

G

liegt aus

Interner Bericht  
DESY F35D-96-15  
Oktober 1996

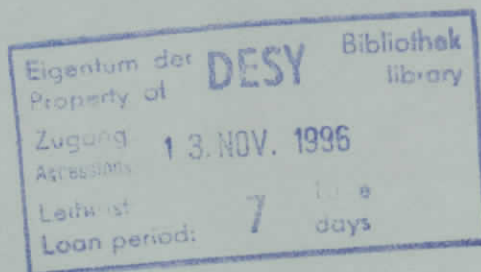


\*X1996-01566\*

# Untersuchung von Strahl-Halo Myonen im ZEUS Detektor

von

T. Kuhn-Sander



**DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.**

**DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.**

**"Die Verantwortung für den Inhalt dieses  
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser"**

**Untersuchung  
von Strahl-Halo Myonen im  
ZEUS Detektor**

Thomas Kuhn-Sander

V

II. Institut für Experimentalphysik  
der Universität Hamburg

Hamburg, im Oktober 1996



# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1 Experimente bei HERA</b>	<b>4</b>
1.1 Speicherringanlage HERA	4
1.2 Experimente bei HERA	5
1.3 Physikalische Motivation des Hadron Elektron Separators	6
<b>2 ZEUS Detektor</b>	<b>8</b>
2.1 Die Veto Wand	8
2.2 Die Myonenkammern	9
2.3 Das Uran-Kalorimeter	10
2.3.1 Aufbau	10
2.3.2 Kalorimetersignal	11
2.4 Der Hadron Elektron Separator	21
2.4.1 Ausleseelektronik	22
2.4.2 Pulshöhenverteilung	29
<b>3 Halo Myonen</b>	<b>33</b>
3.1 Produktion von Halo Myonen	33
3.2 Triggerraten und Triggerbedingungen	35
3.3 Orts-, Energie- und Impulsverteilung der Halo Myonen	37
<b>4 Halo Myon Signal im HES</b>	<b>45</b>
4.1 Selektionskriterien	46
4.2 Berechnung des gestutzten Mittelwertes	47
4.2.1 Gründe für die Methodenwahl	47
4.2.2 Methode des gestutzten Mittelwertes	48
4.3 Myonsignal und Untergrundbestimmung	48
4.3.1 Bestimmung des Myonsignals	48
4.3.2 Untergrundbestimmung	49
4.4 Ergebnisse	49
4.4.1 Energieverteilung pro Kalorimetermodul	50
4.4.2 Energieverteilung pro Kalorimeterturm	51
4.4.3 Energieverteilung pro Turmzeile	52

4.4.4	Energieverteilung pro Testpulsleitung . . . . .	53
4.4.5	Energieverteilung pro Run-Intervall (Modul 20) . . . . .	53
4.4.6	Fazit aus den Vergleichen der Energiespektren . . . . .	53
<b>Zusammenfassung</b>		<b>59</b>
<b>A ZEUS Detektor</b>		<b>60</b>
A.1	Tabellen zum ZEUS Detektor . . . . .	60
A.2	Bild des ZEUS Detektors . . . . .	65
<b>B Energieverlust schwerer geladener Teilchen in Materie</b>		<b>66</b>
B.1	Definitionen . . . . .	66
B.2	Bethe-Bloch Formel für schwere geladene Teilchen . . . . .	67
B.3	Energieverlust schwerer Teilchen durch Ionisation . . . . .	69
<b>Literaturverzeichnis</b>		<b>74</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1.1 Schema der HERA Anlage. . . . .	4
2.0.1 Längsschnitt des ZEUS Detektors (parallel zur Strahlröhre). . . . .	9
2.3.1 Frontansicht des vorderen (FCAL) und rückwärtigen (RCAL) Kalorimeters. . . . .	12
2.3.2 Schnitt durch das Kalorimeter. Die Längenangaben beziehen sich auf die Gesamttiefe bei normalem Einfall der Teilchen. . . . .	13
2.3.3 Aufteilung der Energiedeposition für einen sehr dicken Uranblock als Funktion der Protonenergie nach [Ga89]. Form der Energiedeposition: A: elektromagnetische Energie ( $\pi^0, \gamma$ ), B: hadronische Energie ( $p, \pi^\pm$ ) und Myonen, C: Bindungsenergie, Rückstossenergie schwerer Kerne und Neutrinos, D: Neutronen mit Energie $< 50$ MeV, E: primäre Ionisation. . . . .	16
2.3.4 Mittlerer Energieverlust pro Wegstrecke in Uran der verschiedenen Energieabgabeprozesse als Funktion der Myonenenergie. i: Ionisation, p: Paarproduktion, b: Bremsstrahlung, n: nukleare Prozesse, s: Summe aller Prozesse (entnommen aus [Lo85]). . . . .	17
2.3.5 Longitudinale Schauerausdehnung von Hadronen bei unterschiedlichem Hadronenimpuls. Eingetragen ist der prozentuale Anteil an der insgesamt deponierten Energie pro Sektion [Be89]. . . . .	19
2.3.6 Transversale Schauerausdehnung von Hadronen in einer Anordnung von 7x7 Türmen. Der Eintrag im zentralen Turm ist um den Faktor 10 gestaucht [Be89]. . . . .	20
2.3.7 Aus einer Testmessung ermittelte Signalhöhenverteilung von a) Elektronen b) Hadronen und c) Myonen (Bild entnommen aus [Be89]). . . . .	21
2.4.1 Aktiver Bereich des Hadron Elektron Separators im rückwärtigen Kalorimeter. Die Buchstaben F bzw. R bezeichnen die Diodenzeilen, die auf der vorderen bzw. hinteren Skihälfte festgemacht sind. . . . .	23
2.4.2 Querschnitt eines Skis (Bild entnommen aus [F194]). . . . .	24
2.4.3 Längsschnitt eines Skis (Bild entnommen aus [F194]). . . . .	24
2.4.4 Schnitt durch die Vielschichtleiterplatte (Bild entnommen aus [F194]). . . . .	25
2.4.5 Ausleseelektronik einer Diode des RHES. . . . .	26
2.4.6 Schematischer Aufbau der Testpulsleitung. . . . .	28
2.4.7 Signal des Pulsformers an dessen Ausgang. Mit $S_i$ sind die gespeicherten Abtastwerte des Signals bezeichnet. . . . .	29

2.4.8 Spektrum der Elektronen (unschraffiert) und Hadronen (schraffiert) mit einem Impuls von 5 GeV/c. Die Verteilungen sind jeweils auf Eins normiert (Bild entnommen aus [ZE93]). . . . .	31
2.4.9 Gemessene unkorrigierte Energieverteilung der Halo Myonen gemittelt über die Dioden im rückwärtigen Hadron Elektron Separator. Die Energieeinheit mip ist eine HES übliche Einheit. 1 mip entspricht einer Energiedeposition eines minimalionisierenden Teilchens in einer Diode. Die angepasste Kurve ist eine Faltung aus einer Landau-Funktion mit einer Normalverteilung. . . . .	32
3.2.1 Die mit der ersten Triggerbedingung gemessene Untergrundrate der Halo Myonen in der Betriebszeit 1994 [To96]. . . . .	37
3.3.1 Gemessene Positionsverteilung der Halo Myonen im RCAL (vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen). Die senkrecht (waagrecht) schraffierte Fläche zeigt den aktiven Bereich der CTD bzw. des BCAL. Die Achse des HERA Tunnels ist durch den ausgefüllten Punkt dargestellt. . . . .	38
3.3.2 Gemessene Energieverteilung der Halo Myonen in den verschiedenen Kalorimetersektionen. $E_{\mu}^w$ und $E_{\mu}^m$ sind die wahrscheinlichsten und mittleren Energieverluste in GeV. Im Bereich des FCAL haben die Module 3,4,20 und 21 gegenüber den innen liegenden Modulen eine verkürzte zweite hadronische Sektion. Deshalb sind in der betreffenden Abbildung zwei Verteilungen eingezeichnet (die kürzeren Sektionen haben einen entsprechend kleineren Mittelwert). Da nur Halo Myonen im Bereich des RHES selektiert wurden, führen die ebenfalls kürzeren RHAC Sektionen der Module 1,2,22 und 23 zu keiner weiteren Verteilung. Die angepassten Kurven sind Faltungen zwischen Landau-Funktionen und Normalverteilungen. . . . .	41
3.3.3 Gemessene Impulsverteilung der Halo Myonen in den inneren Kammern des rückwärtigen und vorderen Myonenkammersystems, RMUI bzw. FMUI. Die angepassten Kurven sind Polynome fünften (RMUI) bzw. siebten (FMUI) Grades. Mit $p_{\mu}^w$ sind die wahrscheinlichsten Impulse der Halo Myonen in GeV/c bezeichnet. . . . .	42
3.3.4 Gemessene Impulsauflösung der Halo Myonen in den inneren Kammern des rückwärtigen Myonenkammersystems RMUI, a) im Impulsintervall 1 GeV/c bis 10 GeV/c und b) im Impulsintervall 10 GeV/c bis 60 GeV/c. . . . .	43
3.3.5 Korrelation zwischen dem im RMUI gemessenen Impuls und der im RCAL gemessenen Energiedeposition im Impulsintervall 1 GeV/c bis 60 GeV/c. . . . .	44
3.3.6 Mittlere gemessene Energiedeposition im RCAL des Myons pro Impulsintervall. . . . .	44
4.3.1 Effekt der Untergrundsubtraktion an den gemessenen Energieverteilungen an Hand zweier Beispiele. Das durchgezogene Histogramm ist die unkorrigierte Verteilung, das gepunktete Histogramm entspricht der korrigierten Verteilung. . . . .	50



4.4.1 Mittelwerte der Energieverteilungen pro Modul. Die äusseren Fehlerbalken entsprechen den Standardabweichungen  $S_I$ , während die inneren Fehlerbalken die Fehler der Mittelwerte angeben. Der obere und untere Teil von Modul 12 wurde separat betrachtet. unter Modulnummer 12 ist der obere Teil (12T) und unter der Modulnummer 22 der untere Teil (12B) eingezeichnet. . . . . 52

4.4.2 Mittelwerte der Energieverteilungen pro Kalorimeterturm. Die äusseren Fehlerbalken entsprechen den Standardabweichungen  $S_I$ , während die inneren Fehlerbalken die Fehler der Mittelwerte angeben. Der berechnete Wert wurde nur dann eingetragen, wenn mindestens 100 Myonen mit einer Energie zwischen 0.9 mip und 4.0 mip pro Turm gemessen wurden. Die feinen senkrechten Linien trennen die Türme verschiedener Module voneinander. Die Zahl zwischen zwei senkrechten Linien gibt die entsprechende Modulnummer an. Innerhalb eines Moduls wurden die Türme von unten nach oben der Reihe nach von links nach rechts aufgetragen. . . . . 55

4.4.3 Mittelwerte der Energieverteilungen pro Turmzeile. Die äusseren Fehlerbalken entsprechen den Standardabweichungen  $S_I$ , während die inneren Fehlerbalken die Fehler der Mittelwerte angeben. Turmzeile 3 ist die unterste Zeile ( $y = -180$  cm), Turmzeile 12 ist auf der Höhe des Strahlrohres ( $y = 0$  cm) und die oberste mit Dioden ausgerüstete Turmzeile 21 liegt bei  $y = 180$  cm. . . . . 56

4.4.4 Mittelwerte der Energieverteilungen von Dioden mit derselben Testpulsleitung (TPL). Die äusseren Fehlerbalken entsprechen den Standardabweichungen  $S_I$ , während die inneren Fehlerbalken die Fehler der Mittelwerte angeben. Der berechnete Wert wurde nur dann eingetragen, wenn mindestens 100 Myonen mit einer Energie zwischen 0.9 mip und 4.0 mip pro Testpulsleitung gemessen wurden. Die feinen senkrechten Linien trennen Testpulsleitungen verschiedener Module. Die Zahlen am oberen Rand der Energieskala sind die Modulnummern. Innerhalb eines Moduls sind zuerst die Werte der sechs Testpulsleitungen der hinteren Skihälften und dann die der sechs Testpulsleitungen der vorderen Skihälften, beginnend mit dem linken Ski, nebeneinander angeordnet. . . . . 57

4.4.5 Mittelwerte der Energieverteilungen der Testpulsleitungen von Modul 20 für drei Runperioden der Laufzeit 1994. Die Fehlerbalken entsprechen den Standardabweichungen  $S_I$ . . . . . 58

A.2.1Dreidimensionaler Schnitt des ZEUS Detektors. . . . . 65

B.2.1Nach der Bethe-Bloch Formel berechneter mittlerer Energieverlust pro Wegstrecke eines Myons in Silizium als Funktion des Myonimpulses. . . . . 68

B.3.1Vavilov-Funktion mit a) verschiedenen Formparametern  $\kappa$  und b) im Vergleich mit der Gauß- bzw. Landau-Funktion. . . . . 72

# Tabellenverzeichnis

1.1.1 Speicherringanlage HERA in der Luminositätsbetriebszeit 1994. Die maximale Luminosität erreichte 1994 ein Drittel des Entwurfswertes. . . . .	5
2.3.1 Aufbau einer Einheitsschicht des Kalorimeters. $X_0$ : Strahlungslänge, $\lambda_{int}$ : Wechselwirkungslänge, $R_M$ : Molière-Radius, $\varepsilon$ : kritische Energie, $\bar{\rho}$ : mittlere Dichte (Erklärung siehe Text). . . . .	11
2.3.2 Elementare Prozesse der Energieabgabe elektromagnetischer Schauer [Mu88].	14
2.3.3 Charakteristische Grössen der Schauer. . . . .	18
3.1.1 Untergrund aus der Restgas-Strahlproton Wechselwirkung [Br87]. . . . .	34
3.1.2 Untergrund aus der Wechselwirkung des Proton-Halo mit dem Strahlrohr [Br87]. . . . .	35
3.2.1 Erwartete Ereignisraten bei einer Luminosität von $L = 2 \cdot 10^{-5} \text{ pb}^{-1} \text{ s}^{-1}$ (nach [ZE93]). . . . .	35
3.2.2 Triggerkonfigurationen für Halo Myon Ereignisse. . . . .	36
3.3.1 Vergleich der wahrscheinlichsten Energieverluste der Halo Myonen in den verschiedenen Kalorimetersektionen mit den Werten von A. Fürtjes [Fü93]. Die Unterteilung der FHAC2 Sektion ist auf Grund der unterschiedlichen Tiefe der einzelnen Module vorgenommen worden: FHAC2a entspricht einer Tiefe von 64.4 cm und FHAC2b einer Tiefe von 48.0 cm. . . . .	39
A.1.1 System der zentralen Spurdetektoren ([ZE93], [Ha95]). . . . .	61
A.1.2 Zentrales und äusseres Kalorimeter ([ZE93], [Fr94],[Er92],[Ku90]). . . . .	62
A.1.3 Äussere Detektoren ([ZE85],[ZE93]) und Untergrund-Detektoren ([Ka92],[Sc95]).	63
A.1.4 Detektoren ausserhalb der Experimentierhalle ([Pr95],[ZE93], [Bh94]). . . . .	64
B.1.1 Notation und Werte der verwendeten Symbole (entnommen aus [PD96]). . . . .	66
B.2.1 Ionisierungspotential und Konstanten für die Berechnung des Dichteeffekts (aus [Le94]). . . . .	67
B.3.1 Werte für die Standardabweichung aus Gleichung (A.9) mit $\beta = 0.96$ und einer Schichtdicke von $s = 1 \text{ mm}$ . Die Werte für die verschiedenen Ionisationspotentiale sind aus T. A. Carlson, Photoelectron and Auger Spectroscopy, Plenum Press, New York, 2. edition 1978 entnommen. . . . .	73

# Einleitung

„Additional data is necessary and very welcome in order to completely destroy the picture of elementary constituents<sup>1</sup>.“ Diese abschliessende Bemerkung von J. Bjorken zu seinem Vortrag anlässlich des internationalen Symposiums „on Electron and Photon Interactions at High Energy“ im Jahre 1967 in Stanford dokumentiert exemplarisch den Wandel im Denken der Elementarteilchenphysiker seit dem Beginn der experimentellen Untersuchung der tief unelastischen Streuung am Linearbeschleuniger in Stanford 1968.

Obwohl in den mittlerweile zahlreich durchgeführten Experimenten sich die Vorstellung durchgesetzt hat, dass Quarks nicht nur blosse Fiktion gewisser Theorien darstellen, sondern reale Bestandteile von Hadronen sind, bedarf es noch weiterer Nachprüfungen der Theorie der starken Wechselwirkung.

Einen beachtlichen Beitrag zur experimentellen Erforschung auf dem Gebiet der tief unelastischen Streuung bei hoher Schwerpunktsenergie liefert das Deutsche Elektronen Synchrotron mit der 1991 fertiggestellten Elektron-Proton-Speicherringanlage HERA.

An einem der vier Experimentierstandorte von HERA ist der Vielzweckdetektor ZEUS<sup>2</sup> aufgebaut. Die Schwerpunkte dieses Experiments liegen in der Untersuchung der tief unelastischen Elektron-Proton Streuung sowie der Photoproduktion, beides in einem experimentell bisher noch nicht erreichten kinematischen Bereich.

Den Anforderungen entsprechend, ist der Detektor aus mehreren Einzelkomponenten zusammengesetzt. Damit auch Ereignisse nachgewiesen werden können, in denen durch Austausch eines Vektorbosons Neutrinos entstehen (sog. geladene Strom Reaktionen), muss der Detektor in der Lage sein, die Energie und Richtung von hadronischen Teilchenbündeln (engl. „jets“) sehr präzise zu bestimmen. Aus diesem Grund deckt der ZEUS-Detektor nahezu den vollen Raumwinkel ab. Lediglich die engen Bereiche um die Strahlröhre herum sind nicht sensitiv.

Innerhalb des Detektors nimmt das Uran-Szintillator Kalorimeter eine zentrale Stellung ein. Durch die feine Segmentierung des Kalorimeters ist im Energiebereich der gestreuten Strahlelektronen eine Unterscheidung der Elektronen von Hadronen durch das Kalorime-

---

<sup>1</sup>„Zusätzliche Daten sind nötig und sehr willkommen, um die Vorstellung von elementaren Konstituenten [der Hadronen] vollständig zu zerstören.“

<sup>2</sup>ZEUS: Ζητησις καθ' Ευρετης Υποκειμενης Συμμετριας, griech. „ZEUS“, Akronym für „Suche nach Erhellung grundlegender Symmetrie“.

ter auf Grund der unterschiedlichen Schauerausbildung mit grosser Sicherheit möglich. Dahingegen ist die Separierung dieser Teilchen in Ereignissen mit leptonischen Zerfällen schwerer Quarks sehr viel schwieriger, da Elektronen und Hadronen mit Energien unter 10 GeV in denselben Teilchenbündeln auftreten. Hadronen mit derart niedrigen Energien beginnen relativ früh mit der Ausbildung eines Schauers. Desshalb ist die Wahrscheinlichkeit gross, dass eine Teilchenunterscheidung, gestützt auf die alleinige Kalorimeterinformation, zu einer Missidentifikation führt. Aus diesem Grund wurde im rückwärtigen und vorderen Bereich des Kalorimeters jeweils eine Ebene aus Siliziumdioden in das Kalorimeter eingebaut. Der Halbleiterdetektor ist so im Kalorimeter plaziert, dass er im Maximum des elektromagnetischen Schauers liegt. An diesem Punkt ist die Teilchenzahl im Schauer maximal und dementsprechend hoch auch das Signal in den Dioden. Da selbst noch die niederenergetischen Hadronen erst hinter dem elektromagnetischen Schauermaximum beginnen, grössere Energiebeträge an das Kalorimetermaterial abzugeben, ist deren Diodesignal relativ klein gegenüber dem eines Elektrons und dadurch gut von diesem zu unterscheiden.

Diese Vorgehensweise der Teilchenunterscheidung verlangt eine genaue Kenntniss der teilchenspezifischen Pulshöhenverteilungen in den Dioden. Zu diesem Zweck wurden in Testläufen die konstanten Eichfaktoren jeder einzelnen Diode bestimmt und tabelliert. Die variablen Eichfaktoren der Ausleseelektronik werden regelmässig in sog. Kalibrationen gemessen. Insgesamt werden pro Diode und dazugehörigem Auslesekanal ca. 80 Eichgrössen benötigt, zusammen bestimmen sie das Ansprechverhalten einer Diode. Da aus Platzgründen keine Strahlungsquellen an die Siliziumdioden herangebracht werden kann, muss die Qualitätskontrolle der Kalibration mit Hilfe von Daten aus Elektron-Proton Kollisionsereignissen durchgeführt werden. Zwei Möglichkeiten bieten sich hier an: zum einen isolierte Hadronen die vom Wechselwirkungspunkt her kommen, da diese — wie oben erwähnt — nur eine geringe Energiemenge im Halbleiterdetektor deponieren und zum andern sind Myonen aus dem Strahl-Halo des Protonstrahls (sog. Strahl-Halo Myonen<sup>3</sup>) hierfür geeignete Teilchen. Beide Teilchensorten können in guter Näherung als minimalionisierende Teilchen<sup>4</sup> betrachtet werden und haben somit ein bekanntes Energiespektrum. Aus den Abweichungen von diesen, aus der Landauschen Theorie über die Energieverluste in dünnen Absorbern vorgegebenen Energieverteilungen, können dann Rückschlüsse auf die Güte der Kalibration gezogen werden.

In dieser Arbeit werden aus den gesamten Daten des Jahres 1994 die Ereignisse mit einem Strahl-Halo Myon herausgefiltert und anschliessend die entsprechenden Energieverteilungen analysiert. Die Analyse beschränkt sich dabei auf die Kontrolle der Detektorkalibration. Eine absolute Energieeichung ist aus Mangel an Statistik nicht machbar.

---

<sup>3</sup>Myonen, die aus Wechselwirkungen der Strahlprotonen mit der Strahlrohrwand oder mit dem Restgas innerhalb der Strahlröhre hervorgehen, werden als Strahl-Halo Myonen bezeichnet. Auf Grund der kinematischen Verhältnisse ist die Flugbahn dieser Myonen nahezu parallel zu der der Strahlprotonen.

<sup>4</sup>Ein Teilchen wird als minimalionisierend bezeichnet, wenn seine Energieverluste dem Minimum aus der Bethe-Bloch Formel für den Energieverlust schwerer Teilchen durch Ionisation entspricht.

Zum Aufbau dieser Arbeit: im ersten Kapitel wird ein kurzer Überblick über die Forschung am Speicherring HERA gegeben. Zudem wird an Hand dreier Beispiele die Möglichkeiten des Halbleiterdetektors HES (Abkürzung für **H**adron **E**lektron **S**eparator) sowie dessen Nutzen für die Ereignisanalyse knapp umrissen. Das zweite Kapitel beschäftigt sich mit den für diese Arbeit relevanten Komponenten des ZEUS Detektors. Ausführlich wird auf das Uran-Szintillator Kalorimeter und den HES eingegangen, die Veto Wand und die Myonenkammern werden kurz in ihrer Funktionsweise beschrieben. Die aus Simulationsrechnungen bekannten Eigenschaften der Halo Myonen werden zusammen mit eigenen Ergebnissen im dritten Kapitel erläutert. Im anschließenden vierten Kapitel werden die den Halbleiterdetektor betreffenden Messergebnisse präsentiert und diskutiert.

# Kapitel 1

## Experimente bei HERA

### 1.1 Speicherringanlage HERA

Die Speicherringanlage HERA<sup>1</sup> der Stiftung Deutsches Elektronen Synchrotron, DESY, ist das bisher einzige Ringsystem, das die Möglichkeit besitzt, unterschiedlich schwere Teilchen für Streuexperimente zu speichern. HERA verfügt über zwei getrennte Speicherringe für Elektronen bzw. Positronen und Protonen. Die hohen Teilchenenergien der Protonen ( $E_p = 300 - 820 \text{ GeV}$ ) und Elektronen ( $E_e = 10 - 30 \text{ GeV}$ ) erfordern den Einsatz modernster Technologie wie supraleitende Führungsmagnete und Resonatoren [Sc90].

<sup>1</sup>HERA ist ein Akronym für **H**adron **E**lektron **R**ing **A**nlage

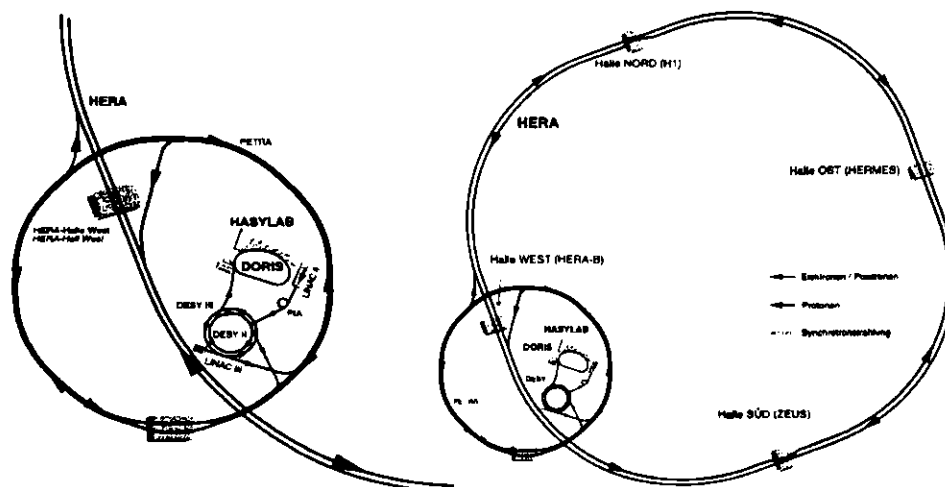


Abbildung 1.1.1: Schema der HERA Anlage.

Mit dieser Ringanlage wird in einen kinematischen Bereich der Lepton-Nukleon Streuung vorgestossen, der bis anhin unerreicht war. Ereignisse mit bis zu zwei Grössenordnungen höher in den Werten von  $Q^2$  (negatives Impulsquadrat des ausgetauschten Bosons) bzw. niedriger in  $x_B$  (Skalenvariable nach Bjorken der tief unelastischen Streuung) als bereits bestehende Anlagen mit ruhendem Target können untersucht werden. Die Eckwerte von HERA für die Laufzeit 1994 sind in Tabelle 1.1.1 aufgeführt. Das Datenmaterial dieses Zeitraums bildet die Grundlage dieser Arbeit.

Strahl Eigenschaft	Elektronen/Positronen	Protonen
Teilchenenergie / GeV	27.52	820
mittlerer Strahlstrom / mA	24.6	38
mittlere Anzahl Teilchenpakete	153+15 <sup>1)</sup>	153+17 <sup>1)</sup>
mittlere Anzahl Teilchen pro Paket	$2 \cdot 10^{10}$	$3 \cdot 10^{10}$
mittlere Strahllebensdauer / h	~6	>100
Strahlgrösse am Wwp <sup>2)</sup> (hor./vert.) / mm	0.20/0.03	0.25/0.07
mittlere spez. Luminosität / $mA^{-2}cm^{-2}sec^{-1}$	$4.4 \cdot 10^{29}$	
mittlere Luminosität / $cm^{-2}sec^{-1}$	$1.4 \cdot 10^{30}$	
gesamte integrierte Luminosität / $pb^{-1}$	6.2	

<sup>1)</sup> 153 gepaarte Teilchenpakete und 15 bzw. 17 ungepaarte Teilchenpakete

<sup>2)</sup> Wwp = Wechselwirkungspunkt

Tabelle 1.1.1: Speicherringanlage HERA in der Luminositätsbetriebszeit 1994. Die maximale Luminosität erreichte 1994 ein Drittel des Entwurfswertes.

## 1.2 Experimente bei HERA

Die Speicherringe der Protonen und Elektronen sind so ausgelegt, dass vier Wechselwirkungszonen (Nord, Ost, Süd und West) für Experimente zur Verfügung stehen (siehe Abbildung 1.1.1).

Die Untersuchung der CP-Verletzung im  $B^0$ -Mesonensystem ist die hauptsächliche Aufgabe des in Halle West stehenden HERA-B Detektors. Die b-Quarks enthaltenden Mesonen werden durch die Wechselwirkung der Protonen aus dem Strahlhalo mit den in den Strahlgang eingebrachten Kupferdrähten erzeugt. Studiert wird die Verletzung der Ladungs- und Paritätsinvarianz im Zerfallskanal  $B^0 \rightarrow J/\psi (\rightarrow \mu^+ \mu^-) K_s^0 (\rightarrow \pi^+ \pi^-)$ . Bei einer Wechselwirkungsrate von 40 MHz erwartet man bis zu 2000 solcher Ereignisse pro Luminositätsperiode, was angesichts dieser geringen Statistik eine extrem hohe Detektoreffizienz verlangt [HE92].

HERMES nutzt demgegenüber ausschliesslich den durch Spin-Rotatoren longitudinal

polarisierten Elektronenstrahl. Gestreut werden die Leptonen an ebenfalls polarisierten Wasserstoff-, Deuterium- oder Heliumatomen eines Gastargets. Ein primäres Ziel des HERMES Experiments ist die Bestimmung der spinabhängigen Strukturfunktionen der Nukleonen mit einer wesentlich höheren Genauigkeit als vergleichbare schon bestehende Experimente am CERN oder SLAC [HE93].

Die Analyse der Kollisionen von Strahlelektronen und Strahlprotonen wird von den beiden Kollaborationen H1 und ZEUS durchgeführt. Die Hauptarbeitsgebiete sind dabei im wesentlichen [ZE85]:

**Tief unelastische Elektron-Proton Streuung.** Untersuchung der Struktur des Protons und der diffraktiven unelastischen Streuung, sowie Test der Entwicklungsgleichungen der Quantenchromodynamik (QCD) für die Partonenverteilungen im Proton.

**Photoproduktion.** Untersuchung der Struktur des Photons und diffraktiver Prozesse mit kleinem Impulsübertrag und hoher Photon-Proton Schwerpunktsenergie. Verifizierung der QCD durch Messung der Jet-Raten.

**Schwache Wechselwirkung.** Bestimmung des Wirkungsquerschnittes  $\sigma_{ep \rightarrow \nu X}$  und Überprüfung des Standard Modells, insbesondere mit polarisierten Leptonen ( $e^-$ ,  $e^+$ ).

**Suche nach neuen Teilchen.** Suche nach Anzeichen für physikalische Prozesse ausserhalb des Standard Modells wie angeregte Leptonen bzw. Quarks oder Leptoquark. Mit dazu gehört das Aufdecken von eventuell vorhandenen Substrukturen von Leptonen und Quarks.

### 1.3 Physikalische Motivation des Hadron Elektron Separators

Der Hadron Elektron Separator (HES) des ZEUS Detektors ist aus Siliziumdioden aufgebaut, deren Grundfläche jeweils ca.  $10 \text{ cm}^2$  beträgt. Der rückwärtige Teil des HES (RHES) wurde 1994, der vordere Teil (FHES) 1996 in das zentrale Uran-Szintillator Kalorimeter eingebaut.

Der RHES besteht aus einer Ebene von  $10'406$  Dioden und befindet sich innerhalb des rückwärtigen Kalorimeters in einer Tiefe von ca.  $3.3$  Strahlungslängen. Diese Tiefe entspricht etwa dem Maximum eines elektromagnetischen Schauers.

Nachstehend sind zur Motivation des Einsatzes des HES drei Bereiche kurz erwähnt, in denen speziell dem RHES im Verbund mit anderen Detektorkomponenten eine wichtige Teilaufgabe zukommt.

**Tief unelastische Ereignisse.** In tief unelastischen Ereignissen mit neutralem Strom ist die sichere Rekonstruktion des gestreuten Elektrons eine vordringliche Aufgabe. Unterschiedliche Methoden werden dabei angewendet. Bei den meisten Algorithmen



### 1.3. PHYSIKALISCHE MOTIVATION DES HADRON ELEKTRON SEPARATORS 7

liegt der Schwerpunkt beim Elektronsignal im zentralen Kalorimeter und der zentralen Spurkammer. Erste Untersuchungen [Fl94] haben gezeigt, dass unabhängig vom Kalorimetersignal der HES in der Lage ist, das Elektron mit grosser Sicherheit nachzuweisen. Darüber hinaus ist die Positionsauflösung des Elektrons mit dem HES deutlich besser im Vergleich zum Kalorimeter.

**Schwere Quarks.** Der Nachweis schwerer Quarks erfolgt über den Nachweis der leptonischen Zerfallskanäle. Die Schwierigkeit hierbei ist die räumliche Nähe der Leptonen zu hadronischen Teilchenbündeln (sog. „jets“). In der Arbeit von G. Jahnen [Ja92] wurde mit simulierten Ereignissen ein neuronales Netz darauf trainiert, Ereignisse mit schweren Quark-Antiquark Paaren auf der Grundlage der Kalorimeter- und HES-Information herauszufiltern. Die erzielten Ergebnisse zeigen, dass sowohl eine Trennung von leichten und schweren Quark-Antiquark Paaren als auch eine Unterscheidung von  $b\bar{b}$ - und  $c\bar{c}$ -Paaren möglich ist.

**Exklusive  $\omega$ -Photoproduktion.** In einer ersten Studie [Gr96] wird mit dem ZEUS Detektor die elastische  $\omega$ -Photoproduktion im Zerfallskanal  $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  untersucht.

Im Energiebereich von HERA weist die elastische (oder exklusive) Photoproduktion der leichten Vektormesonen Merkmale von weicher diffraktiver Streuung auf: (a) schwache  $W_{\gamma p}$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts, (b) annähernd exponentielle Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Quadrat des Viererimpulsübertrags am Protonvertex und (c) Erhaltung der Helizität zwischen Photon und Meson. Die ersten beiden Punkte sind ebenfalls typisch für hadronische diffraktive Prozesse, was dazu führt, dass zur Beschreibung der Vektormesonproduktion die Wechselwirkung des quasireellen Photons mit dem Proton in zwei Subprozesse aufgespalten werden kann [Sc93]:

1. Fluktuation des Photons in einen Vektormeson-Zustand, beschrieben durch das Vektormeson Dominanz Modell (VDM) und
2. in die elastische Streuung  $\omega p \rightarrow \omega p$ , die mit Hilfe der Regge Theorie behandelt werden kann.

Da das  $\pi^0$  aus dem oben angegebenen Zerfallskanal des  $\omega$ -Mesons nach einigen 100 nm zu etwa 99% in zwei  $\gamma$ -Quanten zerfällt, können im Kalorimeter nur diese Photonen nachgewiesen werden. Hierzu ist der HES von tragender Bedeutung. Unter Zuhilfenahme des HES kann zum einen verhindert werden, dass Rauschsignale der Kalorimereinheiten fälschlicherweise als Signal interpretiert werden und zum anderen ist die Positionsbestimmung der beiden  $\gamma$ -Quanten deutlich verbessert gegenüber der Bestimmung auf Grund des Kalorimetersignals alleine, was sich in einer Verringerung des Fehlers der berechneten  $\pi^0$ -Masse widerspiegelt und damit auch zur Verringerung der Resonanzbreite des  $\omega$ -Mesons beiträgt.

Der Messwert für die Masse des  $\omega$ -Mesons  $m_\omega = 778 \pm 3$  MeV stimmt im Rahmen der Messgenauigkeit gut mit dem tabellierten Wert von  $781.95 \pm 0.14$  MeV [PD96, VII.14] überein.

# Kapitel 2

## ZEUS Detektor

Zur Untersuchung der Elektron-Proton Kollisionsereignisse werden bei HERA Detektoren eingesetzt, die aus zahlreichen Komponenten unterschiedlichster Bau- und Funktionsweise zusammengesetzt sind. Ihrer Aufgabe entsprechend, können die Komponenten in drei Gruppen unterteilt werden:

- Die zentralen Einheiten bestimmen die primären und sekundären Spuren der geladenen Teilchen sowie deren Impulse.
- Die Teilchenenergien werden von dem kalorimetrischen Teil gemessen, der das Kernstück umgibt.
- Nach aussen hin werden die Detektoren durch Komponenten abgeschlossen, die späte Teilchenschauer, Myonen und den Untergrund nachweisen.

Eine tabellarische Übersicht aller Komponenten des ZEUS Detektors befindet sich im Anhang A, während eine detaillierte Beschreibung in [ZE93] zu finden ist. Abbildung 2.0.1 zeigt einen Längsschnitt des Detektors parallel zur Strahlröhre.

In diesem Kapitel wird nur auf die für diese Arbeit relevanten Komponenten wie Veto Wand, Myonenkammern, Uran-Kalorimeter und Hadron Elektron Separator näher eingegangen.

### 2.1 Die Veto Wand

Die Veto Wand wird zu Zwecken der Abschirmung und Triggerung von Untergrundteilchen eingesetzt. Dieser Teil des ZEUS-Detektorsystems steht 7.5 m protonstrahlaufwärts und besteht aus einer 87 cm dicken Eisenwand der Abmessung 800 cm (Breite)  $\times$  785 cm (Höhe) als passiver Absorber und beidseits davon je einem Szintillatorhodoskop<sup>1</sup> zur

---

<sup>1</sup>(griech. *hodós* „Weg“) Nachweisgerät für energiereiche Teilchen in einem ausgedehnten Raumwinkelbereich.

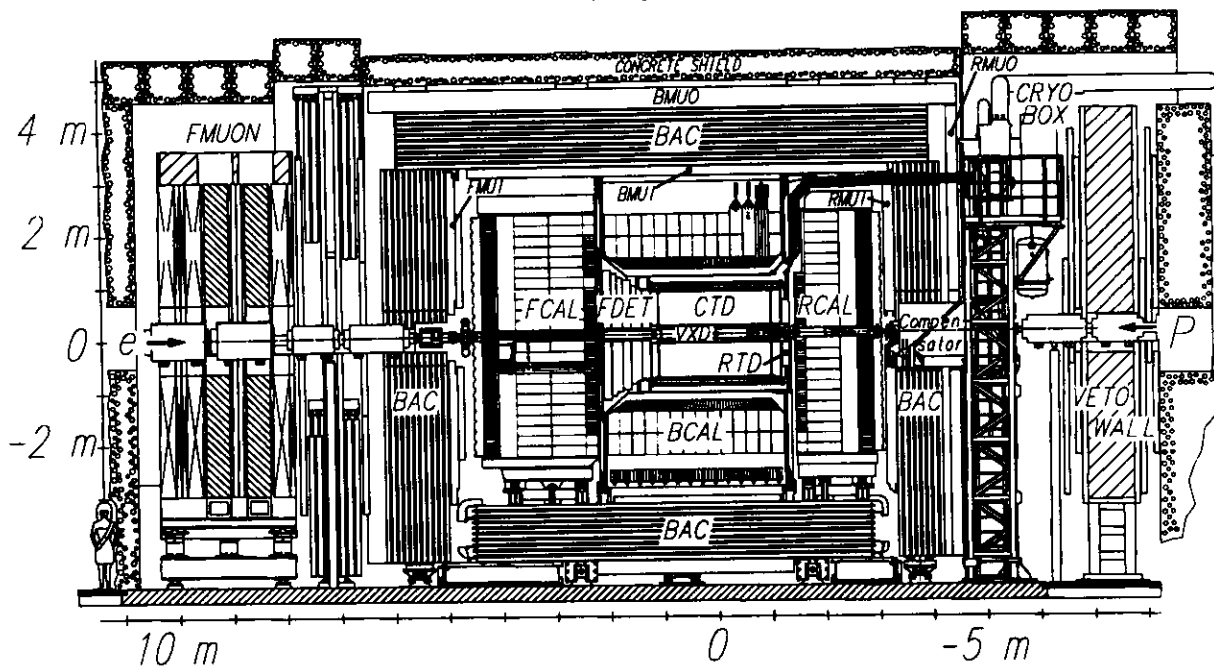


Abbildung 2.0.1: Längsschnitt des ZEUS Detektors (parallel zur Strahlröhre).

Feststellung der Position von durchfliegenden Teilchen. Die Grösse des Hodoskops entspricht in etwa der Kreisfläche des HERA-Tunnelausgangs von 5.2 m Durchmesser, da in diesem Bereich die meisten Untergrundteilchen zu erwarten sind.

## 2.2 Die Myonenkammern

Das Myonendetektorsystem besteht aus Driftkammern, die jeweils vor und hinter dem magnetisierten Jochkalorimeter (BAC) angeordnet sind. Unterteilt wird dieses System in das Vorwärtsmyonenspektrometer, die zentralen und die rückwärtigen Myonenkammern. Da im vorderen Bereich aus kinematischen Gründen die Myonen einen grösseren Impuls tragen, wurde das Spektrometer um zwei Eisentoroide erweitert (siehe Abbildung 2.0.1). Die Positions- und Impulsmessung mit Hilfe der beidseitigen Driftkammern erlaubt die Rekonstruktion der Spur des durchgeflogenen Teilchens. Da Myonen, im Gegensatz zu Hadronen, kaum Energie an das Eisen des BAC verlieren, kann auf Grund der unterschiedlichen Spurverläufe eine Trennung zwischen dem schweren Lepton und den verschiedenen Hadronen vorgenommen werden.

## 2.3 Das Uran-Kalorimeter

Da die Extrahierung der Halo Myonen (siehe Kapitel 3) aus den Daten zur Hauptsache auf der Kalorimeterinformation beruht, wird nach der Beschreibung des Aufbaus das unterschiedliche Verhalten der Energiedeposition von Elektronen, Hadronen und Myonen erläutert.

### 2.3.1 Aufbau

Das Hauptkalorimeter ist als kompensierendes Stichprobenkalorimeter ausgelegt, d. h., das Kalorimeter erzeugt im Mittel bei gleicher Auftreffenergie von Hadronen und Elektronen Signale annähernd gleicher Grösse:  $S_h \simeq S_e$  [We89]. Durch die spezielle Wahl von Uran (über 98%  $^{238}_{92}\text{U}$  und weniger als 0.2%  $^{235}_{92}\text{U}$ ) als passiver Absorber und dem organischen Szintillator SCSN-38 (Polystyren Matrix, dotiert mit zwei verschiedenen Fluorverbindungen) als aktives Material, sowie dem optimierten Verhältnis der Plattendicken von  $d_U / d_{Sz} = 3.3 \text{ mm} / 2.6 \text{ mm} = 1.27$ , erreicht das zentrale Kalorimeter des ZEUS Detektors eine Kompensation von  $S_h/S_e = 1.0 \pm 0.01$  für kinetische Energien grösser als 3 GeV. Die Vorteile eines kompensierenden gegenüber einem nichtkompensierenden Kalorimeter sind vor allem bessere Energieauflösung für Hadronen (ZEUS Kalorimeter:  $\sigma_h/E_h = 35\%/\sqrt{E_h}$  gegenüber  $\sigma_h/E_h = (45\% \text{ bis } 60\%)/\sqrt{E_h}$  nichtkompensierender Kalorimeter) und relativ schmale symmetrische Gauß-Verteilung der hadronischen Pulshöhenverteilung im Gegensatz zu sonst unsymmetrischen Verteilungen.

Das Kalorimeter ist aus einem Stapel von Einheitsschichten aufgebaut, deren Zusammensetzung in Tabelle 2.3.1 aufgeführt ist. Entsprechend den asymmetrischen Strahlenergien hat das Kalorimeter im vorderen und zentralen Bereich (FCAL bzw. BCAL) eine grössere Tiefe (185 Einheitsschichten) als im rückwärtigen Bereich (RCAL), in dem es lediglich 105 Einheitsschichten tief ist.

Zur Messung der räumlichen Verteilung der Energiedeposition ist das Kalorimeter segmentiert: entlang der Teilchenflugrichtung in eine elektromagnetische Sektion (EMC) und zwei hadronische Sektionen (HAC1 und HAC2). Das RCAL hat nur eine hadronische Sektion, da die Energie der Teilchenbündel mit zunehmendem Polarwinkel abnimmt. Senkrecht (parallel) zur Flugrichtung der Strahlteilchen ist das RCAL und FCAL (BCAL) in Türme von 20 cm x 20 cm Kantenlänge aufgeteilt (siehe Abbildungen 2.3.1 und 2.3.2). Die kleinste Ausleseeinheit ist eine Zelle, von denen insgesamt 5918 im Kalorimeter vorhanden sind. Jede HAC-Sektion entspricht einer Zelle. Im FCAL (BCAL) besteht jede EMC-Sektion aus vier vertikal (horizontal) übereinanderliegenden Zellen mit einer Stirnfläche von 20 cm x 5 cm. Das RCAL ist schwächer segmentiert und hat pro EMC-Sektion eines Turmes nur zwei vertikal geschichtete Zellen mit einer entsprechend grösseren Frontfläche von je 20 cm x 10 cm.

Pro Zelle wird das blaue Szintillationslicht mittels Totalreflektion zu den zwei seitlich angeordneten Wellenlängenschiebern geleitet, die das blaue in grünes Licht umwandeln.

Mit Hilfe von Lichtleitern wird dieses dann zu zwei Photomultipliern transportiert, die ihrerseits an die Ausseelektronik angeschlossen sind.

Aufbau der Einheitsschicht	EMC	HAC
	Dicke d [mm]	Dicke d [mm]
Tyvekpapier	0.18	0.18
Szintillator	2.6	2.6
Tyvekpapier	0.18	0.18
Zwischenraum	0.45	0.45
Stahl	0.2	0.4
Uran	3.3	3.3
Stahl	0.2	0.4
$d_{tot}$ [mm]	7.6	8.0
Kenngrößen der Einheitsschicht		
$X_o$	0.74 cm	0.76 cm
$d_{tot}/X_o$	1.027	1.053
$\lambda_{int}$	21.0 cm	20.7 cm
$d_{tot}/\lambda_{int}$	0.036	0.039
$R_M$	2.02 cm	2.0 cm
$\varepsilon$	10.6 MeV	12.3 MeV
$\bar{\rho}$	8.7 g/cm <sup>3</sup>	8.7 g/cm <sup>3</sup>

Tabelle 2.3.1: Aufbau einer Einheitsschicht des Kalorimeters.  $X_o$ : Strahlungslänge,  $\lambda_{int}$ : Wechselwirkungslänge,  $R_M$ : Molière-Radius,  $\varepsilon$ : kritische Energie,  $\bar{\rho}$ : mittlere Dichte (Erklärung siehe Text).

### 2.3.2 Kalorimetersignal

Zur Selektierung von Myonen ist es notwendig, die verschiedenen Signale von Elektronen, Hadronen und Myonen unterscheiden zu können. Hierzu ist ein Verständnis der elementaren Energieabgabeprozesse der verschiedenen Teilchensorten notwendig. Nach der Darstellung dieser Prozesse wird auf die Schauerentwicklung eingegangen, sowie die gemessenen Pulshöhenverteilungen von Elektronen, Hadronen und Myonen gezeigt.

#### Elementare Prozesse der Energieabgabe

Nachfolgend sind die wichtigsten Prozesse der Energieabgabe von Leptonen, Photonen und Hadronen erläutert, die zum Verständnis der Schauerbildung notwendig sind.

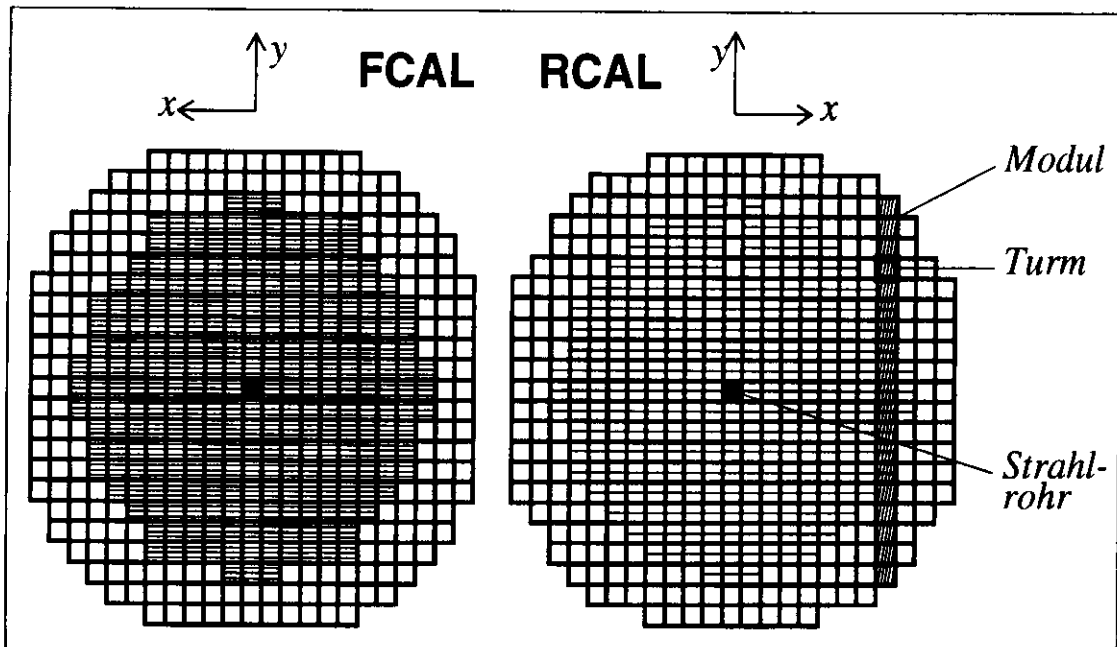


Abbildung 2.3.1: Frontansicht des vorderen (FCAL) und rückwärtigen (RCAL) Kalorimeters.

**Elektronen.** Zwischen Elektron und Positron wird nicht weiter unterschieden, weshalb der Begriff Elektron als Synonym für beide Teilchen gebraucht wird.

- *Ionisation:* Das Elektron streut elastisch an den Hüllenelektronen des Mediums. Die mittlere Energieabgabe pro Wegstrecke kann mit der modifizierten Bethe-Bloch Formel beschrieben werden. Wegen der Ununterscheidbarkeit gleicher Teilchen ist der maximale Energietransfer die Hälfte der kinetischen Energie des einfallenden Elektrons.

- *Bremsstrahlung:* Die kritische Energie  $\epsilon$  definiert die Grenze, ab der die Energieabgabe durch Strahlung gegenüber dem Ionisationsprozess überwiegt ( $\epsilon^{EMC} = 10.6 \text{ MeV}$ ,  $\epsilon^{HAC} = 12.3 \text{ MeV}$ ).

Im Kernfeld der Atome strahlt das Elektron ein Gammaquant ab. Die Strahlungsintensität ist dabei proportional zum inversen Quadrat der Teilchenmasse, weshalb dieser Prozess generell nur für leichte Teilchen von Bedeutung ist. Für die mittlere Energieabnahme pro Wegstrecke ergibt sich ein exponentieller Abfall:  $E(x) = E_0 \cdot \exp(-x/X_0)$ . Die materialabhängige Strahlungslänge  $X_0$  ist gleich der Länge, nach der die Teilchenenergie im Mittel auf  $1/e$  abgesunken ist ( $X_0^{EMC} = 0.74 \text{ cm}$ ,  $X_0^{HAC} = 0.76 \text{ cm}$ ).

Die Energie- und Atomzahlabhängigkeit der beiden Prozesse sind in Tabelle 2.3.2 aufgeführt.

**Photonen.** Nur die wichtigsten drei Wechselwirkungsarten der Photonen mit einem Atom werden kurz besprochen, ausführlichere Informationen findet man z.B. in [PD96, III].

• **Photoeffekt:** Infolge der Absorption des Photons wird ein Atomelektron aus einer der Schalen der Elektronenhülle emittiert. Auf Grund der Kinematik muss ein Teil des Photonimpulses auf das Atom als Ganzes übertragen werden, weshalb der Photoeffekt nur an gebundenen Elektronen stattfinden kann. Das Atom emittiert nach der Besetzung des freien Elektronenplatzes in der Atomhülle durch ein Elektron aus einer höheren Schale ein Gammaquant im Röntgenbereich. Ist die primäre Photonenergie oberhalb der Bindungsenergie von Elektronen der K-Schale, so findet

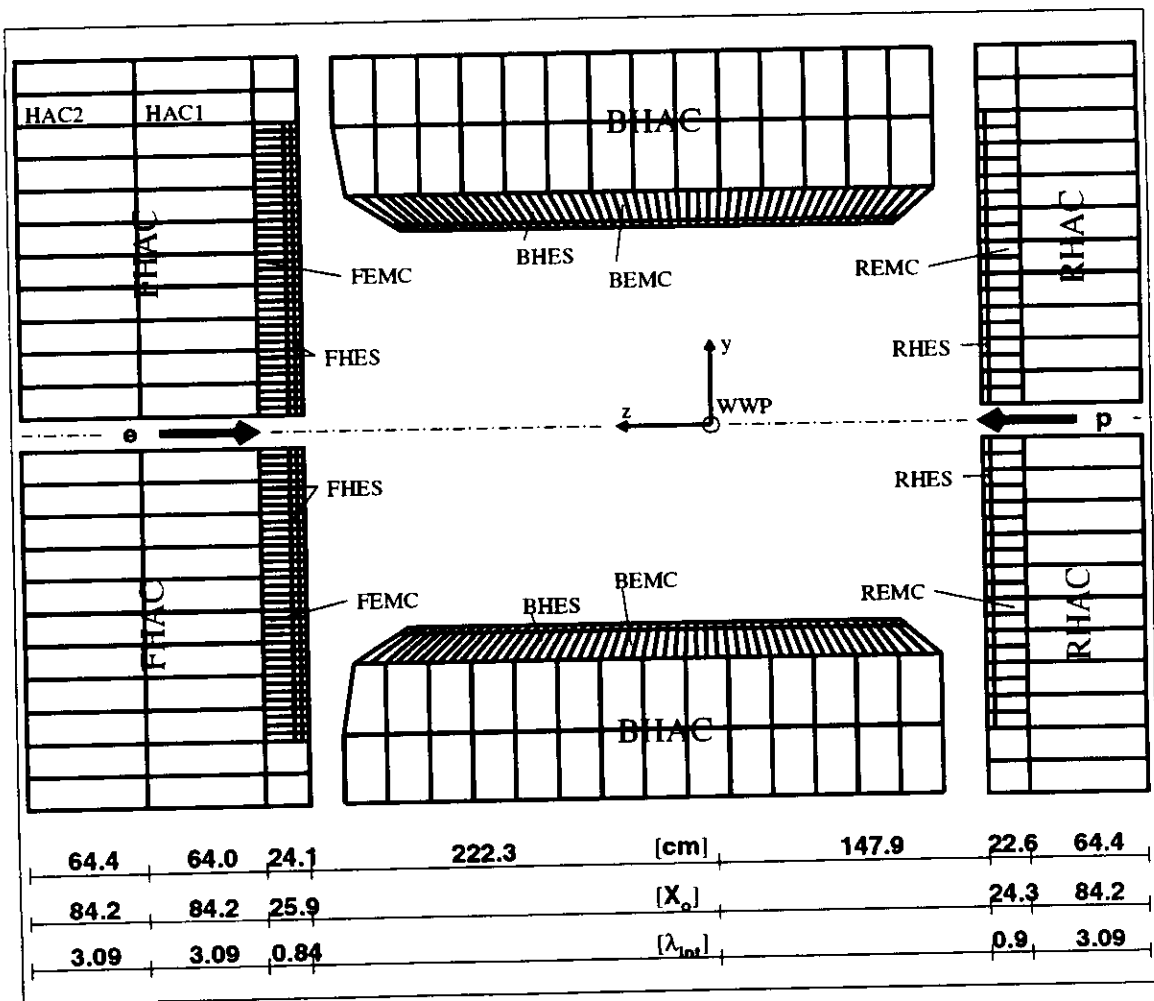


Abbildung 2.3.2: Schnitt durch das Kalorimeter. Die Längenangaben beziehen sich auf die Gesamttiefe bei normalem Einfall der Teilchen.

Elektronen		
Prozess	Proportionalität	Bereich
Ionisation	$-\frac{dE}{dx} \sim \frac{Z \cdot E^2}{E^2 - (m_e c^2)^2}$	$(\gamma - 1) \ll 1$ $(\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}})$
Bremsstrahlung	$-\frac{dE}{dx} \sim Z^2 \cdot E \ln(E/m_e c^2)$	$\gamma > 1$
	$-\frac{dE}{dx} \sim Z^2 \cdot E$	$\gamma \gg 1$
Photonen		
Prozess	Proportionalität	Bereich
Photoeffekt	$\sigma_{PE} \sim \frac{Z^5}{E_\gamma^{7/2}}$	$E_\gamma > E_B^K$
	$\sigma_{PE} \sim \frac{Z^5}{E_\gamma}$	$E_\gamma \gg E_B^K$
Compton-Streuung	$\sigma_{CS} \sim Z$	$E_\gamma < m_e c^2$
	$\sigma_{CS} \sim \frac{Z}{E_\gamma}$	$E_\gamma \gg m_e c^2$
Paarproduktion	$\sigma_{PP} \sim Z^2 \ln(E_\gamma)$	$5 m_e c^2 < E_\gamma < 50 m_e c^2$
	$\sigma_{PP} \sim Z^2$	$E_\gamma > 10^3 m_e c^2$

Tabelle 2.3.2: Elementare Prozesse der Energieabgabe elektromagnetischer Schauer [Mu88].

der Photoeffekt zu etwa 80% an diesen innersten Elektronen statt.

- *Compton Streuung*: Nur ein Teil der Photonenergie wird an ein quasifreies Elektron abgegeben. Dabei wird die Richtung und die Energie des Elektrons sowie des gestreuten Photons geändert. Den Betrag der Energie der gestreuten Teilchen hängt vom Streuwinkel ab.

- *Paarbildung*: Als Paarbildungseffekt bezeichnet man den Prozess der gleichzeitigen Emission eines Positrons und eines Elektrons infolge der Photonabsorption im Coulomb-Feld des Atomkerns. Wegen der Impuls- und Energieerhaltung ist auch dieser Prozess nur mit einem Stosspartner, dem Atomkern oder einem Elektron der Atomhülle, möglich. Die Schwellenenergie dieses Effektes liegt bei der doppelten Ruhemasse des Elektrons,  $E_S = 1.02 \text{ MeV}$ . Der Winkel zwischen dem Elektron und dem Positron ist im Mittel  $\vartheta = \frac{m_e c^2}{E_\gamma}$ .

Die Abhängigkeit der Prozesse von der Teilchenenergie und der Atomzahl des Mediums sind ebenfalls in Tabelle 2.3.2 aufgeführt.



**Hadronen.** Hadronspezifische Effekte werden in den aufgeführten Prozessen nicht berücksichtigt.

- *Ionisation:* Der wichtigste Prozess der Hadronen mit der Elektronenhülle ist die elastische Streuung des Hadrons an einem Hüllenelektron, wobei die mittlere Energieabgabe pro Wegstrecke durch die Bethe-Bloch Formel beschrieben wird (siehe hierzu Anhang B).

- *Sekundäre  $\pi^0$  und  $\gamma$ :* Da neutrale Pionen fast ausschliesslich in zwei Gammaquanten zerfallen, bilden diese Pionen — zusammen mit den aus verschiedenen anderen Prozessen stammenden Photonen — einen reinen elektromagnetischen Schauer aus.

- *Spallation:* durch unelastische Streuung der hochenergetischen Hadronen mit quasi-freien Nukleonen des Atomkerns kommt es zu einer innernuklearen Kaskade von Hadronen, wobei Teilchen oder Kernbruchstücke den Kern verlassen können. Der Restkern bleibt angeregt zurück. Der um einige Z- und A-Einheiten kleiner gewordene angeregte Restkern gelangt in der zweiten Phase durch Evaporation von Nukleonen in seinen Grundzustand. Die emittierten Teilchen aus der ersten Phase sind energiereicher als diejenigen der zweiten Phase und haben im Mittel eine grosse Impulskomponente in Richtung des einlaufenden Hadrons, während die Richtungen der Teilchen aus der zweiten Phase isotrop verteilt sind. Ein Grossteil der im Kern deponierten Energie geht jedoch in Bindungsenergie über und ist somit für den Nachweis verloren [Ha59]<sup>2</sup>.

- *induzierte Spaltung:* thermische bis schnelle Neutronen können den Atomkern so anregen, dass dieser in zwei etwa gleichgrosse Bruchstücke zerfällt. Die dabei freiwerdende Energie wird zur Hauptsache in kinetische Energie der Spaltprodukte umgesetzt. Dazu kommen noch Neutronen, Elektronen und Photonen als Emissionsprodukte der Kernbruchstücke. Damit ein Kern durch induzierte Spaltung zerfallen kann, muss das Aktivierungspotential überwunden werden. Bei  ${}_{92}^{238}\text{U}$  beträgt dieses 6.6 MeV. Die Anregungsenergie durch Neutroneneinfang beträgt aber nur 4.8 MeV. Infolgedessen ist der Wirkungsquerschnitt für induzierte Spaltung von  ${}_{92}^{238}\text{U}$  nur mit Neutronen im Energiebereich von einigen MeV markant:  $\sigma_{n,f}(1\text{MeV}) \approx 10^{-2}$  barn,  $\sigma_{n,f}(10\text{MeV}) \approx 1$  barn.

- *(n,  $\gamma$ )-Reaktion:* Neutronen können in einen Atomkern des Absorbermediums eingebaut werden. Die freiwerdende Bindungsenergie wird in Form von Gammaquanten abgestrahlt ( $E_\gamma \approx 6 - 8\text{MeV}$ ).

Die Vielzahl von Energieabgabeprozessen hat zur Folge, dass die kinetische Energie des Primärhadrons auf viele verschiedene Arten im Material deponiert wird. Das Ergebnis einer Monte Carlo Studie für Protonen in einem "unendlich" tiefen Block aus Uran ist in Abbildung 2.3.3 dargestellt.

---

<sup>2</sup>Die durch den Spallationsprozess erzeugten freien Neutronen spielen eine wichtige Rolle bei der Kompensation. Je nach dem Wasserstoffanteil innerhalb der aktiven Schicht können diese Neutronen einen beträchtlichen Teil ihrer Energie in diesen Schichten abgeben, wodurch die nachgewiesene Gesamtenergie eines primären Hadrons beträchtlich gesteigert werden kann. Ein illustratives Beispiel hierzu ist in Y. Galaktionov u. a. Nucl. Inst. Meth. **A251** (1986) 258 zu finden.

**Myonen.** Der mittlere Gesamtenergieverlust der Myonen pro Wegstrecke ergibt sich aus der Summe der einzelnen Beiträgen der verschiedenen Energieverlustprozesse:

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{tot} = \left. \frac{dE}{dx} \right|_I + \left. \frac{dE}{dx} \right|_P + \left. \frac{dE}{dx} \right|_B + \left. \frac{dE}{dx} \right|_N.$$

Hierbei bezeichnen die Indizes I,P,B und N die verschiedenen Mechanismen Ionisation (I), direkte  $e^+e^-$ -Paarproduktion (P), Bremsstrahlung (B) und unelastische Myon-Nukleon Streuung (N). In Abbildung 2.3.4 sind die einzelnen Beiträge und der Gesamtverlust gegen die Myonenergie aufgetragen. Während bei  $E_\mu = 10$  GeV die Prozesse höherer Ordnung der Quantenelektrodynamik wie Paarproduktion und Bremsstrahlung lediglich 3% bzw. 2% des Ionisationsverlustes ausmachen, betragen die entsprechenden Verhältnisse bei 100 GeV bereits 50% bzw. 30% und sind daher nicht mehr zu vernachlässigen. Ab ca. 200 GeV tritt der Energieverlust durch Ionisation zunehmend in den Hintergrund. Die unelastische Streuung der Myonen an den Nukleonen der Kerne spielt nur eine untergeordnete Rolle. Markant wird dieser

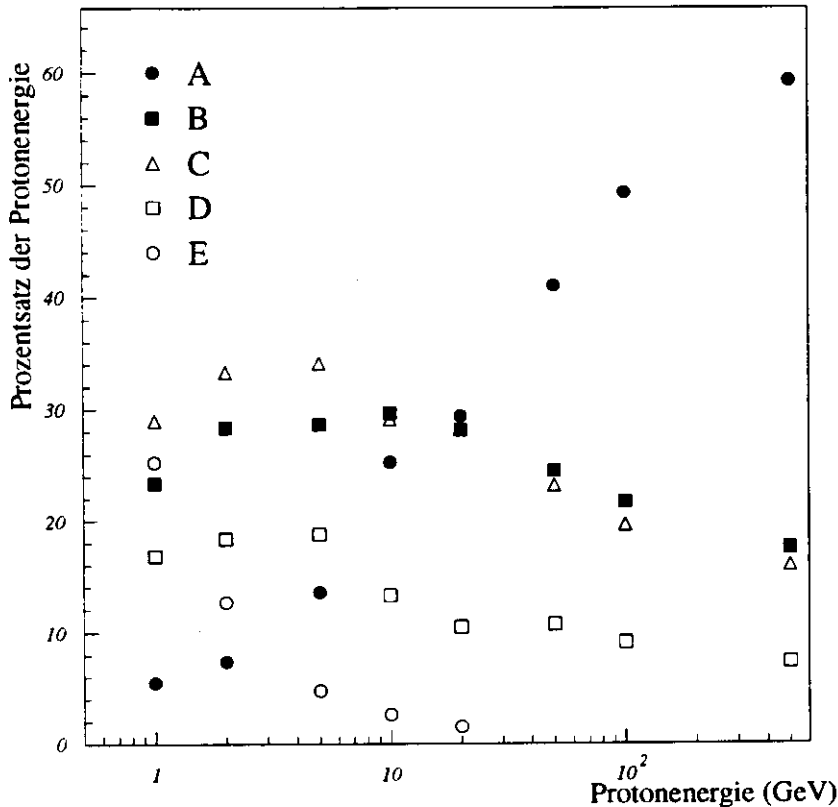


Abbildung 2.3.3: Aufteilung der Energiedeposition für einen sehr dicken Uranblock als Funktion der Protonenergie nach [Ga89]. Form der Energiedeposition: A: elektromagnetische Energie ( $\pi^0, \gamma$ ), B: hadronische Energie ( $p, \pi^\pm$ ) und Myonen, C: Bindungsenergie, Rückstossenergie schwerer Kerne und Neutrinos, D: Neutronen mit Energie < 50 MeV, E: primäre Ionisation.

Beitrag erst ab mehreren 1000 GeV Myonenenergie.

Der Bethe-Bloch Formel zufolge deponieren schwere elektrisch geladene Teilchen, wie z. B. Myonen, bei einer Geschwindigkeit von  $\beta_m \approx 0.96$  im Mittel einen minimalen Energiebetrag pro Wegstrecke im umliegenden Medium. Der relativistische Anstieg bei  $\beta > \beta_m$  ist in dichten Materialien relativ schwach, so dass mit guter Näherung ein Myon mit  $\beta \geq \beta_m$  als minimalionisierendes Teilchen (abgekürzt mip) angesehen werden kann (siehe hierzu Anhang B.1).

### Schauerentwicklung

Teilchen mit genügend hoher Energie können durch die Wechselwirkung mit den Atomen des Mediums weitere freie Teilchen produzieren. Dieser lawinenartige Vorgang kommt zum Erliegen, wenn die Energie pro Teilchen unter die kritische Schwelle für die Teilchenproduktion gesunken ist. Ab dieser Stufe herrschen Prozesse des Teilcheneinfangs bzw. der Atomanregung vor, was dazu führt, dass die Zahl der freien Teilchen wieder abnimmt.

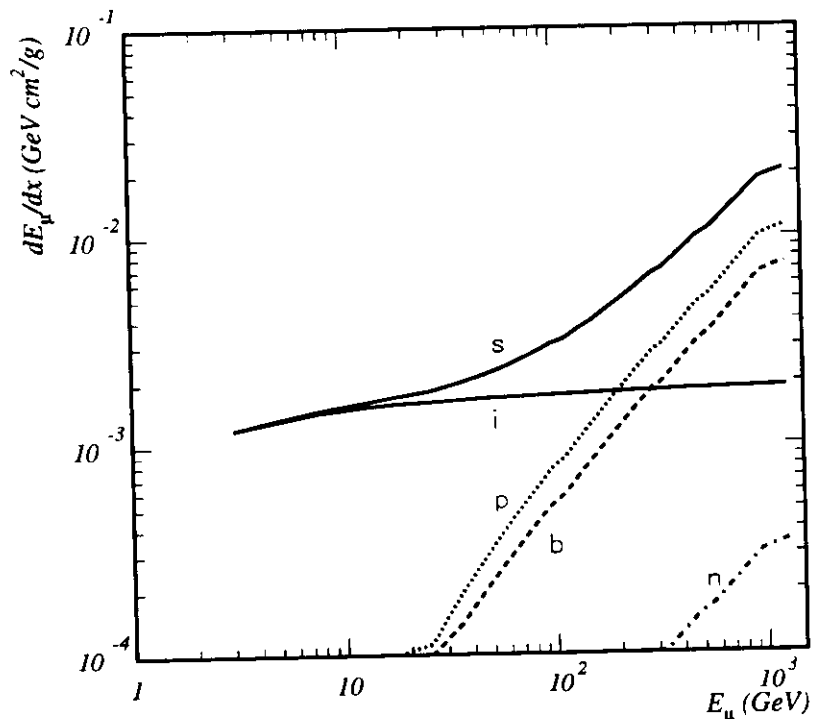


Abbildung 2.3.4: Mittlerer Energieverlust pro Wegstrecke in Uran der verschiedenen Energieabgabeprozesse als Funktion der Myonenenergie. i: Ionisation, p: Paarproduktion, b: Bremsstrahlung, n: nukleare Prozesse, s: Summe aller Prozesse (entnommen aus [Lo85]).

Schauergrösse	primäres Teilchen		
	Elektron	Photon	Hadron
Maximum $x_{max}$	$[\ln(E/\varepsilon) - 0.5] \cdot X_o$	$[\ln(E/\varepsilon) + 0.5] \cdot X_o$	$[0.2 \ln(E/GeV) + 0.7] \cdot \lambda_{int}$
Median $x_{med}$	$x_{max} + 1.4 \cdot X_o$	$x_{max} + 1.7 \cdot X_o$	$[0.54 \ln(E/GeV) + 0.4] \cdot \lambda_{int}$
Länge $L_s$	3 $x_{med}$ 98% Eei*		2.5 $x_{med}$ 95% Eei
Breite $B_s$	2 $R_M$ 95% Eei		$\lambda_{int}$ 95% Eei

\* Eei = Energieeinschluss

Tabelle 2.3.3: Charakteristische Grössen der Schauer.

Insgesamt nennt man einen solchen Vorgang einen Teilchenschauer. Auf Grund der unterschiedlichen Wechselwirkungsprozesse werden die Teilchenschauer in elektromagnetische und hadronische Schauer unterteilt.

Die beiden Schauerarten weisen grosse Differenzen bezüglich der räumlichen Verteilung der Energiedeposition auf. Dies liegt einerseits daran, dass die Wirkungsquerschnitte der elektromagnetischen Prozesse grösser sind als diejenigen der starken und schwachen Wechselwirkung und andererseits sind die Wechselwirkungsmöglichkeiten von Hadronen mit dem Medium vielfältiger im Vergleich zu denjenigen der Elektronen und Photonen. Diese Unterschiede spiegeln sich auch in den lateralen und transversalen Dimensionen der elektromagnetischen bzw. hadronischen Schauern wider. In Tabelle 2.3.3 sind einige Kenngrössen der beiden Schauerarten aufgeführt.

Um eine materialunabhängige Beschreibung dieser Dimensionen zu ermöglichen, werden die Grössen in Einheiten von Strahlungslängen ( $X_o$ ) bzw. Wechselwirkungslängen ( $\lambda_{int}$ ) angegeben. Die Wechselwirkungslänge ist dabei als mittlere freie Weglänge zwischen zwei unelastischen Wechselwirkungen des Hadrons mit dem Medium definiert. Zu beachten ist, dass für eine Einheitsschicht des Kalorimeters  $\lambda_{int}/X_o \approx 28.4$  (EMC) bzw. 27.2 (HAC) ist.

Mit dem Schauermaximum  $x_{max}$  bezeichnet man den Ort der grössten Energiedeposition pro Wegstrecke, mit dem Median  $x_{med}$  die Tiefe, bei der die Hälfte der Einfallsenergie an das Medium abgegeben wurde. Der Molière-Radius  $R_M$  ist ein charakteristisches Mass für die transversale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers.

Elektromagnetische Schauer entwickeln sich sehr früh im Medium. Die Bremsstrahlungsphotonen bilden schon nach einer kurzen Wegstrecke ein  $e^+e^-$ -Paar. Diese alternierende Folge von Bremsstrahlung und Paarerzeugung geht so lange weiter, bis die Teilchen zu geringe Energie haben und durch Ionisation oder Photoeffekt bzw. Compton-Streuung die Restenergie verlieren.

Hadronische Schauer entwickeln sich langsamer und haben daher eine grössere Tiefe.

Durch die Vielzahl der Prozesse ist die statistische Fluktuation der Aufteilung der deponierten Energie auf die verschiedenen Prozesse gross. Die Abbildungen 2.3.5 und 2.3.6 zeigen die mit dem Uran-Kalorimeter gemessenen Energieverteilungen in longitudinaler und transversaler Richtung [Be89]. Deutlich erkennbar ist, dass der Hauptteil der deponierten Energie in der ersten hadronischen Sektion (HAC1) liegt. Mit zunehmender Energie wird der Anteil der Energie, die in der vordersten Sektion (EMC) abgegeben wurde, geringer, der Schwerpunkt des Schauers verlagert sich demnach mit zunehmender Energie zu grösserer Tiefe hin. In der HAC2-Sektion haben die erzeugten Teilchen bereits eine derart geringe Energie, dass die Energieabgabe im Verhältnis zur HAC1-Sektion auf einen Drittel abgesunken ist.

Die transversale Ausdehnung wurde mit einem Hadronenstrahl von  $30 \text{ GeV}/c^2$  Impuls gemessen, der auf den Mittelpunkt des zentralen Turmes ausgerichtet wurde. Im zentralen Turm wurde 75.5 % der Energie deponiert, in einem Feld von  $3 \times 3$  Türmen 95.5 % der Energie und in einem  $4 \times 4$  Feld 97.2 %.

### Pulshöhenverteilung

In Abbildung 2.3.7 sind die Signalhöhenverteilungen von Hadronen und Elektronen unterschiedlicher Energie dargestellt. Wegen der guten Kompensationseigenschaft ist das

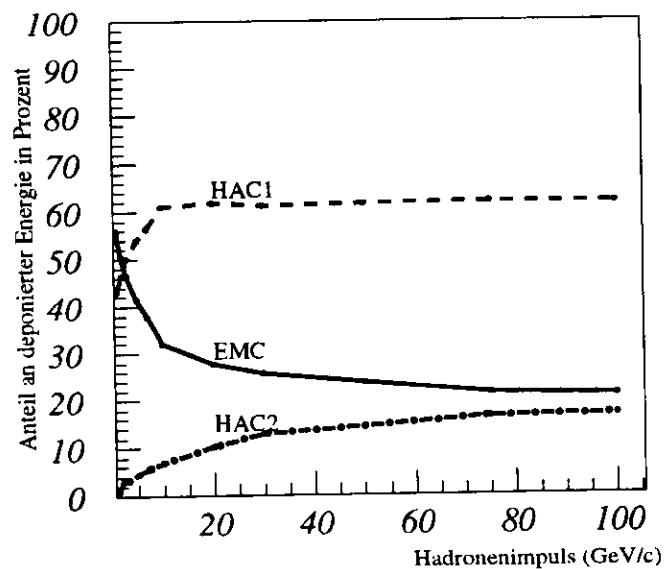


Abbildung 2.3.5: Longitudinale Schauerausdehnung von Hadronen bei unterschiedlichem Hadronenimpuls. Eingetragen ist der prozentuale Anteil an der insgesamt deponierten Energie pro Sektion [Be89].

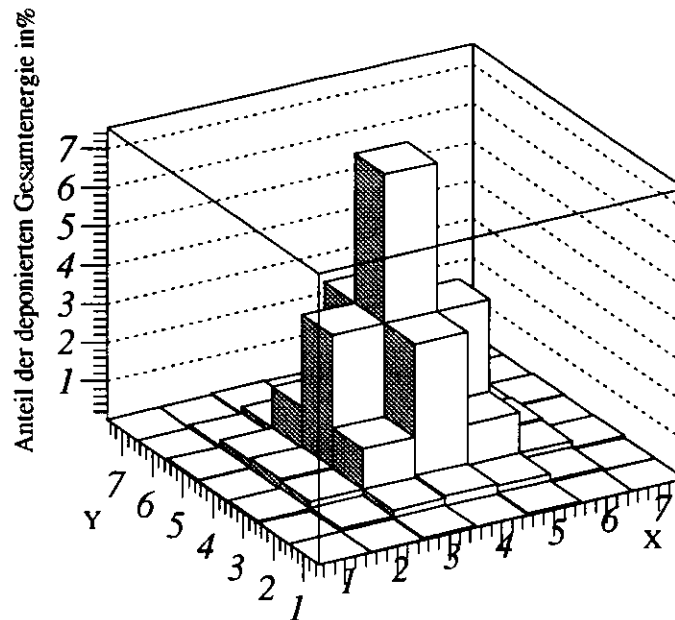


Abbildung 2.3.6: Transversale Schauerausdehnung von Hadronen in einer Anordnung von 7x7 Türmen. Der Eintrag im zentralen Turm ist um den Faktor 10 gestaucht [Be89].

gemessene Signal der Hadronen gleich dem der Elektronen in guter Näherung gaußförmig. Die Pulshöhenverteilung von Myonen sind dahingegen landauartig verteilt. Im Verhältnis zur kinetischen Energie des Myons ist die im Kalorimeter deponierte Energie sehr gering, d. h. es finden nur wenige Energieabgabeprozesse statt. Daraus resultiert eine grössere Schwankungsbreite in der Verteilung des Gesamtenergieverlustes. Die von Landau [La44] hierzu angestellten theoretischen Überlegungen mündeten schliesslich in einer schiefen Verteilung mit einem langen Ausläufer zu grossen Energieabgaben. Einzelheiten über die Theorie von Landau und dessen Erweiterung durch Vavilov sind im Anhang B zu finden.

## 2.4. DER HADRON ELEKTRON SEPARATOR

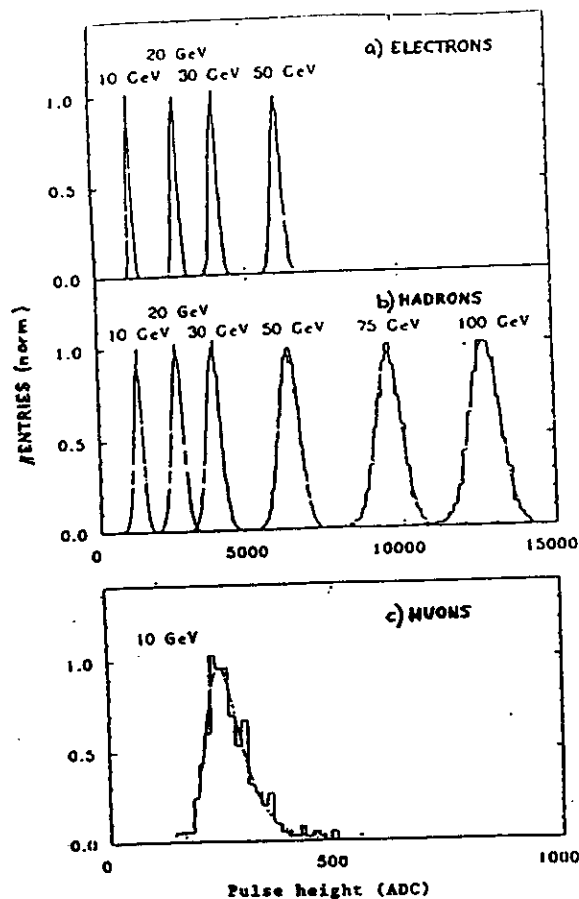


Abbildung 2.3.7: Aus einer Testmessung ermittelte Signalhöhenverteilung von a) Elektronen b) Hadronen und c) Myonen (Bild entnommen aus [Be89]).

## 2.4 Der Hadron Elektron Separator

Hadronen unter 10 GeV Energie deponieren einen grossen Teil ihrer Energie in der EMC Sektion des Kalorimeters (siehe Abb. 2.3.5). In solchen Fällen ist die Trennung zwischen Elektronen und Hadronen mittels der longitudinalen Verteilung der Energiedeposition im Kalorimeter nur schlecht möglich. Hier liegt die Aufgabe des Hadron Elektron Separators. Konzipiert als Teilchenzähler, misst der HES die Energiedeposition der Schauerteilchen in einer Ebene nach ca. 3.3 Strahlungslängen innerhalb des Kalorimeters. Da Elektronen gegenüber Hadronen sehr viel früher mit der Ausbildung eines Schauers beginnen (siehe Tabelle 2.3.3), ist in dieser Tiefe die Teilchenzahl in einem elektromagnetischen Schauer deutlich grösser als in einem hadronischen. Dementsprechend ist auch eine deutlich grössere Energiedeposition der Elektronen im HES zu erwarten. Auf diese Weise können Hadronen geringer Energie mit grosser Sicherheit von Elektronen unterschieden

werden<sup>3</sup>. Mit steigender Hadronenenergie wird die Unterscheidung von Elektronen und Hadronen an Hand der Kalorimeterinformation zunehmend besser, so dass für diesen Energiebereich die Information des HES nicht benötigt wird.

Der Hadron Elektron Separator wird im rückwärtigen Bereich aus 10'406 Siliziumdioden gebildet. Die äussere Abmessung einer einzelnen Diode ist 30.50 mm (Höhe)  $\times$  34.03 mm (Breite)  $\times$  400  $\mu$ m (Tiefe) und wurde so gewählt, dass die Anzahl der Auslesekanäle nicht zu gross wird und dennoch der lateralen Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers Rechnung getragen wird.

Pro Kalorimetermodul sind drei HES-Skis eingefügt (siehe Abbildung 2.4.1). Ein Ski besteht aus jeweils zwei Skihälften, die sich wiederum aus den Dioden mit ihren Vorverstärkern und einer Vielschichtleiterplatte zusammensetzen. Zusammengehalten werden die Hälften von Aluminiumprofilen mit Federklammern. Kühlrohre (Kühlmittel ist Wasser) zu beiden Seiten des Skis sorgen für die Einhaltung der Betriebstemperatur. In den Abbildungen 2.4.2 und 2.4.3 ist ein Ski im Quer- und Längsschnitt dargestellt. Die maximalen Abmessungen eines Skis sind 6.25 cm (Breite)  $\times$  400 cm (Höhe)  $\times$  1.37 cm (Tiefe).

Auf einer Vielschichtleiterplatte sind alle elektrischen Leitungen von 112 Dioden untergebracht. Die Kupferleitungen von jeweils 16 Dioden sind in einer Signallage eingelegt, von denen sieben übereinander gestapelt sind. Um ein Übersprechen von Signalen einer Lage auf die benachbarten zu verhindern, trennen geerdete Leitungsschichten zwei Signallagen voneinander. Auf der obersten Leitungsschicht liegen die Spannungsversorgungsleitungen der Dioden und der Vorverstärker sowie zwei Kalibrationspulsleitungen. Ein Querschnitt durch eine Vielschichtleiterplatte ist in Abbildung 2.4.4 zu sehen.

Die an den Turmgrenzen angebrachten Abstandshalter des Kalorimeters erfordern besondere Dioden mit einer ausgesparten Fläche von 9.5 mm  $\times$  12 mm. Um nur zwei spezielle Diodentypen zu benötigen, wurde die vertikale Anordnung so gewählt, dass die Mitte der ausgesparten Dioden auf der Turmgrenze liegt. Die aktive Fläche des HES in einem vollbestückten Kalorimeterturm beträgt bezogen auf die beiden Szintillatorplatten ca. 92 %. Auf das gesamte RCAL gerechnet deckt der HES 87% der aktiven Fläche ab.

### 2.4.1 Ausleseelektronik

In Abbildung 2.4.5 ist die Ausleseelektronik einer Diode dargestellt. Nachstehend werden die einzelnen Komponenten kurz erläutert, eine ausführliche Beschreibung ist in [F194] zu finden.

---

<sup>3</sup>Ein anschauliches Beispiel, wie über die Teilchenmultiplizität Elektronen identifiziert werden können, ist in einer Arbeit von E. Heijne u. a. Nucl. Inst. Meth. 205 (1983) 437 zu finden.



### Detektorkarte

Die p-n Übergangsdioden sind aus reinem Silizium gefertigt und haben bei angelegter Sperrspannung von ca. 60 V einen aktiven Bereich von 29.62 mm (Höhe)  $\times$  33.15 mm (Breite)  $\times$  400  $\mu\text{m}$  (Tiefe). Ein minimalionisierendes Teilchen (mip) setzt etwa 85 Elektron-Loch Paare pro  $\mu\text{m}$  frei [Kl85], was bei 400 $\mu\text{m}$  ca. 34000 Paare ergibt. Da

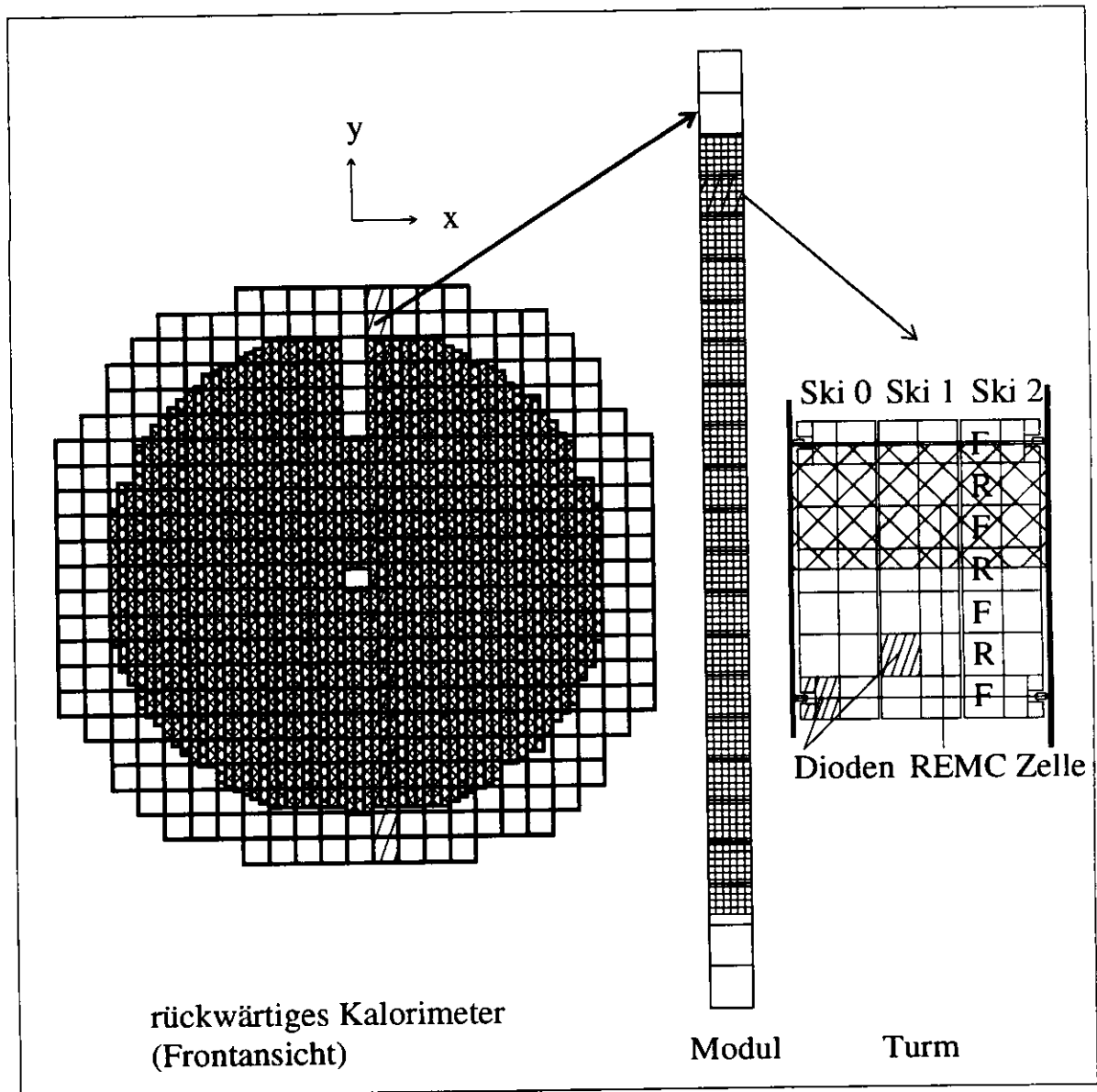


Abbildung 2.4.1: Aktiver Bereich des Hadron Elektron Separators im rückwärtigen Kalorimeter. Die Buchstaben F bzw. R bezeichnen die Diodenzeilen, die auf der vorderen bzw. hinteren Skihälfte festgemacht sind.

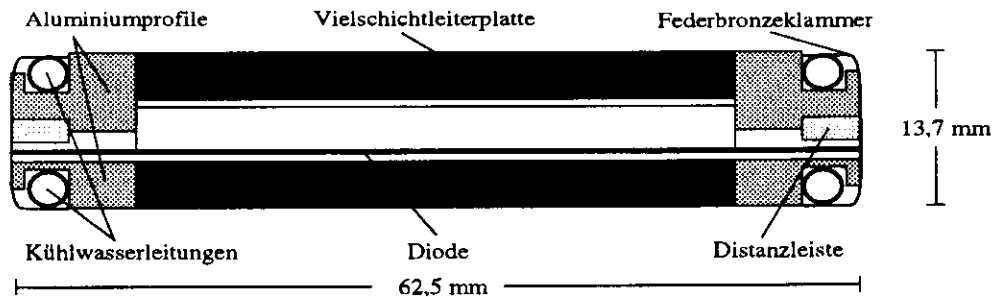


Abbildung 2.4.2: Querschnitt eines Skis (Bild entnommen aus [F194]).

jede Paarerezeugung im Mittel eine Energieabgabe von 3.62 eV [Be68] des durchfliegenden Teilchens an das Silizium bedingt, folgt daraus eine mittlere Energiedeposition von  $E_{mip}=123$  keV. Mit einer Elektronen- bzw. Lochmobilität von  $1350$   $\text{cm}^2/\text{Vs}$  bzw.  $480$   $\text{cm}^2/\text{Vs}$  beträgt bei einer angelegten Spannung von 100 V die Durchquerungszeit einer Diode etwa 12 ns für Elektronen und 33 ns für Löcher, was weniger als 13% (35%) der Zeit zwischen zwei Elektron-Proton Kollisionen ist.

Die Dioden sind paarweise zusammen mit ihren Vorverstärkern auf Keramikkarten angebracht, die ihrerseits auf die Struktur der Vielschichtleiterplatte gelötet sind. Die geringe Grösse der Signale (1 mip setzt etwa eine Ladung von 5.3 fC frei) erfordert eine möglichst direkte Verstärkung, weshalb die Vorverstärker mit auf den Keramikkarten angebracht sind. Über einen Entkopplungskondensator ist der invertierende Vorverstärker mit der Diode verbunden. Die Kapazität des Rückkopplungskondensators beträgt 3.3 pF, was eine Verstärkung des Eingangssignals von 0.3 mV/fC bewirkt [F194].

Die grössten Rauschquellen der Detektorkarte sind die Fluktuationen in der Anzahl der erzeugten Elektron-Loch Paare im Siliziumkristall und auf der Seite des Vorverstärkers das Spannungs- und Stromrauschen. Die Fluktuation in der Anzahl  $N$  der erzeugten

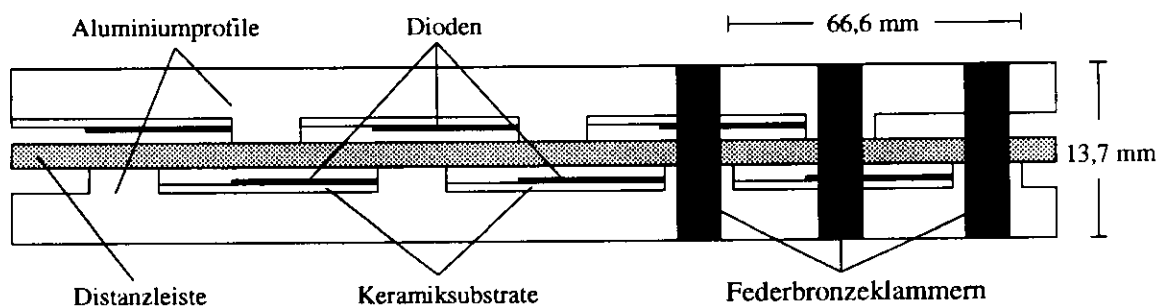


Abbildung 2.4.3: Längsschnitt eines Skis (Bild entnommen aus [F194]).

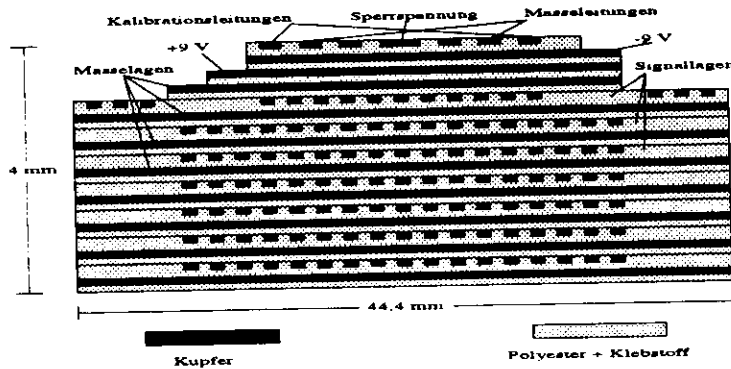


Abbildung 2.4.4: Schnitt durch die Vielschichtleiterplatte (Bild entnommen aus [F194]).

Elektron-Loch Paare folgt aus der Tatsache, dass der Ionisationsvorgang ein statistischer Prozess ist. Mit der Annahme, dass die  $N$  Ladungspaare in  $N$  voneinander unabhängigen Ionisationsvorgängen entstehen, folgt  $N$  einer Poisson-Verteilung. Demzufolge ist die Varianz der Verteilung

$$\sigma_N^2 = N$$

Der relative Fehler geht also mit

$$\tilde{\sigma}_N = \frac{\sigma_N}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}}.$$

Für ein minimalionisierendes Teilchen folgt damit

$$\tilde{\sigma}_N^{mip} = 0.5\%.$$

Das Rauschsignal des Vorverstärkers kann auf etwa 5000 Elektron-Loch Paare [ZE93] (am Ausgang des Pulsformers gemessen) abgeschätzt werden und ist damit weitaus grösser als das Diodenrauschen.

### Analogkarte

Die Analogkarte befindet sich am oberen Ende eines Kalorimetermoduls im sogenannten C-Arm. Der bipolare Pulsformer passt das Signal an die Pulsveränderung durch die lange Vielschichtleiterplatte und an das spätere Abtasten des Signals im Takt der HERA Uhr an. Ausserdem wird das Signal-zu-Rausch Verhältnis auf ungefähr 7:1 verbessert und das Maximum des Eingangssignals um das  $2\frac{3}{4}$ -fache verstärkt (aus den obigen Betrachtungen folgt für das Signal zu Rausch Verhältnis eines mips 34000 zu 5000 Elektron-Loch Paare). Der dynamische Bereich des Pulsformers ist auf etwa 600 mip begrenzt.

Das Ausgangssignal des Pulsformers wird mit der Frequenz der Strahlkollision von HERA

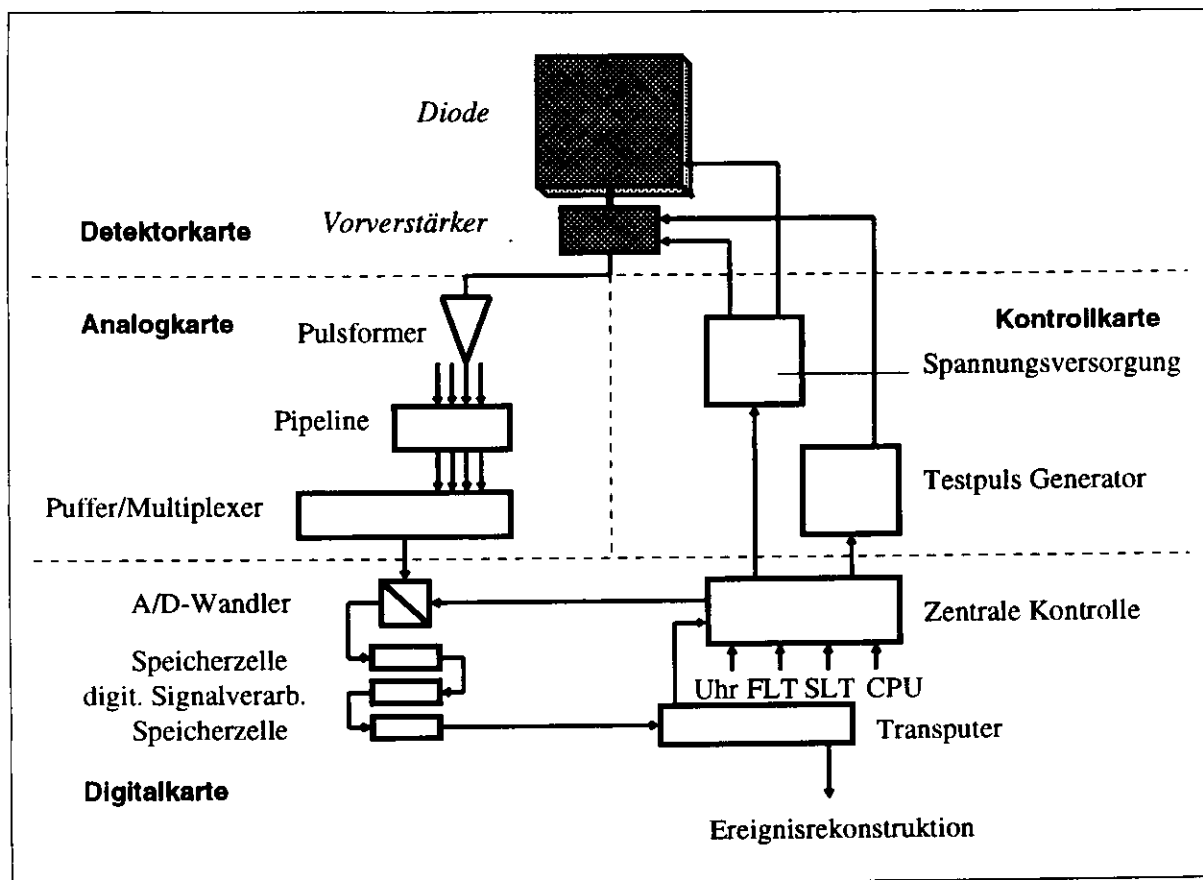


Abbildung 2.4.5: Ausleseelektronik einer Diode des RHES.

(10.4 MHz) abgetastet und in einer Speicherzelle des Pipelinechips gespeichert. Eine Speicherzelle wird nach maximal  $5.6 \mu\text{s}$  überschrieben. In dieser Zeit fällt die Entscheidung der ersten Triggerstufe (FLT), ob das Ereignis akzeptiert wird. Bei positiver Entscheidung wird der Inhalt von vier aufeinanderfolgenden Zellen, dies entspricht den vier Abtastwerten eines Pulsformersignals einer Diode, in einen Pufferspeicher übertragen. Diese Pufferspeicher werden dann so ausgelesen, dass die vier Abtastwerte einer Diode zeitlich aufeinanderfolgend zur Analogkarte übertragen werden. Ein Pufferspeicher kann die Abtastwerte von zwölf Dioden aufnehmen. Der effektive Nutzen dieses Zwischenspeichers liegt in der starken Verkürzung der Detektortotzeit. Durch die zwölf parallelen Eingänge des Pufferspeichers (pro Diode eine Leitung) ist die Totzeit alleine durch die Anzahl der Abtastwerte bestimmt. Für die Übertragung eines Abtastwertes wird ca.  $1 \mu\text{s}$  benötigt.

Der Abtastvorgang setzt zeitlich so ein, dass der zweite Wert dem Signalmaximum entspricht. Die unterschiedliche Signallaufzeit zwischen Vorverstärker und Pulsformer innerhalb eines Skis und die unterschiedliche Teilchenflugzeit vom Wechselwirkungspunkt hin zur Diode haben zur Folge, dass der zweite Abtastwert nicht immer das Maximum

des Signals genau trifft. Abweichungen von bis zu  $-6.7$  ns ( $+13.3$  ns), wenn eine Diode am oberen (unteren) Ende des Skis getroffen wurde, sind daher möglich.

### Digitalkarte

Mit Hilfe eines Kabeltreibers (Verstärkungsfaktor 1.1) gelangen die Signale über ein 60 m langes Kabel zur Digitalkarte im Rucksack. Hier werden die Eingangssignale zunächst um den Faktor 4.3 verstärkt, bevor ein Analog-Digital Wandler (ADC) diese digitalisiert und dann in Speicherzellen ablegt. Diese digitalisierte Signalinformation wird dann in einem Signalverarbeitungsprozess unter Zuhilfenahme von Kalibrationskonstanten und Kontrollwerten in physikalisch verwertbare Information wie Energie oder Auftreffzeit umgewandelt. Hat die zweite Triggerstufe (SLT) das Ereignis ebenfalls akzeptiert, so wird die gespeicherte Information über den Transputer an die globale Ereignisrekonstruktion übergeben. Eine weitere Aufgabe des Transputers ist die ständige Qualitätskontrolle der Daten.

### Kontrollkarte

Die Spannungsversorgung der Vorverstärker liegt zwischen  $\pm 6$  und  $\pm 12$  V, die der Sperrspannung der Dioden zwischen 0 und 200 V. Ab einer Spannung von 60 V ist die Verarmungszone etwa so dick wie die Diode selbst (ca.  $400 \mu\text{m}$ ).

Mit dem Testpulssystem wird die Ausleseelektronik jeder einzelnen Diode überprüft und die für die Signalverarbeitung benötigten Kalibrationskonstanten bestimmt. Der Testpulsgenerator erzeugt Testpulse definierter Amplitude (0 bis 1.27 V bei einer Anstiegszeit von weniger als 10 ns [Ko95]) und ist über spezielle Leitungen auf der Vielschichtleiterplatte (VLP) mit den Kalibrationskondensatoren der Vorverstärker auf den Diodenkarten verbunden. Pro Skihälfte versorgen zwei Testpulsleitungen die Vorverstärker, je eine Leitung für eine Diodenreihe. Pro Kalorimetermodul werden also 12 Leitungen benötigt. Die Signalgeschwindigkeit auf einer VLP beträgt ca.  $18 \text{ cm/ns}$  [Gö94], was eine zeitliche Verzögerung der Ankunftszeit des Testpulses je nach Position der Diode an den Kalibrationskondensatoren einer Leitung hervorruft. Bei einer maximalen Länge der VLP von 4.5 m folgt daraus eine Zeitdifferenz von ca. 25 ns. Da das Ausgangssignal des Vorverstärkers etwa die gleiche Zeitverzögerung hat, ist – im Gegensatz zum eigentlichen Messbetrieb – bei der Kalibration mit Hilfe der Testpulse der doppelte Zeitunterschied von ca. 50 ns zu berücksichtigen.

Für die Abschwächung der Testpulshöhe mit zunehmender Laufstrecke kann ein vereinfachendes Gleichstrommodell betrachtet werden [Gö94], denn bei einer Wellenlänge von ca. 120 m eines typischen Wechselstromsignals sind bezogen auf die Länge einer VLP Wechselstromeffekte zu vernachlässigen. In Abbildung 2.4.6 ist das vereinfachte Schaltbild einer Testpulsleitung dargestellt. Die Abschwächung der Testpulshöhe kann diesem

Modell zufolge nach der Formel

$$\frac{U_{Diode}}{U_{TPG}} = \frac{R_{VLP} \cdot (L - y) + R_E}{R_{TPG} + R_K + R_{ES} + R_{VLP} \cdot L + R_E}$$

berechnet werden. Damit beträgt die Dämpfung bei einem vollbestückten Ski (der Abstand  $L$  zwischen der ersten und letzten Diode auf einer VLP beträgt ca. 3.75 m)

$$\left. \frac{U_{Diode}}{U_{TPG}} \right|_{y=0} = 0.528 \qquad \left. \frac{U_{Diode}}{U_{TPG}} \right|_{y=L} = 0.464.$$

Die Testpulshöhe hat in diesem Fall am unteren Ende des Skis nur noch 88% der Höhe wie am Skianfang.

Die durch Leitungstransport und Kapazitätsunterschiede bedingten Effekte sind bisher nur zum Teil verstanden, was einen unbekanntem systematischen Fehler in der Kalibration der Ausleseelektronik bewirkt. Um diesen Fehler kompensieren zu können, sind Signale

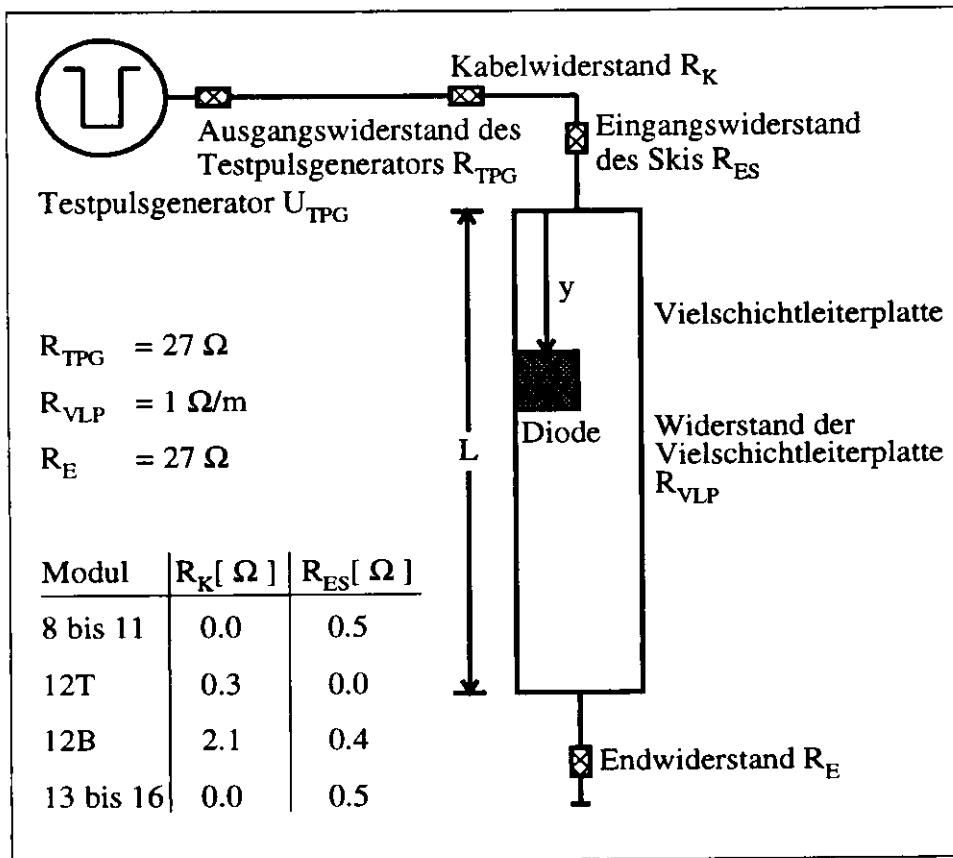


Abbildung 2.4.6: Schematischer Aufbau der Testpulsleitung.

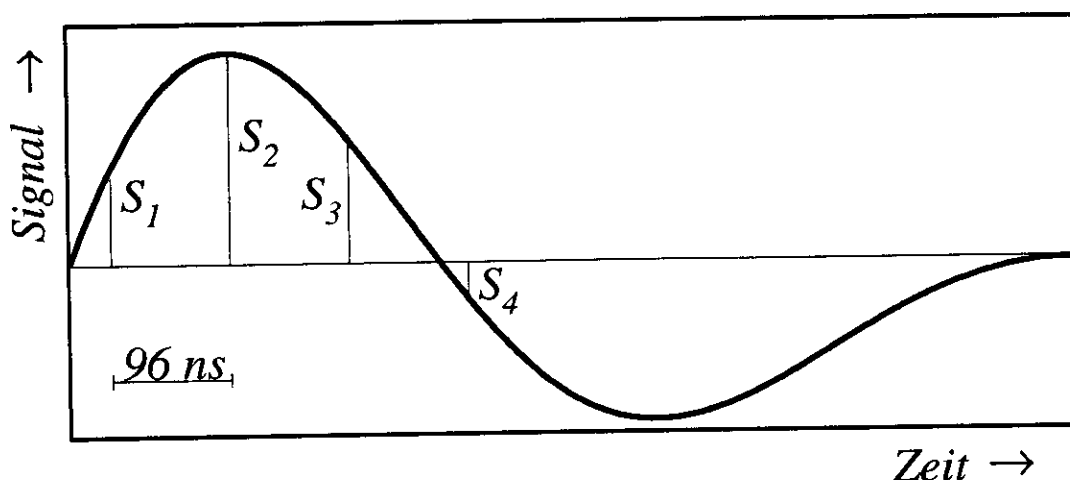


Abbildung 2.4.7: Signal des Pulsformers an dessen Ausgang. Mit  $S_i$  sind die gespeicherten Abtastwerte des Signals bezeichnet.

von isolierten Hadronen oder Halo Myonen ein gutes Hilfsmittel, da deren Pulshöhenverteilungen theoretisch bekannt sind. Im übernächsten fünften Kapitel wird das gemessene Signal der Halo Myonen im HES analysiert.

## 2.4.2 Pulshöhenverteilung

### Rekonstruktion der Pulshöhe

Für die Bestimmung der in einer Diode deponierten Energie,  $E_D$ , stehen am Ende der Ausleseelektronik nur die Abtastwerte des Pulsformersignals,  $S_i$  (in Einheiten von ADC Kanälen), zur Verfügung. In Abbildung 2.4.7 sind die vier Abtastwerte des Pulsformersignals für die weiteren Berechnungen dargestellt.

Da die Berechnung von  $E_D$  auf einem digitalen Signalprozessor der Digitalkarte durchgeführt wird, bietet sich in besonderem Masse ein linearer Algorithmus an. Konkret wird die Grösse der Energiedeposition mit der Formel

$$E_D = K \cdot [0.31 \cdot S_1 + 0.667 \cdot S_2 + 0.31 \cdot S_3 - 1.287 \cdot S_4]$$

bestimmt. Die konstanten Faktoren sind dabei durch die Pulsform und die Zeitpunkte der Abtastung bestimmt [Ja92], während die Eichkonstante  $K = 1.17 \cdot 10^{-5}$  GeV/ADC die Umrechnung von ADC Kanälen auf die Energieeinheit GeV erlaubt.

Im Umgang mit dem HES ist die Energieeinheit mip gebräuchlich. Dabei entspricht 1 mip der Energiedeposition eines minimalionisierenden Teilchens. Ein Teilchen wird

als minimalionisierend bezeichnet, wenn seine Energieverlustrate etwa dem Wert des Minimums der Bethe-Bloch Formel entspricht (siehe Anhang B). In Testmessungen wurde der Umrechnungsfaktor bestimmt, er beträgt ca. 0.12 MeV/mip.

### Elektron

Wie eingangs erklärt, erwartet man eine hohe Energiedeposition von Teilchen aus dem elektromagnetischen Schauer in einem transversalen Bereich, der sich über mehrere Dioden erstreckt. Setzt man die Diode mit der grössten Energiedeposition ins Zentrum eines  $3 \times 3$  Diodenfeldes, so ist die in diesem Feld deponierte Energie im Mittel 58% grösser gegenüber der Energiedeposition in der zentralen Diode. Der Unterschied zwischen dem  $3 \times 3$  Diodenfeld und dem  $5 \times 5$  Feld ist im Mittel dahingegen nur noch 4%. Demnach reicht es für die Bestimmung der insgesamt im HES abgegebenen Energie eines elektromagnetischen Schauer aus, einen quadratischen Bereich mit 9 Dioden zu berücksichtigen. Für Elektronen steigt die in diesem Feld abgegebene Energie linear mit der Elektronenergie an. Ein Vergleich zwischen der im Kalorimeter und der im HES deponierten Energie zeigt eine starke Korrelation: pro 1 GeV im Kalorimeter wird ca. 8.5 mip im HES abgegeben [F194].

### Hadron

Da Hadronen normalerweise erst hinter dem HES mit der Schauerbildung beginnen, ist das Signal meistens relativ klein. Nur wenn das Hadron auf Grund der Wechselwirkung mit dem Detektormaterial vor dem Kalorimeter schon früh mit der Schauerausbildung anfängt, ist das Signal mit dem eines Elektrons vergleichbar. In diesem Fall wird eine Trennung dieser verschiedenen Teilchen erheblich erschwert.

In Abbildung 2.4.8 sind zur Illustration die Signalthöhenverteilungen von Elektronen und Hadronen mit einem jeweiligen Impuls von 5 GeV/c dargestellt.

### Myon

Myonen hinterlassen – wie auch im Kalorimeter – nur ein geringes Signal, entsprechend etwa dem einem minimalionisierenden Teilches, also ca. 1 mip. Diese Tatsache erlaubt es, dieses Signal zur Kontrolle der Energieeichung der einzelnen Komponenten des HES einzusetzen.

Abbildung 2.4.9 zeigt die unkorrigierte Verteilung aller beobachteten Halo Myon Signale im gesamten HES. Das Spektrum zeigt eine erhebliche Asymmetrie gegenüber dem Elektronenspektrum. Diese zu grossen Energieverlusten hin schiefe Myonenverteilung lässt sich mit Hilfe der Landauschen Theorie über den Energieverlust schwerer geladener Teil-



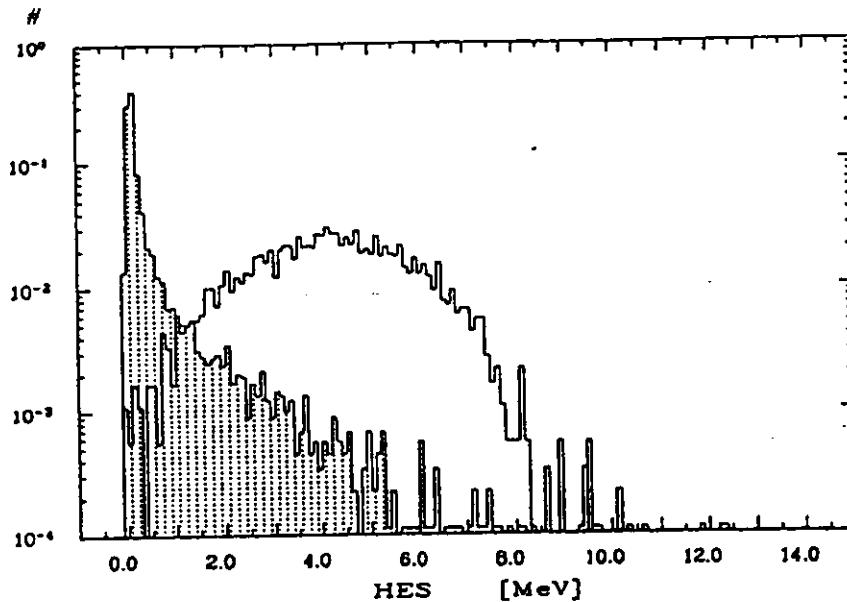


Abbildung 2.4.8: Spektrum der Elektronen (unschraffiert) und Hadronen (schraffiert) mit einem Impuls von 5 GeV/c. Die Verteilungen sind jeweils auf Eins normiert (Bild entnommen aus [ZE93]).

chen in dünnen Absorbern verstehen (siehe Anhang B). Demnach entsprechen die Siliziumdioden des HES für Myonen einem dünnen Absorber, in dem das durchfliegende Teilchen im Mittel nur wenig seiner Energie deponieren.

Die an die Verteilung angepasste Kurve ist die Faltung zwischen einer Landau- und einer Gauß-Funktion. Mit dem  $\chi^2$ -Test ergibt sich das  $\chi^2$  bezogen auf einen Freiheitsgrad zu 9.5. Das Maximum der Kurve liegt bei 1.1 mip und ist damit 10% über dem erwarteten Signalwert eines minimalionisierenden Teilchens.

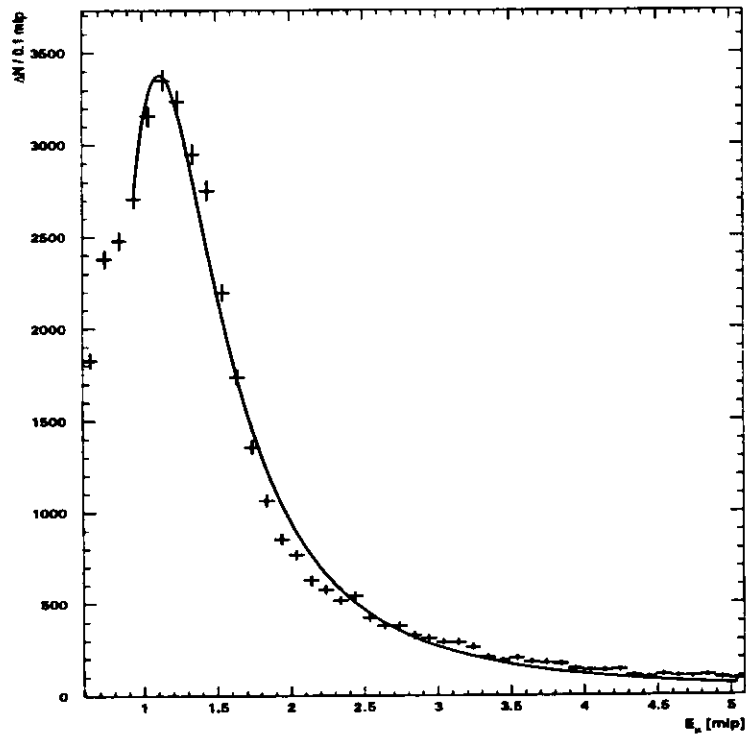


Abbildung 2.4.9: Gemessene unkorrigierte Energieverteilung der Halo Myonen gemittelt über die Dioden im rückwärtigen Hadron Elektron Separator. Die Energieeinheit mip ist eine HES übliche Einheit. 1 mip entspricht einer Energiedeposition eines minimalionisierenden Teilchens in einer Diode. Die angepasste Kurve ist eine Faltung aus einer Landau-Funktion mit einer Normalverteilung.

# Kapitel 3

## Halo Myonen

### 3.1 Produktion von Halo Myonen

Als Halo Myonen werden die Myonen bezeichnet, die nahezu parallel zur Protonstrahlrichtung fliegen und vor dem Detektor in der Proton-Strahlröhre entstehen. Zwei Mechanismen führen zur Produktion dieser Myonen:

- Zum einen erzeugt die unelastische Streuung der Strahlprotonen an Nukleonen des Restgases weitere Hadronen, die teilweise in Myonen zerfallen. Die Restgasatome werden dabei durch Desorption der Synchrotronstrahlung aus der Strahlrohrwand abgegeben. In den warmen Sektionen des HERA-Protonrings bilden Wasserstoffmoleküle etwa 50 % dieses Restgases, die anderen 50 % setzen sich aus  $H_2O$ ,  $CO$  und  $CO_2$  zusammen [Zi93].
- Der zweite Weg der Myonproduktion führt über die Wechselwirkung der Strahlprotonen mit der Strahlrohrwand. Durch die Wechselwirkung der Elektronenpakete mit den Protonenpaketen an den Kreuzungspunkten und durch Instabilitäten der Strahlführung weitet sich der Protonstrahl derart auf, dass einzelne Protonen mit der Zeit so weit aussen liegen, dass sie durch die Rohrwand den Strahl verlassen. Durch den kleinen Einfallswinkel und den hohen Impuls ist die Möglichkeit gegeben, dass ein Teil der im absorbierenden Medium deponierten Energie in Form von Myonen in Richtung des Protonstrahls abgestrahlt wird.

Unabhängig von der Untergrundstrahlung, die die beiden HERA-Speicherringe verursachen, wird der ZEUS Detektor (der Wechselwirkungspunkt liegt 22 m unter der Erdoberfläche) zusätzlich vom hochenergetischen Teil der Höhenstrahlung, den kosmischen Myonen, mit einer Rate von ca. 5  $kHz$  bestrahlt.

### Proton Wechselwirkung mit dem Restgas

Die Energie im Strahlproton-Restgasnukleon Schwerpunktsystem beträgt unter der Annahme, dass das Restgasnukleon einen vernachlässigbaren Impuls hat, ca. 39 GeV. Der totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}^{pp}$  für einen Stoss zweier Protonen bei dieser Schwerpunktsenergie ist ca. 41 mb, wobei der unelastische Anteil  $\sigma_{unel}^{pp}$  ca. 34 mb beträgt [PD96, III.83]. Der unelastische Wirkungsquerschnitt des Proton-Atomkern Systems kann nach [LB90] zu  $\sigma_{unel}^{pA} = \sigma_{unel}^{pp} \cdot A^{2/3}$  approximiert werden, was für einen Sauerstoffkern  $\sigma_{unel}^{pO} = 136$  mb und für einen Kohlenstoffkern  $\sigma_{unel}^{pC} = 112$  mb ergibt. Die mittlere Anzahl geladener Teilchen, die in einer solchen unelastischen Reaktion entstehen ist ca. 10.3 [Am86]. Über die diversen Zerfallskanäle der erzeugten Hadronen sind schlussendlich etwa 90 % der Teilchen geladene Pionen. Durch die kinematischen Verhältnisse bedingt, fliegt der überwiegende Teil dieser Teilchen in einem engen Konus um die Strahlachse parallel zur Protonrichtung. In einer Monte Carlo Studie von R. Brinkmann [Br87] wurde der Proton-induzierte Untergrund untersucht. Dabei wurde von einer Restgas-Proton Wechselwirkungsrate von  $9 \cdot 10^3$  Ereignissen pro Sekunde und pro Meter Strahlrohr ausgegangen. Vorausgesetzt wurde der Designwert für den Protonstrahlstrom  $I_p = 160$  mA und ein Restgasdruck von  $3 \cdot 10^{-9}$  mbar. Die errechneten Raten für die geladenen Teilchen sind in Tabelle 3.1.1 eingetragen. Der Entstehungsort der Myonen liegt grösstenteils in den letzten 40 m der Strahlröhre

Teilchensorte	Gesamtrate [kHz]	Teilrate <sup>1</sup> [kHz]	mittlerer Impuls [GeV/c]
$e^\pm$	7	6	1.4
$\mu^\pm$	25	22	6.7
$\pi^\pm$ und $p$	134	107	10.7

<sup>1</sup> Untergrund vom Bereich  $-10 \text{ m} > z > -110 \text{ m}$

Tabelle 3.1.1: Untergrund aus der Restgas-Strahlproton Wechselwirkung [Br87].

vor dem Detektor. Im Bereich 40 m bis 100 m strahlaufwärts ist die Produktionsrate gleichmässig auf niedrigem Niveau. Etwa die Hälfte der Myonen hat einen transversalen Abstand zur Strahlachse der kleiner als 1 m ist.

### Proton Wechselwirkung mit dem Strahlrohr

Tests haben gezeigt, dass mit dem Einsatz von Kollimatoren der Untergrund aus dem Proton-Halo bis zu einer Grössenordnung verringert werden kann. Dies ist allerdings von der Strahllebensdauer abhängig. Bei kürzeren Lebenszeiten ist die Effektivität der Kollimatoren grösser [Se94]. Der Restgas-induzierte Untergrund wird von den Kollimatoren nicht beeinflusst.

Die oben erwähnte Monte Carlo Studie [Br87] ergibt mit einer angenommenen mittleren

Verlustrate von  $2.8 \cdot 10^8$  Protonen pro Sekunde die in Tabelle 3.1.2 aufgeführten Teilchenraten. Im Gegensatz zu den Restgasereignissen ist der Entstehungsort der Myonen fast

Teilchensorte	Gesamtrate [kHz]	Teilrate <sup>1</sup> [kHz]	mittlerer Impuls [GeV/c]
$e^\pm$	120	120	0.6
$\mu^\pm$	150	140	4.1
$\pi^\pm$ und $p$	410	340	1.9

<sup>1</sup> Untergrund aus dem Bereich  $-10 \text{ m} > z > -110 \text{ m}$

Tabelle 3.1.2: Untergrund aus der Wechselwirkung des Proton-Halo mit dem Strahlrohr [Br87].

ausschliesslich um den Bereich mit der geringsten Apertur der Strahlröhre begrenzt ( $-36 \text{ m} > z > -43 \text{ m}$ ). Der radiale Abstand der Myonen zur Strahlachse liegt überwiegend zwischen 1 m und 3 m.

Ein Vergleich der beiden Produktionsmechanismen zeigt, dass der Untergrund aus der Wechselwirkung der Protonen mit der Strahlrohrwand weitaus grösser ist als der aus der Proton-Restgas Streuung (für die Myonen ist dies ein Faktor 6). Der Unterschied in der Impulsverteilung der Myonen ist dabei gering.

Wie aus dem Vergleich der verschiedenen Simulationsrechnungen von R. Brinkmann [Br87] und R. Szwed [Sz89] hervorgeht, sind die oben angegebenen Raten nur als grobe Näherungen aufzufassen, da die starke Modellabhängigkeit eine grosse Unsicherheitsquelle darstellt.

### 3.2 Triggerraten und Triggerbedingungen

Betrachtet man die in Tabelle 3.2.1 angegebenen Raten für tief unelastische Streuung bzw. Photoproduktion und die prognostizierte Rate der Untergrundereignisse von mehreren 100 kHz, so wird deutlich, dass eine effektive Datenselektion schon unmittelbar nach

Ereignis	erwartete Rate [Hz]
Tief unelastische Streuung mit $Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$ :	
neutraler Strom	$10^{-1}$
geladener Strom	$10^{-3}$
Photoproduktion :	
Vektor Meson Dominanz Modell	$> 2 \cdot 10^2$

Tabelle 3.2.1: Erwartete Ereignisraten bei einer Luminosität von  $L = 2 \cdot 10^{-5} \text{ pb}^{-1} \text{ s}^{-1}$  (nach [ZE93]).

- 1.)  $BCAL_{rc} * VW_{out_{out}} * IFR_{bpv} * C5v$ :
- $BCAL_{rc}$  Das zentrale Kalorimeter ist in azimuthaler Richtung in vier Gebiete zu je  $90^\circ$  aufgeteilt. Ist die transversale Energie eines Sektors grösser als 0.696 GeV, so ist diese Bedingung logisch wahr.
  - $VW_{out_{out}}$  Bei positiver Entscheidung wurde die Veto Wand in einem radial äusseren Ring, aber nicht in Strahlrohrnähe, von einem Teilchen durchflogen.
  - $IFR_{bpv}$  Messen zwei dem Strahlrohr benachbarte Türme des RCAL oder FCAL zusammen mehr als 625 MeV bzw. 1250 MeV, so wird diese Komponente negativ gesetzt.
  - $C5v$  Diese Komponente wird negativ gesetzt, wenn der strahlrohrnahe C5-Zähler angesprochen hat (Vetostellung).
- 2.)  $FMUON_n * RMUI * IFR_{bpv}$ :
- $FMUON_n$  Wird in den vorderen Myonenkammern eine Spur registriert, die nicht vom Vertex stammt, so wird diese Komponente logisch wahr.
  - $RMUI$  Wurde in den inneren Kammern des rückwärtigen Myonendetektors ein Teilchen registriert, so wird diese Bedingung logisch wahr.
  - $IFR_{bpv}$  Wie oben beschrieben.

Tabelle 3.2.2: Triggerkonfigurationen für Halo Myon Ereignisse.

jeder Kollision der Elektron- und Protonpakete vorgenommen werden muss. Erschwert wird die Vorselektion jedoch durch die unterschiedlichen physikalisch interessanten Prozesse, die mit dem Detektor untersucht werden sollen.

Für die Ereigniseselektion wird bei ZEUS ein dreistufiger Trigger eingesetzt. Die erste Triggerstufe (FLT) selektiert an Hand einer beschränkten Detektorinformation Untergrundereignisse weitgehend aus, so dass die Eingaberate für die zweite Stufe nur noch weniger als 1 kHz beträgt. In der zweiten Triggerstufe (SLT) werden weitere Informationen hinzugenommen, so dass ein genaueres Bild entsteht. Bei einer positiven Entscheidung wird die gesamte zur Verfügung stehende Information in der dritten Triggerstufe (TLT) [Ba92] ausgewertet, so dass schlussendlich eine Rate von ca. 5 Hz an die umfassende Ereignisrekonstruktion weitergeleitet wird.

Für eine Vorauswahl an Ereignissen mit einem Halo Myon aus den rekonstruierten Gesamtdaten standen für diese Arbeit zwei Trigger-Konfigurationen aus der ersten Triggerstufe zur Verfügung, die in Tabelle 3.2.2 erläutert sind. Wenn jeweils alle Komponenten einer Triggerbedingung logisch wahr sind, so wird insgesamt die Triggerbedingung als

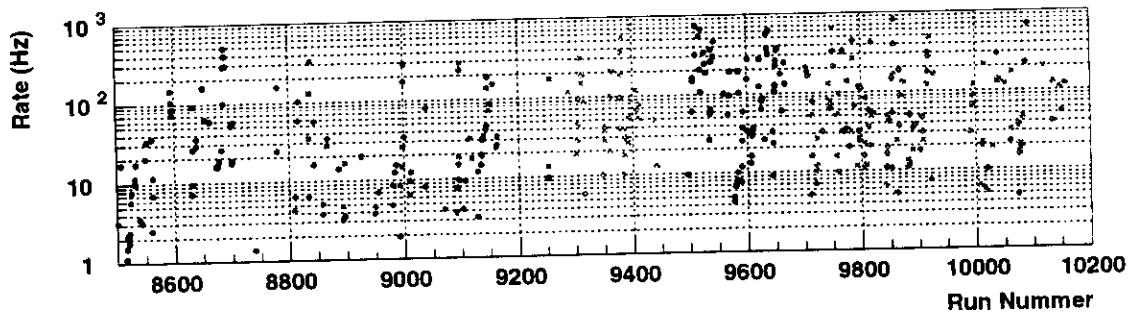


Abbildung 3.2.1: Die mit der ersten Triggerbedingung gemessene Untergrundrate der Halo Myonen in der Betriebszeit 1994 [To96].

erfüllt betrachtet.

Die gemessenen Triggerraten der Halo Myonen pro Run der ersten Bedingung sind in der Abbildung 3.2.1 gezeigt. Die Tendenz, dass mit zunehmender Run Nummer die gemessene Rate ansteigt, ist durch den im Verlauf der Luminositätsbetriebszeit ansteigenden Protonstrom bedingt. Die grossen Schwankungen werden durch die Strahleigenschaften hervorgerufen. Welche Faktoren hier schlussendlich eine Rolle spielen, ist aber noch nicht genau bekannt.

### 3.3 Orts-, Energie- und Impulsverteilung der Halo Myonen

In Abbildung 3.3.1 ist die vom Wechselwirkungspunkt aus gesehene Ortsverteilung der Halo Myonen im rückwärtigen Kalorimeter dargestellt. Deutlich zu erkennen ist die durch die Triggerkonfigurationen bedingte Verteilung: um die Strahlröhre herum (CTD) sind sehr wenig Ereignisse, während im äusseren Bereich des Kalorimeters (BCAL) sich die Myonen häufen. Radial nach aussen hin wurde der für diese Untersuchung relevante Bereich im Hinblick auf die Aufgabenstellung auf die aktive Fläche des RHES begrenzt. Die Projektion der HERA Tunnelachse ist ebenfalls in Abb. 3.3.1 eingezeichnet. Auf dem geraden Stück vor dem Kreuzungspunkt senkt sich die Protonstrahlröhre um ca. 80 cm auf die Höhe der Elektronstrahlröhre ab. Die Tunnelachse liegt in diesem Bereich konstant 45 cm oberhalb der Maschinenebene. Die seitliche Verschiebung der Achsen kommt daher zustande, dass die Teilchenröhren an der vom Ringmittelpunkt aus gesehen entfernteren Seite des HERA Tunnels plaziert sind und der Detektor zentriert um den Wechselwirkungspunkt gebaut ist [Me93].

Das mit dem Kalorimeter gemessene Energieverlustspektrum der Myonen ist in Abbildung 3.3.2 gezeigt. Die an die Verteilungen angepasste Funktion ist die Faltung einer

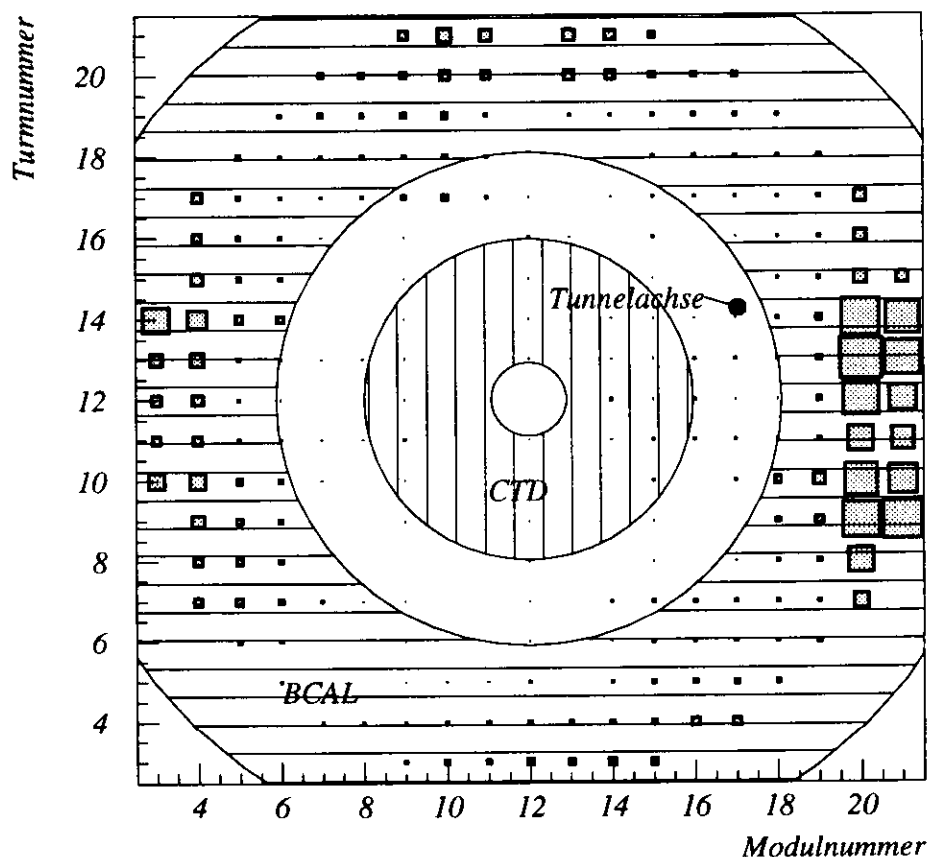


Abbildung 3.3.1: Gemessene Positionsverteilung der Halo Myonen im RCAL (vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen). Die senkrecht (waagrecht) schraffierte Fläche zeigt den aktiven Bereich der CTD bzw. des BCAL. Die Achse des HERA Tunnels ist durch den ausgefüllten Punkt dargestellt.

Landau-Funktion mit einer Gauß-Funktion. Als freie Parameter wurden der wahrscheinlichste Energieverlust  $\Delta_w$ , der mittlere Energieverlust in nullter Näherung der Bethe-Bloch Formel  $\xi$ , die Breite der überlagerten Gauß-Funktion  $\sigma$  und ein Skalenfaktor gewählt (für eine weiterreichende Erklärung der Parameter siehe Anhang B). Die Faltung bewirkt gegenüber der Landau-Funktion eine Verschiebung des Maximums und eine Verbreiterung der Kurve. Der Unterschied zwischen den Maxima der reinen Landau-Funktion und der Faltung liegt bei den in Abbildung 3.3.2 gezeigten Kurven zwischen 3 und 6%.

Da der mittlere Energieverlust proportional zur zurückgelegten Wegstrecke ist, ergeben sich für die FHAC2 Sektion zwei verschiedene Kurven: die Module 3, 4, 20 und 21 des FCAL haben eine um ca. 22.5% gegenüber den Modulen 5 bis 19 verkürzte zweite hadronische Sektion, was sich in einer Verschiebung der Kurve zu kleinerem Mittelwert



Sektion	wahrscheinlichster Energieverlust $E_{\mu}^w$ [GeV]		
	diese Arbeit	Fürtjes	Differenz
REMC	0.327	0.340	4.0 %
RHAC	1.100	1.116	1.5 %
FEMC	0.330	0.338	2.4 %
FHAC1	1.089	1.093	0.4 %
FHAC2a	1.105	1.100	0.5 %
FHAC2b	0.808	-	-

Tabelle 3.3.1: Vergleich der wahrscheinlichsten Energieverluste der Halo Myonen in den verschiedenen Kalorimetersektionen mit den Werten von A. Fürtjes [Fü93]. Die Unterteilung der FHAC2 Sektion ist auf Grund der unterschiedlichen Tiefe der einzelnen Module vorgenommen worden: FHAC2a entspricht einer Tiefe von 64.4 cm und FHAC2b einer Tiefe von 48.0 cm.

bemerkbar macht. Der Unterschied zwischen dem Längen- und Energieverhältnis beträgt ca. 6% und spiegelt somit das lineare Verhalten recht gut wider.

In Tabelle 3.3.1 sind die Werte für die wahrscheinlichsten Energieverluste mit denjenigen von A. Fürtjes [Fü93] verglichen. Auffällig ist, dass die Messwerte aus dieser Arbeit insgesamt tiefer sind. Dieser systematische Unterschied ist die Folge der unterschiedlichen Kurvenanpassungen: im Gegensatz zu der hier verwendeten Faltung wurde in der Vergleichsarbeit eine Spline-Funktion benutzt. Trotz dieses Unterschiedes stimmen die Werte gut überein. Die grössten Differenzen sind bei den Sektionen mit den geringsten Tiefen festzustellen. Die geringe Breite dieser Verteilungen ergeben eine grössere Unsicherheit bei der Bestimmung des Maximums.

In Abbildung 3.3.3 ist die in den inneren Kammern des vorderen und rückwärtigen Myonendetektors (FMUI bzw. RMUI) gemessene Impulsverteilung der Halo Myonen aufgetragen. Zur Bestimmung des Maximums wurde ein Polynom siebten bzw. fünften Grades an die Verteilungen angepasst. Für die Güte der Anpassung ( $\chi^2$ -Test) ergab sich  $\chi_{FMUI}^2 = 1.06$  und  $\chi_{RMUI}^2 = 1.05$ .

Der gemessene Mittelwert der Impulsverteilung der Myonen ( $\langle p_{RMUI} \rangle = 16.7$  GeV/c,  $\langle p_{RMUI} \rangle = 15.4$  GeV/c) weicht sehr stark von den Werten der in Kapitel 3 beschriebenen Simulationsrechnungen ab. Dies kann daran liegen, dass die ausgewählte Stichprobe aus den Gesamtdaten nicht die Grundgesamtheit repräsentiert. Zudem sind die gemessenen Impulsmittelwerte auf Grund der Impulsauflösung mit einem beträchtlichen Fehler behaftet.

Die Impulsauflösung der rückwärtigen Myonenkammern für die beiden Impulsintervalle 1 GeV/c bis 10 GeV/c und 10 GeV bis 60 GeV/c ist in Abbildung 3.3.4 dargestellt. Ein jeweils linearer Zusammenhang, wie ihn eine Monte Carlo Studie berechnet hat [ZE85], konnte bestätigt werden. Bei einem Impuls von 20 GeV/c ergibt sich mit der in Abb. 3.3.4

angegebenen Parametrisierung eine Auflösung von 53.5%, was in guter Übereinstimmung mit dem Simulationswert von 50% steht.

Wegen der noch bestehenden Fehlausrichtung der vorderen Myonenkammern konnte die Impulsauflösung für diesen Teil nicht bestimmt werden. Da die Energieabgabe des Myons an das umgebende Medium ein statistischer Prozess ist, erwartet man keinen Zusammenhang zwischen dem Myonimpuls und der im RCAL deponierten Energie. Abbildung 3.3.5 zeigt die nicht vorhandene Korrelation dieser beiden Grössen.

In Abbildung 3.3.6 ist die mittlere Energiedeposition im RCAL als Funktion des Myonimpulses aufgetragen. Nach den theoretischen Berechnungen (siehe Abbildung 2.3.4) müsste ein leichter Anstieg ab ca. 20 GeV/c erkennbar sein. Durch die grosse Unsicherheit in der Impulsbestimmung (bei  $p_\mu = 20$  GeV/c beträgt der Fehler ca. 50% und bei 60 GeV/c bereits ca. 140%) ist die Kurve in Abb. 3.3.6 jedoch flach.

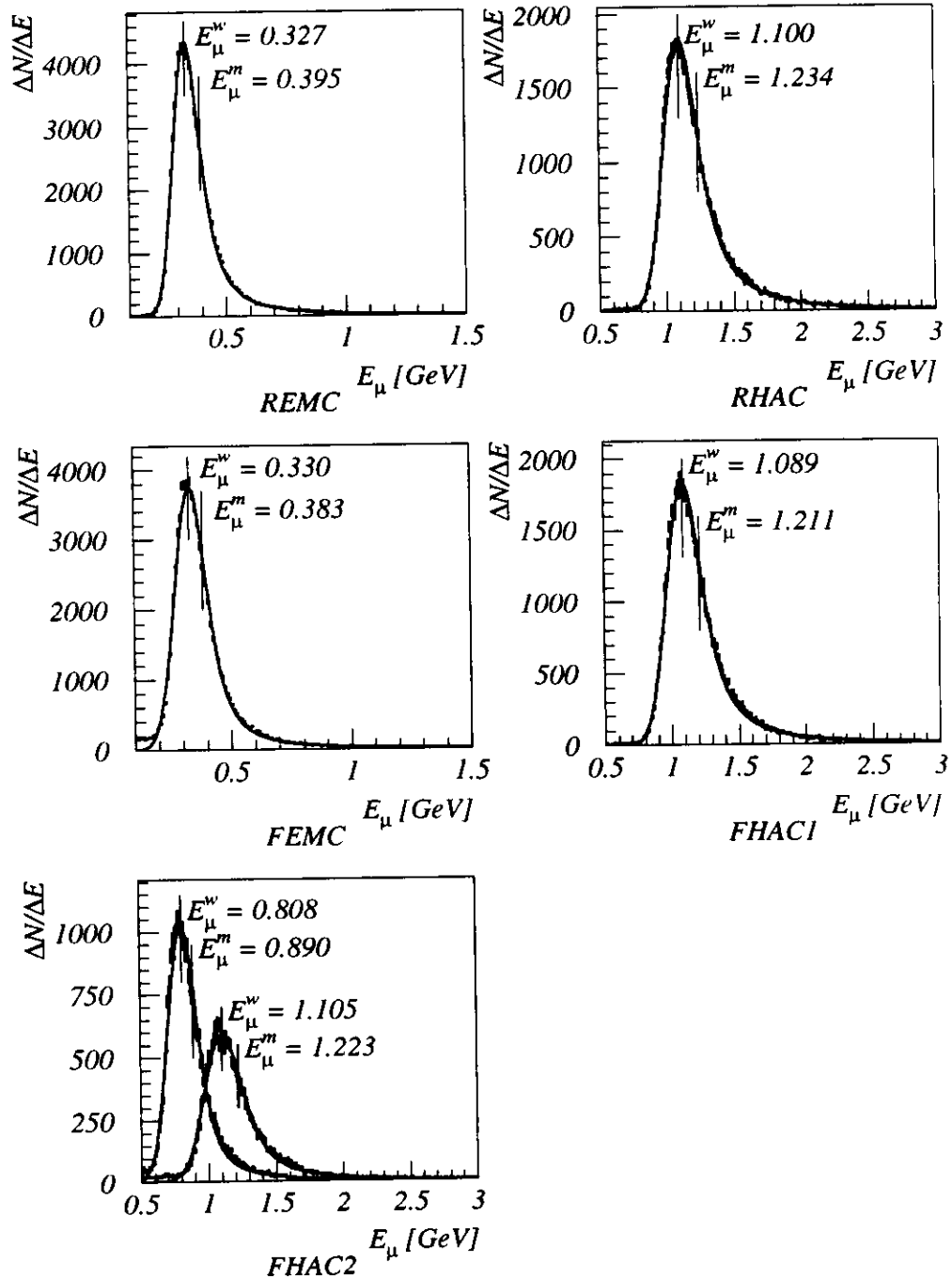


Abbildung 3.3.2: Gemessene Energieverteilung der Halo Myonen in den verschiedenen Kalorimetersektionen.  $E_{\mu}^w$  und  $E_{\mu}^m$  sind die wahrscheinlichsten und mittleren Energieverluste in GeV. Im Bereich des FCAL haben die Module 3,4,20 und 21 gegenüber den innen liegenden Modulen eine verkürzte zweite hadronische Sektion. Deshalb sind in der betreffenden Abbildung zwei Verteilungen eingezeichnet (die kürzeren Sektionen haben einen entsprechend kleineren Mittelwert). Da nur Halo Myonen im Bereich des RHES selektiert wurden, führen die ebenfalls kürzeren RHAC Sektionen der Module 1,2,22 und 23 zu keiner weiteren Verteilung. Die angepassten Kurven sind Faltungen zwischen Landau-Funktionen und Normalverteilungen.

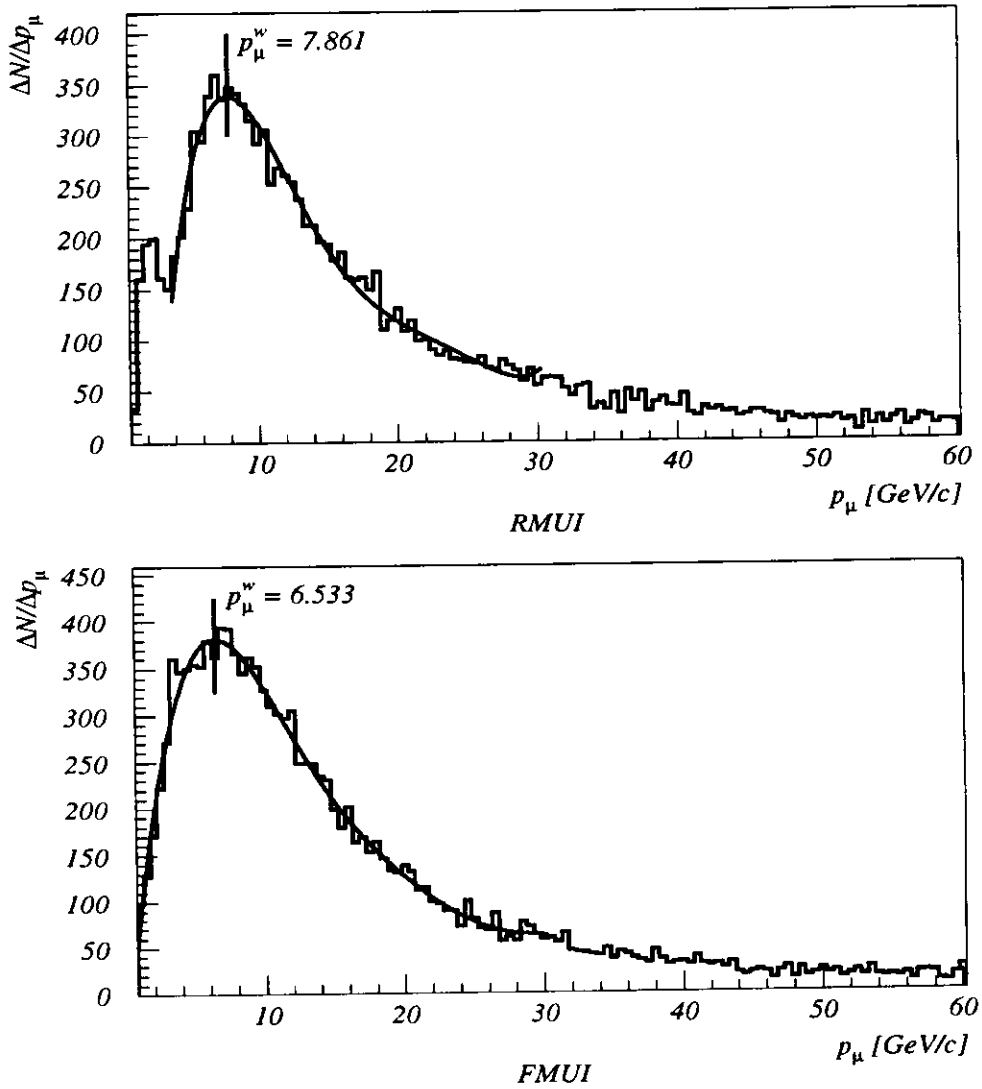


Abbildung 3.3.3: Gemessene Impulsverteilung der Halo Myonen in den inneren Kammern des rückwärtigen und vorderen Myonenkammersystems, RMUI bzw. FMUI. Die angepassten Kurven sind Polynome fünften (RMUI) bzw. siebten (FMUI) Grades. Mit  $p_\mu^w$  sind die wahrscheinlichsten Impulse der Halo Myonen in GeV/c bezeichnet..

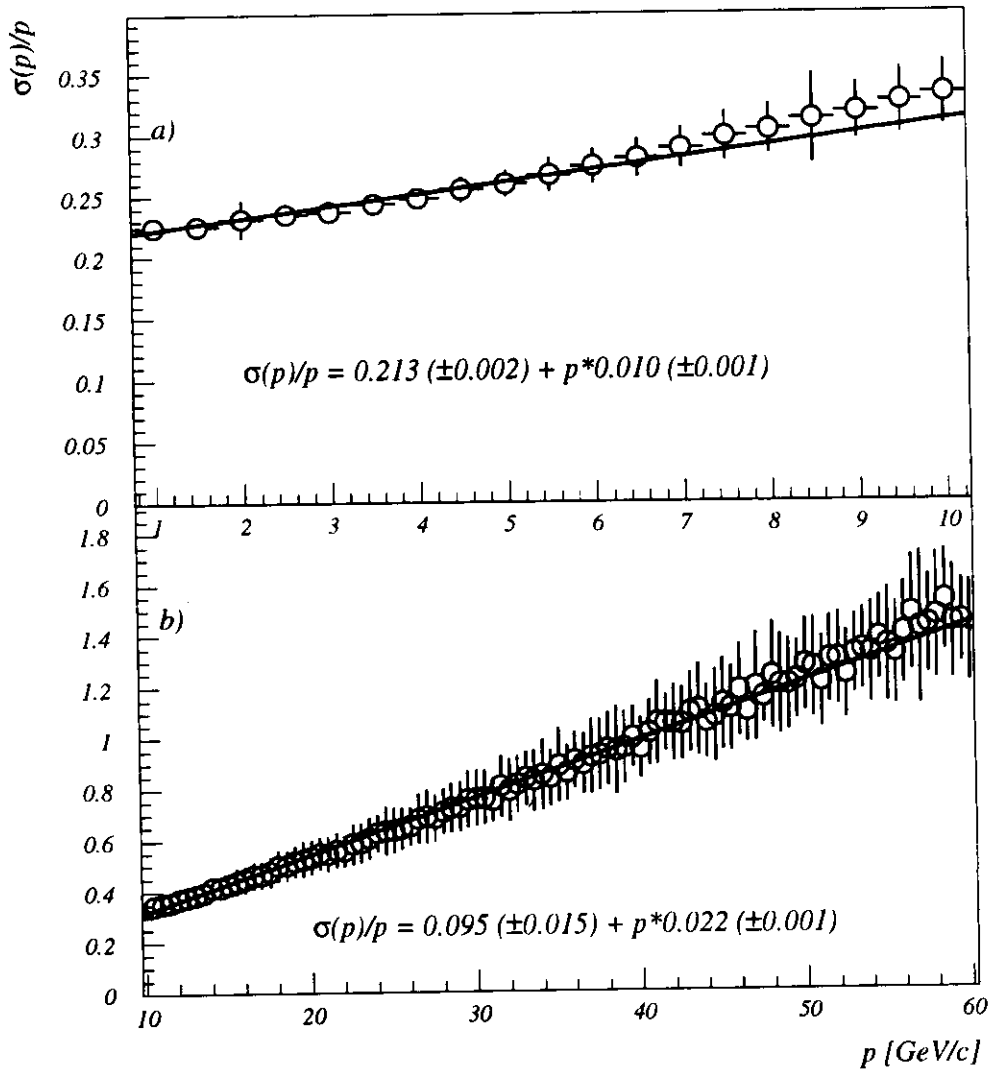


Abbildung 3.3.4: Gemessene Impulsauflösung der Halo Myonen in den inneren Kammern des rückwärtigen Myonenkammersystems RMUI, a) im Impulsintervall 1  $\text{GeV}/c$  bis 10  $\text{GeV}/c$  und b) im Impulsintervall 10  $\text{GeV}/c$  bis 60  $\text{GeV}/c$ .

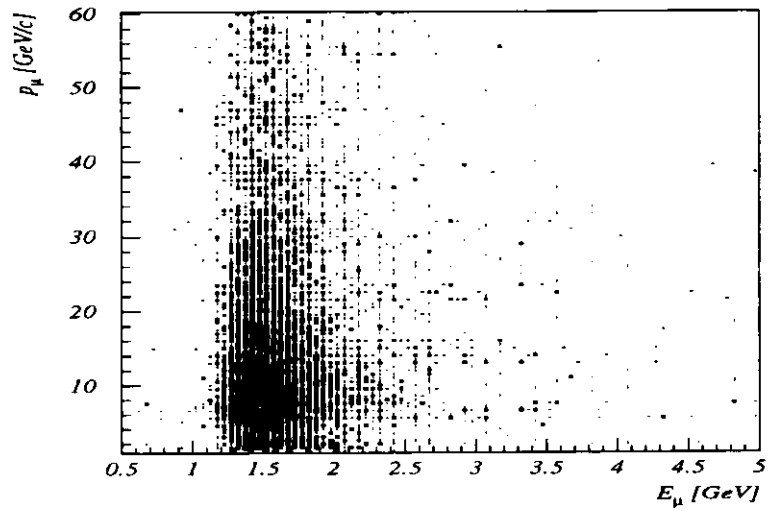


Abbildung 3.3.5: Korrelation zwischen dem im RMUI gemessenen Impuls und der im RCAL gemessenen Energiedeposition im Impulsintervall 1 GeV/c bis 60 GeV/c.

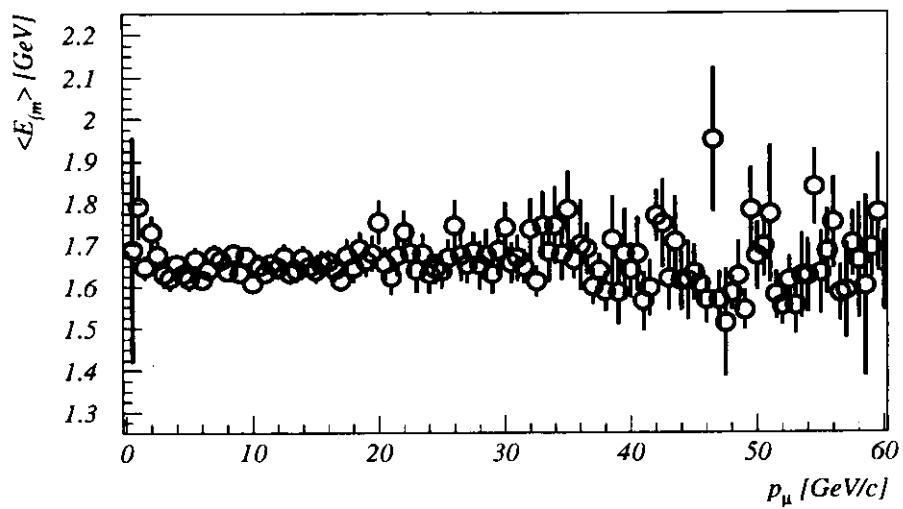


Abbildung 3.3.6: Mittlere gemessene Energiedeposition im RCAL des Myons pro Impulsintervall.

## Kapitel 4

# Halo Myon Signal im HES

Nachdem in der Betriebszeit 1993 der Pilot-HES in den Modulen 13 bis 15 des rückwärtigen Kalorimeters ausgiebig getestet wurde, stand 1994 erstmals der komplette RHES, wie er in Abbildung 2.4.1 zu sehen ist, für die Datennahme zur Verfügung. Der Datensatz dieses Jahres bildet gleichfalls die Grundlage dieser Untersuchung.

Da mit kleiner werdendem Signal das Rauschen der Elektronik über das effektive Signal zu dominieren beginnt, werden nur Signale rekonstruiert, die grösser sind als eine festgesetzte Schwellenenergie von  $E_S = 0.6$  mip. Signale, die kleiner sind als  $E_S$ , fallen deshalb für eine Datenanalyse ausser Betracht.

Die im Abschnitt 4.1 aufgelisteten Kriterien für die Selektion von Halo Myon Ereignissen sind — soweit sie das Kalorimeter betreffen — aus den von A. Fürtjes [Fü93] benutzten Auswahlkriterien hervorgegangen. Die verwendeten Triggerbedingungen wurde von J. F. Zhou [Zh93] übernommen. Aus Gründen, die im zweiten Abschnitt aufgeführt sind, wurde auf eine Kurvenanpassung, wie sie für die Kalorimetersektionen in Abbildung 3.3.2 zu sehen sind, verzichtet und statt dessen auf die Methode des „gestutzten Mittelwertes“ (engl. „truncated mean“) für die Berechnung von charakteristischen Grössen der verschiedenen Energieverteilungen zurückgegriffen. Eine Beschreibung dieses Verfahrens befindet sich ebenfalls im zweiten Abschnitt. Da keine Monte Carlo Daten verfügbar waren, konnten die Fragen nach dem Auswahlverfahren, welche der angesprochenen Dioden für das Myonsignal berücksichtigt werden sollen und die nach der Bestimmung des Untergrunds in den Energiespektren, nur an Hand der ausgesuchten Daten beantwortet werden. Die in diesem Zusammenhang gewählten Vorgehensweisen bilden den Inhalt des vierten Abschnitts. Im fünften und letzten Abschnitt werden die Ergebnisse erläutert und diskutiert.

## 4.1 Selektionskriterien

Nachstehend sind die verschiedenen Selektionskriterien aufgeführt, mit denen die Halo Myon Ereignisse aus der Gesamtheit der Daten herausgefiltert wurden. Nur wenn alle drei Bedingungen gleichzeitig erfüllt waren, wurde das Ereignis berücksichtigt.

### 1. Triggerbedingung:

Mindestens eine der beiden Halo Myon Triggerbedingungen,  $BCAL_{rc} * VW_{out_{out}} * IFR_{bpv} * C5v$  oder  $FMUON_n * RMUI * IFR_{bpv}$ , muss erfüllt sein.

### 2. Kalorimeterbedingung:

#### a) RCAL:

- i Der Turm muss innerhalb des aktiven Bereichs des HES liegen, also innerhalb eines Kreises mit dem Radius  $R = 192$  cm.
- ii In beiden Sektionen des Turmes (REMC und RHAC) muss eine nachgewiesene Energiedeposition stattgefunden haben.
- ii Keiner der acht Nachbartürme hat Energie gemessen.
- iv Pro Zelle darf die Differenz der in den beiden Photomultipliern gemessenen Energie  $E_{PM}^{1,2}$  bezogen auf deren Summe dem Betrage nach nicht grösser als 0.25 sein:

$$\left| \frac{E_{PM}^1 - E_{PM}^2}{E_{PM}^1 + E_{PM}^2} \right| \leq 0.25.$$

#### b) FCAL:

- i In allen Sektionen des Turmes (FEMC, FHAC1 und FHAC2) muss eine nachgewiesene Energiedeposition stattgefunden haben.
- ii Keiner der acht Nachbartürme hat Energie gemessen.
- iii Der relative Abstand zwischen den x- und y-Koordinaten des FCAL- und RCAL-Turms darf nicht grösser als  $\pm 40$  cm betragen.  
Der Einfluss des Magnetfeldes auf die Myonenbahn kann dabei vernachlässigt werden. Eine grobe obere Abschätzung ergibt folgende Abweichung von der ungestörten Bahn: geht man von einer radialen Magnetfeldstärke von 5% des maximalen Feldes ( $|\vec{B}_{max}| = 1.43$  T) aus, so beträgt der Radius  $R$  der Kreisbahn, auf die das Myon gezwungen wird, etwa [PD96]

$$R \approx \frac{|\vec{p}_\mu| / (GeV/c^2)}{0.3 \cdot 0.05 \cdot 1.43} \text{ m.}$$

Bei einem Impuls von 5 GeV/c ergibt sich somit ein Radius von 233 m. Die transversale Abweichung nach durchqueren des Kalorimeters (ca. 6 m) ist demnach ungefähr 8 cm und kann gegenüber der obigen Bedingung vernachlässigt werden.



### 3 RHES-Bedingung:

- a Geometrisch ist der Bereich, in dem die für das Myonsignal in Frage kommenden Dioden liegen müssen, auf die vom Myon durchflogene REMC-Zelle beschränkt.
- b Dioden, die in der Liste der fehlerhaft funktionierenden Dioden stehen, werden zur Bestimmung des Myonsignals nicht berücksichtigt.

Insgesamt wurden so ca. 74'000 Halo Myonen gefunden, 66% mit der ersten und 34% mit der zweiten Triggerbedingung. Durch die Definition bedingt haben die Triggerbedingungen einen starken Einfluss auf die räumliche Verteilung der Myonen im Detektor. Die Bedingung an die Kalorimetertürme stellen sicher, dass das Myon gut von anderen Teilchen separiert werden kann und der Energieverlust in den einzelnen Sektionen in einfacher Weise messbar ist. Die Bedingung an den RHES schränkte die Zahl der in Frage kommenden signaltragenden Dioden beträchtlich ein. Lediglich in 12% der Ereignisse überstanden zwei oder mehr Diode die Kriterien.

## 4.2 Berechnung des gestutzten Mittelwertes

### 4.2.1 Gründe für die Methodenwahl

Damit verschiedene im RHES gemessene Energieverteilungen untereinander verglichen werden können, bedarf es der Berechnung von Grössen, die die jeweilige Verteilung treffend charakterisieren. Im Fall des Kalorimeters wurde dies über die Anpassung einer mit einer Normalverteilung gefalteten Landau-Funktion erreicht. Diese Vorgehensweise ist aus den folgenden Gründen für die mit dem RHES erhaltenen Spektren nicht vorteilhaft:

- Die Halo Myonen sind, wie in Abbildung 3.3.1 zu sehen ist, sehr ungleichmässig über den gesamten RHES verteilt. In den Bereichen mit geringer Statistik wäre eine Kurvenanpassung nur schwer möglich.
- Pro REMC Zelle sind 24 Dioden für die Diodenselektion in Betracht zu ziehen. Da eine genaue Ortsbestimmung innerhalb einer solchen Zelle nicht möglich ist, besteht die Wahrscheinlichkeit, dass nicht die tatsächlich vom Myon durchflogene Diode, sondern eine andere ausgewählt wurde.
- Mit einem geschätzten Myonensignal im Bereich von ca. 1.0 bis 2.0 mip ist zu erwarten, dass der Ausläufer des annähernd normalverteilten Elektronikrauschens keinen unerheblichen Einfluss auf die Energieverteilung hat. Wie genau sich dieser Einfluss bemerkbar macht, lässt sich jedoch nicht generell angeben und kann zeitliche wie diodenspezifische Differenzen aufweisen.

Für die angestellten Vergleiche wurden deshalb Grössen verwendet, die mit Hilfe der Methode des „gestutzten Mittelwertes“ [Au94] berechnet wurden.

### 4.2.2 Methode des gestutzten Mittelwertes

Da der Begriff des „gestutzten Mittelwertes“ in der Literatur nicht einheitlich verwendet wird, ist nachstehend die in dieser Arbeit benutzte Version kurz erklärt.

Als ersten Schritt legt man das Anfangsintervall  $I_0$ , der zu betrachtenden Energieverteilung fest (in dieser Arbeit wurde durchgehend 0.9 mip bzw. 4.0 mip, als untere bzw. obere Intervallgrenze gewählt). In den Grenzen von  $I_0$  wird dann der Mittelwert  $E_M^0$  und die Standardabweichung  $S_I^0$  der Verteilung berechnet. Ausgehend von diesen Startwerten wird nun eine Iteration durchlaufen, in der jeweils das Intervall der  $n$ -ten Schleife,  $I_n$  durch den Mittelwert und die Standardabweichung der vorangegangenen Schleife bestimmt wird:

$$I_n = [E_M^{n-1} - A \cdot S_I^{n-1}, E_M^{n-1} + B \cdot S_I^{n-1}].$$

(Die konstanten Faktoren wurden nach einigem Probieren auf  $A=B=1.5$  gesetzt.) In diesem neuen Intervall der Verteilung wird wiederum der Mittelwert  $E_M^n$  und die Standardabweichung  $S_I^n$  berechnet. Die Iteration wird dann beendet, wenn die Differenz

$$\Delta E_M(n) = |E_M^n - E_M^{n-1}|$$

unter einen vorgegebenen Grenzwert gesunken ist, der hier zu 0.001 mip festgelegt wurde. Der Mittelwert und die Standardabweichung der letzten Iteration,  $E_M$  bzw.  $S_I$ , werden dann als charakteristisches Lage- bzw. Streumass der Energieverteilung betrachtet und als Vergleichsgrössen herangezogen. Diese Methode lässt zwar keine absoluten Vergleiche mit irgendwelchen Energieskalen zu — dafür ist sie zu unpräzise — doch können durch die Gleichbehandlung der Verteilungen relative Vergleiche angestellt werden, die Aufschluss über etwaige Unterschiede geben.

## 4.3 Myonsignal und Untergrundbestimmung

### 4.3.1 Bestimmung des Myonsignals

Da sich die Halo Myonen nur wenig von minimalionisierenden Teilchen unterscheiden, ist zu erwarten, dass nur eine Diode ein Signal oberhalb der Schwellenenergie  $E_S$  liefert, was auch in 50% der selektierten Ereignisse zutraf. Nur in 12% der Fälle musste zwischen mehreren Dioden eine Auswahl getroffen werden. Auf Grund von zeitweiligen Ausfällen einzelner Komponenten und durch den Umstand bedingt, dass die aktive Fläche des HES innerhalb einer REMC-Zelle maximal 92% der Szintillatorfläche ausmacht, hatte in 38% der Ereignisse keine Diode angesprochen.

Weil eine genaue Ortsbestimmung innerhalb einer REMC-Zelle nicht vorgenommen werden konnte, wurde — falls nur eine Diode ein Signal zeigte — dieses auch als das Myonsignal gewertet. Bei Ereignissen mit mehr als einer angesprochenen Diode wies eine Addition von Signalen benachbarter Dioden einen erheblichen Anteil an Rauschen auf, so dass auf eine Signaladdition verzichtet wurde und statt dessen nur die Diode mit dem grössten Signalwert als Myonsignal genommen wurde.

#### 4.3.2 Untergrundbestimmung

Im Untergrundspektrum einer Diode sind die Signale enthalten, welche in Ereignissen gemessen wurden, in denen der entsprechende RCAL-Turm (REMC- und RHAC-Zelle zusammengenommen, siehe Abb. 2.4.1) keine Energiedeposition registriert hat. Da Teilchen, die den HES durchqueren, auch im Kalorimeter eine messbare Energiedeposition hervorrufen, kann davon ausgegangen werden, dass die Diodensignale aus Ereignissen mit ruhigen RCAL-Türmen von Rauschquellen der Ausleseelektronik stammen.

Da keine weiteren Untergrundeffekte berücksichtigt wurden, spiegeln die gemessenen Untergrundspektren somit ausschliesslich das gemessene Elektronikrauschen oberhalb der Energieschwelle von 0.6 mip wieder.

Die korrigierte Energieverteilung ist die Differenz aus der Subtraktion des gemessenen Untergrundspektrums von der gemessenen Verteilung der Myonensignale. Den Effekt, den diese Korrektur bewirkt, sollte angesichts der Tatsache, dass das Rauschen im Bereich  $E_{\mu} > E_S$  im allgemeinen klein gegenüber dem eigentlichen Signal ist, in den meisten Fällen marginal sein. Tatsächlich weisen nur wenige korrigierte Verteilungen einen beachtlichen Unterschied zu den entsprechenden unkorrigierten Verteilungen auf. In Abbildung 4.3.1 sind hierzu exemplarisch zwei Energieverteilungen mit und ohne Korrektur dargestellt.

### 4.4 Ergebnisse

Da der HES hauptsächlich der Teilchenunterscheidung und nicht zur kalorimetrischen Messung dient, ist eine sehr präzise Eichung (im Prozentbereich) des Detektors auf eine absolute Energieskala nicht unbedingt erforderlich. Hingegen sollte das Antwortverhalten der einzelnen Dioden soweit homogen sein, dass vergleichbare Energiedepositionen in verschiedenen Dioden gleiche Signale ergeben, unabhängig von der Position, der Testpulsleitung oder dem benutzten Kanal der Ausleseelektronik der jeweiligen Diode. Um dies zu erreichen werden die Auslesekanäle aller Dioden regelmässig elektronisch kalibriert. In einem solchen Kalibrationsvorgang wird ein Testpuls definierter Höhe an den Kalibrationskondensator des Vorverstärkers auf der Diodenkarte angelegt und danach die digitalisierten Abtastwerte des Pulsformersignals analysiert. Da die Dioden nicht in dieses Verfahren einbezogen sind, müssen deren Eigenschaften aus anderen Messungen bekannt

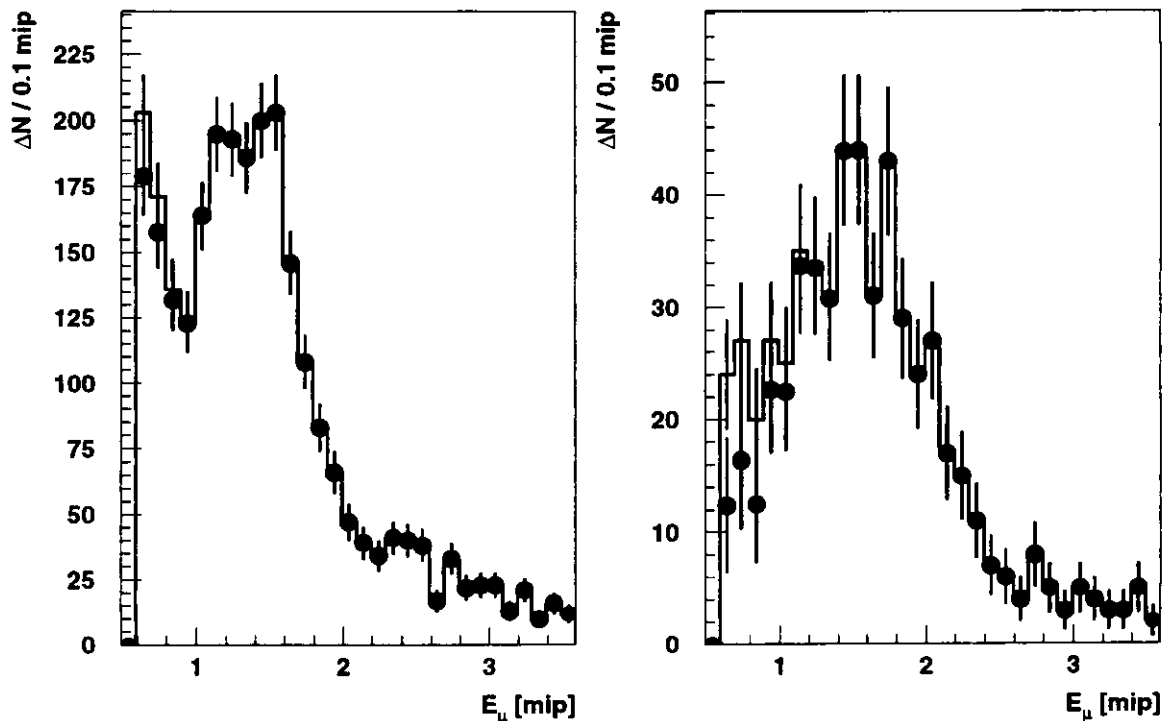


Abbildung 4.3.1: Effekt der Untergrundsubtraktion an den gemessenen Energieverteilungen an Hand zweier Beispiele. Das durchgezogene Histogramm ist die unkorrigierte Verteilung, das gepunktete Histogramm entspricht der korrigierten Verteilung.

sein. Pro Auslesekanal werden auf diese Weise ca. 70 Kalibrationskonstanten bestimmt. Das Ziel der Kalibration ist es, eine so hohe Messgenauigkeit zu erreichen, dass die Unsicherheit in der HES-Antwort alleine durch die statistischen Fluktuation der Ausdehnung der elektromagnetischen Schauer bestimmt ist.

Um die geforderte Homogenität zu überprüfen, sind nachfolgend einige Vergleiche aus unterschiedlichen Blickwinkeln aufgeführt. Verglichen werden dabei jeweils die aus den betreffenden korrigierten Energiespektren der Myonsignale berechneten charakteristischen Masse (mittlerer Energieverlust  $E_M$  und Standardabweichung  $S_I$ ), die mit Hilfe der oben erklärten Methode des „gestutzten Mittelwertes“ berechnet wurden.

#### 4.4.1 Energieverteilung pro Kalorimetermodul

In Abbildung 4.4.1 sind die Mittelwerte der Energieverteilungen pro Modul dargestellt. Alle Dioden innerhalb eines Kalorimetermoduls (siehe Abb. 2.4.1) sind in dieser Betrachtung

tungsweise in einer einzigen Energieverteilung zusammengefasst. Modul 3 ist — vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen — das äusserste Modul auf der linken Seite und Modul 21 das entsprechend am weitesten rechts stehende Modul. Die Strahlröhre teilt Modul 12 in zwei unabhängige Teilmodule (12T bzw. 12B), die deshalb auch getrennt behandelt wurden.

Auf Grund der geringen Statistik ist der Mittelwert für 12T nicht sehr aussagekräftig. Die Werte der Module 8 und 11 liegen markant über denjenigen der anderen, dies kann daher rühren, dass der überwiegende Teil der in diesen Modulen registrierten Myonen in den obersten Türmen (siehe Abb. 4.4.2) gemessen wurde. Der Unterschied zwischen den Modulen 4 bis 7 ist sehr gering, während bei den spiegelbildlichen Modulen (Module 17 bis 20) eine Schwankung der Mittelwerte in der Grössenordnung einer Standardabweichung  $S_I$  festzustellen ist. Die Werte der Module 3, 9, 10 und 13 sind etwa gleich hoch. In drei dieser vier Module (3, 10, 13) zeigt das Energiespektrum ein starkes zweites Maximum im Bereich  $E_\mu < 0.9$  mip, das auch durch die Untergrundsubtraktion nicht verschwindet. Das Maximum des Spektrums von Modul 15 liegt unter 1.0 mip, so dass mit der hier verwendeten unteren Grenze von 0.9 mip für die Berechnung des gestutzten Mittelwertes das Maximum nicht richtig wiedergegeben wird.

Erste Untersuchungen zu den Energieverteilungen von geladenen Pionen im RHES [Ku96] bestätigen die hier vorgelegten Werte.

#### 4.4.2 Energieverteilung pro Kalorimeterturm

Eine Verfeinerung der obigen Aufteilung ist in Abbildung 4.4.2 zu sehen: lediglich diejenigen Dioden wurden hier in einem Energiespektrum zusammengefasst, die sich im selben Kalorimeterturm befinden. (ein Kalorimeterturm ist der Zusammenschluss einer Zelle aus der hadronischen Sektion mit den zwei direkt davorliegenden Zellen der elektromagnetischen Sektion, siehe Abb. 2.4.1).

Damit statistische Fluktuationen das Gesamtbild nicht dominieren, wurden nur die Türme in die Abbildung gesetzt, in denen mindestens 100 Myonen mit einer gemessenen Energie innerhalb des Anfangsintervalls  $I_0$  (siehe Abschnitt 4.2.2) registriert wurden.

In dieser Darstellung sieht man deutlich, dass die Signale der Module 8 und 11 aus den oberen Türmen stammen. Da kein Vergleichswert aus dem jeweiligen unteren Bereich vorhanden ist, lässt sich nicht sagen, ob diese Module in allen ihren Türmen solch hohe Werte liefern oder ob eine Positionsabhängigkeit der Mittelwerte besteht. Ähnlich wie mit diesen beiden Modulen verhält es sich mit den Modulen 13 und 14. Im Gegensatz dazu zeigt Modul 15 eine klare Abhängigkeit der Mittelwerte von der senkrechten Position des Turms. Bei Modul 4 liegen die untersten und obersten Türme auf dem selben Niveau, während die Türme aus dem mittleren Bereich tiefer liegen. Bemerkenswert geringe Unterschiede zeigen die Türme in den Modulen 19, 20 und 21.

### 4.4.3 Energieverteilung pro Turmzeile

Innerhalb eines Energiespektrums wurde bei diesem Vergleich alle Dioden summiert, die sich in Türmen gleicher Höhe (Turmzeile) befinden.

Was sich in Abb. 4.4.2 angedeutet hat, zeigt sich nun deutlicher in Abbildung 4.4.3. Entlang der vertikalen Achse (y-Achse) besteht zwischen der untersten und der obersten Turmzeile ein deutlicher Unterschied in den berechneten Mittelwerten ( $\Delta E_M = 0.36$  mip). Bezogen auf die Mitte aller Turmzeilen (Zeile 12) entspricht dies einer Abweichung von 0.25 mip zur Turmzeile 21 und von -0.11 mip nach unten zur Turmzeile 3 hin.

Die Turmzeilen 5 und 6 weisen sehr breite Maxima auf (1.0 mip bzw. 0.8 mip), was eine relativ grosse Unsicherheit in der Bestimmung des Energiemittelwertes zur Folge hat. Die Werte der Turmzeilen 8 bis 14 werden von den Türmen der Module 20 und 21 dominiert, während die Werte der Zeilen 3, 20 und 21 hauptsächlich aus den Türmen der inneren Module (Module 9 bis 15, ohne 12) berechnet wurde.

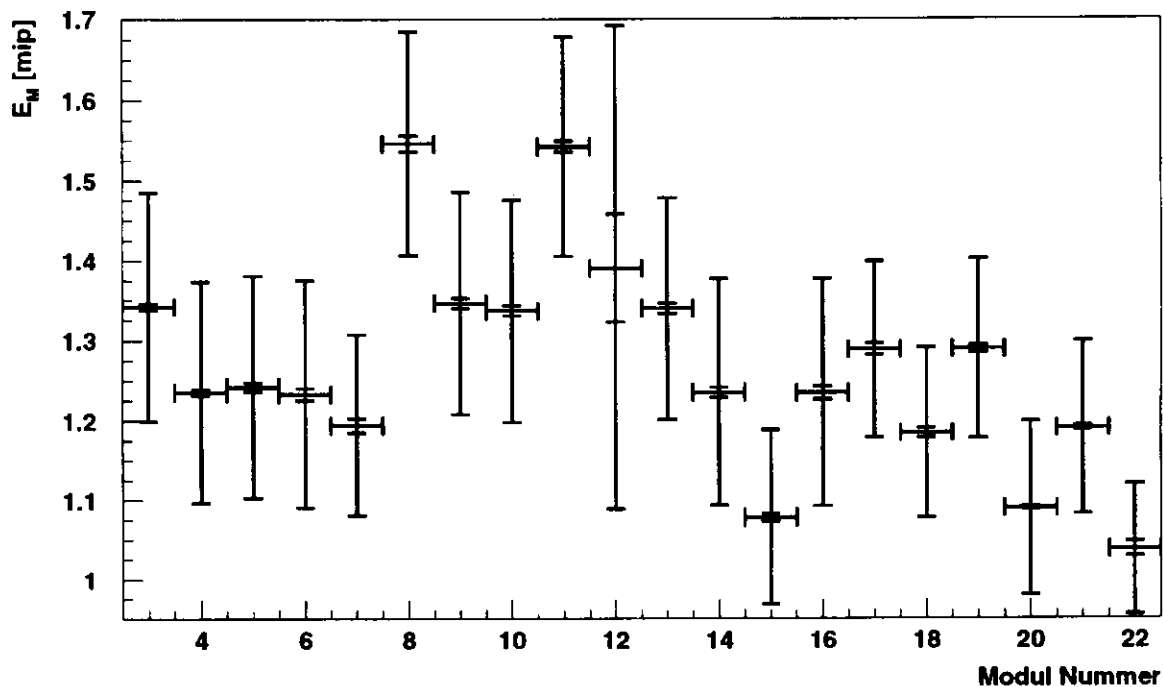


Abbildung 4.4.1: Mittelwerte der Energieverteilungen pro Modul. Die äusseren Fehlerbalken entsprechen den Standardabweichungen  $S_I$ , während die inneren Fehlerbalken die Fehler der Mittelwerte angeben. Der obere und untere Teil von Modul 12 wurde separat betrachtet, unter Modulnummer 12 ist der obere Teil (12T) und unter der Modulnummer 22 der untere Teil (12B) eingezeichnet.

#### 4.4.4 Energieverteilung pro Testpulsleitung

Pro Kalorimetermodul sind drei HES-Skis eingelassen, die wiederum aus je zwei Skihälften bestehen. Die zwei Diodenkolonnen auf einer Skihälfte haben jeweils eine separate Testpulsleitung. Alle Dioden, die an derselben Testpulsleitung angeschlossen sind, wurden in einer gemeinsamen Verteilung zusammengefasst. Die berechneten Mittelwerte  $E_M$  der Energieverteilungen einer Testpulsleitung sind in Abbildung 4.4.4 dargestellt. Auch hier wurden aus statistischen Gründen nur diejenigen Werte in die Abbildung aufgenommen, bei denen mindestens 100 Myonen mit einer Energie zwischen 0.9 mip und 4.0 mip gemessen wurden.

Starke Abweichungen der Mittelwerte (grösser als 0.3 mip) zwischen den zwölf Testpulsleitungen eines Moduls sind in den Modulen 3, 4, 9, 10, 11, 13 und 21 zu sehen. Zudem zeigen die Mittelwerte der fünf vorderen Testpulsleitungen von Modul 10 eine ansteigende Tendenz zum rechten Ski hin. Bei Modul 9 ist eine grosse Lücke zwischen den beiden Werten, die um 1 mip liegen und den anderen drei Mittelwerten. Dagegen stimmen die Mittelwerte der Testpulsleitungen innerhalb der Module 5, 6, 18, 19 und 20 relativ gut überein.

#### 4.4.5 Energieverteilung pro Run-Intervall (Modul 20)

Da Modul 20 mit 11'700 nachgewiesenen Myonen die grösste statistische Genauigkeit aufweist, lässt sich hier die zeitliche Veränderung der Signale pro Testpulsleitung genauer studieren. Die gesamte Betriebszeit 1994 wurde dabei in drei Runperioden unterteilt: von Juni bis August, August bis September und von September bis November. Bemerkenswerte Unterschiede in den Signalen konnten, wie Abbildung 4.4.5 zeigt, nicht festgestellt werden. Da die Statistik in den Verteilungen der vorderen ganz rechts liegenden Testpulsleitung (TPL 12) geringer ist, als in den anderen, sind hier die Standardabweichungen der Intervalle entsprechend grösser.

#### 4.4.6 Fazit aus den Vergleichen der Energiespektren

Insgesamt betrachtet, lässt sich aus den dargestellten Vergleichen folgendes Fazit ziehen:

- Die Kalibration der Ausleselektronik scheint die Abhängigkeit der Signale von der y-Position der Diode nicht vollständig zu berücksichtigen.
- Soweit sich dies aus Abb. 4.4.4 abschätzen lässt, ist zu vermuten, dass die Testpulsleitungen verschiedener Kalorimetermodule auf verschiedenen hohen Niveaus kalibriert sind.

- Die grossen Unterschiede der Mittelwerte der Testpulsleitungen innerhalb eines Moduls können darauf hindeuten, dass im Kalibrationsprogramm nicht alle Einzelheiten der Ausleseelektronik in vollem Umfang Eingang gefunden haben.
- Die korrigierten Energieverteilungen der Module 3, 10, 11, 13, 14 und 17 weisen markante Häufigkeiten im Bereich  $E_\mu < 0.9$  mip auf. Insbesondere scheinen die Testpulsleitungen auf den vorderen mittleren und vorderen rechten Skihälften zu diesen Maxima beizutragen. Zudem ist diese Überhöhung in den unteren wie in den oberen Türmen zu sehen. Dieser Effekt bleibt weitgehend unverstanden.
- Zu den Signalen in Modul 12 lässt nicht aus Mangel an statistischer Sicherheit keine quantitative Aussage machen.
- Wie an Hand von Modul 20 gezeigt werden konnte, sind Differenzen der Signale innerhalb einer Luminositätsbetriebszeit zu vernachlässigen.



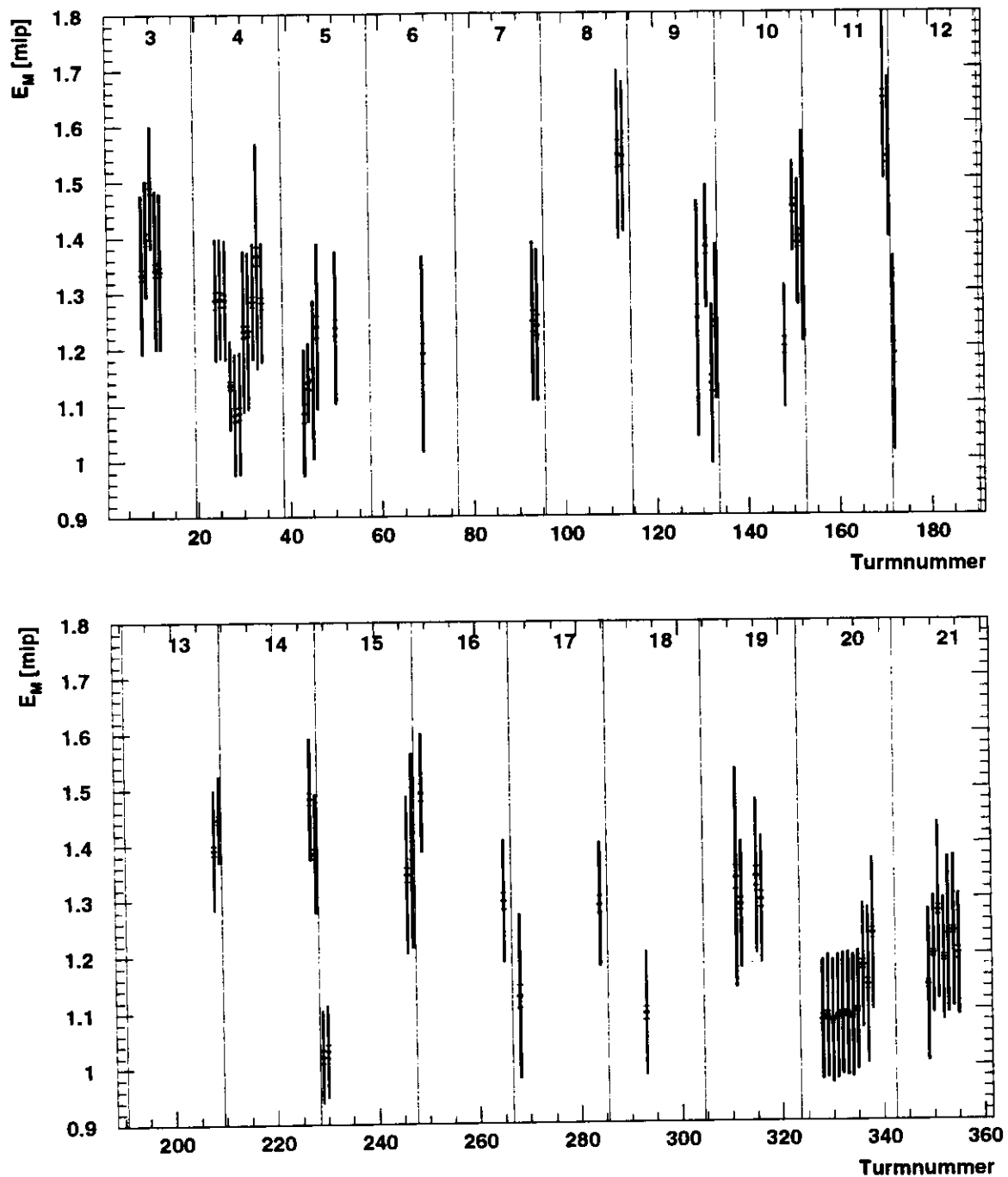


Abbildung 4.4.2: Mittelwerte der Energieverteilungen pro Kalorimeterturm. Die äusseren Fehlerbalken entsprechen den Standardabweichungen  $S_I$ , während die inneren Fehlerbalken die Fehler der Mittelwerte angeben. Der berechnete Wert wurde nur dann eingetragen, wenn mindestens 100 Myonen mit einer Energie zwischen 0.9 mip und 4.0 mip pro Turm gemessen wurden. Die feinen senkrechten Linien trennen die Türme verschiedener Module voneinander. Die Zahl zwischen zwei senkrechten Linien gibt die entsprechende Modulnummer an. Innerhalb eines Moduls wurden die Türme von unten nach oben der Reihe nach von links nach rechts aufgetragen.

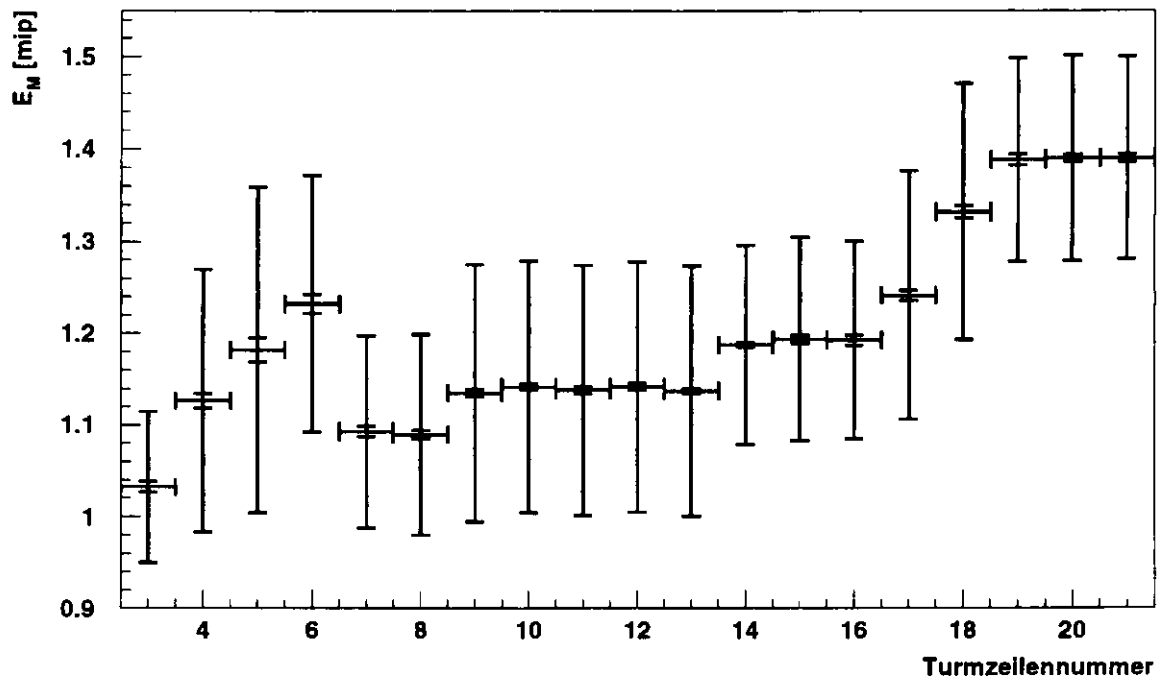


Abbildung 4.4.3: Mittelwerte der Energieverteilungen pro Turmzeile. Die äusseren Fehlerbalken entsprechen den Standardabweichungen  $S_I$ , während die inneren Fehlerbalken die Fehler der Mittelwerte angeben. Turmzeile 3 ist die unterste Zeile ( $y = -180$  cm), Turmzeile 12 ist auf der Höhe des Strahlrohres ( $y = 0$  cm) und die oberste mit Dioden ausgerüstete Turmzeile 21 liegt bei  $y = 180$  cm.

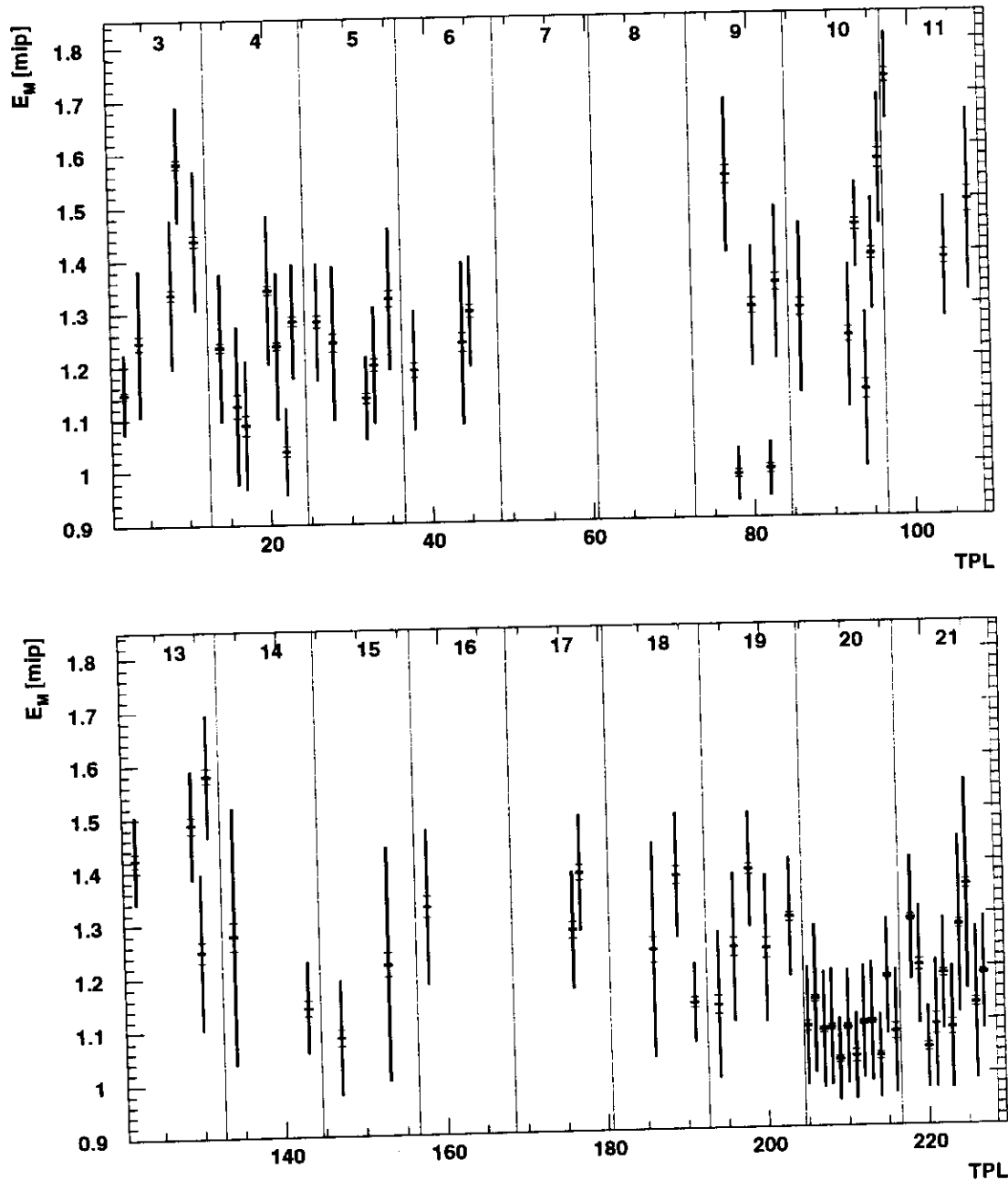


Abbildung 4.4.4: Mittelwerte der Energieverteilungen von Dioden mit derselben Testpulsleitung (TPL). Die äusseren Fehlerbalken entsprechen den Standardabweichungen  $S_I$ , während die inneren Fehlerbalken die Fehler der Mittelwerte angeben. Der berechnete Wert wurde nur dann eingetragen, wenn mindestens 100 Myonen mit einer Energie zwischen 0.9 mip und 4.0 mip pro Testpulsleitung gemessen wurden. Die feinen senkrechten Linien trennen Testpulsleitungen verschiedener Module. Die Zahlen am oberen Rand der Energieskala sind die Modulnummern. Innerhalb eines Moduls sind zuerst die Werte der sechs Testpulsleitungen der hinteren Skihälften und dann die der sechs Testpulsleitungen der vorderen Skihälften, beginnend mit dem linken Ski, nebeneinander angeordnet.

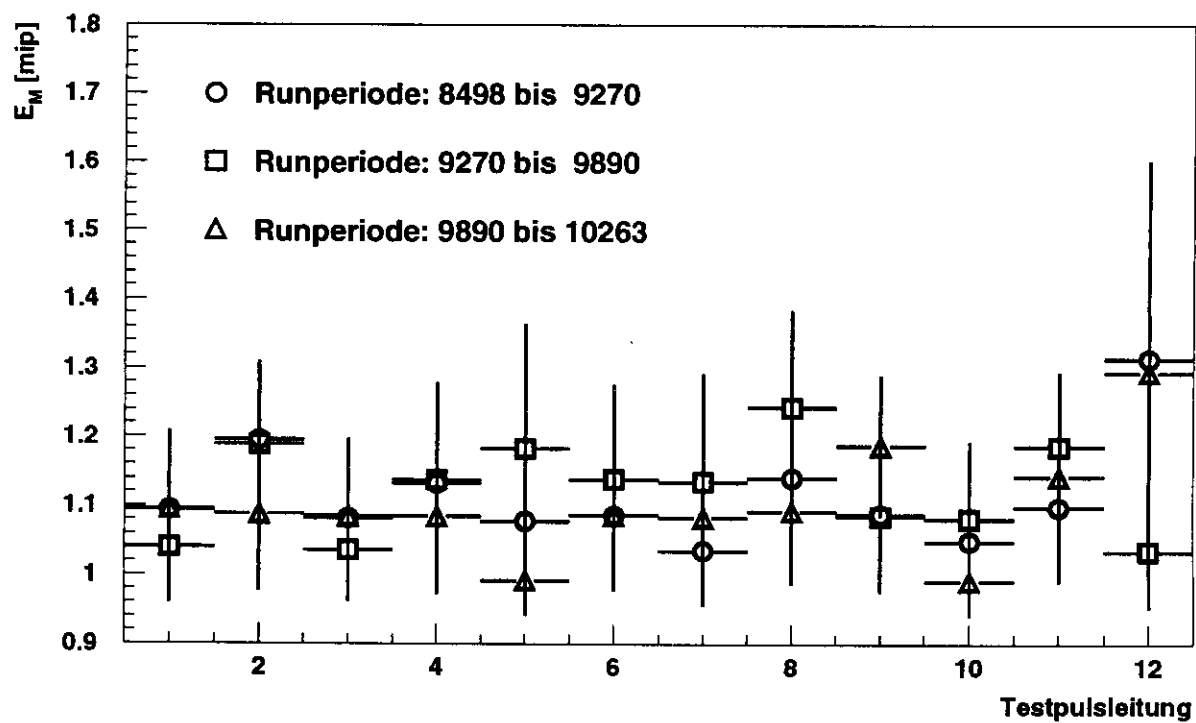


Abbildung 4.4.5: Mittelwerte der Energieverteilungen der Testpulsleitungen von Modul 20 für drei Runperioden der Laufzeit 1994. Die Fehlerbalken entsprechen den Standardabweichungen  $S_I$ .

# Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde gezeigt, dass Signale von Myonen aus dem Strahl-Halo im rückwärtigen Hadron Elektron Separator, RHES, nachgewiesen werden können. Die zu geringe Anzahl der Ereignisse und die ungleichmässige räumliche Verteilung lassen eine Energieeichung jeder einzelnen Diode nicht zu. Jedoch geben die gemessenen Energiespektren der Dioden Aufschluss über die Qualität der Kalibration der einzelnen Auslesekanäle. Auf Grund der Triggerkonfigurationen befinden sich die meisten nachgewiesenen Halo Myonen in einem äusseren Ring entsprechend etwa dem Querschnitt des zentralen Kalorimeters (BCAL). Zudem besteht innerhalb dieses Ringes keine Gleichverteilung. Vielmehr häufen sich die Myonen in gewissen Bereichen am äussersten Rand des RHES.

Für die Berechnung der Energiemittelwerte und der Standardabweichungen der verschiedenen Diodensignale wurde die Methode des „gestutzten Mittelwertes“ (engl. „truncated mean“) benutzt.

Deutliche Unterschiede zeigen sich in den Energiespektren bezüglich den Aufteilungen der Dioden nach Kalorimetermodulen, Kalorimeterturmzeilen, Kalorimetertürme und RHES-Testpulsleitungen. Ebenfalls deutliche Unterschiede wurden zwischen Testpulsleitungen innerhalb eines Kalorimetermoduls beobachtet. Eine Abhängigkeit der mittleren Signalhöhe von der vertikalen Position der Diode ist gleichfalls zu sehen. Dies kann als Anzeichen dafür gewertet werden, dass die Kalibration der Auslesekanäle nicht alle Einzelheiten der Ausleseelektronik in ausreichendem Masse berücksichtigt. Dahingegen sind die mittleren Signalhöhen, über die ganze Luminositätsbetriebszeit 1994 gesehen, relativ konstant.

# Anhang A

## ZEUS Detektor

### A.1 Tabellen zum ZEUS Detektor

In den nachfolgenden fünf Tabellen sind einige charakteristische Eigenschaften der einzelnen Komponenten des ZEUS Detektors aufgelistet.

Abk.	Name	Bauweise <sup>a)</sup>	Aufgabe	Genauigkeit <sup>b)</sup>
VXD	Vertex Detektor	zylindrische Driftkammer	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Bestimmung von primärem und sekundären Vertex bzw. Vertizes</li> <li>• Feststellung von kurzlebigen Teilchen.</li> <li>• Verbesserung der Impulsauflösung (mit CTD)</li> </ul>	$\sigma(r\phi) \leq 40\mu\text{m}$
		$R_{\text{innen}} = 106.5\text{mm}$ $R_{\text{ausen}} = 142.5\text{mm}$ $\Delta z = 1590\text{mm}$		
CTD	Zentrale Spurkammer	zylindrische Driftkammer	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Bestimmung von Richtung und Impuls geladener Teilchen</li> <li>• Teilchenidentifikation</li> </ul>	$\sigma(z) = 1.4\text{mm}$ $\sigma(r\phi) \leq 120\mu\text{m}$ $dE/dz \simeq 6\%$
		$R_{\text{innen}} = 190\text{mm}$ $R_{\text{ausen}} = 785\text{mm}$ $\Delta z = 2024\text{mm}$		$\sigma(p_T)/p_T = (0.005 \times p_T \oplus 0.016)$ $p_T$ in GeV
FDET	Vorwärtsdetektor	Planare Driftkammer und Übergangsstrahlungsdetektor	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Messung der Spurparameter unter kleinem Polarwinkel</li> <li>• Teilchenidentifikation</li> </ul>	$\sigma(z) = 120\mu\text{m}$ Hadron/Elektron Separation = $10^{-2}$
		$R_{\text{innen}} = 180\text{mm}$ $R_{\text{ausen}} = 1085\text{mm}$ $\Delta z = 886\text{mm}$		
RTD	Rückwärts-spurdetektor	Planare Driftkammer	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Messung der Spurparameter unter kleinem Polarwinkel nahe <math>180^\circ</math></li> </ul>	$\sigma(z) = 120\mu\text{m}$
		$R_{\text{innen}} = 220\text{mm}$ $R_{\text{ausen}} = 485\text{mm}$ $\Delta z = 154\text{mm}$		

a) Abmessungen beziehen sich auf den aktiven Bereich

b) Entwurfswerte

Tabelle A.1.1: System der zentralen Spurdetektoren ([ZE93], [Ha95]).

Abk.	Name	Bauweise	Aufgabe	Genauigkeit
UCAL	Uran-Kalorimeter	Uran-Szintillator Kompositkalorimeter	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Präzise Energiemessung von Leptonen und Hadronen.</li> <li>• Ortsmessung von Leptonen und Hadronen.</li> <li>• Präzise Zeitmessung</li> </ul>	$\sigma_e(E)/E = 18\%/\sqrt{E}^a)$
				$\sigma_h(E)/E = 35\%/\sqrt{E}^a)$
				$\sigma_{e,x} = 5.4cm/\sqrt{E/GeV}^a)$
				$\sigma_{e,y} = 1.4cm/\sqrt{E/GeV}^a)$
				$\sigma_{h,x} = 6.5cm/\sqrt{E/GeV}^a)$
				$\sigma_{h,y} = 6.7cm/\sqrt{E/GeV}^a)$
				gestreutes Elektron <sup>c</sup> : $\sigma_e(E) = 0.26 \oplus 0.97/E^{0.51}$
HES	Hadron-Elektron Separator	Siliziumdioden aktive Diodenfläche : 29.62 mm × 33.15 mm	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Unterscheidung von Elektronen und Hadronen in Jets</li> <li>• Präzise Ortsbestimmung von Elektronen.</li> </ul>	Hadron-Fehlidentifikation von HES+UCAL bei 2,3,5,9 GeV/c Impuls bei 90% Elektron-Effizienz <sup>a)</sup> : 0.98%,0.4%,0.17%,0.11%
				$\sigma_x = 5.6 \pm 1.5mm$ $\sigma_y = 4.6 \pm 1.5mm$
BAC	Jochkalorimeter	Proportionalzähler	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Unterscheidung zwischen Myonen- und Hadronenschauer</li> <li>• Energieverlustmessung stabiler Teilchen</li> <li>• Bestimmung des Myonenuntergrunds</li> </ul>	Energieauflösung <sup>a)</sup> $\sigma_h(E)/E = 90\%/\sqrt{E}$ $\sigma_e(E)/E = 70\%/\sqrt{E}$
				Positionsauflösung <sup>a)</sup> für Myonen $\approx 1mm$
				Myonen-Effizienz: vorne: 77.4% hinten: 83.3%

a) Testmessung

b) Simulationsberechnung

c) Daten der tief unelastischen Streuung

Tabelle A.1.2: Zentrales und äusseres Kalorimeter ([ZE93], [Fr94], [Er92], [Ku90]).



Abk.	Name	Bauweise	Aufgabe	Genauigkeit
BMUON/ RMUON	Zentraler und rückwärtige Myonenkammern	Drift- kammern	• Spurvermessung und Impuls- bestimmung stabiler Teilchen zur Untergrundreduzierung	Orstauflösung <sup>a)</sup> ≈ 1mm
				Impulsauflösung <sup>b)</sup> $\sigma_p/p \approx 0.02 \cdot p + 0.15$
FMUON	Vorwärts- Myonen- kammern	Drift- kammern	• Nachweis von Myonen in Vorwärtsrichtung	Impulsauflösung <sup>a)</sup> ca. 25 % bis p = 100 GeV/c

a) Testmessung

b) Simulationsberechnung

Abk.	Name	Bauweise	Aufgabe	Genauigkeit <sup>a)</sup>
VW	Veto Wand	Eisenwand und Szintillations- zähler	• Absorption von Untergrundteilchen • Veto Signal für Ereignisselektion	Effizienz des Halo Myonen-Nachweises 94% ± 0.7%
		$z_{Position} = -7.27m$		
C5	C5-Zähler	Szintillations- zähler	• Messung der Strahlbeding- ungen wie Teilchenpaket- verteilung und -zeit • Nachweis von Satellitenpaketen	
		$z_{Position} = -3.14m$		

a) Testmessung

Tabelle A.1.3: Äussere Detektoren ([ZE85],[ZE93]) und Untergrund-Detektoren ([Ka92],[Sc95]).

Abk.	Name	Bauweise	Aufgabe	Genauigkeit
LUMI	Luminositätsmonitor	Blei/Szintillator Komposit Kalorimeter und Streifenszintillationszähler	<ul style="list-style-type: none"> <li>Bestimmung der Luminosität</li> <li>Energiemessung des Elektrons bei Photoproduktionsereignissen</li> </ul>	$\frac{\Delta E}{E} = 0.185 \times \sqrt{E/GeV}^a)$ Akzeptanz für $e^-$ : $0.35 E_e < E_{e'} < 0.65 E_e^a)$
		Elektron Detektor: $z_{Position} = -36m$ Photon Detektor: $z_{Position} = -108m$		
LPS	Vorwärtsprotonspektrometer	Siliziumstreifen-detektor	<ul style="list-style-type: none"> <li>Impulsmessung des Protons bei diffraktiven Streuprozessen</li> </ul>	$x_L = \frac{p_{gestreutesProton}}{p_{einlaufendesProton}}$ $0.3 < x_L < 1$ Impulsauflösung $< 1\%$ $p_{transversal} < 1 GeV/c$
		$z_{Anfang} = 24m$ $z_{Ende} = 90m$		
FNC	Vorwärtsneutronkalorimeter	Blei/Szintillator Komposit Kalorimeter	<ul style="list-style-type: none"> <li>Neutronidentifikation</li> </ul>	$\frac{\Delta E}{E} = 1.73/\sqrt{E} \oplus 0.06^b)$
		$z_{Position} = 102m$		

a) Testmessung

b) Entwurfswert

Tabelle A.1.4: Detektoren ausserhalb der Experimentierhalle ([Pr95],[ZE93],[Bh94]).

A.2 Bild des ZEUS Detektors

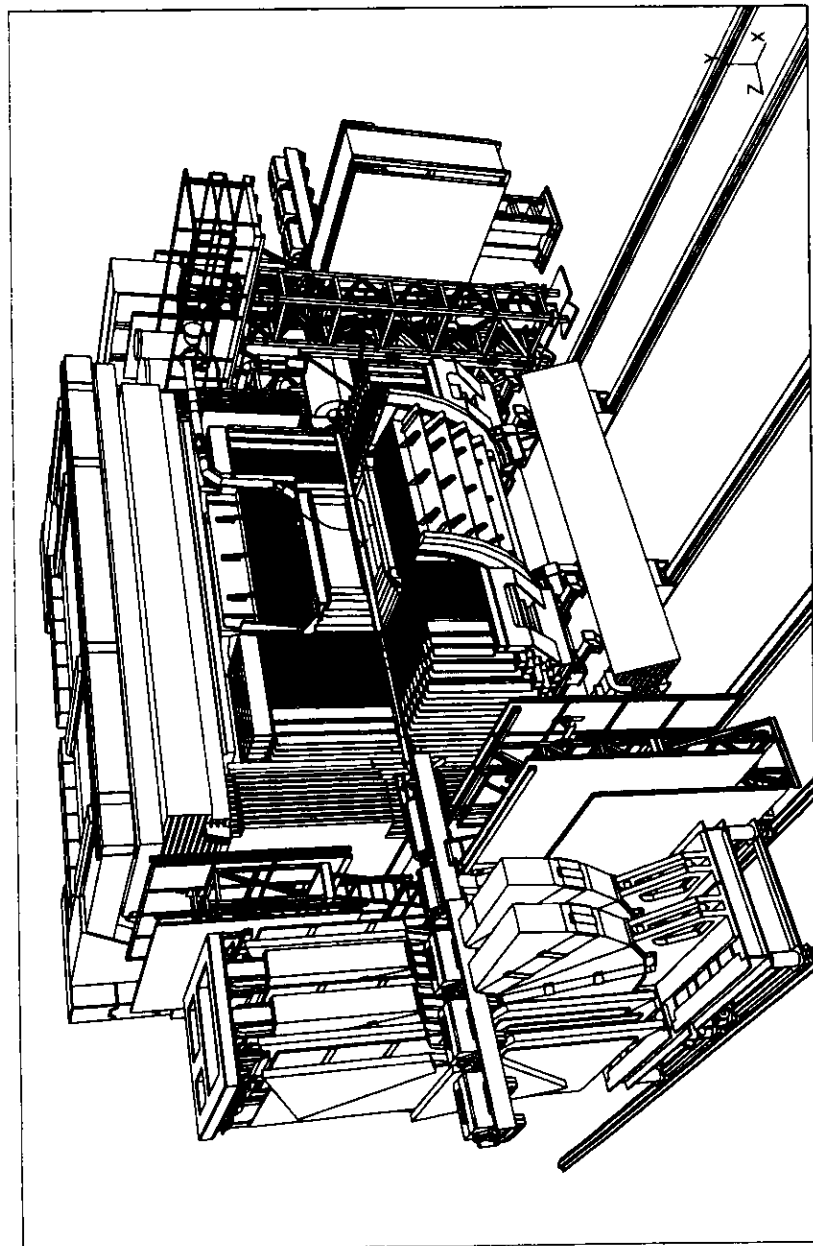


Abbildung A.2.1: Dreidimensionaler Schnitt des ZEUS Detektors.

# Anhang B

## Energieverlust schwerer geladener Teilchen in Materie

### B.1 Definitionen

In Tabelle B.1.1 sind verschiedene Grössen definiert, die in diesem Abschnitt öfters verwendet werden.

Symbol	Definition	Einheit
$\beta$	Teilchengeschwindigkeit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit $c = 2.9979 \cdot 10^8$ m/s	1
$\gamma$	Lorentz-Faktor $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$	1
$M$	Ruhemasse des einfallenden Teilchens	$MeV/c^2$
$E_o$	Energie des einfallenden Teilchens $E_o = \gamma M c^2$	$MeV$
$T_{max}$	maximal übertragbare kinetische Energie an ein freies Elektron in einem Stossprozess: $T_{max} = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 / (1 + 2\gamma m_e / M + (m_e / M)^2)$	$MeV$
$m_e$	Ruhemasse des Elektrons	$0.511 MeV/c^2$
$r_e$	klassischer Elektronenradius	$2.818 fm$
$N_A$	Avogadro-Zahl	$6.022 \cdot 10^{23} mol^{-1}$
$ze$	elektrische Ladung des einfallenden Teilchens	$Coulomb$
$Z$	Atomzahl des Absorbermediums	1
$A$	Atommasse des Absorbermediums	$g/mol$
$K$	Konstante, $K = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2$	$0.1535 MeV cm^2/mol$

Tabelle B.1.1: Notation und Werte der verwendeten Symbole (entnommen aus [PD96]).

## B.2 Bethe-Bloch Formel für schwere geladene Teilchen

Die Bethe-Bloch Formel beschreibt für schwere ( $M \gg m_e$ ) elektrisch geladene Teilchen den mittleren Energieverlust durch Ionisation und Elektronenanregung pro zurückgelegter Wegstrecke in einem Absorbermedium.

$$-\frac{dE}{dx} = K \frac{Z z^2}{A \beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2 \frac{C_s}{Z} \right] \quad (\text{B.2.1})$$

Die im Absorber zurückgelegte Wegstrecke  $x$  ist hierbei in  $g/cm^2$  gemessen. Die materialabhängigen Grössen  $I$ ,  $\delta$  und  $C_s$  haben die folgenden Bedeutungen:

**Ionisationspotential.** Mit  $I$  ist das mittlere Ionisationspotential des Absorbers gemeint. Für einige wenige Stoffe sind die Werte in der nachstehenden Tabelle angegeben.

Stoff	$I$ [eV]	$-C_o$	$a$	$m$	$X_1$	$X_o$
Szintillator (Plastik)	64.7	3.20	0.161	3.24	2.49	0.146
Aluminium	166	4.24	0.080	3.63	3.01	0.171
Silizium	173	4.44	0.149	3.25	2.87	0.201
Eisen	286	4.29	0.147	2.96	3.15	-0.001
Blei	823	6.20	0.094	3.16	3.81	0.378
Uran	890	5.87	0.197	2.82	3.74	0.226

Tabelle B.2.1: Ionisierungspotential und Konstanten für die Berechnung des Dichteeffekts (aus [Le94]).

**Dichtekorrektur.** Das durchfliegende Teilchen polarisiert das Medium entlang seiner Bahn. Diese Polarisation schwächt die Wirkung des elektromagnetischen Feldes des Teilchens auf weiter entfernte Hüllenelektronen ab. Dieser Effekt ist um so stärker je grösser die Teilchengeschwindigkeit und je dichter das Absorbermedium ist. Die Dichtekorrektur  $\delta$  hat zur Folge, dass der relativistische Anstieg der Bethe-Bloch Formel stark verlangsamt wird [Le94].

$$\delta = \begin{cases} 0 & : X < X_o \\ 4.605 \cdot X + C_o + a(X_1 - X)^m & : X_o < X < X_1 \\ 4.605 \cdot X + C_o & : X > X_1 \end{cases}$$

mit  $X = \log(\beta\gamma)$ . Die materialabhängigen Konstanten sind für einige Stoffe in Tabelle B.2.1 aufgeführt.

**Schalenskorrektur.** Die Schalenskorrektur  $C_s/Z$  ist von Bedeutung, wenn die Teilchengeschwindigkeit vergleichbar der Geschwindigkeit der Hüllenelektronen ist. Die Annahme, dass die Hüllenelektronen im Vergleich zu dem einfliegenden Teilchen ruhen, ist hier nicht mehr gültig. Dies führt dazu, dass die Energien der Hüllenelektronen auf den verschiedenen Schalen der Absorberatome berücksichtigt werden müssen. Die Korrektur ist jedoch so klein, dass sie für den hier betrachteten Fall relativistischer Teilchen vernachlässigt werden kann. Für  $\eta = \beta\gamma \geq 0.1$  kann  $C_s$  grob zu

$$C_s(I, \eta) \approx \eta^{-2} I^2 (4.2 + 0.04 \cdot I) \times 10^{-7}$$

( $I$  in eV) abgeschätzt werden [Le94].

Im nichtrelativistischen Bereich ( $\beta \ll 1$ ) fällt  $dE/dx$  — wie in Abbildung B.2.1 zu sehen ist — mit  $\beta^{-2}$  ab. Bei  $\beta \approx 0.95$  erreicht die Kurve ihr Minimum und steigt dann, im relativistischen Bereich ( $\beta \rightarrow 1$ ), logarithmisch an. Der Wert 0.95 ist in guter Näherung unabhängig vom betrachteten Medium. Da in die Bethe-Bloch Formel die Masse des durchfliegenden Teilchens nicht eingeht ist der Kurvenverlauf auch unabhängig von der

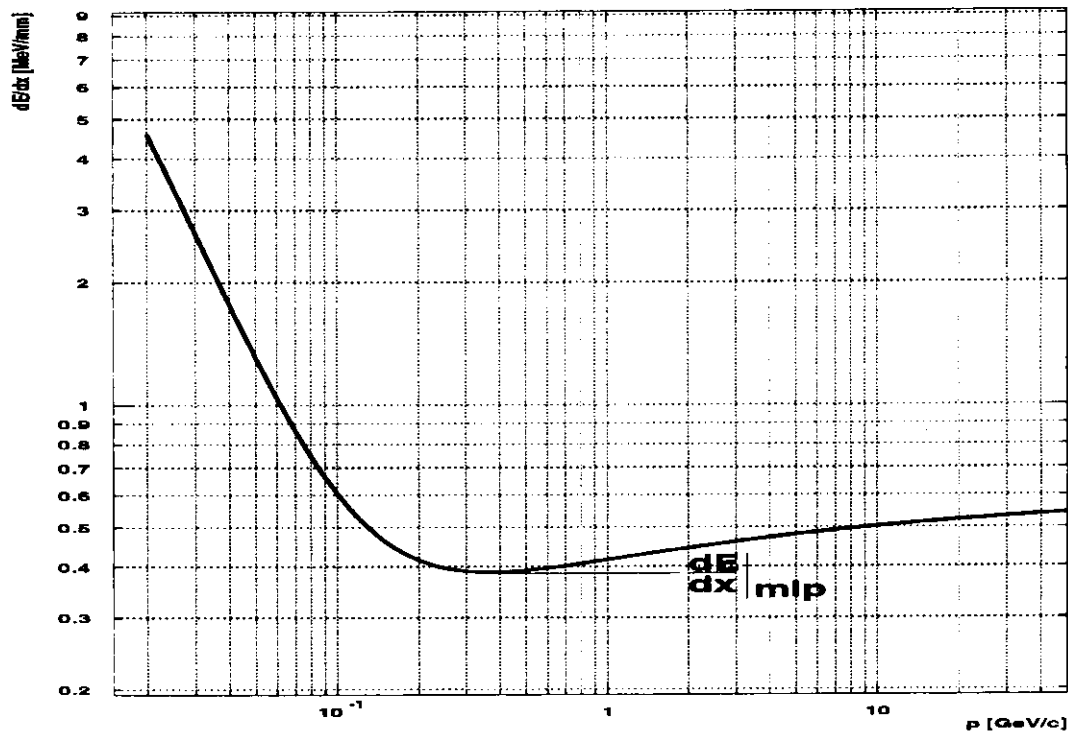


Abbildung B.2.1: Nach der Bethe-Bloch Formel berechneter mittlerer Energieverlust pro Wegstrecke eines Myons in Silizium als Funktion des Myonimpulses.

Teilchensorte, solange die Ladung der betrachteten Teilchen sich nicht ändert. Berücksichtigt man die Dichtekorrektur  $\delta$ , so wird dieser Anstieg nahezu aufgehoben und  $dE/dx$  erreicht asymptotisch einen Sättigungswert.

Teilchen mit  $\beta \approx 0.95$  werden als minimalionisierende Teilchen (abgekürzt *mip*) bezeichnet, da ihr Energieverlust pro Wegstrecke minimal ist. Die Höhe des Energieverlustes im Minimum ist einzig vom Absorbermaterial abhängig.

Mit der relativistischen Formel für den Teilchenimpuls  $p = \gamma\beta m_0 c$ , ist ein Proton mit einem Impuls von ca. 3.2 GeV/c, ein geladenes Pion mit ca. 0.48 GeV/c oder ein Myon mit ca. 0.36 GeV/c ein *mip*.

### B.3 Energieverlust schwerer Teilchen durch Ionisation

Ausgangspunkt der theoretischen Überlegungen von Vavilov [Va57] ist die Betrachtung einzelner Kollisionen von schweren ( $M \gg m_e$ ) geladenen Teilchen mit den Hüllenelektronen der Atome des Absorbermediums. In jedem einzelnen Zusammenstoß  $i$  verliert das einfallende Teilchen der Anfangsenergie  $E_0$  einen bestimmten Betrag seiner kinetischen Energie  $E_i$ . Nach passieren der Schichtdicke  $s$  hat das Teilchen  $N$  Stöße mit den Hüllenelektronen erfahren und dabei einen Energiebetrag von  $\Delta = \sum_{i=1}^N E_i = E_0 - E'$ .  $E'$ : Teilchenenergie nach passieren der Schichtdicke  $s$ , an den Absorber abgegeben. Da sowohl  $N$  als auch  $E_i$  Schwankungen unterworfen sind, ist ein Teilchenstrahl gleicher Teilchenenergie nach Durchdringung einer Absorberschicht nicht mehr monoenergetisch. Vielmehr hat  $\Delta$  eine charakteristische Verteilung mit einer steilen Flanke auf der Seite geringer Energiedeposition und einem langen Ausläufer zu grossen Energieverlusten hin. Nachfolgend wird ein kurzer Überblick über die Vavilovsche Theorie zur Behandlung der Energiedeposition gegeben.

#### Annahmen:

Die Überlegungen von Vavilov stützen sich auf die folgenden drei Ausgangsbedingungen:

1. Die Hüllenelektronen sind — im Verhältnis zum Energieübertrag während eines Stosses — als quasifreie Elektronen zu betrachten.
2. Der Energieübertrag ist durch  $T_{max}$  begrenzt.
3. Betrachtet werden nur „dünne“ Absorberschichten<sup>1</sup>. Dies bedeutet, dass die Anzahl der Stossprozesse die das eindringende Teilchen erfährt, relativ gering ist, so dass die Teilchengeschwindigkeit während des gesamten Durchflugs als konstant betrachtet werden kann. Dadurch kann der Wirkungsquerschnitt des Stosses als unabhängig von der Teilchenenergie behandelt werden.

<sup>1</sup>Für sehr kleine Volumen im  $nm^3$  Bereich siehe M. A. Xapsos u. a., Radiation Measurement 26 (1996)

1. Für dicke Absorber siehe C. Tschalär u. a., Phys. Rev. B1 (1970) 2863.

**Grundgleichung:**

Die aus der Transportgleichung entwickelte Grundgleichung für die Verteilungsfunktion des Gesamtenergieverlustes  $\Delta$  lautet:

$$\frac{\partial \mathcal{P}(s, \Delta)}{\partial s} = \int_0^B \omega(E) \mathcal{P}(s, \Delta - E) dE - \mathcal{P}(s, \Delta) \int_0^{T_{max}} \omega(E) dE \quad (\text{B.3.1})$$

- $\mathcal{P}(s, \Delta)$  : Wahrscheinlichkeitsdichte, dass ein Teilchen nach passieren einer Schichtdicke  $s$  des Mediums einen Energieverlust von  $\Delta$  erfahren hat.
- $\omega(E) dE$  : differentieller Wirkungsquerschnitt des Teilchen-Elektron Stosses mit einem Energieübertrag  $E$  an das Elektron.

$$\omega(E) = \begin{cases} \frac{\xi}{sE^2} \left(1 - \frac{\beta^2 E}{T_{max}}\right) & : E \leq T_{max} \\ 0 & : E > T_{max} \end{cases}$$

$$\xi = K \frac{Z}{A} \left(\frac{z}{\beta}\right)^2 \rho s$$

- $B$  : Die obere Grenze des Integrationsbereichs ist gegeben durch die Bedingung, dass der maximale Energieverlust nach Durchquerung einer Schichtdicke  $s$  gleich  $\Delta$  ist.

$$B = \begin{cases} \Delta & : \Delta < T_{max} \\ T_{max} & : \Delta \geq T_{max} \end{cases}$$

Zum Verständnis der obigen Formel:

Schreibt man die Differentialgleichung um in ein Differenzgleichung mit  $s_2 = s_1 + \delta s$ , so folgt

$$\mathcal{P}(s_2, \Delta) = \mathcal{P}(s_1, \Delta) \cdot \left[ 1 - \delta s \int_0^{T_{max}} \omega(E) dE \right] + \delta s \int_0^B \omega(E) \mathcal{P}(s_1, \Delta - E) dE$$

Der erste Summand auf der rechten Seite entspricht der Wahrscheinlichkeitsdichte, dass das Teilchen nach durchqueren einer Schichtdicke  $s_1$  einen Energiebetrag  $\Delta$  an das Medium abgegeben hat und in der dünnen Schicht  $\delta s$  keinen Energieverlust erleidet. Der zweite Summand bezeichnet demgegenüber die Wahrscheinlichkeitsdichte, dass das Teilchen in der Strecke  $s_1$  die Energie  $\Delta - E$  an das Medium verliert und in  $\delta s$  einen Energieverlust von der Grösse  $E$  hat.

**Definitionen:**

$$\kappa = \xi \cdot T_{max}^{-1}$$

$$\bar{\Delta} = -\frac{dE}{dx} s$$

$$\Delta_w = \bar{\Delta} + \xi [0.200 + \beta^2 + \ln(\kappa)]$$

$$C \approx 0.5772$$

$$Ei(z) = \int_{-\infty}^z t e^{-t} dt$$

Formparameter der Vavilov-Funktion.

mittlerer Energieverlust des Teilchens in einem Absorber der Dicke  $s$  nach der Bethe-Bloch Formel (B.1).

wahrscheinlichster Energieverlust

Eulersche Konstante.

Integralexponentialfunktion.



**Lösung der Differentialgleichung:**

Mit Hilfe der Laplace-Transformation erhält man die spezielle Lösung von Gleichung (B.2) zu

$$\mathcal{P}(s, \Delta) = \frac{1}{\xi} \phi_V(\lambda_V, \kappa, \beta^2) \tag{B.3.2}$$

Dabei bezeichnet

$$\phi_V(\lambda_V, \kappa, \beta^2) = \frac{\kappa}{2\pi i} e^{\kappa(1+\beta^2 C)} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} e^I dz$$

mit

$$I = z\lambda_V + \kappa \left[ (z + \beta^2)(\ln(z) - Ei(-z)) - e^{-z} \right]$$

und

$$\lambda_V = \kappa \left[ \frac{\Delta - \bar{\Delta}}{\xi} - (1 + \beta^2 - C) \right]$$

die Vavilov-Funktion. Sie hängt von der Teilchengeschwindigkeit  $\beta$ , dem Formparameter  $\kappa$  und der Vavilov-Variablen  $\lambda_V$  ab.

**Grenzwertbetrachtungen:**

Der Wert des Formparameters  $\kappa$  hat einen entscheidenden Einfluss auf den Kurvenverlauf der Vavilov-Funktion. Nachfolgend werden die Grenzwertbetrachtungen  $\kappa \rightarrow 0$  und  $\kappa \rightarrow \infty$  betrachtet.

$\kappa \rightarrow 0$ :

Führt man die Variablensubstitution  $z\kappa = u$  durch und ersetzt die Vavilov-Variable durch die Landau-Variable

$$\lambda_L = \frac{\Delta - \Delta_w}{\xi} + \lambda_o = \lambda_V/\kappa - \ln(\kappa), \tag{B.3.3}$$

mit  $\lambda_o = -0.2228$ , so folgt

$$\lim_{\kappa \rightarrow 0} (I) = u\lambda_L + u\ln(u). \tag{B.3.4}$$

Demnach entspricht  $\phi_V$  bei kleinem  $\kappa$  ( $\kappa < 0.01$ ) der Landau-Funktion  $\phi_L$

$$\phi_L(\lambda_L) = \frac{1}{2\pi i} \int_{b-i\infty}^{b+i\infty} e^{u\lambda_L + u\ln(u)} du. \tag{B.3.5}$$

Die Wahrscheinlichkeitsdichte hat in diesem Fall die Form einer Landau-Funktion  $\mathcal{P}(s, \Delta) = \frac{1}{\xi} \phi_L(\lambda_L)$  mit einem Maximum bei  $\lambda_L = \lambda_o$  und einer Breite bei halber Höhe von  $4.02 \cdot \xi$ .  
 $\kappa \rightarrow \infty$ :

Entwickelt man  $I$  aus Gleichung (B.4) in einer Reihe und berücksichtigt nur Terme bis zur zweiten Ordnung in  $u$ , so gelangt man nach komplizierten mathematischen Umformungen und Näherungen schlussendlich zu einer gaußverteilten Wahrscheinlichkeitsfunktion

$$\mathcal{P}(s, \Delta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{(\Delta-\Delta)^2}{2\sigma^2}}. \tag{B.3.6}$$

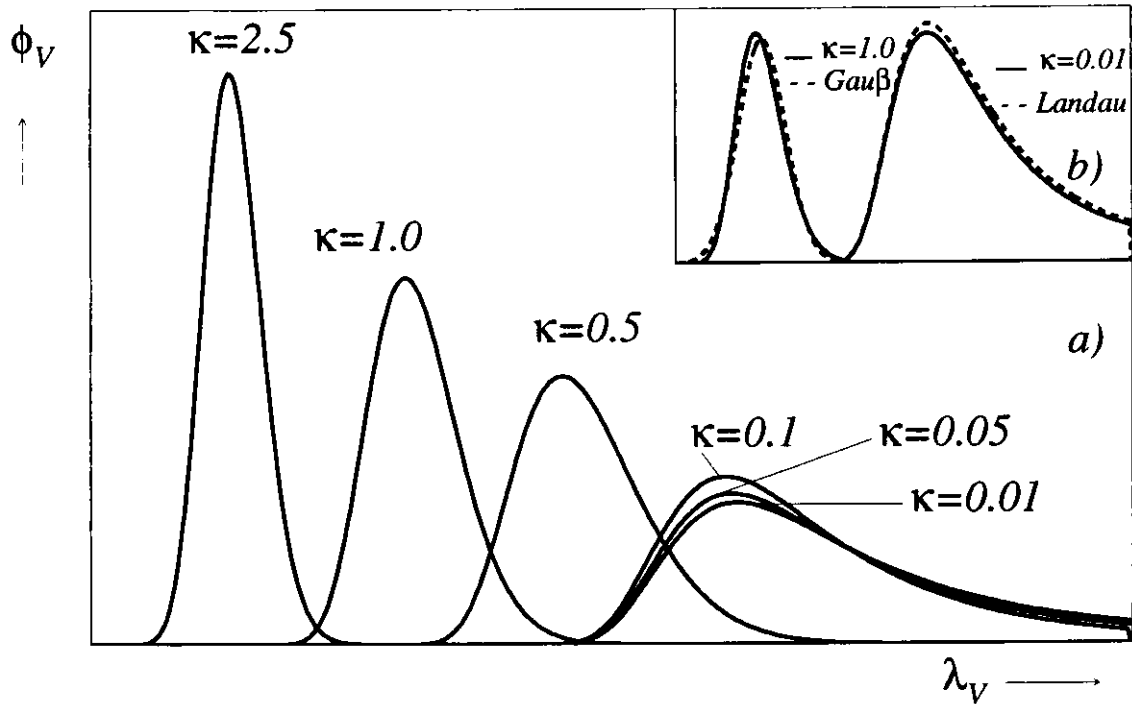


Abbildung B.3.1: Vavilov-Funktion mit a) verschiedenen Formparametern  $\kappa$  und b) im Vergleich mit der Gauß- bzw. Landau-Funktion.

mit einer Standardabweichung von

$$\sigma = \xi \sqrt{\frac{1}{\kappa} \left(1 - \frac{1}{2} \beta^2\right)}. \quad (\text{B.3.7})$$

Dieses Ergebnis folgt auch aus dem zentralen Grenzwertsatz der Statistik. In Abbildung B.3.1 ist die Vavilov-Funktion für verschiedene Werte des Formparameters dargestellt.

### Berücksichtigung der Hüllenelektronenbindungsenergie:

Eine wesentliche Korrektur erfährt die Landau- bzw. Vavilov-Verteilung durch die in deren Theorien nicht berücksichtigte Bindungsenergie der Hüllenelektronen. Dieser Effekt lässt den wahrscheinlichsten Energieverlust (Maximum der Kurve) annähernd unverändert gegenüber der unkorrigierten Verteilung, führt aber zu einer Aufweitung der Kurve im Bereich des Maximums. Wird die Bindungsenergie mit in die theoretischen Überlegungen einbezogen, so kann die korrigierte Verteilungsfunktion als Faltung der unkorrigierten Verteilung mit einer Normalverteilung ausgedrückt werden

$$\mathcal{P}'(s, \Delta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{P}(s, \Delta') \cdot e^{-\frac{(\Delta - \Delta')^2}{2\sigma^2}} d\Delta'. \quad (\text{B.3.8})$$

Für die Varianz erhält man, mit Shulek und Mitarbeiter [Sh67] folgend, die Gleichung

$$\sigma^2 = \frac{8}{3}\xi \sum_i I_i \cdot \frac{Z_i}{Z} \cdot \ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I_i}\right), \quad (\text{B.3.9})$$

wobei die Summe über alle Elektronen mit einem Ionisationspotential  $I_i < 2m_e c^2 \beta^2$  auszuführen ist und  $Z_i$  die Anzahl der Elektronen in der  $i$ -ten Schale bedeutet. Für fünf verschiedene Materialien, die für den ZEUS Detektor typisch sind, sind die Standardabweichungen in Tabelle B.3.1 aufgeführt.

Material	$\sigma$ [keV]
Aluminium	11
Silizium	11
Eisen	27
Blei	56
Uran	77

Tabelle B.3.1: Werte für die Standardabweichung aus Gleichung (A.9) mit  $\beta = 0.96$  und einer Schichtdicke von  $s = 1\text{mm}$ . Die Werte für die verschiedenen Ionisationspotentiale sind aus T. A. Carlson, Photoelectron and Auger Spectroscopy. Plenum Press, New York. 2. edition 1978 entnommen.

# Literaturverzeichnis

- [Am81] U. Amaldi, *Physica Scripta* **23** (1981) 409.
- [Am86] R. Ammar u. a., *Phys. Lett.* **B178**(1986)124.  
A. M. Rossi u. a., *Nucl. Phys.* **B84**(1975)269.
- [Au94] P. S. Auchincloss u. a., *Nucl. Inst. Meth.* **A 343** (1994) 463.  
V. Blobel u. E. Lohrmann, *Statistische und numerische Methoden der Datenauswertung I*, Vorlesung Univ. Hamburg, Wintersemester 1992/93.  
L. Chen u. a., *ZEUS Note 92-023*.  
W. K. Sakumoto u. a., *Nucl. Inst. Meth.* **A 294** (1990) 179.  
W. A. Stahel, *Statistische Datenanalyse*, Vieweg, Braunschweig, 1995.
- [Ba92] D. Bailey u. a., *DESY 92-150 und Konferenzbericht Computing in High Energy Physics*, Annecy, 1992.
- [Be89] U. Behrens u. a., *Nucl. Inst. Meth.* **A 289** (1990) 115.  
D. H. Saxon u. a., *DESY 87-165 und HERA Workshop*, Hamburg, 1987.
- [Be68] G. Bertolini und A. Coche, *Semiconductor Detectors*, North-Holland Pub. Comp., Amsterdam, 1968.
- [Bh94] S. Bhadra u. a., *Nucl. Inst. Meth.* **A 354** (1995) 479.
- [Br87] R. Brinkmann, *DESY HERA 87-19*.
- [Br88] H. Brückmann u. a., *Nucl. Inst. Meth.* **A 263** (1988) 136.
- [Er92] M. Ernst, *Diplomarbeit, Univ. Hamburg, Interner Bericht, DESY F1-92-01*.
- [Fa63] U. Fano, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, Band 13, 1963.
- [Fl94] I. Fleck, *Dissertation, Univ. Hamburg, Interner Bericht, DESY F35D-94-09*, 1994.

- [Fl95] I. Fleck u. K. Ohrenberg, ZEUS Note 95-009, 1995.
- [Fr94] A. Freidhof, Dissertation, Univ. Hamburg, Interner Bericht, DESY F35-94-01.
- [Fü93] A. Fürtjes, Dissertation, Univ. Hamburg, Interner Bericht, DESY F35D-93-03.
- [Ga89] T. A. Gabriel u. a., IEEE Trans. Nucl. Sci. **36** (1989) 14.  
T. A. Gabriel u. a., Nucl. Inst. Meth. **A 279** (1989) 40.  
T. A. Gabriel u. a., Nucl. Inst. Meth. **A 338** (1994) 336.
- [Gö94] P. Göttlicher, HES Note 94-03.
- [Gr96] J. Grosse-Knetter, Dissertation, in Vorbereitung.
- [Ha95] L. Hagge, Dissertation, Univ. Hamburg, Interner Bericht, DESY F35D-95-05.
- [Ha84] G. Hall, Nucl. Instr. and Meth. **220** (1984) 356.  
S. Hancock u. a., Phys. Rev. **A28** (1983) 615 und  
Nucl. Inst. Methods **B1** (1984) 16.  
J. M. Paul, Nucl. Inst. Methods **94** (1971) 275.
- [Ha59] B. G. Harvey, in O. R. Frisch (Hrsg.), Progress in Nuclear Physics, Pergamon Press, London, 1959.
- [HE92] HERA-B Kollaboration, H. Albrecht u. a., Letter of Intent, DESY-PRC 92/04, 1992.  
P. Križan u. a., Nucl. Inst. Meth. **A351** (1994) 111.  
H. Albrecht u. a., DESY 93-156 und Workshop on Physics at HERA with Internal Targets, Hamburg, 1993.  
C. Hast u. a., Nucl. Inst. Meth. **A 354** (1995) 224.
- [HE93] HERMES Kollaboration, Technical Design Report, 1993.  
M. Düren, Transverse and Longitudinal Electron Polarization at HERA.  
D. P. Barber u. a., Phys. Lett. **B 343** (1995) 436.  
R. Voss, CERN-PPE/95-131.
- [Ja92] G. Jahnen, Dissertation, Univ. Hamburg, Interner Bericht, DESY F35D-92-03, 1992.
- [Ka92] M. Kasprzak, ZEUS Note 92-072.  
M. Kasprzak, ZEUS Note 94-108.
- [Kl85] R. Klanner, Nucl. Inst. Meth. **A 235** (1985) 209.

- [Ko95] E. Kouznetsov, ZEUS Note 95-156.
- [Ku90] I. Kudla u. a., Nucl. Inst. Meth. **A 300** (1991) 480.  
K. Muchorowski u. a., ZEUS Note 90-085.  
M. Kasprzak und R. Pawlak, ZEUS Note 95-122.
- [Ku96] M. Kuze, persönliche Mitteilung.
- [La44] L. D. Landau, J. Phys. (USSR) **8** (1944) 201; in Collected Papers, D. ter Haar (Hrsg.), Pergamon Press, Oxford, 1965, Seite 417.
- [LB90] Landolt-Börnstein, Neue Serie, Gruppe I, Band 11, Springer Verlag, Berlin, 1990.
- [Le94] W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer Verlag, Berlin, 2. Auflage 1994.
- [Lo85] W. Lohmann u. a., CERN 85-03.
- [Me93] G. Meyer, DESY HERA 93-06.
- [Mu88] G. Musiol u. a., Kern- und Elementarteilchenphysik, VCH Verlag, Weinheim, 1988.
- [PD96] Particle Data Group, R. M. Barnett u. a., Phys. Rev. **D 45** (1996)
- [Pr95] M. Przybycień, Dissertation, Interner Bericht, DESY F35D-95-04.
- [Sc90] P. Schmüser, Physikalische Blätter **46** (1990) 470.
- [Sc95] W. Schott, ZEUS Note 95-039.
- [Sc93] G. A. Schuler und T. Sjöstrand, Nucl. Phys. **B 407** (1993) 539.
- [Se94] M. Seidel, DESY 94-103.
- [Sh67] P. Shulek u. a., Sov. J. Nucl. Phys. **4** (1967) 400.
- [Sz89] R. Szwed, ZEUS Note 89-098.
- [To96] K. Tokushuku, persönliche Mitteilung.

- [Va57] P. V. Vavilov, Sov. Phys. JETP **5** (1957) 749.  
S. M. Selzer und M. J. Berger, Nuclear Science Series Report No. 39,  
Nat. Acad. of Science - Nat. Research Council, Washington, 1964.
- [We89] D. Wegener, Phys. Bl. **45** (1989) 358.  
R. Wigmans, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., **41** (1991) 133.  
R. Wigmans, Nucl. Inst. Meth. **A 259** (1987) 389.
- [Wi94] F. Willeke, Proceeding of the ZEUS Collaboration Meeting November 1994.  
F. Willeke, Minutes of the 37<sup>th</sup> Meeting of the PRC, 1995.  
Deutsches Elektronen Synchrotron, Wissenschaftlicher Jahresbericht 1994, 1994.
- [ZE85] ZEUS Kollaboration, ZEUS A Detector for HERA, Letter of Intent, 1985.
- [ZE93] The ZEUS Detector, Status Report 1993, DESY, 1993.
- [Zh93] J. F. Zhou, ZEUS Note 94-131.
- [Zi93] F. Zimmermann, DESY 93-059.

