folgenden Ereignisse (Events) genutzt. Anschließend wird eine Matrix definiert. Diese Matrix ist eine 5x5-Matrix bestehend aus 25 Interkalibrationskonstanten der 25 Module, die in der Tab.6.1 festgehalten wurden. Diese wird Kalibrationskonstante genannt.

Ab der ersten Schleife beginnt die Untersuchung des Ereignisses. Diese Schleife ist ein Filter. Sie durchforstet den Vektor der Ereignisse nach einem Vektorelement des LED-Signals. Solche Vektorelemente verfälschen das eigentliche Signal vom einlaufendem Teilchen, da sie einen Beitrag ebenfalls ein Signal im Photomultiplier auslösen. Aus diesem Grund werden Vektoren bei der Analyse ausgeschlossen, die ein LED-Signal beinhalten. Falls ein solches Element gefunden wird, wird dieses Ereignis nicht weiter ausgelesen, sondern das nächsten Ereignis des Runs aufgerufen. Falls sich solch ein Vektorelement nicht im Ereignis befindet, folgt die nächste Schleife. An dieser Stelle werden zunächst einmal die Hodoskop-Einträge (Amplitudenhöhe und Stelle) einer Variablen zugeordnet. Dabei wird zwischen Hodoskop-Einträgen aus der x- und y-Ebene unterschieden. Nach dieser Zuordnung werden diese Variablen unter zwei Filterbedingungen untersucht. Die erste Abfrage ist, ob sich mehr als zwei Einträge in jeweils einer Variablen befinden. Die zweite kontrolliert, ob diese maximal zwei Einträge nicht benachbart sind. Der Grund hierfür findet sich im Aufbau des Hodoskops. Wenn ein Teilchen das Hodoskop durchfliegt, kann es höchstens in zwei Szintillatorstreifen pro Ebene detektiert werden. Diese können nur benachbart sein. Falls eine dieser Abfragen eine negative Antwort liefert, wird das Ereignis abgebrochen und es wird das nächste Ereignis im Run aufgerufen. Ansonsten geht es zur dritten Schleife über.

In der dritten Schleife findet die Suche nach den GAMS-Vektorelementen statt. Aus solch einem Element werden zunächst die x- und y- Koordinaten bestimmt. Nachdem die Koordinaten entnommen wurden, dienen die folgenden acht Einträge zur Bestimmung des Pedestalwert in diesem Ereignis. In einen Array (sample[n]) werden diese abgespeichert und aufsummiert. Bevor es im zehnten Eintrag zur Errechnung des sogenannten ADC-Spektrums kommt, wird der Pedestalwert aus der Summe der Arrays bestimmt, indem sie durch acht (Anzahl der Summanden) dividiert wird. Dieser so bestimmte Pedestalwert wird in einem Histogramm festgehalten und später bei Errechnung des ADC-Spektrums als Subtrahend genutzt. In einer kurzen Schleife wird die Differenz der einzelnen Summanden des Arrays von dem arithmetischen Pedestalwert gebildet und in ein weiteres Histogramm gefüllt. Dieser so bestimmte Pedestalwert und das Befüllen der beiden erwähnten Histogramme erfolgte nur während des zehnten Eintrag.

Nun wird jeder ADC-Wert zuerst mit dem Pedestalwert subtrahiert und dann mit 12,5 (entspricht der Länge des Samples) und der Interkalibrationskonstanten multipliziert. Auch

hier gilt, dass die Multiplikation mit den Interkalibrationskonstanten erst nach derer Bestimmung erfolgte. Diese so bearbeiteten ADC-Werte werden schließlich addiert. Dadurch errechnet man die Fläche des Photomultiplier-Signal eines Bleiglasmoduls. Das Ergebnis dieser Integration wird als ADC-Spektrum bezeichnet und im Code als Variable „`area[x_kord][y_kord]`“ festgehalten. Anhand von „`x_kord`“ und „`y_kord`“ kann das Modul zugeordnet werden. Damit endet die dritte Schleife.

Im nächste Schritt des Codes werden die größte Fläche und die damit verbundenen Koordinaten gesucht. Diese werden als Maximalwerte der Fläche und der Koordinaten gekennzeichnet. Es ist anzunehmen, dass das Signal und damit das ADC-Spektrum im Einschussmodul am größten ist. Ähnliches wird nun mit den Hodoskop-Werten gemacht. Bei ihnen wird die größte Amplitude und die dazugehörigen Koordinaten gesucht. Nur die Koordinaten sind von Interesse und werden als Maximalwerte der Hodoskop-Werte bezeichnet.

Vor dem folgendem Abschnitt befindet sich ein sogenannter Schnitt. Dieser Schnitt ist ein Filter, der nur gestattet, in diesen Abschnitt zu gelangen, falls eine bzw. mehrere bestimmte Bedingungen erfüllt sind. Die Bedingung lautet in diesem Fall: Falls die Maximalwerte des Hodoskops in einem bestimmten Bereich liegen, wird der Code in diesem Abschnitt fortgesetzt. Hierin ist die Absicht begründet nur Ereignisse zu gestatten, bei denen das einlaufende Teilchen einen ausgewählten Bereich des Hodoskops durchquert hat und um damit ADC-Spektren aus den Nachbarmodulen zu minimieren. Andernfalls übersieht die Prozedur diesen Abschnitt und setzt sich nach ihm fort. Im Abschnitt selbst werden verschiedene Histogramme gefüllt. Die ersten vier Histogramme betreffen das Hodoskop. In den ersten beiden wird der Zusammenhang zwischen den maximalen Einschusskoordinaten vom Hodoskop zum Modul sowohl für die x-Koordinaten wie auch für die y-Koordinaten dargestellt. Aus dem dritten Histogramm lässt sich im Prinzip das Profil des Strahlzählers⁵ erkennen. Das vierte Histogramm gibt die Verteilung der gemessen größten ADC-Spektren in Abhängigkeit der Module wieder, wodurch erkennbar wird, welches Modul am meisten beschossen wurde. Im Anschluss kommt es in jeweils zwei Schleifen mit weiteren „Unterschleifen“ zum Befüllen der jeweils 25 Histogramme des 3x3- und 5x5-Clusters. Dabei durchläuft die Schleife jedes einzelne Modul und summiert die ADC-Spektren von sich und seinen umgebenden Modulen auf. Innerhalb dieser Schleife befindet sich der Befehl zum Befüllen der 25 Histogramme der sogenannten Single ADC-Spektrums. Dieses beinhaltet, im Gegensatz zu den Clustern, nur alle Einträge des Runs des einzelnen Moduls. Diesem Befehl ist eine Bedingung vorausgestellt, die nur Zugang zum Befehl gewährt, wenn in dem ausgelesenen Ereignis die Koordinaten des Moduls der maximalen Amplitude einen vorgegeben Wert erfüllen.

Im 3x3-Cluster bedeutet dies, dass nur die ADC-Spektren der direkten Nachbarmodule mit ins Summenspektrum aufgenommen werden. Bei einem 5x5-Cluster ist das Summenspektrum um einen Ring erweitert. Im beiden Summenbildungen wird auf die Hilfe des Unterprogramms (Border3) zurückgegriffen, welches dafür sorgt, dass es bei fehlenden Randmodulen nicht zum Fehler kommt. Also sind beim 3x3-Cluster minimal 4 und maximal 9 Module beteiligt, wobei es beim 5x5 minimal 9 und maximal 25 sind. Damit endet

⁵englisch: beam counter

dieser Abschnitt, für den der Schnitt zuständig ist.

Die diskutierten Histogramme werden nach Beendigung des Runs in sechs Canvase angezeigt. Dabei gibt es ein Canvas zu den vier Hodoskop-Histogrammen, eins zu den 25 Histogrammen der Single ADC-Spektren, eins zu den 25 Histogrammen des 3x3-Cluster, eins zu den 25 Histogrammen des 5x5-Clusters, eins zu den 25 Histogrammen der Pedestalwerten und eins zu den 25 Histogrammen der Differenz zu den Pedestalwerten.

6.2.2 Das Pedestal

In Abb.6.2 kann man einerseits die vorgestellte Anordnung der graphischen Oberfläche erkennen, wie auch ein Photomultiplier-Signal eines einzigen Ereignisses. Es wurden nur die Module angezeigt, die auch eine Information besaßen. So ist z.B. an der Stelle von Modul 44 kein Graph zu sehen, da im ausgelesenen Ereignis keine Information zu diesem Modul vorhanden war. Des weiteren ist in den Graphen zu sehen, dass unterhalb eines bestimmten Wertes der Kurven keine Einträge zu finden sind. Das rührt daher, dass in SADCs sogenannte Pedestals eingestellt sind.

Beim Umwandeln eines analogen in ein logisches Signal kann es beim Aufintegrieren zum Problem kommen, falls die Nulllinie vom analogen Signal gleich oder unter dem des Auslesegeräts (SADC) ist. Dabei gehen Informationen des Signals, besonders bezüglich des Rauschens, verloren. Vom Signal wird dann zu viel abgeschnitten und damit ein falscher Mittelwert der Grundlinie, base line integral genannt, errechnet.

Damit die Information des Signals nicht verloren geht, wird mit Absicht ein Potentialunterschied zwischen dem analogen Signal und dem Auslesegerät gelegt. Dieses Pedestal muss in der Offline-Analyse abgezogen werden.

6.2.3 Die Interkalibration

Während des Versuch wurde jedes Modul zentral mit einer Energie von 50 GeV beschossen. Aus diesen 25 aufgenommenen Runs konnten die Interkalibrationskonstanten errechnet werden. Interkalibrationskonstanten dienen der Angleichung der Module untereinander. Unabhängig davon, mit welcher Energie die Module beschossen wurden - solange die Einschussenergie die gleiche ist - haben die Histogramme nach der Interkalibration die Maximalamplituden an der gleichen Energie im Histogramm. Um diese Konstanten zu bestimmen, wurde sich dem dem Single ADC-Spektren zugewandt.

Bei der Erstellung der Histogramme der Single ADC-Spektren waren gewisse Punkte zu beachten:

- Das Histogramm zu den Single ADC-Spektren befand sich im Abschnitt wovor der Schnitt saß. Die Bedingungen des Schnitts lautete für die komplette Analyse, dass nur Maximalwerte zwischen 3-8 für die x-Koordinaten und 4-9 für die y-Koordinaten des Hodoskops zugelassen sind.

- Vor dem Befehl zum Befüllen des Histogramm zum Single ADC befand sich eine Abfrage nach bestimmten Koordinaten des Moduls. Dieser Abfrage musste für jeden Run verändert werden. In ihr mussten die Koordinaten des in diesem Run zentral beschossenen Moduls eingetragen werden.
- Die x-Achse der Hodoskope wurde von 1 bis 100 gewählt. Damit waren alle Einträge des Histogramms im sichtbaren Bereich.
- Die bin-Anzahl richtet sich nach der Formel \sqrt{n} , jedoch mindestens gleich der Länge der x-Achse. Wobei n für Anzahl der Einträge steht.

Im Histogramm der Hodoskope war ersichtlich, ob das untersuchte Modul auch die meisten Einträge hatte. Im Canvas des Single ADC-Spektrums konnte über eine graphische Oberfläche ein Gauß-Fit manuell zum gewünschten Histogramm ausgeführt werden. Dies wurde pro Run einmal für das in diesem Run zentral beschossenen Modul getan. Dabei diente das χ^2 als Leitwert, wie gut der Fit auf den Messwerten lag. Es wurde versucht, diesen unterhalb von 10 zu halten. Der Fit orientierte sich an der rechten Flanke der Amplitude zum Hochpunkt. Die Begründung findet sich in der Tatsache, dass die untersuchten Spektren typische Elektronenspektren sind. Als solches besitzt es einen „Schwanz“ zu niedrigeren Energien, der aus der Bremsstrahlung herrührt [24].

In Abb.6.3 sind exemplarisch alle 25 Single ADC-Spektrum für den zentralen Beschuß des Modul 20 vor der Interkalibration zu sehen und in Abb.6.4 ist exemplarisch ein gefittetes Single ADC-Spektrum vor der Interkalibration dargestellt.

Per Hand wurden der Gauß'sche Mittelwert, sein Fehler und das χ^2 niedergeschrieben. Diese Werte finden sich in der Tab.6.1. Darüber hinaus sind die errechneten Interkalibrationskonstanten mit ihrem Fehler ebenfalls in der Tabelle zu sehen.

Bei der Angabe der Stellengenauigkeit wird sich nach der kleinsten Stellengenauigkeit des Fehlers gerichtet.

Bei der Untersuchung anhand der Hodoskop-Histogramme war ersichtlich, dass das Modul 13 und 30 bei ihren zuständigen Runs nicht genau getroffen wurde. Des weiteren geht aus der Tab.6.1 hervor, dass die Modul 02 und 41 ein χ^2 über zehn haben. Es ist aus der Tab.6.1 zu erkennen, dass die Abweichung der Gauß'schen Mittelwerte im Schnitt 20 – 25% und in Einzelfällen sogar knapp 40% abweichen. Die ist graphisch in Abb.6.5 dargestellt. Dabei fiel auf, dass die Module 30, 40 und 41 besonders hoch waren. Dies zeigt, dass die Pedestal in diesen Modulen besonders hoch gesetzt waren.

Der Fehler des Gauß'schen Mittelwerte liegt im Mittel unter 1%.

Die Interkalibrationskonstanten wurden ermittelt, indem die Gauß'schen Mittelwerte durch eine feste Konstante dividiert wurden. Die für diese Analyse verwendete Konstante war 50. Der Fehler für die Interkalibrationskonstanten wurde nach der Gauß'sche Fehlerfortpflanzung bestimmt.

Die im Kap.6.2.1 beschriebene Interkalibrationsmatrix bestand aus diesen errechneten Interkalibrationskonstanten. Damit waren die einzelnen integrierten Flächen der Photomultiplier-Signale unter den Modulen geeicht.

Tabelle 6.1: Aufgenommene Messwerte mit Fehler und der zugehöriger Interkalibrationskonstante; \mathbf{I} = Interkalibrationskonstanten, \overline{M} = Mittelwert des Gauß, GF_I = Fehler nach Gauß von \mathbf{I}

Modul-Nr.	\overline{M}	$F_{\overline{M}}$	χ^2	\mathbf{I}	GF_I
00	43,93	0,03	4,36	1,1382	0,0008
01	45,01	0,05	1,87	1,1109	0,0012
02	40,34	0,06	11,41	1,2395	0,0018
03	44,35	0,06	3,32	1,1274	0,0015
04	41,20	0,10	3,03	1,2136	0,0029
10	42,82	0,04	2,78	1,1677	0,0011
11	47,40	0,04	3,42	1,0549	0,0009
12	44,25	0,05	2,84	1,1299	0,0013
13	49,98	0,07	7,45	1,0004	0,0014
14	48,60	0,10	4,63	1,0288	0,0021
20	44,33	0,04	3,74	1,1279	0,0010
21	46,92	0,05	2,87	1,0656	0,0011
22	37,58	0,05	6,78	1,3305	0,0018
23	49,12	0,08	4,27	1,0179	0,0017
24	43,08	0,06	4,10	1,1606	0,0016
30	53,37	0,07	3,15	0,9369	0,0012
31	45,95	0,04	2,09	1,0881	0,0009
32	44,69	0,03	3,03	1,1188	0,0008
33	50,36	0,02	7,12	0,9929	0,0004
34	43,43	0,04	2,03	1,1513	0,0011
40	56,46	0,05	1,53	0,8856	0,0008
41	60,46	0,05	14,24	0,8270	0,0007
42	52,12	0,05	2,39	0,9593	0,0009
43	49,35	0,07	9,96	1,0132	0,0014
44	46,44	0,04	2,78	1,0767	0,0009

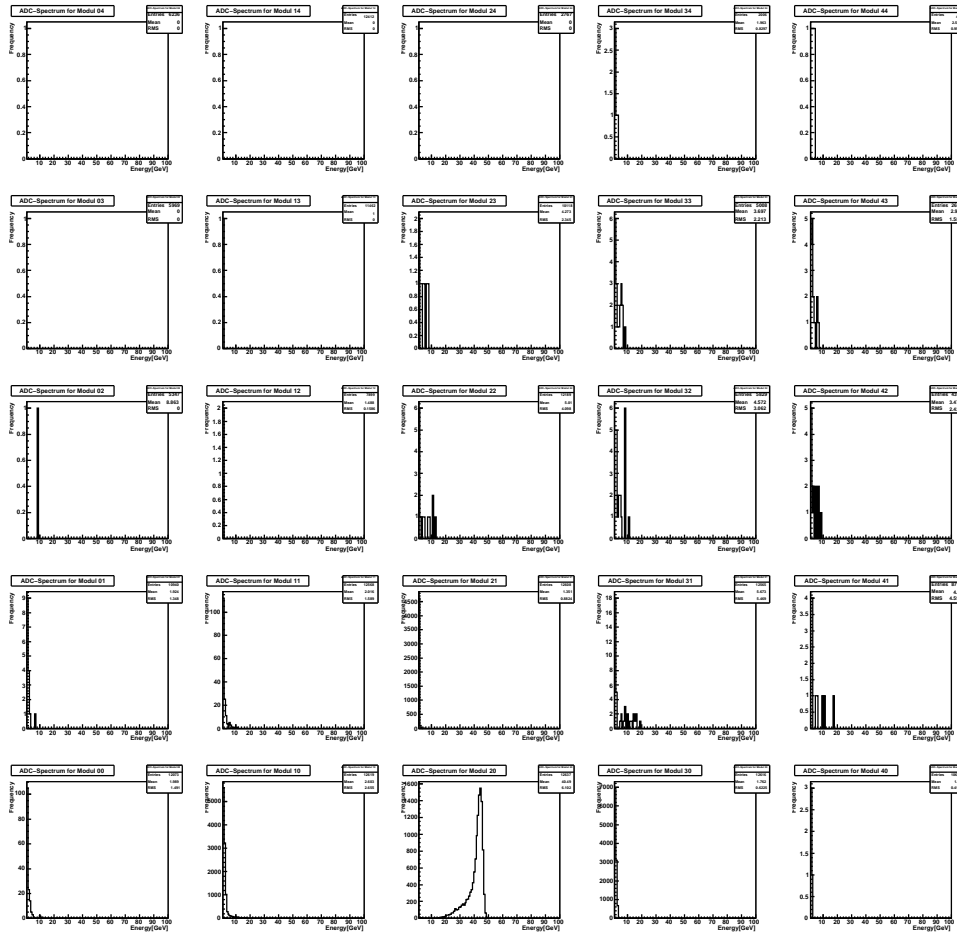


Abbildung 6.3: Single ADC-Spektrum aller 25 Module nach zentralen Beschuss des Modul 20 mit 50 GeV.

6.2.4 Die globale Konstante

Da es in GAMS-Modulen zur Schauerbildung kommt und ein Schauer über mehrere Module verteilt, wird die eingeschossene Energie nur teilweise im zentral beschossenen Modul deponiert. Die globale Kalibrationskonstante, welche im Kap.6.4 bestimmt wird, liefert den prozentualen Energieanteil des zentral beschossenen Moduls. Diese Konstante ist in der Regel unterschiedlich, da der Schauer sich über mehrere Module ausbreiten kann.

6.3 Die Cluster-Ergebnisse

In diesem Unterkapitel wird diskutiert, wie die Analyse durchgeführt wurde, um die benötigten Messwerte zur Bestimmung der Linearität und Energieauflösung zu erhalten. In diesen Messreihen wurde nur das zentrale Modul (Modul-Nr. 22) beschossen. Für diese Analyse interessierten in erster Linie die beiden 3x3- und 5x5-Clustern. Das Canvas mit

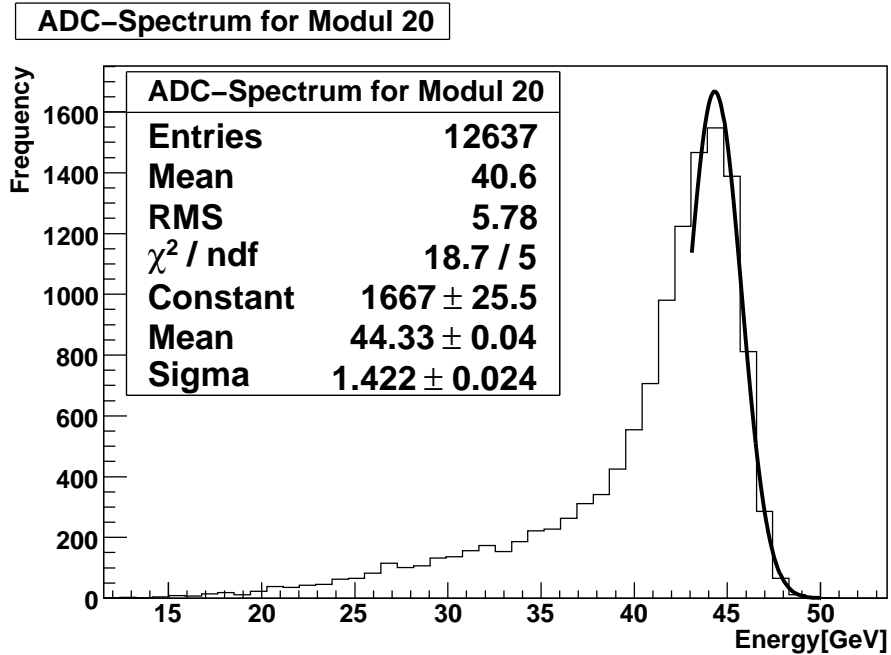


Abbildung 6.4: Gefittetes Single ADC-Spektrum des Modul 20 nach zentralen Beschuß mit 50 GeV.

der Hodoskop-Information diente zur Kontrolle und zur Festlegung, wie der Schnitt im UserEvent gesetzt werden sollte.

Aus einigen Analyseversuchen gingen folgenden Punkten hervor, die bei der Erstellung der Histogramme zu beachten waren:

- In jedem Run war der Schnitt so gewählt, dass für die x-Koordinaten alle Ereignisse nur mit Maximalkoordinaten von 3 – 8 erlaubt waren.
- In jedem Run war der Schnitt so gewählt, dass für die y-Koordinaten alle Ereignisse nur mit Maximalkoordinaten von 4 – 9 erlaubt waren.
- Die bin-Anzahl richtet sich nach der Formel \sqrt{n} , jedoch mindestens gleich der Auflösung der x-Achse. Wobei n für Anzahl der Einträge steht.
- Die Länge der x-Achse für die Einschussenergie von 15 und 25 GeV war 60 gewählt.
- Die Länge der x-Achse für die Einschussenergie von 40, 50 und 60 GeV war 100 gewählt.
- Die Länge der x-Achse für die Einschussenergie von 75 GeV war 120 gewählt.
- Die Länge der x-Achse für die Einschussenergie von 90 GeV war 150 gewählt.

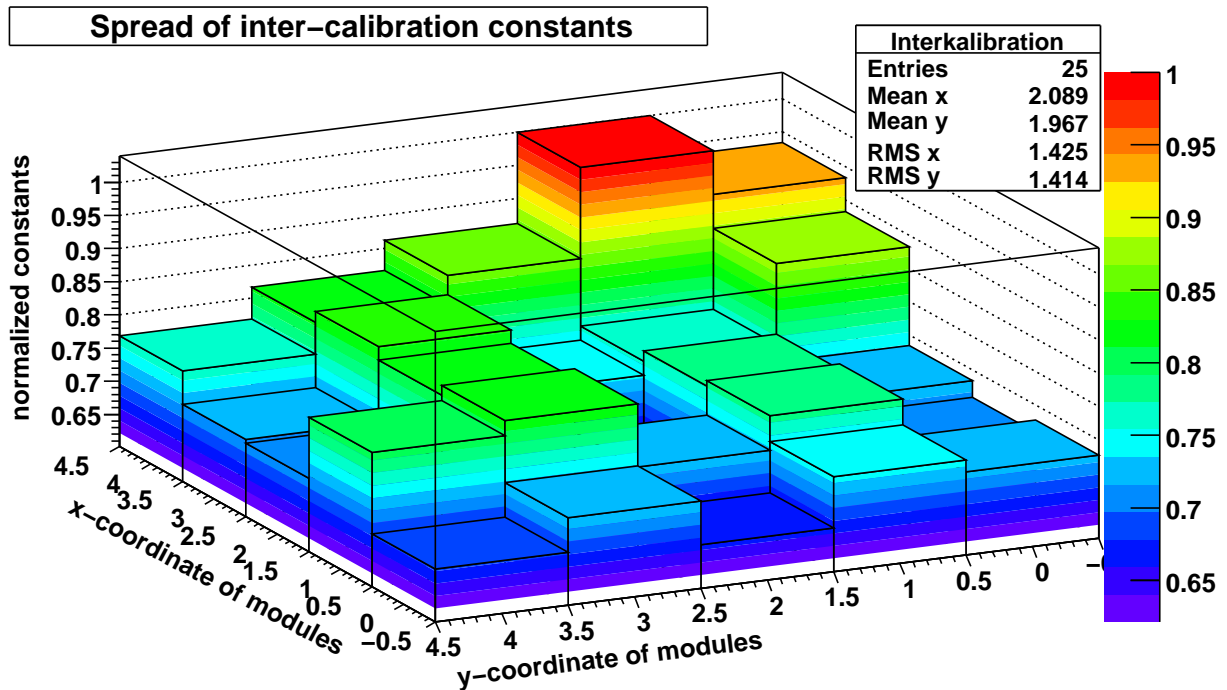


Abbildung 6.5: Interkalibrationskonstanten normiert auf den größte Wert für alle 25 Module.

Unter Berücksichtigung dieser Punkte wurde für jede Einschussenergie ein aufsummiertes ADC-Spektrum des 3x3- und 5x5-Clusters erstellt. Nach dem Erstellen der Spektren wurde über die graphische Oberfläche von ROOT ein Gauß-Fit über diese gelegt. Dabei wurde beachtet, dass das χ^2 sich um den Wert 1 befindet. In Abb.6.6 ist solch ein Spektrum mit dem sogenannten Gauß-Fit zu sehen.

Dieser Fit lieferte folgende Informationen: den Mittelwert mit seinem Fehler, die Standardabweichung σ mit Fehler und das χ^2 . Diese Werte und die Anzahl der Einträge im Histogramm wurde per Hand festgehalten. Im Terminal, indem PHAST aufgerufen wurde, ging die Anzahl der bearbeiteten Ereignisse in dem gelesenen Run hervor. Diese Zahl wurde ebenfalls aufgenommen.

Für die sieben Runs bei unterschiedlichen Einschussenergien sind unter anderem diese Werte in Tab.6.2 zu finden. Diese Ergebnisse diente zur Ermittlung der Linearität, der Residuen und der Energieauflösung.

Dieser Vorgang zur Bestimmung des Mittelwerts, der Standardabweichung und des χ^2 aus den aufsummierten ADC-Spektren wurde für die Runs zur Bestimmung der Ortsauflösung und den Runs bei unterschiedlicher Hochspannungsversorgung wiederholt. Die Ergebnisse zu Ortsauflösung und Hochspannungsmessung sind in Tab.6.5 und Tab.6.6 zu finden.

Bei der Bestimmung zur Ortsauflösung wurde die Einstellung für 60 GeV genommen. Des weiteren wurde die Koordinaten der Hebebühne mit aufgenommen, um den Ort auf dem zentralen Modul später zu ermitteln. Während des Durchlaufs der zehn Runs stellte sich heraus, dass der Run zur Position 2 außerhalb der zentralen Moduls lag und der Run der

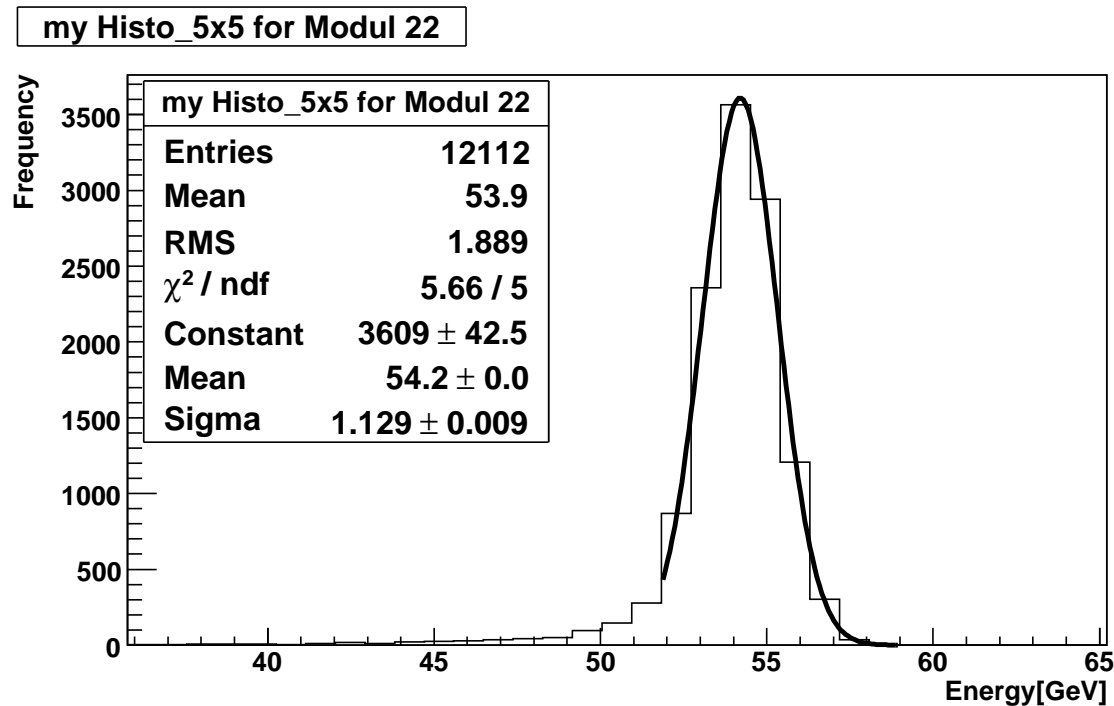


Abbildung 6.6: Gefittetes ADC-Spektrum eines 5x5-Cluster bei 40 GeV.

Position 4 nicht auszulesen war.

Bei der Bestimmung der angesprochenen Werte zu unterschiedlicher Hochspannungsversorgung wurde die Einstellung für 60 GeV gewählt. Der Unterschied zwischen den Runs lag in der unterschiedlich anliegenden Hochspannungsversorgung. Bei diesem Durchlauf war der Run 240 fehlerbehaftet und konnte nicht ausgelesen werden.

6.4 Die Bestimmung der Linearität und der Energieauf- lösung

Die ermittelten Werte wurden in einem Tabellenkalkulationsprogramm (OpenOffice 3.0 Calc) eingegeben. In diesem Programm wurden die Werte folgendermaßen bearbeitet:

Um die globale Kalibrationskonstante zu bestimmen, wurde der evaluierte Mittelwert für die Einschussenergie von 50 GeV durch die für ihn angenommene Einschussenergie dividiert. Erstens gab es in diesem Run die meisten Einträge (über 50000), was den statistischen Fehler geringer hält, zweitens wurden die Arbeitsspannung der Photomultiplier am Anfang des Versuch mit 50 GeV eingestellt, womit die beste Photonenausbeute bei dieser Energie gewährleistet war.

Diese globale Kalibrationskonstante ($0,77340 \pm 0,00024$ für die 3x3-Matrix und $0,74873 \pm 0,00011$ für die 5x5-Matrix) wird mit den Mittelwert der jeweiligen Einschussenergien multipliziert. Dies ergibt die deponierte Einschussenergie im Cluster. Der Fehler für diesen

Wert ergibt sich nach der Fehlerfortpflanzung nach Gauß. Bei Betrachtung dieser deponierte Energie ist aufgefallen, dass für die Energien über 75 und 90 GeV die deponierte Energie leicht unter dem angenommenen Wert liegt.

Die bestimmten σ 's des Gauß'schen Fits wurden durch die der Energie zugehörigen aufgenommenen Mittelwerte dividiert. Daraus resultierten die Werte der relativen Energieauflösung. Hieraus lässt sich schon erkennen, dass für höhere Energien die Energieauflösung besser (die Werte kleiner) werden. Der Fehler wurde auf zwei Arten bestimmt. Zuerst wurde der Fehler mit Hilfe der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung ermittelt. Beim anderen Mal wurde der statistische Fehler ermittelt. Diese Werte sind in Tab.6.2 wiederzufinden.

Für die graphische Ausgabe der Linearität, der Residuen und der Energieauflösung wurde ein kleines ROOT-Programm geschrieben. Dies ließ die Daten ein und gab die Graphen in Abb.6.7, Abb.6.8 und Abb.6.9 aus.

Die Graph der Linearität besteht aus der Einschussenergie in GeV auf der x-Achse und der ermittelte deponierten Energie in GeV auf der y-Achse zeigt eine Linearität der deponiert Energie in Abhängigkeit der Einschussenergie.

Der Fehlerbalken auf der y-Achse entspricht dem statistischen Fehler der deponierten Energie. Nach [21] hatte der H2 Teststrahl eine Ungenauigkeit der Einschussenergie („beam momentum spread“) von 0,05%. Es müssen hier noch zwei weitere Umstände berücksichtigt werden. Die Aufnahme der Meßdaten hat über mehrere Tage und Nächte gedauert und hat damit auch bei unterschiedlichen Temperaturen stattgefunden. Über so einen langen Zeitraum war die Langzeitstabilität („setup time stability“) nach Absprache mit Guennadi Khaustov⁶ nicht besser als 0,5 – 1%. Nach Information von V্লাidimir Polyakov⁷ war sehr viel Material im Strahl, was ebenfalls zu Verschlechterung der Einschussenergie führt. Unter Angesicht dieser Punkte wurde als Fehlerbalken für die x-Achse 1% der Einschussenergie angenommen.

Aus dem Graphen geht hervor, dass über einen großen Energiebereich (15 - 90 GeV) die Linearität der GAMS-Module gewährleistet ist.

Für das 3x3- und 5x5-Cluster stimmt der Parameter a innerhalb seines Fehler überein. Dies ist auch für den Parameter b der Fall. Der Parameter a ist für beide Fälle knapp unter eins. Dieses Ergebnis bedeutet, dass pro Erhöhung der Einschussenergie die deponierte Energie um fast den gleichen Betrag steigt.

Zu Beobachten ist, dass der Eintrag bei 90 GeV etwas unterhalb der Regressionsgeraden ist. Aus Form.3.14 geht hervor, dass für eine Einschussenergie von 90 GeV die Eindringtiefe, worin sich 98% der deponierten Energie befinden, über 47 cm sind. Damit ist der Bleiglasblock min. 2 cm zu kurz. Unter Berücksichtigung, dass bei höher werdender Einschussenergie der Anteil an verlorener Energie („leakage“) aufgrund der Länge des Bleiglasses steigt, ist das Ergebnis richtig und im Einklang mit der Theorie.

Der Parameter b liegt mit seinen Fehler bei 0,5. Dies bedeute, dass bei keiner Einschussenergie trotzdem eine deponierte Energie von 500 MeV angezeigt wird. Diese Offsetspannung kann teilweise mit der eingesetzten Elektronik erklärt werden. In der Hochspannungsver-

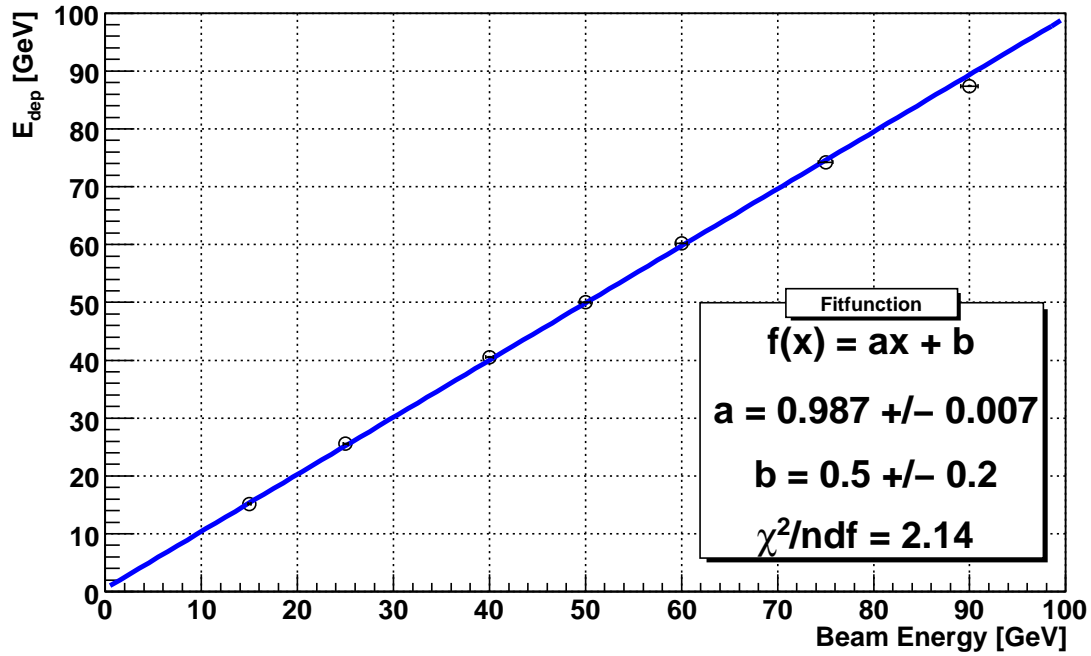
⁶Wissenschaftlicher Mitarbeiter aus IHEP, Protvino

⁷Wissenschaftlicher Mitarbeiter aus IHEP, Protvino

Tabelle 6.2: Messwerte und Ergebnisse der Runs 215-228 zur Linearität und Energieauflösung; n = Anzahl der Ereignisse, E = Energie, \overline{M} = Mittelwert des Gaus, \overline{F} = Fehler des Mittelwerts, GE = Gesamtenergie, EA = Energieauflösung, $\frac{\sigma}{\sqrt{n}}$ = Statistischer Fehler, GK = Globale Konstante

$\frac{n}{n_{ges}}$	Matrix	E [GeV]	\overline{M}	$F_{\overline{M}}$	GE [GeV]	F_{GE}	σ	F_{σ}	EA	F_{EA}	$\frac{\sigma}{\sqrt{n}}$
21158	3x3	50	64,65	0,02	50,00	0,02	1,2670	0,0130	0,01960	0,00020	0,00871
90327	5x5	50	66,78	0,01	50,00	0,01	1,2610	0,0080	0,01888	0,00012	0,00867
5614	3x3	90	113	0,04	87,39	0,05	1,7510	0,0340	0,01550	0,00030	0,02337
22014	5x5	90	116,7	0,04	87,38	0,04	1,7960	0,0290	0,01539	0,00025	0,02397
5783	3x3	75	96,01	0,03	74,25	0,03	1,6370	0,0240	0,01705	0,00025	0,02153
23340	5x5	75	99,12	0,03	74,21	0,03	1,6310	0,0210	0,01645	0,00021	0,02145
12279	3x3	60	77,85	0,02	60,21	0,02	1,3940	0,0150	0,01734	0,00019	0,01258
47735	5x5	60	80,37	0,02	60,18	0,02	1,3940	0,0120	0,01734	0,00015	0,01258
12122	3x3	40	52,45	0,02	40,56	0,02	1,1730	0,0140	0,02236	0,00027	0,01065
47456	5x5	40	54,2	0,04	40,58	0,04	1,1290	0,0090	0,02083	0,00017	0,01025
3370	3x3	25	33,04	0,02	25,55	0,02	0,8804	0,0155	0,02665	0,00047	0,01517
21070	5x5	25	34,04	0,02	25,49	0,02	0,8923	0,0152	0,02621	0,00045	0,01537
2711	3x3	15	19,63	0,02	15,18	0,02	0,7200	0,0100	0,03668	0,00051	0,01383
96997	5x5	15	20,21	0,02	15,13	0,02	0,7178	0,0124	0,03552	0,00061	0,01379

Linearity of 3x3-Cluster



Linearity of 5x5-Cluster

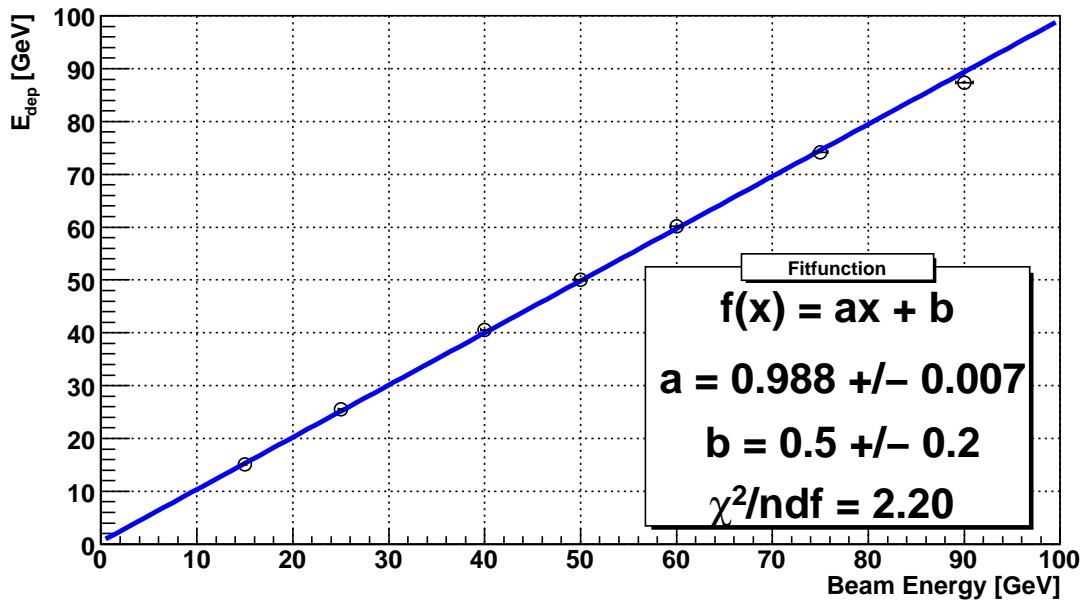


Abbildung 6.7: oben: Graph zur Linearität des 3x3-Clusters; unten: Graph zur Linearität des 5x5-Clusters

sorgung gibt es sogenannte „Booster“, die nicht eingeschaltet waren. „Booster“ sind Stromquellen gegen zu hohe Ströme. Bei den Energie von 75 und 90 GeV stieg der Teilchenfluss an und die Auslesesysteme waren nicht mehr ratenstabil genug. Ein weiterer Punkt ist das angesprochene Leakage. Wenn man die letzten beiden Messwerte (bei 75 und 90 GeV) in Abb.6.7 vernachlässigt, sinkt das Offset auf 0,2 und das χ^2 wird auch besser.

Wie gut die Linearität ist, wird im Graph der Residuen deutlich.

Die Residuen wurden vom am Anfang des Unterkapitels erwähnten ROOT-Programm errechnet. Dabei wurde der Abstand vom Wert der deponierten Energie zum zugehörigen Wert auf der Fitgeraden ermittelt und durch diesen dividiert.

Beim Graph zu den Residuen gibt es nur einen Fehlerbalken in der Ordinate, da nur von Interesse ist, wie weit sich die Messpunkte von der Fitgeraden (Nullpunktgrade) befinden. Die beiden Fehlerbalken aus dem Graph zur Linearität werden - nach Umrechnung des Fehlerbalkens der x-Achse in die y-Koordinaten - mit Hilfe der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung zum y-Fehlerbalken in Abb.6.8 bestimmt. Es ist zu erkennen, dass der Wert bei 50 GeV am nächsten zur Nullgeraden liegt, was auf die Tatsache zurückzuführen ist, dass auf diesen Wert die Kalibrierung stattgefunden hat. Die beiden Messwerte, die am weitesten entfernt zu 50 GeV sind (15 und 90 GeV), haben auch den größten Abstand zur Geraden. Abgesehen vom Messwert bei 90 GeV befindet sich Abweichung aller andere Messwerte innerhalb von 2%. Aus diesem Ergebnis folgt, dass die Linearität sehr gut gegeben ist.

In Abb.6.9 ist die Energieauflösung für das 3x3- und 5x5-Cluster dargestellt.

Es stellte sich die Frage, ob die Messwerte mit einem zwei oder drei Parameter-Fit angepaßt werden sollten. Aus diesem Grund wurde die Messwerte mit der Funktion aus Form.5.1 mit und ohne den b -Summanden gefittet, um dies zu vergleichen. Beide Fit-Kurven mit ihren Fit-Werten sind in Abb.6.9 dargestellt.

Im Fall des 5x5-Clusters, gefittet mit dem drei Parameter-Fit, ist der a -Parameter $0.100 \pm 0,007$. Dies entspricht dem Wert aus Gl.3.15. Wie im Kap.5.1 beschrieben, ist der a -Parameter der stochastische Term. Dies ist eine charakteristische Größe die vom Bleiglasblock und von der Anzahl der Photoelektronen pro Einschussenergie abhängt ([25]). Die Messung liefert in diesem Zusammenhang ein übereinstimmendes Ergebnis.

Der bestimmte konstante Term c beträgt $0,0105 \pm 0,0008$. Damit liegt dieser Wert unter dem aus Gl.3.15. Dies ist bezüglich der Theorie, dass dieser Wert sogar unter 1% sein kann, ebenfalls ein konformes Ergebnis.

Der Rauschterm b beträgt im 5x5-Cluster $0,332 \pm 0,036$. Es liegt zu alten Messungen kein Vergleichswert vor. Aus diesem Grund wurde ein Rechnung zum Rauschen aus den Standardabweichungen der Pedestals in Kap.6.4.1 errechnet. Aus dieser Rechnung geht hervor, dass das Rauschen bei diesem Aufbau zwischen 0,15 – 0,18 GeV lag. Dies liegt in der selben Größenordnung. Nach Vladimir Polyakov hängt der b -Term hauptsächlich von der Tatsache ab, dass sich Material im H2-Strahl befand [25]. Unter Berücksichtigung dieser Punkte ist die Einführung des Rauschterms b gerechtfertigt.

Aus der geführten Diskussion, die zeigt, dass die bestimmten Fitwerte des drei Parameter-Fits mit vorangegangenen Messungen konform sind, und der Tatsache, dass die Kurve des drei

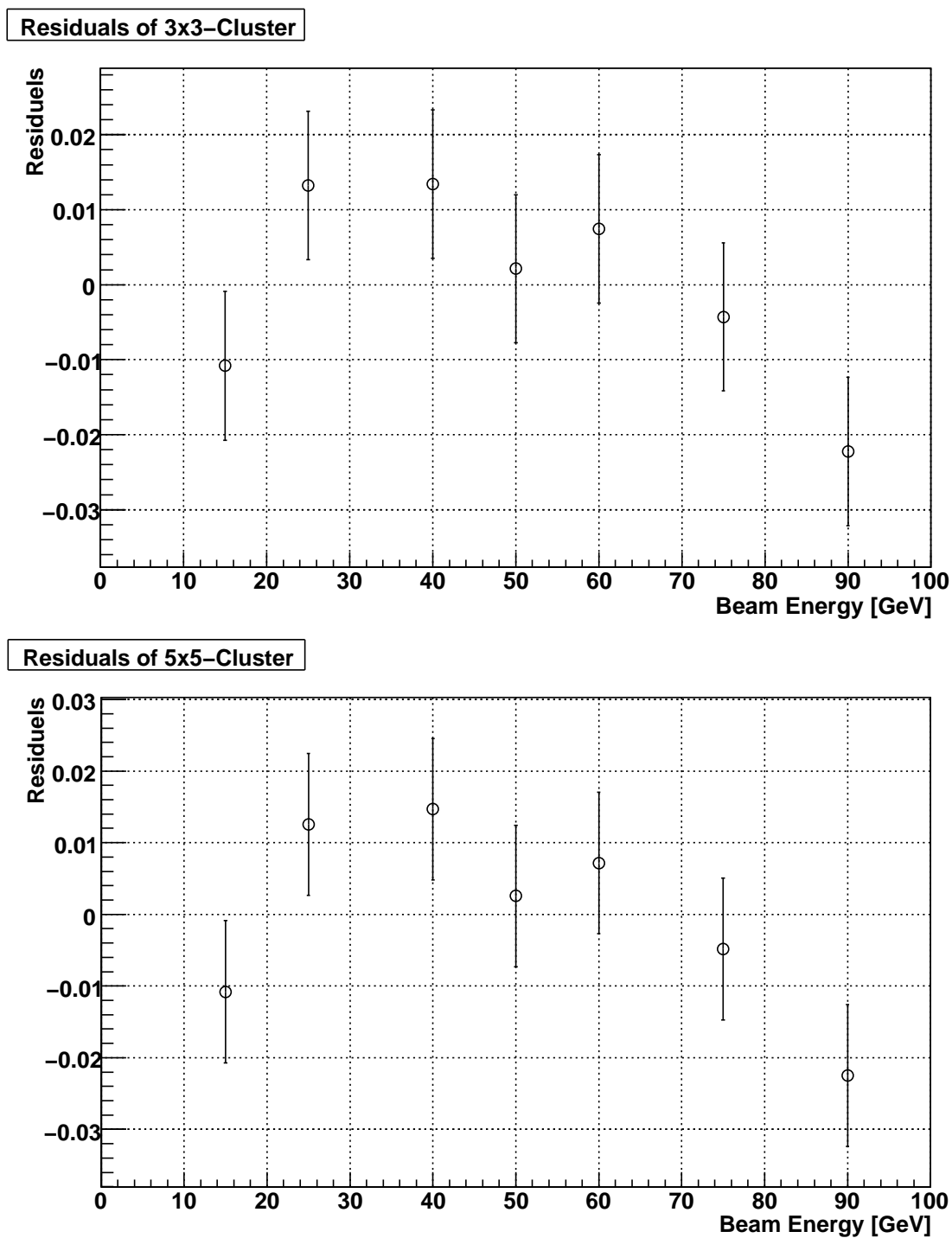


Abbildung 6.8: oben: Residuen zur Linearität des 3x3-Clusters; unten: Residuen zur Linearität des 5x5-Clusters

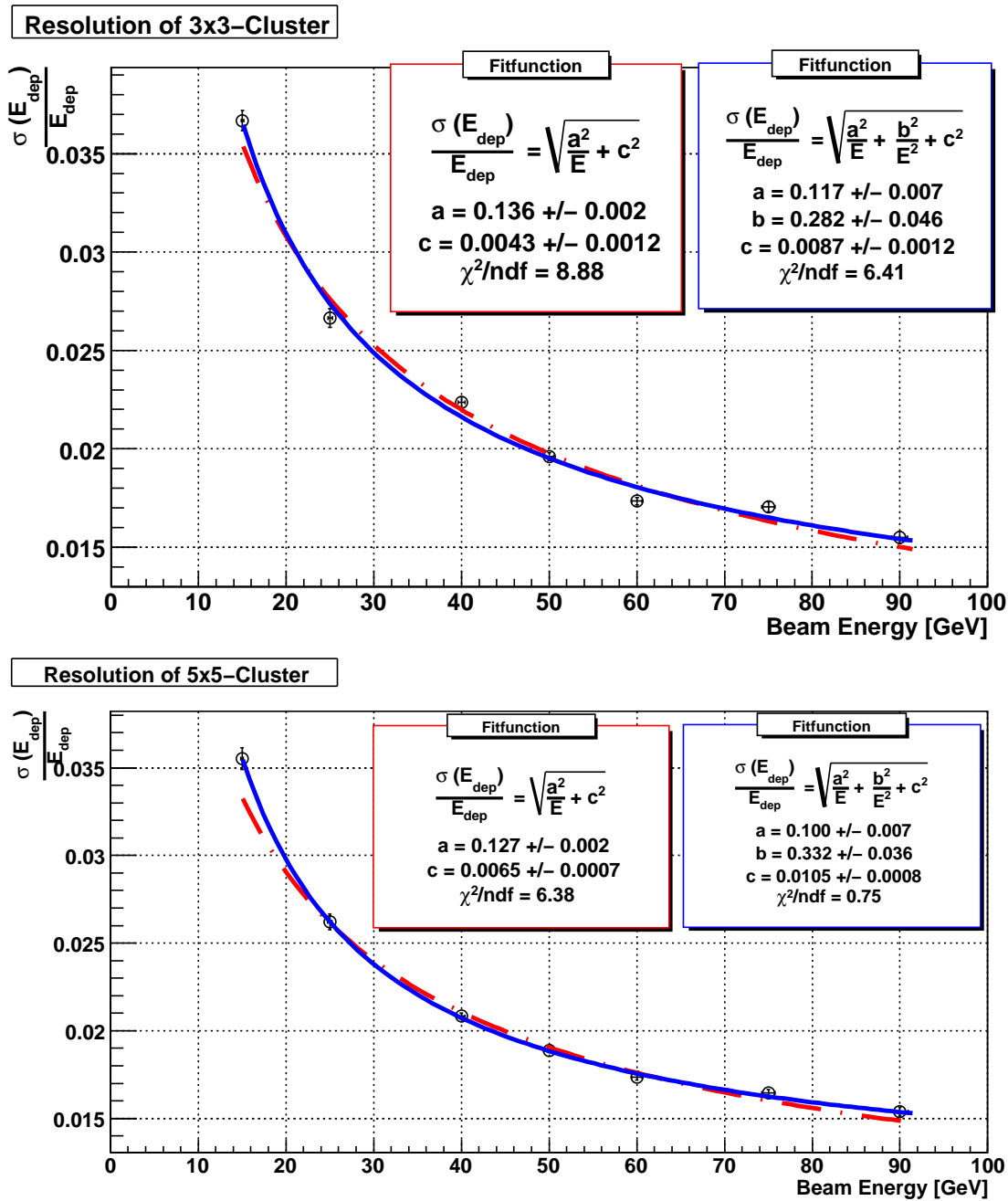


Abbildung 6.9: oben: Graph zur Energieauflösung des 3x3-Custers; unten: Graph zur Energieauflösung des 5x5-Custers; beide Graphen gefittet einmal mit einem zwei Parameter-Fit (gestrichene Linie) und einmal mit einem drei Parameter-Fit (durchgezogene Linie)

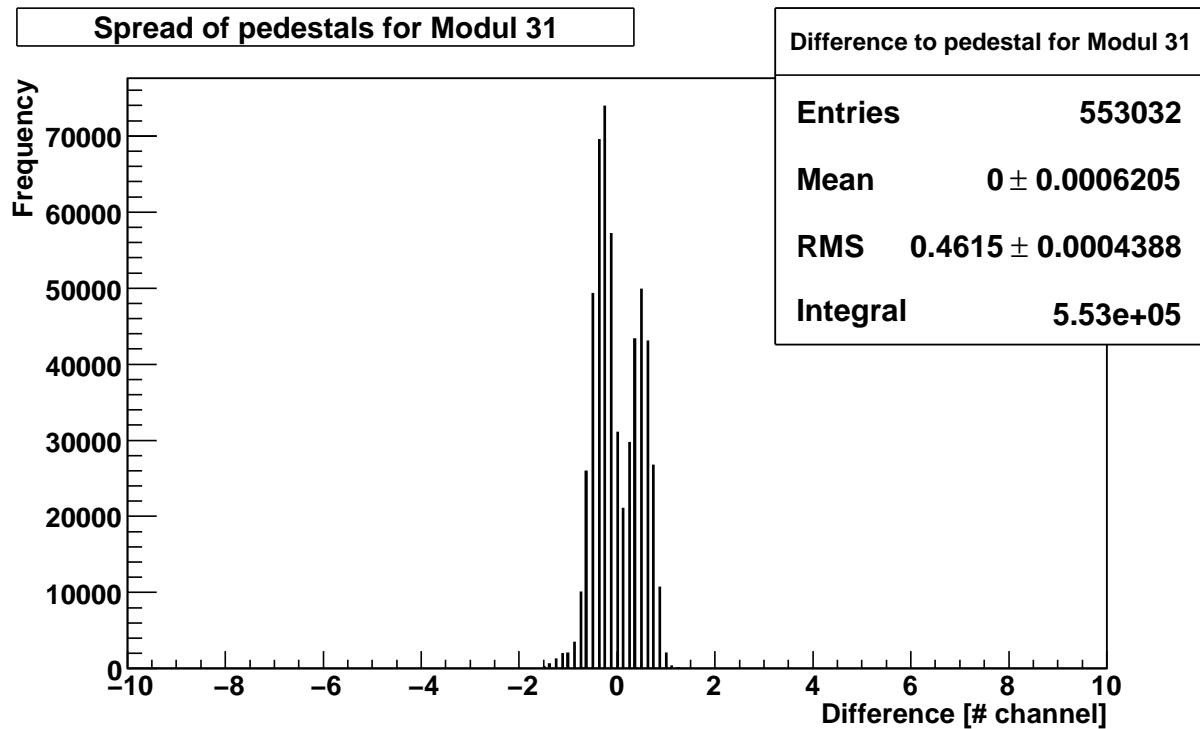


Abbildung 6.10: Histogramm zu den Differenzen der einzelnen Pedestals vom arithmetischen Pedestal in einem Ereignis im Modul 31 während dem Run 215.

Parameter-Fits ersichtlich besser auf den Messwerten liegt, resultiert die Antwort, dass ein drei Parameter-Fit in diesem Fall notwendig und gerechtfertigt ist.

6.4.1 Die Bestimmung des Rauschens

Im Kap.6.4 wurde der Rauschterm b mit dem Wert $0,332 \pm 0,036$ angesprochen. Es gilt diesen Wert mit folgender Betrachtung anzunähern und damit zu rechtfertigen.

In vorangegangenen Kapitel wurde berichtet, dass ein Pedestal aufgrund des Rauschens eingeführt wurde. Aus dem Schwanken um das Photomultiplier-Signal kann das Rauschen bestimmt werden. Es gilt, dass die Standardabweichung der Pedestals als das Rauschen im Signal zu verstehen ist. Wie in Kap.6.2.1 beschrieben, wurde ein Histogramm erstellt, worin die Differenz zwischen einzelnen Summanden, aus dem das arithmetische Pedestal gebildet wurde, und dem Pedestal eingetragen sind. Diese Differenzen sollten im Mittel Null sein. In Abb.6.10 ist solch ein Histogramm für den Run 215 dargestellt.

Durch anpassen dieser Werte an eine Gaußkurve wird die Standardabweichung σ_0 ermittelt; dies ist das Rauschen am Anfang des Signals (in den ersten acht Samplen) in Einheiten von Kanälen, welcher aus statistischem Grund mit dem Wert $\frac{8}{7}$ multipliziert werden muss. Der Zähler steht für die Anzahl, aus wieviel Einträgen pro Ereignis das Pedestal bestimmt wurde, und der Nenner entspricht diesem um eins vermindert.

Um das Rauschen für das restliche Signal zu errechnen, muss das Rauschen am Anfang des Signals mit \sqrt{n} multipliziert werden, wobei $n = 24$ die Anzahl der Samples im integrierten Signal ist. Dies entspricht dem Rauschen eines Moduls in Einheiten von Kanälen. Es ist vorteilhaft, diesen Rauschwert in Einheiten des Rauschterms b (in GeV) der Energieauflösung anzugeben, damit ein einfacherer Vergleich möglich ist. Aus diesem Grund ist ein Normierungs-Konstante notwendig.

In Abb.6.2 sind die Photomultiplier-Signale vom Ereignis 1570 des Run 192 zu sehen. In diesem Run wurde zentral auf das Modul 12 mit einer Einschussenergie von 50 GeV geschossen. Damit wird angenommen, dass die Fläche (FE = Zeit · Kanäle) eines Photomultiplier-Signals einem Ereignis mit der Einschussenergie von 50 GeV gleichzusetzen ist. Sobald bekannt ist, wie groß diese Fläche in Einheiten pro Kanal ist, kann die Normierung-Konstante ermittelt werden.

Mit Hilfe des UserJobEnds wurde im Terminal die integrierte Fläche zu allen bestehenden Modulen ausgegeben. Wo kein Photomultiplier-Signal für ein Modul zu sehen ist, war die Fläche Null. Die Fläche zu Modul 12 beträgt 81925 FE. Dies beinhaltet auch die Fläche unterhalb des Pedestals, die abgezogen werden musste, um nur das Amplituden-Signal zu erhalten. Dazu wurde in einem Canvas aus 25 Histogrammen der ermittelte Pedestalwert pro Ereignis und seine Häufigkeit während eines Runs festgehalten. Im Fall des Runs 192 wurde für das Modul 12 laut Mittelwert des Histogramms ein Pedestalwert von $90,7400 \pm 0,0009$ bestimmt. Dieser Pedestalwert wurde mit 400 (Länge der Zeit des Photomultiplier-Signal in ns) multipliziert und dann von der Fläche (81925 FE) abgezogen. Die resultierende Fläche lautete 45629 FE. Da das Rauschen in Einheiten pro Sample errechnet wurde, folgte die Division der Fläche 45629 FE durch 12,5 ns (Länge eines Samples in ns). Der Quotient lautete 3650,32 Kanäle. Hieraus folgt die Normierungs-Konstante 0,0137 GeV pro Kanal. Die ermittelte Normierungs-Konstante wurde mit jedem Rauschwert der 25 Module multipliziert. Danach wurden alle 25 Werte quadratisch summiert und anschließend aus der Summe die Quadratwurzel gezogen. Die Bestimmung der Normierungs-Konstante wurde für zwei weitere Ereignisse bei unterschiedlichen Runs und unterschiedlichem zentralen beschossenen Module getätigt. Diese Ergebnisse sind in Tab.6.3 und Tab.6.4 dargestellt.

Anmerkung: Bei der Bestimmung des Rauschens wurden einige Vereinfachungen vorgenommen, die an dieser Stelle diskutiert werden sollen.

Es wurde die Standardabweichung aus dem Histogramm als Standardabweichung genommen und mit ihm die beschriebene Rechnung durchgeführt.

Bei der Errechnung der Normierungs-Konstanten wurden zufällig drei Flächen gewählt. Es wurde drei Module gewählt, deren Pedestals exemplarisch einmal für die kleinsten, größten und einen mittig dazwischen liegend Wert besaßen. Damit ist eine Abschätzung für die Variation der Normierungs-Konstanten und damit des Rauschens gegeben.

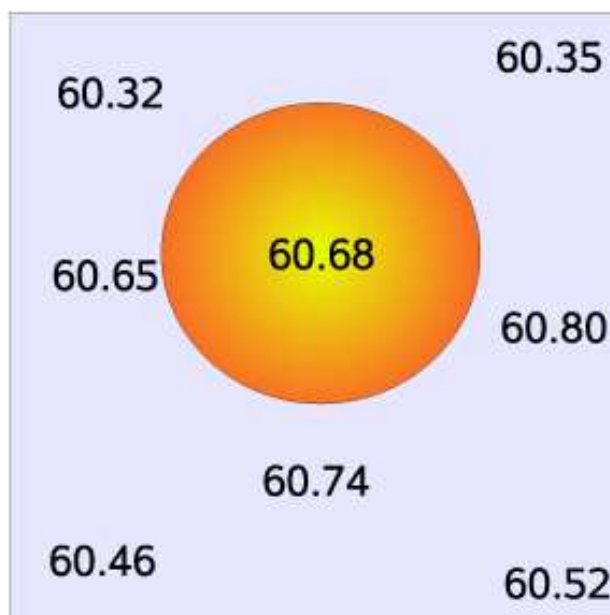
Unter diesen Gesichtspunkten dient diese Rechnung so einer vernünftigen Näherung anstatt einer exakten Rechnung.

Tabelle 6.3: Messung und Ergebnisse zum Rauschen; F_σ = Fehler von σ , n = Anzahl der Samples des Signals, σ_2 wurde mit den Normierungskonstanten aus Tab.6.4 bestimmt

Modul	σ	F_σ	$\sigma_0 = \sigma \cdot \frac{8}{7}$	$\sigma_1 = \sigma_0 \cdot \sqrt{n}$	$\sigma_2 = \sigma_1 \cdot Norm75$	$\sigma_2 = \sigma_1 \cdot Norm90$	$\sigma_2 = \sigma_1 \cdot Norm60$
00	0,3409	0,0004	0,3896	1,9086	0,0289	0,0261	0,0299
01	0,3906	0,0004	0,4464	2,1869	0,0331	0,0300	0,0343
02	0,3018	0,0003	0,3449	1,6897	0,0255	0,0231	0,0265
03	0,3972	0,0004	0,4539	2,2239	0,0336	0,0305	0,0348
04	0,4478	0,0005	0,5118	2,5072	0,0379	0,0343	0,0393
10	0,3930	0,0004	0,4491	2,2003	0,0333	0,0301	0,0345
11	0,4523	0,0004	0,5169	2,5324	0,0383	0,0347	0,0397
12	0,4055	0,0004	0,4634	2,2703	0,0343	0,0311	0,0356
13	0,4736	0,0004	0,5413	2,6516	0,0401	0,0363	0,0415
14	0,4223	0,0004	0,4826	2,3644	0,0357	0,0324	0,0370
20	0,3566	0,0003	0,4075	1,9965	0,0302	0,0273	0,0313
21	0,4038	0,0004	0,4615	2,2608	0,0342	0,0310	0,0354
22	0,4323	0,0004	0,4941	2,4204	0,0366	0,0332	0,0379
23	0,3067	0,0003	0,3505	1,7172	0,0260	0,0235	0,0269
24	0,4215	0,0004	0,4817	2,3599	0,0357	0,0323	0,0370
30	0,4591	0,0004	0,5247	2,5704	0,0389	0,0352	0,0403
31	0,4615	0,0004	0,5274	2,5839	0,0391	0,0354	0,0405
32	0,4489	0,0004	0,5130	2,5133	0,0380	0,0344	0,0394
33	0,3719	0,0004	0,4250	2,0822	0,0315	0,0285	0,0326
34	0,4495	0,0004	0,5137	2,5167	0,0380	0,0345	0,0394
40	0,4537	0,0010	0,5185	2,5402	0,0384	0,0348	0,0398
41	0,3230	0,0004	0,3691	1,8084	0,0273	0,0248	0,0283
42	0,3054	0,0003	0,3490	1,7099	0,0258	0,0234	0,0268
43	0,2473	0,0003	0,2826	1,3846	0,0209	0,0190	0,0217
44	0,4319	0,0008	0,4936	2,4181	0,0366	0,0331	0,0379

Tabelle 6.4: Normierungskonstanten und Rauschwerte für verschiedene Pedestals

Pedestal	Normierungskonstante	$\sqrt{\sum(\sigma_2)_i^2}$
75	0,0151	0,1695
90	0,0137	0,1536
60	0,0157	0,1756

**Abbildung 6.11:** Skizze zu den ermittelten Energien in Abhängigkeit des Ortes. Der gelbe Kreis gibt den Durchmesser des Strahls im Verhältnis zum Modul während der gesamten Untersuchung wieder.

6.5 Die Ortsauflösung bei 60 GeV

Zur Untersuchung der Ortsauflösung des zentralen Moduls (Modul 22) wurde dieses an zehn verschiedenen Stellen des Moduls mit 60 GeV beschossen. Dabei wurden die Koordinaten der Hebebühne, worauf die Box, gefüllt mit den 25 Modulen, stand, aufgenommen.

Die aufgenommenen Messwerte wurden wie in Kap.6.4 bearbeitet. Als globale Konstante diente der selbe Wert wie in Kap.6.4. Von Interesse war die Gesamtenergie, die für diese Runs ermittelt wurden, an den verschiedenen Orten des Moduls. Zu diesem Zweck wurde eine Koordinatentransformation auf die Koordinaten des zentralen Moduls durchgeführt. Der Fehler der x-Koordinaten liegt beim Fehler des digitalen Messgerät und wird mit 0,02 mm angegeben. Der y-Koordinaten wurden an einem Zollstock gemessen und der Fehler wird mit 1 mm angenommen.

Alle Messwerte und errechneten Ergebnisse sind in Tab.6.5 dargestellt.

In Abb.6.11 ist die Ortsauflösung in den 9 verschiedenen Positionen zu sehen.

Abgesehen von der Position 2, die außerhalb des zentralen Moduls lag, ist für die

Tabelle 6.5: Messwerte und Ergebnisse zur Ortsauflösung aus den Runs 233-242; n = Anzahl der Ereignisse, E = Energie, \overline{M} = Mittelwert des Gaus, \overline{F} = Fehler des Mittelwerts, GE = Gesamtenergie, EA = Energieauflösung, $\frac{\sigma}{\sqrt{n}}$ = Statistischer Fehler, GK = Globale Konstante

25477	3x3	1	18,81	11,99	78,49	0,01	60,70	0,02	1,495	0,010	0,01905	0,00013	0,00937
101580	5x5	1	18,81	11,99	81,04	0,01	60,68	0,01	1,438	0,009	0,01774	0,00011	0,00451
20133	3x3	2	18,81	-3,79	74,55	0,04	57,66	0,04	1,881	0,040	0,02523	0,00054	0,01326
80658	5x5	2	18,81	-3,79	77,91	0,02	58,33	0,02	1,951	0,030	0,02504	0,00039	0,00687
19461	3x3	3	18,81	25,28	78,50	0,04	60,71	0,04	1,470	0,010	0,01873	0,00013	0,01054
78541	5x5	3	18,81	25,28	81,12	0,02	60,74	0,02	1,433	0,014	0,01767	0,00017	0,00511
22134	3x3	5	7,51	33,81	77,69	0,02	60,09	0,02	1,534	0,015	0,01975	0,00019	0,01031
88433	5x5	5	7,51	33,81	80,75	0,02	60,46	0,02	1,447	0,011	0,01792	0,00014	0,00487
21416	3x3	6	7,51	11,01	78,25	0,01	60,52	0,02	1,496	0,011	0,01912	0,00014	0,01022
85271	5x5	6	7,51	11,01	81,00	0,04	60,65	0,03	1,445	0,009	0,01784	0,00011	0,00495
20302	3x3	7	7,51	3,51	77,82	0,03	60,19	0,03	1,500	0,040	0,01928	0,00051	0,01053
81408	5x5	7	7,51	3,51	80,56	0,02	60,32	0,02	1,476	0,012	0,01832	0,00015	0,00517
20953	3x3	8	31,82	33,11	77,90	0,04	60,25	0,04	1,476	0,014	0,01895	0,00018	0,01020
83754	5x5	8	31,82	33,11	80,83	0,02	60,52	0,02	1,426	0,012	0,01764	0,00015	0,00493
21100	3x3	9	31,82	18,91	75,56	0,02	60,76	0,02	1,445	0,013	0,01839	0,00017	0,00995
84505	5x5	9	31,82	18,91	81,20	0,04	60,80	0,03	1,431	0,009	0,01762	0,00011	0,00492
20396	3x3	10	31,82	2,31	77,84	0,03	60,20	0,03	1,541	0,018	0,01980	0,00023	0,01079
81119	5x5	10	31,82	2,31	80,60	0,04	60,35	0,03	1,507	0,016	0,01870	0,00020	0,00529

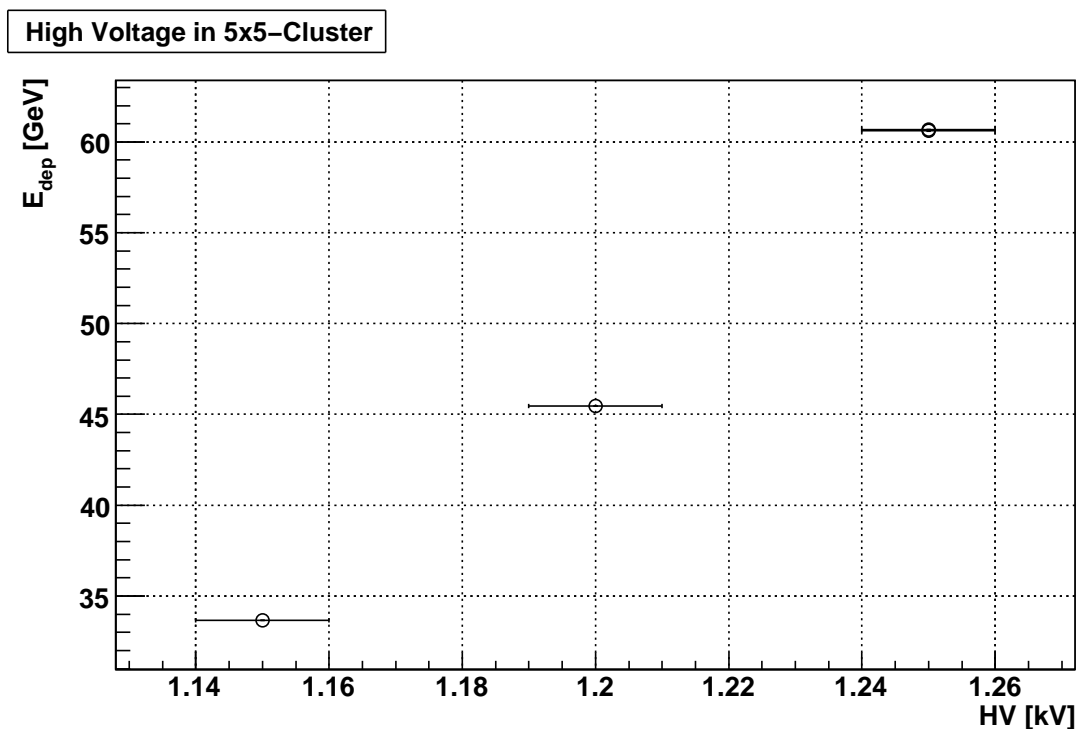


Abbildung 6.12: Der Graph zeigt die Abhängigkeit der deponierten Energie von der anliegenden Hochspannung im 5x5-Cluster; die beiden Messpunkte für die Hochspannung 1,25 kV liegen aufeinander.

5x5-Matrix die maximale Abweichung der bestimmten Gesamtenergie unterhalb von einem Prozent ($\approx 0,79\%$). Für die 3x3-Matrix ist unter Berücksichtigung der Fehler für die Gesamtenergie die maximale Abweichung ein Prozent. Damit ist die Ungenauigkeit der Gesamtenergie in Abhängigkeit des Eintreffortes gleich oder teilweise unterhalb der Ungenauigkeit der Einschussenergie, die bei einem Prozent lag. Nach dieser Untersuchung kann die Schlussfolgerung gezogen werden, dass es nicht von Bedeutung ist, wo das zu detektierende Teilchen im Modul eintrifft.

6.6 Energiebestimmung bei unterschiedlichen Hochspannungen

Zur Untersuchung der Gesamtenergie in Abhängigkeit von unterschiedlichen Hochspannungen konnten nur vier Runs ausgewertet werden. Die Vorgehensweise war gleich den vorangegangenen Kapitel. Die Ergebnisse sind in Tab.6.6 eingetragen.

In der Abb.6.12 ist zu sehen, dass eine erwartete Abnahme der errechneten Gesamtenergie bei Verringerung der Hochspannung stattfindet. Dieser Zusammenhang sollte einer Exponentialfunktion entsprechen. Aufgrund der wenigen Runs war ein entsprechender Zu-

Tabelle 6.6: Messwerte und Ergebnisse zur Hochspannungsmessung aus den Runs 243-247; n = Anzahl der Ereignisse, HV = Hochspannung, \overline{M} = Mittelwert des Gauß, \overline{F} = Fehler des Mittelwerts, GE = Gesamtenergie, EA = Energieauflösung, $\frac{\sigma}{\sqrt{n}}$ = Statistischer Fehler

$\frac{n}{n_{ges}}$	Matrix	HV [kV]	\overline{M}	\overline{F}		GF_{GE} [GeV]	σ	F_σ	EA	GF_{EA}	$\frac{\sigma}{\sqrt{n}}$
6664	3x3	1,25	78,14	0,03	60,43	0,03	1,590	0,020	0,02035	0,00026	0,01948
26676	5x3	1,25	81,04	0,02	60,68	0,01	1,485	0,017	0,01832	0,00021	0,00909
10191	3x3	1,15	43,61	0,01	33,73	0,01	0,094	0,011	0,00216	0,00024	0,00093
41087	5x3	1,15	44,96	0,01	33,66	0,01	0,957	0,009	0,02129	0,00020	0,00472
6084	3x3	1,20	58,65	0,02	45,36	0,02	1,243	0,020	0,02119	0,00034	0,01594
30379	5x3	1,20	60,72	0,02	45,46	0,01	1,213	0,018	0,01998	0,00030	0,00696
4176	3x3	1,25	78,00	0,04	60,32	0,04	1,589	0,022	0,02037	0,00028	0,02459
16438	5x3	1,25	80,95	0,03	60,61	0,01	1,448	0,023	0,01789	0,00028	0,01129

sammenhang nicht feststellbar.

6.7 Der Vergleich zwischen 3x3- und 5x5-Cluster

Von Beginn an der Untersuchung wurden die Ergebnisse immer für das 3x3- und das 5x5-Cluster angegeben, mit dem Ziel am Ende eine Aussage zu treffen, mit welchem Cluster die zukünftigen Messungen im Kalorimeter durchgeführt werden sollten.

Der erste Hinweis, dass ein 5x5-Cluster im Vergleich zu einem 3x3-Cluster nötig ist, zeigt die globale Kalibrationskonstante. Da dieser Wert für ein 5x5-Cluster kleiner ist, ist die deponierte Energie über mehr als 3x3-Cluster verteilt.

Der Linearität ist für beide Cluster innerhalb ihres Fehlers gleich.

Die Energieauflösung spricht für das 5x5-Cluster. Sie ist bei einer Einschussenergie von 50 GeV um mehr als 3,5 % besser. Dieser Vorteil ist abhängig von der Einschussenergie, denn bei 90 GeV ist die Energieauflösung etwas über 0,6 % besser. Im Energiebereich bis zu 90 GeV hat das 5x5-Cluster die bessere Auflösung.

Im Kap.6.5 wurde gezeigt, dass die Ortsauflösung für beide Cluster unter 1 % sind. Jedoch war die Ortsauflösung für das 5x5-Cluster um etwas mehr als 0,2 % besser.

Es wurde gezeigt, dass in den Punkten Linearität, Energieauflösung und Ortsauflösung das 5x5-Cluster, wenn auch nur knapp, bessere Ergebnisse liefert. Um sich für eines der beiden Cluster zu entscheiden sind auch die folgende Punkt zu beachten: Der Fehler zur Ortsbestimmung ist im 3x3-Cluster aufgrund der geringeren Anzahl an Modulen kleiner. Dies muss für das jeweilige Experiment entschieden werden.

6.8 Der Vergleich mit T9

Eine Untersuchung der Linearität und Energieauflösung für bestimmte Energie zwischen 1 - 5 GeV wurde 2007 am T9-Teststrahl/CERN mit Elektronen durchgeführt. Der Bericht zu dieser Analyse ist in [26] und [1] zu finden. Der Vergleich der Testzeiten von T9 und H2 liefert folgende Erkenntnisse.

Die Parameter zur Linearität in T9 betragen $a = 0,989 \pm 0,008$ und $b = -0,03 \pm 0,01$ für eine 3x3-Matrix. Für T9 und H2 stimmen die Steigungen innerhalb ihrer Fehler sehr gut überein. Es existiert eine große Diskrepanz bezüglich des Offsets. In T9 beträgt dieser ca. 20 MeV und ist negativ. Wie in Kap.6.4 diskutiert ist $b + 500$ MeV. Diese weichen stark voneinander ab.

Die Energieauflösung in T9 lautet

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{0,054}{\sqrt{E[GeV]}} + \frac{0,031}{E[GeV]} + 0,019 \quad (6.1)$$

Wie zu beobachten ist, weichen alle drei Parameter deutlich voneinander ab.

Der stochastische Term a in T9 ist im Vergleich zu dem in H2 um den Faktor zwei kleiner, sowohl für das 3x3- wie auch 5x5-Cluster in H2.

Der Rauschterm b ist in H2 um den Faktor 10 größer, wobei gezeigt wurde, dass die Größenordnung des Rauschterms in H2 gerechtfertigt ist. Dieses nachgewiesene Rauschen trägt ebenfalls zum Offset der Linearität bei [27].

Der konstante Term c ist innerhalb des Fehlers in H2 um den Faktor 2 kleiner als in T9.

Im Vergleich der Energieauflösung bei 40 GeV liegt das Auflösungsvermögen von T9, H2 (3x3- und 5x5-Cluster) und dem in Gl.3.15 innerhalb von 0,1 %. Jedoch weicht das Auflösungsvermögen vor und nach 40 GeV stark voneinander ab.

Die Bestätigung der Energieauflösung aus T9 wurde zumindest für diese Untersuchung am H2-Teststrahl nicht erreicht. Dies könnte am Leakage der Module liegen. Im Verlauf der Untersuchung wurde darauf hingewiesen, dass die Länge der Module für eine Energie von 90 GeV zu kurz ist. In [8] findet sich die Form.3.15, nach der die Länge des GAMS für 90 GeV bei ≈ 48 cm sein müsste, um 98 % der Energie des Schauers zu deponieren. In [8] wird ebenfalls berichtet, dass die GAMS für Energie von 10 - 20 GeV konzipiert wurden. Dies spricht dann für die Ergebnisse am T9-Strahl. Im konstanten Term c schlägt sich unter anderem auch ein größeres Leakage nieder ([28]). Da dieses bei der Untersuchung zu H2 größer ist, deutet der größer konstante Term bei der Untersuchung zu T9 unter anderem auf größere Ungenauigkeiten bei der Kalibrierung hin.

Ein Punkt der bei der Kalibrierung wichtig ist, sind die Hardware-Thresholds. Falls diese in beide Fällen unterschiedlich waren, könnte dies auch eine Erklärung zu unterschiedlichen Energieauflösung liefern. Für genauere Aussagen wie die Energieauflösung beeinflusst wird, sind weitere Untersuchungen notwendig.

Als abschließende Grund zu den unterschiedlichen Ergebnissen sei die unterschiedliche Strahlführung von T9 und H2 zu nennen. Aufgrund der Länge des H2-Strahls befindet sich im Strahl viel Material. Dies war bei T9 nicht der Fall.

Aufgrund der hier vorliegenden Arbeit sind weitere Studien beabsichtigt.

Kapitel 7

Die Zusammenfassung

Bei diesem Experiment wurden das GAMS-Module auf seine Linearität und Energieauflösung bei hoher Strahlenergie untersucht. Die Analysen ergaben eine sehr gute Linearität in einem großen Energiebereich. Darüber hinaus ergab sich eine Energieauflösung, die im Einklang mit anderen homogenen Bleiglastypen ist. Die gewonnenen Parameter stimmen gut mit den Werten aus Experimenten überein, die über 20 Jahre zurückliegen, was ein Indiz für ihre hohe Güte und Qualität spricht.

Der Vergleich zu den T9-Parametern bezüglich der Linearität und Energieauflösung bei niederenergetischer Strahlenergie zeigt Diskrepanzen zu dieser Messung auf. Zu Beachten sei jedoch die Tatsache, dass ein direkter Vergleich der Ergebnisse nur eingeschränkt möglich ist, da in unterschiedlichen Energiebereichen gemessen wurde. Zu erwähnen sei das Leakage, welches in Kapitel 6.8 diskutiert wurde.

Die GAMS-Module wurden auf die Ortsauflösung in Abhängigkeit der deponierten Energie untersucht. Dabei zeigte sich, dass die Abweichung des Auftreffpunkt im Modul kleiner war als die Ungenauigkeit der Einschussenergie.

Eine Gegenüberstellung von den zwei verschiedenen Clustern machte deutlich, dass die globale Kalibrationskonstante kleiner ist bei einem 5x5-Cluster. Das ist ein Hinweis dafür, dass die Energiedepotatation in den untersuchten Energiebereichen in mehr als neun Module stattfindet. Dies wird auch durch die besseren Ergebnisse im 5x5-Cluster unterstrichen.

Danksagung

Ich will Gott danken, dass er mich befähigt hat, dieses Studium und diese Diplomarbeit zu schreiben. Ich möchte Gott auch für die Menschen danken, denen ich auf diesem Weg begegnet bin und die mir dies ermöglicht haben.

Meinen Eltern kann ich nicht genug danken, die mich immer und in jeder Situation mit Rat und Tat unterstützt haben und damit auch einen großen Beitrag zum Gelingen dieser Arbeit geleistet haben.

Bedanken möchte ich mich auch bei meinen Geschwistern, die mir immer einer Quelle der Motivation waren und die mich angefeuert haben.

Mein herzlichster Dank geht an Prof. Josef Pochodzalla, der mir die Möglichkeit angeboten hat, bei ihm die Diplomarbeit zu schreiben. Er hatte zu jedem Zeitpunkt eine offene Tür und Zeit, sich mit mir zu unterhalten. Es war ein Freude, bei ihm die Diplomarbeit zu schreiben. Josef vielen, vielen Dank!

Ich möchte mich auch bei Prof. Michael Ostrick bedanken, der ohne zu zögern bereit war, der Zweitkorrektor meiner Arbeit zu sein.

Mein Dank gilt den russischen Mitarbeitern der COMPASS-Kollaboration, besonders Vladimir Polyakov und Guennadi Khaustov, die mich bei der Messung am H₂-Strahl und meinen sonstigen Aufenthalten am CERN immer freundlich und hilfsbereit unterstützt haben. Besonders nach der Untersuchung am H₂-Strahl waren Vladimir und Guennadi durch ihre vielen Information per E-Mail eine großen Hilfe.

Dr. Frank Nerling aus Freiburg möchte ich sehr danken. Nicht nur durch E-Mails, sondern auch durch Telefonate war er eine unersetzbare Hilfe.

Ich möchte auf keinen Fall Prof. Eva-Maria Kabuß vergessen. Sie hatte die Zeit und die Muse, meine Arbeit zu lesen und zu korrigieren. Darüber hinaus hat sie bei allen möglichen Vorträgen, ob Mainz oder Bochum, immer mit sehr guten Ratschlägen zum Fortschreiten des Vorhabens beigetragen. Frau Kabuß, vielen Dank!

Den Damen aus dem Sekretariat, Frau Hahner, und unserer Sekretärin des COMPASS-Gruppe aus Mainz, Frau Bischof, möchte ich sehr danken. Sie waren immer sehr freundlich und hilfsbereit. Ohne ihre Hilfe wären die verschiedenen Antragsformulare für mich „un-ausfüllbar“ geblieben.

Mein ganz besonderer Dank geht an zwei Herren. Da ist zuerst mein Betreuer während der Diplomarbeit zu nennen, Diplom-Physiker Prometheusz Kryspin Jasinski. Ich kann nur sagen, er ist ein großartiger Betreuer. Hier können nicht alle Dinge aufgezählt werden, wo und wie er mir während des Diplomjahres geholfen hat, aber ich habe sehr viel gelernt. Da-

für ein riesiges Dankeschön. Als zweites ist Diplom-Physiker Johannes Benedikt Bernhard zu nennen. Vielen Dank Johannes für die exzellente Unterstützung während des letzten Jahres und der Diplomarbeit. Ich möchte auch allen nicht erwähnten Menschen danken, die zum Gelingen in welcher Form auch immer beigetragen haben.

Zu guter Letzt ist ein Mensch zu nennen, mit dem ich dieses Studium wohl nicht durchgezogen hätte, Daniel Chaberny. Alles, was ich hier schreiben könnte, wäre zu wenig, also schreibe ich einfach nur: DANKE Daniel!

Literaturverzeichnis

- [1] V.KOLOSOV ET AL.: Present performance of COMPASS electromagnetic calorimetry from data analysis. In: *COMPASS Note* 5 (2008)
- [2] THE COMPASS COLLABORATION: The COMPASS Hadron Programme. (2007), April. – CERN-SPSC-2007-015
- [3] BERNHARD, Johannes B.: *Aufbau des inneren Rings eines Recoildetektors am COMPASS-Experiment*. 2007. – 1. korrigierte Fassung, 2008
- [4] THE COMPASS COLLABORATION (P. ABBON ET AL.): The COMPASS-Experiment at CERN. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 577 (2007)
- [5] JASINSKI, Prometeusz K.: *Aufbau und Betrieb eines Teststandes für Strahltschereknov-detektoren am COMPASS-Experiment*. 2006
- [6] GRUPEN, C.: *Teilchendetektoren*. BI-Wissenschaftsverlag, 1983
- [7] C. AMSLER ET AL.: *Particle Data Group*. Phys. Lett. B667, 2008
- [8] F.BINON ET AL.: Hodoscope Multiphoton Spectrometer GAMS-2000. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 248 (1986), S. 86–102
- [9] POLYAKOV, Vladimir: *Electromagnetic calorimeters upgrades*. Nov. 2008
- [10] BEATRICE COLLABORATION: WA92: a fixed target experiment to trigger on and identify beauty particle decays. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 379 (1996), S. 252–270
- [11] W.BRÜCKNER ET AL.: The electromagnetic calorimeter in the hyperon beam experiment at CERN. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 313 (1992), S. 345–356
- [12] KURIG, Carolin: *Aufbau, Test und Weiterentwicklung des Triggersystems für das elektromagnetische Kalorimeter ECAL1 des COMPASS-Experiments*. 2007
- [13] KLEIN-BÖSIG, C.: *Simulation der Detektoreigenschaften des Bleigaskalorimeters in den Experimenten WA98 und PHENIX*. 2000

- [14] TU MÜNCHEN: *Multi-channel Sampling Analog-to-Digital Converter*. – Module SADC108032
- [15] THE ROOT TEAM ; CERN (Hrsg.): *Homepage von ROOT*. <http://root.cern.ch/>, 1995-2009
- [16] COMPASS: *Homepage von CORAL*. – <http://pool.cern.ch/coral/currentReleaseDoc/UserGuide.html>
- [17] GERASSIMOV, Sergei: *Physics_aanalysis_fframework_in_COMPASS_experiment*
- [18] CHABERNY, Daniel: *Untersuchung der Strahlenresistenz der Bleiglasmodule des elektromagnetischen Kalorimeters am COMPASS-Experiment*. 2008
- [19] EFTHYMIPOULOS, Ilias: *The EHN1 Beams*. <http://ab-div-atb-ea.web.cern.ch/ab-div-atb-ea/documentation/Lectures/Training4a0operators.pdf>, March 2003
- [20] CERN, AB DIVISION: *H2 beam line*. – <http://ab-div-atb-ea.web.cern.ch/ab-div-atb-ea/BeamsAndAreas/resultbeam.asp?beamline=H2>
- [21] CERN, AB DIVISION: *Introduction to the H2 beam*. – <http://ab-div-atb-ea.web.cern.ch/ab-div-atb-ea/BeamsAndAreas/h2/H2manual.html>
- [22] NÄHLE, O. J.: *Faserhodoskope im COMPASS Experiment zum Nachweis von Teilchenspuren innerhalb des Primärstrahls*, Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diss., 2002
- [23] CERN, IT-DIVISION: *CASTOR - CERN Advanced Storage manager*. – <http://castor.web.cern.ch/castor/>
- [24] KABUSS, Eva-Maria: *Elektronenspektren in Bleigläsern*. April 2009. – Private Mitteilung
- [25] POLYKOV, Vladimir: *Abhängigkeit des stochastischen Term der GAMS-Module und Strahlzusammensetzung des H2-Strahls*. April 2009. – Private Mitteilung
- [26] F. NERLING: COMPASS Calorimerty in view, future plans. (2007)
- [27] KHAUSTOV, Guennadi: *Erklärung des positiven Offsets der Linearität*. April 2009. – Private Mitteilung
- [28] ACHENBACH, Carsten P.: *Aufbau eines Bleifluorid-Kalorimeters zur Messung der Paritätsverletzung in der elastischen Elektronenstreuung*, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz, Diss., 2001