Bau und Test eines Null-Grad-Kalorimeters für RHIC

Diplomarbeit
vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe–Universität
in Frankfurt am Main

von

Clemens Adler

aus Leonberg

Frankfurt am Main 1998

Zusammenfassung

Die Stoßparameterbestimmung, an den zur Zeit im Bau befindlichen bzw. geplanten Schwerionen-*Collidern* **RHIC** und **LHC** ist nicht mehr wie bei Experimenten mit festem *Target* über die Messung der Summe aller Spektatoren möglich. Am einfachsten sind die neutralen Spektatoren (Neutronen) nachzuweisen. Diese enden bei **RHIC** jedoch in einem Bereich zwischen den zwei Strahlrohren, der die Größe eines Detektors auf 10 cm Breite und 130 cm Länge beschränkt, was im Vergleich zu der Breite herkömmlicher Kalorimeter, die zur Messung von Spektatoren eingesetzt werden, sehr klein ist.
Die Anzahl neutraler Spektatoren kann über deren Gesamtenergie bestimmt werden, da sie im wesentlichen den Strahlimpuls behalten. Am **RHIC** wird zu beiden Seiten der vier Wechselwirkungszonen je ein Kalorimeter zur Messung der neutralen Spektatoren installiert (d. h. insgesamt 8 Kalorimeter). Diese Kalormeter werden aus Wolfram bestehen und eine Länge von 6 hadronischen Wechselwirkungslängen haben. Zusätzlich sollen mit diesen Detektoren einzelne Neutronen aus Riesenresonanz-Abregungen gemessen werden. Über die Rate der Koinzidenz dieser einzelnen Neutronen auf beiden Seiten der Wechselwirkungszone soll die Luminosität des Beschleunigers bestimmt werden.
An die Detektoren wurde in erster Line die Forderung nach einer Energieauflösung von ca. 20% gestellt, um das Signal der einzelnen Neutronen vom Untergrund trennen zu können. Für die Messung der neutralen Spektatoren, deren erwartete Anzahl im Bereich von $\sim 10 - 40$ liegt, ist die Energieauflösung nicht so kritisch. Fluktuationen in der Signalhöhe des Detektors werden durch die Messung mehrerer Neutronen zum Teil kompensiert; die Energieauflösung skaliert mit der Anzahl der Neutronen N_n wie $\frac{1}{\sqrt{N_\mathrm{n}}}$. Weiterhin wurde die Forderung einer Zeitauflösung $\sigma < 300$ ps gestellt. Dies ist zum einen nötig, um bei der Messung der korrelierten Emission einzelner Neutronen zur Luminositätsbestimmung zufällige Koinzidenzen zu vermeiden. Weiterhin kann der Ort der Wechselwirkung über eine Laufzeitmessung der Spektatoren zu beiden Seiten des Wechselwirkungspunktes auf einige cm genau bestimmt werden.
Eine neue Kalorimeter-Bauform, das Cherenkov-Licht-Kalorimeter, ermöglicht es hadronische Kalorimeter mit geringen lateralen Ausmaßen zu konstruieren, da nur der zentrale Teil des hadronischen Schauers zum Signal beiträgt. Cherenkov-Licht-Kalorimeter bestehen aus einem Absorbermaterial und darin eingebrachten Lichtleitern, in denen relativistische geladene Teilchen des Schauers Cherenkov-Strahlung erzeugen.
Es wurden zwei Prototypen aus Kupfer bzw. Wolfram mit *PMMA*-Lichtleitern am **SPS**

(CERN) im 100 GeV/c- und 158 GeV/c-Protonstrahl getestet. Beide Prototypen haben eine Länge von 8 hadronischen Wechselwirkungslängen λ_{I} und einen Querschnitt von 10×10 cm^2. Das Kupferkalorimeter ist longitudinal in 8 Module zu je 1 λ_{I} Länge unterteilt; das Wolframkalorimeter besteht aus 4 Modulen von je 2 λ_{I} Länge. Die Lichtleiter laufen bei beiden Prototypen unter 45° relativ zur Strahlachse. In früheren Untersuchungen von Gorodetzky *et al.* wurde festgestellt, daß in dieser Anordnung, das maximale Signal erzeugt wird.
Die Energieauflösung des Kupferkalorimeters beträgt $21.8 \pm 0.5\%$ RMS/E bei 100 GeV/c Strahlimpuls. Das Wolframkalorimeter hatte im 100 GeV/c-Protonstrahl eine Energieauflösung von $20.5 \pm 0.5\%$ RMS/E. Bei beiden Prototypen wurde eine Zeitauflösung von $\sigma < 200$ ps gemessen.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Seit Anfang der siebziger Jahre werden Schwerionenstöße bei (ultra-)relativistischen Geschwindigkeiten untersucht. Bei diesen Kollisionen überlagern sich die Nukleonen der beiden Kerne im Reaktionsvolumen, wodurch dort ein Mehrfaches der Grundzustandsdichte von Kernmaterie entsteht. Bei Schwerpunktsenergien bis ca. $\sqrt{s} \approx 10$ GeV/Nukleonpaar werden die Nukleonen bei dem Stoß weitgehend abgestoppt und deponieren ihre Energie im Reaktionsvolumen, was dort zusätzlich zu einer hohen Energiedichte führt.

Ultrarelativistische Schwerionenkollisionen in diesem Energiebereich wurden im letzten Jahrzehnt am **AGS** (*Alternating Gradient Synchrotron*) am **BNL**[1] bei Schwerpunktsenergien bis $\sqrt{s} \approx 5$ GeV/Nukleonpaar und am **SPS** (*Super Proton Synchrotron*) am **CERN**[2] bei Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} \approx 20$ GeV/Nukleonpaar untersucht. Motivation dafür ist unter anderem die Suche nach einer Zustandsgleichung für Kernmaterie, was z. B. in Hinblick auf die Struktur von Neutronensternen, die makroskopische Ansammlungen von Kernmaterie darstellen, interessant ist. Eine weitere Frage ist, ob die Nukleonen bei genügend hoher Energiedichte ihre Struktur verlieren und ein „Quark-Gluon-Plasma" entsteht, in welchem die Quarks, aus denen die Nukleonen aufgebaut sind, und Gluonen, die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, ungebunden (*deconfined*) vorliegen. Ein solcher Zustand von Materie sollte einige μs nach dem Urknall existiert haben und wäre auch im Zentrum von Neutronensternen zu erwarten.

Bei Schwerpunktsenergien von ca. $\sqrt{s} > 100$ GeV/Nukleonpaar erwartet man, daß die Kerne „transparent" werden, d. h. die Nukleonen nicht mehr in sukzessiven binären Stößen ihre Energie im Reaktionsvolumen deponieren. Dies liegt daran, daß die Energie ausreicht, um die Quarkstruktur der Nukleonen aufzulösen. Die Stoßprozesse bei diesen Energien sind somit auf direkte Stöße zwischen Quarks bzw. Gluonen zurückzuführen. Daher sollte nach dem Stoß im Schwerpunkt des Stoßsystems eine Zone aus Quarks und Gluonen zurückbleiben, was im Gegensatz zu Schwerionenstößen bei niedrigen Energien zu

[1] *Brookhaven National Labratory* in Brookhaven/N. Y., USA.

[2] *European Laboratory for Particle Physics*, vormals: Centre Européenne pour la Recherche Nucléaire bei Genf, Schweiz.

einem „baryonfreien Quark-Gluon-Plasma“ [Wong] führen könnte. Um so hohe Schwerpunktsenergien zu erreichen, werden *Collider*[3] wie der **LHC** (*Large Hadron Collider*) am **CERN**, an dem Bleiionen mit einer Schwerpunktsenergie von ca. 3 TeV/Nukleonpaar kollidieren sollen, und der **RHIC** (*Relativistic Heavy Ion Collider*) in Brookhaven gebaut. Am **RHIC**, der 1999 in Betrieb geht, werden unter anderem[4] Au-Au Stöße bei einer Strahlenergie von 100 GeV/Nukleonpaar, also einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 200$ GeV/Nukleonpaar, untersucht.
Bei Schwerionenstößen muß zwischen verschiedenen Ereignisklassen bezüglich des Stoßparameters unterschieden werden (siehe Kapitel 2); im Extremfall gibt es zentrale Stöße, bei denen die Kerne vollständig überlappen, oder periphere Stöße, in denen die Kerne sich gerade berühren. Da dies zu einer sehr unterschiedlichen Zahl der am Stoß beteiligten Nukleonen und somit zu verschieden großen Reaktionsvolumina führt, muß der Stoßparameter bestimmt werden. Schon 1973 wurde das „Abrasions-Modell“ entwickelt [Huf75], daß von der Äquivalenz des Wirkungsquerschnitts von Schwerionenstößen mit dem geometrischen Wirkungsquerschnitt ausgeht. Die Nukleonen beim Schwerionenstoß werden dadurch in „Partizipanten“ (Nukleonen im Überlappbereich der Kerne) und „Spektatoren“ (engl. „„Spectator“: Zuschauer, die Teile der Kerne, die nicht überlappen) unterteilt. Letztere werden bei ultrarelativistischen Schwerionenstößen „abgeschert“ und „fragmentieren“ zu einzelnen Nukleonen und leichteren Kernen, die im wesentlichen den Strahlimpuls behalten.

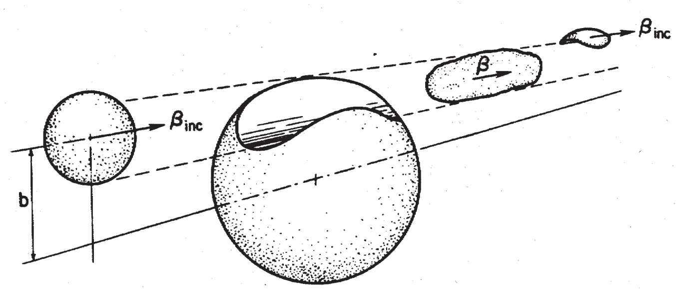


Abbildung 1.1 Das Abrasions-Modell beschreibt den Wirkungsquerschnitt einer relativistischen Schwerionenkollision durch den geometrischen Wirkungsquerschnitt. Links ist das Projektil vor dem Stoß mit der Geschwindigkeit β_{inc}, rechts ist das Reaktionsvolumen (Partizipanten), welches sich mit der Geschwindigkeit β fortbewegt, ganz rechts sind die Projektil-Spektatoren die mit der Geschwindigkeit des Projektils weiterfliegen (aus [Wes76]).

In Stößen zwischen gleich großen Kernen stellt die Anzahl der Spektatoren ein Maß für die Zentralität des Stoßes dar; eine große Anzahl an Spektatoren entspricht einem großen Stoßparameter, wenig Spektatoren entsprechen einem kleinen Stoßparameter (vergleiche

[3]Ein „Collider“ ist ein Speicherring mit gegenläufigen Strahlen. Dies ermöglicht eine höhere Stoßenergie, da das Schwerpunksystem des Stoßes im Laborsystem liegt und somit die Schwerpunktsenergie der doppelten Strahlenergie entspricht.

[4]Am **RHIC** wie auch am **LHC** sollen auch Proton-Strahlen mit einer Energie von 250 GeV (**RHIC**) bzw. 7 TeV (**LHC**) beschleunigt werden.

Kapitel 2). Sie können in Experimenten mit festem *Target* unter kleinen Winkeln zur Strahlachse, hinter dem Experiment gemessen werden. Soll die Anzahl aller (auch der neutralen) Spektatoren bestimmt werden müssen Kalorimeter benutzt werden. Dies sind Detektoren, die ein Signal proportional zur Gesamtenergie der gemessenen Teilchen im Akzeptanzbereich produzieren. Da die Spektatoren die Strahlenergie behalten, kann aus der Messung der Gesamtenergie deren Anzahl bestimmt werden.
Bei Speicherringen wie dem **RHIC** und dem **LHC** stellt sich das Problem, daß im Bereich, in dem die Spektatoren enden, die Strahlrohre verlaufen. Aufgrund der Strahlführungsmagnete werden die geladenen Spektatoren (Protonen und leichte Kerne) je nach Zusammensetzung abgelenkt. Die neutralen Spektatoren (Neutronen) enden am **RHIC** zwischen den Strahlrohren im „Null-Grad-Bereich“[1], wo sie einer Messung zugänglich sind. Die Herausforderung war einen Detektor zur Messung der neutralen Spektatoren zu konstruieren, der schmal genug ist, um zwischen die Strahlrohre zu passen.
Eine weitere Anwendung dieses Detektors soll die Messung der Luminosität des Beschleunigers sein. Sie wird über die Rate einzelner Neutronen aus Riesenresonanzabregungen gemessen (siehe Kapitel 2.2).
In dieser Arbeit wird der Test zweier Prototypen einer erstmals 1995 von Gorodetzky et al. untersuchten Kalorimeterbauform, dem „Cherenkov-Licht-Kalorimeter“[2] (siehe Kapitel 4.1) beschrieben. Bei hadronischen[3] Kalorimetern wird in einem Material mit hoher Dichte (oft Blei, Eisen oder Uran), aufgrund von hadronischen Wechselwirkungen der einfallenden Teilchen, ein „Schauer“ von neuen Teilchen produziert. Grob kann man einen hadronischen Schauer in einen schmalen Kern hochenergetischer Teilchen und einen breiten Teil niederenergetischer Teilchen unterteilen. Bei herkömmlichen Kalorimetern werden alle geladenen Teilchen des Schauers, bei Cherenkov-Licht-Kalorimetern, nur der zentrale Teil des Schauers gemessen. Die in solch einem Kalorimeter sichtbare Schauerenergie ist also auf ein schmaleres Volumen beschränkt, wodurch Kalorimeter mit geringen lateralen Ausmaßen gebaut werden können.
In Kapitel 3 sind die Funktionsweise und charakteristische Merkmale von Kalorimetern im Allgemeinen beschrieben. In Kapitel 4 wird auf Cherenkov-Licht-Kalorimeter eingegangen und der Aufbau der Prototypen und die Simulation derselben beschrieben. In Kapitel 5 werden der Testes der Prototypen im Rahmen des Experimentes NA49 am **SPS** im Herbst 1997 beschrieben und die Ergebnisse des Testes diskutiert.

[1] Damit ist ein kleiner Winkelbereich von ± 2.5 mrad, relativ zur Strahlachse während der Wechselwirkung, gemeint.
[2] Diese Kalorimeterbauform wurde zuerst mit Quarz-Lichtleitern verwirklicht, weshalb sie oft als Quarz-Faser-Kalorimeter bezeichnet wird.
[3] Zur Messung der Energie von Hadronen , im Gegensatz zu elektromagnetischen Kalorimetern.

2 Aufgabe der Null-Grad-Kalorimeter

2.1 Stoßparameterbestimmung

In Schwerionenstößen ist der Stoßparameter[1] bestimmend für die Ereignischarakterisierung. Wegen der kurzen Reichweite der starken Wechselwirkung entspricht der Wirkungsquerschnitt für Kern-Kern-Stöße nahezu dem geometrischen Wirkungsquerschnitt. Starke Wechselwirkungen finden also nur zwischen den Nukleonen der beiden Stoßpartner statt, die sich im Überlappbereich der Kerne befinden. Bei kleinem Stoßparameter (zentrale Stöße) nehmen ein Großteil der Nukleonen der beiden Kerne an der Reaktion teil, was zu einem großen Reaktionsvolumen führt; bei großem Stoßparameter (periphere Stöße) nehmen nur wenig Nukleonen an der Reaktion teil, das Reaktionsvolumen ist also klein. Da der Stoßparameter keiner direkten Messung zugänglich ist, muß er entweder aus der Anzahl der an der Reaktion teilnehmenden Nukleonen (Partizipanten) oder aus der Anzahl der nicht an der Reaktion teilnehmenden Nukleonen (Spektatoren) bestimmt werden. Ersteres ist über die Messung der in der Reaktion freigesetzten Energie (d. h. Teilchenmultiplizität) möglich. Dabei müssen strenggenommen der gesamte Raumwinkel abgedeckt und alle Teilchensorten gemessen werden. Ein weiteres Problem ist, daß eventuelle Fluktuationen in der Multiplizität von Ereignissen gleichen Stoßparameters die Messung desselben verfälschen. Eine direktere Messung des Stoßparameters geht über die Bestimmung der Anzahl der Spektatoren. Die Bereiche der Kerne die nicht an der Reaktion teilnehmen, werden abgeschert und behalten den Impuls, den sie vor dem Stoß hatten. Diese abgescherten Kernbruchstücke stellen deformierte Kerne mit in der Regel starkem Neutronenüberschuß dar. Sie zerfallen deshalb in leichtere, stabile Kerne und einzelne Nukleonen[2]. Die Messung der Summe der Spektatoren, die sich aus den Fragmenten, Neutronen und Protonen zusammensetzt, stellt damit ein gutes Maß für die Zentralität eines Schwerionenstoßes dar.

---

[1]Der Stoßparameter ist der Abstand, der Trajektorien der Stoßpartner vor dem Stoß.
[2]Dieser Vorgang wird allgemein als *Fragmentation* bezeichnet.

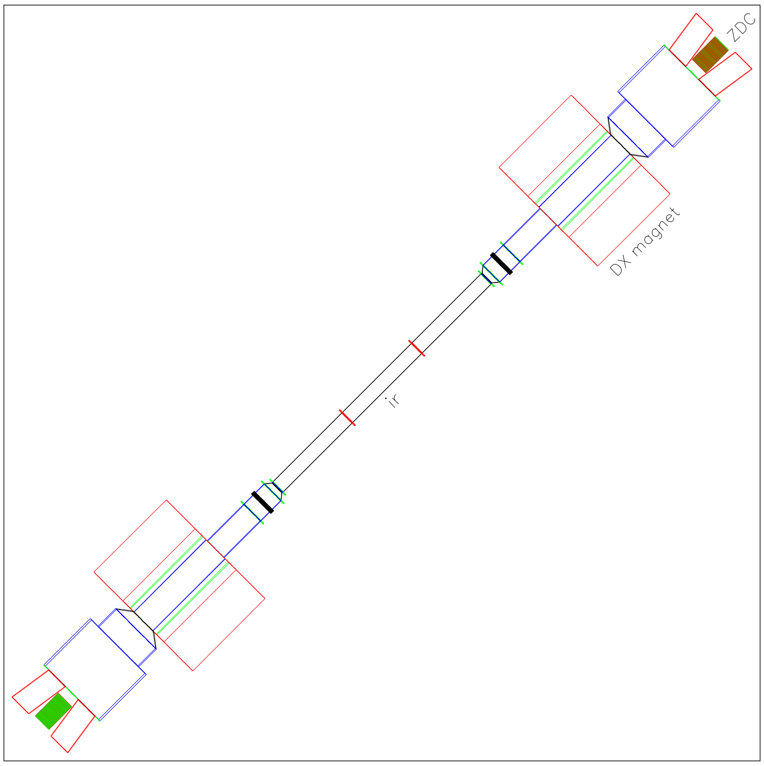


Abbildung 2.1 Stark verkürzte, schematische Aufsicht einer Wechselwirkungszone am **RHIC** (der gezeigte Bereich erstreckt sich über ca. 40 m). In der Mitte befindet sich der Punkt, an dem sich die Strahlpakete treffen (mit *ir* bezeichnet), nach außen hin befinden sich die Dipolmagnete (mit *DX magnet* bezeichnet). Mit ZDC ist der Ort der Installation der 0^o-Kalorimeter zwischen den Strahlrohren bezeichnet.

Bei Experimenten mit festem *Target* wird der Stoßparameter häufig über die Messung der Gesamtenergie der Spektatoren in einem Detektor auf der Strahlachse, hinter dem *Target*, bestimmt. Bei Speicherringen mit gegenläufigen Strahlen (*Collider*), wie dem **RHIC**, stellt sich das Problem, daß "hinter" dem Experiment die Strahlrohre verlaufen. Beim **RHIC** werden die gegenläufigen Strahlen in getrennten Strahlrohren geführt. An beiden Enden der Wechselwirkungszonen konvergieren die beiden Strahlrohre, sodaß die Trajektorien des einlaufenden und auslaufenden Strahls sich nähern. Auf beiden Seiten des Wechselwirkungspunktes werden in 13.5 m Entfernung, die Strahlen von einem Diplomagneten so abgelenkt, daß sie in einem Bereich von ca. 19 m auf der gleichen Trajektorie laufen. Derselbe Dipolmagnet lenkt die auslaufenden Strahlen in deren Strahlrohr.
Die Spektatoren sind einer Messung nur in dem in Abbildung 2.2 gezeigten Bereich hinter dem Dipolmagneten, in dem die Strahlrohre getrennt verlaufen, zugänglich. Aufgrund des Magnetfeldes werden die Spektatoren, je nach Zusammensetzung, unterschiedlich stark abgelenkt. Die Neutronen enden zwischen den Strahlrohren, die Protonen werden am stärksten abgelenkt und enden im Bereich neben den Strahlrohren (aus Sicht des auslaufenden Strahls rechts), und die Kernfragmente sind dicht um den auslaufend-

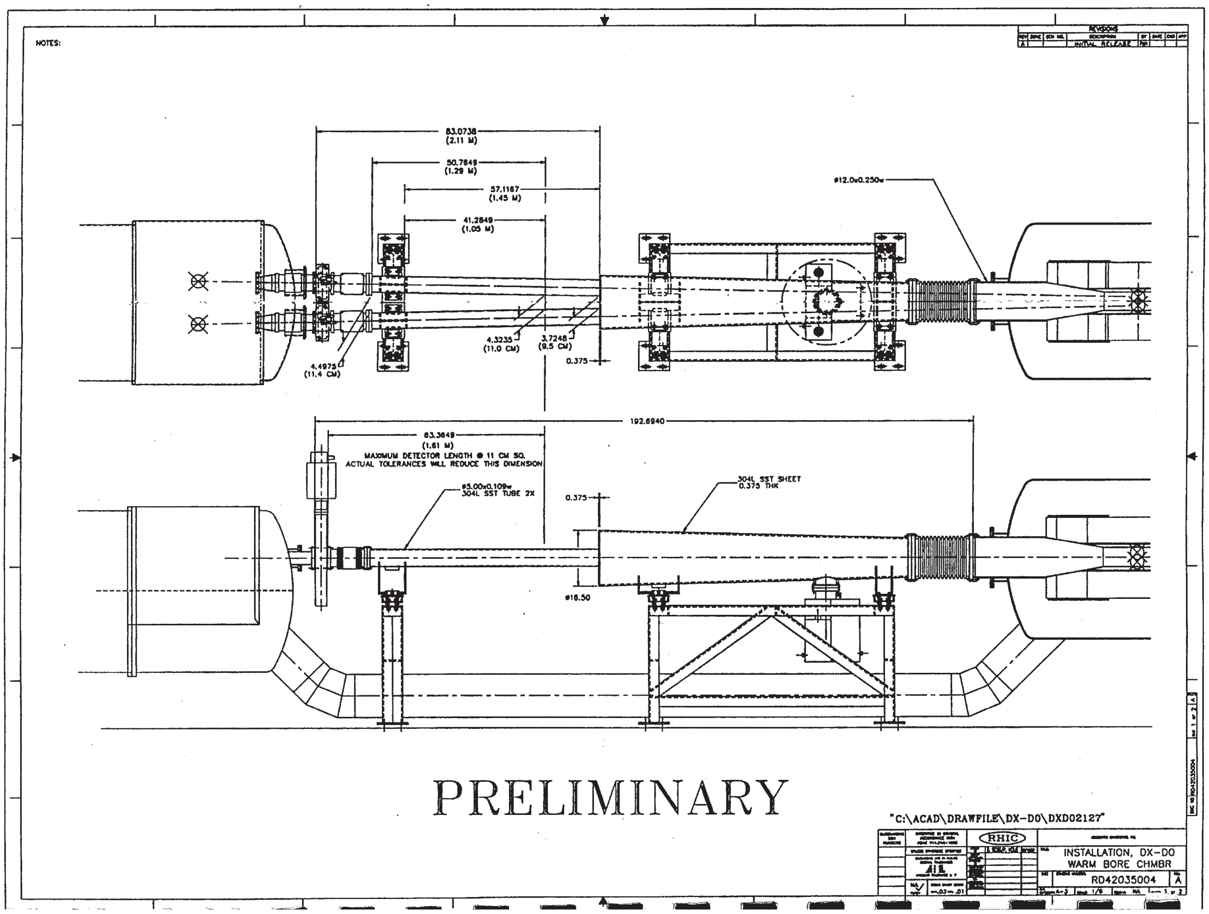


Abbildung 2.2 Der Bereich, in dem die 0°-Kalorimeter zwischen den Strahlrohren installiert werden sollen. Oben die Sicht von oben, unten die seitliche Ansicht. Die Wechselwirkungszone liegt rechts, das Ende des Diplomagneten ist noch zu sehen.

en Strahl gruppiert. Simulationen [Gar97a] haben gezeigt, daß die Fragmente zunächst im Strahlrohr weitergeführt werden, bis sie strahlabwärts in die Wände des Strahlrohrs laufen. Dies bedeutet, daß die Kernfragmente einer Messung nicht zugänglich sind[3].

Bei einer Messung im Rahmen des Experimentes **NA49** am **CERN SPS** im Herbst 1996 wurde die Zusammensetzung der Spektatoren von Blei-Blei-Stößen bei 158 GeV/Nukleon in Hinsicht auf die Frage, wie gut der Stoßparameter bestimmt werden kann, wenn nur Protonen, nur Neutronen oder Neutronen+Protonen gemessen werden, untersucht [App98].

[3]Grundsätzlich wäre es zwar möglich, Detektoren zur Messung der Energie der Fragmente in den Strahlrohren zu installieren; diese würden aber die Führung des Strahls behindern.

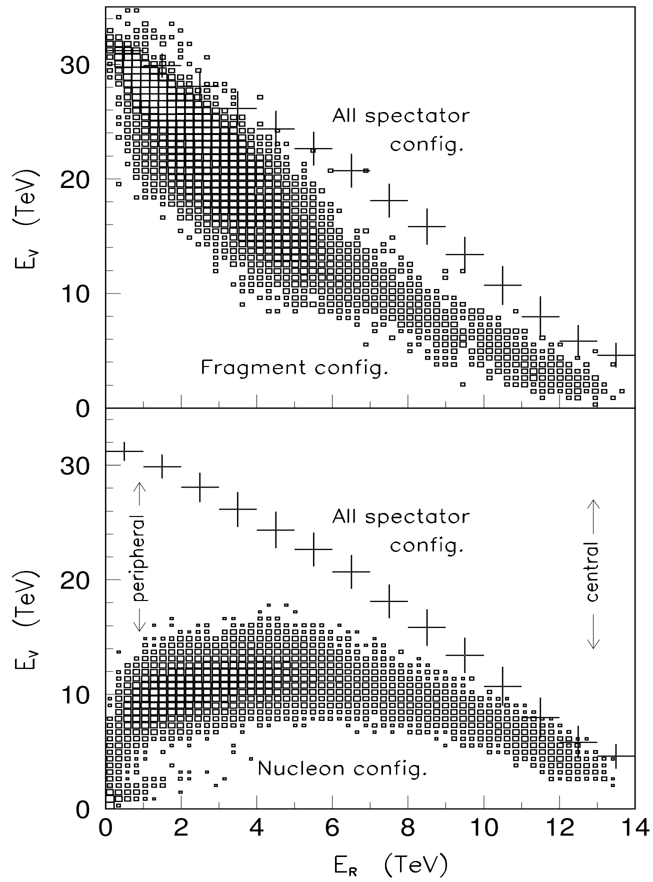


Abbildung 2.3 Korrelation zwischen der Energie der Spektatorfragmente (oben) und der Spektatornukleonen (unten) und E_{R} (siehe Text) bei 158 GeV/Nukleon Pb-Pb Stößen, aus Referenz [App98]. Die Kreuze zeigen die Korrelation bei Messung der Energie aller Spektatoren (Fragmente und Nukleonen).

In Abbildung 2.3 ist die Energie der Spektatoren E_{V} in dieser Messung gegen E_{R}[1] aufgetragen. Die Kreuze stellen die Abhängigkeit der Gesamtenergie aller Spektatoren von E_{R} dar. Im oberen Teil der Abbildung ist die Verteilung bei der Messung der Kernfragmente ohne ungebundene Nukleonen gezeigt, im unteren Teil bei Messung der ungebunden Nukleonen ohne Kernfragmente. Es zeigt sich, daß die Spektatoren bei peripheren Stößen zum Großteil aus schweren Kernfragmenten und nur wenig ungebundenen Nukleonen bestehen; die Anzahl der ungebundenen Spektatoren nimmt also zu großen wie auch zu kleinen Stoßparametern hin ab. Die Bestimmung der Zentralität eines Stoßes über ungebundene Spektatoren ist demnach nur eindeutig, wenn gleichzeitig die transversale Energie

[1] E_{R} ist die Energie im Ringkalorimeter von **NA49**. Dieser Detektor mißt die in der Kollision produzierte transversale Energie in einem bestimmten Raumwinkelbereich. Aus der Energie, die in diesem Detektor gemessen wird, wurde in [App98] mit Hilfe von Modellrechnungen der Stoßparameter bestimmt.

gemessen wird und aus dieser Mesung ersichtlich ist, ob ein zentraler oder peripherer Stoß vorlag. In [App98] wird gezeigt, daß für Stoßparameter < 7 fm der Stoßparameter aus der Messung ungebundener Neutronen mit einer Ungenauigkeit von ca. 20% bestimmt werden kann. Die Anzahl der neutralen Spektatoren wurde zu 9 Neutronen für zentrale Stöße mit Stoßparameter $b < 2$ fm bestimmt. Der Wirkungsquerschnitt für die Messung von weniger als 9 Neutronen fällt stark ab. Für semizentrale Stöße mit $b \approx 7$ fm wurden ~ 40 Spektatorneutronen gemessen.
Der Bereich, in dem die neutralen Spektatoren einer Messung zugänglich sind (siehe Abbildung 2.2) ist in seinen Dimensionen beschränkt. Ein Detektor zur Bestimmung der Energie, und damit der Anzahl der Neutronen, darf nicht breiter als 11 cm und länger als 130 cm sein. Es wurde beschlossen, daß an allen vier Wechselwirkungszonen am **RHIC** je zwei Detektoren (also insgesamt 8 Detektoren) zu beiden Seiten der Wechselwirkungszone in diesem Bereich installiert werden sollen.
Spektatoren behalten im wesentlichen den Fermiimpuls $p_{\mathrm{F}} \approx 270$ MeV/c [Bar92], den sie im Kern hatten. Der mittlere Impuls der Nukleonen bestimmt sich über $< p^2 >= \frac{3}{5} p_{\mathrm{F}^2}$ zu $< p >\approx 200$ MeV/c. Dies führt zu einem maximalen transversalen Impuls von 270 MeV/c entsprechend einer Auslenkung der Neutronen am Ort des Detektors (18.25 m vom Wechselwirkungspunkt) von 4.9 cm. Der mittlere transversale Impuls der Spektatoren beträgt ca. 120 MeV/c entsprechend einer Auslenkung von < 2.5 cm. Somit kann der Raumwinkel, in den die neutralen Spektatoren emittiert werden, mit einem Detektor zwischen den Strahlrohren vollständig abgedeckt werden.

2.2 Luminositätsmessung

Bei Experimenten mit festem *Target* kann die Rate der Wechselwirkungen des Strahls im *Target* durch die *Target*dicke und durch die Rate, mit der Strahlprojektile auf das *Target* treffen, bestimmt werden. Bei Speicherringen mit kollidierenden Strahlen ist der Strahl sozusagen selbst das *Target*; die Rate der Wechselwirkungen ist also abhängig von der Bündelung der Strahlen, der Anzahl der Projektile pro Strahlpaket[1] und davon, wie gut die Strahlen durcheinander durchgeführt werden. Die Größe, die dies beschreibt, heißt Luminosität und ist definiert über die Rate R irgendeines Prozesses, der bei der Kreuzung der Strahlen auftritt, dividiert durch dessen Wirkungsquerschnitt σ

$$L = \frac{R}{\sigma}[\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}]. \tag{2.1}$$

Dabei spielt der Wirkungsquerschnitt die Rolle einer Normierung auf den gewählten Prozeß. Die Luminosität kann zum einen über Beschleunigerparameter, wie Strahlintensität, laterales Profil des Strahls etc., der sogenannten *Van der Meer*-Methode, bestimmt

[1] In Speicherringen werden Projektile immer in Paketen, sogennanten *Bunches*, beschleunigt.

werden. Die Unsicherheit der absoluten Bestimmung der Luminosität mit dieser Methode soll bei **RHIC** geringer als 10% sein [Baltz96a]. Zusätzlich soll die Luminosität über die Rate eines physikalischen Prozesses mit bekanntem Wirkungsquerschnitt bestimmt werden. Dies bietet die Möglichkeit einer Luminositätsmessung in Echtzeit und dient der Kontrolle der *Van der Meer*-Methode.
Es gibt einige Anforderungen an den physikalischen Prozeß, über den die Luminosität bestimmt werden soll:

- Großer Wirkungsquerschnitt.
- Der Endzustand des Prozesses muß einer Messung gut zugänglich sein.
- Die Messung sollte nicht durch Untergrund beeinträchtigt sein.

Verschiedene Prozesse, die zur Luminositätsmessung Verwendung finden könnten, sind in [Baltz96a] diskutiert. Der Prozeß der bei **RHIC** verwendet werden soll, ist die „korellierte Coulomb-Dissoziation“.

2.2.1 Korrelierte Coulomb-Dissoziation

Coulomb-Dissoziation ist eine Emission von einem oder mehreren Nukleonen aus einem Kern, nachdem dieser durch Absorption eines Photons zu Riesenresonanzen angeregt wurde. Riesenresonanzen sind kollektive Anregungszustände, die als Schwingungen der Nukleonen eines Kerns gegeneinander interpretiert werden können. Es gibt elektrische (Protonen schwingen gegen Neutronen) und magnetische (Spin-Up Teilchen schwingen gegen Spin-Down Teilchen) Riesenresonanzen, die ihrerseits in die Multipolarität ihrer Schwingung (Monopol-, Dipol-, Quadrupolriesenresonanz) und in isovektorielle (gegenphasige Schwingung) und isoskalare (gleichphasige Schwingung) Riesenresonanzen unterteilt werden. Diese Riesenresonanzen können auch noch in verschiedenen Schwingungsmoden vorkommen (Ein-, Zwei-, etc.-Phonon-Riesenresonanz) [Bor95]. Die Riesenresonanzen liegen bei Anregungsenergien zwischen 10 und 40 MeV, und haben eine Breite von typischerweise 2-5 MeV. Die wichtigste Riesenresonanz ist die elektrische Ein-Phonon-Dipolriesenresonanz, deren Maximum bei ^{197}Au bei 14 MeV liegt. Im gleichen Energiebereich spielen noch die isoskalare und isovektorielle Quadrupolriesenresonanz, sowie bei etwas höheren Energien, die Zwei-Phonon-Diploriesenresonanz (Maximum bei $\approx$ 27 MeV für ^{197}Au) eine Rolle. Sie können über Absorption von Photonen[1] (ein Photon zur Anregung der 1-Phonon-Riesenresonanzen, zwei Photonen zur Anregung der 2-Phononen-Riesenresonanzen) angeregt werden. Der Zerfall der Riesenresonanzen erfolgt fast ausschließlich über Aussendung von Neutronen; die Coulomb-Barriere unterbindet

[1] Riesenresonanzen können grundsätzlich über verschiedene Mechanismen angeregt werden, z. B. inelastische α- oder Proton-Streuung, Elektronen-Streuung, etc. [Bor95].

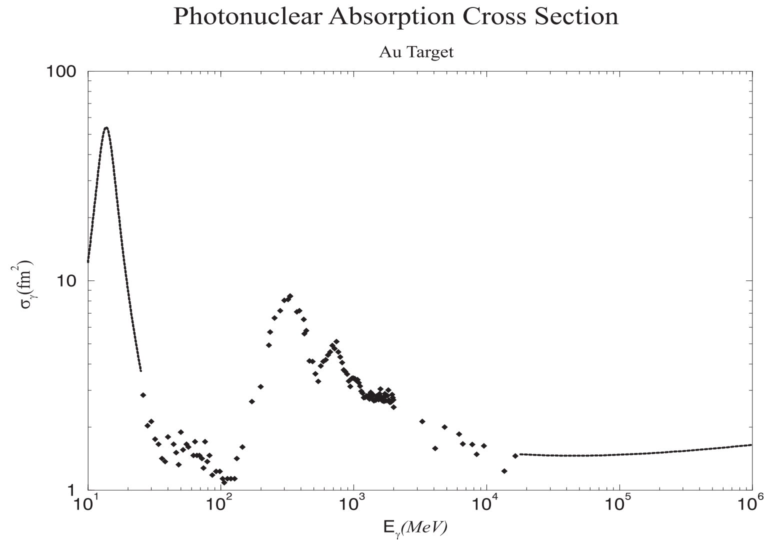


Abbildung 2.4 Photonukleare Absorptions-Wirkungsquerschnitte für Au in Abhängigkeit der Photonenenergie aus [Baltz96], die darin benutzt wurden, um den Wirkungsquerschnitt der Coulomb-Dissoziation (großer *Peak* bei niedrigen Energien) zu berechnen. Die Werte sind teilweise gemessen, teilweise extrapoliert (siehe [Baltz96] für Details).

die Emission von Protonen. Der Beitrag des direkten Zerfalls in ein Photon beträgt bei schweren Kernen ca. 1% [Bor95].
Die Anregung von Riesenresonanzen bei ultrarelativistischen Schwerionenstößen erfolgt durch elektromagnetische Wechselwirkung der zwei aneinander vorbeifliegenden Kerne. Das elektrische Feld eines Kerns ist bei relativistischen Geschwindigkeiten stark lorentzkontrahiert und erscheint einem vorbeifliegenden Kern als kurzer Impuls elektromagnetischer Strahlung. Dies kann mit der *Weizsäcker-Williams* Methode virtueller Photonen beschrieben werden, die in den dreißiger Jahren zur Beschreibung von Bremsstrahlungsspektren gleichzeitig von Weizsäcker [Weiz34] und Williams [Wil34] entwickelt wurde. Die Methode ist ausführlich in [Jack] dargestellt. Dabei handelt es sich um die Gleichsetzung des elektromagnetischen Feldes des Projektils[2] mit einem äquivalenten Strahlungspuls. Die Fouriertransformierte dieses Strahlungspulses stellt ein Frequenzspektrum virtueller Photonen dar. Für die kollidierenden ^{197}Au-Strahlen am **RHIC** bedeutet dies also, daß zwei aneinander vorbeifliegende Kerne vom jeweils anderen Kern ein Spektrum von Photonen sehen.

Der Wirkungsquerschnitt für Anregung photonuklearer Prozesse in Schwerionenstößen

[2]Die Unterscheidung zwischen Projektil und getroffenem System entspricht nicht unbedingt der Situation im Labor. Bei Bremsstrahlung eines Elektrons im Feld eines Kerns wird z. B. der Kern in dieser Beschreibung das Projektil und das Elektron das getroffene System sein.

kann mit

$$\sigma_{\text{Photo}} = \frac{2\alpha Z^2}{\pi\gamma^2}\int_{\omega_o}^{\infty}\omega\sigma_{\text{ph}}(\omega)\mathrm{d}\omega\int_{b_o}^{\infty} bK_1^2\left(\frac{b\omega}{\gamma}\right)\mathrm{d}b \tag{2.2}$$

approximiert werden [Baltz96], wobei α die Feinstrukturkonstante, Z die Ladung des Projektils, b der Stoßparameter, b_o der minimale Stoßparameter, bei dem noch nicht starke Wechselwirkungen dominieren (die Summe der Radien der beiden Kerne), ω_o die untere Grenze der Photonenenergien, bei denen noch photonukleare Prozesse angeregt werden und γ der Lorentzfaktor $1/\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$ sind. Der Lorentzfaktor im Ruhesystem der Kerne, der hier benutzt werden muß, berechnet sich bei den gegenläufigen Au-Strahlen mit 100 GeV pro Nukleon am **RHIC** durch

$$\gamma = 2\gamma_{\text{Lab}}^2 - 1 \tag{2.3}$$

zu $\gamma \sim 23000$. In Gleichung 2.2 wird der Wirkungsquerschnitt für Photonukleare Reaktionen (Abbildung 2.4) mit dem Weizsäcker-Williams Photonenspektrum gewichtet. Die untere Grenze der Photonenenergien in Gleichnung 2.2 ist durch die Neutronen-Abspaltungsenergie (8.1 MeV für Au) gegeben; der Stoßparameterbereich ist auf Abstände größer einem Kerndurchmesser beschränkt, wobei in [Baltz96a] ein Kerndurchmesser von Au von 17.32 fm angenommen wird. Man kann eine Dissoziationswahrscheinlichkeit $P(b)$ definieren, sodaß

$$\sigma_{\text{Photo}} = 2\pi\int_{b_o}^{\infty} P(b)b\mathrm{d}b \tag{2.4}$$

ist. Damit wird aus Gleichung 2.2 $P(b)$ zu

$$P(b) = \frac{2\alpha Z^2}{\pi\gamma^2}\int_{\omega_o}^{\infty}\omega\sigma_{\text{ph}}(\omega)K_1^2\left(\frac{b\omega}{\gamma}\right)\mathrm{d}\omega. \tag{2.5}$$

Die Berechnungen in [Baltz96] ergeben damit einen Wirkungsquerschnitt für Neutronemission nach Coulomb-Anregung am **RHIC** von 95 barn in guter Übereinstimmung mit frühere Berechnungen [Vido93], die für Bleistrahlen unter **RHIC**-Bedingungen einen Wirkungsquerschnitt von 109 barn ergaben (der Wirkungsquerschnitt ist ungefähr proportional zu Z^3). Der Wirkungsquerschnitt für die Emission eines einzelnen Neutrons nach Coulombanregung beträgt noch 51 barn [Baltz97a].
Für die Luminositätsmessung stellt sich noch das Problem des Untergrundes, da Neutronen auch aus periphären nuklearen Kollisionen und Strahl-Restgas-Wechselwirkungen stammen können. Deshalb wird die korrelierte Coulomb-Dissoziation einzelner Neutronen zur Luminositätsmessung benutzt, d. h. der Fall, wenn beide beteiligten Kerne ein einzelnes Neutron emmittieren. Für diesen Fall ergibt sich der Wirkungsquerschnitt mit der in Gleichung 2.5 definierten Dissoziationswahrscheinlichkeit zu

$$\sigma_{\text{Photo}} = 2\pi\int_{b_o}^{\infty}[P(b)]^2\, b\mathrm{d}b. \tag{2.6}$$

Daraus resultiert ein Wirkungsquerschnitt für korrelierte Neutronenemission nach Coulombanregung von ca. 4 barn. Die korrelierte Emission einzelner Neutronen ermöglicht

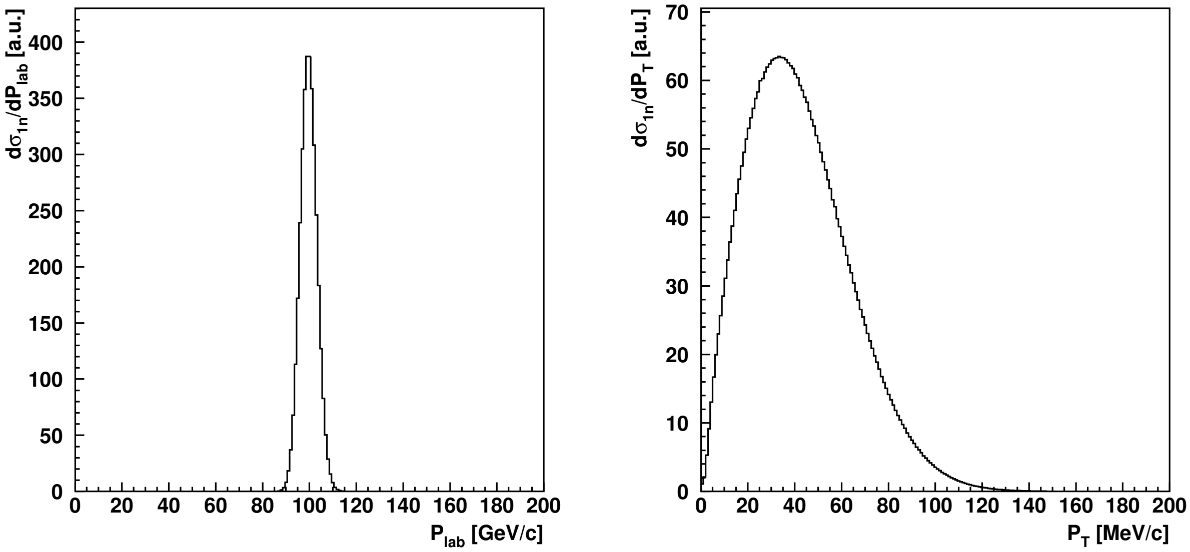


Abbildung 2.5 Impulsverteilung der einzelnen Neutronen aus Coulomb-Dissoziation bei 100 AGeV Au auf 100 AGeV Au. Links: Verteilung der longitudinalen Impulse der Neutronen im Laborsystem. Rechts: Verteilung der Transversalimpulse. (Die Wirkungsquerschnitte sind in willkürlichen Einheiten (a.u.) angegeben.)

eine klar definierte Messung eines Bruchteils dieses Wirkungsquerschnittes mit einem verbleibenden Wirkungsquerschnitt von 0.83 barn, der jedoch praktisch untergrundfrei ist [Baltz97a].

2.2.2 Kinematik der emittierten Neutronen

Eine weitere Frage ist der Endzustand dieses Prozesses. K. Boretzky [Bor95] hat für einen 650 MeV/Nukleon ^{208}Pb-Strahl auf verschiedene *Targets* gezeigt, daß das Energiespektrum von nach Coulombanregung emmittierten, einzelnen Neutronen durch eine Maxwell-Verteilung

$$N(T_{\mathrm{kin}}) = C \cdot T_{\mathrm{kin}} \cdot \mathrm{e}^{-\frac{T_{\mathrm{kin}}}{T}} \tag{2.7}$$

mit der kinetischen Energie T_{kin} des Neutrons, der Kerntemperatur T und einer Konstante C, beschrieben wird, wobei aus den Messungen eine Kerntemperatur $T = 1.18 \pm 0.01$ MeV resultierte. Transformiert man dieses Spektrum der kinetischen Energie der Neutronen im Ruhesystem des Kerns ins Laborsystem, ergeben sich die Impulsverteilungen des einzelnen Neutrons im Labor, wie in Abbildung 2.5 gezeigt, wobei angenommen wurde, daß das Energiespektrum der emittierten Neutronen bei ^{197}Au dem bei ^{208}Pb entspricht.

Dort sind links die Verteilung der longitudinalen Impulse der emittierten Neutronen im Laborsystem und rechts die Verteilung der transversalen Impulse dargestellt. Die Verschmierung des longitudinalen Impulses der Neutronen hat bei einem Detektor mit einer Energieauflösung von $\approx 20\%$ RMS/E eine vernachlässigbare Auswirkung auf die Breite der resultierende Signalhöhenverteilung des Detektors. Der transversale Impuls von maximal 140 MeV/c lenkt die Neutronen bei einer Entfernung des Detektors von ≈ 18 m von der Wechselwirkung um maximal 2.5 cm aus. Das bedeutet für den Detektor, daß seine Empfindlichkeit auf einer Kreisfläche mit einem Radius < 2.5 cm einigermaßen konstant sein sollte, um eine Verschlechterung der Energieauflösung zu verhindern.

3 Kalorimeter in der Hochenergiephysik

Ein Kalorimeter dient zur Messung der Energie von hochenergetischen Teilchen[1]. Bei Teilchenenergien größer einigen GeV verlieren stark wechselwirkende Teilchen ihre Energie in Materie durch inelastische hadronische Prozesse, die zur Produktion weiterer Teilchen führen. Elektronen und Photonen verlieren in diesem Energiebereich ihre Energie durch Bremsstrahlung bzw. Paarbildung. Dabei gibt es in der Regel mehrere Generationen von produzierten Teilchen. Es bildet sich also eine Kaskade von Teilchen, die auch „Schauer“ genannt wird. Das Prinzip eines Kalorimeters beruht auf der Annahme, daß die Größe des Schauers und somit die Anzahl der produzierten Teilchen proportional zu der Energie der primären Teilchen ist. In der Regel nimmt man einen Block eines Materials, der so bemessen ist, daß das eingeschossene und die in der Folge erzeugten Teilchen ihre gesamte Energie in dessen Volumen verlieren. In diesem Volumen mißt man die geladenen Teilchen meist über die Erzeugung von Licht in szintillierenden [Leo] Materialien; es kommen aber auch andere Methoden zum Nachweis geladener Teilchen zur Anwendung (Halbleiterdetektoren, Proportional-Gaszähler, Cherenkov-Licht etc.). Ein typisches Kalorimeter zur Energiemessung hochenergetischer Teilchen besteht aus einer Abfolge von „Absorber-Platten“ und Szintillator-Platten [Fab85] [Klei87] [Ama81]. In den Absorber-Platten (meist Eisen, Blei oder Uran) wird der Schauer produziert, in den Szintillator-Platten wird ein Signal proportional zum Energieverlust geladener Teilchen des Schauers gemessen. Diese Bauform wird als „Sandwich-Kalorimeter“ bezeichnet. Ein anderer Typ wäre ein sogenanntes „Spaghetti-Kalorimeter“, welches aus einer Matrix aus Absorbermaterial und szintillierenden Fasern besteht [Aco90]. Beides sind sogennante *Sampling*-Kalorimeter, im Gegensatz zu *homogenen* Kalorimetern, bei denen im gesamten Volumen ein Signal erzeugt werden kann [Fab85].

Nach der Art der Prozesse, die zur Produktion sekundärer Teilchen führen, werden elektromagnetische und hadronische Schauer unterschieden.

[1]Dabei wird die Summe der Energien aller Teilchen im Akzeptanzbereich des Kalorimeters gemessen. Zur Erläuterung der Prozesse in einem Kalorimeter wird im Folgenden immer die Messung der Energie eines einzelnen Teilchens angenommen.

3.1 Elektromagnetische Schauer

Elektromagnetische Schauer entstehen, wenn Teilchen, die überwiegend nur elektromagnetisch wechselwirken (z. B. $e^{\pm}$, γ), in Materie geschossen werden. Bei Energien über ~10 MeV verlieren Elektronen Energie vor allem durch Bremsstrahlung im elektrischen Feld der Kerne, also durch Erzeugung von Photonen. Photonen verlieren in demselben Energiebereich vor allem Energie durch $e^{\pm}$-Paarbildung. Die Längenskala, auf der diese Prozesse stattfinden, ist durch die Strahlungslänge X_o eines Materials gegeben. Die Strahlungslänge X_o ist definiert über den spezifischen Energieverlust eines Elektrons mit der Energie E durch Bremsstrahlung [Klei82]

$$-(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_{\mathrm{Brems}} = E/X_\mathrm{o}. \tag{3.1}$$

Meist wird die Strahlungslänge in [g/cm^2] angegeben, wobei in obiger Definition dE/dx in $[MeVg^{-1}cm^2]$ gemessen wird. Der Wert der Strahlungslänge kann durch folgende Beziehung abgeschätzt werden (Fehler<20 % für Z>13 [Fab85]) :

$$X_\mathrm{o}[\mathrm{g/cm^2}] \approx 180A/Z^2 \tag{3.2}$$

Die Strahlungslänge wird also mit steigender Kernladungszahl kleiner.
Im Energiebereich über $\approx$ 1 GeV kann der Energieverlust von Elektronen durch andere Prozesse vernachlässigt werden, und die mittlere Energie $< E >$ eines Elektrons der Einschußenergie E_o nach Durchqueren einer Schicht der Massenbelegung X ist dann nach Gleichung 3.1 durch

$$< E >= E_\mathrm{o} \cdot \mathrm{e}^{-X/X_\mathrm{o}} \tag{3.3}$$

gegeben. Dies legt die Interpretation der Strahlungslänge als einer tatsächlichen Länge nahe, was erreicht wird, indem man die Strahlungslänge eines Materials nach obiger Definition durch die Dichte des Materials dividiert. Somit gibt die Strahlungslänge die Dicke einer Materialschicht an, nach deren Durchqueren ein Elektron durchschnittlich noch seine um den Faktor e reduzierte Einschußenergie hat. Im weiteren ist mit der Strahlungslänge X_o immer diese anschaulichere Interpretation mit der Einheit [Länge] gemeint.
Für den Prozeß der Paarbildung durch Photonen der Energie $E_\gamma > 1$ GeV kann man zeigen [Klei82], daß folgende Gleichung gilt:

$$< N_\gamma >= N_\gamma^\mathrm{o} \cdot e^{-7X/9X_\mathrm{o}} \tag{3.4}$$

mit N_γ^o, der Anzahl eingeschossener Photonen, und N_γ, der Anzahl der Photonen, die in einer Schicht der Dicke X keine Wechselwirkung erfahren haben. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Photon in einer Schicht der Dicke X_o ein $e^{\pm}$ Paar erzeugt, ist demnach $P = 1 - \mathrm{e}^{-7/9} \approx 54\%$.
Es kommt also zu einer Kaskade, in deren Verlauf Photonen $e^{\pm}$-Paare erzeugen, welche wiederum durch Bremsstrahlung Photonen erzeugen. Die beiden Prozesse wiederholen

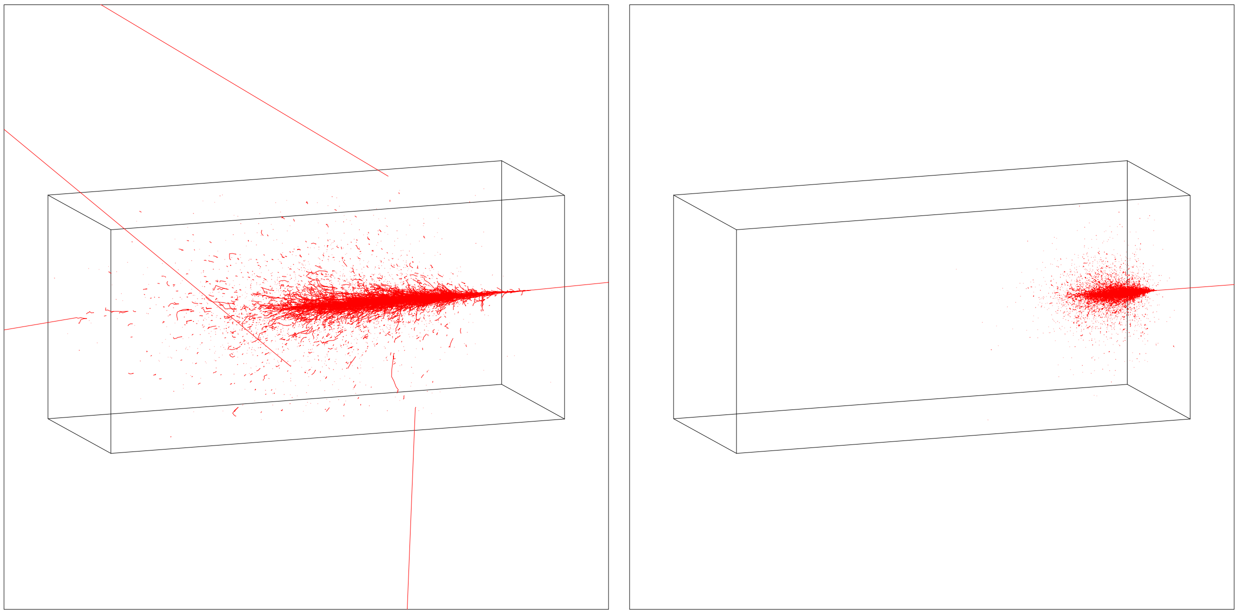


Abbildung 3.1 Simulation des Schauers eines 50 GeV Elektrons in zwei verschiedenen Materialien (links: Kupfer, rechts: Wolfram). Zu sehen sind die Spuren geladener Teilchen. Die Abmessungen der Quader sind 15×15×40 cm^3. Die Auswirkung der kurzen Strahlungslänge von Wolfram ($X_o = 0.35$ cm) im Vergeleich zu Kupfer ($X_o = 1.43$cm) ist in dem sehr viel kürzeren Schauer zu sehen. Die laterale Ausdehnung des Schauers ist entsprechend dem Verhältnis der Molière-Radien (s. Tabelle 3.1) ähnlich.

sich bis die Energie der Photonen und Elektronen so weit abgenommen hat, daß Bremsstrahlung und Paarerzeugung nicht mehr die dominierenden Prozesse sind. Dieser Punkt wird per Definition erreicht, wenn der Energieverlust der Elektronen durch Ionisation dem Energieverlust durch Bremsstrahlung entspricht. Das Verhältnis zwischen Energieverlust durch Bremsstrahlung und Energieverlust durch Ionisation ist angenähert $\Delta E_{\mathrm{Brems}}/\Delta E_{\mathrm{Ion}} \approx Z \cdot E/550$ (E in MeV) [Klei82]. Die Energie, bei der dieses Verhältnis zu 1 wird, wird „kritische“ Energie $E_c = 550/Z$ MeV genannt (Fehler dieser Abschätzung <10 % für Z>13).

Eine Abschätzung über die Länge (in Einheiten von X_o) eines Volumens, das den elektromagnetischen Schauer eines Teilchens mit der Energie E zu 98 % beinhalten soll, ist mit

$$L(98\%) \approx 2.5 \cdot (\ln(E/E_c) - a) \tag{3.5}$$

gegeben [Fab85], mit $a = 1.0$ für ein eingeschossenes Elektron und $a = 0.5$ für ein Photon. Die transversale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers wird durch die Streuwinkel der Teilchen im Schauer bestimmt, in erster Linie durch die Winkel, um die die Elektronen im Feld der Atomkerne abgelenkt werden. Diese Winkel nehmen mit geringerer Elektronenenergie und mit größerem Z zu. Der Schauer wird also breiter, je größer die Eindringtiefe im Material ist. Die Einheit, mit der die laterale Ausdehnung

Material	Z	X_o [cm]	ρ_M [cm]	λ_I [cm]	Dichte [g/cm^2]
Fe	26	1.76	1.81	16.8	7.87
Cu	29	1.43	1.45	15.1	8.96
W	74	0.35	0.99	9.6	19.30
Pb	82	0.56	1.66	17.1	11.35
U	92	0.32	1.12	10.5	18.90

Tabelle 3.1 Die Werte für Strahlungslänge, Molière-Radius und hadronische Wechselwirkungslänge für einige Materialien [PDG96].

eines elektromagnetischen Schauers beschrieben wird, ist der Molière-Radius ρ_M. Der Molière-Radius ist durch $\rho_M = 21\text{MeV} \cdot X_o/E_c$ gegeben. Eine Abschätzung des Molière-Radius ist $\rho_M \approx 7A/Z$ [g/cm^2]. Hier gilt bezüglich der Einheit das gleiche, was oben zur Strahlungslänge gesagt wurde; um eine Größe mit der Einheit Länge zu erhalten, muß durch die Dichte des Materials dividiert werden. Trägt man das laterale Schauerprofil gegen den Molière-Radius auf, ist die Breite unabhängig vom Absorbermaterial, er stellt also eine natürliche Einheit für die Schauerbreite dar. Unabhängig vom Material gilt, daß 95 % der Energie des Schauers in einem Zylinder mit Radius 2 ρ_M und 98 % der Schauerenergie in einem Zylinder mit Radius 3 ρ_M enthalten ist.

3.2 Hadronische Schauer

Die Vorgänge in hadronischen Schauern sind komplizierter und nicht so analytisch zu beschreiben wie elektromagnetische Schauer. Die Längenskala für die Ausdehnung eines hadronischen Schauers ist die nukleare Absorptionslänge oder hadronische Wechselwirkungslänge λ_I. Sie ist definiert als

$$\lambda_\mathrm{I} = A_\mathrm{Mol}/(\sigma_\mathrm{i} N_o \rho)[\mathrm{cm}] \tag{3.6}$$

mit der Molmasse A_Mol, der Dichte ρ, der Avogadro-Zahl N_o und dem inelastischen hadronischen Wirkungsquerschnitt σ_i [Klei87]. Die hadronische Wechselwirkungslänge eines Materials kann durch

$$\lambda_\mathrm{I} \approx 35 A^{1/3} [\mathrm{g/cm}^2] \tag{3.7}$$

approximiert werden [PDG96]. Einige gemessene Werte sind in Tabelle 3.1 angegeben.
Trifft ein hochenergetisches Hadron auf einen Kern, werden vor allem Pionen ($\pi^\pm$ und π^o) aber auch Nukleonen produziert und der Kern kann gespalten werden. Rund die Hälfte der Energie geht in die Produktion von Teilchen, die einen mittleren transversalen Impuls

$< p_{\mathrm{T}} > \approx 0.35$ GeV/c haben, der Rest der Energie wird von Teilchen mit hohem longitudinalem Impuls (sogenannten „leading particles“) davongetragen. Wenn das Projektil ein Nukleon war, kann man davon ausgehen, daß wieder ein Nukleon als „leading particle“ viel Energie davonträgt.
Es ist sinnvoll, bei den weiteren Prozessen zwischen elektromagnetischen und hadronischen zu unterscheiden.

- Neutrale Pionen zerfallen nach einer mittleren Lebensdauer von $8.4 \cdot 10^{-17}$ s in ihrem Ruhesystem, d.h. sie kommen im Laborsystem maximal einige nm weit, bis sie in 2 Photonen zerfallen. Die Energie, die in die Produktion von π^{o} geht, endet also in elektromagnetischen Schauern. Der Bruchteil der Energie, die im Verlauf des Schauers in π^{o} Produktion geht, ist durch $f_{\pi^{\mathrm{o}}} \approx 0.1 \ln E$ [GeV] gegeben. Messungen bei Energien von 5 - 150 GeV [Aco92] haben gezeigt, daß dieser Ausdruck die Daten im Bereich 10 -150 GeV sehr gut wiedergibt.

- Nukleonen und $\pi^{\pm}$ laufen weiter durch das Material, bis sie auf einen Atomkern treffen. Dort findet (sofern die Energie ausreicht) wieder eine hadronische Wechselwirkung statt, bei der ein Teil der Energie über π^{o}-Produktion in „elektromagnetische Energie“ geht. Zum anderen geht Energie in die Spaltung von Kernen, d.h. die Differenz der Bindungsenergien des Ausgangskerns und der verbleibenden Kernfragmente muß aufgebracht werden. Bei der Kernspaltung werden Nukleonen mit Energien im Bereich einiger MeV frei. Brau [Brau92] hat für den Schauer eines 5 GeV π^{-} in einem Uran-Szintillator Kalorimeter [1] berechnet, daß durchschnittlich ca. 24 Kernreaktionen stattfinden und dabei durchschnittlich 1/3 der Einschußenergie in Bindungsenergie geht, d. h. nicht mehr nachgewiesen werden kann (wobei diese Werte starken Fluktuationen unterliegen). Desweiteren können Kerne über verschiedene Prozesse angeregt werden und in der Folge niederenergetische ($E_{\gamma} < 10$ MeV/c^2) Photonen emittieren. Schließlich geht noch Energie aus leptonischen Zerfällen in Myonen und Neutrinos (welche nicht detektiert werden können). Diese Prozesse werden als „hadronisch“ oder korrekter als „nicht-elektromagnetischer“ Teil des Schauers bezeichnet, wobei die Einbeziehung der Photonen aus Kernabregungen willkürlich ist, aber ihre Begründung [Gab94] in der Unterscheidung der gut zu beschreibenden elektromagnetischen „Subschauer“ aus π^{o}-Zerfällen, und den - starken Fluktuationen unterliegenden - restlichen Prozessen, findet. Gabriel [Gab78] hat abgeschätzt, daß bei einem 5 GeV Hadronschauer in Eisen ca. 15% der nicht-elektromagnetischen Energie in geladenen Pionen endet, während die verbleibenden 85% in den eben beschriebenen Prozessen verbraucht werden.

[1] Hierbei wurden Neutronen mit Energien kleiner 20 MeV aus der Simulation herausgenommen, da Uran über die durch langsame Neutronen induzierte Kernspaltung, über Spaltneutronen und γ-Strahlung Energie zurückgibt. Uran wird deshalb auch verwendet, um Kalorimeter zu bauen, da der Verlust durch Aufbruch von Kernbindungskräften kompensiert wird. Solche Kalorimeter werden deshalb als „kompensierende“ Kalorimeter bezeichnet.

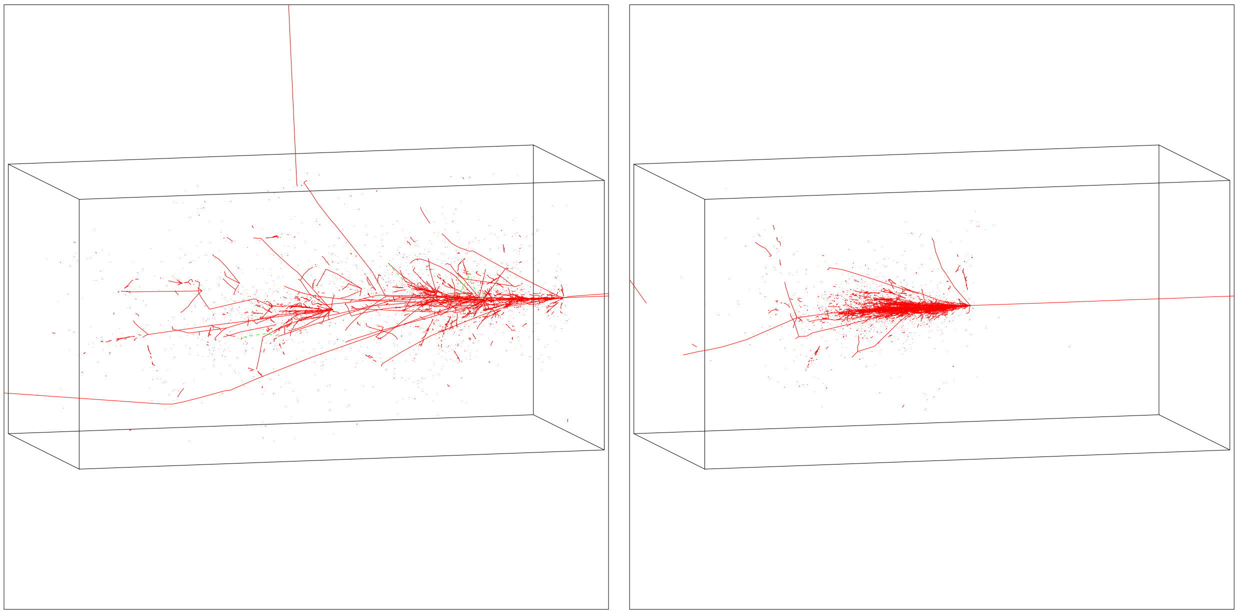


Abbildung 3.2 Spuren geladener Teilchen in der Simulation des Schauers eines 100 GeV Protons in Kupfer. Die Abmessungen der Quaders sind $60{\times}60{\times}120cm^3$. Rechts ist ein Ereignis mit hoher π^o-Multiplizität in der ersten Wechselwirkung zu sehen, in dem fast die gesamte Energie in elektromagnetischen Schauern endet. Links geht ein Großteil der Energie in die Produktion geladener Hadronen (zu erkennen an der Länge der Spuren im Kupfer). Das Fehlen ausgeprägter elektromagnetischer Schauer weist auf geringe π^o-Multiplizität hin. Im Allgemeinen wird das rechte Ereignis eine größere Signalhöhe in einem Kalorimeter erzeugen als das linke Ereignis.

Die Energie in einem hadronischen Schauer geht also ungefähr zur Hälfte in elektromagnetische Schauer mit verhältnismäßig geringen Dimensionen. Die andere Hälfte geht zum überwiegenden Teil in Bindungsenergie und niederenergetische Photonen und Nukleonen, wobei die Prozesse, wie auch die Dimensionen, auf denen sie stattfinden, starken Fluktuationen unterliegen.

Kalorimeter können in der Regel den elektromagnetischen und den hadronischen Anteil einen hadronischen Schauers unterschiedlich gut detektieren. Deshalb ist das e/h- Verhältnis eines Kalorimeters, welches das Verhältnis des Signals aus den elektromagnetischen Subschauern und dem Signal aus dem hadronischen Teil darstellt, eine wichtige Größe. Nur bei kompensierenden Kalorimetern aus Uran (siehe Fußnote) kann ein e/h-Verhältnis von ~ 1 erreicht werden, sonst ist das e/h-Verhältnis immer > 1 (im Bereich von 1.2 -1.5 für nichtkompensierende Szintillator-Kalorimeter).

Die longitudinale und transversale Ausdehnug eines hadronischen Schauers skaliert, wie oben angedeutet, mit der hadronischen Wechselwirkungslänge λ_{I}. Die longitudinale Ausdehnung eines Volumens, in dem 95% der Schauerenergie deponiert werden, kann mit

$$L(95\%) \approx 2.5 \cdot (0.54 \cdot \ln(E[\mathrm{GeV}]) + 0.4) \cdot \lambda_{\mathrm{I}} \tag{3.8}$$

abgeschätzt werden [Ama81]. Die transversale Ausdehnung des Schauers ist durch

$$R(95\%) \approx \lambda_{\mathrm{I}} \tag{3.9}$$

gegeben, wobei $R(95\%)$ der Radius eines Zylinders ist, in dem 95% der Schauerenergie deponiert werden. Demzufolge bräuchte man, um ein 100 GeV Hadron in einem Kalorimeter aus Kupfer zu messen, einen Zylinder von $\sim$ 110 cm Länge und einem Durchmesser von $\sim$ 30 cm.

3.3 Energielinearität

Um mit einem Kalorimeter Energie zu bestimmen, ist zu verlangen, daß das Signal des Kalorimeters proportional zu der Energie der einfallenden Teilchen ist. Elektromagnetische Kalorimeter erfüllen diese Anforderung grundsätzlich. Der Energiebereich, in dem dies gilt, ist nur durch bauartbedingte Effekte begrenzt (z. B. Saturationseffekte in Photovervielfachern). Bei hadronischen Kalorimetern wird Energielinearität über einen größeren Energiebereich nur mit kompensierenden Uran-Kalorimetern erreicht. Gabriel hat gezeigt [Gab94], daß die signalerzeugenden Anteile des nicht-elektromagnetischen Teils eines hadronischen Schauers relativ zur Energie, die in den nicht-elektromagnetischen Teil des Schauers geht, im Bereich von 10 -1000 GeV Einschußenergie konstant sind. Da der Anteil der elektromagnetischen Energie f_{π^0} logarithmisch mit der Einschußenergie anwächst, wird das Verhältnis von produziertem Signal zu Einschußenergie bei Kalorimetern mit $e/h > 1$ zu größeren Energien hin leicht zunehmen.

3.4 Energieauflösung

Die Energieauflösung eines Kalorimeters wird durch Fluktuationen bei der Erzeugung des Signals im Kalorimeter bestimmt. Die Fluktuationen in elektromagnetischen Kalorimetern sind analytisch gut zu beschreiben [Ama81]. Die wichtigsten Beiträge sind:

- *Sampling-Fluktuationen*, die auftreten, wenn der Schauer bei „nicht-homogenen“ Kalorimetern (z. B. der Sandwich Bauweise) nur in dem sensitiven Bereich (z. B. Szintillator) gemessen wird. Es können Fluktuationen im Anteil der geladenen Teilchen, die im sensitiven Material Energie verlieren und somit ein Signal erzeugen, auftreten.

- *Weglängen-Fluktuationen* sind Fluktuationen in der Winkelverteilung der geladenen Teilchen im sensitiven Material. Nimmt man das Beispiel der Szintillatorplatten eines *Sandwich*-Kalorimeters, wird mehr Signal erzeugt, wenn die Teilchen unter kleinem Winkel zur Plattenebene laufen, als wenn sie senkrecht zur Plattenebene laufen, da sie im ersten Fall einen längeren Weg im Szintillator zurücklegen.

- *Landau-Fluktuationen* kommen aus der Asymmetrie der Verteilung deponierter Energie, wenn geladene Teilchen einer bestimmten Energie einen Szintillator einer bestimmten Dicke durchqueren. Diese Verteilung ist eine Landau-Verteilung, hat also einen Schwanz zu höheren Signalhöhen hin.

- Wenn der Schauer nicht vollständig im Detektorvolumen enthalten ist, gibt es Fluktuationen in dem Anteil der Schauerenergie, die aus dem Kalorimeter „herausleckt“ und nicht mehr zum Signal beiträgt. Dabei haben mögliche longitudinale Verluste einen größeren Einfluß auf die Energieauflösung als mögliche laterale Verluste [CHARM80].

Für Konfigurationen, in denen keine Energie aus dem Kalorimeter austritt, sind *Sampling-Fluktuationen* in der Regel der bestimmende Beitrag [Ama81]. In erster Ordnung kann man annehmen, daß die Fluktuationen statistischer Natur sind und nur von der Anzahl der Teilchen, die zum Signal beitragen, abhängen. Da die Anzahl der erzeugten Teilchen proportional zur Energie ist, ist die Energieauflösung $\sigma(E)/E$ proportional zu $1/\sqrt{E}$.
Bei hadronischen Kalorimetern spielen zusätzlich folgende Fluktuationen eine Rolle:

- Fluktuationen in dem Anteil der Energie, die in π^{o}-Produktion geht, sind bei Kalorimetern mit $e/h > 1$ wichtig. Ein Ereignis, bei dem viel Energie in die π^{o}-Produktion geht, wird in einem solchen Kalorimeter ein höheres Signal erzeugen, als ein Ereignis, bei dem viel Energie in hadronische Prozesse geht.

- Der hadronische Teil des Schauers unterliegt generell sehr starken Fluktuationen. Die Verteilung der Anzahl nuklearer Kollisionen hat eine Halbwertsbreite in der Größenordnung 100%, und die Verteilung der Bindungsenergie, die dabei verlorengeht, ebenfalls. Wie oben erwähnt, können diese Fluktuationen nur mit Uran-Kalorimetern kompensiert werden.

Sampling-Fluktuationen spielen bei hadronischen Kalorimetern insofern eine Rolle, als ein Teil der Energie immer in elektromagnetische Subschauer geht. Bei *Sandwich*-Kalorimetern hat sich gezeigt [Ama81], daß sich die Energieauflösung für eine Absorberplattendicke kleiner 1 X_{o} fast nicht mehr ändert. Der Einfluß der letzten beiden Punkte ist abhängig vom e/h Wert des Kalorimeters. Bei $e/h \sim 1$ spielen Fluktuationen in der π^{o}-Produktion keine Rolle, während Fluktuationen im hadronischen Teil des Schauers einen großen Einfluß haben. Bei Kalorimetern mit $e/h \gg 1$ sind die Fluktuationen vor allem durch die π^{o}-Produktion bestimmt.
Die funktionelle Abhängigkeit der Energieauflösung von der Energie ist bei hadronischen Kalorimetern aufgrund der verschiedenen Beiträge und deren verschiedener Energieabhängigkeit komplizierter [Ama81]. Meist wird daher für die Energieauflösung hadronischer Kalorimeter eine Summe aus einem Term proportional zu $1/\sqrt{E}$ und einem konstanten Term mit der Energie angenommen. Dies ist nur eine Näherung, da praktisch kein Fluktuationsbeitrag energieunabhängig ist [Fab85]. Für Kalorimeter mit einem sehr

großen e/h-Verhältnis hat sich gezeigt, daß die Energieauflösung proportional zum Logarithmus der Energie abnimmt [Akch97], was der Energieabhängigkeit der Fluktuationen der π^0-Produktion in hadronischen Schauern entspricht [Aco92].

4 Die Null-Grad-Kalorimeter Prototypen

4.1 Cherenkov-Kalorimeter

Wie in Kapitel 3 erwähnt, wird das Signal eines Kalorimeters häufig erzeugt, indem geladene Schauerteilchen durch ihren spezifischen Energieverlust in Szintillatoren Licht erzeugen, welches von Photovervielfachern in ein elektrisches Signal umgewandelt und verstärkt wird. Eine andere Möglichkeit der Lichterzeugung durch geladene Teilchen im Kalorimeter ist die Nutzung des Cherenkov-Effekts. Beim Durchgang eines relativistischen geladenen Teilchens durch ein transparentes Material, in dem die Lichtgeschwindigkeit kleiner ist als die Geschwindigkeit des Teilchens, wird Licht emittiert, welches auch über Photovervielfacher ausgelesen und verstärkt werden kann. Analog zu den Szintillatorplatten, die häufig in *Sandwich*-Kalorimetern verwendet werden, können auch Glasplatten benutzt werden. Ein besonderer Typ ist das Quarzfaser-Kalorimeter, bei dem Quarz-Lichtleiter[1] gleichzeitig als sensitives Material und als Transportmedium des Lichts vom Entstehungsort zum Photovervielfacher dienen. Dieser Typ von Kalorimeter wurde 1994 von P. Gorodetzky *et al.* erstmals im Rahmen des *RD40*-Projektes am CERN genauer untersucht [CPP95] [Goro95]. Seitdem beschäftigen sich verschiedene Gruppen damit, vor allem in Hinblick auf eine Anwendung am LHC[2] [Gan95] [Akch97]. Dabei spielen vor allem die Schnelligkeit des Detektors (das Cherenkovlicht wird instantan erzeugt, wenn ein geladenes Teilchen durch den Lichtleiter fliegt, und dann mit Lichtgeschwindigkeit zum Photovervielfacher transportiert) und die Strahlungshärte der Quarzfasern eine Rolle. Es wurden auch Tests mit „Plastik"-Lichtleitern[3] durchgeführt [Goro95], die grundsätzlich die gleiche Funktion erfüllen wie Quarz-Lichtleiter, jedoch weniger strahlungshart sind.

[1] Genaugenommen ist Quarz die Bezeichnung einer kristallinen Modifikation von SiO_2. Was hier als Quarz bezeichnet wird, besteht aus amorphem SiO_2.

[2] Large Hadron Collider, ein Collider, der im Tunnel des LEP am CERN geplant ist. Dort sollen Bleiionen mit einer Energie von ca. 3 TeV pro Nukleon und Protonen mit einer Energie bis 7 TeV kollidieren.

[3] Mit „Plastik" ist hier PMMA (PolyMethylMethAcrylat) gemeint.

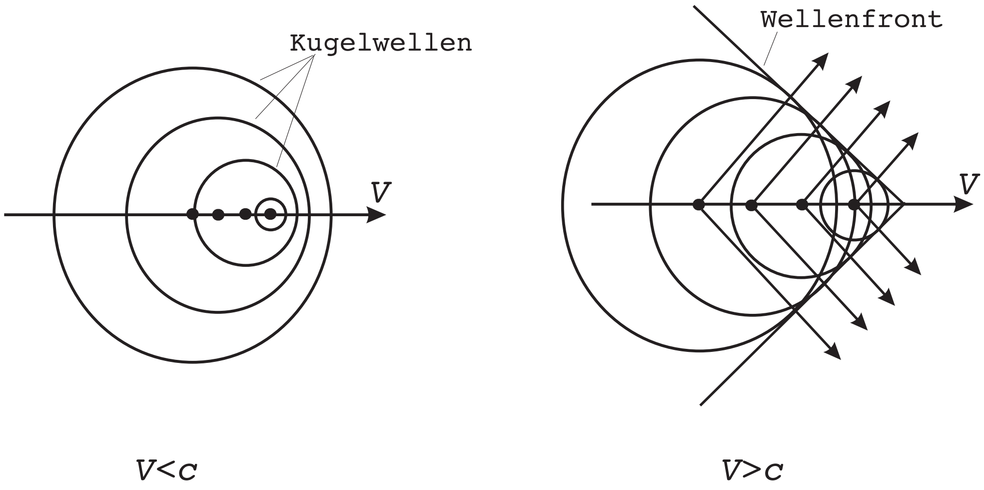


Abbildung 4.1 Ein geladenes Teilchen durchläuft ein Medium. In jedem durchlaufenen Punkt entsteht eine elektromagnetische Kugelwelle. Ist die Geschwindigkeit v größer als die Lichtgeschwindigkeit c im Medium (rechts), bildet sich eine Wellenfront auf dem Kegel, auf dem die Kugelwellen die gleiche Phase haben, und es wird Licht (Pfeile) in Richtung dieser Wellenfront emittiert.

In Abschnitt 4.1.2 wird näher auf die Funktionsweise dieses Kalorimetertyps und auf Unterschiede zu Szintillator basierten Kalorimetern eingegangen.

4.1.1 Der Cherenkov-Effekt

Der Cherenkov-Effekt entspricht einem Überschallknall elektromagnetischer Wellen. Er tritt auf, wenn ein geladenes Teilchen durch ein dielektrisches Medium fliegt und seine Geschwindigkeit größer als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium ist. Dabei wird Licht (sichtbarer bis UV-Bereich) unter einem bestimmten Winkel[1] zur Teilchentrajektorie emittiert. Dies ist ein Polarisations- und Interferenz-Effekt. Bewegt sich das geladene Teilchen durch das Medium, werden Atome auf seinem Weg polarisiert, was einer geringen Anregung entspricht. In der Folge gehen die Atome wieder in ihren unpolarisierten Zustand über, wobei sie niederenergetische Photonen emittieren. Man kann sich jedes Atom auf dem Weg des Teilchens als Quelle sphärischer elektromagnetischer Wellen vorstellen, die sich nach dem Huygenschen Prinzip überlagern. Ist die Teilchengeschwindigkeit v kleiner als die Lichtgeschwindigkeit c_{m} im Medium, haben diese Elementarwellen keine bestimmte Phasenbeziehung (Abb. 4.1, links) und werden sich im Mittel auslöschen. Ist v größer als die Lichtgeschwindigkeit c_{m}, gibt es eine Fläche, auf der die Kugelwellen die

[1] Tatsächlich entsteht ein Interferenzmuster, ähnlich wie bei der Gitterbeugung. Für eine durchquerte Schichtdicke $d \gg \lambda$ der Wellenlänge des emittierten Lichts ist es aber gerechtfertigt anzunehmen, daß das Licht unter einem bestimmten Winkel zur Flugbahn des Teilchens emittiert wird.

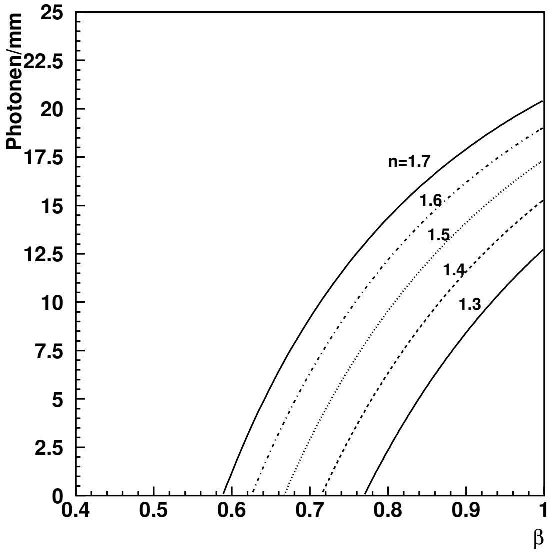


Abbildung 4.2 Anzahl der erzeugten Cherenkov-Photonen pro mm durchquerter Schicht, in Abhängigkeit von β bei verschiedenen Brechungsindizes n. Hierbei wurde über einen Wellenlängenbereich von 400-550 nm integriert.

gleiche Phase haben und sich verstärken (Abb. 4.1, rechts). In Richtung dieser Wellenfront wird dann Licht emittiert. Der Öffnungswinkel des Kegels, unter dem die Cherenkov-Strahlung emittiert wird, heißt Cherenkov-Winkel und wird im allgemeinen mit $\theta_{\rm c}$ bezeichnet. Da das Teilchen mit der Geschwindigkeit β·c durch das Medium fliegt und die elektromagnetischen Kugelwellen sich mit der Geschwindigkeit c$/n$ ausbreiten, ergibt sich aus Abbildung 4.1 $\theta_{\rm c}$ zu

$$\cos\theta_{\rm c} = \frac{1}{\beta n} \tag{4.1}$$

wobei n, der (im allgemeinen wellenlängenabhängige) Brechungsindex des Mediums, und c die Vakuumlichtgeschwindigkeit ist. Lichtleiter haben in der Regel einen Brechungsindex von $n = 1.5$. Für Teilchen mit $\beta > 0.9$ bedeutet dies, daß Cherenkov-Strahlung im Lichtleiter in einem Kegel mit $\simeq 45^o$ Öffnungswinkel emittiert wird. Der Energieverlust eines Teilchens mit Ladung $z \cdot e$, welches durch eine Schicht der Dicke L fliegt, durch Emission von Cherenkov-Photonen des Frequenzintervalls dω in den Raumwinkel dΩ ist durch

$$\frac{{\rm d}^2E}{{\rm d}\omega{\rm d}\Omega} = z^2\frac{\alpha\hbar}{\rm c}n\beta^2\sin^2\theta\left(\frac{\omega L}{2\pi\beta{\rm c}}\frac{\sin\xi(\theta)}{\xi(\theta)}\right)^2 \tag{4.2}$$

gegeben [Leo], wobei α die Feinstrukturkonstante ist und

$$\xi(\theta) = \frac{\omega L}{2\beta{\rm c}}(1-\beta n\cos(\theta)). \tag{4.3}$$

Von größerem Interesse ist meist die Anzahl der emittierten Photonen pro durchlaufener Schichtdicke. Ist die durchquerte Schichtdicke groß gegenüber der Wellenlänge der emittierten Photonen, läßt sich aus Gleichung 4.2 folgende Gleichung ableiten [Leo] :

$$\frac{\mathrm{d}^2 N}{\mathrm{d}\lambda \mathrm{d}x} = \frac{2\pi z^2 \alpha}{\lambda^2}(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}). \tag{4.4}$$

Da man die Cherenkov-Strahlung häufig mit Photovervielfachern mißt, deren spektrale Empfindichkeit[1] im Bereich 350 nm bis 550 nm liegt, kann man Gleichung 4.4 über diesen Bereich integrieren und erhält als Abschätzung der Anzahl emittierter Photonen pro cm durchquerter Schicht

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}x} \approx 475 z^2 \sin^2\theta_{\mathrm{c}} [\mathrm{Photonen/cm}]. \tag{4.5}$$

4.1.2 Funktionsprinzip eines Lichtleiter-Kalorimeters

Werden Szintillatoren benutzt, um die geladenen Teilchen in einem Kalorimeter zu messen, wird deren spezifischer Energieverlust gemessen. Der spezifische Energieverlust eines geladene Teilchens wird durch die Bethe-Bloch Formel beschrieben. Bei kleinen Energien ist er sehr groß, nimmt bis zu einer Teilchengeschwindigkeit von $v \approx 0.96 \cdot \mathrm{c}$ ab [Leo] und steigt zu höheren Energien wieder an, bis er das „relativistische Plateau“ erreicht, wo der Energieverlust dann fast konstant bleibt. Dies bedeutet für ein Szintillator-Kalorimeter, daß niederenergetische Teilchen stark zum Signal beitragen, da sie relativ viel Energie im Szintillator deponieren. Werden nicht-szintillierende Lichtleiter als „aktive“ Elemente eines Kalorimeters benutzt, d. h. das Signal des Kalorimeters ist proportional zu der Menge an produzierten Cherenkov-Photonen in den Lichtleitern, sieht dies anders aus, da in diesem Fall nur von relativistischen geladenen Teilchen Signale erzeugt werden. Schon in einem einfachen Bild eines Schauers, der in seinem Verlauf immer breiter wird, wobei die Teilchen immer weniger Energie besitzen, kann man sich vorstellen, daß bei Szintillator-Kalorimetern die Randbereiche des Schauers viel zum Signal beitragen, während bei Cherenkov-Licht Kalorimetern eher ein schmaler Bereich um die Richtung des einfallenden Teilchens ein Signal produziert. Dabei kommt es auf den Typ des Lichtleiters an, welche Teilchen tatsächlich zum Signal beitragen.

[1] Dies ist abhängig vom Fenstermaterial der Photovervielfacher. Die Angabe bezieht sich auf Photovervielfacher mit Borosilikat-Fenster. Eigentlich wären Photovervielfacher mit UV-durchlässigem Glas besser zur Messung von Cherenkov-Strahlung geeignet, da ein großer Anteil im UV-Bereich liegt.

Lichtleiter

Ein Lichtleiter[2] ist aus einem Kern und einer ihn umgebenden Hülle (*Cladding*) aufgebaut, wobei der Brechungsindex des Kerns immer etwas größer ist als der des *Claddings*, sodaß ein Lichstrahl, der auf die Grenzfläche zwischen Kern und Hülle trifft, totalreflektiert und im Lichtleiter weitergeleitet wird. Der größte Winkel ϕ (im allgemeinen als „maximaler Eintrittswinkel“ bezeichnet), unter dem noch Totalreflektion stattfindet, ist durch

$$\sin\phi = \sqrt{n^2_{\text{Kern}} - n^2_{\text{Cladding}}} \tag{4.6}$$

gegeben, wobei n_{Kern} und n_{Cladding} die Brechungsindizes des Kerns bzw. der Hülle sind. Der Ausdruck $\sin\phi$ wird „numerische Apertur“ genannt und wird in der Regel anstelle des maximalen Eintrittswinkel ϕ angegeben. Die drei wichtigsten Vertreter der Stufenindexfasern sind:

- *Quarz-Quarz-Fasern*, bei denen der Kern wie auch die Hülle aus Quarz bestehen. Die typische numerische Apertur von Quarz-Quarz-Fasern ist $N.\,A. = 0.22$, was einem maximalen Eintrittswinkel von 12.7° entspricht. Quarz-Quarz-Fasern übertragen Licht im Wellenlängenbereich von ca. 200 nm bis zu 2000 nm[1] [BTO] , d. h. vom Infrarot- bis in den UV-Bereich. Die Strahlungshärte, d.h. die Dosis, mit der die Faser ohne nennenswerte Transmissionsverluste bestrahlt werden kann, liegt im Bereich von 1 Grad, ist jedoch abhängig von der Reinheit des Materials [Goro95]. Quarz-Quarz-Fasern sind teuer und schwer zu bearbeiten.

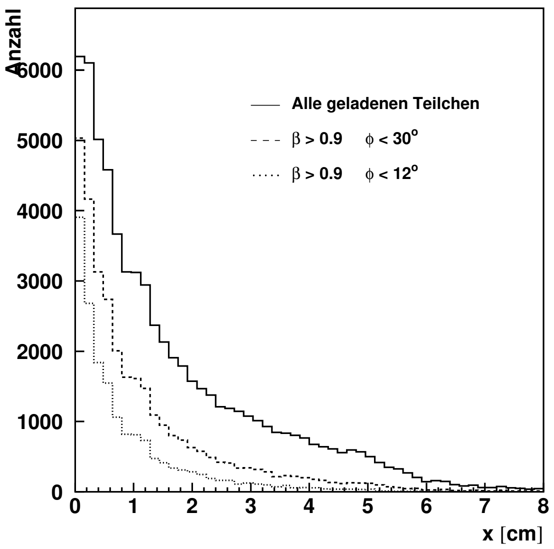
- *Quarz-Plastik-Fasern* bestehen aus einem Kern aus Quarz und einer Hülle aus *PMMA*. Typische numerische Aperturen liegen im Bereich $N.\,A. = 0.3 - 0.4$, akzeptieren also Licht unter größeren Winkeln. Mit Quarz-Plastik Lichtleitern kann kein UV-Licht übertragen werden. Die Strahlungshärte ist geringer als bei Quarz-Quarz-Fasern. Der Preis liegt zwischen Quarz-Quarz- und Plastik-Plastik-Fasern.

- *Plastik-Plastik-Fasern* bestehen im Kern als auch der Hülle aus *PMMA*. Sie werden meist einfach als *PMMA*-Fasern bezeichnet. Die numerische Apertur ist $N.\,A. = 0.5$, d. h. der maximale Eintrittswinkel beträgt 30°. Dieser Typ ist der billigste. Es kann nur Licht im sichtbaren Bereich übertragen werden, und die Strahlungshärte ist am geringsten.

Bezogen auf die Funktion der Fasern im Kalorimeter unterscheiden sich die Fasern also durch die numerische Apertur. Da nur Licht weitergeleitet wird, welches unter kleineren

[2] Hier soll nur von sogenannten Stufenindexfasern die Rede sein. Diese werden so bezeichnet, da der Brechungsindex, beim Übergang vom Kern zum *Cladding* einen Sprung macht. Bei Gradientenfasern ändert sich der Brechungsindex kontinuierlich, verringert sich also von der Mitte des Lichtleiters zum Rand hin. Dies kompensiert die unterschiedliche Laufzeit von Photonen, die unter unterschiedlichen Winkeln zur Faserachse weitergeleitet werden [Berg].

[1] Diese Werte werden nur mit sehr reinem Quarz erreicht. Meist sind Lichtleiter auf den UV- oder den IR-Bereich optimiert.



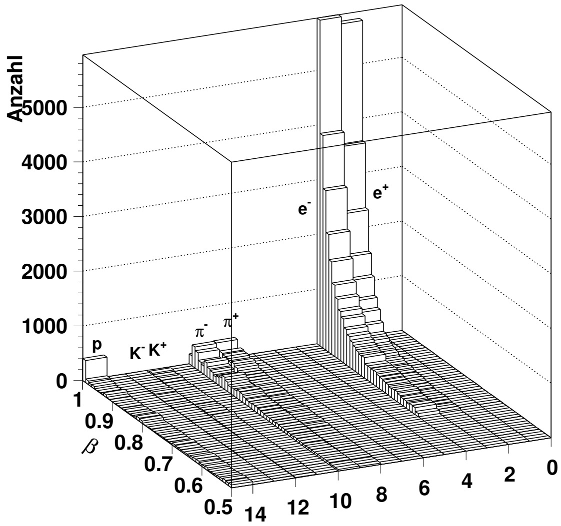


Abbildung 4.3 Simulation von 100 GeV Protonschauern in dem Kupferprototyp (siehe Text). Dargestellt ist die Anzahl geladener Teilchen, die eine Lichtleiterschicht durchqueren, links in Abhängigkeit des Abstandes von der Strahlachse; rechts sind geladene Teilchen, die unter kleinerem Winkel als 30° zur Strahlachse laufen, getrennt nach Teilchensorte, gegen ihre Geschwindigkeit in β aufgetragen.

Winkeln als dem maximalen Eintrittswinkel in der Faser emittiert wird, wird auch nur das Licht von geladenen Teilchen, die in einem bestimmten Winkelbereich durch die Faser fliegen, weitergeleitet. Geladene Teilchen mit $\beta > 0.9$ emittieren Cherenkov-Strahlung im Lichtleiter in einem Kegel mit 45° Öffnungswinkel. Fliegt ein solches Teilchen unter einem Winkel von 45° durch einen Lichtleiter, wird ein Teil des Cherenkov-Lichtkegels, weitergeleitet, während ein Teilchen, welches unter einem Winkel von 90° durch die Faser fliegt, in erster Ordnung nur Licht emittiert, welches unter Winkeln von $\simeq 45°$ auf die Wand des Lichtleiters trifft und somit nicht totalreflektiert wird. Die genaue Beschreibung der Topologie in Abhängigkeit von Eintrittswinkel und Eintrittsposition des Teilchens in die Faser ist kompliziert. Es hat sich aber gezeigt [Goro95], daß der Winkelbereich, in dem die Teilchen durch die Faser fliegen können, sodaß das von ihnen emittierte Cherenkov-Licht in der Faser weitergeleitet wird, auch durch die numerische Apertur gegeben ist. Bei Quarz-Quarz-Fasern tragen also nur Teilchen zum Signal bei, welche unter $45° \pm 13°$ relativ zur Faserachse durch die Lichtleiter fliegen. Bei *PMMA*-Fasern ist dieser Winkelbereich $45° \pm 30°$. Bezogen auf einen Schauer im Kalorimeter bedeutet dies, daß nur die Schauerteilchen eines bestimmten Winkelbereichs relativ zur Strahlachse ein Signal produzieren. In Abbildung 4.3 sind Ergebnisse der *GEANT*-Simulation mit der Geometrie des Kupfer-Prototypen (vgl. Abschnitt 4.3) gezeigt. Es wurden 100 GeV Protonen in die Mitte des Kalorimeters eingeschossen. In Abbildung 4.3 sind jeweils die gelade-

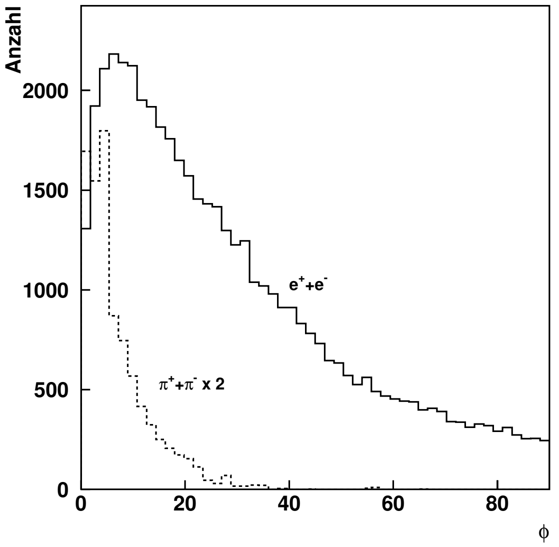


Abbildung 4.4 Simulation der Winkelverteilung von Elektronen und geladenen Pionen im hadronischen Schauer im Kupferkalorimeter. Es gilt dasselbe wie für Abb. 4.3, hier ist die Anzahl der Teilchen gegen den Winkel, unter dem sie relativ zur Strahlachse laufen, wenn sie eine Faserschicht durchqueren, dargestellt. Die Pionen wurden um den Faktor 2 hochskaliert.

nen Teilchen des Schauers, die eine Lichtleiterschicht erreichen, als Teilchenanzahl bezeichnet. In Abbildung 4.3 links ist der Abstand eines geladenen Teilchens, welches eine Lichtleiterschicht erreicht, von der Strahlachse dargestellt. Die durchgezogene Linie zeigt alle geladenen Teilchen, die eine Lichtleiterschicht erreichen. Die gestrichelte Linie zeigt die geladenen Teilchen mit einer Geschwindigkeit größer als $0.9 \cdot \mathrm{c}$ und einem Winkel ϕ zur Strahlachse kleiner 30^{o}, was in etwa der Situation mit *PMMA*-Lichtleitern entspricht. Für die gepunktete Linie ist dieser Winkel ϕ auf 12^{o} eingeschränkt, was Quarz-Quarz-Fasern entspricht. Man sieht, daß die kinematischen und geometrischen Beschränkungen durch die Lichtleiter zu einem schmaleren *sichtbaren* Schauer führen, da die äußeren, niederenergetischeren Schauerbereiche offenbar nicht mehr wesentlich zum Signal beitragen. In Abbildung 4.3 rechts ist für die wichtigsten Teilchensorten die Häufigkeit der Teilchen, die eine Lichtleiterschicht unter einem Winkel kleiner als 30^{o} relativ zur Strahlachse durchlaufen, gegen die Geschwindigkeit in β aufgetragen[2]. Man sieht, daß der Großteil des Signals von Elektronen und Positronen erzeugt wird. Betrachtet man nur die Teilchen mit $\beta > 0.9$, ergibt sich eine Zusammensetzung von $\simeq 84\%$ $e^{\pm}$, $\simeq 14\%$ $\pi^{\pm}$ und $\simeq 2\%$ Protonen und sonstiges. Ein Großteil dieser $e^{\pm}$ stammt aus elektromagnetischen Kaskaden aus π^{o}-

[2]Elektronen und Positronen mit einem Impuls kleiner als 500 keV/c wurden aus der Simulation herausgenommen, da sie nicht zum Signal beitragen. Deshalb sind in Abb. 4.3 rechts, bei $e^{\pm}$ unterhalb von $\beta \approx 0.7$ keine Einträge zu finden.

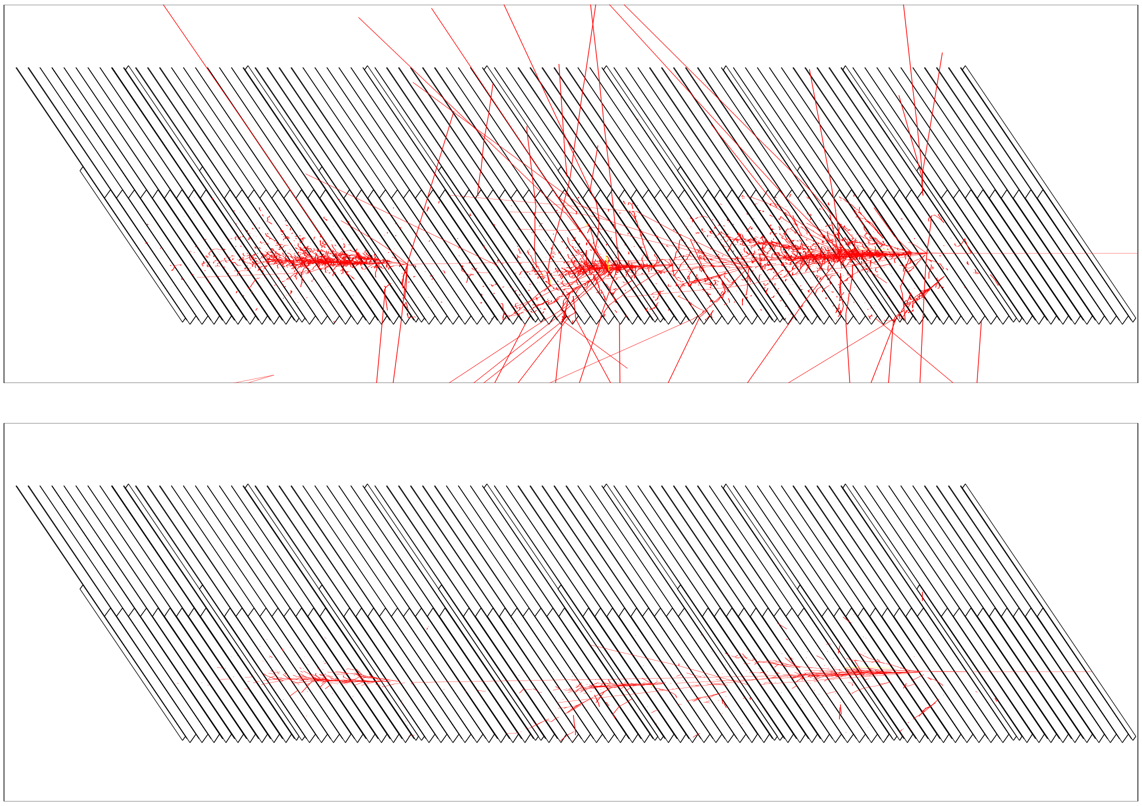


Abbildung 4.5 Simulation von 100 GeV Protonschauern in dem Kupferprototyp (siehe Kapitel 4.3.1). Oben sind alle geladenen Teilchen, die im Schauer produziert werden zu sehen. Unten sind nur die geladenen Teilchen dargestellt, die unter einem Winkel kleiner 30° zur Strahlachse laufen, und die eine Geschwindigkeit größer $0.9 \cdot c$ haben.

Zerfällen, d. h. ein solches Kalorimeter mißt in erster Linie den elektromagnetischen Anteil des hadronischen Schauers. Messungen mit einem Kupferkalorimeter mit parallel zum Strahl verlaufenden Quarz-Quarz-Fasern [Akch97] haben tatsächlich ein e/h-Verhältnis von 5 ergeben, was extrem hoch ist, da schon Kalorimeter mit $e/h = 1.5$ als „stark nicht-kompensierend" bezeichnet werden. Dieses hohe e/h-Verhältnis kommt zum Teil durch die Ausrichtung der Quarz-Faser unter 0° zum Strahl, da der hadronische Teil des Schauers, d. h. vor allem $\pi^{\pm}$, der zum Signal beiträgt, unter kleinen Winkeln zum Strahl laufen. Die elektromagnetischen Subschauer haben eine breitere Winkelverteilung (s. Abbildung 4.4), weshalb die Unterscheidung zwischen hadronischer und elektromagnetischer Komponente des hadronischen Schauers verstärkt wird. Sind die Fasern unter 45° zum Strahl angeordnet, erzeugen auch die $\pi^{\pm}$ Signal und es ist mit einem kleineren e/h-Verhältnis zu rechnen. Simulationen von Gorodetzky *et al.* [CPP95] sagten für einen „0°-Prototyp" aus Kupfer mit Quarz-Fasern ein e/h-Verhältnis von 2.5 und für einen „45°-Typ" mit denselben Fasern ein e/h-Verhältnis von 1.8 voraus. Die Simulation sagt offenbar ein zu kleines e/h-Verhältnis voraus; es zeigt sich jedoch der Unterschied zwischen der 0° und 45° Anordnung. Der Fasertyp spielt für das e/h-Verhältnis auch eine Rolle. Der größere Winkelbereich, den *PMMA*-Fasern sehen, wird aus den oben beschriebenen Gründen das

e/h-Verhältnis eines Kalorimeters mit 45°-Anordnung der Fasern vergrößern, während für eine 0°-Anordnung der Fasern das Gegenteil gilt. Dieses hohe e/h-Verhältnis hat auch Einfluß auf die Breite des *sichtbaren* Schauers im Kalorimeter, da dies bedeutet, daß das Signal in erster Linie durch elektromagnetische Schauer mit vergleichsweise geringer lateraler Ausdehnung erzeugt wird (siehe Abb. 4.5). Es gibt also zwei Effekte, die zu einer geringeren lateralen Ausdehnung des *sichtbaren* hadronischen Schauers beitragen, die Winkelbeschränkung durch die Lichtleiter und das hohe e/h-Verhältnis. Messungen mit 0°-Prototypen [Akch97, CPP95] und 45°-Prototypen [CPP95] zeigen in guter Übereinstimmung, daß der Radius des Zylinders, in dem 90 % der sichbaren Schauerenergie enthalten ist, nur halb so groß ist wie bei Szintillator-Kalorimetern. Da bei dem 45°-Design ein ganz anderer Winkelbereich des Schauers gemessen wird als bei 0°-Typen, legt dies den Schluß nahe, daß der bestimmende Effekt bei der Verringerung der lateralen Ausdehnung des *sichtbaren* Schauers das hohe e/h-Verhältnis ist. Dies bedeutet, daß die Eigenschaften des Absorbermaterials in Bezug auf elektromagnetische Schauer auch für hadronische Schauer ein stärkeres Gewicht bekommen. Da bisher nur Messungen der Schauergröße in Lichtleiter-Kalorimeter aus Kupfer und Blei gemacht wurden, kann man keine Aussage machen, wie die laterale Ausdehnung des *sichtbaren* Schauers in diesem Kalorimetertyp mit Materialkonstanten (Z, λ, ρ_{M}, X_{o}) skaliert, man kann aber davon ausgehen, daß der Molière-Radius (s. Kapitel 3.1) eine wichtige Rolle spielt.
Fluktuationen kommen bei Kalorimetern mit einem so großen e/h-Verhältnis vor allem durch Fluktuationen in der π^{o}-Produktion zustande (vergl. Kapitel 3.4). Die geringere sichtbare laterale Schauergröße macht Lichtleiter-Kalorimeter unempfindlicher gegen Fluktuationen durch laterale Schauerverluste und ermöglicht, schmalere Kalorimeter mit derselben Energieauflösung zu bauen.

4.2 Aufbau der Kalorimeter

Die Platzverhältnisse am Ort, an dem die Kalorimeter installiert werden sollen (vgl. Kap. 2), beschränken die Größe der Kalorimeter auf 10 cm Breite und 120 cm Länge. Im Vergleich dazu ist die laterale Ausdehnung von Szintillator-Kalorimetern ca. 2-3 mal so breit. Es wurden zwei Prototypen, die sich im Absorbermaterial unterschieden, getestet. Ein Kalorimeter wurde aus Kupfer gebaut, was im Vergleich zu anderen im Kalorimeterbau gebräuchlichen Materialien (Fe, Pb) eine kürzere hadronische Wechselwirkungslänge und einen kleineren Molière-Radius besitzt (vgl. Tabelle 3.1). Ein weiterer Vorteil ist, daß es leicht zu bearbeiten ist. Beim anderen Kalorimeter wurde Wolfram als Absorbermaterial eingesetzt, was sich durch eine um 30% kürzere hadronische Wechselwirkungslänge und einen geringeren Molière-Radius gegenüber Kupfer auszeichnet. Die Strahlungslänge ist mit 0.35 cm rund 4 mal kürzer als bei Kupfer ($X_{\mathrm{o}} = 1.43$ cm). Der Nachteil von Wolfram ist die extreme Härte des Materials, welches sich nur schlecht bearbeiten läßt, und sein

hoher Preis.
Der Kupferprototyp wurde in Frankfurt gefertigt und montiert, der Wolframprototyp wurde am **BNL** gebaut, weshalb hier nur auf konstruktionstechnische Details des Kupferkalorimeters eingegangen werden kann. Konstruktionszeichnungen des Kupfer-Prototypen sind im Anhang zu finden. Beide Prototypen bestehen aus Platten des Absorbermaterials, die in einem Winkel von 45° zur Strahlachse angeordnet sind. Zwischen den Kupfer- bzw. Wolfram-Platten befinden sich Lagen aus *PMMA*-Lichtleitern mit einem Durchmesser von 0.5 mm.

4.2.1 Das Kupferkalorimeter

Das Kupferkalorimeter besteht aus 8 Modulen von je $1\lambda_I$ Länge. Jedes Modul besteht aus 9×1 cm dicken Platten und je einer 0.5 cm dicken Platte an der Vorderseite und der Rückseite des Moduls. In der Projektion auf die Strahlachse besitzt also eine Platte eine Dicke von 1 X_0. Die Front- und Endplatte sind halb so dick, um beim Hintereinanderstellen mehrerer Module die Homogenität[1] des Kalorimeters zu wahren. Die 1 cm dicken Platten sind 15 cm lang, sodaß sich mit der Anordnung unter 45° ein Querschnitt von 10×10 cm^2 ergibt. Die Front- und die Endplatte sind aus konstruktionstechnischen Gründen länger. Zwischen den 11 Platten jedes Moduls befinden sich entsprechend 10 Lagen aus Lichtleitern, sodaß die Fasern auch unter 45° zur Strahlachse laufen. Pro Faserschicht befinden sich 197-199 einzelne Lichtleiter einer Länge zwischen 34 cm und 43 cm, die auf die Kupferplatten aufgeklebt sind. Die ca. 2000 Lichtleiter wurden an ihrem Ende mit einer Klemmvorrichtung zu einem Bündel zusammengefaßt und verklebt[2]. Die Faserbündel hatten dann einen Durchmesser von 25 mm. Das Verkleben der Fasern war notwendig, um das Ende des Faserbündels abfräsen und polieren zu können, sodaß ein guter optischer Übergang zu den auslesenden Photovervielfachern gegeben ist. Die unterschiedliche Länge der Fasern dient dazu, Laufzeiten der geladenen Teilchen im Schauer zu kompensieren. Da das Cherenkov-Licht in dem Moment des Durchgangs des geladenen Teilchens durch die Faser entsteht und sich dann mit Lichtgeschwindigkeit in der Faser ausbreitet, entspricht die Zeit, die ein Teilchen mit Lichtgeschwindigkeit benötigt, um von einer Faserschicht zur nächsten zu gelangen, ungefähr der Zeit, die die Cherenkov-Photonen benötigen, um 1 cm innerhalb des Lichtleiters zurückzulegen. Deshalb beträgt die Länge der Fasern der ersten[3] Faserschicht jedes Moduls 43 cm und wird mit jeder Faserschicht 1 cm kürzer, bis

[1] Wenn Teile des Kalorimeters weniger empfindlich sind als andere Teile, führt das zu Fluktuationen der Signalhöhe. Prinzipiell könnte man dies als *Sampling*-Fluktuationen auf einem großen Maßstab bezeichnen.

[2] Hierzu wurde Bicron BC-200 verwendet, ein Klebstoff auf Epoxidharzbasis, der normalerweise verwendet wird, um Szintillatoren auf Photovervielfacher zu kleben. Er ist transparent und besitzt einen Brechungsindex von 1.5. Hier wurde er ausschließlich aufgrund seiner Dünnflüssigkeit verwendet, da handelsüblicher Epoxidharzkleber zu dickflüssig ist, um zwischen die Fasern zu fließen.

[3] Aus Sicht des Projektils.

die 10. Faserschicht eines Moduls noch 34 cm lang ist.
Die gebündelten Faserenden wurden fixiert und mit einem 38 mm Ø Photovervielfacher ausgelesen. Zwischen dem Ende der Fasern und dem Fenster des Photovervielfachers war ein Luftspalt von 3mm Breite. Es wurden *R580-16* Photovervielfacher von Hamamatsu verwendet. Die spektrale Empfindlichkeit der Bialkali-Photokathode reicht von 300 nm bis 650 nm [Ham], womit der Wellenlängenbereich der Transmissivität der *PMMA-Fasern* voll abgedeckt wird. Die Photovervielfacher wurden ebenfalls unter einen Winkel von 45° zur Strahlachse angeordnet.

4.2.2 Das Wolframkalorimeter

Das Wolframkalorimeter besteht aus vier Modulen von jeweils 2 λ_I Länge, sodaß die Gesamtlänge wie beim Kupferkalorimeter 8 λ_I beträgt (80 cm). Jedes Modul besteht aus 27 Wolframplatten von 5 mm Dicke. In der Projektion auf die Strahlachse ergib sich so eine Dicke von $\sim$ 7mm, was zwei Strahlungslängen in Wolfram entspricht. Aufgrund der schlechten Bearbeitbarkeit der Wolframplatten wurden sie von einem tragenden Gehäuse umschlossen. Dies besteht aus zwei 5 mm dicken Seitenwänden, die in ihren Abmessungen auf die Dicke der Wolframplatten und der Faserschichten abgestimmt sind, und aus 2 mm dicken Front- und Endplatten, die an die Seitenteile angeschraubt wsind. Der Boden des Gehäuses besteht aus einer 1 cm dicken Aluminiumplatte. Das Gehäuse ist oben mit einer 7.5 mm starken Aluminiumplatte abgeschlossen, in der sich ein Loch für das Faserbündel und der Befestigungsmechanismus für den Photovervielfacher befindet. Die Gehäuse sind so bemessen, daß in longitudinaler Richtung möglichst keine Lufträume vorhanden sind. Um die Faserschichten zwischen den Wolframplatten zu entlasten, sind in einigen Modulen Abstandshalter zwischen die Platten eingebracht, in anderen Modulen wurden die Wolframplatten mit den Seitenteilen der Gehäuse verklebt. Pro Faserschicht wurden $\simeq 170 - 180$ Fasern mit *RTV*[1] verklebt, sodaß man eine in sich stabile Lage aus Fasern hatte, die zwischen die Wolframplatten gelegt werden konnte. Die $\simeq 4500$ Fasern pro Modul sind zu Bündeln von 40 mm Ø zusammengefaßt, die mit Epoxidharz Klebstoff[2] verklebt wurden. Die Faserbündel wurden abgeschnitten und die Oberfläche poliert. Zur Auslese wurden Hamamatsu *R329* Photovervielfacher mit einem Durchmesser von 51 mm benutzt. Das Fenster des Photovervielfacher wurde direkt auf das Ende des Faserbündels gepreßt.

[1] *RTV* ist ein in USA gebräuchliches Silikonharz
[2] Handelsüblicher 2-Komponenten Klebstoff

4.3 Simulation der Kalorimeter

Es wurde eine *GEANT*-Simulation[3] der getesteten Kalorimeter programmiert. *GEANT* ermöglicht, die Geometrie und die in den Materialien des Detektors stattfindenden Wechselwirkungen von Teilchen zu modellieren. Die Spuren der Teilchen werden in Schritten verfolgt und der Ort der nächsten Wechselwirkung oder des Zerfalls des Teilchens bestimmt. Die Schrittgröße wird an die Art des Materials, durch welches das Teilchen gerade fliegt angepaßt, und für jeden Schritt gibt es Information bezüglich des Teilchens (seinen Ort, seine Kinematik, etc.). Wenn ein Teilchen eine bestimmte Energie unterschreitet, wird seine Restenergie als im Material deponierte Energie betrachtet und es wird nicht weiterverfolgt. Dies ist nötig, um den Rechenaufwand zu begrenzen. Für Elektronen und Photonen wurden die vorgegebenen Werte dieser Minimalenergie auf 500 keV (Elektronen) bzw. 1 MeV (Photonen) herabgesetzt, sodaß alle Teilchen mit einer Geschwindigkeit größer $0.7 \cdot c$ verfolgt werden. Alle anderen Teilchen wurden bis zu einer Minimalenergie von 10 MeV verfolgt. Ansonsten wurden bei allen Parametern die Standardeinstellungen beibehalten. Für die Simulation der hadronischen Wechselwirkungen stehen zwei Routinen zur Verfügung, *FLUKA* und *GEISHA*, hier wurde die *FLUKA*-Routine benutzt.

4.3.1 Geometrie

Für das Kupferkalorimeter wurden Platten in drei Größen, entsprechend den Abmessungen der 1 cm bzw. 0.5 cm dicken Front- und Endplatten, definiert. Diese wurden unter 45° angeordnet. Der Abstand zwischen den Platten beträgt 0.5 mm, er entspricht also genau dem Durchmesser eines Lichtleiters. Im realen Kalorimeter betrug der Abstand der Platten aufgrund der Verklebung der Lichtleiter 0.61 mm. Außer zwischen End- und Frontplatte, am Übergang von einem Modul zum anderen, wurden zwischen allen Platten „Lichtleiterschichten" definiert. Dies sind Platten mit der effektiven Dicke einer Lichtleiterschicht ($\pi/4 \cdot Faserdurchmesser$), d.h. die Lichtleiter wurden in der Simulation nicht modelliert. Diese Näherung begründet sich auf der Annahme, daß genug geladene Teilchen im Schauer produziert werden, sodaß über die durchquerte Weglänge der Teilchen in den Fasern gemittelt werden kann. Als Material für diese „Lichtleiterschichten" wurde Luft gewählt, da angenommen wurde, daß Wechselwirkungen innerhalb der Faser vernachlässigbar sind. Die Abmessung der Faserschichten war 10 cm $\times$ 30 cm, sodaß 15 cm zwischen den Absorberplatten und 15 cm oberhalb der Absorberplatten lagen.
Für das Wolframkalorimeter wurden 4 Module aus 26 Wolframplatten der Abmessung $15 \times 10 \times 0.5$ cm^3 mit einem Abstand von 0.7 mm senkrecht zur Plattenfläche definiert. Als erste und letzte Platte eines Moduls wurde eine 2 mm dicke Eisenplatte genommen.

[3] *GEANT* ist ein Detektorsimulationspaket der CERN *Program Library.*

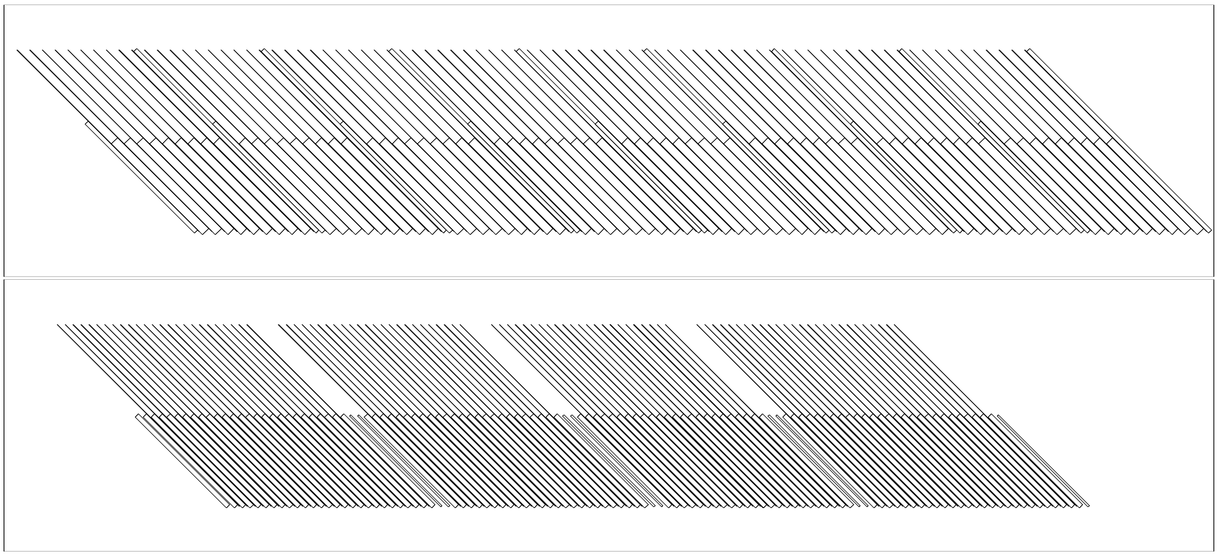


Abbildung 4.6 Geometrie der Kalorimeter in der Simulation von der Seite gesehen. Oben das Kupferkalorimeter, unten das Wolframkalorimeter.

Lichtleiterschichten, die genau wie beim Kupferkalorimeter definiert wurden, befanden sich nur zwischen Wolframplatten. So ergab sich bei dem Übergang von einem Modul zum nächsten ein Bereich von ca. 3 cm Länge ohne Lichtleiter. Diese Inhomogenität könnte zu *Sampling*-Fluktuationen führen; Vergleiche mit der Simulation einer homogenen Struktur zeigten aber, daß diese vernachlässigbar sind.

4.3.2 Signalerzeugung in der Simulation

Erreicht ein geladenes Teilchen des Schauers eine Lichtleiterschicht, wird die Geschwindigkeit und der Winkel, unter dem das Teilchen sich relativ zur Faserebene bewegt, berechnet. Ist dieser Winkel kleiner als 30°, wird mit Gleichung 4.4 (Abschnitt 4.1.1) die Anzahl der erzeugten Cherenkov-Photonen bei einer durchquerten Dicke von $\sqrt{2} \cdot \mathit{Lichtleiterschichtdicke}$ berechnet. Von den Photonen im Wellenlängenbereich der spektralen Empfindlichkeit einer Bialkali-Photokathode wurde ein Bruchteil[1] genommen und als Signal betrachtet. Hierbei wurden auch wieder einige Näherungen gemacht, da die durchquerte Weglänge im Lichtleiter eine Funktion des Winkels zwischen Flugbahn des Teilchens und Lichtleiter ist. Der Bruchteil der in Richtung Auslese weitergeleiteten Photonen hängt von diesem Winkel und der Position, an der das Teilchen die Faser

[1] Fliegt ein geladenes Teilchen durch einen Lichtleiter, trägt nur das Licht, das sich in einem bestimmten Winkelbereich relativ zur Faser in Richtung der Auslese fortbewegt, zum Signal bei. Dieser Anteil wurde auf 1/10 abgeschätzt, was aber keine Rolle spielt, da nicht der Anspruch bestand, absolute Signalhöhen vorherzusagen.

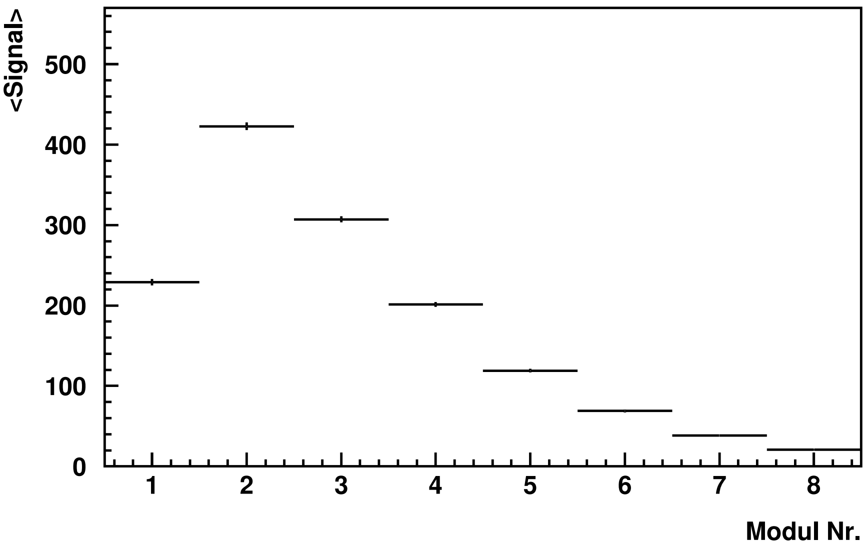


Abbildung 4.7 Simulation der longitudinalen Signalverteilung im Kupferkalorimeter bei 100 GeV Protonen.

durchdringt ab. Diese Näherung rechtfertigt sich durch die große Anzahl der geladenen Schauerteilchen. Das Signal in der Simulation entspricht also der ungefähren Anzahl der erzeugten Photonen in den Lichtleiterschichten. Dies berücksichtigt keine Einflüsse des Lichttransports in den Fasern und in den Photovervielfachern auf das Signal.

4.3.3 Kinematik der Projektile

Um die Situation bei der kinematischen Verschmierung der Projektile durch Coulomb-Dissoziation bzw. Fermi-Impuls am **RHIC** zu simulieren, wurde in 18.25 m (der Entfernung der Kalorimeter von dem Wechselwirkungspunkt, an dem sich die gegenläufigen Au-Strahlen kreuzen,) ein Impuls des Projektilnukleons entsprechend der jeweiligen Impulsverteilung (siehe Kapitel 2) im Ruhesytem des Mutterkerns (100 GeV/Nukleon im Laborsystem) gewürfelt. Die Orientierung des Impulses im Ruhesystem wurde entsprechend einer isotropen Verteilung gewürfelt. Dann wurde der Impuls des Projektilnukleons ins Laborsystem transformiert und als Projektilimpuls an *GEANT* übergeben.
Für die Vergleiche der beim Test gewonnenen Daten mit der Simulation wurde ein Projektil mit festem Impuls von 100 oder 160 GeV/c in Strahlrichtung ohne transversalen Impuls eingeschossen.

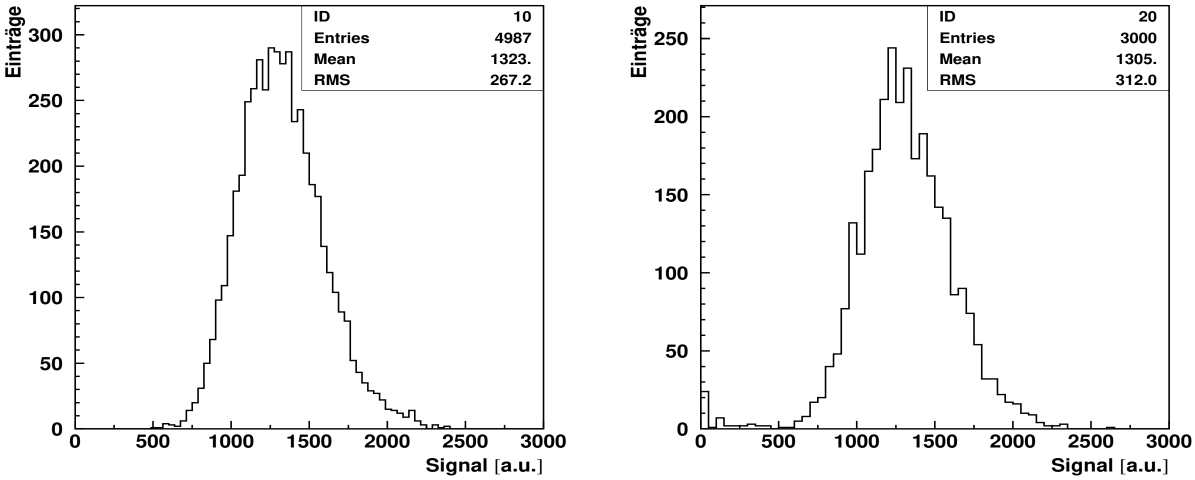


Abbildung 4.8 Simulation des Kupferkalorimeters bei verschiedener Kinematik der Projektile. Links ist die Signalhöhenverteilung bei Einschuß eines 100 GeV Protonstrahls in die Mitte des Kalorimeters zu sehen, rechts ist die Signalhöhenverteilung für Neutronen mit der Kinematik aus Coulomb-Dissoziation eines Au-Kerns mit 100 GeV/Nukleon gezeigt.

4.3.4 Kupferergebnisse

Das longitudinale Schauerprofil ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Es zeigt sich, daß der Großteil des Signals aus den ersten Modulen stammt, während das letzte Modul fast nicht mehr zum Signal beiträgt. Die Verteilung ist typisch für die longitudinale Energieverteilung eines hadronischen Schauers, da das Projektil eine gewisse Weglänge im Material ohne Wechselwirkung zurücklegt und bei der ersten Wechselwirkung viel Energie verliert, weshalb das Signal im ersten Modul kleiner ist als in den darauffolgenden. Im weiteren Verlauf nimmt die Schauerenergie ungefähr exponentiell ab.
Das Gesamtsignal aller Module bei Einschuß von 100 GeV/c Protonen ist in Abbildung 4.8 links zu sehen. Die Energieauflösung ist 21% RMS/E[1]. Eine genauere Diskussion über die Kurvenform und den Vergleich der Daten zur Simulation ist in Kapitel 5.5.2 zu finden.
In Abbildung 4.8 rechts ist die Signalverteilungen für Neutronen mit der Impulsverteilung entsprechend eines Neutrons aus Coulomb-Dissoziation eines Au-Kerns mit einer Energie von 100 GeV/Nukleon zu sehen (siehe Kapitel 2) . Die Signalverteilung wird im Vergleich zu Abbildung 4.8 links etwas breiter, was sich in der Energieauflösung von 24% RMS/E bemerkbar macht. Die Verteilung ist aber nach wie vor schmal genug, um ein Signalhöhenfenster definieren zu können, in dem die Rate der einzelnen Neutronen zur Luminositätsmessung bestimmt werden kann (vgl. Kapitel 2).
In Abbildung 4.9 ist links die Signalhöhe in Abhängigkeit der Einschußenergie dargestellt. Die gestrichelte Kurve ist eine Anpassung der Form $P1 \cdot E \cdot \ln E + P2 \cdot E + P3$, die

[1]engl. *RMS*: *Root Mean Square* ist die Wurzel aus der mittleren quadratischen Abweichung (Varianz) der Verteilung. Bei einer gaußförmigen Verteilung entspricht der *RMS*-Wert der Standardabweichung.

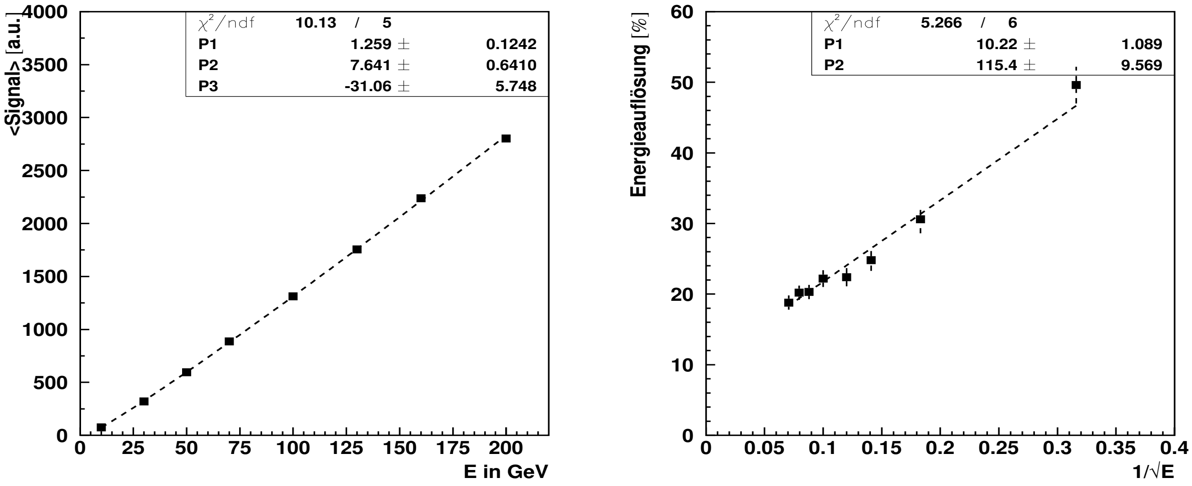


Abbildung 4.9 Energielinearität (links) und Energieauflösung, aufgetragen gegen $1/\sqrt{E}$ (rechts) (Simulation des Kupferkalorimeters).

das logarithmische Anwachsen des elektromagnetischen Anteils des Schauers beschreibt. Dies ist an der leichten Konvexität der Kurve zu sehen. Rechts ist die Energieauflösung gegen $\sqrt{E}$ aufgetragen. Wie schon in Abschnitt 3.4 beschrieben, ist dies bei hadronischen Kalorimetern immer eine Näherung an die funktionelle Abhängigkeit von der Energie. Eine Anpassung der Form $\frac{P2}{\sqrt{E}} + P1$ gibt die Werte aber gut wieder. Somit könnte man die Energieauflösung des Kupferkalorimeters mit $\frac{(115\pm 9)\%}{\sqrt{E}} + (10.2 \pm 1.1)\%\ RMS/E$ parametrisieren.

4.3.5 Wolframergebnisse

Abbildung 4.10 zeigt die Signalhöhenverteilung der Schauer von 100 GeV Protonen in den Modulen des Wolframkalorimeters. Die durchgezogenen Linien zeigen die Verteilung in den 4 Modulen des Wolframkalorimeters. Zum Vergleich zum longitudinalen Schauerprofil in den 8 Modulen des Kupferkalorimeters ist das Profil im Wolframkalorimeter bei Unterteilung in 8 je $1\lambda_\mathrm{I}$ lange Module gestrichelt eingezeichnet. Im Vergleich zum Kupferkalorimeter 4.7 zeigt sich, daß hier schon das erste λ_I die größten Signalhöhen hat, die dann zu weiter hinten liegenden Modulen abfallen. Dies ist auf die kürzere Strahlungslänge des Wolframs zurückzuführen. Elektromagnetische Schauer aus π^0-Zerfällen haben im Wolfram ungefähr eine Länge von einem halben λ_I, während sie sich bei Kupfer über $\sim 2\lambda_\mathrm{I}$ erstrecken (siehe Kapitel 3.1). Für die elektromagnetischen Schauer aus der ersten Wechselwirkung des Projektils im Kalorimeter bedeutet dies, daß sie im Wolframkalorimeter meist in demselben Modul Signal erzeugen, wo die Wechselwirkung stattgefunden hat, beim Kupferkalorimeter aber in jedem Fall noch bis ins zweite oder dritte Modul dahinter

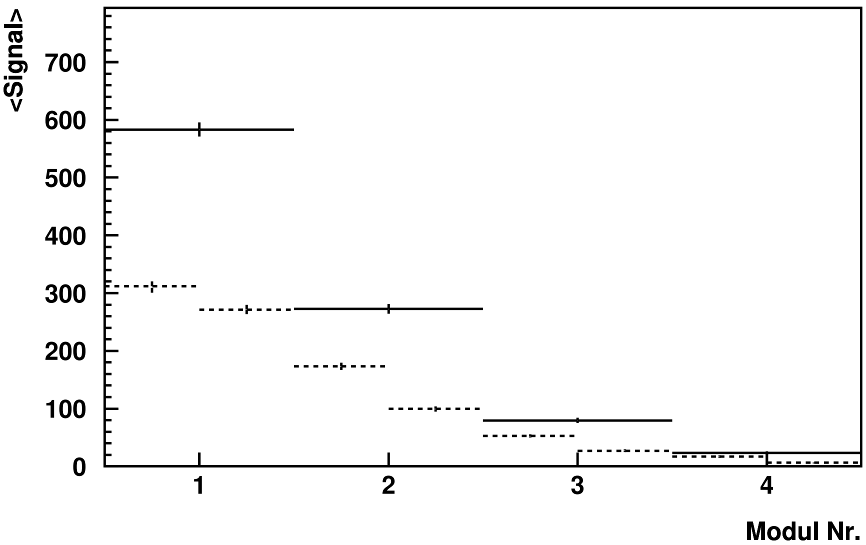


Abbildung 4.10 Simulation der longitudinalen Signalverteilung im Wolframkalorimeter bei 100 GeV Protonen. Durchgezogen sind die mittleren Signalhöhen in den vier Modulen des Wolframkalorimeters zu sehen. Zum Vergleich mit dem Kupferkalorimeter wurden die mittleren Signalhöhen bei Unterteilung des Wolframkalorimeters in $8 \times 1\lambda$ lange Module gestrichelt eingezeichnet.

hineinreichen. In Abbildung 4.11 ist die Signalhöhenverteilung des Wolframkalorimeters bei 100 GeV, links bei Einschuß des Strahls in die Mitte des Kalorimeters und rechts mit der Coulomb-Dissoziations Kinemaktik gezeigt. Die Energieauflösung verschlechtert sich nur geringfügig von 19.7% RMS/E auf 20.3% RMS/E.

In Abbildung 4.12 ist links die Abhängigkeit der Signalhöhe von der Energie und rechts die Energieauflösung in Abhängigkeit von $1/\sqrt{E}$ gezeigt. Die Energieabhängigkeit der Signalhöhen und der Energieauflösung ist fast identisch zum Kupferkalorimeter. Die Signalhöhen steigen etwas linearer an als beim Kupferkalorimeter, auch bei niedrigeren Energien. Die Energieauflösung kann durch $\frac{(112\pm5)\%}{\sqrt{E}} + (6\pm.7)\%$ RMS/E paramterisiert werden.

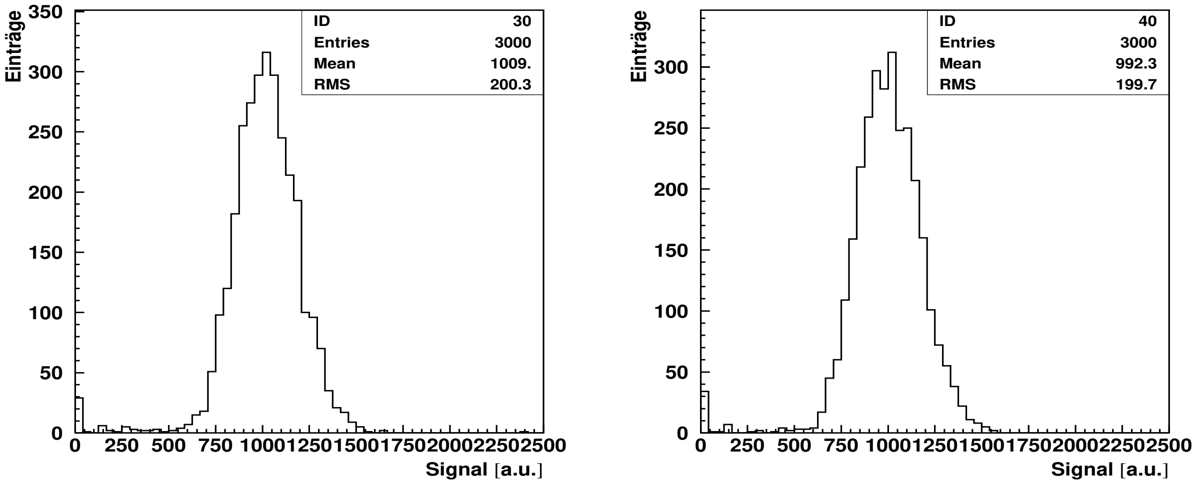


Abbildung 4.11 Simulation des Wolframkalorimeters bei verschiedener Kinematik der Projektile. Links ist die Signalhöhenverteilung bei Einschuß eines 100 GeV Protonstrahls in die Mitte des Kalorimeters zu sehen, rechts ist die Signalhöhenverteilung für Neutronen mit der Kinematik aus Coulomb-Dissoziation eines Au-Kerns mit 100 GeV/Nukleon gezeigt.

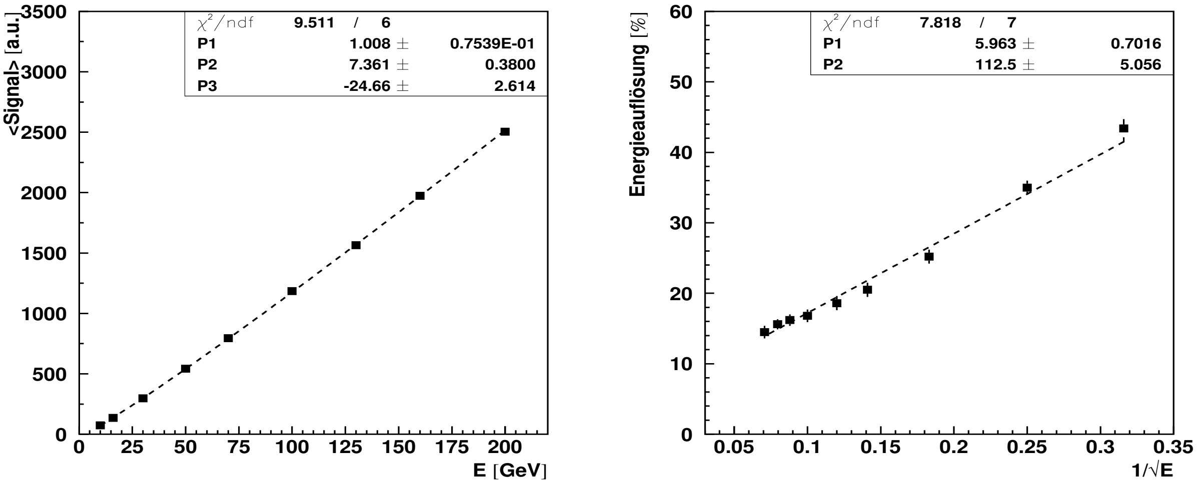


Abbildung 4.12 Energielinearität (links) und Energieauflösung, aufgetragen gegen $1/\sqrt{E}$ (rechts) (Simulation des Wolframkalorimeters).

5 Test der Prototypen

Der Test der Kalorimeter wurde im Rahmen der Protonstrahlzeit des NA49 Experiments im Herbst 1997 am **SPS** des **CERN** durchgeführt. Für den Test der Kalorimeter wurden Protonstrahlen von 100 GeV/c und 158 GeV/c benutzt. Die Messung der Energieauflösung des Kupferkalorimeters wurde am Anfang der Strahlzeit, die Messungen am Wolframkalorimeter und die Messung der Zeitauflösung des Kupferkalorimeters wurden am Ende der Strahlzeit durchgeführt.
Das Kalorimeter befand sich auf einem horizontal und vertikal verstellbaren Tisch, der es ermöglichte, die Position des Kalorimeters in der Ebene senkrecht zur Strahlrichtung per Fernsteuerung von der Meßhütte aus einzustellen.

5.1 Trigger

Abbildung 5.1 zeigt die Anordnung der verschiedenen Strahlzähler, die ein gültiges Ereignis definieren. Gültiges Ereignis heißt hier, daß ein Proton mit Strahlimpuls zum Kalorimeter gelangt, was nur bedingt richtig ist, da zwischen dem letzten relevanten Strahlzähler und dem Kalorimeter $\sim$ 15 m Luft lagen und mit Strahl-Luft-Wechselwirkungen in der Größenordnung von 2 % gerechnet werden mußte.
S1 und *S2* sind 5 mm bzw. 2 mm dicke Szintillatonszähler im Strahl. *V0* ist ein Szintillator mit 80 mm Durchmesser und einem Loch von 10 mm Durchmesser. *S1* und *S2* definieren ein Strahlteilchen, *V0* gibt ein Signal, wenn eine Wechselwirkung eines Protons mit Restgas oder Material im Strahlrohr stattgefunden hat. *S4* ist ein 10 mm dicker Szintillationszähler, der sich hinter dem *Target* befindet. Dieser wird dazu benutzt, um festzustellen, ob eine Wechselwirkung im *Target* stattgefunden hat. Da sich das Kalorimeter $\sim$ 19 m hinter dem Target befand, wurde eine *Trigger*-Konfiguration gewählt, bei der für ein gültiges Ereignis *S1, S2* und *S4* ein Signal haben mußten, während *V0* kein Signal haben durfte.
Für das Wolframkalorimeter wurde zusätzlich eine Anordnung aufgebaut, um auf Myonen

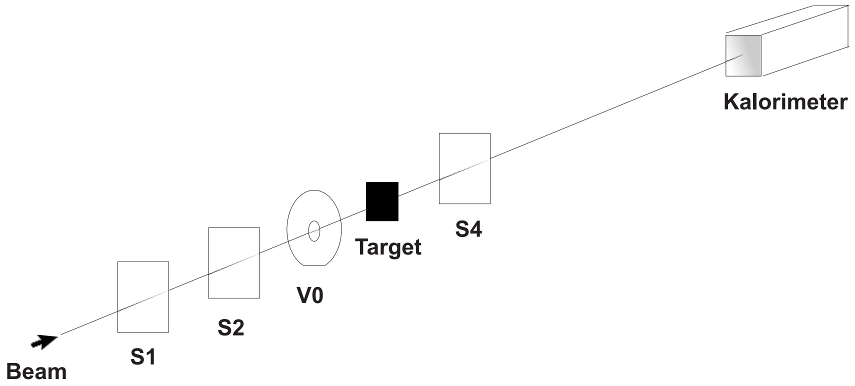


Abbildung 5.1 Schematische Anordnung der Strahlzähler.

triggern zu können. Diese bestand aus je einem Szintillationszähler vor und hinter dem Kalorimeter. Bei dieser Konfiguration wurden Daten aufgezeichnet, falls eine Koinzidenz dieser zwei Szintillationszähler vorlag.

5.2 Datenaufnahme für die Messungen am Kupferkalorimeter

Für den ersten Teil der Messungen, d.h. für die Messungen mit dem Kupferkalorimeter, wurde das NA49 Datenaufnahmesystem (DAQ) benutzt. Für die späteren Messungen wurde ein unabhängiges Datenaufnahmesystem aufgebaut.

5.2.1 Elektronik

Die Signale der 8 Photovervielfacher wurden über 25 m lange Lemo-Kabel in die Meßhütte geleitet. Dort wurden sie mit passiven Verzögerungsgliedern (Kabelboxen) um 100 ns verzögert. Das verzögerte Signal wurde mit ebenfalls passiven Signalteilern in zwei Äste geteilt. Ein Ast wurde nach einer weiteren Verzögerung in ladungsempfindliche Analog-Digital-Wandler (LeCroy 2249A, 10 bit, 10 Kanal ADC) geführt. Als Gattersignal für die Analog-Digital-Wandler wurde ein aus dem Trigger gewonnener 70 ns breiter Impuls benutzt. Der andere Zweig führte in Diskriminatoren, um ein logisches Signal zu erhalten. Es wurden sogenannte *Constant Fraction Discriminators* benutzt, die den Vorteil haben, daß der Triggerzeitpunkt nicht von der Amplitude des analogen Eingangssignals abhängt. Beim Test zeigte sich aber, daß die Diskriminatoren nicht korrekt arbeiteten, weshalb die Messung der Zeitauflösung später wiederholt werden mußte. Die Ausgänge der Diskriminatoren wurden als Stopsignale des Zeit-Digital-Wandlers (LeCroy 2228, 11 bit, 8 Kanal TDC mit einer Zeitauflösung von 50 ps pro Kanal) genutzt. Als Startsignal des TDC wurde der *Trigger* benutzt. Da dieses Signal eine Verknüpfung mehrerer Zähler ist, wird keine sehr gute Zeitauflösung erreicht. Um eine präzisere Zeitreferenz zu haben, wurde auch das Zeitsignal eines 5 mm dicken Szintillatonszählers ($S1$, s.o.) aufgenommen. Analog-Digital-Wandler und Zeit-Digital-Wandler sind im CAMAC Standard [Leo] ausgeführt.

5.2.2 Datenerfassung

Das NA49 Datenaufnahmesystem beinhaltet eine Vielzahl verschiedener Auslesesysteme, um den Anforderungen der unterschiedlichen Detektoren des Experiments gerecht zu werden. Die vier Spurendriftkammern (TPC) werden mittels VME-System (vergl. [Bie97] [Rau94]), die Flugzeitwände (TOF) mit einem Fastbus-System [Eck96] und die NA49 Kalorimeter, Strahlzähler, der Zentralitätsdetektor und TPC-Arbeitsparameter[1] werden über Module im CAMAC Standard ausgelesen.
Die verschiedenen Systeme werden in einer zentralen Datenerfassung, welche unter dem Echtzeitbetriebssystem OS-9 läuft, zusammmengefaßt und die Detektorinformationen in eine Datenstruktur geschrieben. Es ist möglich, die drei Hauptdatengruppen, d.h. TPC, TOF und CAMAC, einzeln aus der Datenaufnahme herauszunehmen. Die Größe einer NA49 Datenstruktur beträgt $\sim$ 7 MByte pro Ereignis, wenn alle Detektordaten gesammelt werden, und $\sim$ 12 KByte pro Ereignis, wenn nur die CAMAC Daten aufgenommen werden. Diese Datenstrukturen können nun auf Magnetband (SONY 19 mm Band oder *Exabyte* Kassetten) geschrieben werden. Zusätzlich ermöglicht ein *Eventserver*, daß Ereignisse über *Ethernet* gelesen werden können. Dies wird genutzt, um die Datenaufnahme während der Aufzeichnung zu überwachen.
Für den Test des Kupferkalorimeters wurden der Analog-Digital-Wandler und der Zeit-Digital-Wandler über ein CAMAC System ausgelesen und die Daten in die NA49 Datenstruktur geschrieben. Teilweise wurden die Daten auf *Exabyte* Band geschrieben, teilweise vom *Eventserver* geholt, die interessierenden Daten extrahiert, und in PAW *N-Tuples*[2] geschrieben.
Auch wenn nur die CAMAC Daten aufgenommen wurden, lag die Ereignisrate bei $\sim$ 30 aufgenommenen Ereignissen pro einem Beschleunigerzyklus von 14 s Dauer. Bei der Datensammlung über *Ethernet* konnten nur $\sim$ 12 Ereignisse pro Beschleunigerzyklus aufgenommen werden. Dies lag daran, daß einige neue NA49 Detektorsysteme (Zentralitätsdetektor, Wellenformanalysator), die auch über CAMAC ausgelesen wurden, die Datenaufnahme verlangsamten.

---

[1] Druck, Temperatur, Hochspannung, etc..

[2] *Physics Analysis Workstation*, ein Programm zur Datenanalyse aus der CERN*Program Library*. *N-Tuples* sind ein Format in dem Datensätze gespeichert werden können, ähnlich einem *DST* (*Data Summary Tape*).

5.3 Datenaufnahme für das Wolframkalorimeter

Für die späteren Messungen mit dem Wolframkalorimeter und der nochmaligen Messung der Zeitauflösung des Kupferkalorimeters wurde ein unabhängiges Datenaufnahmesystem aufgebaut. Dies geschah vor allem in Hinblick auf eine Vergrößerung der Ereignisrate. Das System wurde auf 4 Kanäle ausgelegt, d.h. es wurden nur die ersten 4 Wechselwirkungslängen des Kupferkalorimeters zur Messung der Zeitauflösung benutzt.

5.3.1 Elektronik

Der Signalverlauf und die benutzten Analog-Digital-Wandler und Zeit-Digital-Wandler waren identisch mit dem oben beschriebenen, hier sollen nur die Unterschiede aufgezeigt werden.
Statt der *Constant Fraction* Diskriminatoren wurden solche benutzt, die nach dem *Leading Edge* Verfahren arbeiten. Diese Diskriminatoren erzeugen ein logisches Signal am Ausgang, sobald das Eingangssignal eine einstellbare Schwellspannung überschreitet. Das Problem bei diesem Verfahren ist, daß der Triggerzeitpunkt von der Amplitude des Eingangssignals abhängt. Kleine Signale, die aufgrund der konstanten Anstiegszeit eines Photovervielfachersignals eine flachere Anstiegsflanke haben als große Signale, erreichen erst später die Schwellspannung, wodurch das logische Zeitsignal etwas zu spät kommt. Dieser *Walk* genannte Effekt [Leo] kann aber korrigiert werden, wenn zu jedem Zeitsignal die zugehörige Amplitudeninformation gespeichert wird. Zusätzlich wurden noch vor und hinter dem Kalorimeter Szintillationszähler installiert, um auf Myonen triggern zu können. Von diesen wurde auch Zeit- und Amplitudeninformation aufgezeichnet.

5.3.2 Datenerfassung

Es wurde ein VME-System zur Auslese eines CAMAC-*crates* aufgebaut. Das VME-System beinhaltet ein *Branch Driver* Modul CBD 8210 von CES, welches als Schnittstelle zwischen einem *A-2* CAMAC *Crate-Controller* und dem Prozessor dient, indem die CAMAC Kontroll-Befehle in den Adressraum des unter OS-9 laufenden VME-Prozessors abgebildet werden. Der Start der Auslese der CAMAC Module wird durch ein *interrupt-control-board* (CORBO) RCB 8047 von CES initiiert, das ein *Trigger*-Signal akzeptiert und als *Interrupt* an den Prozessor weiterleitet. Die ausgelesenen ADC- und TDC-Werte werden dann als 2 Byte *Integer*-Zahlen sequentiell als Binärdatei auf Platte geschrieben. Zur Steuerung des Ablaufs dieser Prozesse wurde ein C-Programm geschrieben.
In Abb. 5.2 sieht man den Aufbau der Triggerlogik. Diese ist nötig, da während der

5 s dauernden Strahlextraktion $\sim 3 \cdot 10^5$ gültige *Trigger*-Signale kommen, das Datenaufnahmesystem aber $\sim$ 30 ms braucht, um ein Ereignis auszulesen und auf Platte zu schreiben, während denen keine Gattersignale zu ADC und TDC durchkommen dürfen. Desweiteren wird sie benötigt, um ein *Fast Clear* und ein Gattersignal (60 ns Dauer) für den ADC bereitzustellen.
Das CORBO generiert während der Totzeit des VME-Systems ein *busy*-Signal. Am Ende des *busy*-Signals wird ein 100 ns dauerndes *Fast Clear* Signal für ADC und TDC erzeugt und ein *Timer* wird gestartet, der ein 5 μs dauerndes Signal erzeugt. Erst nach Ende des *Timer*-Signals werden wieder *Trigger* zugelassen. Dies garantiert, daß ADC und TDC vor jedem aufzuzeichnendem Ereignis in aufnahmebereiten Zustand zurückgesetzt werden.

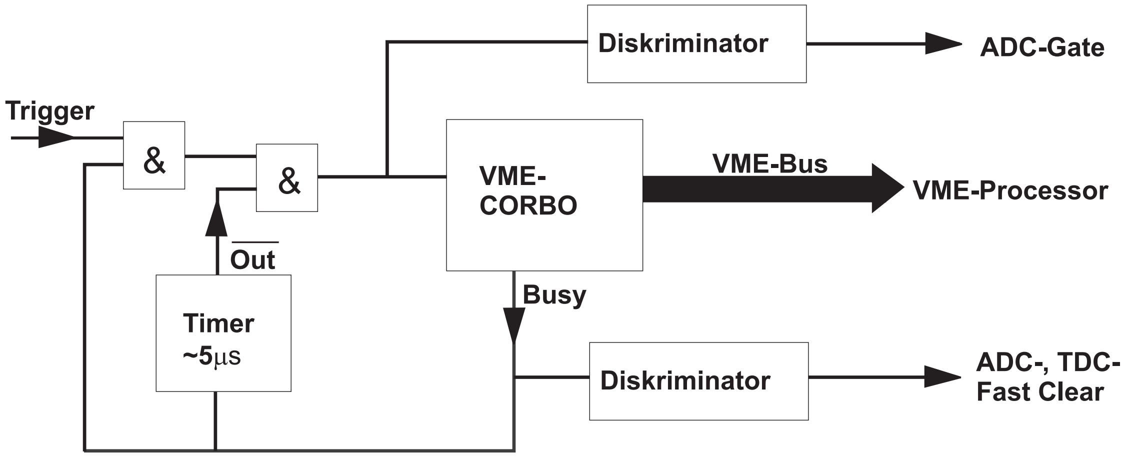


Abbildung 5.2 Schematischer Aufbau des Dateaufnahmesystems. Beschreibung im Text.

Es wurden 8 ADC-, 8 TDC-Werte und die Ereignisnummer aufgezeichnet. Die Größe eines Eregnisses betrug also 34 Byte. Die Rohdaten wurden in *PAW N-Tuple* umgewandelt und mit *PAW* analysiert.

5.4 Kalibration der Kalorimeter

Beide Kalorimeter bestehen aus mehreren hintereinandergestellten Modulen (siehe Kapitel 4.2) und jedes Modul wird von einem eigenen Photovervielfacher ausgelesen. Diese Unterteilung hat nur konstruktionstechnische Gründe. Im Prinzip wäre es wünschenswert, daß das Kalorimeter an jeder Stelle dasselbe Verhalten zeigt, also möglichst homogen ist. Ist dies nicht der Fall, würden zwei identische Schauer (d. h. zwei Schauer, die die gleiche Anzahl geladener Teilchen mit derselben Energie haben sollen), die sich an verschiedenen Stellen des Kalorimeters entwickeln, zu unterschiedlichem Signal und somit zu zusätzlichen

Fluktuationen und einer Verschlechterung der Energieauflösung führen. Da die Tiefe der ersten Wechselwirkung eines hadronischen Schauers im Kalorimeter tatsächlich sehr stark fluktuiert, hätte eine unterschiedliche Empfindlichkeit der Module eben diesen Effekt. In die „Empfindlichkeit“ der Module geht die Anzahl der Lichtleiter, die Beschaffenheit des Übergangs vom Lichtleiter zum Photovervielfacher (Oberfläche der Faserenden, Abstand der Fasern vom Photovervielfacher bei Kopplung über Luftspalt) und die Verstärkung des Photovervielfachers ein. Die Anzahl der Lichtleiter ist in unserem Fall in jedem Modul gleich, und der Übergang von Faserenden zu Photovervielfacher sollte auch bei allen Modulen gleich sein. Photovervielfacher können jedoch bei gleicher Hochspannung sehr unterschiedliche Verstärkungen haben, weshalb die Hochspannung jedes Photovervielfachers individuell eingestellt werden muß. Diese Anpassung der „Verstärkungen“ der Module aneinander wird hier als relative Kalibration bezeichnet. Es ist sinnvoll, dafür eine Methode zu benutzen, die alle möglichen Unterschiede der Module in Betracht zieht, d. h. reproduzierbar ein Signal in den Fasern erzeugt, das in den Fasern weitergeleitet werden muß und im Photovervielfacher gemessen wird. Im Vorfeld des Testes wurden Möglichkeiten dieser relativen Kalibration diskutiert:

Myonen:
Myonen mit einem Impuls im Bereich einiger GeV/c bis ca. 100 GeV/c verlieren im Kalorimeter praktisch nur Energie über Ionisation. Der Betrag der deponierten Energie im Kalorimeter ist 1.5 -2.0 GeV bei nur geringer Energieabhängigkeit. Die Energie der Myonen am **SPS** liegt im Bereich der Strahlenergie, bleibt also über die Länge des Kalorimeters fast konstant. Die Myonen erzeugen in allen Lichtleiterschichten des Kalorimeters Cherenkov-Strahlung, was den Vorteil hat, daß alle Module gleichzeitig vermessen werden können.
Tests in Brookhaven haben gezeigt, daß ein Myon pro Faserschicht mit 0.5 mm Lichtleitern 0.5 - 0.6 Photoelektronen im Photovervielfacher erzeugt. Dieser Wert ist abhängig davon, ob die Fasern über einen Luftspalt vom Photovervielfacher ausgelesen werden oder direkt mit optischem Fett an die Photokathode gekoppelt werden. Letztere Variante ergab im Test in Brookhaven eine Zunahme der Lichtausbeute von $\sim 15\%$. Für das Kupferkalorimeter mit 10 Faserschichten pro Modul bekäme man also ~ 5 Photoelektronen pro Myon. Aufgrund der statistischen Natur der Verstärkung im Photovervielfacher (siehe auch Kapitel 5.4.3), entspräche die Verteilung der gemessenen Pulshöhen einer Gaußverteilung mit einer Auflösung von ~ 45 %, was im wesentlichen eine flache Verteilung und somit nicht zur Kalibration geeignet ist.
Beim Wolframkalorimeter hat man 27 Faserschichten pro Modul, kann also mit 13-16 Photoelektronen pro Myon rechnen, was ausreichend für die Kalibration ist, wenn man genug Ereignisse sammelt, um die Lage des Maximums der Signalhöhen bestimmen zu können.

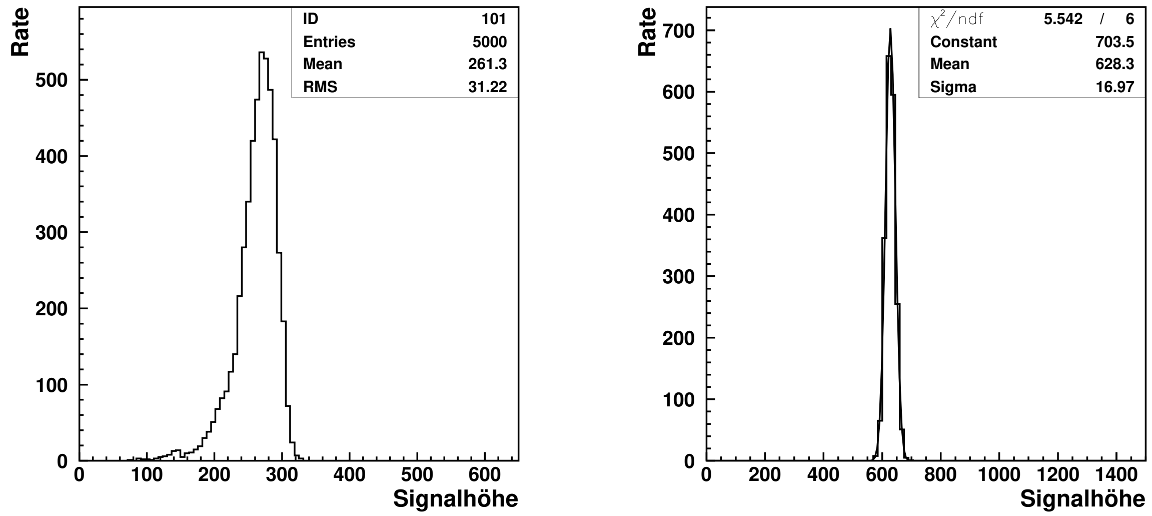


Abbildung 5.3 Simulation eines einzelnen Kalorimetermoduls im 30 GeV Elektronenstrahl. Links: Kupfer (1 λ langes Modul), rechts: Wolfram (2 λ langes Modul).

Elektronen:

Die Signalhöhe bei einem 30 GeV/c Elektronenstrahl liegt laut Simulation im Bereich der Signalhöhen eines einzelnen Moduls bei 100 GeV/c Protonen. Um den elektromagnetischen Schauer bei einem Strahlimpuls von 30 GeV/c zu 98 % im Kalorimeter zu haben, bräuchte man ~18 X_o (vergl. Kapitel 3.1), trotzdem bekäme man auch mit nur 10 X_o ein brauchbares Signal zur Kalibration (Abb.5.3 links).
Beim Wolframkalorimeter beträgt X_o 3.5 mm, ein Modul hat also eine Länge von 55 X_o, womit der Schauer komplett im Modul enthalten ist. Das zu erwartende Signal eines einzelnen Wolframmoduls ist in Abb. 5.3 rechts zu sehen. Die Kalibration mit Elektronen wäre also für beide Prototypen gleichermaßen geeignet.

Protonen:

Da ein Kupfermodul nur eine hadronische Wechselwirkungslänge λ lang ist, ist die Pulshöhenverteilung flach, wenn man in ein einzelnes Modul Protonen einschießt. Allerdings stellte sich heraus, daß, wenn man ein Modul vor das zu messende Modul stellt, also den Schauer nach einem λ Absorber mißt, ein *Peak* zu sehen ist. Diese Methode wurde auch für die Kalibration der Kupfermodule probiert (siehe nächsten Abschnitt). Für die Wolframmodule, die 2 λ lang sind, wäre für ein einzelnes Modul auch ein brauchbares Signal zu erwarten.

5.4.1 Relative Kalibration des Kupferkalorimeters

Beim Test am CERN stand wider Erwarten kein Elektronenstrahl zur Verfügung, weshalb zunächst die Variante mit Protonen und einem Modul als Absorber vor dem zu messenden Modul versucht wurde. Ein Problem war, genug Ereignisse zu sammeln, um eine ausreichend genaue Aussage über die Lage des *Peaks* machen zu können. Mit der NA49-Datenaufnahme war die Ereignisrate auf ~ 1 Ereignis/s limitiert (s. Kapitel 5.2). Eine Lösung schien ein selbsttriggernder Pulshöhen-Analysator zu sein. Dieser analysiert die Pulshöhe eines eintreffenden Signals und ordnet sie einem von 2048 Kanälen zu. Das Pulshöhenspektrum wird auf einem Monitor ausgegeben. Dies ermöglichte eine sehr viel höhere Ereignisrate.
Die Hochspannungen der Photovervielfacher wurden erst grob eingestellt und dann in der Folge der Messungen der verschiedenen Module so variiert, daß das Maximum der Zählrate der Signale für alle Module im gleichen Kanal lag.
Nach dieser Kalibration wurde eine Messung mit dem kompletten Kalorimeter gemacht. Das Ergebnis war, daß die Energieauflösung sehr viel schlechter war als mit den nur grob eingestellten Hochspannungen. Die Gründe dafür lagen vermutlich bei einer falsch eingestellten Schwelle im Pulshöhen-Analysator und bei einem Vorverstärker, der bei dieser Messung benutzt wurde, um die Signale der Photovervielfacher zu verstärken. Es konnte aber nicht restlos geklärt werden, was das Problem verursachte. Aufgrund dieser Probleme und mangelnder Meßzeit wurden die Hochspannungen grob eingestellt und später eine *Software*-Feinkalibration durchgeführt.

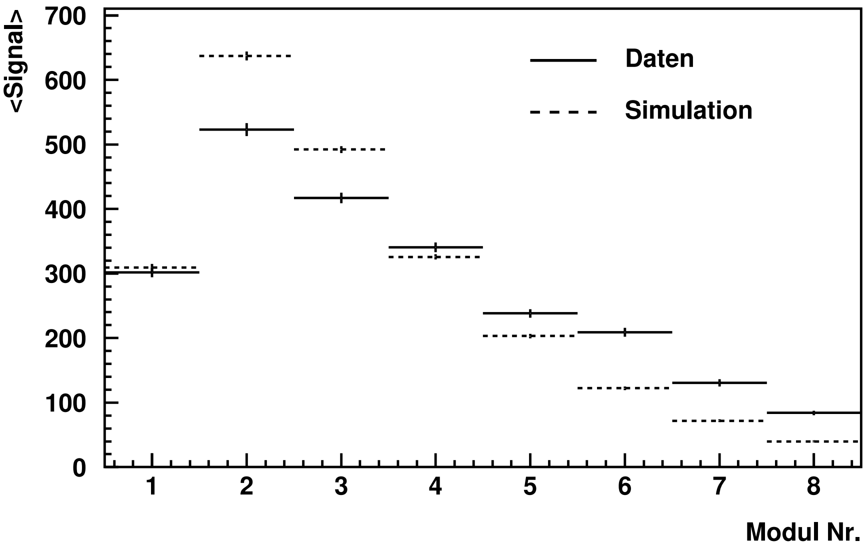


Abbildung 5.4 Longitudinale Signalverteilung nach grober Einstellung der Hochspannungen (durchgezogen) und Simulation (gestrichelt) (158 GeV Protonen)

Einstellung der Hochspannungen:
Es wurde davon ausgegangen, daß das longitudinale Schauerprofil im Kalorimeter von der Simulation (Kapitel 4.3) gut reproduziert wird. Im 158 GeV/c Protonstrahl wurden Messungen mit dem kompletten Kalorimeter gemacht und das longitudinale Schauerprofil[1] mit der Simulation verglichen. Dieser Vergleich zeigte, welche Photovervielfacher zu hohe oder zu niedrige Hochspannungen hatten, die dann verkleinert bzw. vergrößert wurden. Dieser Vorgang wurde einige Male iteriert, bis eine grobe Übereinstimmung erzielt war (siehe Abb. 5.4). Alle Messungen wurden mit den so eingestellten Hochspannungen durchgeführt.

Feine Kalibration:
Die Idee hinter der Feinkalibration ist, daß die Energieauflösung ein Minimum hat, wenn die relative Kalibration der einzelnen Module optimal ist, d. h. die Verstärkung aller Module gleich ist. Dies wäre so zu erwarten, da ungleichmäßige Verstärkung zu Fluktuationen führen würde (siehe Anfang des Kapitels).
Die Feinkalibration wurde mit einem Programm durchgeführt, welches die *CERNLIB* Minimisierungsroutine *MINUIT* benutzt. *MINUIT* verlangt die Definition von Variablen, deren Inhalt von *MINUIT* variiert wird. Diese Variablen sind Parameter einer benutzerdefinierten Funktion und werden so lange verändert, bis das Ergebnis der Funktion ein Minimum hat. Es werden ein Startwert und die Grenzen, in denen sich die Werte der Variablen bewegen dürfen, angegeben. Weiterhin bietet sich die Möglichkeit, Variablen zu fixieren, d. h. *MINUIT* kann diese dann nicht mehr verändern und behält deren Startwert bei. Diese von *MINUIT* veränderbaren Parameter sind in unserem Fall 8 multiplikative Faktoren mit Startwert 1.0, mit denen die Signalhöhen der einzelnen Module gewichtet werden. Die so gewichteten Daten der 8 Module werden Ereignis für Ereignis addiert, und aus der Summe der Mittelwert und das *RMS* berechnet. Der Quotient aus *RMS* und Mittelwert werden als zu minimierende Größe an *MINUIT* zurückgegeben. *MINUIT* verändert nun so lange die Gewichtungsfaktoren, bis die aus *RMS* und Mittelwert berechnete Energieauflösung ein Minimum hat. Da die Energieauflösung minimal wird, wenn alle 8 Parameter 0 werden, dies aber keine sinnvolle Lösung ist, wurde ein Parameter fixiert. Dies führte zum gewünschten Ergebnis. Dabei wurde der Gewichtungsparameter des Moduls mit der größten Signalhöhe, dem 2. Modul, fixiert. Die andere denkbare Möglichkeit, die Grenzen der Parameter einzuschränken, führte zu Problemen, da die Grenzen so gewählt werden müssen, daß im dann noch möglichen Wertebereich der Funktion kein weiteres Minimum liegt. Dies würde also erst eine iterative Anpassung der Parametergrenzen verlangen.
Zur Kalibration wurde ein Datensatz mit 5800 Ereignissen bei 100 GeV/c Strahlimpuls benutzt. Dies war der Datensatz mit der höchsten Statistik bei den Messungen des gesamten Kupferkalorimeters. Der Vergleich der so kalibrierten Daten mit der Simulation ist in Abb.

[1] Genauer, das longitudinale Profil der mittleren Signalhöhen der einzelnen Module

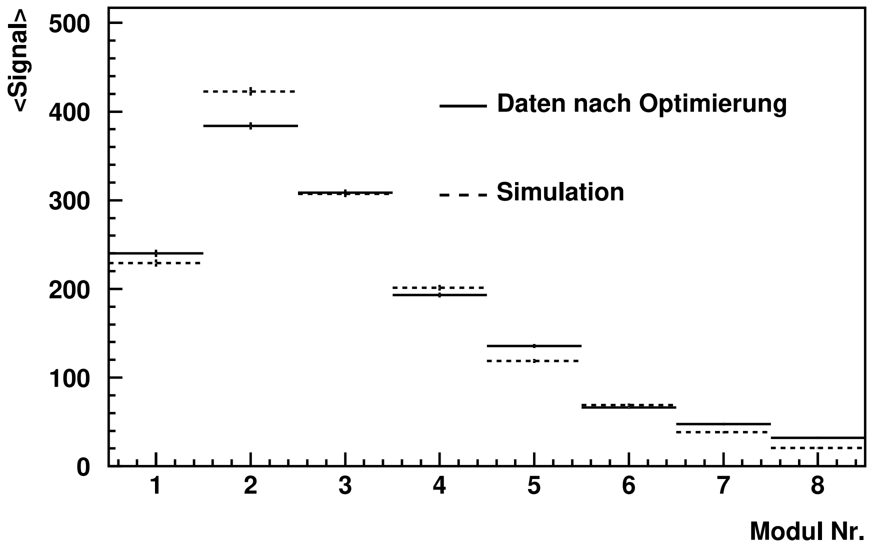


Abbildung 5.5 Longitudinale Signalverteilung nach der Kalibration (durchgezogen) im Vergleich zur Simulation (gestrichelt). (100GeV Protonen)

5.5 zu sehen.

Um zu überprüfen, ob die Softwareroutine zur feinen relativen Kalibration der Kalorimetermodule ein sinnvolles und stabiles Ergebnis liefert, wurde diese Kalibrationsroutine auf simulierte Daten (5000 Ereignisse bei 160 GeV/c) angewandt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt. Par1-Par8 sind die Gewichtungsfaktoren der Module 1-8, wobei Modul 1 das Vorderste ist. Da die simulierten Daten per Definition perfekt kalibriert sind, sollte sich eigentlich bei allen Parametern der gleiche Wert wie beim auf 1.0 fixierten Modul einstellen. Um zu sehen, ob die angegebenen Startparameter oder die Wahl des fixierten Moduls einen Einfluß auf das Ergebnis hat, wurde einmal der 2. Parameter (obere Hälfte der Tabelle), zum anderen der 1. Parameter (untere Hälfte) fixiert und verschiedene Startparameter vorgegeben. Es wurden drei Sätze von Startparametern vorgegeben, die sich bis zum Faktor 3 vom Sollwert (1.0) unterschieden. Das Ergebnis für diese verschiedenen Startparameter ist in der Tabelle als Ergebnis 1-3 aufgeführt, wobei jeweils die Parameter der einzelnen Module im Minimum der Energieauflösung angegeben sind. In der Zeile „Max. Differenz“ ist die maximale Differenz der Ergebnisse der verschiedenen Startwerte für jedes Modul angegeben, um zu sehen, wie stark die Ergebnisse von den Startparametern abhängen.

Es zeigt sich, daß im Minimum der Energieauflösung das Signal des 2. und des 3. Moduls relativ zum 1. Modul leicht abgesenkt ist, während das Signal zu weiter hinten liegenden Modulen leicht angehoben ist und beim letzten Modul $70-90\%$ vom Sollwert abweicht. Dies bedeutet, daß das Minimum der Energieauflösung nicht bei gleichmäßiger Verstärkung aller Module erreicht wird. Dies ist durch das unterschiedliche Profil der Energieverteilung bei Ereignissen mit starker elektromagnetischer bzw. starker hadronischer Komponente zu erklären. Ereignisse, bei denen viel Energie in π^0-Produktion geht,

	Par 1	Par2	Par3	Par4	Par5	Par6	Par7	Par8
Sollwert	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000
Ergebnis 1	1.0706	fix	1.0489	1.0984	1.1125	1.1412	1.1341	1.8593
Ergebnis 2	1.0738	fix	1.0530	1.0937	1.1295	1.1336	1.1192	1.8879
Ergebnis 3	1.0732	fix	1.0520	1.0900	1.1268	1.1388	1.1374	1.8667
Max. Differenz	0.0032	-	0.0041	0.0084	0.017	0.0076	0.0149	0.0286
Ergebnis 1	fix	0.9307	0.979	1.0127	1.0541	1.0594	1.0472	1.746
Ergebnis 2	fix	0.9396	0.9824	1.0204	1.0554	1.0802	1.0541	1.7324
Ergebnis 3	fix	0.9333	0.9807	1.0153	1.0508	1.0699	1.0511	1.7425
Max. Differenz	-	0.0089	0.0025	0.0077	0.0046	0.0208	0.0069	0.0136

Tabelle 5.1 Ergebnisse der Optimierung von simulierten Daten (5000 Ereignisse, 160 GeV Protonen) mit 3 verschiedenen Eingangsgewichtungen. Oben ist der 2. Parameter fixiert, unten der 1. Parameter. Die geringen Differenzen zwischen den Ergebnissen der jeweils drei Datensätze zeigt die Stabilität der Optimierungsroutine.

zeichnen sich dadurch aus, daß schon bei der ersten Wechselwirkung viel Energie in elektromagnetischen Schauern endet. Dies führt zu einer hohen Signalhöhe in den Modulen, in denen die erste Wechselwirkung stattfindet. Bei Ereignissen mit starker hadronischer Komponente, d. h. wenig π^0, aber viele geladene Pionen, ist der Schauer aufgrund der längeren Wegstrecke, die $\pi^\pm$ im Kalorimeter ohne Wechselwirkung zurücklegen können, im Mittel langgezogen. Aufgrund des hohen e/h-Verhältnisses dieses Kalorimeters führt ein Ereignis mit hohem elektromagnetischem Anteil zu sehr viel höheren Signalhöhen als ein Ereignis mit starken hadronischem Anteil. Stark hadronische Ereignisse führen also zu niedrigen Signalhöhen, die sichtbare Schauerenergie ist aber mehr über das gesamte Kalorimeter, also auch die letzten Module, verteilt. Ereignisse mit starkem elektromagnetischen Anteil führen zu hohem Signal, das vor allem aus den Modulen stammt, wo die erste Wechselwirkung stattfindet, dem 1.-3. Modul, und den direkt darauffolgenden, in die die elektromagnetischen Schauer noch hineinreichen. In Abbildung 5.6 ist links oben das Schauerprofil für Ereignisse mit einer hohen Signalhöhe gezeigt. Die dargestellten Ereignisse sind in dem Bild darunter durchgezogen dargestellt. Rechts oben sieht man dasselbe für kleine Signalhöhen. Man kann erkennen, daß das Schauerprofil der großen Signalhöhen zwar in allen Modulen mehr Signal zeigt, als wenn alle Ereignisse (gestrichelt dargestellt) beitragen, aber es ist eine relative Überhöhung vor allem im 2. und 3. Modul zu sehen. Bei den kleinen Signalhöhen zeigt sich tatsächlich ein flacheres longitudinales Schauerprofil. Da also die letzten Module bei Ereignissen mit geringer Signalhöhe und das 2. und 3. Modul bei Ereignissen mit großer Signalhöhe relativ viel zum Signal beitragen, können die Fluktuation der Signalhöhe durch eine entsprechend angepaßte Gewichtung etwas kompensiert werden. Die große Abweichung des 8. Parameters vom Sollwert wird vermutlich von Ereignissen verursacht, bei denen das Projektil erst in den letzten beiden Modulen eine Wechselwirkung macht und dabei hauptsächlich im 8. Modul Signal

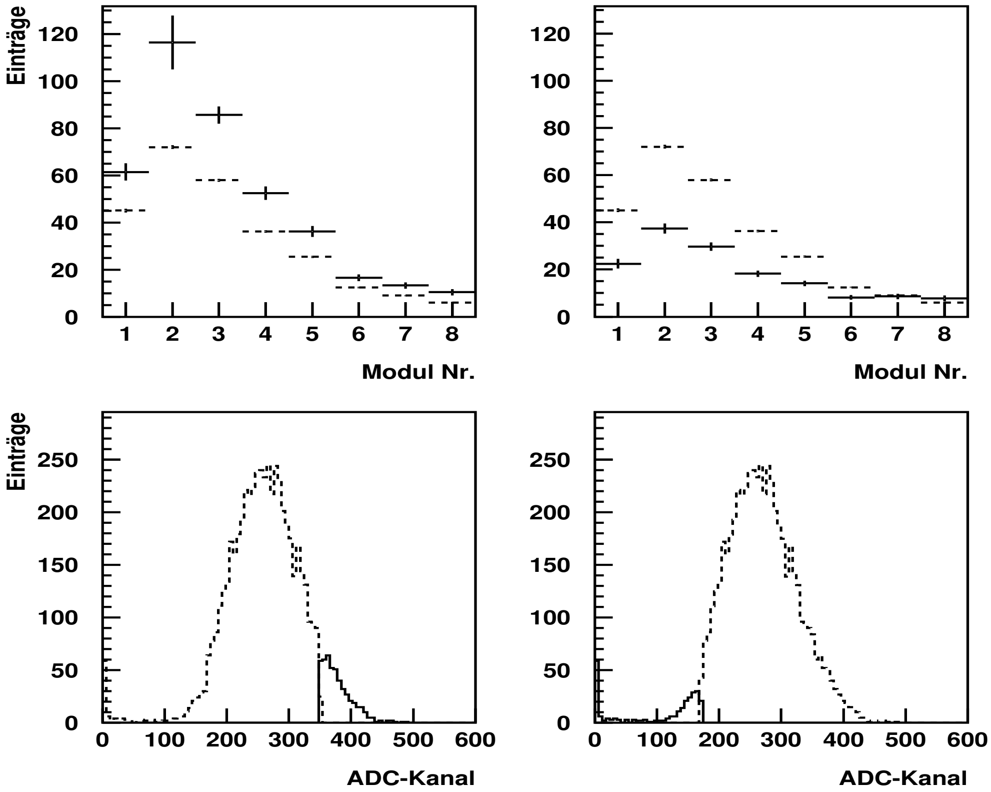


Abbildung 5.6 Schauerprofil bei Ereignissen mit hoher Signalhöhe (links oben) und Ereignissen mit niedriger Signalhöhe (rechts oben). Gestrichelt ist jeweils das Schauerprofil für alle Ereignisse gezeigt. In der unteren Reihe ist jeweils (durchgezogen) dargestellt, welche Ereignisse benutzt wurden.

erzeugt, da bei solchen Schauern ein Teil der Energie hinten aus dem Kalorimeter herausleckt und somit wenig Signal erzeugt wird.
Die Abhängigkeit der Ergebnisse (1-3) von den Startparametern ist vernachlässigbar.
Um zu sehen, wie gut sich die Ergebnisse der Simulation auf die Daten übertragen lassen, wurde das Schauerprofil von beiden nach der Kalibration verglichen (Abb.5.7). Aufgrund der guten Übereinstimmung könnte man die Ergebnisse der Simulation nutzen, um die Daten für den Fehler, der durch die Kalibrationsroutine gemacht wird, zu korrigieren. Betrachtet man aber den Betrag der Änderung durch die Korrektur (s. Tabelle 5.2), so beträgt er je $\sim 5\%$ bei *RMS* und Mittelwert, was sich in einer Änderung der Energieauflösung um $\sim 2\%$ niederschlägt. Die Fehler der Messungen haben ungefähr dieselbe Größe, weshalb diese Korrektur nicht angewandt wird.

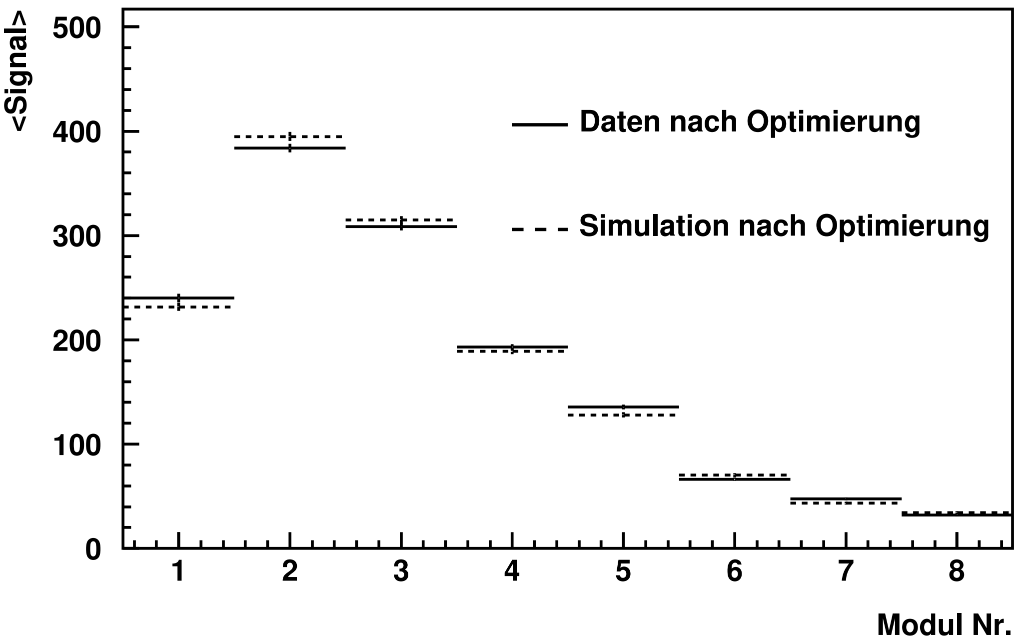


Abbildung 5.7 Longitudinale Signalverteilung nach durchlaufen der Kalibrationsroutine. Daten (durchgezogen) und Simulation (gestrichelt) (158 GeV Protonen).

	RMS	Mittelwert	*RMS*/Mittelwert
unkalibrierte Daten	69.2	289.2	23.9 %
kalibrierte Daten	57.1	267.4	21.3 %
kalibrierte + korrigierte Daten	54.4	249.7	21.8 %

Tabelle 5.2 Vergleich der Energieauflösung bei rohen, kalibrierten und kalibrierten + korrigierten Daten.

5.4.2 Relative Kalibration des Wolframkalorimeters

Für die relative Kalibration der Wolframmodule wurde das Myonensignal genutzt. Das Kalorimeter wurde aus dem Strahl gefahren und je ein Szintillationszähler vor und hinter dem Kalorimeter in Koinzidenz als *Trigger* benutzt. Zusätzlich wurde bei der Auswertung noch die Bedingung gestellt, daß ein gültiges Ereignisse in allen vier Modulen ein Signal erzeugen muß, um zufällige Koinzidenzen auszuschließen.
Es wurde bei verschiedenen Photovervielfacherspannungen bestimmt, in welchem ADC-

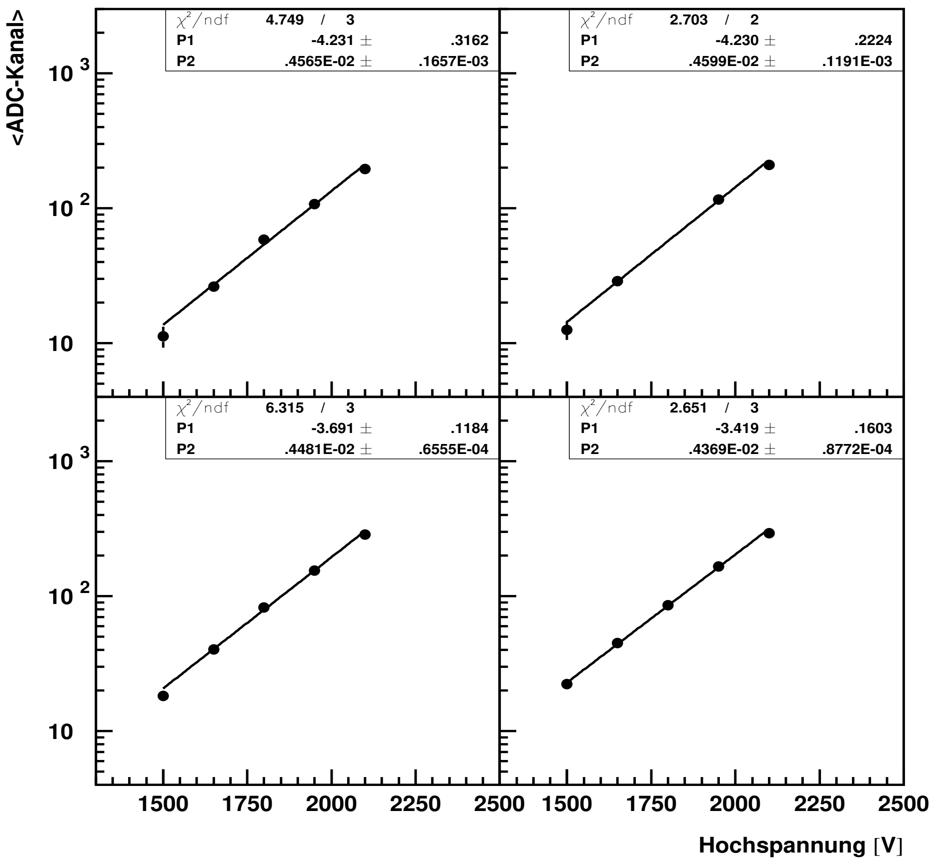


Abbildung 5.8 Lage des Myonensignals bei verschiedenen Photovervielfacher-Hochspannungen in den Wolframmodulen 1 (links oben) bis 4 (rechts unten)

Kanal der Mittelwert des Myonensignals lag und eine Funktion mit zwei Parametern $P1$ und $P2$ der Form

$$\text{(ADC-Kanal)} = \mathrm{e}^{(P1+P2\cdot Spannung)} \tag{5.1}$$

an die Meßpunkte angepaßt (Abb. 5.8). Aus diesen Eichkurven konnten dann die Hochspannungen abgelesen werden, die eingestellt werden mußten, um das Maximum des Myonensignal in allen Modulen in einem bestimmten ADC-Kanal zu haben. Zur Kontrolle wurden die Hochhspannungen so eingestellt, daß das Myonsignal in allen Modulen im ADC-Kanal 30 liegen sollte. Das Ergebnis (Abb. 5.9) ist im Rahmen der statistischen Genauigkeit befriedigend.

Um sicherzustellen, daß das Signal beim 100 GeV/c- und 158 GeV/c-Protonstrahl noch im Meßbereich der Analog-Digital-Wandler liegt, wurden die Hochspannungen verringert. Mit diesen Hochspannungseinstellungen wurde ein größerer Datensatz mit Myonen genom-

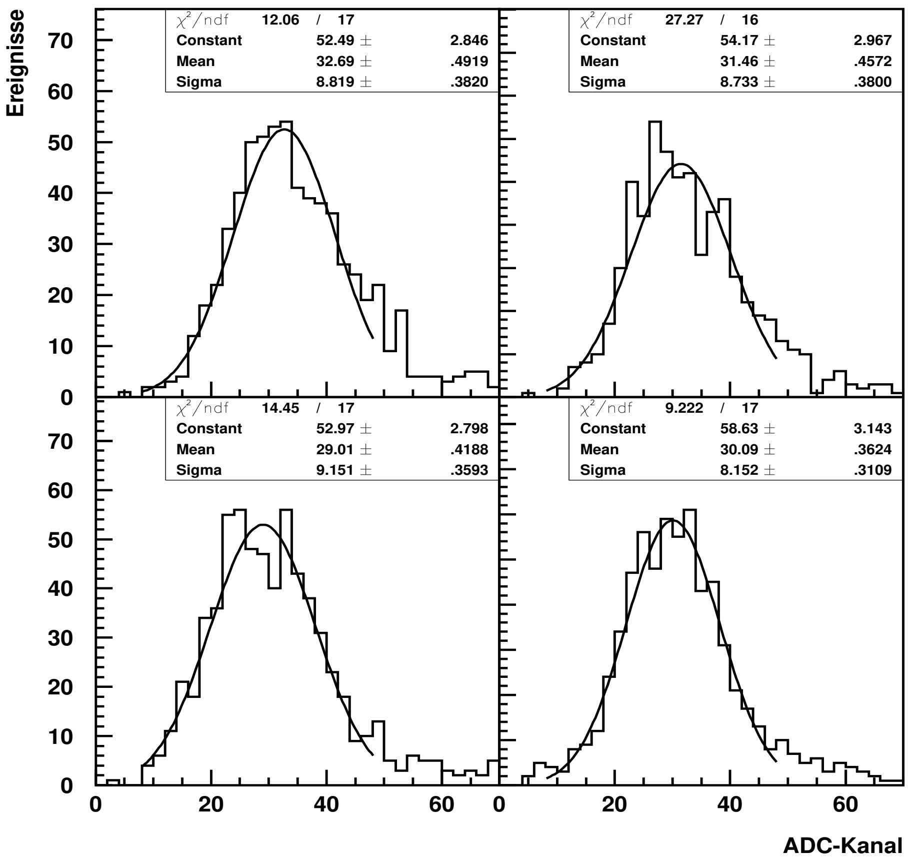


Abbildung 5.9 Lage des Myonensignals bei „Kanal 30“ Hochspannungseinstellung in den Wolframmodulen 1 (links oben) bis 4 (rechts unten)

men (Abb.5.10). Die Form des Signals ist eine Landau-Verteilung, wie bei Detektoren, die ein Signal proportional zum spezifischen mittleren Energieverlust eines Teilchens erzeugen, wie z.B. Szintillationszähler. Der Mechanismus, der zu dieser Verteilung führt, ist hier ähnlich. Das Myon schlägt auf seiner Bahn durch das Kalorimeter Elektronen aus den Atomverbänden, welche teilweise genug Energie haben, um einen kleinen elektromagnetischen Schauer im Wolfram zu erzeugen. Insgesamt werden genug freie Elektronen erzeugt, daß einige relativistische Elektronen (und Positronen) eine Lichtleiterschicht erreichen und Cherenkov-Strahlung produzieren, welche zu dem „Schwanz“ führt.
Um die Lage des Mittelwertes einer solchen Verteilung zu bestimmen, wird in der Regel die Methode des „Truncated Mean“ angewandt, bei der ein bestimmter Prozentsatz (35 - 40 %) der größten Signale weggeschnitten wird [Berg98]. Da in unserem Fall nur die Lage der Signale in den vier Modulen relativ zueinander interessiert, wird lediglich eine Gaußfunktion an die Spitzen der Verteilungen angepaßt.

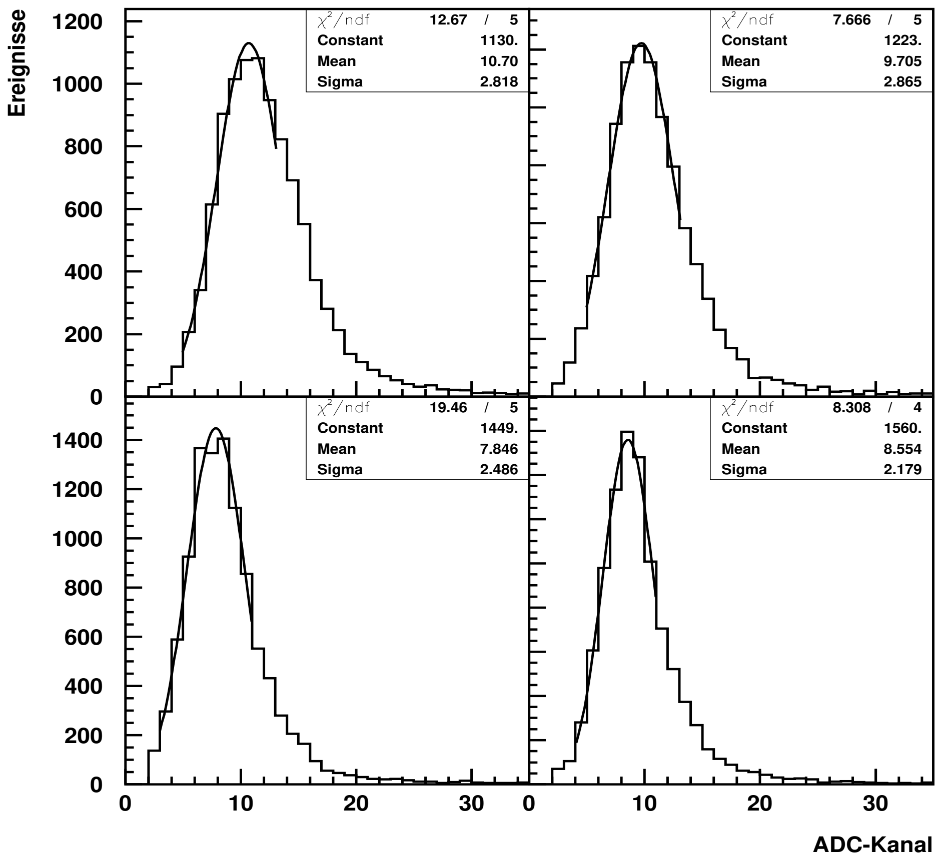


Abbildung 5.10 Lage des Myonensignals bei „Kanal 10“ Hochspannungseinstellung in den Wolframmodulen 1 (links oben) bis 4 (rechts unten).

Offenbar war die Berechnung der Hochspannungen während der Datenaufnahme nicht sehr genau, da die Lage der Spitzen der Verteilungen bis zu 15% von Kanal 10 abweichen. Dies zeigt sich auch, wenn man mit den Eichgeraden aus Abbildung 5.10 und den Hochspannungen, die verwendet wurden, die Lage der Verteilungen berechnet. In Tabelle 5.3 ist diese berechnete Lage des Myonsignals in den vier Modulen mit den gemessenen Werten verglichen. Im Modul 3 wurde bei der Datenaufnahme ein um 0.5 ADC-Kanäle zu hohes Pedestal abgezogen, dies wurde in der Tabelle korrigiert. Die gemessenen Werte liegen etwas unter den berechneten Werten, die relativen Abweichungen der vier Module untereinander sind aber bei beiden innerhalb der Fehler konstant. Mit den Werten aus der Eichung wurden Korrekturfaktoren (Tabelle 5.4) berechnet, mit denen die Wolframdaten für diesen Fehler korrigiert wurden.

Die relative Kalibration jedes Moduls ist mit einem Fehler zwischen 10% und 15% behaftet. Der Fehler des Mittelwertes und der Energieauflösung des gesamten Kalorimeters

	Modul 1	Modul 2	Modul 3	Modul 4
Eichung	11.8±1.8	10.7±1.2	9.7±0.9	9.3±1.2
Gemessen	10.7±0.7	9.7±1.6	8.4±0.9	8.6±1.6

Tabelle 5.3 Lage des Myonsignals in ADC-Kanälen bei Hochspannungseinstellung für die Protonstrahlmessung .

aufgrund dieser Unsicherheit der relativen Kalibration wurde auf jeweils kleiner als 5% abgeschätzt.

	Modul 1	Modul 2	Modul 3	Modul 4
Korrekturfaktor	1.00	1.10	1.22	1.27

Tabelle 5.4 Korrekturfaktoren für die Wolframkalorimetermodule für die Protonstrahlmessung.

5.4.3 Bestimmung der Anzahl der Photoelektronen

Die Verstärkung der Photovervielfacher unterliegt Fluktuationen, die in guter Näherung durch eine gaußsche Normalverteilung um den Mittelwert $\mu_{\text{p.e.}} = N_{\text{p.e.}}$ ($N_{p.e.}$: Anzahl der in der Photokathode erzeugten Photoelektronen) mit Standardabweichung $\sigma_{\text{p.e.}}=\sqrt{N_{\text{p.e.}}}$ gegeben ist. Eine Signalverteilung, die mit dem Photovervielfacher gemessen wird, wird also 'verschmiert'.
Ist die zu messende Signalverteilung gaußförmig mit Mittelwert μ_{o} und Standardabweichung σ_{o}, addieren sich $\sigma_{\text{p.e.}}/\mu_{\text{p.e.}}$ und $\sigma_{\text{o}}/\mu_{\text{o}}$ quadratisch zur gemessenen Signalauflösung.

$$(\sigma/\mu)_{\text{gemessen}} = \sqrt{(\sigma_{\text{o}}/\mu_{\text{o}})^2 + (\sigma_{\text{p.e.}}/\mu_{\text{p.e.}})^2} \tag{5.2}$$

Um den Einfluß der Photoelektronen-Statistik auf die Energieauflösung der Kalorimeter abschätzen zu können, wurde bei dem Wolfram-Kalorimeter eine Messung mit einem Pulser und Leuchtdioden, die über Lichtleiter mit der Photokathode jedes Moduls verbunden waren, gemacht. Da bei dieser Messung die Photoelektronen-Statistik die einzige Quelle für Fluktuationen darstellt, kann aus der Signalverteilung, d.h. deren Standardabweichung und Mittelwert, die Anzahl der Photoelektronen berechnet werden.
Es wurden mehrere Messungen mit verschiedener Pulseramplitude gemacht, die Anzahl der Photoelektronen gegen den ADC-Kanal aufgetragen und eine Gerade mit den Parametern $P1$ und $P2$

$$N_{\text{p.e.}} = P2 \cdot \text{ADC-Kanal} + P1 \tag{5.3}$$

durch die Meßpunkte gelegt, wie in Abb. 5.11 zu sehen ist. Die unterschiedlichen Steigungen $P2$ der angepaßten Geraden sind auf unterschiedliche Verstärkungen der Pho-

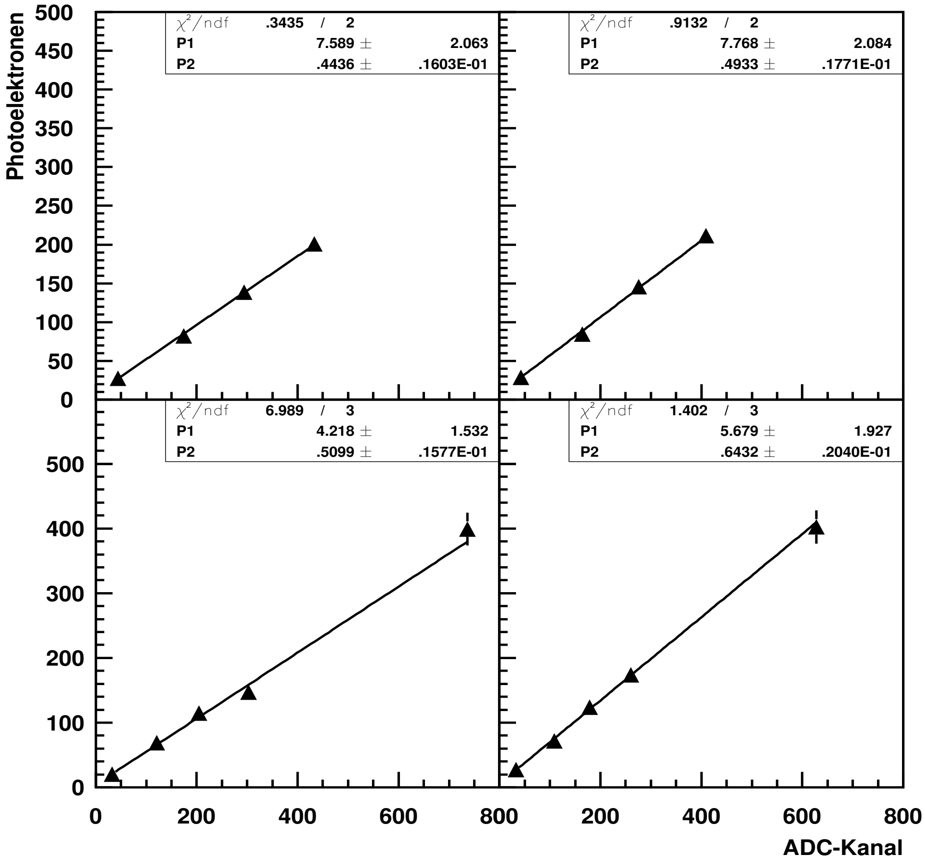


Abbildung 5.11 Photoelektronenzahl gegen ADC-Kanal in den Wolframmodulen 1 (links oben) bis 4 (rechts unten).

tovervielfacher zurückzuführen. Im Vergleich mit der Lage des Myonsignals in den vier Modulen (s. Kapitel 5.4.2) sieht man, daß dort das 3. und das 4. Modul eine niedrigere Verstärkung haben als die ersten beiden Module, was auch hier an der stärkeren Steigung zu beobachten ist. Allerdings ist beim Myonsignal die Verstärkung im 4. Modul höher als im 3. Modul, während es hier andersherum ist.

Die beiden Messungen sind aber nicht direkt vergleichbar, da die Kopplung zwischen Lichtleitern und Photovervielfacher nicht in die Messung der Photoelektronen eingeht. Um eine Eichkurve für die Anzahl der Photoelektronen beim Protonenstrahl zu bekommen, muß beachtet werden, daß die Hochspannungen für den Protonenstrahl reduziert wurden, sodaß das Myonensignal im ADC-Kanal 10 statt ADC-Kanal 30 liegen würde. Die Anpassungsparameter der vier Module werden mit dem Beitrag des jeweiligen Moduls

	Modul 1	Modul 2	Modul 3	Modul 4	Summe
Gewicht	63.55%	27.25 %	7.18 %	2.02 %	100 %
$P1$·Gewicht·3	14.47±4.0	6.35±1.72	0.91±0.34	0.34±0.12	22.07±6.18
$P2$·Gewicht·3	0.846±0.032	0.403±0.014	0.110±0.004	0.039±0.002	1.398±0.052

Tabelle 5.5 Berechnung der Paramter für die Eichkurve zur Bestimmung der Anzahl der Photoelektronen. Die aus Abbildung 5.11 abgelesenen Anpassungsparameter werden mit dem Beitrag des jeweiligen Moduls zum Gesamtsignal (vergl. Abbildung 4.10 in Abschnitt 4.3.5) gewichtet. Der Faktor 3 kommt durch die unterschiedlichen Hochspannungen bei der Pulsermessung und der Messungen im Protonenstrahl.

zum Gesamtsignal[1] gewichtet und mit 3 multipliziert (Tabelle 5.5). Die Summen dieser gewichteten Parameter ergeben die Parameter der Photoelektronen-Eichkurve (Abb. 5.12) für die Protonenstrahl-Messungen mit dem Wolframkalorimeter.

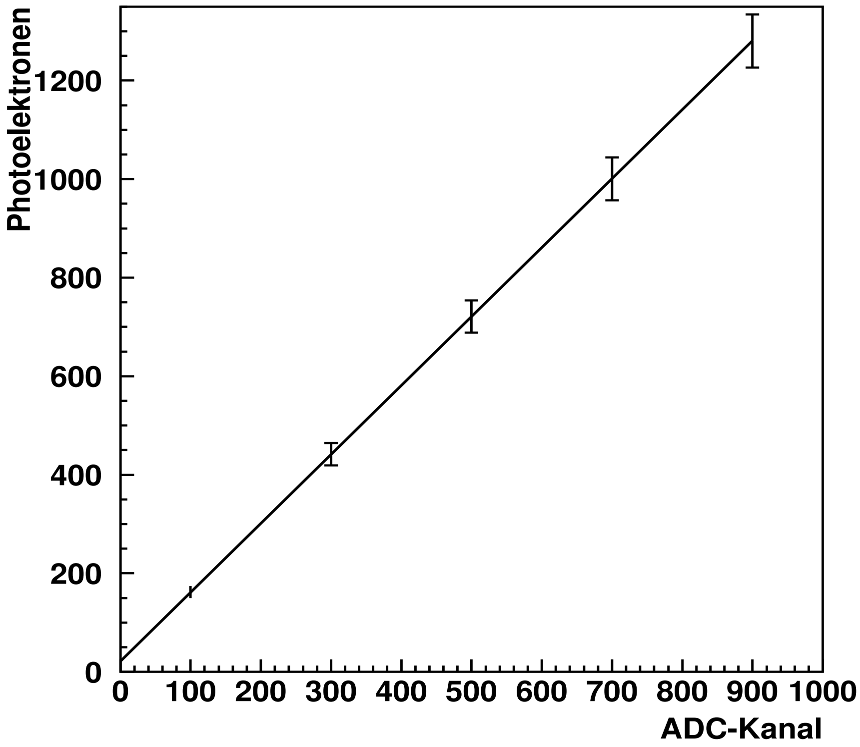


Abbildung 5.12 Eichkurve zur Bestimmung der Anzahl der Photoelektronen im Wolframkalorimeter bei der Messung mit Protonenstrahl.

[1] Im letzten Modul werden nur ca. 2% des Gesamtsignals produziert. Dieser Beitrag ist vernachlässigbar, weshalb die Wolfram-Kalorimeter die am **RHIC** eingebaut werden nur eine Länge von 6 λ_I haben.

Beim Wolframkalorimeter wurde bei 100 GeV Strahlenergie eine mittlere Signalhöhe von 400.5 ADC-Kanälen gemessen (siehe Kapitel 5.6.2), womit aus Abbildung 5.12 die Anzahl der Photoelektronen zu 580±30 bestimmt wurde. Damit ist der Beitrag der Photoelektronen-Statistik auf die Energieauflösung vernachlässigbar. Für das Kupferkalorimeter kann die Anzahl der Photoelektronen nur abgeschätzt werden. Das Kupferkalorimeter hat in der Simulation ein um den Faktor 1.1 größeres Signal, es ist also zu erwarten, daß die Größe des Signals bei den beiden getesteten Prototypen ähnlich ist. Aufgrund des vernachlässigbaren Beitrags der Photoelektronen-Statistik auf die Ergebnisse wurde auf eine genauere Bestimmung der Anzahl der Photoelektronen beim Kupferkalorimeter verzichtet.

5.5 Kupferergebnisse

5.5.1 Datensätze

Die 158 GeV-Messung

Bei der Messung des Kupferkalorimeters im 158 GeV Protonenstrahl wurde ein defektes CAMAC-*Crate* zur Auslese der Analog-Digital-Wandler eingesetzt. Dies wurde erst nach Abschluß der Messung, aufgrund von Problemen mit CAMAC-Modulen der NA49-Datenaufnahme, die sich im gleichen *Crate* befanden, bemerkt. Zuerst schien dies keine Auswirkung auf die Kalorimeterdaten zu haben, bei der Auswertung stellte sich jedoch heraus, daß die Gesamtsignalhöhe des Kalorimeters sehr viel niedriger lag als erwartet. Es wurde untersucht, ob ein 'Bit-Fehler' vorlag, d.h. ob ein Bit des CAMAC-Busses immer auf 1 oder auf 0 lag, was aber nicht der Fall war. Vermutlich hat das CAMAC-*Crate* durch Probleme bei der Spannungsversorgung Fehler im Analog-Digital-Wandler verursacht. Da es nicht möglich war, die Daten auf diese Fehler zu korrigieren, sind die 158 GeV Kupferdaten nicht sehr aussagekräftig.

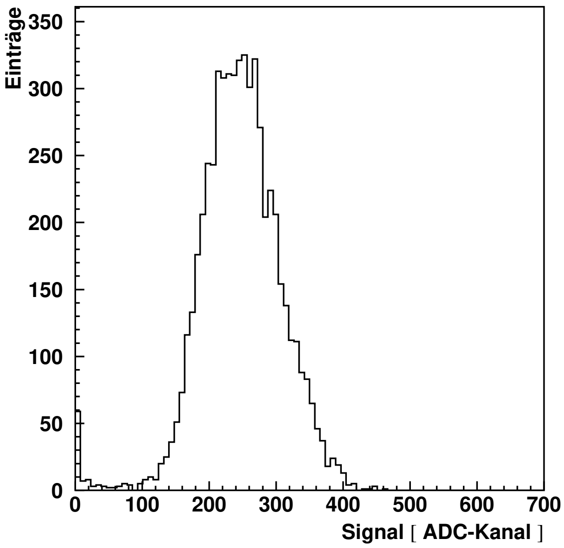
Es wurde ein Datensatz mit 1500 Ereignissen mit dem Strahl in der Mitte des Kalorimeters genommen. Mehrere Messungen wurden bei verschiedenen Positionen des Kalorimeters relativ zur Strahlachse gemacht. Letztere haben alle nur geringe Statistik, und da dieselben Messungen später mit dem 100 GeV Strahl mit höherer Statistik wiederholt wurden, wurden sie nicht ausgewertet.

100 GeV-Messungen

Bei 100 GeV/c Strahlimpuls wurde das Kalorimeter zunächst im Strahl zentriert. Von dieser Position aus wurde es dann in 1cm Schritten horizontal und vertikal verfahren, um den Einfluß von Schauerverlusten zu sehen. Diese Messungen beinhalten jeweils ~ 1500 (bei horizontalem Verschieben des Kalorimeters) bzw. 700 -1300 Ereignisse (bei vertikalem verschieben des Kalorimeters). Mit dem auf der Strahlachse zentrierten Kalorimeter wurden schließlich noch 5800 Ereignisse aufgenommen.

Messung der Zeitauflösung

Die Zeitauflösung des Kupferkalorimeters wurde nach den Messungen mit dem Wolframkalorimeter gemessen. Es wurden nur die ersten vier Module des Kupferkalorimeters benutzt. Die Messung wurde mit dem 100 GeV Protonstrahl gemacht, wobei 7100 Ereignisse aufgenommen wurden.



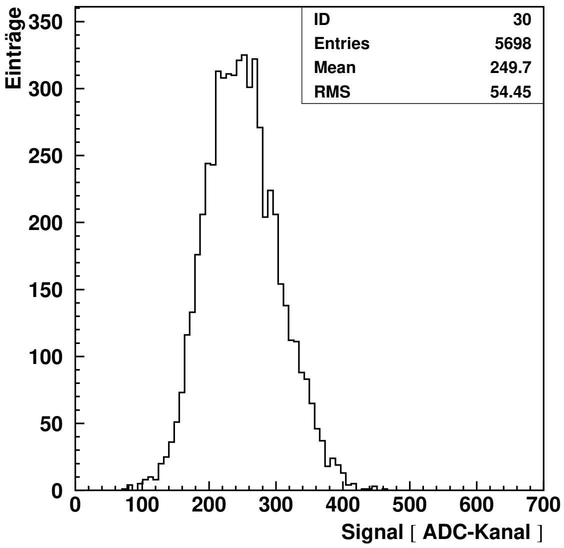


Abbildung 5.13 Kurvenform des Kupferkalorimeters bei 100 GeV Protonenstrahl. Links: Strahl-Luft Wechselwirkungen verursachen Einträge bei niedrigen Energien (siehe Text). Rechts: Die Ereignisse, die Strahl-Luft Wechselwirkung zugeschrieben werden können, wurden verworfen um die Energieauflösung zu bestimmen.

5.5.2 Energieauflösung

Eine der wichtigsten Fragen an den Test war die Energieauflösung der Prototypen im 100 GeV Protonstrahl. Das Signal des Kupferkalorimeters ist in Abb. 5.13 zu sehen. Die Einträge bei niedrigen Signalhöhen in Abb. 5.13 links sind auf Strahl-Luft-Wechselwirkung nach dem letzten Strahlzähler zurückzuführen. In Kapitel 5.1 wurde abgeschätzt, daß dieser Anteil bei $\sim$ 2% aller Ereignisse liegt. Hier (Abb. 5.13 rechts) wurden 1.7% der niedrigsten Signalhöhen verworfen, da diese Einträge die Standardabweichung der Verteilung stark verfälschen.

Die Form der Verteilung ist nicht gaußförmig, weshalb die *RMS* Werte statt der Standardabweichung einer angepaßten Gaußkurve angegeben werden. Die Energieauflösung beträgt 21.8 ± 0.5 % RMS/E und ist somit etwas schlechter als die Vorhersage der Simulation von 20.5 ± 0.4 % RMS/E.
Die Kurvenform ist charakteristisch für Kalorimeter dieses Typs wie schon in [Akch97] gezeigt und in [Gan95] beschrieben wurde. Da das Kalorimeter praktisch nur die elektromagnetische Energie des Schauers „sieht“, welche aus π^0 Zerfällen stammt, sind die Fluktuationen in der Signalhöhe auf Fluktuationen des Bruchteils der Energie, der in die Produktion von π^0 geht, zurückzuführen. In [Aco92] wurde gezeigt, daß die Verteilung des Bruchteils der elektromagnetischen Energie an der Gesamtenergie des Schauers (150 GeV

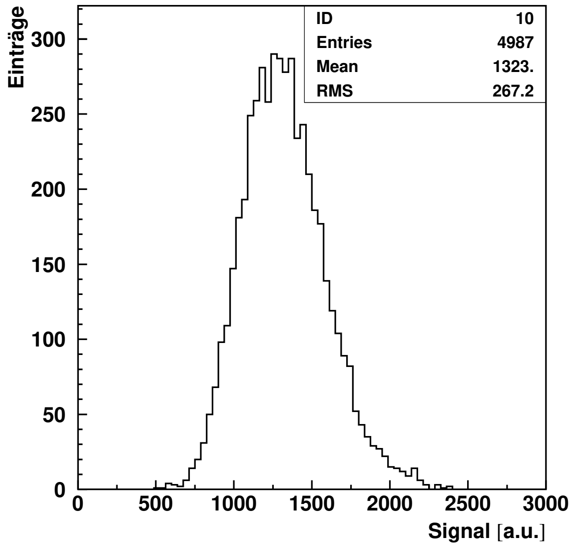


Abbildung 5.14 Simulation des Kupferkalorimeters für 100 GeV Protonenstrahl.

π^-) nicht symmetrisch ist, sondern einen „Schwanz“ hin zu höheren elektromagnetischen Anteilen hat, was zum Teil darin begründet liegt, daß die geringe Multiplizität von π^0 zu einer asymmetrischen Poisson-Verteilung führt. Dies ist auch hier in der Signalverteilung zu sehen, jedoch nicht so ausgeprägt wie in der Simulation (Abb. 5.14), deren Kurvenform gut mit der von Akchurin *et al.* [Akch97] mit 100 GeV π^- gemessenen[1] übereinstimmt.
Akchurin *et al.* haben auch die Unterschiede in der Signalverteilung ihres Kalorimeters bei Einschuß von Protonen und π^- untersucht [Akch98] und fanden, daß die Asymmetrie der Verteilung bei π^- sehr viel stärker ausgeprägt ist. Wird ein geladenes Pion ins Kalorimeter geschossen, wird bei der ersten Wechselwirkung mit großer Wahrscheinlichkeit ein großer Bruchteil der Energie in einem sekundärem Pion enden (*leading particle*). Ist dieses ein π^0, geht diese Energie in elektromagnetische über, ist es ein $\pi^\pm$, kann dieses bei der zweiten Wechselwirkung ein π^0 erzeugen. Deshalb ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Großteil der Schauerenergie in elektromagnetische Energie geht, verhältnismäßig größer. Dies führt zum einen zu einem höheren Signal bei Pionen als bei Protonen, zum anderen zu dem 'Schwanz'. Bei Protonen ist das *leading particle* aufgrund von Baryonzahlerhaltung am wahrscheinlichsten wieder ein Baryon, d.h. ein Teil der Schauerenergie bleibt immer in hadronischer Energie, die in diesem Typ von Kalorimeter wenig zum Signal beiträgt (s. Kapitel 4.1).
In [Akch98] wurde gezeigt, daß die Kurvenform für Protonen bei 200 GeV und höheren Energien sehr gut einer Gaußverteilung entspricht, was ein Zeichen dafür ist, daß die eben beschriebenen Prozesse zur Überhöhung des elektromagnetischen Anteils am Schauer bei

[1] Messung mit einem Kupfer-Quarzfaser Kalorimeter, bei dem die Lichtleiter parallel zum Strahl laufen.

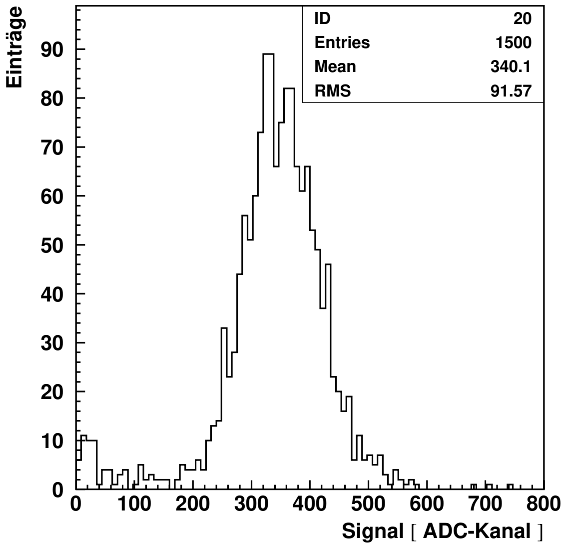


Abbildung 5.15 Gesamtsignal des Kupferkalorimeters bei 158 GeV Protonenstrahl.

Protonen keine große Rolle spielen. Die Asymmetrie der Verteilung in unserer Messung bei 100 GeV kommt vermutlich nur durch die Poisson-Statistik der π^0 zustande, die bei höheren Energien mit entsprechend steigender π-Multiplizität durch eine Gaußverteilung approximiert werden kann.

Abb. 5.15 zeigt das Signal für 158 GeV Protonen mit im Strahl zentriertem Kalorimeter. Es sind $\sim$ 2.5 mal mehr Einträge bei niedrigen Signalhöhen als durch Strahl-Luft-Wechselwirkung zu erwarten wäre, was auf die fehlerhafte Datenaufnahme zurückzuführen ist. Die mittlere Signalhöhe ist nur das 1.36 fache der mittleren Signalhöhe der 100 GeV Messung, während ein Wert im Bereich 1.6 zu erwarten wäre, wenn die Signalhöhe annähernd linear mit der Energie steigt. Tatsächlich müßte der Wert etwas höher als 1.6 sein, da der Bruchteil der elektromagnetischen Energie im hadronischen Schauer ungefähr durch die Beziehung (siehe Kapitel 3.2) $f_{\pi^0} = 0.1 \cdot \ln E$ [GeV] gegeben ist (vergl. Kapitel 4.3). Dieser „lineare“ Anstieg der Signalhöhe mit der Einschußenergie ist in der Simulation des Kupferkalorimeters und in den Daten sowie der Simulation des Wolframkalorimeters zu sehen und wäre somit auch für die Kupferdaten zu erwarten. Die Fehlfunktion des CAMAC-*crate* scheint also die mittlere Signalhöhe verringert zu haben (siehe Einleitung dieses Kapitels). Aus dem RMS und dem Mittelwert der Verteilung errechnet sich eine Energieauflösung von 20 $\pm$2.5 % RMS/E.

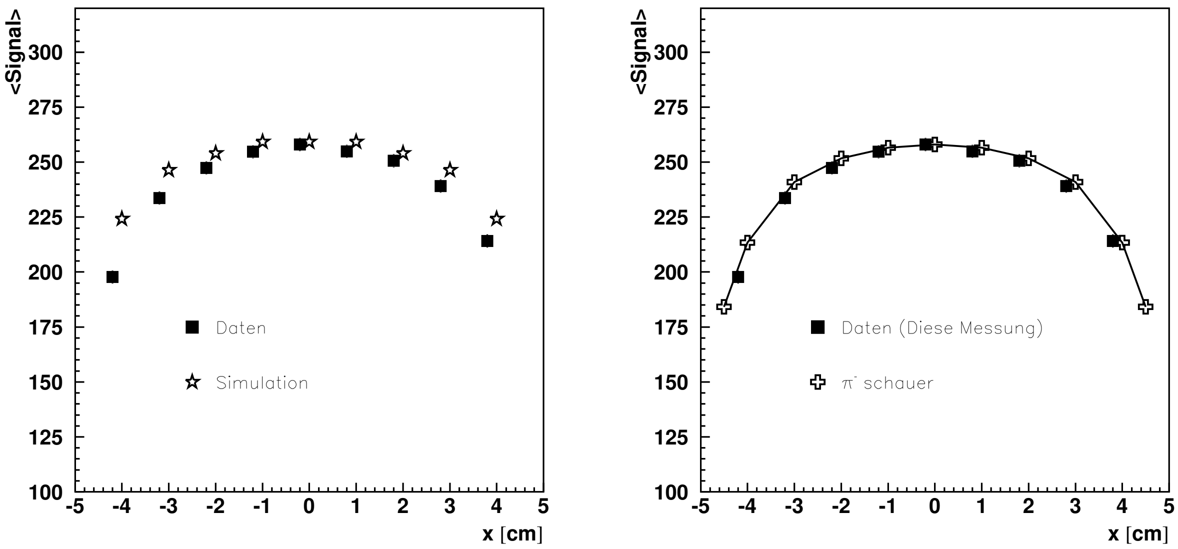


Abbildung 5.16 Die mittlere Signalhöhe in Abhängigkeit der Strahlposition relativ zur Mitte des Kupferkalorimeters. Links: Vergleich mit Simulation. Rechts: Vergleich mit berechneten Werten aus einer Parametisierung von π^- Schauern (siehe Text).

5.5.3 Positionsabhängigkeit des Signals

Das Kalorimeter wurde in 1 cm Schritten seitlich durch den Strahl gefahren, wobei der Strahl jeweils 1 cm unterhalb der Mitte war, und von der Mittelposition ausgehend in 1 cm Schritten nach unten gefahren, sodaß die Position des Strahls in Richtung der Auslesefasern ging.
Das Ergebnis der ersten Messung ist in Abb. 5.16 links im Vergleich zur Simulation zu sehen. In Abb. 5.16 rechts sind dieselben Daten im Vergleich zu Werten dargestellt, die sich aus einer Parametrisierung des lateralen Schauerprofils von π^- in das oben erwähnte Kupfer-Quarzfaser Kalorimeter [Akch97], integriert über die Fläche (10 cm x 10 cm) unseres Kalorimeters, ergibt.
Diese Parametrisierung des π^--Schauers ist eine Summe zweier Exponentialfunktionen:

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}r\mathrm{d}\phi} = C_1 \cdot \mathrm{e}^{a_1 \cdot r} + C_2 \cdot \mathrm{e}^{a_2 \cdot r} \tag{5.4}$$

mit $C_1 = 0.164, a_1 = -0.171, C_2 = 0.0066$ und $a_1 = -0.0376$.
Der erste Term beschreibt den prominenten elektromagnetischen „Kern“ des Schauers, während der zweite Term den breiteren, in unserem Kalorimeter fast nicht „sichtbaren“ hadronischen Schauer beschreibt. Akchurin *et al.* haben für Protonen einen etwas breiteren

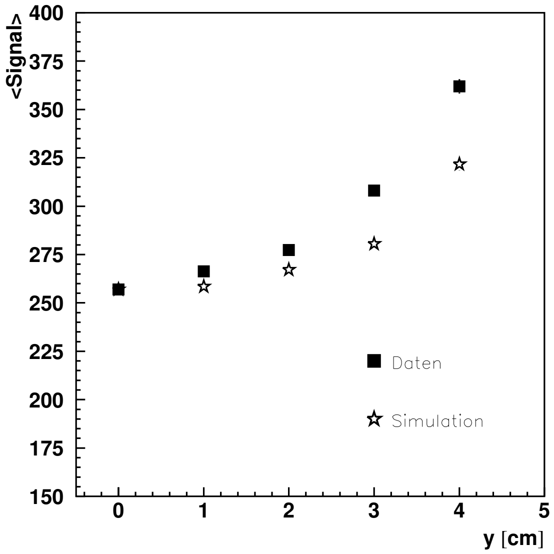


Abbildung 5.17 Signalhöhen bei verschiedenen Strahleinschuß-Positionen, von der Mitte des Kalorimeters ausgehend, nach oben in Richtung Auslesefasern.

Schauer gemessen als für π^- [Akch98][1]. Dies erklärt das etwas schnellere Abfallen der Signalhöhe zum Rand des Kalorimeters in unseren Daten.
Die Parametrisierung 5.4 wurde an unsere Daten angepaßt; da wir aber in erster Linie nur den elektromagnetischen Kern des Schauers im Kalorimeter messen, ist die Bestimmung des zweiten Terms in Gleichung 5.4 ungenau. Es läßt sich somit nur sagen, daß wir ein etwas breiteres Schauerprofil mit Protonen messen als Akchurin *et al.* mit π^-.
Im Vergleich mit der Simulation (Abb. 5.16 links) zeigt sich, daß diese ein schmaleres Schauerprofil vorhersagt; es gibt weniger Verluste, wenn die Strahlposition sich dem Rand des Kalorimeters nähert, daher geringeres Abfallen der Signalhöhe.
Abb. 5.17 zeigt die Signalhöhen bei vertikalem Verschieben des Kalorimeters im Strahl verglichen zur Simulation. Die Signalhöhe nimmt zu, je näher man dem oberen Rand der Kupferplatten kommt. Dies kommt von geladenen Teilchen des Schauers, die oberhalb des Kupfers „ungestört“ durch die Auslesefasern laufen können und dort Cherenkov-Licht produzieren. Je näher der Strahl den Auslesefasern kommt, desto mehr Schauerenergie geht in Richtung der Fasern verloren und erzeugt dort einen ungewollten Beitrag zum Gesamtsignal, was in den Daten und der Simulation deutlich zu sehen ist.
Die Unterschiede zwischen Simulation und Daten sind durch die unrealistische Geometrie der Fasern über den Absorberplatten in der Simulation[1] zu erklären. Sie kommen dadurch

[1]Es wurde für Protonen und Pionen, im Bereich von 200 GeV - 375 GeV, der Bruchteil der Energie der im zentralen Bereich des Schauers in einem Auslesesektor (52.9mm $\times$ 54mm $\times$ 135cm), gemessen wird, verglichen. Bei Pionen war dieser Bruchteil des Gesamtsignals 5 - 8 % größer als bei Protonen.

[1]In der Simulation werden die „Faserplatten“ (siehe Kapitel 4.3.1) über dem Kupfer so weitergeführt

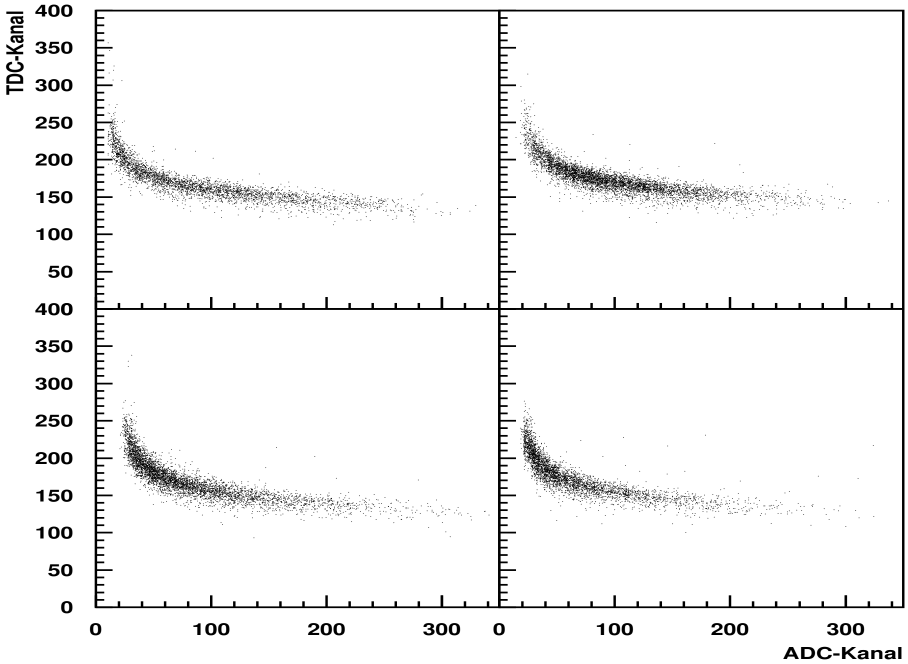


Abbildung 5.18 Signalhöhe des Zeit-Digital-Wandlers (TDC) in Abhängigkeit von dem ADC-Wert. Links oben ist das erste Modul, recht unten das vierte Modul. Man sieht den *Slewing*-Effekt durch die *Leading Edge*-Diskriminatoren (siehe Text).

zustande, daß die Lichtleiter jedes Moduls zur Auslese gebündelt werden und somit in der Mitte über dem Kalorimeter (parallel zum Strahl gesehen) viel Faservolumen vorhanden ist. Die mittlere Energie der Schauerverluste (und somit die Anzahl der geladenen Teilchen) wird in diesem Bereich größer sein als in den Randbereichen rechts und links der Faserbündel, weshalb beim realen Kalorimeter relativ mehr Signal in den Auslesefasern produziert wird als in der Simulation.
Der Beitrag des Signals in den Fasern über dem Kalorimeter zum Gesamtsignal bei Einschuß des Protonenstrahls in die Mitte des Kalorimeters wurde auf ~3-6 % abgeschätzt.

5.5.4 Zeitauflösung

Bei der Messung der Zeitauflösung wurden *Leading Edge* Diskriminatoren benutzt (siehe Kapitel 5.3). Dies führt zu „*Slewing*“, d. h. der Signalhöhenabhängigkeit des Zeitsignals, wie es in Abbildung 5.18 zu sehen ist. Dort sind für die vier gemessenen Kupfermodule die TDC-Werte gegen die ADC-Werte aufgetragen. Es zeigt sich, wie zu erwarten, daß bei niedrigen ADC-Werten, d. h. Signalhöhen, das Zeitsignal durchschnittlich später

wie zwischen den Platten, d.h. die Raumbelegung des sensitiven Materials ist in dem Bereich über dem Kalorimeter mit einer Breite von 10 cm konstant.

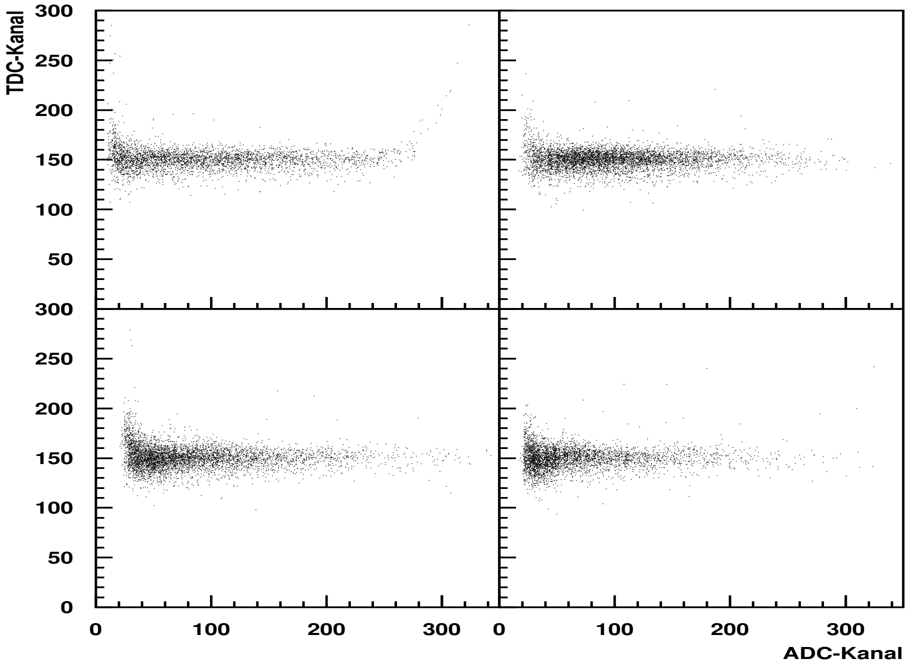


Abbildung 5.19 TDC-Wert der Kupfermodule gegen ADC-Wert nach Slewing-Korrektur.

ankommt als bei größen Signalhöhen. Dieser Effekt wurde korrigiert, indem von den TDC-Werten ein von der Signalhöhe abhängiger Betrag abgezogen wurde, was in Abbildung 5.19 zu sehen ist. Die Verteilung des Zeitsignals wird zu kleinen Signalhöhen hin breiter. Dies ist durch Laufzeit-Fluktuationen in den Photovervielfachern zu erklären, die sich mit steigender Photoelektronenzahl herausmitteln. Die vielen Einträge bei geringen Signalhöhen sind auf die durchschnittlich geringe Anzahl erzeugter Photoelektronen pro Modul zurückzuführen, was an den relativ kurzen Modulen liegt. Um die mögliche Zeitauflösung ohne diesen Effekt zu bestimmen und um die Zeitauflösung der Kupfermodule mit den doppelt so langen Wolframmodulen vergleichen zu können, wurden nur Ereignisse mit ADC-Werten größer 50 zugelassen.

Das Zeitreferenzsignal des *S1*-Zählers (siehe Kapitel 5.2) wurde ebenso mit einem *Leading Edge*-Diskriminator gewonnen. Die Impulshöhen dieses Zählers wurden nicht aufgenommen, weshalb hierfür keine *Slewing*-Korrektur durchgeführt werden konnte. Die Verteilung der TDC-Werte des *S1* ist in Abbildung 5.20 dargestellt. In die Verteilung gehen das Zeitverhalten des *S1* sowie aller Zähler, die den Trigger definieren, ein. Es zeigte sich, daß die Zeitauflösung der Kalorimeter relativ zu *S1* durch die Ereignisse in dem gestrichelt dargestellten Teil der Verteilung stark verschlechtert wurde, weshalb diese Ereignisse nicht verwendet wurden.

Die Verteilungen der TDC-Werte der vier Module, relativ zu *S1*, sind in Abbildung 5.21 zu sehen. An die Verteilungen sind Gauß-Kurven angepaßt, deren Standardabweichung σ in der Folge als Zeitauflösung bezeichnet wird. Die Zeitauflösung der Module wird zu weiter

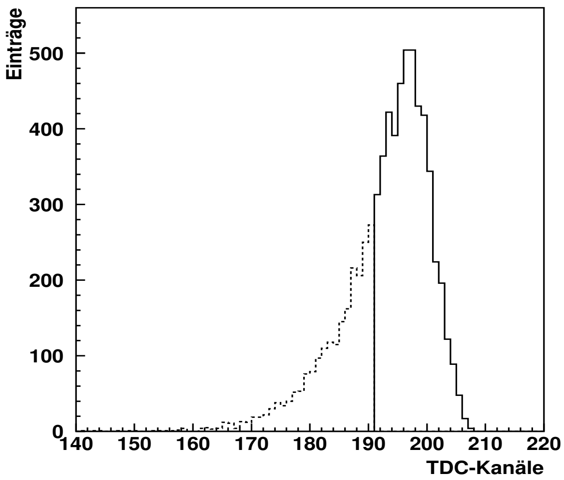


Abbildung 5.20 Verteilung des TDC-Signals des Referenz-Szintillationszählers *S1*.

hinten liegenden Modulen schlechter, was durch stärkere laterale Ausdehnung des Schauers in diesen Modulen zu erklären ist. Dadurch können stärkere vertikale Fluktuationen im Schwerpunkt des Schauers im jeweiligen Modul auftreten, die sich in Fluktuationen des Zeitsignals bemerkbar machen. Es wäre zu erwarten, daß die Zeitauflösung zu hinteren Modulen hin kontinuierlich schlechter wird.

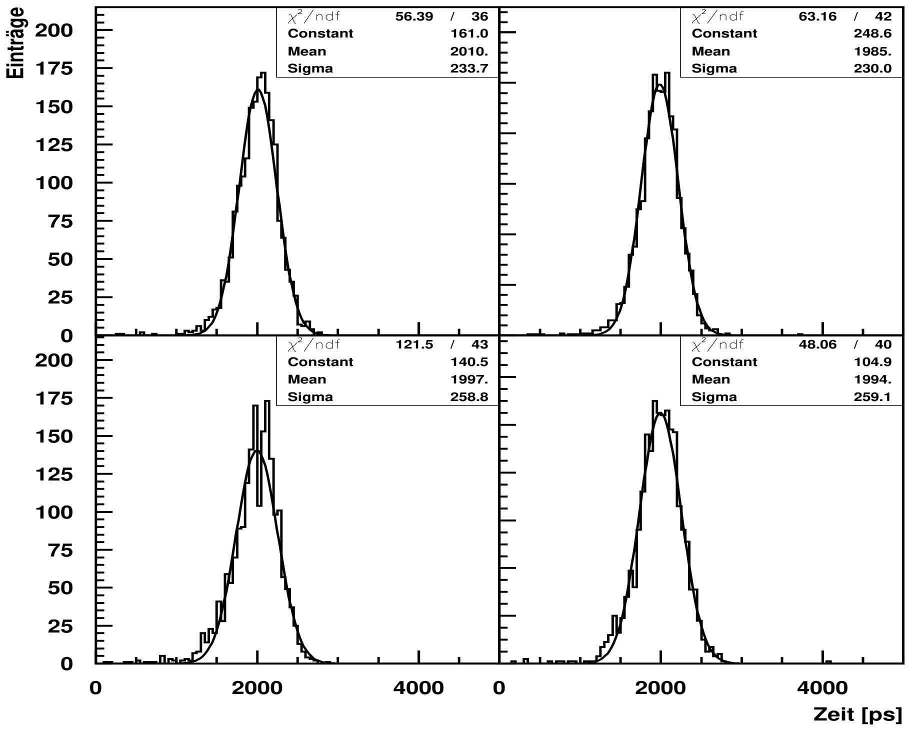


Abbildung 5.21 Die Zeitauflösung der vier Kupfermodule (Links oben das erste Modul, rechts unten das letzte) relativ zu *S1*.

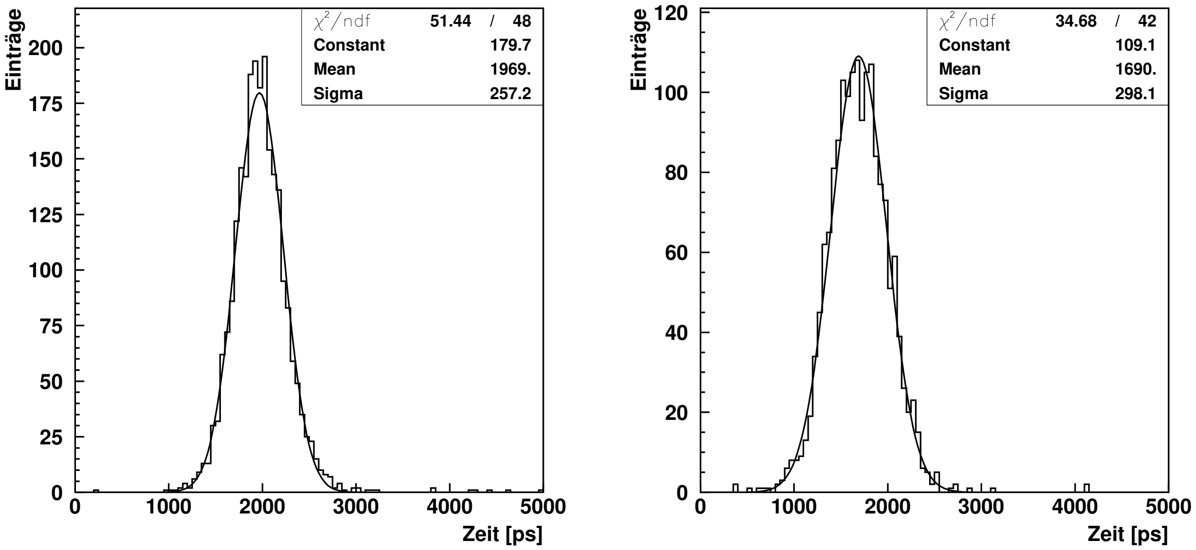


Abbildung 5.22 Differenz der Zeitsignale von Modul 1 und 2 (links) bzw. Modul 2 und 3 (rechts).

Modul Nr.	Hochspannung [V]	Zeitauflösung [ps]
1	1600	234
2	1650	230
3	1350	259
4	1500	259

Tabelle 5.6 Die Zeitauflösung der vier Kupfermodule und die an die Photovervielfacher angelegte Hochspannung.

Ein weiterer Einfluß sind die Hochspannungen der Photovervielfacher. In Tabelle 5.6 sind diese Hochspannungen und die Zeitauflösung der Module aufgelistet. Die Zeitauflösung wird beim Übergang vom zweiten Modul zum dritten Modul sprungartig schlechter, was erstaunlich ist, da es unwahrscheinlich ist, daß vertikale Fluktuationen im Schauer sprungartig ansteigen. Dieses Verhalten ist durch die geringere Hochspannung des Photovervielfachers des dritten Moduls zu erklären. In diese Zeitauflösungen geht jeweils noch die Zeitauflösung des *S1*-Zählers ein. Wenn die Zeitverteilungen der Detektoren gaußförmig sind, addieren sie sich quadratisch auf. Die Zeitauflösung der Module 1 und 2 relativ zueinander, d. h. die Differenz der Zeitsignale der beiden Module, ist in Abbildung 5.22 links zu sehen. Dasselbe ist für die Module 2 und 3 in Abbildung 5.22 rechts dargestellt. Die ersten beiden Module haben mit 233 *ps* bzw. 230 ps praktisch dieselbe Zeitauflösung, womit sich aus der Differenz der beiden Zeitsignale mit einem σ von 258 ps eine intrinsische Zeitauflösung der beiden Module von 182 ps ergibt. Mit diesen Werten ergibt sich die Zeitauflösung von *S1* zu $\sim$ 144 ps. Rechnet man mit der intrinsischen Zeitauflösung von Modul 2 und der Differenz von Modul 2 und 3 (298 ps) die intrinsische Zeitauflösung von Modul 3 aus, ergibt sich diese zu 190 ps. Bestimmt man aus diesem Wert die Zeitauflösung von *S1* ergibt sich dafür $\sim$ 110 ps. Dies zeigt, daß diese Berechnungen nicht ganz konsistent sind, was vermutlich daran liegt, daß das Zeitsignal des *S1* nicht gaußförmig ist. Man kann mit diesen Werten aber den Fehler der Werte für die intrinsische Zeitauflösung auf $\sim$10% abschätzen, Modul 1 und 2 haben somit eine intrinsische Zeitauflösung von 160-200 ps.

5.6 Wolframergebnisse

5.6.1 Datensätze

Beim 100 GeV/c Protonstrahl wurden die Signale des Wolframkalorimeters in verschiedenen Positionen relativ zum Strahl gemessen. Bei der Auswertung der Daten wurde festgestellt, daß die tatsächliche Position des Strahls nicht der angenommenen Position entsprach. Die effektiven Positionen des Strahls sind in der Mitte des Kalorimeters sowie 2 cm unterhalb der Mitte und 2 cm und 4 cm oberhalb der Mitte. Horizontal wurden jeweils 2 cm unterhalb der Mitte an Punkten, die 2 cm, 4 cm und 4.5 cm zu einer Seite der Mittelposition lagen, Daten genommen. Vertikal besteht eine Unsicherheit bezüglich der tatsächlichen Position des Strahls von 0.5 cm, Horizontal beträgt diese Unsicherheit 0.3 cm. Bei diesen Messungen wurden jeweils 5000-7000 Ereignisse aufgenommen. Schließlich wurde noch eine Messung gemacht, bei der das Kalorimeter umgedreht wurde, sodaß die Lichtleiter unter einem Winkel von 135^o zur Strahlachse orientiert waren. Diese Messung beinhaltet ca. 1000 Ereignisse. Bei 158 GeV/c Strahlimpuls wurde 2 cm unterhalb der Mitte des Kalorimeters eine Messung mit 7000 Ereignissen gemacht. Die TDC-Werte wurden immer mitaufgenommen. Für die Bestimmung der Zeitauflösung wurde die 100 GeV/c Messung mit Strahl in der Mitte des Kalorimeters genommen.

5.6.2 Energieauflösung

Zur Bestimmung der Energieauflösung wurden wie beim Kupferkalorimeter die 2 % niedrigsten Signalhöhen verworfen, da sie auf Strahl-Luft-Wechselwirkungen zurückzuführen sind (siehe Kapitel 5.5.2). In Abbildung 5.23 sind die Signalhöhenverteilungen bei 100 GeV/c (links) und 158 GeV/c (rechts) zu sehen. Bezüglich der Kurvenform ist dasselbe zu sagen wie beim Kupferkalorimeter (Abschnitt 5.5.2). Verglichen mit der Simulation (Abbildung 4.11) zeigt sich jedoch eine hervorragende Übereinstimmung der

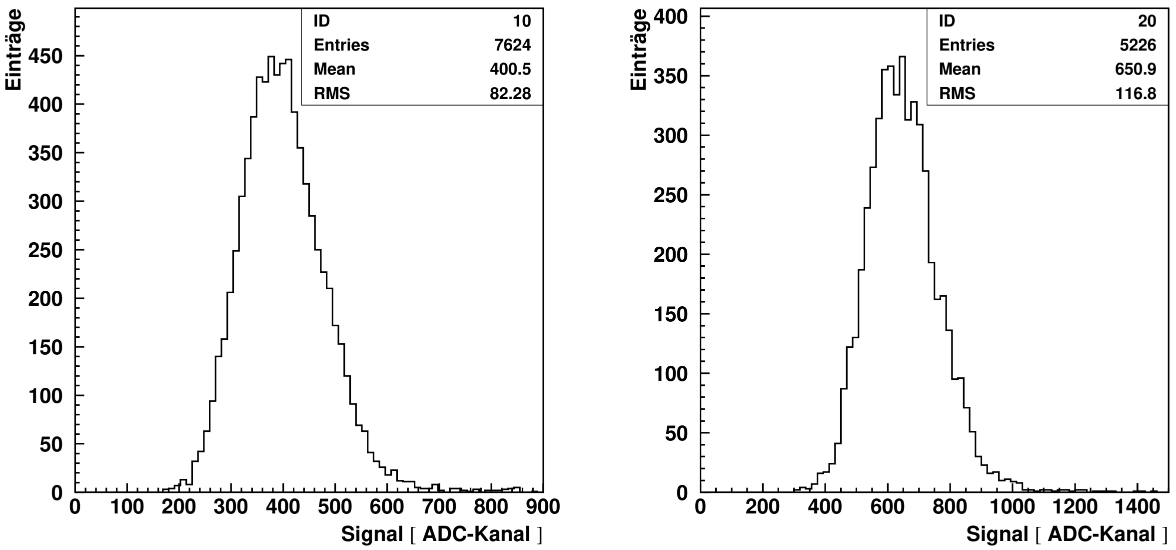


Abbildung 5.23 Kurvenform des Wolframkalorimeters bei 100 GeV/c (links) und 158 GeV/c Protonenstrahl.

Kurvenformen. Die Energieauflösung bei 100 GeV/c beträgt 20.5±0.5% RMS/E, bei 158 GeV/c, 18.0±0.5% RMS/E. Diese Werte sind zum einen schlechter als die Werte aus der Simulation, zum anderen kaum besser als die Werte des Kupferkalorimeters. Bei horizontalem Verschieben des Kalorimeters (Abschnitt 5.6.5) zeigt sich auch ein kaum schmaleres Schauerprofil im Wolframkalorimeter verglichen mit dem Kupferkalorimeter. Die Annahme, daß die Energieauflösung des Wolframkalorimeters besser sein sollte, begründet sich auf der um 30% kürzeren hadronischen Wechselwirkungslänge und dem um ebenfalls 30% kleineren Molière-Radius, dem somit schmaleren sichtbaren Schauer im Kalorimeter und den dadurch reduzierten Fluktuationen durch laterale Schauerverluste. Es wurden zwar noch nie Messungen mit einem Wolfram-Lichtleiterkalorimeter gemacht, die diese Annahme untermauern könnten, es ist aber unwahrscheinlich, daß sämtliche Simulationen[1] Wolfram falsch beschreiben. Die wahrscheinliche Ursache sind Inhomogenitäten bei der Kopplung der Faserbündel an die Photovervielfacher. Zum einen wird die sensitive Fläche der verwendeten 2" Photovervielfacher (Ø 42-46 mm) durch die Faserbündel mit einem Durchmesser von 40 mm fast vollständig abgedeckt, wodurch ein häufig vorkommendes Abfallen der Empfindlichkeit der Photokathode zum Rand hin zu Fluktuationen führen kann. Dies wurde nachgemessen und es stellte sich ein Nachlassen

[1] Das in Abschnitt 4.3 beschriebene *GEANT*-Programm wurde auch unter Verwendung der *GEISHA*-Routine verwendet, wobei etwas schlechtere Energieauflösungen für Kupfer und Wolfram herauskamen, Wolfram aber auch dort eine ≈15% bessere Energieauflösung als Kupfer hatte. Ein *GEANT*-Programm von A. Denisov, welches auch die Prozesse der Photonen-Generation und des Transports in den Fasern berücksichtigt, kommt zu einem ähnlichen Ergebnis.

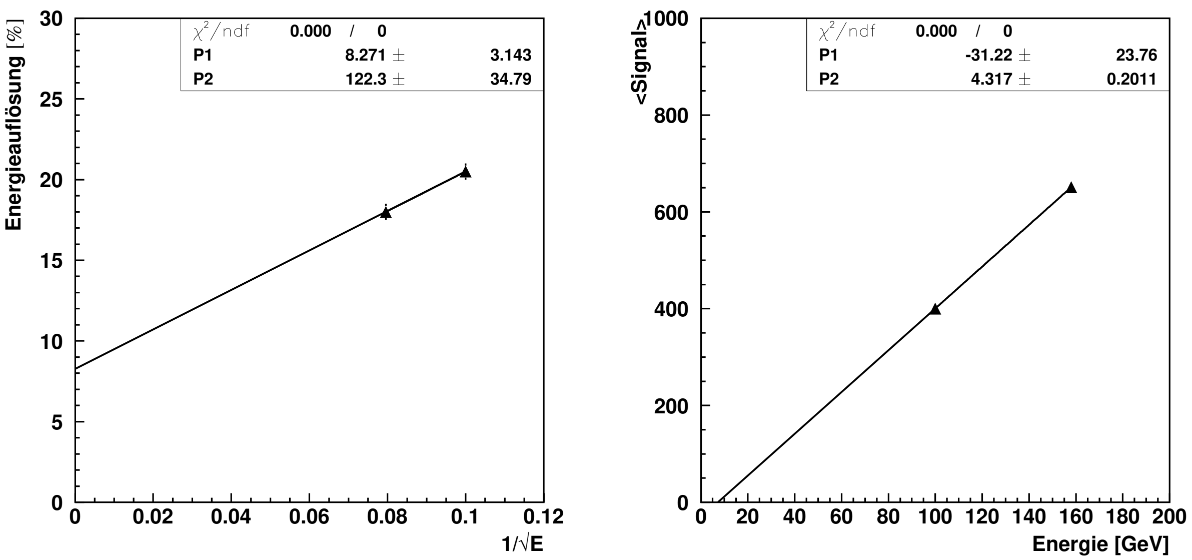


Abbildung 5.24 Links: Energieauflösung des Wolframkalorimeters gegen $1/\sqrt{E}$ aufgetragen. Rechts: Energieabhängigkeit des Signals des Wolframkalorimeters.

der Empfindlichkeit von der Mitte zum Rand hin von maximal 7% heraus. Eine weitere Ursache könnte das direkte Anliegen der Fasern auf den Fenstern der Photovervielfacher sein. Da bei ersten Messungen die Fasern mit optischem Fett an die Photovervielfacher gekoppelt waren, welches dann für die verwendeten Messungen entfernt wurde, könnten Reste des optischen Fetts an manchen Stellen für bessere optische Kopplung gesorgt haben. Der Betrag der Verbesserung der optischen Kopplung durch optisches Fett wurde in Messungen mit Myonen auf 15-20% bestimmt. Eine endgültige Aussage über die Ursache der relativ schlechten Energieauflösung des Wolframkalorimeters kann aber nicht gemacht werden.

In Abbildung 5.24 links sind die beiden Datenpunkte bei 100 GeV und 158 GeV gegen $1/\sqrt{E}$ aufgetragen und eine Gerade angepaßt. Die Anpassungsparameter sind aufgrund der relativ großen Fehler sogar kompatibel mit den Simulationsergebnissen (Abbildung 4.12). Auch wenn mit den beiden Datenpunkten keine präzise Aussage über das Skalieren der Energieauflösung mit der Energie gemacht werden kann, bestätigten sie jedoch die Existenz eines konstanten Terms in der Größenordnung 5-10 % RMS/E.

5.6.3 Energielinearität

Abbildung 5.24 zeigt die Signalhöhe des Kalorimeters in Abhängigkeit von der Strahlenergie. Es wurde eine Gerade angepaßt, um zu zeigen, daß die Signalhöhe nicht ganz

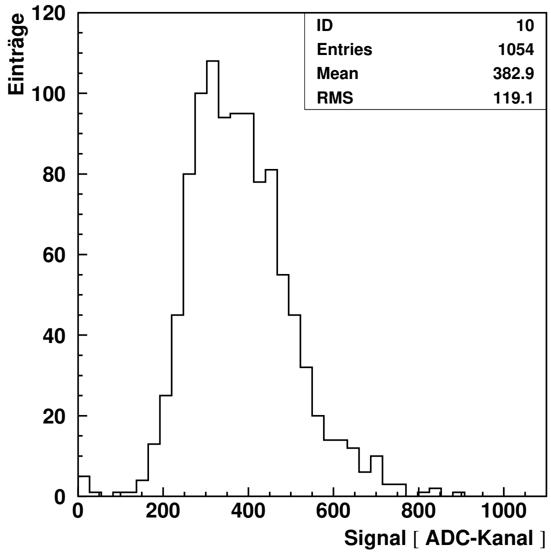


Abbildung 5.25 Signal des Wolframkalorimeters bei Einschuß des Strahls von hinten.

linear mit der Energie steigt. Das Verhältnis der Signalhöhe bei 158 GeV/c und 100 GeV/c beträgt 1.625 und entspricht somit sehr gut demselben Verhältnis in der Simulation, von 1.623.

5.6.4 Signal bei 135^o-Faserorientierung

Es wurde eine Messung mit dem umgedrehten Kalorimeter gemacht, wobei der Strahl also von hinten eingeschossen wurde. Das Signal wird in diesem Fall von Teilchen erzeugt, deren Impuls senkrecht der Strahlrichtung nach oben zeigt; ein Beitrag kann auch von Teilchen kommen, deren Impuls der Strahlrichtung entgegengesetzt ist[1]. Die Messung wurde mit erhöhten Hochspannungen gemacht, die so eingestellt wurden, daß die Verstärkung das Dreifache der Verstärkung bei den anderen Messungen betrug. Im Vergleich mit der Signalhöhe in der Standardkonfiguration muß also dieser Faktor 3 berücksichtigt werden. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.25 zu sehen. Die mittlere Signalhöhe beträgt 383 ± 5 *ADC-Kanäle*. Im Vergleich mit der Signalhöhe in Abbildung 5.23 links, ergibt sich das Verhältnis zu $32 \pm 2\%$, d. h. isotrop verteilte Elektronen und Positronen erzeugen ca. ein Drittel des Signals im Kalorimeter. Messungen mit einem Bleikalorimeter mit *PMMA*-Fasern bei unterschiedlicher Orientierung der Fasern zu einem 8 GeV Elektronenstrahl [Lun95] ergaben ein Verhältnis von 30%. Die in Kapitel 4.3 beschriebene Simulation ergibt ein Verhält-

[1]Mit der Richtung ist hier nur die Mitte des Winkelbereichs ($\pm 30^o$) gemeint, unter dem sich die Teilchen bewegen müssen, um ein Signal in den Fasern zu erzeugen.

nis der Signalhöhen, bei von rückwärts und vorwärts eingeschossenem Strahl von 11%. Bei Einschuß von 8 GeV Elektronen in der Simulation ergibt sich ein Verhältnis von 9.5%. Die benutzte *GEANT*-Simulation unterschätzt also offenbar stark die Streuwinkel im elektromagnetischen Schauer, und somit den Teil der Elektronen, der isotrop verteilt ist. Eine *GEANT*-Simulation von A.Denisov ergab ein Verhältnis von 21% [Den98a]. Dies ist auf die präzisere Modellierung der Prozesse der Signalgeneration in den Fasern zurückzuführen, die in der hier benutzten Simulation (s. Kapitel 4.3) nicht berücksichtigt werden. Bemerkenswert ist, daß dieses Verhältnis bei hadronischen Schauern in den Daten, wie auch in der Simulation, größer ist als bei elektromagnetischen Schauern. Bei hadronischen Schauern würde man erwarten, daß der sichtbare hadronische Anteil des Schauers, sprich geladene Pionen, im Kalorimeter vorwärts läuft, zumindest keinen nennenswerten Beitrag zum Signal bei Einschuß des Strahls von hinten liefert. Die Erklärung ist vermutlich, daß neutrale Pionen, die zu den elektromagnetischen Subschauern führen mit einem gewissen transversalen Impuls produziert werden, sodaß sich diese elektromagnetischen Schauer unter einem gewissen Winkel zur Strahlachse ausbreiten, und somit auch mehr Elektronen mit Impuls unter größeren Winkeln zur Strahlachse beinhalten als elektromagnetische Schauer bei Einschuß von Elektronen.

5.6.5 Positionsabhängigkeit des Signals

In Abbildung 5.26 sind links die Signalhöhen bei Verschiedenen Einschußpositionen des Strahls bei horizontalem Verschieben des Kalorimeters im Strahl zu sehen. Der Vergleich mit der Simulation zeigt keine gute Übereinstimmung. Das stärkere Abfallen zum Rand des Kalorimeters, deutet auf ein breiteres Schauerprofil hin, als die Simulation vorhersagt. Tatsächlich stimmen die Wolframdaten fast genau mit den Daten des Kupferkalorimeters überein. Dies würde bedeuten, daß das laterale Schauerprofil unabhängig von Molière-Radius und hadronischer Wechselwirkungslänge ist. Dies kann zwar nicht ganz ausgeschlossen werden, vermutlich tragen aber die im vorigen Abschnitt geschilderten Probleme in der optischen Kopplung zwischen Photovervielfacher und Fasern bei. Nimmt man an, daß die Position des Strahls am äußeren Rand der Fehlergrenzen zum Rand des Kalorimeters hin war und weiterhin berücksichtigt, daß *GEANT* ein zu schmales Schauerprofil vorhersagt, können die Unterschiede zwischen Daten und Simulation durch diese Inhomogenitäten in der optischen Kopplung und den Fehler der Simulation erklärt werden.
Die Signalhöhe bei vertikaler Verschiebung des Kalorimeters relativ zum Strahl ist in Abbildung 5.26 rechts, dargestellt. Das Ansteigen der Signalhöhe, wenn sich die Einschußposition des Strahls den Auslesefasern nähert, ist stärker als in der Simulation. Dies kann, wie beim Kupferkalorimeter, zum Teil auf die nicht ganz realistische Geometrie der Fasern oberhalb des Kalorimeters in der Simulation zurückgeführt werden. Im Vergleich mit den Daten des Kupferkalorimeters zeigt sich, daß der Anstieg der Signalhöhe bei bei-

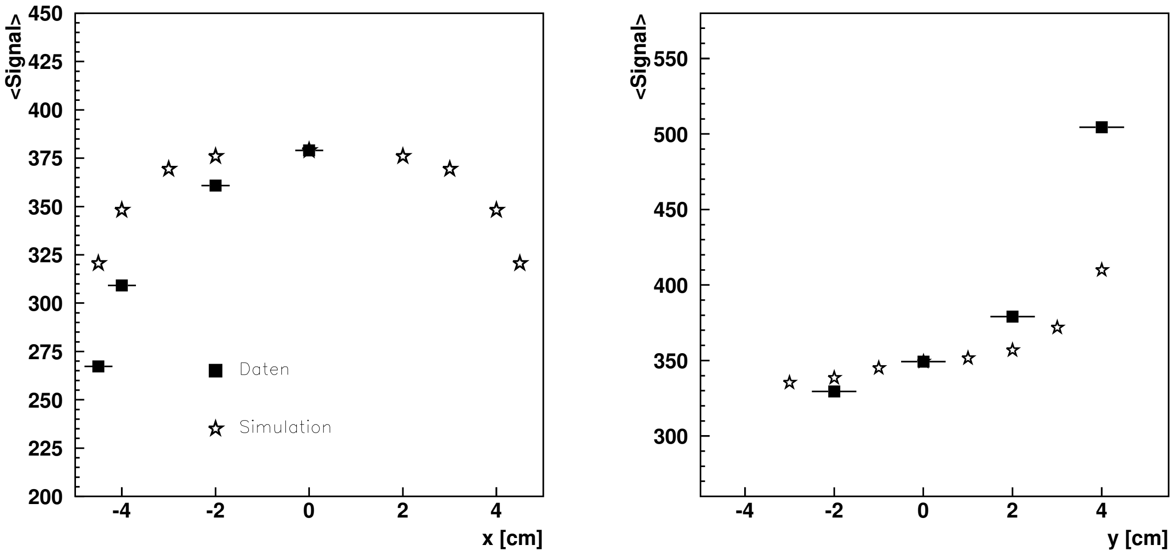


Abbildung 5.26 Links: Signalhöhe bei horizontalem Verfahren des Kalorimeters im Strahl. Rechts: Signalhöhe bei vertikalem Verfahren des Kalorimeters im Strahl. Die Daten sind im Vergleich zur Simulation dargestellt.

den Kalorimetern fast gleich ist. Da beim Wolframkalorimeter 30% mehr Faserschichten pro Wechselwirkungslänge vorhanden sind, würde man bei gleicher sichtbarer Schauerbreite in den beiden Materialien also ca. 30% mehr Signal in den Auslesefasern beim Wolframkalorimeter erwarten. Dies ist ein Zeichen dafür, daß der sichtbare Schauer beim Wolframkalorimeter tatsächlich schmaler ist als im Kupferkalorimeter.

5.6.6 Zeitauflösung

In Abbildung 5.27 sind die TDC-Werte gegen die ADC-Werte aufgetragen. Die letzten beiden Module des Wolframkalorimeters tragen nur $\sim 10\%$ des Gesamtsignals bei, was dazu führt, daß nur relativ geringe Signalhöhen gemessen werden, die zu schlechter Zeitauflösung führen. Aus diesem Grund wurde nur die Zeitauflösung der ersten beiden Module betrachtet. Wie beim Kupferkalorimeter mußte eine *Slewing*-Korrektur durchgeführt werden. Die korrigierten Verteilungen der ersten beiden Module sind in Abbildung 5.28 dargestellt. Die Verteilungen der Zeitdifferenzen der ersten beiden Module relativ zu *S1* sind in Abbildung 5.29 zu sehen. Für das erste Modul ergibt sich eine Zeitauflösung von 199 ps, für das zweite Modul eine Zeitauflösung von 215 ps.
Die Differenz des Zeitsignals der beiden ersten Module ist in Abbildung 5.30 zu sehen. Die Zeitauflösung beträgt 231 ps. Damit kann die intrinsische Zeitauflösung berechnet werden. Sei σ_{1_0} die intrinsische Zeitauflösung des ersten Moduls, σ_{2_0} die des zweiten,

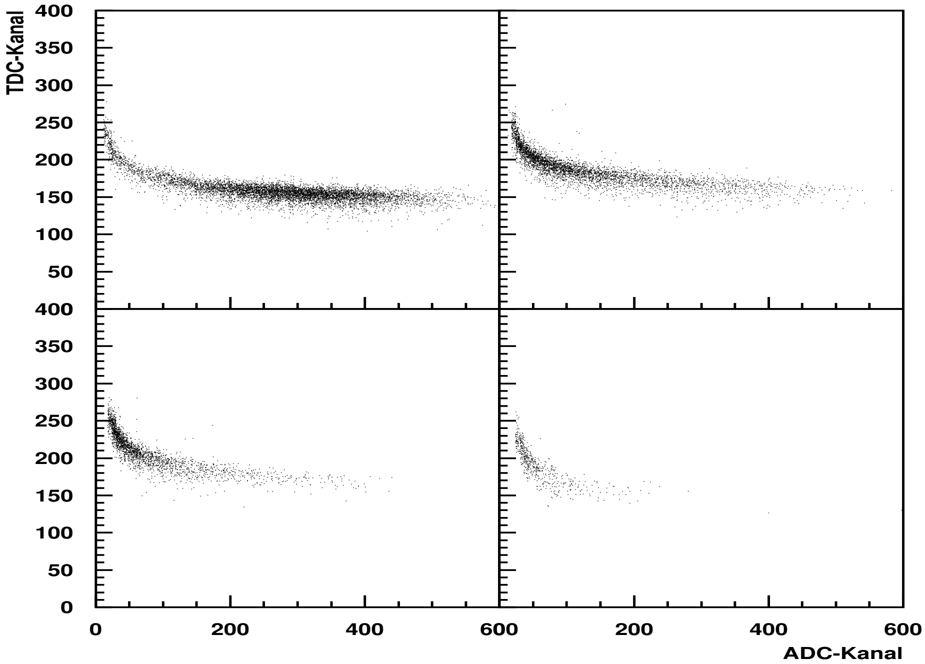


Abbildung 5.27 Signalhöhe des Zeit-Digital-Wandlers (TDC) in Abhängigkeit von dem ADC-Wert. Links oben ist das erste Modul, rechts unten das vierte Modul.

σ_{12} die gemessene Zeitauflösung der Differenz der beiden Module, σ_{1S1} die gemessene Zeitauflösung des ersten Moduls relativ zu *S1*, σ_{2S1} die Zeitauflösung des zweiten Moduls relativ zu *S1* und σ_{S1} die intrinsische Zeitauflösung des *S1*, dann ergeben sich folgende Gleichungen:

$$\sigma_{1_0}^2 + \sigma_{2_0}^2 = \sigma_{12}^2 \tag{5.5}$$

$$\sigma_{1_0}^2 + \sigma_{S1}^2 = \sigma_{1S1}^2 \tag{5.6}$$

$$\sigma_{2_0}^2 + \sigma_{S1}^2 = \sigma_{2S1}^2 \tag{5.7}$$

Durch einsetzen von 5.6 und 5.7 in 5.5 und Auflösen nach σ_{S1}, erhält man:

$$\sigma_{S1} = \sqrt{\frac{1}{2}(\sigma_{1S1}^2 + \sigma_{2S1}^2 - \sigma_{12}^2)} \tag{5.8}$$

Setzt man die gemessenen Werte ein, ergibt sich für *S1* eine intrinsische Zeitauflösung von 127 ps. Dieser Wert liegt zwischen den beiden Werten, die mit dem Kupferkalorimeter bestimmt wurden (siehe Kapitel 5.5.4). Mit dem dort abgeschätzten Fehler ergeben sich als Werte für die intrinsische Zeitauflösung des ersten Moduls 150 ± 15 ps und für das zweite Modul 173 ± 13 ps.

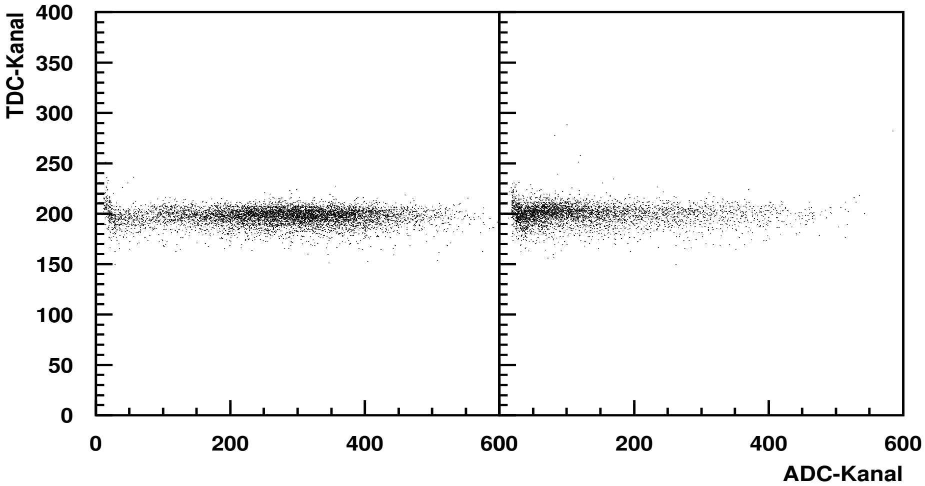


Abbildung 5.28 Signalhöhe des Zeit-Digital-Wandlers (TDC) in Abhängigkeit von dem ADC-Wert nach *Slewing*-Korrektur. Links sind die Signale im ersten Modul, rechts im zweiten Modul gezeigt.

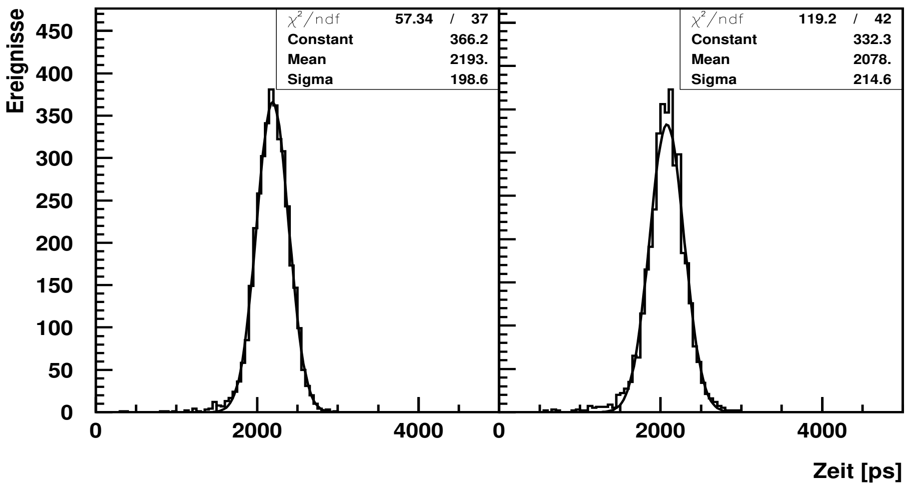


Abbildung 5.29 Verteilung der Zeitdifferenz des ersten Moduls (links) und des zweiten Moduls (rechts) relativ zu *S1*.

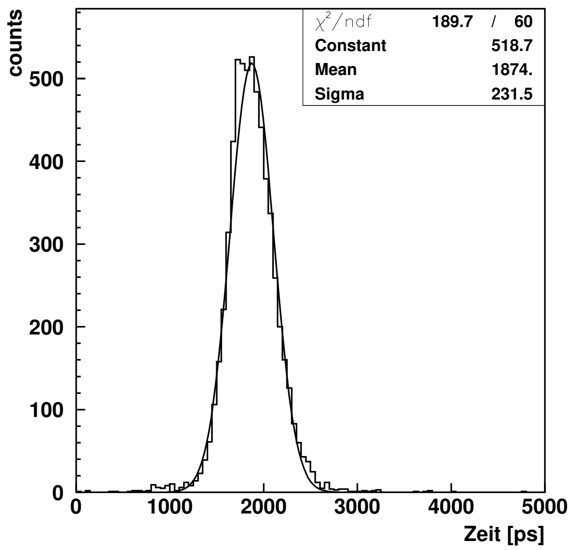


Abbildung 5.30 Verteilung der Zeitdifferenz der ersten beiden Module.

A Konstruktionszeichnungen des Kupfer-Kalorimeters

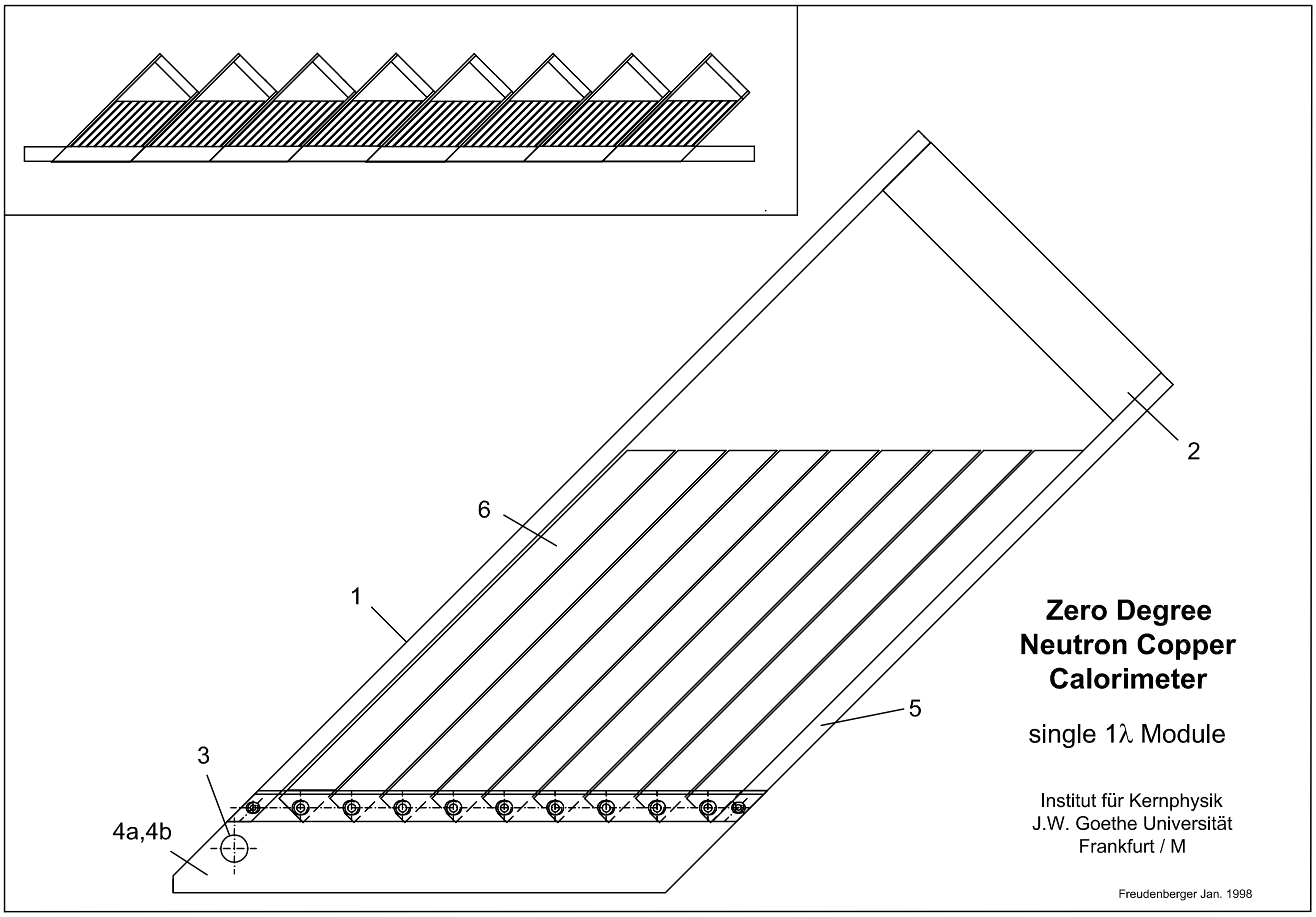


Abbildung A.1 Seitenansicht eines Modus des Kupferkalorimeters. Die verschiedenen Teile sind mit Zahlen bezeichnet. Links oben ist eine schematische Zeichnung der Seitenansicht des gesamten Kalorimeters.

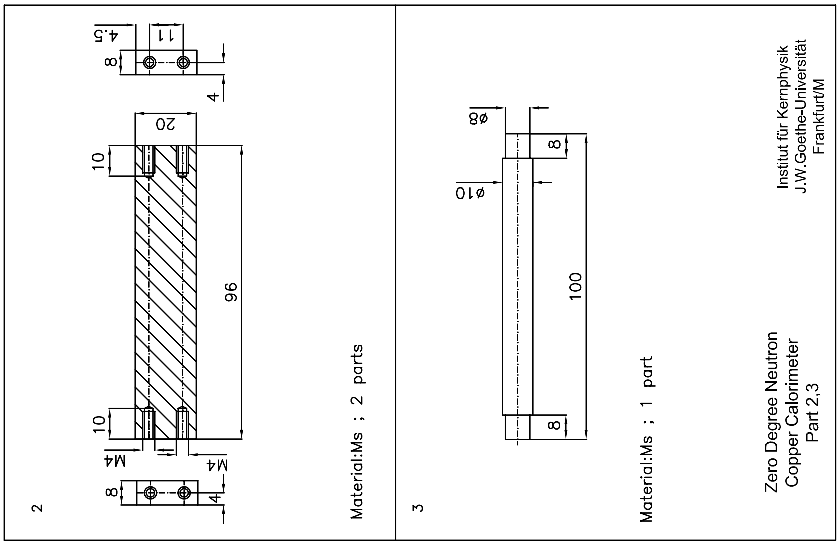


Abbildung A.2 Teil 2 und 3.

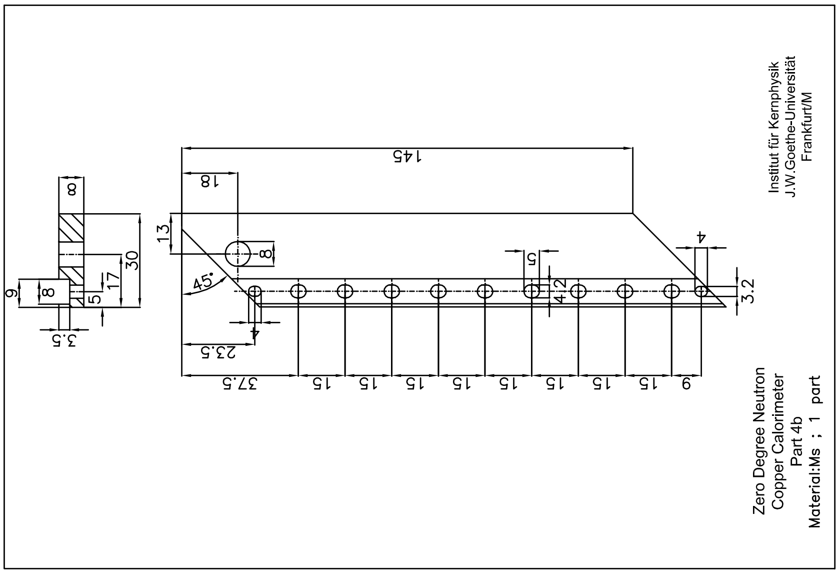


Abbildung A.3 Teil 4a.

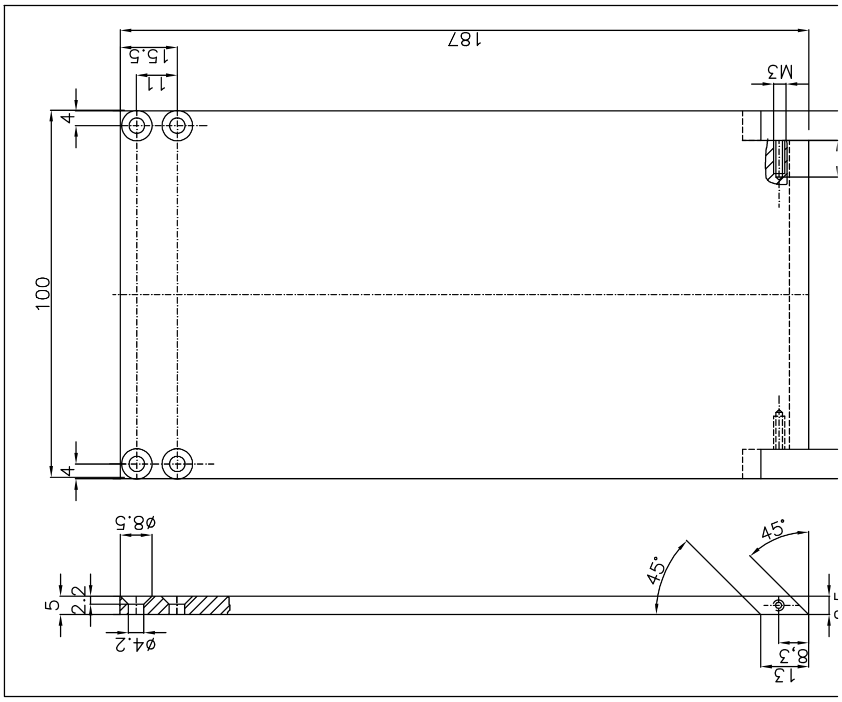


Abbildung A.4 Teil 5.

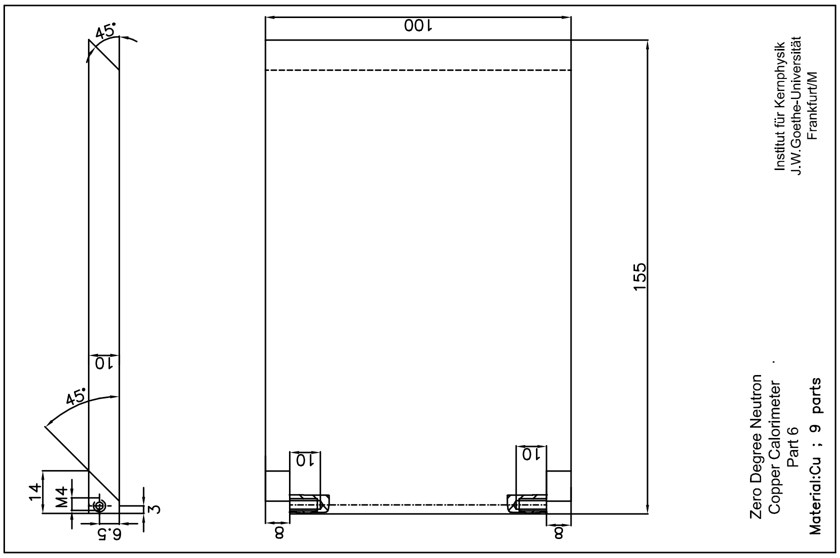


Abbildung A.5 Teil 6.

Tabellenverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Literaturverzeichnis

[Aco92] D. Acosta, *et al.*: Lateral shower profiles in a lead/scintillating fibre calorimeter, **NIM A316 (1992) 196-198**.

[Aco90] D. Acosta, *et al.*: Results of Prototype Studies for a Spaghetti Calorimeter, **NIM A294 (1990) 193-210**.

[Akch97] N. Akchurin, *et al.*: Beam test results from a fine-sampling quarz fibre calorimeter for electron,photon and hadron detection,**NIM A399 (1997) 202-226**.

[Akch98] N. Akchurin, *et al.*: On the differences between high-energy proton and pion showers and their signals in a non-compensating calorimeter, **NIM A408 (1998), 380-396**.

[Ama81] U. Amaldi: Fluctuations in Calorimetry Measurements, Physica Scripta, Vol. 23, 409-424 , Nachdruck in Experimental Tachniques in High Energy Physics, Th. Ferbel (Hrsg.), Addison-Wesley (1987).

[Aum93] T.Aumann, *et al.*: **Phys. Rev. C47(1993) 1728-1737**.

[Baltz96a] A. J. Baltz, S. N. White: Correlated forward-backward Coulomb dissociation and luminosity monitoring at heavy ion colliders, **BNL-63127, Juni 1996**.

[Baltz96] A. J. Baltz, M. J. Rhoades-Brown, J. Weneser: Heavy-ion partial beam lifetimes due to Coulomb induced processes, **Pys. Rev. E54 (1996) 4233**.

[Baltz97a] A. J. Baltz: Vortrag bei dem 3. Zero Degree Calorimeter Workshop in Brookhaven, September 1997, in den Proceedings desselben.

[Bar92] J. Barette, *et al.*: Forward baryons in relativistic nucleus-nucleus collisions , **Pys. Rev. C45 (1992) 828**.

[Berg] Heinz Niedrig [Hrsg.]: Bergmann-Schäfer, Lehrbuch der Experimentalphysik, Bd. 3 Optik, 9.Auflage, de Gruyter, S.541.

[Berg98] Jens Berger: **Diplomarbeit, Johann-Wolfgang Goethe Universität, Frankfurt am Main (1998)**.

[Bie97] F. Bieser: *et al.*, Design and performance of TPC readout electronics for the NA49 Experiment, **NIM A385 (1997) 535-546**.

[Bor95] Konstanze Boretzky: **Dissertationsarbeit, Johann-Wolfgang Goethe Universität, Frankfurt am Main (1995)**.

[Brau92] James E. Brau: Simulation of hadronic showers and calorimeters , **NIM A312 (1992) 483-514**.

[BTO] BTO Bungert GmbH, Fibre Optics and Light Measurement Katalog.

[CHARM80] A.N.Diddens, *et al.* ,CHARM Coll.: **NIM178 (1980) 27**.

[CPP95] P. Gorodetzky *et al.* , RD40 Project: Status Report of the RD 40 Project, **CERN-Preprint CERN/LHCC 95-27, 15. April 1995**.

[Den98a] A.Denisov: Private Mitteilung.

[Eck96] Frank Eckhardt: **Dissertationsarbeit, Philipps-Universität Marburg (1996)**.

[Fab85] C. Fabjan: Calorimetry in High Energy Physics, aus Techniques and Concepts of High Energy Physics-III, Thomas Ferbel (Hrsg.) Plenum Pub. Corp.(1985), Nachdruck in Experimental Tachniques in High Energy Physics, Th. Ferbel (Hrsg.), Addison-Wesley (1987).

[Gab78] T.A. Gabriel: **NIM150 (1978) 145**.

[Gab94] T.A. Gabriel: *et al.*, Energy dependence of hadronic activity , **NIM A338 (1994) 336-347**.

[Gan95] O.Ganel, Richard Wigmans: Quarz fibre calorimetry for LHC experiments , **NIM A365 (1995) 104-116**.

[Gar97a] E. Garcia: Vortrag bei dem 3. Zero Degree Calorimeter Workshop in Brookhaven, September 1997, in den Proceedings desselben (nicht Veröffentlicht).

[Gea321] R. Brun *et al.*: GEANT Handbuch (Version 3.21), **CERN Program Library Long Writeup W5013 (Oktober 1994)**.

[Goro95] P. Gorodetzky, *et al.*: Quartz Fiber Calorimetry, **NIM A361 (1995) 161-179**.

[Ham] Hamamatsu Photonics, Photomultipliers Catalog, Mai 1997.

[Huf75] J. Hüfner, K. Schäfer, und B. Schürmann: Abrasion-ablation in reactions between relativistic heavy ions, **Phys. Rev. C12 (1975) 1888**.

[Jack] W. D. Jackson: Classical Elektrodynamics, John Wiley & Sons (1967).

[Klei82] K. Kleinknecht: Particle Detectors, Physics Reports, Vol. 84 (1982) 85-161, Nachdruck in Experimental Tachniques in High Energy Physics, Th. Ferbel (Hrsg.), Addison-Wesley (1987).

[Klei87] K. Kleinknecht: Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner Studienbücher, Stuttgart (1987).

[Leo] W.R. Leo: Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer (1994).

[Lun95] M. Lundin *et al.*: On the electromagnetic energy resolution of cherenkov-fibre calorimeters, **CERN-Preprint CERN-PPE 95-174, 13. Oktober 1995**.

[App98] The NA49 Collaboration, H. Appelhäuser *et al.*: Spectator Nucleons in Pb+Pb Collisions at 158 AGeV, **Eur. Phys. J. A2 (1998), 383-390**

[PDG96] Particle Data Group: Review of Particle Physics, **Phys. Rev. D54, (1996)**

[Rau94] W. Rauch: The NA49 Data Acquisition System, **IEEE Trans Nucl. Sci. Vol.41, Num.1, (1994)**

[Vido93] M. Vidović, M. Greiner, G. Soff: Elektromagnetic dissociation of Pb nuclei in peripheral ultrarelativistic heavy-ion collisions, **Pys. Rev. E 54 (1996) 4233**.

[Weiz34] C. F. v. Weizsäcker: Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen, **Z. Phys. 88 (1934) 612**

[Wes76] G. Westfall, *et al.*: Nuclear Fireball Model for Proton Inclusive Spectra from Realtivistic Heavy-Ion Collisions, **Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 1202**.

[Wil34] E. J. Williams: Nature of the High Energy Particles of Penetrating Radiation and Status of Ionisation and Radiation Formulae, **Phys. Rev. 45 (1934) 729**

[Wong] C.-Y. Wong: Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collissions, World Scientific (1994)

Danksagung

An erster Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. Herbert Ströbele für das vielseitige Diplomarbeitsthema, die angenehme Arbeitsatmosphäre, seine Geduld in den ersten Monaten und das Vertrauen, das er in mich hatte, danken. Herrn Prof. Dr. Reinhard Stock danke ich für das stete Interesse an meiner Arbeit, seine Hilfsbereitschaft (die ihn schon mal stundenlange Diskussionen mit amerikanischen Zollbeamten über die Möglichkeiten, mit einem Photomultiplier ein Flugzeug in die Luft zu sprengen, kostete) und besonders seine Fähigkeit selbst Eichtheorien, anschaulich darzustellen („Oh Gott!! Der Clemens runzelt schon wieder die Stirn").

Dem baldigen Professor, Priv. Doz. Dr. Dieter Röhrich danke ich für sein offenes Ohr, seine Geduld, sich Probleme so lange anzuhören, bis sie sich erledigten und für die Beantwortung der (physikalischen) Fragen, die man sonst niemand zu fragen traute. Im Besonderen danke ich ihm für seine Ermutigungen, als ich anfing, mich mit *GEANT* zu beschäftigen und seine Begeisterung, wenn es darum, ging Probleme damit zu lösen und für seine Hilfe bei dem Aufbau der Datenaquisition für den Test. Dr. habil. Marek Gaździcki danke ich für die Beantwortung der physikalischen Fragen, die ich mich zu stellen traute.

Ein ganz besonders großes Dankeschön geht an Werner Amend, dessen Hifsbereitschaft mich immer wieder fassungslos machte. Ohne ihn wäre das Kalorimeter nicht rechtzeitig zum Test fertig geworden, wäre ich letzten Sommer den Hitzetod gestorben und hätte sicher auch nicht ein so komfortables Zimmer (und Zimmergenossen) bekommen. Er hätte eigentlich eine eigene Danksagung verdient.

Ebenfalls ein besonders herzliches Dankeschön geht an Dr. Peter Beckerle („Dr. Ebby"), der wirklich eine unschätzbare Hilfe beim Test der Kalorimeter war, und ohne den die Strahlzeit am CERN sicher weniger lustig gewesen wäre. Nicht zuletzt danke ich ihm für die Überlassung seines luxuriösen PC's, der das Arbeiten zur Freude machte.

Herrn Zangert und Herrn Schwab danke ich für die fachkundige Hilfe bei allen mechanischen Designfragen. Herrn Schwab danke ich besonders für die Präzision mit der er das Kupfer bearbeitete. Herrn Meuter danke ich für den schnellen Bau der Photomultiplier-Basen (was nur an ihm hängenblieb, weil er zufällig rumstand als ich schlecht gelaunt in die Elektronik kam...). Claudia Freudenberger danke ich für die Erstellung einiger technischer Zeichnungen (die vermutlich unbefriedigendste Arbeit ihrer Laufbahn: „Wofür sind die denn?". „Keine Ahnung... weiß ich auch nicht"), für das Einscannen einiger Bilder und für das Binden der Arbeit. Heidrun Rheinfels-Immanns danke ich für die freundliche Aufnahme in ihr Zimmer, für die vielen Plausche, in denen ich einige interessante Details über das IKF und CERN erfuhr. Jutta Berschin danke ich für ihre Hilfsbereitschaft, wenn es um Sachen wie „Wie schreib' ich denn jetzt was auf Band???“ ging.

Für den Bau des Wolframkalorimeters geht mein Dank an Alexei Denisov und den russischen Handwerker, der alles mit einer Handbohrmaschine und ein paar Schraubzwingen machen konnte. Alexei Denisov danke ich auch für die Einblicke in sein unglaubliches Wissen über Hochenergie-Experimentalphysik. Mein Dank gilt auch Michael Murray, der immer bemüht war, beim Test zu helfen, auch für die Erklärung der physikalischen Prozesse in unserem Kalorimeter, auch wenn ich ihm erst kein Wort glaubte, ein halbes Jahr später aber feststellen musste, daß er recht hatte. Sebastian White danke ich für sein Beharren, mich nach Brookhaven zu holen, was mir einige nette Tage auf Long Island bescherte. Und Edmundo Garcia-Solis danke ich für sein Engagement beim Test des Wolframkalorimeters. Ich danke der gesamten NA49-Kollaboration für die Möglichkeit, die Kalorimeter zu testen, was einigen Leuten einige Nerven gekostet hat.

Meinen Mitdiplomanden Markus Oldenburg, Jens Berger und Dominik Flierl bin ich wirklich dankbar dafür, daß man nie das Gefühl hatte, man stehe alleine mit seinen Problemen da. Den Doktorandinnen Anja Billmeier und Christina Markert danke ich für viele spaßige Momente („Christina! Erzähl' das nach dem Essen“). Anja danke ich besonders für das Korrekturlesen dieser Arbeit und für die vielen Ratschäge zur Verschönerung; ohne sie wäre die Notation nicht halb so konsistent. Nicht zuletzt danke ich ihr für die charmante Begleitung bei vielen Mittagessen ;). Uli Frankenfeld und allen schon erwähnten, die bei der Strahlzeit 1997 dabei waren, danke ich für die Zeit, die wir dort zusammen verbracht haben, ihr wisst schon, was ich meine...

Meiner Mitbewohnerin Kerstin Müller danke ich dafür, daß ich ihr immer mein Herz ausschütten konnte und sie mir oft gut zuredete („Du machst das ganz toll“... „Du weisst doch gar nicht was ich mache!“... „Trotzdem... du machst das ganz toll...“). Meinen Freunden, besonders Ute, Alois, Nathalie, Jörg und Annette danke ich für's Dasein und hoffe, daß sie mir die Vernachlässigung und Unverbindlichkeit in Streßzeiten verzeihen.

Last but surely not least, danke ich meinen Eltern Pitt und Beate Adler dafür, daß sie mich immer finanziell und seelisch unterstützt haben und mir das Gefühl gaben, zu wissen, was richtig für mich ist. Meinen Schwestern Christiane Lerner-Adler und Katrin Straßer danke ich schließlich noch für die Teilung ihrer Erfahrungen mit Diplom- bzw. Doktorarbeiten, die mich des öfteren besser schlafen ließen.