HD–IHEP 94–06

Analyse der Myondaten des Thin Gap Turbine Kalorimeters

Dirk Zerwas

Diplomarbeit

Institut für Hochenergiephysik
Universität Heidelberg

– Heidelberg, September 1994 –

Überblick

Das Thin Gap Turbine Kalorimeter ist konzipiert worden, um den Anforderungen eines Einsatzes beim ATLAS Detektor zu genügen. Eine Analyse der 1993 am SPS (CERN) aufgenommenen Teststrahldaten mit Myonen wird vorgestellt. Die Messung des Verhältnisses von Signal zu Rauschen ergab einen Wert von mindestens 3. Ein Algorithmus wurde entwickelt, um das Übersprechen zwischen den Auslesezellen des Kalorimeters bestimmen. Das auf diese Art gemessene Übersprechen war kleiner als 2,1% bei 95% C.L.. Ein Algorithmus zur Spurrekonstruktion wurde auf der Basis der Gewichtungsmethode entwickelt. Nur 1,7% der Rauschereignisse wurden falsch als Myonereignisse rekonstruiert. Bei einer Nachweiswahrscheinlichkeit von 82% lag die Ortsauflösung im Mittel bei $\sigma_{\delta z} = 0,53$ cm und die Winkelauflösung bei $\sigma_{\vartheta} = 1,0^0$.

Abstract

The Thin Gap Turbine Calorimeter has been designed to fulfill the requirements for the electromagnetic calorimeter of the ATLAS Detector. An analysis of the muon testbeam data taken at the SPS (CERN) in 1993 is presented. The signal–to–noise ratio is determined yielding a value of at least 3. An algorithm to study the crosstalk in the stack was developed. The crosstalk was determined to be less than 2.1% at 95% C.L.. The reconstruction of the muon tracks was performed by using a clustering algorithm. Only 1.7% of the noise events were wrongly reconstructed as muons. The spatial resolution is $\sigma_{\delta z} = 0.53$ cm and the angular resolution $\sigma_{\vartheta} = 1.0^0$ at 82% efficiency.

Οἶδα οὐκ εἰδώς.

frei nach Platon, " *Ἀπολογία* "

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Physikalische Grundlagen der Energiemessung **3**

2.1 Energieverlust von Elektronen in Materie 3

2.2 Energieverlust von Myonen in Materie 4

2.3 Elektromagnetische Kalorimeter 6

3 TGT Kalorimeter **8**

3.1 Mechanik 9

3.2 Elektronik 11

4 Testaufbau am CERN **13**

4.1 H6–Strahl 13

4.2 Versuchsaufbau 14

4.3 Kalibration 15

5 Technische Untersuchungen **16**

5.1 Hochspannungsprobleme 16

5.2 Gewichte 19

5.3 Energieauflösung der Elektronen 20

5.4 Signal zu Rauschen 22

5.5 Übersprechen 23

5.6 Position des TGT Kalorimeters 25

6 Spur– und Richtungsrekonstruktion **26**

6.1 Myonen 26

6.1.1 Teststrahldaten 26

6.1.2 Simulationen 31

6.2 Elektronen 35

6.2.1 Teststrahldaten 35

6.2.2 Simulationen 37

7 Zusammenfassung **40**

Kapitel 1

Einleitung

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik beschreibt zur Zeit am besten das derzeitige Wissen über Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen. Die fundamentalen Kräfte werden von Bosonen vermittelt (Photonen, Gluonen, W– und Z–Bosonen). Die Massen der Teilchen werden durch das Higgs–Feld erzeugt [1].

Bisher wurden drei Familien von Quarks ((u,d), (c,s), (t,b)) und Leptonen ((e,ν_e), (μ,ν_μ), (τ,ν_τ)) beobachtet. Das top–quark konnte noch nicht direkt nachgewiesen werden. Am Tevatron, einem Proton–Antiproton–Speicherring (Fermilab), sind von der CDF–Kollaboration jedoch Ereignisse beobachtet worden, die verträglich mit dem Zerfall des top–quarks sind [2]. Für die Massenerzeugung durch das Higgs–Teilchen gibt es noch keinen direkten Beweis. Aus Präzisionsmessungen des Standardmodells beim Large Electron Positron Collider (LEP) am CERN, konnten untere Grenzen für die Masse des Higgs–Teilchens gewonnen werden [3].

Da beim Standardmodell viele Parameter (18) [4] per Hand eingeführt werden müssen, wird vermutet, daß das Standardmodell in eine höhere Theorie eingebettet werden muß, die mit weniger Parametern auskommt, deren Auswirkungen aber bei den zur Zeit erreichbaren Energien nicht sichtbar sind.

Die Überprüfung des Standardmodells und die Suche nach Physik jenseits davon sind die Gründe für den Vorschlag, den Large Hadron Collider (LHC) zu bauen, einen Proton–Proton–Speicherring mit einer Schwerpunktenergie von 14 TeV. Dieser soll in dem Tunnel, in dem sich zur Zeit noch der LEP–Speicherring befindet, untergebracht werden.

Der LHC ist konzipiert mit einer Luminosität von $1,7 \cdot 10^{34}$ cm^{-2}s^{-1} und einer Bündelkreuzungsrate von 40 MHz. Dies wird hohe Anforderungen an die Detektoren stellen, da man aufgrund des hohen Wirkungsquerschnitts für Proton–Proton Kollisionen auch eine Ereignisrate von 40 MHz erwartet [5]. Ein umfangreiches Forschungs– und Entwicklungsprogramm wird zur Zeit durchgeführt, um Detektoren zu entwickeln, die unter diesen Bedingungen arbeiten können.

Das TGT (Thin Gap Turbine) Kalorimeter ist eines dieser Projekte [6], die sich mit dem Problem der Energiemessung, d.h. der Kalorimetrie, befassen. Das Kalorimeter ist so konzipiert worden, daß es den Anforderungen des Einsatzes beim ATLAS Detektor [7], einem der beiden beim LHC geplanten Detektoren, als elektromagnetisches Kalorimeter genügen würde. Im Rahmen dieses Projektes wurde ein Prototyp des Kalorimeters gebaut und am CERN mit Elektronen und Myonen getestet. Anhand der aufgenommenen Daten soll die Realisierbarkeit des in [6] dargelegten Konzeptes überprüft werden.

Mit der vorgelegten Arbeit wurden zwei Ziele verfolgt: Einerseits sollten Methoden entwickelt werden, um mit Hilfe der 1993 aufgenommenen Myondaten die Eigenschaften des Kalorimeters zu untersuchen, andererseits sollten Algorithmen zur Rekonstruktion der Myonspur und der Richtung eines elektromagnetischen Schauers entwickelt werden.

Zunächst werden die physikalischen Grundlagen der Energiemessung erläutert, danach wird das TGT–Projekt detailliert vorgestellt werden. Der Versuchsaufbau am CERN wird beschrieben. Anschließend werden die entwickelten Methoden der Datenanalyse und deren Ergebnisse vorgestellt werden.

Kapitel 2

Physikalische Grundlagen der Energiemessung

2.1 Energieverlust von Elektronen in Materie

Die Grundlage für die Messung der Energie eines Teilchens ist sein Energieverlust bei der Wechselwirkung mit Materie. Der Energieverlust von Elektronen erfolgt hauptsächlich durch die elektromagnetischen Prozesse Ionisation und Bremsstrahlung.

Bei Ionisation löst das Elektron durch Energieübertrag gebundene Elektronen aus der Hülle der Materialatome. Durch Streuung des Elektrons im Feld des Atomkerns werden bei der Bremsstrahlung Photonen erzeugt.

Die durch Bremsstrahlung erzeugten Photonen treten wieder in Wechselwirkung mit Materie. Dabei kommt es zur Elektron–Positron–Paarbildung. Die neu erzeugten Teilchen können wieder Bremsstrahlung machen, die Positronen annihilieren mit Elektronen, die dabei erzeugten Photonen können wieder zu Elektron–Positron–Paaren konvertieren. Eine Kaskade von Teilchen bildet sich aus, der elektromagnetische Schauer.

Diejenige Energie, ab der die Teilchen nicht mehr zur Schauerentwicklung beitragen, bezeichnet man als kritische Energie. Diese Energie stimmt ungefähr mit der Energie überein, bei der der Energieverlust durch Bremsstrahlung und Ionisation gleich groß wird. Als Faustformel gilt mit E_c als kritischer Energie und Z als Kernladungszahl [8]:

$$(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x})_{brems}/(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x})_{ion} \sim \frac{ZE_c}{580\mathrm{MeV}} = 1$$

$$\Rightarrow E_c = \frac{580\mathrm{MeV}}{Z}$$

Für Blei ist die kritische Energie 6,9 MeV. Die im Teststrahl verwendeten Energien (20 GeV bis 80 GeV) sind wesentlich größer als dieser Wert. Der Energieverlust der Elektronen wird also durch Bremsstrahlung dominiert. Es gilt [9]:

$$-<\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}>_{brems}=\frac{E}{X_0}$$

E ist die Energie des Elektrons und X_0 ist die Strahlungslänge. Mit ihr als festem Parameter läßt sich die Differentialgleichung integrieren:

$$<E>=E_0e^{-x/X_0}$$

Damit ergibt sich als natürliche Interpretation der Strahlungslänge, daß ein Elektron, nachdem es eine Strahlungslänge durchquert hat, im Mittel nur noch den 1/e–ten Teil seiner ursprünglichen Energie hat. Durch die Strahlungslänge kann der Energieverlust materialunabhängig beschrieben werden. Die Strahlungslänge eines Materials kann mit folgender Näherungsformel berechnet werden (A ist die Massenzahl und Z die Kernladungszahl des Materials) [9]:

$$X_0=\frac{716,4A}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})}\quad\left[\frac{\mathrm{g}}{\mathrm{cm}^2}\right]$$

Durch die Streuung der Elektronen kommt es zur transversalen Ausbreitung des Schauers. Durch den Molière–Radius (ρ_m) kann sie parametrisiert werden: In einem Zylinder mit Radius $2\rho_m$ sind 95% der Energie eines elektromagnetischen Schauers enthalten [9]. Als Faustformel gilt [10]:

$$\rho_m\approx 7\frac{A}{Z}\quad\left[\frac{\mathrm{g}}{\mathrm{cm}^2}\right]$$

2.2 Energieverlust von Myonen in Materie

Der Energieverlust von Myonen in Materie setzt sich aus vier Komponenten zusammen:

- Ionisation
- Bremsstrahlung
- Paarbildung
- nukleare Wechselwirkung

In Abbildung 2.1 ist als Beispiel der spezifische Energieverlust von Myonen in Eisen gegen die Myonenenergie aufgetragen. Man sieht, daß für Energien bis etwa 40 GeV der Energieverlust hauptsächlich durch Ionisation verursacht wird. Ab 40 GeV wird der Beitrag von Paarbildung und Bremsstrahlung stärker [11]. Paarbildung trägt mehr zum spezifischen Energieverlust bei als Bremsstrahlung, obwohl die Wahrscheinlichkeit, daß Bremsstrahlung stattfindet ($\sim\alpha^3,\alpha$: Feinstrukturkonstante), geringer ist als die Wahrscheinlichkeit, daß Paarproduktion stattfindet ($\sim\alpha^4$). Bei der Paarbildung ist jedoch der Energieverlust auf jeden Fall größer

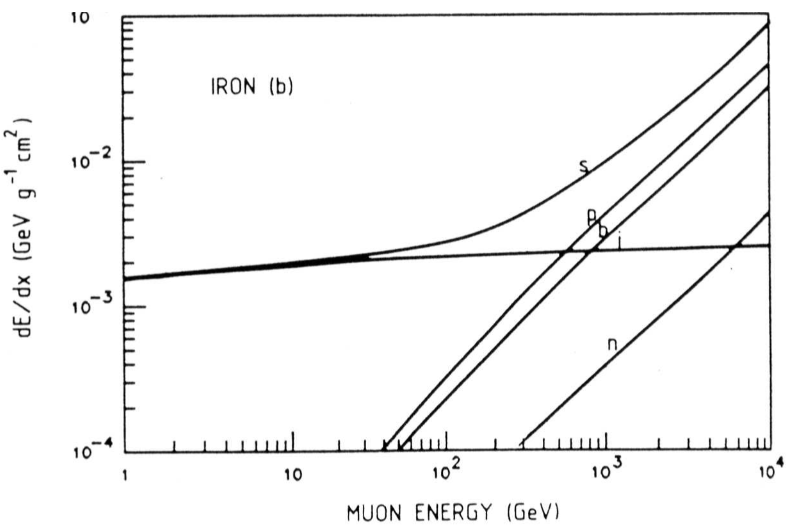

Abbildung 2.1: Beiträge zum Energieverlust von Myonen durch Ionisation (i), Bremsstrahlung (b), Paarbildung (p), nukleare Wechselwirkung (n) und deren Summe (s) in Eisen [11]

als die doppelte Ruhemasse eines Elektrons, bei der Bremsstrahlung existiert keine untere Schranke.

Die im Teststrahl verwendeten Myonen hatten eine Energie von 205 GeV, so daß der Beitrag der nuklearen Wechselwirkung zum spezifischen Energieverlust zu vernachlässigen ist.

Der Energieverlust von Myonen durch Ionisation wird durch die Bethe–Bloch Formel beschrieben [8]:

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = (4\pi r_e^2 m_e c^2 N_0 Z/A\beta^2)[\ln(2m_e c^2\beta^2/((1-\beta^2)I)) - \beta^2]$$

r_e : klassischer Elektronenradius (2,8 fm)
m_e: Masse eines Elektrons
N_0: Avogadro Zahl
Z : Kernladungszahl
A : Massenzahl
I : effektives Ionisationspotential des Materials
β : Geschwindigkeit des Teilchens
c : Lichtgeschwindigkeit

Die einzige Variable, die nicht vom betrachteten Material abhängt, ist β. Betrachtet man den qualitativen Verlauf der Bethe–Bloch Formel nur in Abhängigkeit von β, ist die Funktion zunächst monoton fallend, dann wird ein Minimum durchlaufen (bei $p/mc \approx 4$ [8]) und die Funktion steigt wieder an, bis es schließlich zur Saturation kommt. Die Saturation wird durch eine in die obere Formel eingeführte Dichtekorrektur beschrieben [12]. Das Verhältnis von Saturationswert zu Minimalwert ist bei Festkörpern und Flüssigkeiten deutlich kleiner als 1,5 [8].

2.3 Elektromagnetische Kalorimeter

Ein Kalorimeter soll möglichst gut die Energie von Teilchen oder Jets messen. Da in dieser Arbeit nur Elektron– und Myondaten analysiert werden, sollen im folgenden nur elektromagnetische Kalorimeter besprochen werden.

Der Nachweis der Energie in einem Kalorimeter erfolgt in zwei Schritten: Zunächst wird der elektromagnetische Schauer erzeugt, dann müssen die erzeugten Sekundärteilchen nachgewiesen werden. Dazu gibt es zwei verschiedene Konzepte:

- homogene Kalorimeter
- inhomogene (Sampling) Kalorimeter

Ein homogenes Kalorimeter besteht aus einem einzigen Material, das durchgängig sensitiv auf die erzeugten Sekundärteilchen ist.

Inhomogene Kalorimeter bestehen im Prinzip aus zwei Schichten mit verschiedenen Funktionen. Sekundärteilchen werden im Absorber erzeugt. Die zweite Schicht ist die aktive Schicht, in der die im Absorber erzeugten Sekundärteilchen nachgewiesen werden. Für den Absorber wird Material mit hoher Ordnungszahl verwendet (in der Regel Blei), da seine Strahlungslänge klein ist. Ein inhomogenes Kalorimeter kann deshalb sehr kompakt gebaut werden. Für die aktive Schicht verwendet man Material mit niedriger Ionisationsenergie, damit auch Sekundärteilchen niedriger Energie zur Signalbildung beitragen [9].

Da es sich bei der Erzeugung der Sekundärteilchen um einen statistischen Prozeß handelt, gilt:

$$\frac{\sigma}{E} \sim \frac{1}{\sqrt{n}}$$

n : Anzahl der Sekundärteilchen

Die Fluktuation der Anzahl der Sekundärteilchen ist der begrenzende Faktor in der Energieauflösung eines elektromagnetischen Kalorimeters [13]. Die Anzahl der Teilchen, die zum Signal beitragen, ist bei einem homogenen immer größer als bei einem inhomogenen Kalorimeter (bei gleicher Strahlungslänge), das nur in den aktiven Schichten sensitiv ist auf die Sekundärteilchen. Daher ist die Energieauflösung (σ/E) eines homogenen im allgemeinen besser als die eines inhomogenen Kalorimeters.

Vorteile bieten inhomogene Kalorimeter jedoch in anderer Hinsicht. Sie können, wie bereits erwähnt, sehr kompakt gebaut werden (Kostenersparnis), und sie können auf einfache Art und Weise segmentiert werden. Gerade der letzte Punkt ist wichtig, wenn man aus den Informationen, die das Kalorimeter liefert, außer der Energie auch beispielsweise die Richtung des Teilchens oder Jets rekonstruieren möchte. In einem gewissen Umfang ist durch Ausnutzung der Segmentierung auch Teilchenidentifikation möglich. So ist zum Beispiel die longitudinale und transversale Segmentation des Kalorimeters von Nutzen, um Elektronen von Pionen zu trennen, da deren Schauer in der Regel später beginnen und breiter sind als die der Elektronen [14].

Da die Energie vollständig gemessen werden soll, ist die Tiefe des Kalorimeters von Bedeutung. Aus einem einfachen Schauermodell von Heitler [15] ergibt sich, daß für die vollständige Absorption eines elektromagnetischen Schauers die Länge des Kalorimeters nur logarithmisch mit der Energie des Teilchens anwachsen muß.

Die Energieauflösung eines Kalorimeters wird nicht nur von der Fluktuation der Anzahl der Sekundärteilchen, den sogenannten Sampling Fluktuationen, beeinflußt, sondern auch von Inhomogenitäten des Detektors und dem Rauschen des Detektors. Die Standardabweichung (σ) der nachgewiesenen Energie setzt sich durch die quadratische Addition dieser drei Komponenten zusammen. Bei den (Sampling) Fluktuationen der Anzahl der nachgewiesenen Sekundärteilchen handelt es sich um einen statistischen Prozeß, der durch eine Poissonverteilung beschrieben werden kann, so daß gilt: $\sigma \sim \sqrt{E} \sim \sqrt{n}$. Das Rauschen sollte durch eine Gaußfunktion mit dem Mittelwert Null beschrieben werden. Die Standardabweichung des Rauschens sollte unabhängig von der betrachteten Energie sein. Der Einfluß von Inhomogenitäten (Löchern, Kabeldurchführungen etc.) wird durch einen Term proportional zur betrachteten Energie beschrieben. Damit ergibt sich als Parametrisierung der Energieauflösung durch die quadratische Addition der drei Terme folgende Gleichung:

$$(\frac{\sigma}{E})^2 = \frac{A^2}{E} + \frac{B^2}{E^2} + C^2$$

Bei niedrigen Energien begrenzt der Sampling Term die Qualität der Energieauflösung (für das TGT Kalorimeter soll er 9,5% betragen [16]). Bei hohen Energien (wegen des $1/E$ und $1/E^2$ Verhaltens der beiden anderen Terme) wird der konstante Term die Energieauflösung des Kalorimeters begrenzen (für das TGT Kalorimeter: C soll besser als 1% sein).

Kapitel 3

TGT Kalorimeter

Eine schematische Darstellung des TGT Kalorimeters ist in Abbildung 3.1 zu sehen.

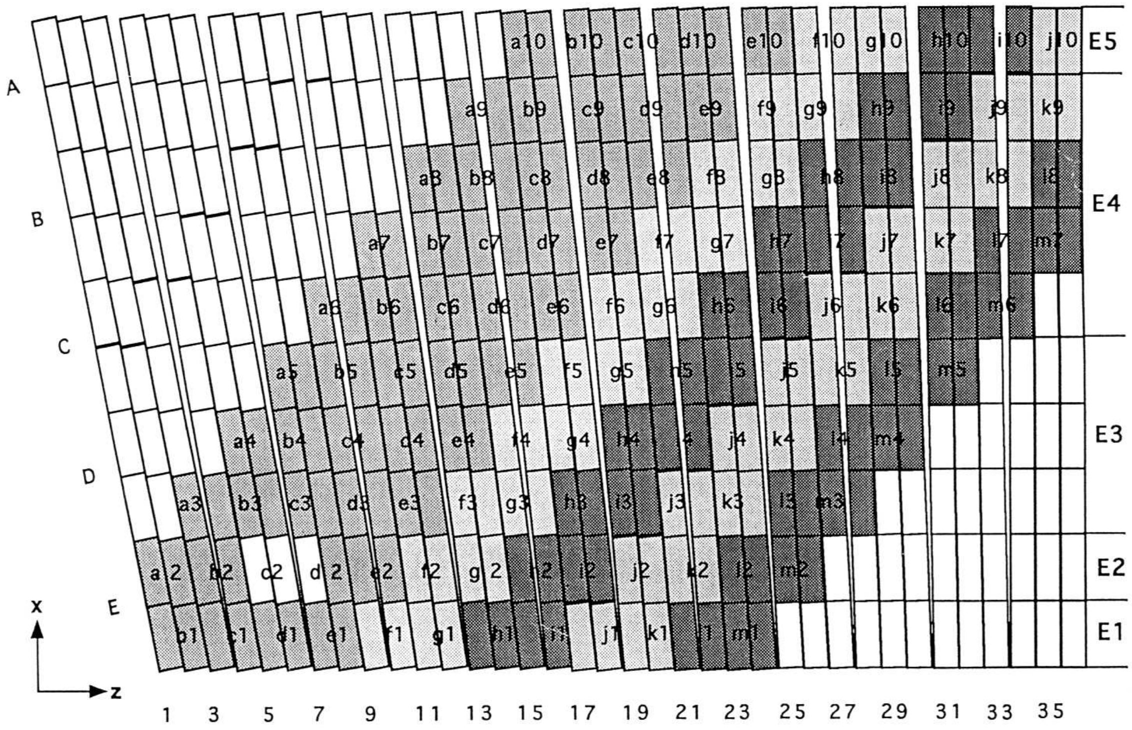

Abbildung 3.1: Die Absorberelemente (1–36) des TGT Kalorimeters

Das TGT Kalorimeter ist ein inhomogenes Kalorimeter, das den Anforderungen des ATLAS Detektors als elektromagnetisches Kalorimeter genügen soll. Es zeichnet sich im mechanischen und elektronischen Bereich durch verschiedene neue Konzepte aus:

- Das Kalorimeter ist aus identischen Elementen aufgebaut, die eine unabhängige mechanische und elektronische Einheit bilden. Dadurch können Kosten gespart werden und defekte Elemente auf einfache Art und Weise ausgetauscht werden.

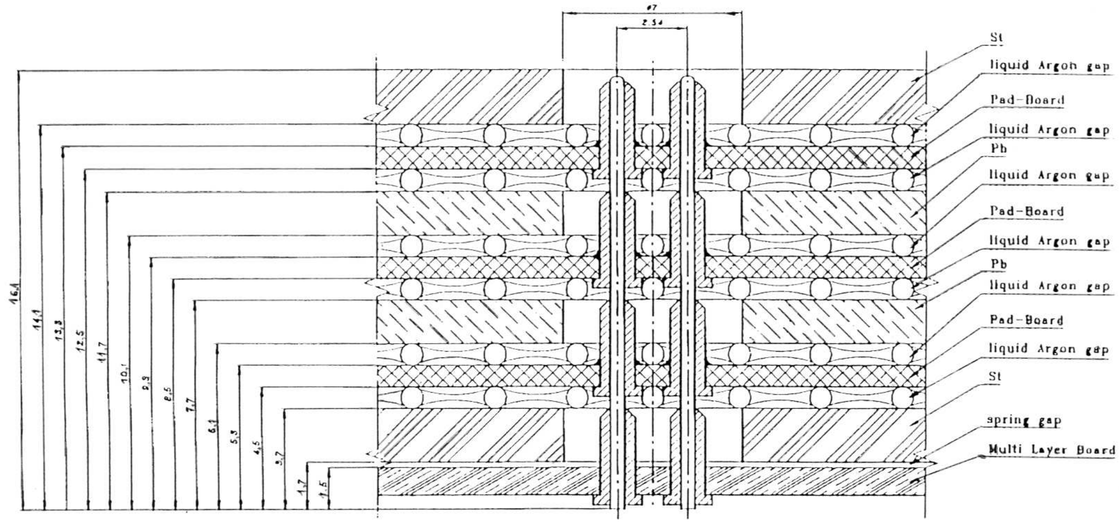

Abbildung 3.2: Materialschichten eines Absorberelementes [6]

- Durch die spezielle Anordnung dieser Einheiten (die Teilchen treten unabhängig von ihrem Produktionswinkel unter ungefähr 45^0 in das Kalorimeter ein), ist das Kalorimeter bezüglich der Energieantwort sehr homogen.
- Die Elektronik ist so ausgelegt, daß sie nahe den Auslesezellen im flüssigen Argon angeordnet werden kann. Aufgrund der Anordnung muß die Elektronik strahlungshart sein und bei einer Temperatur von 90 K arbeiten können. Die Zeit bis zum Erreichen des Signalmaximums soll auf 47 ns reduziert werden, um die Verfälschung des Signals durch die Überlagerung von Ereignissen aus mehreren Bündelkreuzungen gering zu halten.

3.1 Mechanik

Das grundlegende mechanische Element ist das Absorberelement (ABE). Es ist 1,65 cm breit, 42,5 cm lang und 36 cm hoch. Da das TGT Kalorimeter ein inhomogenes Kalorimeter ist, besteht das Absorberelement aus Schichten verschiedener Materialien, die in Abbildung 3.2 gezeigt sind. Als Absorber werden Eisen ($2\times$ 2 mm) und Blei ($2\times$ 1,6 mm) verwendet, wobei das Eisen zusätzlich der mechanischen Stabilität der Konstruktion dient. Als aktive Schichten werden drei Doppelspalte mit flüssigem Argon verwendet. Jeder Spalt ist nur 0,8 mm dünn (daher der Name Thin Gap).

Die aktiven Schichten werden beim TGT Kalorimeter als Ionisationskammern betrieben. Betreibt man eine Ionisationskammer mit flüssigem Argon (T=90K), gilt als Faustformel [17], daß eine Spannung von 1 kV/mm angelegt werden sollte. Dies führt zu der relativ niedrigen Betriebsspannung von 800 Volt.

In der Mitte eines jeden Doppelspaltes befindet sich eine Ausleseplatte aus glasfaserverstärktem Epoxidharz (G10). Auf der Platte (Padboard) befinden sich Kupferplättchen der Größe 4,25 cm $\times$ 3 cm, die zur Auslese dienen und die Größe einer Auslesezelle definieren. Die drei Doppelspalte sind parallel geschaltet, so daß pro Absorberelement (transversale Größe: 42,5 cm$\times$36 cm) 120 Auslesezellen zur Verfügung stehen. Von den Kupferplättchen führen Leitungen zu den Vorverstärkern. Auf der G10–Platte befinden sich außerdem noch eine isolierende Kapton–Folie und eine hochohmige Schicht, über die die Hochspannung aufgebracht wird und die gleichzeitig dem Schutz der Vorverstärker vor Kurzschlüssen dient.

Um die Spaltbreite konstant zu halten, befindet sich ein Netz aus Polykarbonat in dem Spalt. Die Knoten des Netzes bilden eine quadratische Struktur und sind 0,8 mm dick. Die Knoten sind in Abbildung 3.2 durch die Kreise in den Argonspalten angedeutet.

Auf einer Seite des Absorberelementes befindet sich eine Vielschichtplatte (Multi–Layer–Board), deren Funktion im Abschnitt über die Elektronik genauer beschrieben wird.

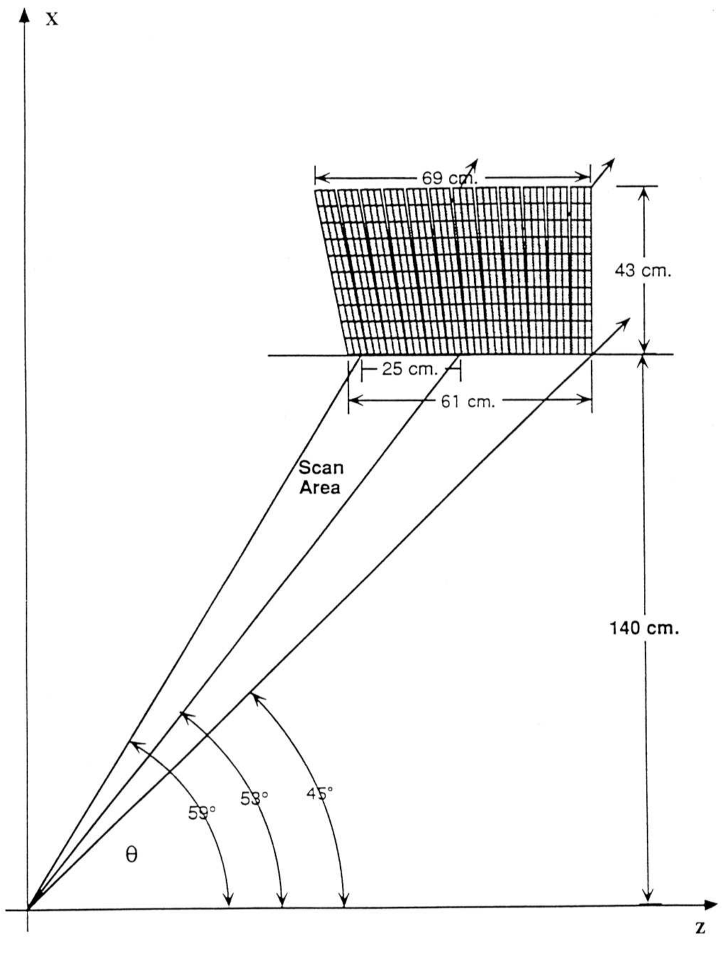

Abbildung 3.3: Anordnung der Absorberelemente [6]

Der im Teststrahl verwendete Prototyp besteht aus 36 Absorberelementen. Das Prinzip der Anordnung der Absorberelemente läßt sich am einfachsten anhand von Abbildung 3.3

erklären. Vom Ursprung aus wird der Schnittpunkt mit einer Parallelen zur z–Achse berechnet. Die Verlängerung des Absorberelementes soll in diesem Punkt die Gerade, bestimmt durch den Schnittpunkt und den Ursprung unter 45^0 schneiden. Die linke vordere Ecke aller Absorberelemente soll sich auf der Parallelen zur z–Achse befinden. Die Vielschichtplatte befindet sich auf der rechten Seite des Absorberelementes. Dieses Konstruktionsprinzip führt zur turbinenartigen Struktur des Kalorimeters (Thin Gap Turbine). Der Mindestabstand zweier Absorberelemente beträgt 0,05 cm. Die Größe einer Auslesezelle transversal zur nominellen Teilchenrichtung beträgt damit effektiv 3 cm $\times$ 3 cm.

Durch diese Art der Anordnung ist gewährleistet, daß Teilchen vom gleichen Ursprung unabhängig von ihrem Produktionswinkel immer dieselbe Wegstrecke durch aktive und passive Schichten zurücklegen. Die Energieauflösung wird dadurch unabhängig vom Eintrittspunkt der Teilchen in das Kalorimeter. In Strahlungslängen gemessen ist ein Absorberelement $0{,}89X_0$ tief.

In Abbildung 3.1 ist das Koordinatensystem des Kalorimeters eingezeichnet. Im November 1993 wurden drei der Absorberelemente (Nr. 5, 6, 7) in der zweiten Lage in x–Richtung mit einem Streifendetektor bestückt: Im zweiten Doppelspalt des jeweiligen Absorberelementes wurden die beiden Kupferplättchen der fünften und sechsten y–Lage zunächst zusammengefaßt und dann in x–Richtung achtfach unterteilt. Im dritten Doppelspalt wurden die entsprechenden Plättchen in y–Richtung jeweils achtfach unterteilt.

Im mittelgrau schattierten, linken Teil des Prototyps (siehe Abbildung 3.1 die Buchstaben a–e) wurde jede Zelle (in der Abbildung als Rechteck dargestellt) einzeln ausgelesen. Nur dieser Teil des Kalorimeters bildet die Grundlage der vorliegenden Arbeit. Im rechten Teil (Buchstaben f–m) wurden mehrere Zellen (mindestens zwei und höchstens acht) zu einem Auslesekanal zusammengefaßt. Dies erfolgte dabei so, daß in z–Richtung immer zwei Zellen zusammengefaßt wurden. In x–Richtung wurden diese Doppelzellen weiter zusammengefaßt, so daß insgesamt 5 longitudinale Lagen (E1 bis E5) entstehen. Beispielsweise bilden k3 (bestehend aus einer Auslesezelle aus ABE 23, einer aus ABE 24 in der dritten x–Lage), k4 (vierte x–Lage: ABE 25 und 26) und k5 (fünfte x–Lage: ABE 27 und 28) einen Auslesekanal aus sechs Auslesezellen.

3.2 Elektronik

Die Argonatome werden von den im Absorber erzeugten Sekundärteilchen ionisiert. Im angelegten elektrischen Feld driften die Elektronen auf die Kupferplättchen und erzeugen dort ein Signal. Das Signal wird durch die Vorverstärker verstärkt und dann zu einem bipolaren Signal geformt. Bei der Formung wird das Signal unter anderem differenziert, so daß das viel langsamere Signal der positiven Ionen unterdrückt wird. Die Driftgeschwindigkeit beträgt fast unabhängig von der angelegten Spannung ungefähr 200 ns/mm [17].

Problematisch für den Betrieb ist der Einfluß von Verunreinigungen des Argons, zum Beispiel mit Sauerstoff. Driftelektronen können sich an das Molekül anlagern und damit das Signal reduzieren. Die Reinheit des Argons muß daher ständig überwacht werden.

Bei den Tests des Kalorimeters 1993 befanden sich die Vorverstärker im Kryostaten in der Gasphase und die weitere Elektronik (Summierer und Former) außerhalb des Kryostaten, nur die Kalibrationskapazitäten befanden sich im flüssigen Argon. Die Zeit, nach der das geformte Signal sein Maximum erreicht hatte, betrug 500 ns.

Ein einfaches Modell der Signalbildung in einer mit flüssigem Argon betriebenen Ionisationskammer ist in [18] beschrieben. Demnach ergibt sich für N gleichmäßig in der Kammer verteilte Ladungsträger, daß die nachgewiesene Ladung folgenden zeitlichen Verlauf hat:

$$Q(t) = Ne(t/t_d - \frac{1}{2}(t/t_d)^2)$$

t_d : Driftzeit durch die Kammer
N : Anzahl der Ladungsträger
e : Elementarladung

Nach dieser Gleichung ist die Auslesezeit für den Detektor durch die Driftzeit in der Kammer beschränkt, da bei kürzeren Auslesezeiten als der Driftzeit das Signal verringert wird. Für den Strom gilt jedoch:

$$I(t) = Ne/t_d(1 - t/t_d)$$

Nach Bildung der Ladungsträgerverteilung in der Kammer steigt der Strom sehr schnell von Null auf seinen maximalen Wert und fällt danach linear ab.

Für 1994 ist der Einsatz eigens für das TGT Kalorimeter entwickelter Elektronik vorgesehen. Die Zeit, nach der das geformte Signal sein Maximum erreicht, soll für die Auslesezellen auf 47 ns reduziert werden [23]. Beim LHC wird es alle 25 ns zur Bündelkreuzung kommen, daher kann man durch die kurze Auslesezeit die Verfälschung des Signals durch die Überlagerung von Ereignissen aus verschiedenen Bündelkreuzungen in einer Auslesezelle gering halten. Die neue Elektronik nutzt die steile Anstiegsflanke des Stromes, um zu der schnelleren Auslesezeit zu kommen, da die Steilheit des Anstiegs ein Maß für die gesamte in der Kammer vorhandene Ladung ist [19].

Die Elektronik soll, auf Galliumarsenid–Technik beruhend, auf der Vielschichtplatte direkt hinter dem Absorberelement, d.h. im flüssigen Argon, untergebracht werden. Sie muß also nicht nur bei Temperaturen von 90 K arbeiten, sondern auch strahlungshart sein (deshalb Galliumarsenid [20]). Durch die Anordnung direkt hinter dem Absorberelement wird das Verhältnis von Signal zu Rauschen verbessert, da das Rauschen von der Länge der Leitung vom Kupferplättchen zum Vorverstärker abhängt.

Kapitel 4

Testaufbau am CERN

4.1 H6–Strahl

1993 wurden mit dem beschriebenen Prototypen Daten am H6–Strahl des SPS am CERN aufgenommen. Die schematische Darstellung des H6–Strahlganges ist in Abbildung 4.1 gezeigt. Zunächst werden Protonen mit einer Energie von 450 GeV aus dem Super Proton Synchrotron (SPS) auf ein Target (T1) geschossen. Durch Magnete (BM3, BM4, BM5) und Kollimatoren (C3, C8) können Teilchen mit einem bestimmten Impuls selektiert werden. Dies ist der sekundäre Betriebsmodus, der für Energien über 100 GeV benutzt wird. Will man Teilchen mit niedrigerer Energie untersuchen, kann ein weiteres Target (T2) eingefügt werden. Dies ist der tertiäre Modus.

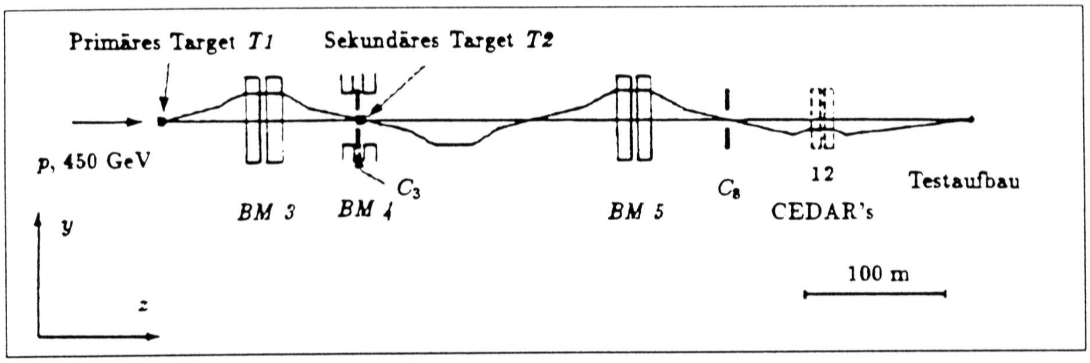

Abbildung 4.1: Der H6–Strahlgang [9]

Teilchenstrahlen werden nicht kontinuierlich geliefert, sondern in Pulsen (Bursts) von 2,6 Sekunden Dauer in einem Abstand von 11,8 Sekunden. Zur Teilchenselektion dienen CO_2 Čerenkovzähler. Wenn die Geschwindigkeit (v) eines Teilchens größer ist als c/n (n : Brechungsindex des Materials, c : Vakuumlichtgeschwindigkeit), sendet das Teilchen unter einem

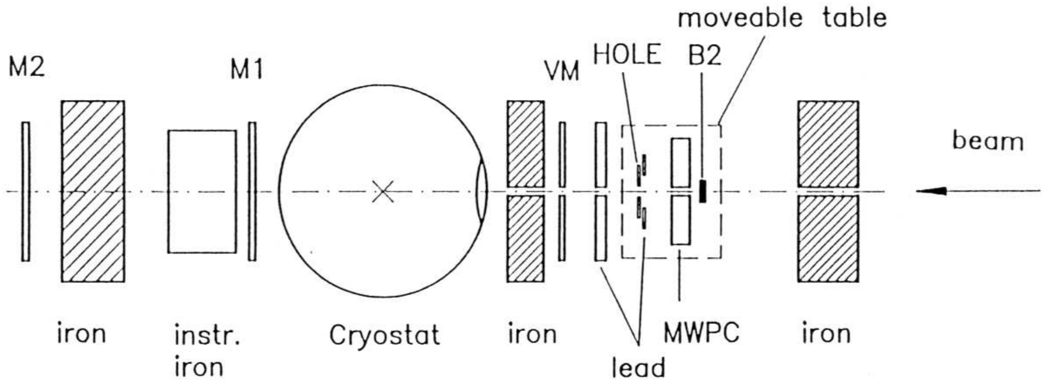

Abbildung 4.2: Der Aufbau der Experimentierzone [6]

charakteristischen Winkel ($\cos\theta_c = \frac{1}{\beta n}$) Licht aus. Bringt man Sekundärelektronenvervielfacher unter einem festen Winkel kreisförmig um die Strahlachse an, spricht der Zähler nur bei Teilchen bestimmter Geschwindigkeit und damit, wenn in einem Teilchenstrahl bereits eine Impulsselektion stattgefunden hat, nur bei Teilchen bestimmter Masse an. Um eine andere Teilchensorte zu markieren, kann der Druck und damit der Brechungsindex entsprechend der Formel für den charakteristischen Winkel geändert werden.

4.2 Versuchsaufbau

Die Anordnung der weiteren Zähler ist in Abbildung 4.2 gezeigt. Als strahldefinierende Elemente werden zwei Szintillationszähler (B1, B2) mit einer Fläche von 3 cm $\times$ 3 cm benutzt. Der Zähler B2 befindet sich zusammen mit dem Strahlmagneten B9 ungefähr 20 m strahlaufwärts. Der Zähler B2 wurde im November 1993 durch zwei gekreuzt angeordnete Szintillationszähler F1 und F2 ersetzt (Fläche: 2 cm $\times$ 2 cm) [21].

Mit den bisher beschriebenen Zählern können nur Teilchen im Bereich von $\pm 1,5$ cm um die Strahlachse erkannt werden. Es muß aber ausgeschlossen werden, daß bereits vor dem Eintritt in das Kalorimeter die Schauerbildung begonnen hat, oder daß Teilchen außerhalb des von den strahldefinierenden Elementen abgedeckten Bereichs sich gleichzeitig mit durch jene Elemente identifizierten Teilchen im Kalorimeter befinden. Bei der Vetowand und dem Lochzähler handelt es sich um Szintillationszähler, die aber im Gegensatz zu B1 und B2 so um den Strahl angeordnet sind, daß sie auf die Teilchen ansprechen sollten, die sich weit (mehr als 1,5 cm) außerhalb der nominellen Strahlachse befinden.

Die Zähler M1 und M2 (ebenfalls Szintillationszähler) dienen der Detektion von Myonen, da andere Teilchen nicht in der Lage sein sollten, zusätzlich zum Kalorimeter auch das Eisen ($\approx 91 X_0$) hinter dem Kryostaten zu durchdringen.

Das TGT Kalorimeter ist unter einem Winkel von 56^0 (gemessen bezüglich der z–Achse in Abbildung 3.1) in dem Kryostaten untergebracht. Das Modul ist in Strahlrichtung gemessen $25X_0$ lang. Dies reicht für die vollständige Absorption der Schauer im untersuchten Energiebereich aus.

Zur Ortsbestimmung der Teilchen werden zwei Vieldrahtproportionalkammern benutzt. Jede Kammer besteht aus zwei Drahtebenen. In einer Ebene sind die Drähte horizontal und in der anderen vertikal angeordnet. Der Drahtabstand beträgt 2 mm. Eine Kammer ist in Abbildung 4.2 zu sehen. Die zweite befindet sich bei dem B1 Zähler. Im November 1993 sind drei weitere Kammern (Drahtabstand 1 mm) im Bereich vor dem Kryostaten hinzugefügt worden.

Um die Überlagerung von mehreren Ereignissen im Kalorimeter zu verhindern, darf in einem Zeitraum von 13 μs kein weiterer Zähler ausgelöst werden (frühe/späte Überlagerung).

Zur Messung des Detektorrauschens wird ein Zufallstrigger benutzt, der zur Auslese des Detektors führt, wenn sich kein Teilchen in dem Detektor befindet.

Durch einen Strahlmagneten (B9) kann der Eintrittspunkt des Strahls in vertikaler Richtung verändert werden. Dies ermöglicht die Variation des Eintrittspunktes des Strahls in das Kalorimeter in y–Richtung (siehe Abbildung 3.1). Der Kryostat, und damit das Kalorimeter, kann horizontal bewegt werden. Eine Veränderung des Eintrittspunktes in z–Richtung wird dadurch ermöglicht. Dies erlaubt einen zweidimensionalen Scan des Kalorimeters.

4.3 Kalibration

Verfolgt man den Weg des Signals von der Formung weiter, wird das Signal auf einen Analog–Digitalkonverter gegeben und dort digitalisiert. Die Auslese der Daten erfolgt durch einen Ausleseprozessor (CAB) im CAMAC Standard [22]. Danach werden die Daten zu einer μVAX–II [6] transferiert und von dort auf Band geschrieben [6].

Während der Datennahme gibt es zwei verschiedene Arten der Kalibration. Bei der kleinen (Standard) Kalibration werden alle Kanäle gleichzeitig mit Hilfe der auf der Vielschichtplatte untergebrachten Kalibrationskapazität mit bekannter Ladung gepulst. Damit können die Kalibrationskonstanten ($P_{i,i=0,3}$) bestimmt werden, über die die Zuordnung von ausgelesenem ADC–Wert (ADC) und Ladung durch ein Polynom dritter Ordnung erfolgt [23]:

$$Q = P_0 + P_1 * ADC + P_2 * (P_0 + P_1 * ADC)^2 + P_3 * (P_0 + P_1 * ADC)^3$$

Dominant ist der lineare Anteil (P_1), während die Terme zweiter und dritter Ordnung nur Korrekturen für das nichtlineare Verhalten des ADC bei hohen Ladungen liefern.

Bei der großen Kalibration wird jeder Kanal einzeln gepulst, alle anderen werden gleichzeitig ausgelesen. Da bekannt ist, welcher Kanal gepulst wurde, kann auf diese Art und Weise das elektronische Übersprechen in den Leitungen gemessen werden.

Kapitel 5

Technische Untersuchungen

Nicht jeder der Doppelspalte eines Absorberelementes verfügt über eine eigene Spannungsversorgung. Die Verkabelung erfolgte so, daß bis zu drei möglichst weit auseinanderliegende Doppelspalte an dieselbe Spannungsversorgung angeschlossen waren. Wenn eine der Leitungen ausfallen sollte, ist dadurch gewährleistet, daß das Signal in den betroffenen Elementen nur reduziert wird und nicht ein ganzes Absorberelement kein Signal mehr liefert [17]. Bei jeder der Leitungen konnten Strom und Spannung gemessen werden. Wenn in einer Leitung Strom gemessen wird, ist dies ein Hinweis auf Hochspannungsprobleme, d.h. Kurzschlüsse in den Absorberelementen. Im Idealfall sollte also kein Strom gemessen werden.

Für die folgenden Untersuchungen ist die Kenntnis der absoluten Positionen der Auslesezellen wichtig. Die Koordinaten wurden mit einem Programm [24] bestimmt, das ursprünglich zur Berechnung der Fixierungen der Absorberelemente geschrieben worden war. Für die Untersuchungen stehen mehrere Datensätze (Runs) zur Verfügung. Die Datensätze unterscheiden sich im allgemeinen nur durch den nominellen Eintrittspunkt der Teilchen in das Kalorimeter, bestimmt durch den Magneten B9 und die Position des Kryostaten.

5.1 Hochspannungsprobleme

Während der Datennahme im Juli 1993 wurde Strom in mehreren Leitungen gemessen. Dieser konnte aufgrund der beschriebenen Verkabelung nicht mehr eindeutig einem Absorberelement zugeordnet werden. Die erste Untersuchung beschäftigte sich daher mit der Fragestellung, ob mit Hilfe der Myonendaten die Bereiche mit Hochspannungsproblemen lokalisiert werden können. Zunächst müssen noch einige grundsätzliche Überlegungen angestellt werden.

Die Standardkalibration erfolgte nicht für jeden einzelnen Datensatz separat, sondern wurde in der Regel einmal pro Tag durchgeführt. Es gibt jedoch die Möglichkeit, die Kalibration zu überprüfen. Wenn der Zufallstrigger anspricht, sollte sich per definitionem kein Teilchen in dem Detektor befinden. Fordert man zur Sicherheit noch zusätzlich, daß M1, M2 und die Überlagerungstrigger (pileup) nicht angesprochen haben, sollte der Mittelwert

($< Rauschen >$) von diesen Ereignissen nicht von Null verschieden sein, da nur das Detektorrauschen gemessen wird. Umgekehrt kann man, wenn der Mittelwert von Null verschieden ist, diesen Mittelwert als Korrektur für den Ladungsnullpunkt verwenden, in dem man ihn von dem gemessenen Signal subtrahiert.

Um Hochspannungsprobleme lokalisieren zu können, muß eine Variable definiert werden, die den gleichen Wert überall im Kalorimeter haben sollte. Die Energiedeposition eines Myons als minimal ionisierendes Teilchen ist eine solche Variable. Aufgrund der Anordnung der Absorberelemente kann ein Myon in einer Auslesezelle in ein, zwei oder allen drei Doppelspalten ein Signal erzeugen. Um sicher zu gehen, daß in allen drei Doppelspalten ein Signal erzeugt worden ist, wurden mit Hilfe der Vieldrahtproportionalkammern deshalb nur solche Auslesezellen zugelassen, bei denen die volle Breite der Auslesezelle vom Myon durchdrungen worden war.

Die Energiedeposition eines Myons in einer Auslesezelle wird durch die Landauverteilung beschrieben. Es handelt sich um eine asymmetrische Verteilung mit einem Ausläufer zu hohen Energien. Der Ausläufer kommt dadurch zustande, daß es eine endliche Wahrscheinlichkeit gibt, daß ein Myon in einer einzigen Wechselwirkung einen großen Energieverlust erleidet. Der wahrscheinlichste Wert der Energiedeposition stimmt nicht mit dem Mittelwert der Energiedeposition überein. Wäre die für eine Auslesezelle zur Verfügung stehende Datenmenge unendlich groß, könnte man den Mittelwert des Signals berechnen, der in allen Auslesezellen übereinstimmen sollte. Da die Datenmenge jedoch begrenzt ist, können aufgrund der Ausläufer zu hohen Energien statistische Fluktuationen eine Inhomogenität vortäuschen. Um diesen Einfluß zu verringern, wurde der Ausläufer der Landauverteilung weggeschnitten [25].

Um sicherzugehen, daß eine Fehlzuordnung der Drahtkammern, statistische Fluktuationen und ein Fehler auf die Zuordnung der Drahtkammerinformation zu den Kalorimeterkoordinaten keinen Einfluß auf das Meßergebnis haben, mußte eine ausreichende Datenmenge (mindestens 500 Ereignisse) für die betreffende Auslesezelle vorhanden sein.

Unter diesen Voraussetzungen wird der Mittelwert des Myonsignals ($< Myon >$) berechnet. Ein Hochspannungsproblem sollte dann in der folgenden Variablen beobachtbar sein:

$$Signal = < Myon > - < Rauschen >$$

Mehrere Datensätze wurden zusammen aufgetragen, um mehr Informationen über das Verhalten eines Absorberelementes zu erlangen. In den Abbildungen 5.1 und 5.2 sind als Beispiel die Resultate für Absorberelemente 9 und 12 abgebildet. Jeder Datenpunkt ist das Ergebnis für einen Datensatz. Jeder der Bereiche (A–E) entspricht einer Auslesezelle. In der Regel standen für die Analyse nur fünf Auslesezellen für jedes Absorberelement zur Verfügung.

Wenn man das Signal einer Auslesezelle in verschiedenen Datensätzen vergleicht, ist die Variation des Signals eine obere Abschätzung für den systematischen Fehler der Methode. Zu seiner Bestimmung wurde die Hälfte der Differenz zwischen dem kleinsten und größten Meßwert einer Auslesezelle genommen. Für Absorberelement 9 ergibt sich damit ein systematischer Fehler von 0,25 fC und für Absorberelement 12 ein Fehler von 0,45 fC. Die Fehler der Datenpunkte sind rein statistischer Natur, wobei der Fehler auf den Mittelwert des Rauschens dominiert, da die Anzahl der Ereignisse für die Messung des Rauschens eine Größenordnung kleiner ist als die Anzahl der Myonenereignisse.

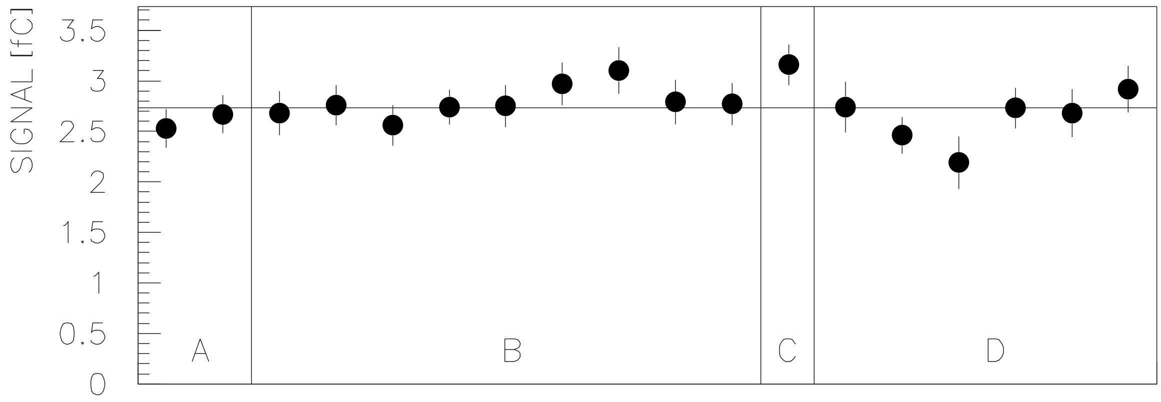

Abbildung 5.1: *Signal* für Absorberelement 9

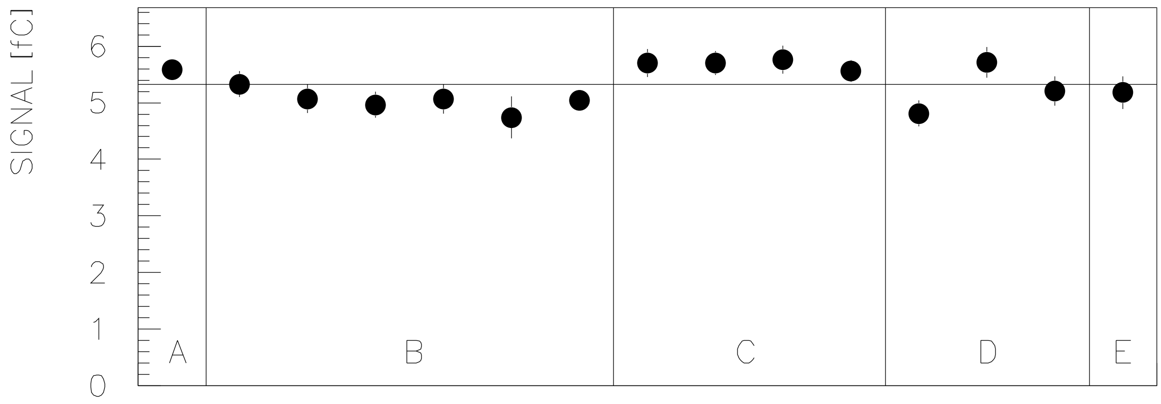

Abbildung 5.2: *Signal* für Absorberelement 12

Vergleicht man das Signal von Absorberelement 9 mit dem von 12, beobachtet man ein deutlich geringeres Signal in Absorberelement 9. Geht man davon aus, daß durch die Hochspannungsprobleme das elektrische Feld in dem Argonspalt zusammmenbricht und daher der betreffende Spalt keinen Beitrag mehr zum Signal der betreffenden Auslesezelle liefern kann, muß ein Absorberelement ohne Hochspannungsprobleme ein höheres Signal aufweisen als eins mit Hochspannungsproblemen. Eine Methode, Hochspannungsprobleme mit Hilfe der Elektrondaten zu lokalisieren und zu korrigieren, ist auch entwickelt worden [23], [26]. Das Ergebnis dieser Analyse war ebenfalls, daß in Absorberelement 9 Hochspannungsprobleme aufgetreten sind und in Absorberelement 12 nicht. Nimmt man die Myondaten für die übrigen Absorberelemente hinzu (hier nicht gezeigt), kann man schließen, daß die Variation des Signals für verschiedene Auslesezellen in demselben Absorberelement klein ist im Vergleich zu dem Unterschied zwischen dem Signal eines Absorberelements ohne und mit Hochspannungsproblemen. Die Daten deuten sogar darauf hin, daß innerhalb der statistischen und

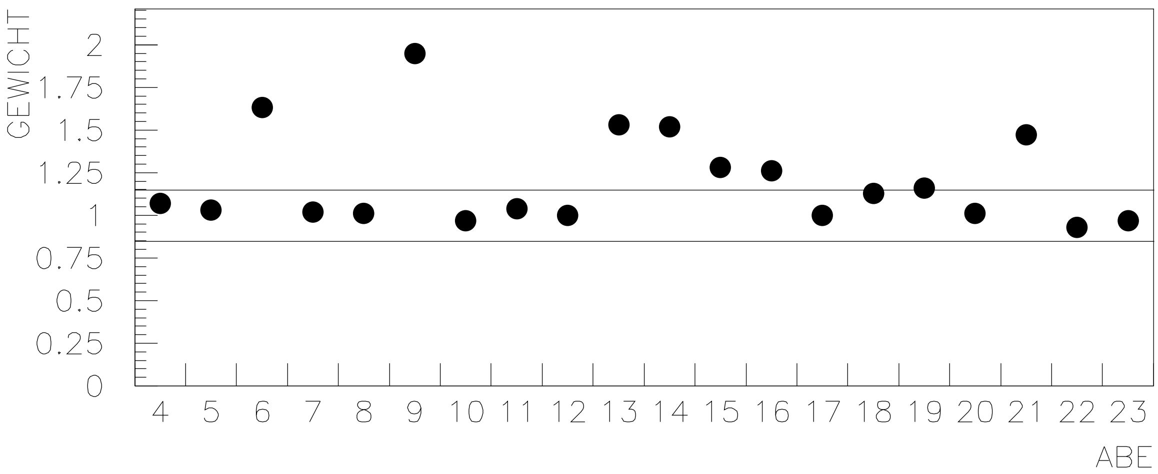

Abbildung 5.3: Gewichte aller Absorberelemente bezogen auf ABE 12

systematischen Fehler das Signal des gesamten Absorberelements im Bereich von $\pm 10\%$ homogen ist.

Es steht nun eine Methode zur Verfügung, die Homogenität des Signals im Bereich kleiner Signale für jede einzelne Auslesezelle zu untersuchen.

5.2 Gewichte

Da die Variation des Signals in einem Absorberelement klein ist im Vergleich zum Unterschied zwischen einem Absorberelement mit und einem ohne Hochspannungsprobleme, werden sich die folgenden Untersuchungen nur noch auf die Absorberelemente und nicht mehr auf einzelne Auslesezellen beziehen. Wenn ein Referenzsignal definiert wird, können Gewichte berechnet werden, die ein Maß dafür sind, wie sehr das betreffende Absorberelement von Hochspannungsproblemen betroffen war. Das Signal für ein Absorberelement wurde durch eine Anpassung mit einer konstanten Funktion ermittelt.

$$Gewicht(b) = Signal(a)/Signal(b)$$

In Abbildung 5.3 sind die resultierenden Gewichte zu sehen, wobei Absorberelement 12 willkürlich als Referenzsignal gewählt wurde. Man beachte, daß die statistischen Fehler auf die Einträge kleiner sind als die Radien der Kreise. Die zwei Linien in der Abbildung geben den Bereich des systematischen Fehlers an. Man sieht deutlich, daß die Absorberelemente 6, 9, 13, 14, 15, 16 und 21 von Hochspannungsproblemen betroffen waren und daß diese Probleme mit Hilfe der entwickelten Methode lokalisiert werden konnten.

Durch die Datenmenge, die für eine Auslesezelle gefordert wurde, ist die Methode zur Bestimmung der Gewichte stabil gegen eine Fehlzuordnung der Drahtkammer zu den Kalorimeterkoordinaten: Verändert man diese Zuordnung um 1 cm, stimmen die resultierenden

Gewichte innerhalb der Fehler weiterhin überein. Man beachte allerdings, daß in diesem Fall die Homogenität innerhalb der Auslesezellen nicht mehr zu beobachten ist.

Eine weitere Fragestellung war, ob man mit Hilfe der Myondaten die Bereiche mit Hochspannungsproblemen schnell lokalisieren kann, d.h. während der Datennahme direkt Aussagen machen kann, ob und welche Absorberelemente betroffen sind. Unter der Voraussetzung, daß die Zuordnung von Vieldrahtproportionalkammerinformation zu den Kalorimeterkoordinaten bekannt ist, kann dies für den Einzelausleseteil des Kalorimeters erfolgen. Da die Daten darauf hinweisen, daß das Signal eines Absorberelements auch beim Auftreten von Hochspannungsproblemen homogen ist, reicht es sogar aus, daß pro Absorberelement nur eine einzige Auslesezelle untersucht wird, die Aufschluß darüber gibt, ob das Absorberelement betroffen ist oder nicht. Man kann daher mit sehr wenigen Datensätzen (ein Datensatz liefert in der Regel Informationen über 16 Absorberelemente), das bedeutet in kurzer Zeit, zu einer Aussage kommen.

5.3 Energieauflösung der Elektronen

In der Elektrondatenanalyse hatte sich herausgestellt, daß die Energieauflösung (σ/E) für Elektronen schlechter war als aufgrund von Simulationen erwartet [26]. Aufgrund der Anordnung der Absorberelemente im TGT Kalorimeter sollte die Energieauflösung für Elektronen außerdem unabhängig vom Ort des Eintritts sein. Wenn aber Hochspannungsprobleme auftreten, die natürlich nicht alle Absorberelemente in der gleichen Art und Weise betreffen, kann es zu einer Positionsabhängigkeit der Energieauflösung kommen.

Daher schließt sich als nächster Untersuchungspunkt die Frage an, ob man mit Hilfe der berechneten Gewichte die Energieauflösung verbessern kann. Zum Studium dieser Frage wurden Datensätze von Elektronen mit einer Energie von 40 GeV benutzt. Die Elektrondaten waren direkt vor den Myondaten aufgenommen worden.

Im Kalorimeter werden Ladungen gemessen. Die Eichung auf die nachgewiesene Energie, d.h. die Bestimmung des Umrechnungsfaktors erfolgt durch die Minimierung der folgenden Gleichung ($\mathrm{d}L/\mathrm{d}c = 0$):

$$L = \sum_{i=1}^{n} (E_i - E_0)^2$$

mit:

$$E_i = c * \sum_{j=1}^{m} Q_{ij}$$

E_0 : nominelle Strahlenergie
n : Anzahl der Ereignisse
Q_{ij} : gemessene Ladung der j–ten Auslesezelle des i–ten Ereignisses
m : Anzahl der Auslesezellen
c : Umrechnungsfaktor (fC$\rightarrow$GeV)

Für jedes inhomogene Kalorimeter muß der Umrechnungsfaktor neu bestimmt werden, da der Anteil der in den aktiven Schichten nachgewiesenen Sekundärteilchen nicht vorher

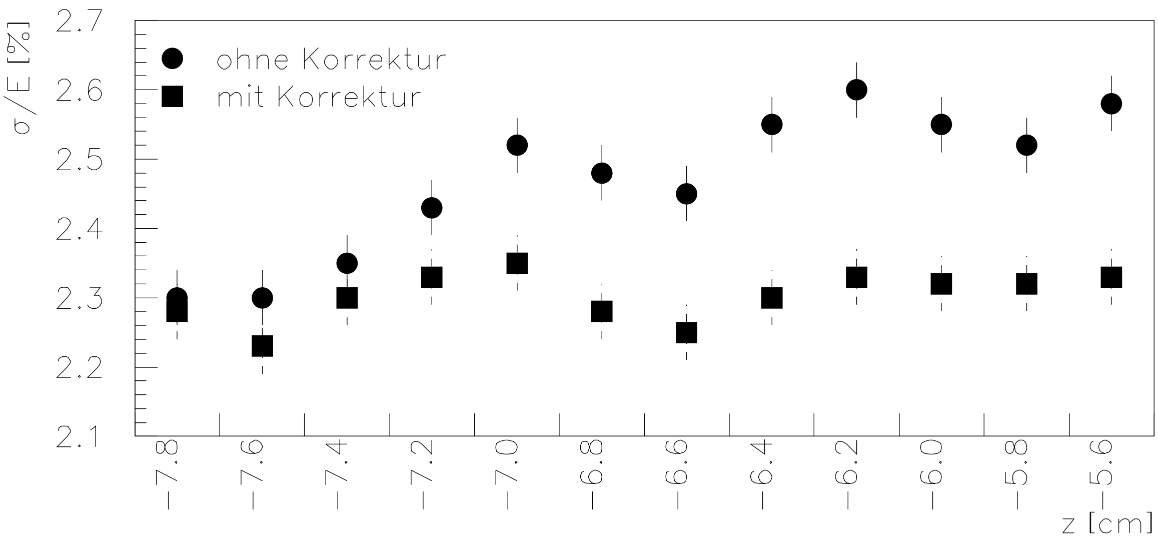

Abbildung 5.4: σ/E mit und ohne Korrektur

bekannt ist. Dieser Umrechnungsfaktor ist in der Regel sogar noch ortsabhängig, da die Teilchen unter unterschiedlichen Winkeln in das Kalorimeter eintreten, denn durch die unterschiedlichen Eintrittswinkel ist auch die effektive Dicke der aktiven und passiven Schichten unterschiedlich groß. Da die Teilchen in das TGT Kalorimeter jedoch immer unter einem festen Winkel von ungefähr 45^0 eintreten, ist der Umrechnungsfaktor bei diesem inhomogenen Kalorimeter nicht ortsabhängig.

Durch einen harten Schnitt gegen Rauschen, Signale kleiner als $4 * \sigma$ (σ: Standardabweichung des Rauschens einer Auslesezelle) wurden weggeschnitten, wurde sichergestellt, daß Rauschen nicht zum Signal beiträgt. Indem man fordert, daß die Energie in der letzten longitudinalen Lage kleiner als 0,5% der Gesamtenergie sein muß, werden nur vollständig absorbierte Schauer selektiert.

Die Messung erfolgte einmal unter Verwendung der unkorrigierten Daten und einmal mit den korrigierten Daten. Die Korrektur wurde angebracht, indem die gemessenen Ladungen mit dem Gewicht des betreffenden Absorberelementes multipliziert wurden, nachdem die oben beschriebenen Schnitte durchgeführt worden waren. Diese Vorgehensweise hat zur Folge, daß sich die resultierenden Verteilungen aus denselben Ereignissen zusammensetzen und sich nur dadurch unterscheiden, daß entweder die Gewichte angewendet worden sind oder nicht.

An die beiden resultierenden Verteilungen wurde iterativ eine Gaußfunktion angepaßt, d.h. zuerst wurde eine Gaußfunktion angepaßt, danach alle Ereignisse außerhalb des Bereichs $E \pm 3\sigma$ (E: Mittelwert der Gaußfunktion) weggeschnitten. In der Regel war nach drei Iterationen (Anpassungen und Schnitten) keine Veränderung der Anpassungsparameter mehr zu beobachten. Das Verhältnis von Standardabweichung zu Mittelwert der Verteilung (σ/E) ist das Maß für die Qualität der Energieauflösung.

In Abbildung 5.4 ist das Ergebnis in Abhängigkeit von der Position des Kryostaten und

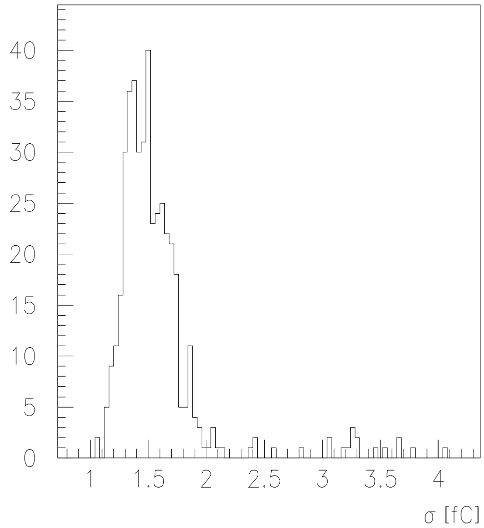

Abbildung 5.5: Verteilung der Standardabweichungen des Rauschens

damit effektiv für verschiedene Eintrittspunkte des Strahls (z) in das Kalorimeter aufgetragen. Die Unterschied zwischen dem ersten und dem letzten Eintrittspunkt betrug 2,2 cm, d.h. mehr als die Breite eines Absorberelements. Dadurch erfolgt die Energiedeposition mit Sicherheit nicht in denselben Auslesezellen.

Die runden Symbole sind das Ergebnis der Messung ohne Korrektur. Die Energieauflösung ist eindeutig ortsabhängig. Das Ergebnis bei Anwendung der Gewichte (quadratische Symbole) zeigt eine deutlich reduzierte Ortsabhängigkeit. Berechnet man jeweils den Mittelwert von σ/E, so liegen die nicht korrigierten Werte in einem Bereich von $\pm 7\%$ um den Mittelwert, die korrigierten Werte in einem Bereich von nur noch $\pm 3\%$. Um die Verbesserung der Homogenität weiter zu quantifiziern wurde an die korrigierten und nicht korrigierten Werte in Abbildung 5.4 jeweils eine Gerade angepaßt. Die Steigung der Geraden sollte im Idealfall, d.h. ohne Hochspannungsprobleme, Null sein. Für die nicht korrigierten Werte betrug die Steigung $(0,13 \pm 0,02)\frac{\%}{\mathrm{cm}}$, für die korrigierten nur noch $(0,02 \pm 0,01)\frac{\%}{\mathrm{cm}}$. Durch die Anwendung der Gewichte, die damit zu Kalibrationskonstanten geworden sind, konnte also eine sehr deutliche Verbesserung der Homogenität der Energieauflösung erreicht werden.

5.4 Signal zu Rauschen

Eine charakteristische Größe für ein Kalorimeter ist das Verhältnis von Signal zu Rauschen. Die Myonen als minimal ionisierende Teilchen können zur Messung dieses Verhältnisses benutzt werden.

Folgende Größe wurde definiert:

$$S/R = (< Myon > - < Rauschen >)/\sigma$$

($< Myon >, < Rauschen >$ sind definiert wie bisher, σ ist die Standardabweichung des Rauschens der betreffenden Auslesezelle)

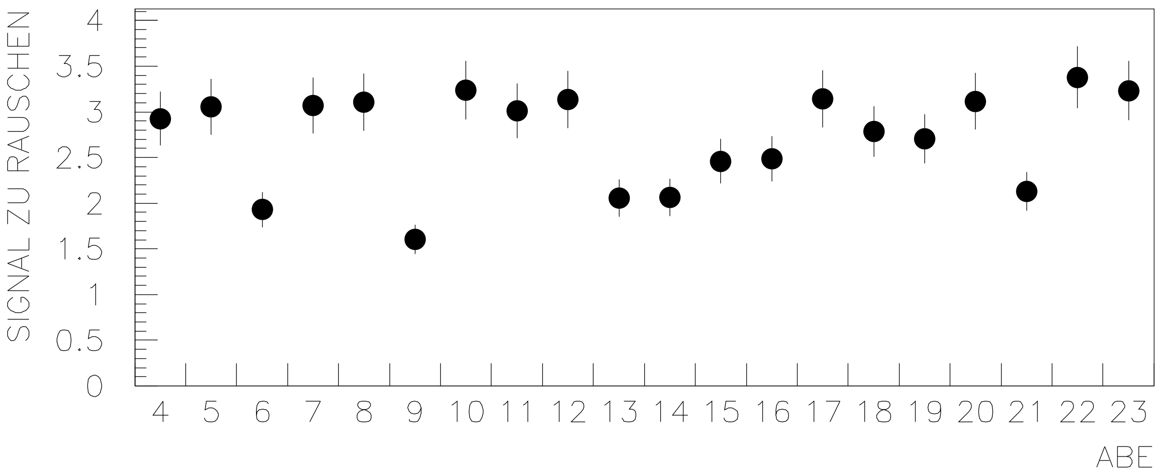

Abbildung 5.6: Signal zu Rauschen mit σ =1,7 fC (statistische und systematische Fehler quadratisch addiert)

Die Verteilung der Standardabweichungen aller Auslesezellen eines Datensatzes ist in Abbildung 5.5 gezeigt. Als erste Näherung wurde S/R, wie schon für das Signal durchgeführt, durch eine Anpassung einer konstanten Funktion für jedes Absorberelement bestimmt. Dabei wurde beobachtet, daß das Verhältnis Signal zu Rauschen für mehrere Absorberelemente größer als 3 ist.

Die Breite der Verteilung der Standardabweichungen ist 0,2 fC bei einem Mittelwert von 1,5 fC. Dies entspricht einer Variation um 13%. In jedem Absorberelement stehen in der Regel nur 15 Datenpunkte zur Berechnung des Signals zur Verfügung. Eine statistische Fluktuation könnte also ungerechtfertigterweise das Verhältnis Signal zu Rauschen verbessert oder verschlechtert haben. Zur Sicherheit wurde die Berechnung auch für einen konstanten Wert des Rauschens durchgeführt, der schlechter als der Mittelwert der Verteilung der Standardabweichungen war (1,7 fC). Abbildung 5.6 zeigt das Ergebnis. Man sieht, daß für die Absorberelemente ohne Hochspannungsprobleme das Verhältnis Signal zu Rauschen weiterhin bei 3 liegt.

5.5 Übersprechen

Wichtig für das Verständnis eines Kalorimeters ist die Untersuchung des Übersprechens, d.h. ob das Signal in einer Zelle ein Signal in einer anderen induziert. Die große Kalibration bietet die Möglichkeit dies für die Leitungen zu tun, jedoch werden die Auslesezellen selber dabei gar nicht ausgelesen. Eine Aussage über das Übersprechen zwischen den einzelnen Kupferplättchen oder zwischen den Leitungen zum Vorverstärker läßt sich dabei nicht machen. Dies läßt sich mit den Myonendaten durchführen.

Die Vorgehensweise ist dabei wie folgt:
Es wurde nur ein schmales Band des Strahles benutzt (0,48 cm). Diejenigen Auslesezellen,

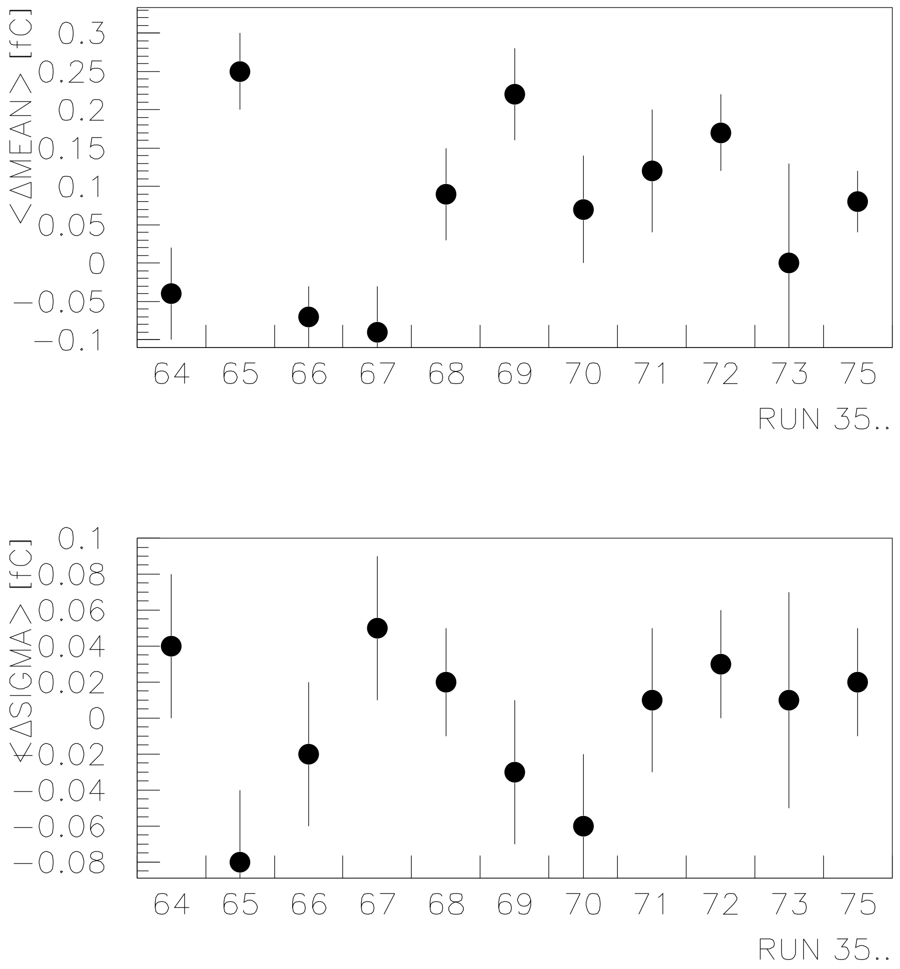

Abbildung 5.7: $<\Delta Mean>, <\Delta Sigma>$ für die nächsten Nachbarn der Myonspur

bei denen man aufgrund einer Geradenextrapolation ein Signal erwartete, wurden aus der Analyse ausgeschlossen.

Als erster Ansatz kann man die Differenz der Mittelwerte des Rauschens und des Signals berechnen und nach einer signifikanten Abweichung suchen. Aufgrund der geringen Datenmenge für die Messung des Rauschens ist der statistische Fehler auf den Mittelwert des Rauschens der limitierende Faktor, so daß eine andere Methode entwickelt werden muß.

Eine Möglichkeit ist, die Form der Verteilungen des Rauschens mit und ohne ein Teilchen im Detektor zu vergleichen. Eine Gaußfunktion wird angepaßt. Wenn die Differenz der Mittelwerte im Mittel positiv ist, hat man damit positives Übersprechen gemessen. Bildet man die Differenz der Standardabweichungen, läßt sich gegebenenfalls eine Formveränderung beobachten.

Die Auslesezellen wurden in zwei Gruppen aufgeteilt:
Die erste Gruppe bestand aus den der nominellen Myonspur benachbarten, die zweite aus

den weiter entfernten Zellen. Für beide Gruppen wurden die folgenden Variablen untersucht:

- $< \Delta Mean >$: Mittelwert der Differenz der Mittelwerte der Verteilungen
- $< \Delta Sigma >$: Mittelwert der Differenz der Standardabweichungen der Verteilungen

Bei der Gruppe der Auslesezellen, die weit von der Spur entfernt war, konnte kein Unterschied beobachtet werden. Betrachtet man Abbildung 5.7, sieht man bei den direkten Nachbarn der Spur für $< \Delta Sigma >$ ebenfalls keine systematische Abweichung, bei $< \Delta Mean >$ allerdings beobachtet man eine systematische Verschiebung des Mittelwertes zum Positiven hin. Eine Anpassung einer konstanten Funktion ergab $(0,07 \pm 0,02)$ fC.

Ein Test des Übersprechens der Leitungen von den Kupferplättchen zu dem Vorverstärker war bereits vor den Teststrahluntersuchungen durchgeführt worden und hatte einen Wert von 1,7% ergeben [27]. Vergleicht man den mit Myonen gemessenen Wert mit dem Signal von Absorberelement 12 (>5 fC), kommt man bei 95% C.L. zu einem Wert von 2,1%. Dieser Wert gibt die obere Grenze für systematisches positives Übersprechen an.

5.6 Position des TGT Kalorimeters

Die bisherigen Untersuchungen basierten auf der Kenntnis der Zuordnung der Daten der Vieldrahtproportionalkammern zu den Koordinaten des TGT Kalorimeters. Unter Verwendung der Myonendaten kann diese Zuordnung mit einer Genauigkeit von etwa zwei Millimetern überprüft werden.

Beobachtet man das Signal einer Auslesezelle in Abhängigkeit von der Drahtkammerinformation, bleibt das Signal konstant, solange alle drei Doppelspalte durchdrungen werden. (Diese Beobachtung ist von H. Frey [28] gemacht worden.) Man bestimmt die Position in der Drahtkammer, bei der das Signal beginnt abzufallen. Gleichzeitig bestimmt man diesen Punkt aus der Anordnung der Absorberelemente in den Koordinaten des Kalorimeters. Dadurch erfolgt die Zuordnung von Kalorimeterkoordinaten und Drahtkammerinformation.

Die Zuordnung wurde in der ersten longitudinalen Lage überprüft. Eine Extrapolation zur zehnten Lage ergab eine Vorhersage für einen bestimmten Wert der Drahtkammer. Die Abweichung zwischen Vorhersage und Messung betrug einen Millimeter. Berücksichtigt man diese Abweichung, ergibt sich als Winkel, unter dem das Kalorimeter zum Strahl stand, $(56{,}2 \pm 0,3)^0$. Durch die Messung dieses Winkels wird ermöglicht, den Spurrekonstruktionsalgorithmus zu bewerten, der im nächsten Kapitel entwickelt werden soll.

Der Vorteil der Bestimmung dieses Winkels mit Myonen liegt darin, daß man mit einem Minimum an Voraussetzungen auskommt, d.h. die Bestimmung konnte ohne die zusätzliche Verwendung von Simulationen aus den Teststrahldaten alleine erfolgen.

Kapitel 6

Spur– und Richtungsrekonstruktion

6.1 Myonen

Im vorigen Kapitel wurden die Myonendaten genutzt, um Aufschluß über die Eigenschaften des TGT Kalorimeters zu erlangen. Ein Kalorimeter dient zwar primär der Energiemessung und nicht der Ortsmessung, jedoch kann man die Segmentierung des Kalorimeters nutzen, um die Spur der Myonen zu rekonstruieren. Die Spurrekonstruktion soll in diesem Kapitel mit den Teststrahldaten und in Simulationen durchgeführt werden.

6.1.1 Teststrahldaten

Die Spurrekonstruktion ist mit Schwierigkeiten verbunden, denn das Verhältnis Signal zu Rauschen beträgt nur bei vollständiger transversaler Durchdringung der Auslesezelle drei, und einige Absorberelemente sind von Hochspannungsproblemen betroffen, die das Signal reduzieren.

Eine Methode, um die Koordinaten einer Spur in einem Detektor zu finden, ist die Gewichtungsmethode [29]. Man bestimmt den Signalschwerpunkt in longitudinalen Lagen:

$$\vec{X}_s = \frac{\sum_{i=1}^{n} Q_i * \vec{X}_i}{\sum_{i=1}^{n} Q_i}$$

$\vec{X}_s$: Koordinate des Ladungsschwerpunktes
$\vec{X}_i$: Koordinate der i–ten Zelle der betreffenden Lage
Q_i : gemessene Ladung der i–ten Zelle der betreffenden Lage
n : Anzahl der Zellen der betreffenden Lage

Durch diese Koordinaten wird die Richtung des Teilchens bestimmt, indem man eine Gerade anpaßt.

Diese Methode wurde für das TGT Kalorimeter adaptiert. Betrachtet man die nominelle Spur eines Myons durch das Kalorimeter, so beobachtet man, daß in jeder Lage, die durch einen festen x–Wert definiert ist (siehe Abbildung 3.1), mindestens zwei und in den vorderen Lagen sogar drei Auslesezellen nominell durchdrungen werden. Damit ergibt sich konsequenterweise, daß die Koordinatenbestimmung für festes x erfolgt. Im besten Fall stehen damit zehn Punkte für die Spurrekonstruktion zur Verfügung. Diese einfache Methode alleine würde nur im Idealfall des rauschfreien Detektors funktionieren. Es müssen also noch zusätzliche Selektionskriterien entwickelt werden. Diese Kriterien wurden dabei so konzipiert, daß sie nicht das vorher bekannte Ergebnis, beispielsweise den zu rekonstruierenden Winkel, vorwegnahmen.

Als optimaler Schnitt gegen Rauschen erwies sich $2*\sigma$. Verwendet man einen niedrigereren Schnitt, wird die Spurrekonstruktion aufgrund des stärker vorhandenen Rauschens erschwert. (Ein Schnitt bei $1,5*\sigma$ führt zu einer Verschlechterung der Winkelauflösung um bis zu 0,2^0.) Ein höherer Schnitt vermindert zwar den Einfluß des Rauschen, jedoch wird auch mehr vom Signal weggeschnitten, so daß weniger Zellen zur Koordinatenbestimmung beitragen. Auch dies führt zu einer Verschlechterung der Winkelauflösung. (Setzt man den Schnitt auf $2,5*\sigma$ führt dies zu einer Verschlechterung der Winkelauflösung um bis zu 0,1^0.)

In jeder der longitudinalen Lagen wurde zuerst nach einer Auslesezelle gesucht, die mindestens eine Nachbarzelle in x– oder z–Richtung mit Signal aufwies. Von diesen Zellen wurde der Ladungsschwerpunkt bestimmt. Wenn in einer Lage eine und nur eine Zelle mit Signal gefunden wurde, wurde diese ebenfalls als Koordinate akzeptiert. Die bisher beschriebenen Kriterien gelten für jeden beliebigen Winkel.

Eintritt und Austritt des Myons in das beziehungsweise aus dem Kalorimeter finden in unterschiedlichen Absorberelementen statt. Diese Tatsache kann man ausnutzen, um die Kriterien zur Spurrekonstruktion noch weiter zu optimieren. Zunächst wurde überprüft, ob sich der aus den bisher akzeptierten Koordinaten rekonstruierte Austrittspunkt von dem Eintrittspunkt um mindestens fünf Absorberelemente unterscheidet (zum Beispiel: Eintrittspunkt in ABE 4 und Austrittspunkt in ABE 24). Für diesen Fall, d.h. für Winkel kleiner als 78^0, wurden die Selektionskriterien noch weiter verfeinert.

Berechnet man die mittlere Änderung der Koordinaten in z–Richtung pro longitudinaler Lage, lassen sich aus dem Vergleich zwischen erwarteter Koordinate und tatsächlicher Koordinate große Abweichungen erkennen, die auf den Einfluß des Rauschens zurückzuführen sind. Die entsprechenden Koordinaten wurden für die endgültige Spurrekonstruktion nicht verwendet. Die zehn möglichen Koordinaten sollten bezüglich ihrer z–Koordinate eine streng monoton steigende Funktion bilden. Koordinaten, die diese Bedingung nicht erfüllen, wurden damit als Rauschen identifiziert.

Wenn nach diesem Schritt zwischen zwei Lagen mit akzeptierten Punkten eine Lage ohne Punkte war, wurde die Verbindungsgerade berechnet, und falls auf der Verbindungsgeraden eine Zelle mit Signal lag, diese ebenfalls als Punkt akzeptiert.

Die bisher geschilderten Schnitte bezogen sich alle auf die z–x Ebene. In der x–y Ebene wurde der Algorithmus ebenfalls optimiert. Wenn sich die Mehrheit der bisherigen Koordinaten in einer bestimmten Ebene befand, wurden Koordinaten außerhalb dieser Ebene, unter der Bedingung, daß in den longitudinalen Lagen vorher und nachher die Koordinaten in der Ebene lagen, nicht weiter verwendet.

Nach diesen Selektionskriterien mußten mindestens sieben Punkte vorhanden sein, damit eine Geradenanpassung durchgeführt wurde.

Eine Gerade wurde den Koordinaten in der z–x Ebene angepaßt [30]. Aus Achsenabschnitt und Steigung wurde der Durchstoßpunkt durch die Stirnseite des Kalorimeters berechnet und auf die Ebene der Vieldrahtproportionalkammern projiziert.

Es ist von Interesse, wie gut die Steigung der Myonspur und der Eintrittspunkt in das Kalorimeter rekonstruiert werden konnten. Daraus ergeben sich zwei Verteilungen, die der Steigung und die der Differenz zwischen berechnetem und gemessenem Durchstoßpunkt. Da das Signal der Myonen klein ist, ist bei der Bewertung des Algorithmus zu berücksichtigen, bei wievielen der Myonen tatsächlich eine Spur rekonstruiert wird. Für eine Bewertung der Resultate sind daher folgende Größen zu untersuchen:

- die rekonstruierte Steigung (ϑ)
- die Standardabweichung der rekonstruierten Steigung (σ_ϑ)
- die Differenz von rekonstruiertem und tatsächlichem Durchstoßpunkt (δz)
- die Standardabweichung der Differenz zwischen rekonstruiertem und tatsächlichem Durchstoßpunkt ($\sigma_{\delta z}$)
- die Nachweiswahrscheinlichkeit

Zur Bestimmung der Mittelwerte und Standardabweichungen wurde an die beiden Verteilungen (Steigung, Durchstoßpunktdifferenz) jeweils eine Gaußfunktion iterativ angepaßt.

In Abbildung 6.1 ist der Mittelwert der Steigungen für verschiedene Eintrittspositionen aufgetragen. Zur Orientierung ist der Mittelwert eingezeichnet. Die Schwankung um den Mittelwert ist kleiner als 0,5%. Man sieht deutlich, daß ein größerer Winkel (im Mittel $56,16^0$) als der nominelle Winkel von 56^0 rekonstruiert wird. Dies ist verträglich mit dem Ergebnis der Winkelmessung aus dem vorigen Kapitel. Zu beachten ist ebenfalls, daß keine positionelle Abhängigkeit zu beobachten ist.

Die Standardabweichung (σ_ϑ) ist in Abbildung 6.2 gezeigt. Der Mittelwert ($\sigma_\vartheta = 1,0^0$) ist zur Orientierung eingezeichnet. Alle Werte liegen in einem Bereich von $\pm 10\%$ um den Mittelwert. Es ist keine Positionsabhängigkeit zu beobachten.

Betrachtet man als nächstes die Differenz zwischen rekonstruiertem und tatsächlichem Eintrittspunkt (Abbildung 6.3), sieht man deutlich eine Tendenz zu positiven Werten: $< \delta z >$=0,14 cm. Fast alle Werte liegen in einem Bereich von 0,2 cm Breite. Im Rahmen der Genauigkeit, mit der der Eintrittspunkt bekannt ist ($\pm$0,2 cm), ist das Ergebnis verträglich mit der Positionsüberprüfung aus dem letzten Kapitel.

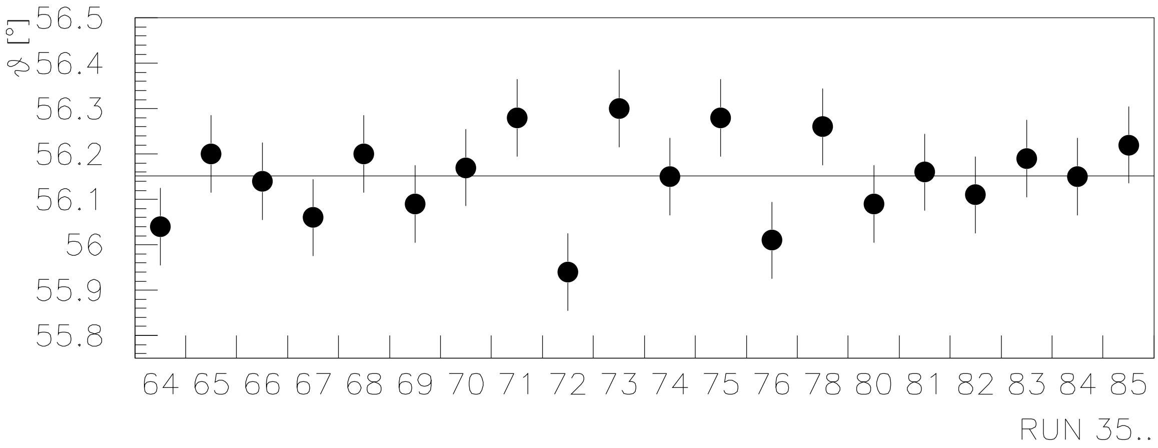

Abbildung 6.1: Mittelwert der Steigung für verschiedene Datensätze (statistische und systematische Fehler quadratisch addiert)

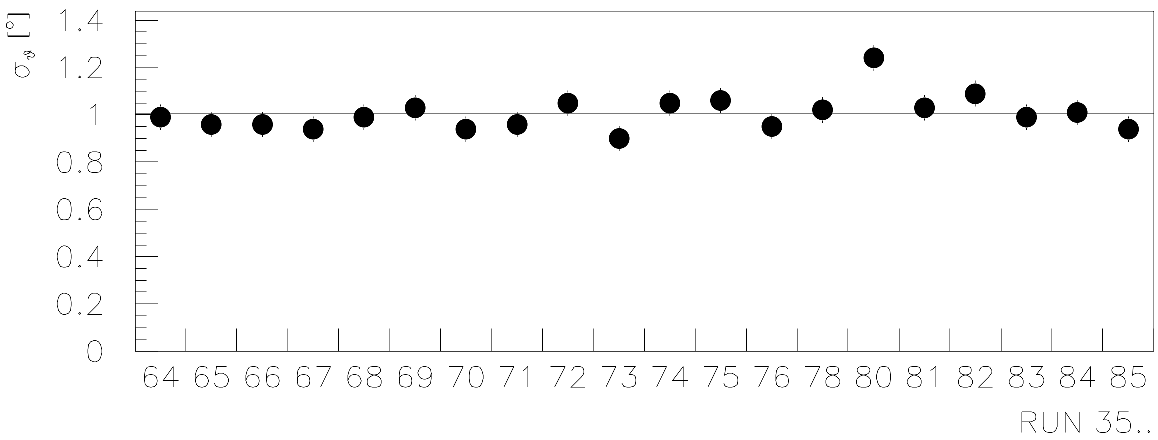

Abbildung 6.2: Standardabweichung der Steigung für verschiedene Datensätze (statistische und systematische Fehler quadratisch addiert)

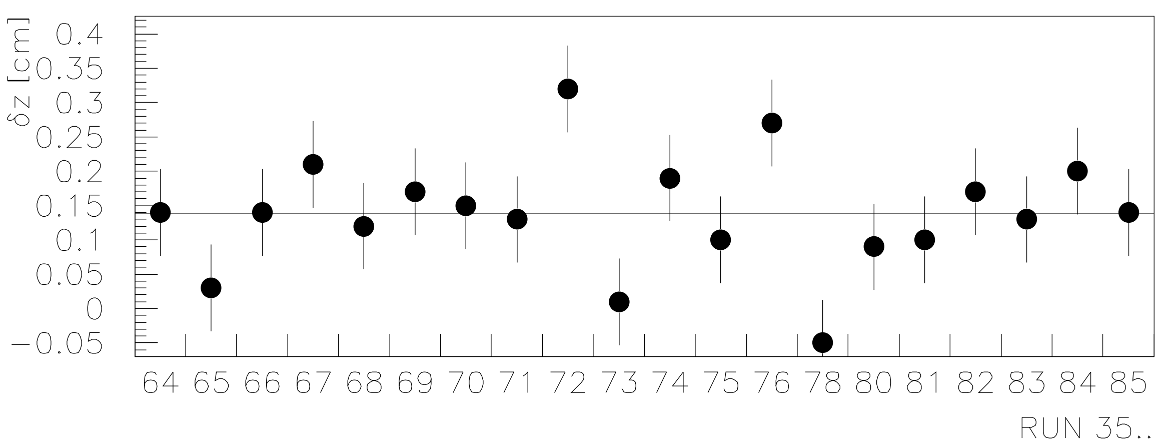

Abbildung 6.3: Mittelwert der Durchstoßpunktdifferenz (statistische und systematische Fehler quadratisch addiert)

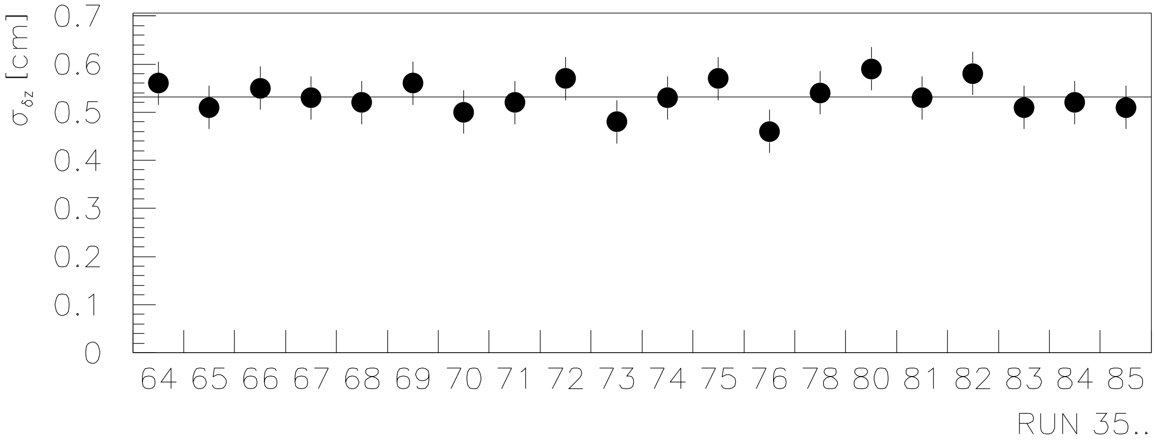

Abbildung 6.4: Standardabweichung der Durchstoßpunktdifferenz (statistische und systematische Fehler quadratisch addiert)

Für die Standardabweichung $\sigma_{\delta z}$ in Abbildung 6.4 ergibt die Bildung des Mittelwertes 0,53 cm. Dies kann man mit der Breite eines Absorberelementes vergleichen (1,65 cm) oder mit der projektiven Zellgröße von 3 cm. Die Ortsauflösung des TGT Kalorimeters für Myonen ist deutlich besser als seine Zellgröße.

Der systematische Fehler auf die Messungen wurde durch Datensätze bestimmt, deren nominelle Position, d.h. Stellung des Kryostaten und Einstellung des B9 Magneten, übereinstimmen. Die maximale Abweichung der Einzelmessung vom Mittelwert der betreffenden Messungen wurde als maximaler systematischer Fehler verwendet. Die systematischen Fehler sind in Tabelle 6.1 aufgeführt. Die in den Abbildungen verwendeten Fehler ergeben sich aus der quadratischen Addition der statistischen und systematischen Fehler.

$\Delta\vartheta^{sys}$	$0{,}08^0$
$\Delta\sigma_{\vartheta}^{sys}$	$0,05^0$
$\Delta\delta z^{sys}$	0,06 cm
$\Delta\sigma_{\delta z^{sys}}$	0,04 cm

Tabelle 6.1: Systematische Fehler

Innerhalb des kombinierten systematischen und statistischen Fehlers stimmen die gemessenen Werte gut überein.

Die Efficiency des entwickelten Algorithmus kann in zwei Schritten studiert werden. Als erstes kann man fragen, bei wievielen der nominell vorhandenen Myonen tatsächlich eine Spur rekonstruiert wurde. Dies ergab im Mittel einen Wert von 85%. Durch die iterative Anpassung der Verteilungen wurde ein kleiner Anteil rekonstruierter Spuren noch zusätzlich ausgeschlossen. Die endgültige Nachweiswahrscheinlichkeit ergab damit im Mittel 82%.

# Koordinaten	Rauschen [%]	Myonen [%]
5	13,5	86,8
6	7,0	86,0
7	1,7	80,4
8	0,4	66,3
9	0,0	44,1
10	0,0	20,4

Tabelle 6.2: Anteil der Spurrekonstruktionen in Rauschereignissen und Myonereignissen in Abhängigkeit von der Anzahl der verlangten Koordinaten

Da das Signal des Myons, wie bereits erwähnt, nur knapp über dem Rauschen liegt, muß als letztes noch untersucht werden, ob wirklich nur Myonenereignisse rekonstruiert wurden, oder ob auch Rauschen zu einer Spur rekonstruiert wurde. Die Abhängigkeit des Anteils der Fehlrekonstruktionen, d.h. der rekonstruierten Rauschereignisse, von der Anzahl der verlangten Koordinaten vor der Anpassung ist in Tabelle 6.2 gezeigt.

1078 Ereignisse zur Messung des Detektorrauschens durch den erweiterten Zufallstrigger standen zur Verfügung. In der gleichen Tabelle ist für einen speziellen Datensatz (Run 3578) die Nachweiswahrscheinlichkeit des Algorithmus aufgetragen. Es ist deutlich zu erkennen, daß der optimale Arbeitspunkt damit bei 7 Koordinaten liegt: Nur 1,7% der Rauschereignisse werden rekonstruiert, 80,4% der Myonereignisse werden rekonstruiert. Wenn man das Rauschen noch weiter unterdrücken möchte, kann man zu einer höheren Anzahl von Koordinaten übergehen, jedoch wird dann die Nachweiswahrscheinlichkeit stark reduziert (bei 8 Punkten um 14 Prozentpunkte).

Der hier vorgestellte Algorithmus arbeitet dreidimensional. Das nominelle Myonsignal ist auf eine vertikale Ebene beschränkt, daher tragen bei einem dreidimensionalen wesentlich mehr Auslesezellen zum Rauschen bei als bei einem zweidimensionalen Algorithmus. Beschränkt man sich auf eine vertikale Ebene, d.h. entwickelt man einen Algorithmus mit ähnlichen Kriterien im Zweidimensionalen, läßt sich daher eine Verbesserung von ungefähr zehn Prozent sowohl in der Winkelauflösung als auch in der Ortsauflösung erreichen. Dieser Algorithmus ist dann von Interesse, wenn aufgrund der experimentellen Situation a priori klar ist, daß die Spur des Myons auf eine Ebene beschränkt war.

6.1.2 Simulationen

Der hohe Aufwand für die Konstruktion eines Detektors in der Hochenergiephysik macht es nötig, bereits vor seiner Fertigstellung einen Anhaltspunkt für seine Leistungsfähigkeit zu haben. Zu diesem Zweck wurde das Softwarepaket GEANT geschrieben [31]. In diesem Paket kann der Detektor aus verschiedenen elementaren Volumina wie Quadern, Kreisscheiben etc. zusammengesetzt werden, die wiederum aus verschiedenen Materialien bestehen können. Danach kann das Verhalten von Teilchen in dem Detektor simuliert werden.

In GEANT wird das Detektorrauschen nicht mitsimuliert. Das Rauschen des Detektors kann durch eine Gaußfunktion beschrieben werden, so daß das Rauschen simuliert werden kann, indem gaußförmig verteilte Zufallszahlen zu der deponierten Energie addiert werden [32].

Der anhand der Daten entwickelte Algorithmus wurde auf das Simulationsprogramm[1] [33] des TGT Kalorimeters übertragen. Das Verhältnis Signal zu Rauschen wurde entsprechend der Messung auf drei eingerichtet (0,46 MeV pro Auslesezelle). Die Hochspannungsprobleme wurden folgendermaßen simuliert:

Zunächst wurde das Signal des Absorberelementes durch das aus den Teststrahldaten gewonnene Gewicht dividiert, Rauschen wurde wie beschrieben simuliert, der Schnitt gegen Rauschen wurde durchgeführt und das Ergebnis wieder mit dem Gewichtsfaktor multipliziert.

Es wurden an 12 verschiedenen Stellen Myonen unter einem Winkel von 56^0 in das Kalorimeter eingeschossen. Die Eintrittspunkte entsprachen ungefähr den Eintrittspunkten in den Teststrahldaten. Nur Auslesezellen, die auch in den Daten instrumentiert waren, wurden für die Analyse verwendet.

In den Abbildungen 6.7, 6.5, 6.8 und 6.6 sind die Ergebnisse dargestellt. Die Fehler sind rein statistischer Natur. Vergleicht man zunächst die Ergebnisse der Standardabweichungen der simulierten Daten mit denen aus den Teststrahlen, beobachtet man, daß die Ergebnisse der Simulationen um ungefähr 20% besser sind ($0{,}78^0$ statt $1{,}0^0$ und 0,43 cm statt 0,53 cm).

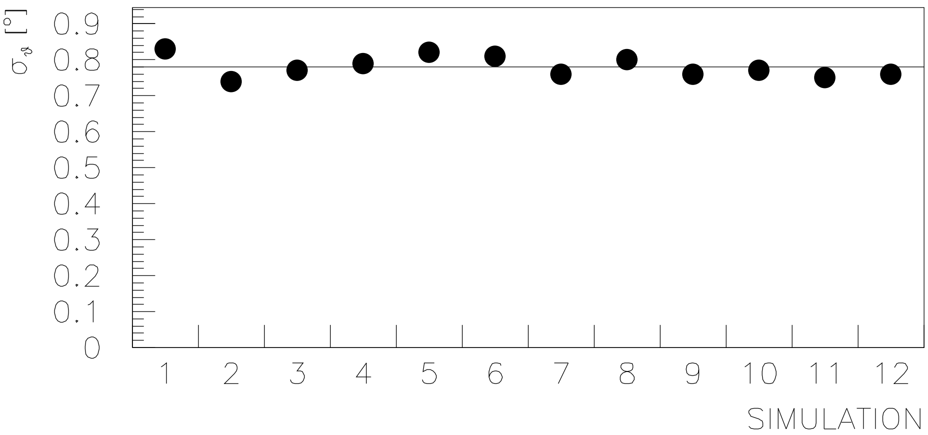

Abbildung 6.5: Standardabweichung der Steigung

Der mittlere rekonstruierte Winkel zeigt in den Simulationen eine systematische Positionsabhängigkeit und ist bis zu $0{,}3^0$ kleiner als der nominelle Winkel. Dadurch bedingt ist der Mittelwert der Durchstoßpunktdifferenz nicht Null, sondern bis zu 0,15 cm groß.

Der systematische Effekt kann in den Teststrahldaten weder bestätigt, noch negiert werden, da die systematischen Fehler zu groß sind. Eine Klärung, ob es sich hierbei um ein Problem im Spuralgorithmus oder um ein Simulationsproblem handelt, ist daher nicht möglich.

[1] Die Geometrie des TGT Kalorimeters wurde im Rahmen von SLUG/DICE von A. Kiryunin und K. Jakobs implementiert.

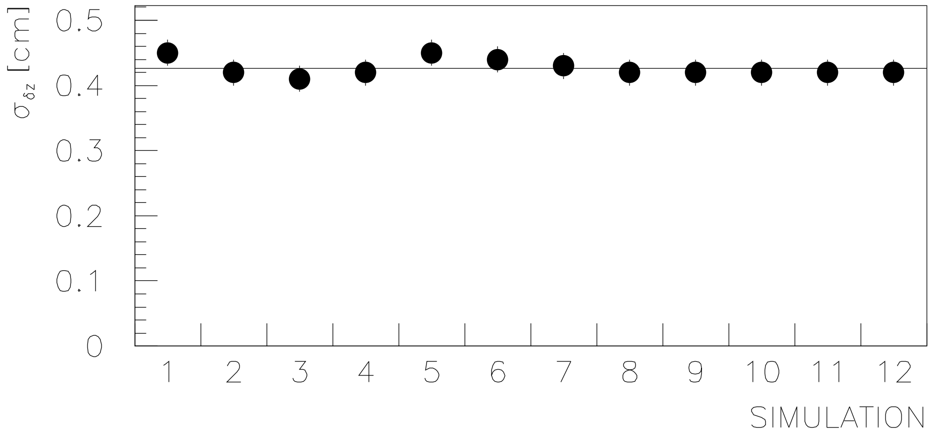

Abbildung 6.6: Standardabweichung der Durchstoßpunktdifferenz

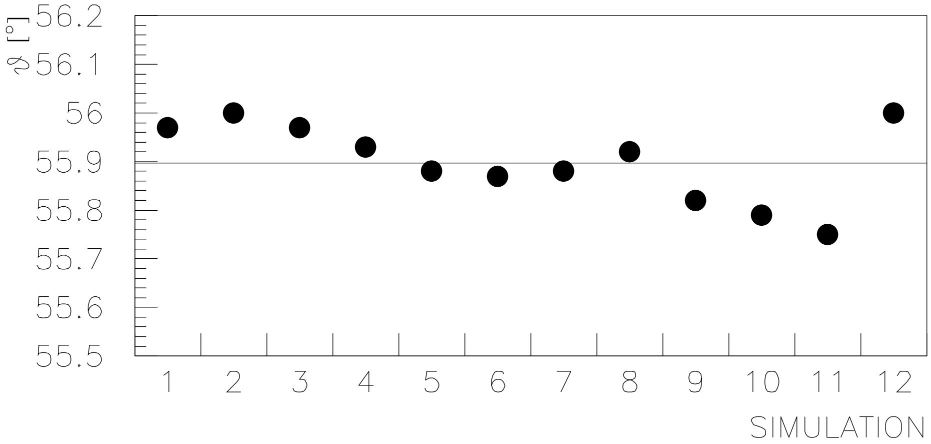

Abbildung 6.7: Steigung

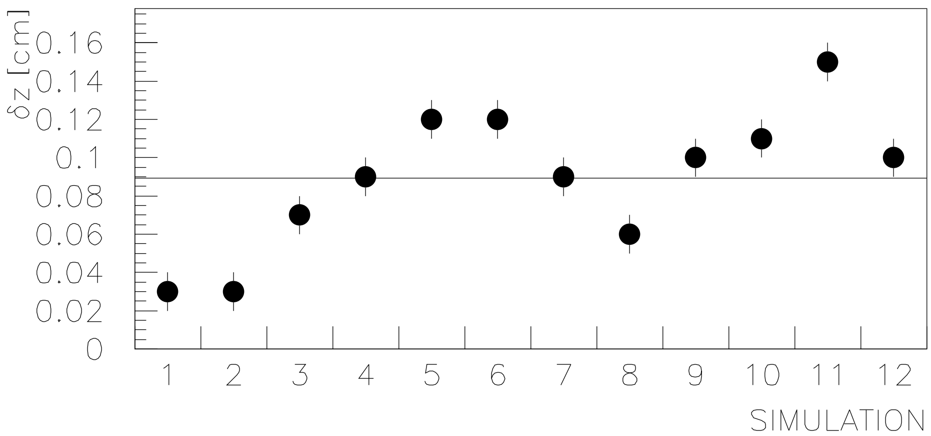

Abbildung 6.8: Durchstoßpunktdifferenz

# Koordinaten	Myonen [%]
5	94,6
6	94,5
7	92,9
8	85,7
9	68,3
10	38,1

Tabelle 6.3: Nachweiswahrscheinlichkeit des Algorithmus in der Simulation

Betrachtet man die Nachweiswahrscheinlichkeiten in Abhängigkeit von der Anzahl der verlangten Koordinaten, die in Tabelle 6.3 für die erste Simulation aufgetragen ist, zeigt sich ebenfalls eine deutliche Abweichung von den Teststrahlergebnissen. Während in den Teststrahldaten die Nachweiswahrscheinlichkeiten einen starken Abfall beim Übergang von 7 auf 8 Punkte aufwiesen, tritt ein vergleichbar großer Abfall hier erst beim Übergang von 8 auf 9 Punkte auf. Der Absolutwert der Nachweiswahrscheinlichkeit ist bei 10 Punkten sogar doppelt so groß wie in den Teststrahldaten.

Führt man die Simulationen ohne die Simulation der Hochspannungsprobleme durch, ergeben sich im Mittel $\sigma_\vartheta = 0,68^0$ und $\sigma_{\delta z}$=0,38 cm. Geht man davon aus, daß die Simulationen das TGT Kalorimeter richtig beschreiben, könnte man daher eine Verbesserung der Myonwinkelauflösung um 30% erwarten, wenn man die Absolutwerte der Simulationen zugrunde legt. Beschränkt man sich darauf, die relative Verbesserung der Winkelauflösung (Simulation mit/ohne Hochspannungsprobleme) zugrunde zu legen, bedeutet dies immer noch, daß eine Verbesserung von mindestens 10% zu erwarten ist.

Um herauszufinden, weshalb die Simulationen von den Ergebnissen der Teststrahldaten abweichen, kann man auch umgekehrt vorgehen und fragen, ob es möglich ist, die Simulationen so zu modifizieren, daß die Teststrahlergebnisse richtig wiedergegeben werden. Dazu gibt es zwei Möglichkeiten. Zuerst wurde folgende Vorgehensweise gewählt: Die Gewichtungsfaktoren wurden mit einer multiplikativen Konstante versehen, die solange variiert wurde, bis die Winkelauflösung in den Simulationen mit der in den Teststrahldaten übereinstimmte, wodurch das Verhältnis von Signal zu Rauschen von 3 erhalten blieb. Es wurde dann überprüft, wie sich die Nachweiswahrscheinlichkeit in den Simulationen verhält. Das Ergebnis ist in Tabelle 6.4 unter (a) gezeigt. Die in den Teststrahldaten erhaltenen Werte stimmen nun gut mit den in der modifizierten Simulation erhaltenen Daten überein. Eine Erhöhung des Gewichtungsfaktors entspricht effektiv einer Veränderung des Schnittes gegen Rauschen um einen entsprechenden Faktor. Der Faktor betrug 1,25, d.h. der Schnitt wäre nur bei $1,5 * \sigma$ gewesen. Die zweite Möglichkeit besteht darin, das Rauschen zu verändern, d.h. zu erhöhen. Das Ergebnis ist in Tabelle 6.4 unter (b) gezeigt. Auch für diese Möglichkeit stimmen die resultierenden Nachweiswahrscheinlichkeiten gut mit den Teststrahlergebnissen überein.

Für beide Möglichkeiten wäre die Schlußfolgerung für die Daten, daß das Rauschen tatsächlich größer ist als es gemessen wurde. Daher müßte es einen Unterschied zwischen den Standardabweichungen des Rauschens, gemessen durch den Zufallstrigger, und des Rauschens während eines Ereignisses geben. Diese Erklärungsmöglichkeit widerspricht dem durchgeführ-

# Koordinaten	(a) Myonen [%]	(b) Myonen [%]
5	88,1	87,9
6	87,1	87,1
7	80,7	80,8
8	66,4	67,2
9	42,6	43,5
10	17,0	17,8

Tabelle 6.4: Nachweiswahrscheinlichkeit in den modifizierten Simulationen, (a): mit multiplikativer Konstanten, (b): Erhöhung des Rauschens

ten Vergleich von Rauschen mit und ohne Ereignis im Kalorimeter: Es konnte keine Veränderung der Standardabweichungen festgestellt werden. Eine Erklärung der Abweichungen ist noch nicht gefunden worden.

Als letztes muß noch überprüft werden, ob der entwickelte Algorithmus unter idealen Bedingungen die bestmögliche Auflösung erreichen kann. Die folgenden Überlegungen sollen als Abschätzung dienen.

Man betrachte dazu das Kalorimeter als Vieldrahtproportionalkammer mit der Zellgröße als Drahtabstand ($\sigma = d/\sqrt{12}$). Da die Berechnung der Ortsauflösung in der Ebene der Drahtkammern erfolgte, muß die projektive Zellgröße von 3 cm verwendet werden. Unter 56^0 durchläuft das Myon ungefähr 20 Absorberelemente. Damit ergibt sich:

$$\sigma = \frac{3\text{cm}}{\sqrt{12}\sqrt{20}} \approx 0,19\text{cm}$$

Das TGT unter idealen Bedingungen, d.h. ohne Hochspannungsprobleme und ohne Rauschen sollte diesen Wert erreichen können. Der Algorithmus wurde daraufhin ohne Hochspannungsprobleme und ohne Rauschen simuliert mit einem Ergebnis von σ =0,20 cm.

6.2 Elektronen

Die Bestimmung der Richtungsauflösung mit der Gewichtungsmethode wurde am TGT Kalorimeter bereits durchgeführt [34]. Hier soll jetzt deshalb ein anderer Algorithmus vorgestellt und auf die Teststrahldaten und Simulationen angewendet werden, der im UA2 Experiment benutzt wurde.

6.2.1 Teststrahldaten

Bei der UA2–Driftkammer wurde das Signal eines Drahtes an beiden Enden ausgelesen und in einem FlashADC–System mit 100 MHz Taktfrequenz digitalisiert. In der Analyse wurde das aufgenommene Spektrum differenziert (Differenzbildung zeitlich benachbarter Signale).

Im differenzierten Spektrum wurde nach dem Maximum gesucht und eine Koordinate durch Gewichtung bestimmt [35].

Für Elektronen bietet die transversale Breite des elektromagnetischen Schauers die Voraussetzung für eine erfolgreiche Anwendung der Methode.

Einige Änderungen müssen jedoch vorgenommen werden. Von der Myonenspurrekonstruktion wurde die Segmentierung in zehn longitudinale Lagen beibehalten. Dies alleine ist jedoch nicht ausreichend. Da die Schauerachse nicht senkrecht zur Koordinatenachse steht, wurde ein falscher Winkel rekonstruiert (58^0 statt 56^0). Wenn man aber zusätzlich noch in x–Richtung, d.h. in jedem Absorberelement, Koordinaten berechnet und in die Geradenanpassung einfügt, kann dieser Effekt reduziert werden.

Eine weitere Vorbereitung ist noch nötig. Die Differentiation kann nur zweidimensional erfolgen, daher wurden für festes x und z alle Auslesezellen in y–Richtung aufsummiert.

Der Schnitt gegen Rauschen betrug wie bei der Messung der Energieauflösung $4 * \sigma$, so daß sichergestellt war, daß das Rauschen nicht zum Signal beiträgt.

Danach kann die Rekonstruktion beginnen. In jedem Absorberelement und in jeder longitudinalen Lage wurde das absolute Maximum bestimmt. Danach wurde der Differenzenquotient mit den beiden direkten Nachbarzellen bestimmt. Sein Wert wurde jeweils auf die Mitte zwischen beide Zellen gesetzt. Aus diesen beiden Punkten wurde der Nulldurchgang des differenzierten Signals berechnet. Dieses Verfahren wurde nur durchgeführt, wenn alle drei Zellen existierten, d.h. beispielsweise wenn das Maximum für ein bestimmtes Absorberelement in der ersten longitudinalen Lage war, wurde keine Koordinaten berechnet.

Auch bei diesem Algorithmus wurden die Selektionskriterien weiter verfeinert. Für die in den longitudinalen Lagen gewonnenen Punkte wurden die gleichen Schnitte zur Erkennung des Rauschens angewendet wie bei der Spurrekonstruktion der Myonen (Differenz zwischen Eintritts– und Austrittspunkt mindestens fünf Absorberelemente, die Koordinaten sollen bezüglich ihrer z–Achse eine streng monoton steigende Funktion bilden). Für die zusätzlich noch zur Verfügung stehenden Punkte, die in den Absorberelementen bestimmt wurden, ergab sich als logische Fortsetzung der Kriterien, daß sie bezüglich ihrer x–Koordinaten eine monoton steigende Funktion bilden müssen.

Die analysierten Elektrondaten sind in der Strahlzeit im November 1993 aufgenommen worden. Dabei ist auch der Streifendetektor in Betrieb gewesen. Um die Ortsauflösung in der z–x Ebene zu verbessern, wurden die in x–Richtung segmentierten Streifen verwendet (siehe Kapitel 3).

Die Methode zur Bestimmung der Koordinaten wurde für den Streifendetektor auf jedes der drei Absorberelemente separat angewendet, d.h. der Streifen mit der größten Ladung wurde bestimmt und, falls die jeweils benachbarten Zellen existierten, die Koordinate bestimmt. Diese drei Punkte sollten ebenfalls bezüglich ihrer x–Koordinate eine streng monoton steigende Funktion bilden.

Insgesamt stehen damit potentiell 39 Punkte (3 aus dem Streifendetektor, 10 aus den longitudinalen Lagen, 26 aus den Absorberelementen des Einzelausleseteils des Kalorimeters) zur Richtungsbestimmung zur Verfügung.

E [GeV]	ϑ [^{0}]	σ_ϑ [^{0}]	$\sigma_{\delta z}$ [cm]	ϑ [^{0}]	σ_ϑ [^{0}]	$\sigma_{\delta z}$ [cm]
	Ohne Streifendetektor			Mit Streifendetektor		
20	56,33±0,02	0,93±0,02	0,228±0,004	56,43±0,02	0,82±0,01	0,176±0,003
40	56,28±0,01	0,68±0,01	0,164±0,003	56,36±0,01	0,59±0,01	0,128±0,001
40	56,29±0,01	0,70±0,01	0,192±0,003	56,38±0,01	0,59±0,01	0,131±0,002
80	56,17±0,01	0,46±0,01	0,164±0,003	56,25±0,01	0,39±0,01	0,102±0,002

Tabelle 6.5: Orts– und Winkelauflösung in den Teststrahldaten

Die Punkte wurden mit der Ladung gewichtet, und die höchste Ladung wurde auf eins normiert. Dies wurde separat für den Streifendetektor durchgeführt. In den größeren Zellen wird mehr Ladung nachgewiesen als im Streifendetektor. Die Ortsangabe für den Streifendetektor ist aber wesentlich genauer. Mit der beschriebenen Methode wird dies berücksichtigt.

Die Untersuchung einer systematischen Verschiebung konnte für die Elektrondaten nicht durchgeführt werden, denn für November 1993 liegt die Zuordnung von Vieldrahtproportionalkammer und Kalorimeterkoordinaten noch nicht vor, ebenso konnte der Winkel, unter dem das Kalorimeter zum Strahl stand, noch nicht überprüft werden, da keine Datensätze mit Myonen im November 1993 aufgenommen worden sind. Daher sind in Tabelle 6.5 nur die Ergebnisse für die relative Orts– und Winkelauflösung und der Elektronen verschiedener Energien aufgetragen sowohl mit als auch ohne Verwendung des Streifendetektors. Der Mittelwert der Steigung ist nur zum späteren Vergleich mit den Ergebnissen der Simulationen aufgetragen.

Durch den Einsatz des Streifendetektors wird die Winkelauflösung des Kalorimeters für alle drei Energien um 12% bis 15% verbessert. Da sich der Streifendetektor in der zweiten longitudinalen Lage befindet, wird die Ortsauflösung, d.h. in diesem Fall die Bestimmung des Eintrittspunktes des Elektrons in das Kalorimeter, sogar noch wesentlich mehr beeinflußt. Im Vergleich ergibt sich eine Verbesserung zwischen 20% (für 20 GeV) und 38% (für 80 GeV). Die Daten zeigen wieder eine deutliche Tendenz zu größeren Winkeln (bis zu 0,4^0).

Die Gewichtungsmethode zur Richtungsrekonstruktion von Elektronen liefert bessere Ergebnisse [34]. Der Schwachpunkt der hier vorgestellten Methode ist die willkürliche Positionierung des Differenzenquotienten auf die Mitte der Verbindungsstrecke zwischen den beiden Zellmitten. Nur wenn die Abstände zwischen den benachbarten Zellen infinitesimal klein wären, wäre der Differenzenquotient gleich dem Differentialquotienten. Der Fehler auf die Koordinate kann damit so groß werden wie die Zellgröße.

6.2.2 Simulationen

Datensätze mit 20, 40 und 80 GeV wurden simuliert, deren nominelle Spur ungefähr durch die Mitte des Streifendetektors ging. Dies entspricht ungefähr der Position, bei der auch die analysierten Teststrahldaten aufgenommen worden sind.

Entsprechend den Daten wurden die Schnitte in den Simulationen angewandt. Das Rauschen des Streifendetektors wurde aus den Teststrahldaten extrapoliert: Im Mittel betrug es 0,8 fC für einen Streifen. Daraus folgt für die Simulation (1,5 fC entsprachen 0,46 MeV) ein Rauschen von 0,25 MeV für einen Streifen.

Das Ergebnis ist in Tabelle 6.6 ohne Verwendung des Streifendetektors und in Tabelle 6.7 unter Verwendung des Streifendetektors gezeigt.

E [GeV]	ϑ [^{0}]	σ_ϑ [^{0}]	δz	$\sigma_{\delta z}$ [cm]
20	56,28±0,02	0,89±0,02	0,01±0,01	0,268±0,004
40	56,28±0,02	0,68±0,01	-0,01±0,01	0,222±0,003
80	56,33±0,01	0,52±0,01	-0,04±0,01	0,200±0,003

Tabelle 6.6: Orts– und Winkelauflösung in den Simulationen ohne Verwendung des Streifendetektors

E [GeV]	ϑ [^{0}]	σ_ϑ [^{0}]	δz	$\sigma_{\delta z}$ [cm]
20	56,29±0,02	0,73±0,01	0,012±0,004	0,186±0,003
40	56,26±0,01	0,51±0,01	-0,003±0,003	0,150±0,002
80	56,30±0,01	0,39±0,01	-0,024±0,003	0,133±0,002

Tabelle 6.7: Orts– und Winkelauflösung in den Simulationen unter Verwendung des Streifendetektors

Zunächst sollen diese beiden Simulationsergebnisse miteinander verglichen werden. Der mittlere rekonstruierte Winkel und die mittlere Durchstoßpunktdifferenz stimmen innerhalb der Fehler gut überein. Durch die Verwendung des Streifendetektors ist eine deutliche Verbesserung der Orts– und Winkelauflösung zu beobachten. In der Ortsauflösung liegt diese Verbesserung zwischen 20% und 35% und in der Winkelauflösung zwischen 20% und 25%.

Der Mittelwert der Durchstoßpunktdifferenz weicht sowohl in der Simulation mit als auch ohne den Streifendetektor um weniger als 0,03 cm von Null ab.

Vergleicht man die Ergebnisse der Simulationen mit Streifendetektor mit den Ergebnissen der Messungen im Teststrahl, ergibt sich ein unterschiedliches Bild für die drei Energien. Die Winkelauflösung stimmt für 80 GeV hervorragend überein, für 20 und 40 GeV ist die in den Simulationen gemessene Auflösung um bis zu 20% besser. Betrachtet man die Ortsauflösung, so ist das Ergebnis in den Teststrahldaten systematisch besser als in den Simulationen. Die Abweichungen betragen jedoch im ungünstigsten Fall nur 0,03 cm.

In den Simulationen zeigt sich aber, daß der Mittelwert des rekonstruierten Winkels größer ist als der tatsächliche Winkel, unabhängig davon, ob der Streifendetektor verwendet wurde oder nicht. Man könnte sich nun damit zufrieden geben und diese Abweichung als systematischen Fehler ($0{,}3^0$) verwenden. Wenn man die in den Absorberelementen gewonnenen

Koordinaten jedoch stärker gewichtet als die in den longitudinalen Lagen und im Streifendetektor gewonnenen, kann man diesen systematischen Fehler noch weiter verringern.

Der Gewichtungsfaktor wurde aus dem 40 GeV Datensatz gewonnen, indem gefordert wurde, daß nach der Gewichtung der nominelle Winkel im Mittel korrekt reproduziert wurde. Dieser Gewichtungsfaktor wurde auf die anderen beiden Datensätze ebenfalls angewendet. Durch diese Methode wird zwar der systematische Fehler auf die Bestimmung der Eintrittsposition (Mittelwert der Durchstoßpunktdifferenz) auf bis zu 0,08 cm vergrößert, aber der systematische Fehler auf die Winkelrekonstruktion kann auf $0{,}1^0$ vermindert werden, ohne daß σ_ϑ und σ_{δ_z} dadurch verschlechtert werden.

Kapitel 7

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden die 1993 aufgenommenen Myon– und Elektrondaten des TGT Kalorimeters analysiert. Eine Methode wurde entwickelt, die es ermöglicht, mit Hilfe von Myonen Bereiche mit Hochspannungsproblemen zu lokalisieren. Es konnte gezeigt werden, daß innerhalb der statistischen und systematischen Fehler das Signal nicht nur für Auslesezellen, sondern auch für alle Auslesezellen eines Absorberelementes homogen ist. Die Homogenität des Signals wurde genutzt, um Gewichtsfaktoren zu bestimmen, aus denen zu erkennen war, wo Hochspannungsprobleme aufgetreten sind. Die Gewichtsfaktoren konnten außerdem als Kalibrationskonstanten benutzt werden, um die aufgetretene, aber nicht erwartete Positionsabhängigkeit der Energieauflösung der Elektronen zu verringern.

Ein weiterer Untersuchungspunkt war das Verhältnis Signal zu Rauschen. Die Analyse ergab einen Wert von mindestens 3. Eine Methode wurde entwickelt, mit Hilfe der Myondaten das Übersprechen auf Zellebene zu untersuchen. Hier konnte als obere Grenze der Wert 2,1% bei 95% C.L. bestimmt werden.

Für einen späteren Einsatz des Kalorimeters ist es wichtig und interessant zu überprüfen, ob das Kalorimeter Informationen zur Spurrekonstruktion von Myonen liefern kann. Aus diesem Grund wurde ein Algorithmus entwickelt, der auf der Basis der Gewichtungsmethode die Spur der Myonen im Kalorimeter alleine rekonstruieren sollte. Das Verhältnis Signal zu Rauschen betrug jedoch nur dann 3, wenn keine Hochspannungsprobleme aufgetreten waren und die betreffende Auslesezelle voll durchdrungen worden war. Trotz dieser Schwierigkeiten konnte für die Myonspur bei einer Nachweiswahrscheinlichkeit von 82% eine Ortsauflösung (im Mittel) von $\sigma_{\delta z}$ = 0,53 cm erreicht werden. Dies ist deutlich besser als die effektive Zellgröße von 3 cm (transversal zur Strahlachse). In der Winkelauflösung konnte im Mittel ein Wert von $1{,}0^0$ erreicht werden. Der entwickelte Algorithmus wurde auch auf das Simulationsprogramm des Kalorimeters übertragen. Die Simulationen mit Hochspannungsproblemen ergaben im Mittel einen Wert von 0,43 cm für die Ortsauflösung und $0{,}78^0$ für die Winkelauflösung. Dies ist ungefähr 20% besser als die Teststrahlergebnisse. Geht man davon aus, daß das Verhalten des Kalorimeters in der Simulation richtig beschrieben wird, kann ohne Hochspannungsprobleme sogar eine Verbesserung um 30% erreicht werden. Der Algorithmus war dreidimensional ausgelegt. Beschränkt man ihn auf zwei Dimensionen, kann eine Verbesserung der Auflösung um ungefähr 10% erreicht werden. Eine Abschätzung des

Kalorimeters als Vieldrahtproportionalkammer liefert einen Anhaltspunkt für die Qualität des Algorithmus, wenn man das Ergebnis (0,19 cm) mit der Simulation eines idealen Detektors (ohne Hochspannungsprobleme und Rauschen) vergleicht. Der entwickelte Algorithmus liefert unter diesen Bedingungen eine Ortsauflösung von 0,20 cm.

Für die Richtungsrekonstruktion von Elektronen wurde eine Adaption einer Driftkammermethode vorgestellt. Vergleicht man die Winkelauflösung in den Teststrahldaten mit der in den Simulationen, stimmen die Werte für 80 GeV sehr gut überein, für 20 GeV und 40 GeV sind die Simulationen um ungefähr 20% besser. Durch die Verwendung des Streifendetektors konnte eine Verbesserung von bis zu 38% in der Ortsauflösung erzielt werden. Die Bestimmung des Eintrittspunktes des Elektrons in das Kalorimeter ergab für 20 GeV 0,18 cm, 40 GeV 0,13 cm und 80 GeV 0,10 cm. Die Abweichungen von den Simulationen betragen im ungünstigsten Fall nur 0,03 cm.

Die für die Analyse der 1993 im Einzelausleseteil des Detektors aufgenommenen Teststrahldaten entwickelten Methoden können auch für den Aufbau 1994 verwendet werden, bei dem die neue (schnelle) Elektronik eingebaut werden wird, und es nur noch den summierten Ausleseteil geben wird.

Aufgrund der Veränderungen wird das Verhältnis von Signal zu Rauschen neu zu messen sein. Für die Messung dieser Größe für den Streifendetektor ist wegen der geringen Größe der Streifen die genaue Kenntnis der Zuordnung von Vieldrahtproportionalkammerinformation und Kalorimeterkoordinaten wichtig. Für diejenigen Auslesekanäle, bei denen Auslesezellen auch longitudinal aufsummiert werden, muß jedoch eine neue Definition der Größe *Signal* gefunden werden, da nicht alle einzelnen Zellen in voller Breite durchdrungen werden können. Es ist auch zu beachten, daß bei Auslesekanälen, bei denen nur zwei Auslesezellen in z–Richtung zusammengefaßt werden, wenn man deren volle Durchdringung fordert, die zur Verfügung stehende Datenmenge reduziert wird. Von den Eintittspunkten her betrachtet bedeutet dies, daß auf 3 cm auf der z–Achse, bei denen keine volle Durchdringung erfolgt, ungefähr 0,6 cm mit voller Durchdringung kommen. Ideal wäre daher ein feiner z–Scan (Schrittweite: 0,2 cm) mit hoher Statistik. Der Fehler auf das *Signal* war dominiert durch den statistischen Fehler des erweiterten Zufallstriggers. In den neuen Messungen wird deshalb die Anzahl dieser Trigger erhöht werden. Die Messung des Übersprechens ist für den neuen Aufbau übertragbar. Auch auf diesem Gebiet ist es interessant, das Verhalten des Streifendetektors unter Verwendung von Myonen genauer zu untersuchen.

Literaturverzeichnis

[1] P.W. Higgs : Broken Symmetries, massless Particles and Gauge Fields, Phys. Lett. 12 (1964) 132
P.W. Higgs : Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 508
T.W. Kibble : Symmetry Breaking in Non–Abelian Gauge Theories, Phys. Rev. 155 (1967) 1554

[2] Die CDF Kollaboration : Evidence for top quark production in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s}$ =1,8 TeV FERMILAB–PUB–94–097–E (1994)

[3] Die L3 Kollaboration : A Search for the Neutral Higgs Boson at LEP, Phys. Lett. B303 (1993) 391
Die ALEPH Kollaboration : Search for the Standard Modell Higgs Boson, Phys. Lett. B313 (1993) 391
Die OPAL Kollaboration : Search for the Minimal Standard Modell Higgs Boson, Phys. Lett. B327 (1994) 397
Die DELPHI Kollaboration : Search for the Standard Modell Higgs Boson in Z^0 Decays, Nucl. Phys. B421 (1994) 3

[4] O. Nachtmann : Phänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik, Vieweg–Verlag (1986)

[5] G. Jarlskog, D. Rein : Large Hadron Collider Workshop, CERN Report CERN 90–10, ECFA 90–133

[6] C. Berger et al. (Aachen, CERN, Dubna, Heidelberg, Kosice, München, Protvino Kollaboration): Study of a Novel Concept for a Liquid Argon Calorimeter CERN/DRDC 93–2 (1993)

[7] Die ATLAS Kollaboration : Letter of Intent, CERN/LHCC/92–4 (1992)

[8] K. Kleinknecht : Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner Studienbücher (1992)

[9] S. Peters : Die parametrisierte Simulation elektromagnetischer Schauer, Doktorarbeit MPI–PhE/92–13 (1992)

[10] C.W. Fabjan, R. Wigmans : Energy measurement of elementary particles, Rep. Prog. Phys. 52 (1989) 1519
zitiert in : M. Flieser: Diplomarbeit MPI–PhE/92–08 (1992)

[11] W. Lohmann, R. Kopp und R. Voss : Energy loss of muons in the energy range 1–10000 GeV, CERN 85–03 (1985)

[12] W.R. Leo : Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer–Verlag (1987)

[13] P.B. Cushman : Electromagnetic and Hadronic Calorimeters, in: Instrumentation in High Energy Physics, Editor: F. Sauli, World scientific publishing (1992)

[14] Die H1 Kalorimeter Gruppe : Electron/Pion Separation with the H1 Liquid Argon Calorimeters, Nucl. Instr. and Meth. A344 (1994) 492

[15] W. Heitler : Quantum theory of radiation, second edition, Oxford University Press (1944)
zitiert in [9]

[16] M. Aderholz et al. : Expected Performance of the TGT Calorimeter, MPI–München: TGT Note–27 (1993)

[17] Die H1 Kalorimeter Gruppe : The H1 Liquid Argon Calorimeter System, Nucl. Instr. and Meth. A336 (1993) 460

[18] W.J. Willis, V. Radeka : Liquid Ionization Chambers as Total Absorption Detectors Nucl. Instr. and Meth. 120 (1974) 221

[19] J. Ban, H. Brettel : Ga–As front–end electronics for the TGT calorimeter, MPI–München: TGT Note–11 (1993)

[20] H. Brettel, A. Osthoff : The GaAs preamplifier prototype for the TGT, MPI–München: TGT Note–10 (1993)

[21] A. Dannenmann : Aufbau und Test von Szintillationszählern mit hoher Zeitauflösung, Universität Heidelberg, Staatsexamensarbeit, TGT Note–53 (1994)

[22] D. Horelick, R.S. Larsen : CAMAC : A Modular Standard, IEEE Spectrum (1976)

[23] C. Berger et al. (Aachen, CERN, Dubna, Heidelberg, Kosice, München, Protvino Kollaboration): RD33 Status Report CERN/DRDC 94–8 (1994)

[24] E. Geulig : FIX.FORTRAN, ein Programm zur Berechnung der Positionen der Fixierungen der Absorberelemente des TGT (1993)

[25] W.T. Eadie, D. Drijard, F.E. James, M. Roos, B. Sadoulet : Statistical Methods in Experimental Physics, North Holland Publishing Company (1971)

[26] A. Kiryunin : Private Mitteilung bei einem Vortrag in Heidelberg, 11.11.1993

[27] J. Ban : Private Mitteilung bei einem Vortrag in München, 24.06.1994

[28] H. Frey : Private Mitteilung bei einem Vortrag in München, 17.12.1993

[29] G.A. Akopdjanov et al. : Determination of Photon Coordinates in a Hodoscope Cherenkov Spectrometer, Nucl. Instr. and Meth. 140 (1977) 441

[30] M. Metcalf : Least–Squares Fit to Straight Line, CERN Program Library E250 (1977)

[31] R. Brun et al. : GEANT3, CERN Program Library W5013 (1993)

[32] J. Hadberg : Pair of Random Numbers in Normal Distribution, CERN Program Library V102 (1968)

[33] A. DellÁqua, B. DeWolf, M. Nessi : The SLUG/DICE program, Proceedings Monte Carlo 91 Conference, Amsterdam (1991)

[34] C. Berger et al. (Aachen, CERN, Dubna, Heidelberg, Kosice, München, Protvino Kollaboration): Study of a TGT Liquid Argon Calorimeter (in Vorbereitung, soll in Nucl. Instr. and Meth. veröffentlicht werden)

[35] K. Jakobs : Untersuchung der Produktionseigenschaften der W– und Z–Bosonen in $p\bar{p}$–Kollisionen und Vergleich mit QCD–Modellen, Doktorarbeit HD–IHEP–88–04 (1988)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. Putzer danke ich für die gute Betreuung und anregende Gespräche während der Arbeit. Bei Herrn Prof. Dr. Tittel bedanke ich mich für die Aufnahme am Institut und seine Bereitschaft, die Aufgabe des Zweitkorrektors zu übernehmen.

Viele hilfreiche, nützliche und geduldige Anregungen von Herrn Dr. Wunsch haben sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen, dafür bedanke ich mich. Hasko Stenzel danke ich für sein Interesse am Fortgang der Arbeit und seine Erläuterungen zum Versuchsaufbau.

Gerrit Graefe danke ich für Beratung und Hilfe in allen Computerfragen und Joachim Janoth für die Einweisung auf den Scanner. Dr. Stefan Werner, Joachim Sommer, Ursula Becker, Gerret Hansper und Markus Schmidt sei für ihr Interesse und ihre Bereitschaft zur Diskussion über die Arbeit gedankt.

Bei allen Mitgliedern der RD33–Kollaboration, besonders bei Herrn Dr. Schacht und Herrn Dr. Kiryunin, bedanke ich mich für die Unterstützung und die lebhaften Diskussionen.

Dank sagen möchte ich allen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern des Instituts für die angenehme Arbeitsatmosphäre.

Zu danken ist auch dem Cusanuswerk für die ideelle und finanzielle Förderung.

Meinen Eltern danke ich für ihre Unterstützung in jeder Hinsicht.

Bei Beate Vondenbusch und Herrn Dr. Stiewe bedanke ich mich für die Quellensuche (Platon). Monika Lehmann möchte ich für das Korrekturlesen des Manuskripts danken.