

UNTERSUCHUNGEN ZUR IDENTIFIZIERUNG
VON ELEKTRONEN
IN EINEM FLÜSSIG-ARGON-KALORIMETER FÜR
HOCHENERGETISCHE ELEKTRON-PROTON-REAKTIONEN

Diplomarbeit an der Technischen Universität München
Fachbereich Physik

WOLFGANG LANGER

*Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik
– Werner-Heisenberg-Institut für Physik –
Postfach 40 12 12, D-8000 München 40*

August 1986

INHALTSVERZEICHNIS

1. Einleitung	1
2. Das H1-Experiment	3
2.1 Physikalische Randbedingungen bei HERA	3
2.2 Der H1-Detektor	4
3. Einige Grundlagen der Kalorimetrie	8
3.1 Elektromagnetische Schauer-Detektoren	9
3.1.1. Energieverlustmechanismen für elektromagnetische Schauer	9
3.1.2. Elektromagnetische Kaskade	11
3.1.3. Energieauflösung für elektromagnetische Schauer	14
3.2 Hadronische Schauer-Detektoren	18
3.2.1. Hadronische Kaskade	18
3.2.2. Energieauflösung von Hadron-Kalorimetern	20
3.3 Das Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors	22
4. Monte-Carlo-Rechnungen zur Schauersimulation	27
5. Elektron-Identifizierung	30
5.1 Kalorimeterkonfiguration	30
5.2 Schauerdaten und Parameter	33
5.3 Methoden der e/π -Trennung	43
5.3.1. Vergleich von Energie- und Impulsmessung	43
5.3.2. χ^2 -Test des Schauerprofils	45
5.4 Teilchenarten und Energien	49
5.4.1. Einschußenergie	49
5.4.2. Überlagerung von Einzelteilchen und Jets	51

5.5	Optimierung der Parameter	53
5.5.1.	Radius R_1	53
5.5.2.	Auslesestruktur in der Tiefe	54
5.6	Einfluß von Störquellen	57
5.7	Energieabhängige Parametrisierung der Kovarianzmatrix	59
6.	Zusammenfassung	67
	Literaturverzeichnis	69
	Danksagung	71

1. Einleitung

Grundlage für die erfolgreiche Durchführung von Experimenten in der Elementarteilchenphysik ist eine möglichst genaue Messung von Energie und Impuls möglichst aller an einer Reaktion beteiligten Teilchen. Diesem Ziel dienen die mit zunehmender Teilchenenergie komplexer werdenden Detektoranordnungen, deren einzelne Komponenten auf die Messung bestimmter Größen (Energie, Impuls, Teilchenart, etc.) ausgerichtet sind. Zunehmend größere Bedeutung erhalten hierbei die Kalorimeter zur Energiemessung einzelner Teilchen und Teilchenbündel (Jets): Zum einen kann die mit ansteigender Teilchenenergie schlechter werdende Impulsmessung des zentralen Spurdetektors durch eine gleichzeitig besser werdende Energiemessung des Kalorimeters ersetzt werden. Zum anderen können Kalorimeter zur Identifikation von hochenergetischen Teilchen anhand deren Schauerentwicklung verwendet werden.

Bevor große Detektorsysteme gebaut werden, wird ihre Auslegung hinsichtlich der elektronischen Auslesekanäle und der Anordnung einzelner Komponenten mit Hilfe von Computersimulationen (Monte-Carlo(MC)-Rechnungen) optimiert. Dabei werden die beim Durchgang von Teilchen durch Materie stattfindenden physikalischen Prozesse gemäß ihrer Wahrscheinlichkeitsverteilung mittels statistischer Methoden simuliert. Wenngleich mit MC-Rechnungen sehr detaillierte Detektorstudien erfolgreich durchgeführt werden, kann letztendlichen Aufschluß über die Meßgenauigkeit großer Detektoren nur das tatsächlich durchgeführte Experiment bringen.

Die vorliegende Diplomarbeit analysiert die Daten von Rechnungen mit dem MC-Programm GHEISHA für einen geplanten Detektor, H1-Detektor genannt, der an dem sich gerade im Bau befindlichen Speicherring HERA am DESY in Betrieb gehen soll. Mit HERA wird dann ein Speicherring zur Verfügung stehen, mit dem ein neuer Energiebereich für die Elektron-Proton-Streuung erschlossen werden wird.

Ziel dieser Arbeit ist es, anhand von Monte-Carlo-Daten ein Verfahren für die Elektron- bzw. Hadronidentifikation mit Hilfe des H1-Vorwärtskalorimeters und insbesondere deren Abhängigkeit von verschiedenen Kalorimeterparametern zu untersuchen. Ein Maß dafür ist die sogenannte e/π -Trennung, d.h. die Fähigkeit

des Kalorimeters, Elektronen von Pionen zu unterscheiden.

Zeitlich war diese Arbeit eingebettet in die Veröffentlichung der Absichtserklärung (Letter of Intent) und die Vorstellung eines exakten Planes (Technisches Proposal) für den H1-Detektor. Deshalb sind in die Rechnungen Daten und Materialanordnungen eingeflossen, die zum Teil in dieser Form nicht mehr auf den H1-Detektor zutreffen. Dennoch sind die Analysen allgemeiner Natur, so daß deren qualitative Aussagen unabhängig von Details der Kalorimeterkonfiguration gelten.

2. Das H1-Experiment

2.1. PHYSIKALISCHE RANDBEDINGUNGEN BEI HERA

Mit dem neuen Elektron-Proton-Speicherring HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage), der 30 GeV Elektronen mit 820 GeV Protonen zur Kollision bringen soll, wird die Schwerpunktsenergie gegenüber bisherigen Experimenten zur tief-inelastischen Leptonstreuung um eine Größenordnung auf 315 GeV erweitert. Der maximale, mit sinnvoller Zählrate erreichbare, quadratische Impulsübertrag Q^2 auf das Nukleon, die entscheidende Größe für Strukturuntersuchungen des Nukleons, wird dadurch auf etwa $3 \cdot 10^4 \text{ GeV}^2$ gesteigert [1]. Damit können Nukleonstrukturen bis zu 10^{-17} cm aufgelöst werden.

Dieser neue Energiebereich sowie die Möglichkeit von polarisierten Elektron- und Positron-Strahlen erweitern nicht nur die Suche nach neuen physikalischen Phänomenen auf der Energieskala, sondern ermöglichen auch eine Überprüfung bisheriger Modellvorstellungen und Theorien über die elementaren Wechselwirkungen mit wesentlich größerer Genauigkeit. So können die Strukturfunktionen über einen größeren kinematischen Bereich gemessen werden und Wechselwirkungen über neutrale und geladene schwache Ströme bei sehr hohen Q^2 untersucht werden. Da in dem Energiebereich von HERA die starke Kopplungskonstante $\alpha_S(Q^2)$ um einen Faktor zwei fallen soll, wird es möglich sein, die Quantenchromodynamik (QCD) in einem Bereich zu testen, in dem nicht störungstheoretisch zu behandelnde Effekte, die eine Interpretation der Daten bei bisher erreichbaren Energien erschweren, vernachlässigbar sind. Des weiteren können durch den Übergang zu noch kleineren Abständen möglicherweise noch einige ungelöste Fragen des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung hinsichtlich der Eichstruktur der schwachen Bosonen beantwortet werden.

Folgende neue Phänomene werden unter anderem erwartet:

— Substruktur von Quarks und Leptonen:

Sollten Quarks und Elektronen nicht punktförmig sein, sondern eine Substruktur auf einer Massenskala bis zu 5 TeV haben, müßten sich spürbare Effekte in den totalen Wirkungsquerschnitten und in Polarisationsasymmetrien zeigen. Andere Hinweise darauf würden sich durch die Beobachtung von

angeregten Elektronen oder durch die Bildung von Leptoquarks ergeben, die aufgrund ihres bevorzugten Zerfalls in schwere Leptonen und Quarks nachgewiesen werden könnten.

— Neue Eichwechselwirkungen:

Neue Eichbosonen mit Massen bis zu 500 GeV würden sich in Veränderungen des Wirkungsquerschnittes für hohe Q^2 zeigen. Diese könnten mit polarisierten Strahlen genauer untersucht werden.

— Spektroskopie von neuen Leptonen:

Neue Teilchen wie skalare Elektronen und Neutrinos, neutrale und geladene schwere Leptonen oder angeregte Elektronen könnten von HERA bis zu Massen von 150 GeV erzeugt werden. Solche Ereignisse könnten aufgrund der Topologie ihrer Zerfälle relativ leicht von bisher bekannten unterschieden werden.

Der Nachweis dieser Reaktionen setzt eine möglichst gute Leptonidentifizierung, insbesondere für Elektronen, sowie eine möglichst gute Energieauflösung für hochenergetische Teilchenbündel (Jets) und eine genaue Bestimmung der fehlenden transversalen Energie — in Form von nicht-wechselwirkenden Teilchen entweichende Energie — voraus, weil die Endzustände in der Regel mehrere Leptonen (einschließlich Neutrinos) sowie Quark- und Gluonjets enthalten werden. Die sich daraus für den Detektor ergebende Forderung nach bestmöglicher Hadronkalorimetrie im gesamten Raumwinkelbereich mit sehr feiner Granularität wird natürlich ebenso für Präzisionsmessungen zur schwachen Wechselwirkung benötigt.

2.2. DER H1-DETEKTOR

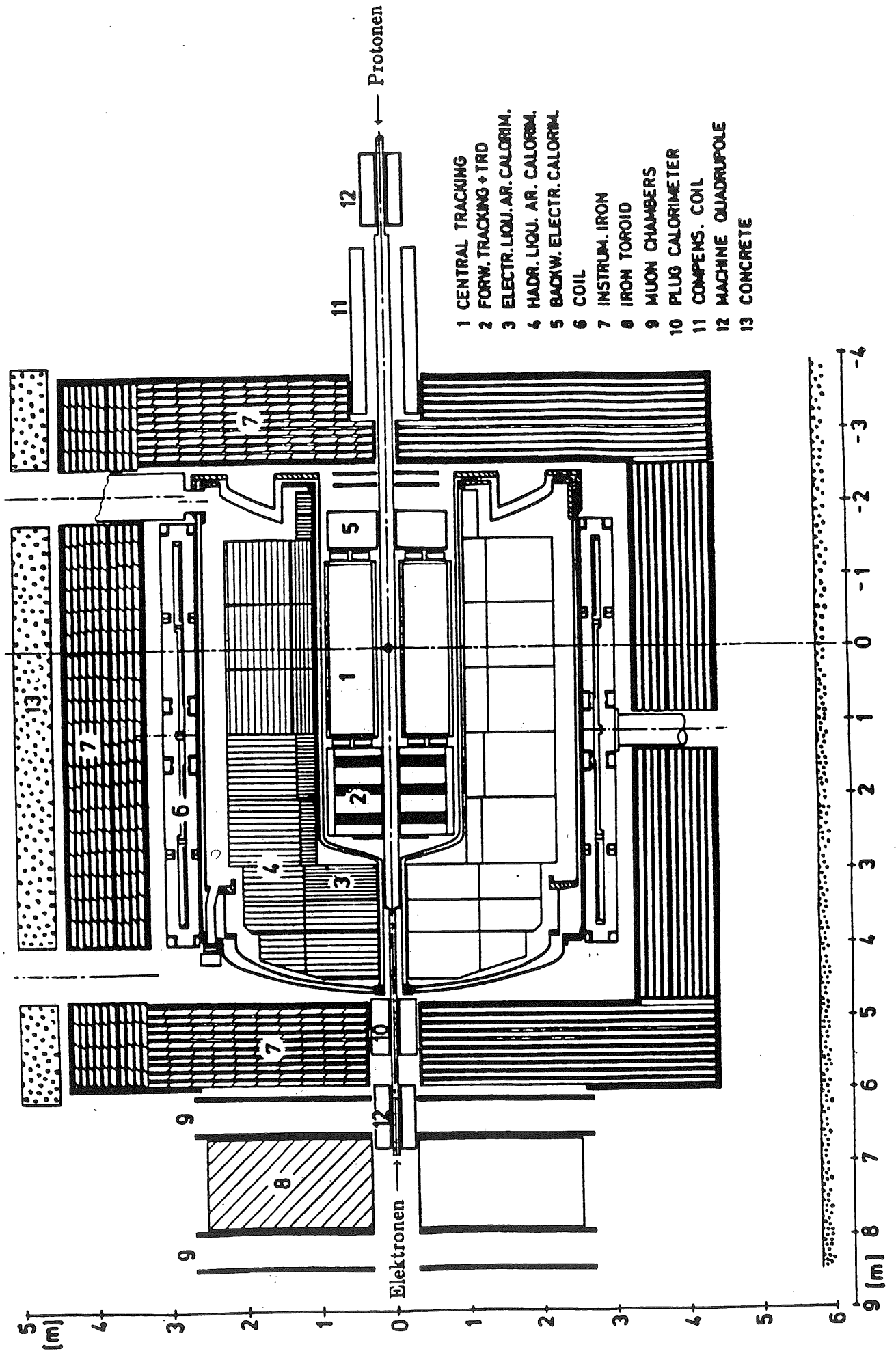
Eine internationale Kollaboration von 24 Instituten hat den sogenannten H1-Detektor entworfen, mit dem die bei HERA möglichen Reaktionen nachgewiesen werden sollen [2].

Die spezielle kinematische Situation bei HERA erfordert einen für Speicherringexperimente unüblichen, parallel zur Strahlrichtung asymmetrischen Detektor, in dem der größte Teil der Energie im "Vorwärtsbereich" (Flugrichtung des Protons) deponiert werden wird: Etwa 50% aller Leptonen und Hadronfragmente

werden innerhalb eines Polarwinkels $\theta \leq 25^\circ$ in der Vorwärtsrichtung erwartet.

Abbildung 2.1 zeigt einen Längsschnitt durch den H1-Detektor, wobei in dieser Darstellung die Protonen von rechts auf den Detektor treffen. Die Hauptelemente des H1-Detektors sind ein Spurdetektor, ein Flüssig-Argon-Kalorimeter, eine große Spule, die ein solenoidales Magnetfeld parallel zur Strahlrichtung erzeugt, ein instrumentiertes Rückflüßloch zur Messung der im Kalorimeter nicht vollständig absorbierten Schauer ("tail catcher") sowie außenliegende Myonkammern:

- Der Innendetektor (Spurdetektor) dient dem Nachweis und der Impulsmessung von geladenen Teilchen. Er besteht aus einer zylindrischen Driftkammer zwischen zwei Lagen von Vieldrahtproportionalkammern zur Messung der Spurkoordinaten senkrecht zur Strahlrichtung. Planare Driftkammern ermöglichen Messungen nahe des Strahlrohres. Übergangsstrahlungsdetektoren in Vorwärtsrichtung ergänzen diese Messungen hinsichtlich einer Teilchenidentifizierung für Elektronen. Bei einem Magnetfeld von 1.2 Tesla wird innerhalb eines Winkelbereichs $7^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$ eine Impulsauflösung von $\Delta p/p^2 \leq 0.003$ für einzelne Spuren erwartet.
- Das Flüssig-Argon-Kalorimeter zur Messung der Energie einzelner Teilchen und Teilchenbündel ist zweigeteilt in ein elektromagnetisches und ein hadronisches Samplingkalorimeter, wobei ersteres Bleiplatten und letzteres Stahlplatten als Absorbermaterial enthält.
- Die supraleitende Spule zur Erzeugung des Magnetfeldes liegt außerhalb des Kalorimeters. Diese aufwendige Konstruktion hat unter anderem folgende Vorteile :
 - Der Innendetektor ist einem sehr starken und homogenen Magnetfeld von 1.2 Tesla ausgesetzt, was eine sehr gute Ladungs- und Impulsmessung auch für hochenergetische Teilchen bei sehr kleinen Winkeln über den gesamten Azimuth ermöglicht.
 - Der Anteil von totem Material vor dem elektromagnetischen Kalorimeter wird erheblich vermindert, wodurch eine sehr gute Energieauflösung und e/π -Trennung ermöglicht werden soll.
 - Das starke Magnetfeld innerhalb des gesamten Kalorimeters führt zu



- 1 CENTRAL TRACKING
- 2 FORW. TRACKING + TRD
- 3 ELECTR. LIQU. AR. CALORIM.
- 4 HADR. LIQU. AR. CALORIM.
- 5 BACKW. ELECTR. CALORIM.
- 6 COIL
- 7 INSTRUM. IRON
- 8 IRON TOROID
- 9 MUON CHAMBERS
- 10 PLUG CALORIMETER
- 11 COMPENS. COIL
- 12 MACHINE QUADRUPOLE
- 13 CONCRETE

Abb. 2.1: Längsschnitt durch den H1-Detektor.

einer entsprechend großen Ablenkung für durchgehende Myonen, so daß ein Vergleich der Impulsmessung aus dem Spurdetektor mit den außenliegenden Myonkammern die Impulsmessung und in gewissem Umfang die Identifizierung der Myonen verbessert.

- Mehrere Lagen von Driftkammern zum Myonnachweis schließen den Detektor nach außen ab.
- Ergänzt wird die Detektorkonfiguration durch ein "Plug-Kalorimeter" aus siliziuminstrumentierten Kupferplatten in Vorwärtsrichtung. Damit sollen kleine Winkel bis 0.7° zum Strahlrohr hin abgedeckt werden, wodurch die gesamte Energiemessung hinsichtlich fehlender Energie verbessert wird.

3. Einige Grundlagen der Kalorimetrie

Zur Messung der Energie hochenergetischer Teilchen und Teilchenbündel werden in der Hochenergiephysik sogenannte Kalorimeter eingesetzt. Dabei verwendet man die Wechselwirkungsprozesse von Teilchen mit Materie, durch die die Energie des primären Teilchens auf eine große Anzahl sekundärer Teilchen verteilt wird, deren Anzahl und Gesamtpurlänge proportional zur Einfallenergie ist. Solange die Sekundärteilchen eine genügend hohe Energie haben, produzieren sie weitere Teilchen, deren Energie mit dem Fortschreiten einer solchen Kaskade immer mehr abnimmt. Die Eigenschaften dieses Teilchenschauers hängen wesentlich von der Art des einfallenden Teilchens ab, so daß mit der Messung der Charakteristika eines Schauers auch eine Identifizierung des ursprünglichen Teilchens teilweise möglich ist.

Ein Kalorimeter besteht aus einer Ansammlung von Materie, die zur Energiemessung genügend groß sein muß, um einen Teilchenschauer möglichst vollkommen im Detektorvolumen zu absorbieren. Die Messung der Energie des primären Teilchens erfolgt durch Integration über die lokalen Energiedepositionen der von diesem induzierten Schauerteilchen. In der Regel ist nur ein Teil der von einem Teilchenschauer deponierten Energie meßbar. Im Aufbau unterscheidet man zwei Arten von Kalorimetern :

- Homogene Kalorimeter bestehen nur aus aktivem Material (zB. BGO, NaJ, CsJ), d.h. das gesamte Volumen wird zur Energiemessung verwendet.
- Sampling-Kalorimeter oder Sandwich-Kalorimeter setzen sich aus einer Reihe von inaktiven Absorberschichten (zB. Pb, Fe, Cu, U) zusammen, zwischen denen aktive Detektorschichten (zB. flüssig-Argon, Szintillator) zum Nachweis der dort entstandenen Sekundärteilchen liegen.

Zur Messung der deponierten Energie sind vor allem folgende Verfahren gebräuchlich:

- direkte Ladungssammlung mit Hochspannung (Ionisationskammerprinzip)
- indirekter Nachweis über Szintillationsphotonen
- indirekter Nachweis über Čerenkovlicht.

Ein Flüssig-Argon-Kalorimeter arbeitet nach dem ersten Prinzip.

Die folgende Übersicht über die Schauer- und Kalorimeteigenschaften bezieht sich im wesentlichen auf ein Flüssig-Argon Sampling-Kalorimeter, wie es im H1-Detektor verwendet wird. Aufgrund der völlig unterschiedlichen Produktionsprinzipien und Eigenschaften wird zwischen elektromagnetischen und hadronischen Schauern unterschieden.

3.1. ELEKTROMAGNETISCHE SCHAUER-DETEKTOREN

3.1.1. ENERGIEVERLUSTMECHANISMEN FÜR ELEKTROMAGNETISCHE SCHAUER

Die Entwicklung elektromagnetischer Schauer wird ausschließlich durch elektromagnetische Prozesse bestimmt, die im Rahmen der Elektrodynamik vollständig beschrieben werden. Geladene Teilchen verlieren ihre Energie beim Durchgang durch Materie in Form von Bremsstrahlung, Stoßionisation und Vielfachstreuung. Für den differentiellen Energieverlust durch Coulombstöße gilt die Bethe-Bloch-Formel [3] :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Ion.} = \frac{4\pi r_e^2 mc^2 N_A Z z^2}{A \beta^2} \ln \left[\frac{2mc^2 \beta^2}{(1-\beta^2)I} - \beta^2 \right]$$

Dabei ist :

r_e klassischer Elektronradius	N_0 Avogadro-Zahl
m Masse des einfallenden Teilchens	Z Ordnungszahl
$v = \beta c$ Geschwindigkeit des Teilchens	A Massenzahl
$\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$	z Ladung des einfallenden Teilchens
I effektives Ionisationspotential, in der Ferminäherung: $I = 12\text{eV} \cdot Z$	

Aufgrund ihrer kleinen Ruhemasse verlieren Elektronen Energie auch in Form von Bremsstrahlung durch Streuung am Coulombfeld der Kerne :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Brems} = \frac{4\pi N_A Z^2 r_e^2}{A} E \ln \left[\frac{183}{Z^{1/3}} \right] = \frac{E}{X_0}$$

X_0 ist die Strahlungslänge. Sie wird zur materialunabhängigen Skalierung der longitudinalen Entwicklung eines hochenergetischen ($E > 1\text{ GeV}$) elektromagnetischen Schauers verwendet. Innerhalb von X_0 fällt im Mittel die Energie eines

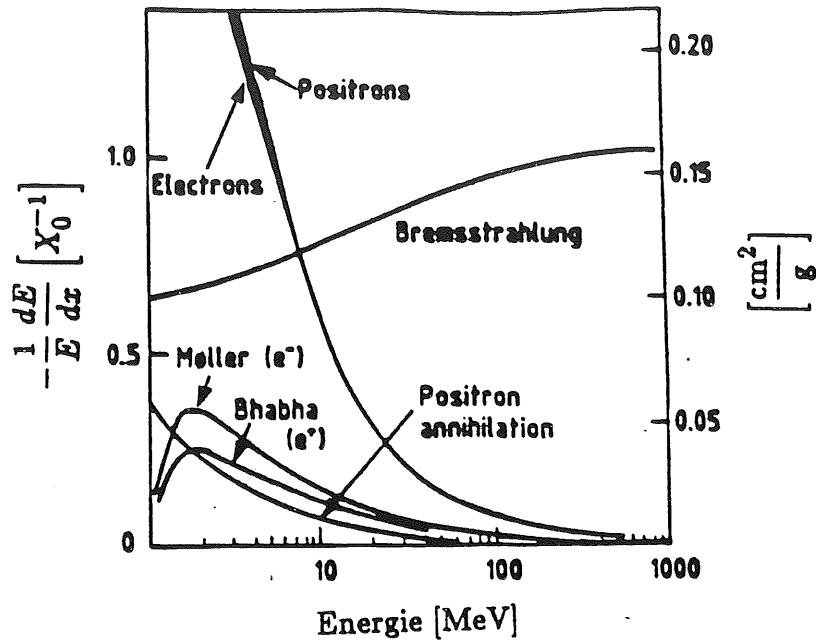


Abb. 3.1: Partieller Energieverlust dE/dx von Elektronen in Blei gemessen in Strahlungslängen (linke Ordinate) und in g/cm^2 (rechte Ordinate) als Funktion der Anfangsenergie [4].

Elektrons auf den e -ten Teil ihres Anfangswertes. Näherungsweise gilt [5]:

$$X_0 \simeq 180 \frac{A}{Z^2} \frac{g}{cm^2} \quad \left(\frac{\Delta X_0}{X_0} < \pm 20\% \text{ für } 13 \leq Z \leq 92 \right) .$$

Wie aus Abbildung 3.1 zu ersehen ist, dominiert für hochenergetische Elektronen zunächst der Energieverlust durch Bremsstrahlung, während am niederenergetischen Ende die Stoßionisation überwiegt. Charakteristisch dafür ist die "kritische Energie" E_c , für die beide Prozesse den selben Wirkungsquerschnitt besitzen:

$$E_c \simeq \frac{550}{Z} \text{ MeV} \quad \left(\frac{\Delta E_c}{E_c} < \pm 10\% \text{ für } 13 \leq Z \leq 92 \right) .$$

Die Intensität I von Photonen, die mit der Anfangsintensität I_0 auf eine Materieschicht der Dichte ρ treffen, hat nach einer zurückgelegten Streck x , mit $X = \rho x$, den Wert:

$$I(X) = I_0 e^{-\mu X} .$$

μ ist der Massenabsorptionskoeffizient, der sich aus den Beiträgen der einzelnen Wechselwirkungsprozesse der Photonen mit Materie zusammensetzt: Photoeffekt (μ_{ph}), Comptoneffekt (μ_C), Paarbildung (μ_P). Wie Abbildung 3.2 zeigt,

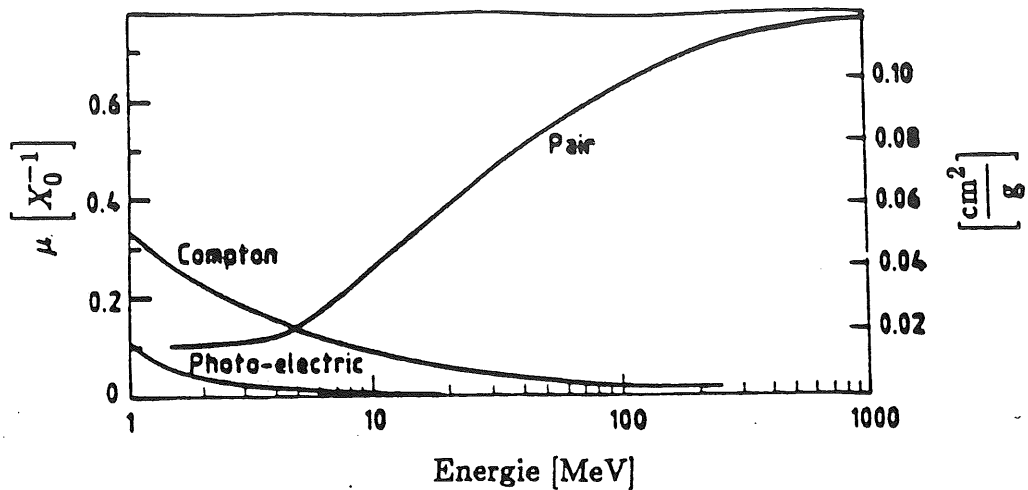


Abb. 3.2: Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Wechselwirkungsprozesse von Photonen in Blei in Abhängigkeit von der Einfallenergie [6].

überwiegt für hohe Energien die Paarbildung, für die gilt:

$$\mu_P = \frac{7}{9} \frac{1}{X_0}$$

Werte für diese Parameter finden sich in Tabelle 3.1. Dort ist auch dE/dx für ein minimal ionisierendes Teilchen sowie das hadronische Analogon zur Strahlungslänge, die nukleare Wechselwirkungslänge λ_I , angegeben (siehe Abschnitt 3.2).

3.1.2. ELEKTROMAGNETISCHE KASKADE

Über die oben beschriebenen Wechselwirkungen baut sich eine elektromagnetische Kaskade aus Elektronen, Positronen und Photonen auf, die dann abbricht, wenn die Energie der Elektronen und Positronen die kritische Energie E_c erreicht. Ein einfallendes hochenergetisches Elektron erzeugt im Mittel innerhalb von X_0 ein Bremsstrahlungsphoton, das seinerseits innerhalb von $\frac{7}{9} X_0$ ein e^+e^- -Paar bildet. Unterhalb von E_C nimmt dann die Zahl der Bremsquanten stark ab, so daß der Schauer ausläuft.

Die Charakteristika eines solchen Schauers werden mit Hilfe von Monte-Carlo-Rechnungen simuliert. Die longitudinale Schauerentwicklung wurde von Rossi [7]

näherungsweise analytisch berechnet, wobei er folgende Annahmen machte, die unter "Approximation B" bekannt sind:

- i) Die Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für Bremsstrahlung und Paarerzeugung wird vernachlässigt und durch deren Hochenergielimes ersetzt.
- ii) Das Problem wird auf eine Dimension reduziert, indem Vielfachstreuung, Comptonstreuung und Streuwinkel nicht berücksichtigt werden.
- iii) Alle Sekundärelektronen verlieren einen konstanten Betrag ihrer Energie (die kritische Energie E_c) pro Strahlungslänge.

Daraus ergibt sich qualitativ für das longitudinale Schauerprofil:

- Die Anzahl der Teilchen im Schauermaximum ist proportional zur Energie E des primären Teilchens.
- Die Gesamtpurlänge aller geladenen Teilchen ist ebenfalls proportional zu E : $t_{ges} \sim \frac{E}{E_c}$, t in X_0 [5].
- Die Tiefe t_{max} , bei der sich die maximale Anzahl von Teilchen im Schauer bildet (Schauermaximum) nimmt logarithmisch mit E zu, d.h. die Länge eines Kalorimeters ist mit dem Logarithmus der zu messenden Teilchenenergien skaliert.

Die "mittlere Tiefe" eines Schauers, das ist die Tiefe, bei der die Hälfte der ursprünglichen Energie deponiert wurde, kann folgendermaßen dargestellt werden [8]:

$$t_{med} = \left(\ln \left[\frac{E}{E_c} \right] + c \right) \quad (c = 0.4 \text{ für } e^- \text{ und } c = 1.2 \text{ für } \gamma) .$$

Daraus ergibt sich:

$$t_{max} \simeq t_{med} - 1.5 .$$

Innerhalb von t_{med} werden etwa 98% der Anfangsenergie absorbiert.

Die longitudinale Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers genügt folgender Parametrisierung [8]:

$$\frac{dE}{dt} = E \frac{\beta^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)} t^\alpha e^{-\beta t} , \quad t = \frac{x}{X_0} .$$

Die Parameter α und β sind energieabhängig und wurden berechnet für Photonschauer bis 5 GeV [8]. Dabei gilt für das Schauermaximum folgender Zusammenhang :

$$t_{max} = \frac{\alpha}{\beta} \quad , \quad \beta \simeq 0.5 \quad .$$

Diese Parametrisierung stimmt sehr gut mit experimentellen Daten überein ([9], [10]). In Abschnitt 5.2 sind mit Hilfe von Monte-Carlo-Rechnungen ermittelte Schauerprofile dargestellt.

Die transversale Aufweitung eines elektromagnetischen Schauers wird bestimmt durch den charakteristischen Emissionswinkel für Bremsstrahlung $\theta_{Brems} \sim m_e/p_e$, durch den Winkel für Paarproduktion und durch die Vielfachstreuung der Elektronen, die jedoch nur für Elektronen unterhalb der kritischen Energie entscheidend für die Aufweitung des Schauers verantwortlich ist. Daher hängt die Schaueraufweitung nicht sehr stark von der Anfangsenergie ab. Als Einheit für die laterale Schaueraufweitung wird der "Molière Radius" verwendet, der definiert ist als die transversale Aufweitung eines von einem Elektron mit der kritischen Energie E_C induzierten Schauers nach einer Strahlungslänge X_0 :

$$R_M = \frac{E_S}{E_C} X_0 \simeq 7 \frac{A}{Z} \frac{g}{\text{cm}^2} \quad \left(\frac{\Delta R_M}{R_M} < \pm 10\% \quad \text{für} \quad 13 \leq Z \leq 92 \right).$$

E_S ist die in der Theorie der Vielfachstreuung auftretende Konstante und beträgt 21 MeV.

Wie Abbildung 3.3 zeigt, ist die laterale Beschreibung eines elektromagnetischen Schauers in Einheiten von R_M materialunabhängig. Innerhalb eines Zylinders von $3R_M$ um die Schauerachse sind 99% der Schauerenergie enthalten.

Das transversale Schauerprofil läßt sich in zwei Abschnitte aufteilen [11]: zum einen in den zentralen Teil des Schauers, der mit R_M skaliert ist und von der Vielfachstreuung herrührt und zum anderen in den peripheren Teil, dessen Ursache niederenergetische Photonen (Restphotonen) sind (etwa 10 – 20 MeV in Pb), die beim Durchgang durch Materie nur wenig geschwächt werden. Dem wird durch eine entsprechende Parametrisierung mit zwei mittleren Abklinglängen Rechnung getragen.

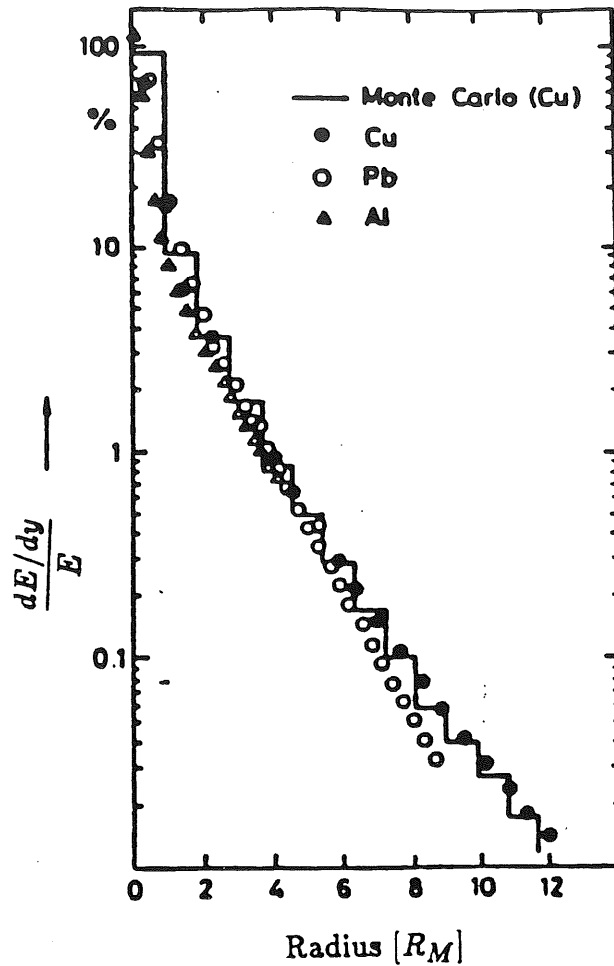


Abb. 3.9: Verteilung des Energieverlustes dE/dy in zylinderförmigen Intervallen um die Schauerachse für 6 GeV Elektronen in verschiedenen Materialien in Einheiten von R_M [9].

3.1.3. ENERGIEAUFLÖSUNG FÜR ELEKTROMAGNETISCHE SCHAUER

Die Energieverlustmechanismen in einem Schauer sind statistische Prozesse, die zu einer mittleren Anzahl $\langle N \rangle$ von Sekundärteilchen führen. $\langle N \rangle$ ist proportional zur Energie des einfallenden Teilchens. Daher ist die Energieauflösung begrenzt durch statistische Fluktuationen von N , die mit zunehmender Energie geringer werden:

$$\frac{\sigma}{E} \approx \frac{1}{\sqrt{\langle N \rangle}} \approx E^{-1/2}$$

Die Gesamtpurlänge aller geladenen Teilchen wird folgendermaßen durch die

Einfallsenergie E ausgedrückt:

$$t_{ges} = \frac{E}{E_c} .$$

Diese ist jedoch in einem Detektor nicht meßbar, da dieser nur Teilchen oberhalb einer Schwellenenergie ϵ registrieren kann. Es wird daher die nachweisbare Spurlänge t_d angegeben zu [7] :

$$t_d = F(z) \frac{E}{E_c} , \quad z = 4.85 \frac{Z}{A} \frac{\epsilon}{E_c} ,$$

$$F(z) \simeq e^z \left(1 + z \ln \left[\frac{z}{1.526} \right] \right) .$$

$F(z)$ ist gültig innerhalb 10% für $z \leq 0.3$.

Die nicht-nachweisbaren Teilchen lassen es nicht zu, ein ideales Kalorimeter ($\epsilon = 0$) zu bauen, dessen Energiemessung nur durch statistische Schwankungen in der Sekundärteilchenzahl begrenzt ist.

In Sampling-Kalorimetern treten zusätzlich sogenannte **Sampling-Fluktuationen** auf, die ihre Ursache darin haben, daß nur ein Teil des Schauers in den aktiven Detektorschichten ausgelesen werden kann. Mit Hilfe von Approximation B und unter Berücksichtigung der Vielfachstreuung sowie einer endlichen Schwellenenergie $\epsilon \neq 0$ läßt sich der Beitrag der Sampling-Fluktuationen zur Energieauflösung abschätzen zu [12] :

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E} \right)_{Sampling} \geq 3.2\% \left(\frac{E_c d}{F(z) \cos\left(\frac{E_S}{E_c \pi}\right) E} \right)^{1/2} .$$

d ist hierbei die Dicke einer aktiven Detektorschicht in X_0 .

Die Energiedeposition eines Teilchens in einer aktiven Detektorschicht genügt nicht einer symmetrischen Gaußverteilung, sondern wird durch eine asymmetrische Landauverteilung beschrieben, deren hochenergetischer Schwanz von schnellen Ionisationselektronen (δ -Elektronen) herrührt. Diese **Landau-Fluktuationen** liefern folgenden Beitrag zur Energieauflösung :

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E} \right)_{Landau} \simeq \frac{3}{\sqrt{N_x} \ln[1.3 \cdot 10^4 \delta]} .$$

N_x ist die Anzahl der Teilchen in einer aktiven Detektorschicht: $N_x = \frac{t_{ges}}{d_a}$.

d_a Dicke einer Absorberplatte.

δ (MeV) : Energieverlust in einer aktiven Detektorschicht.

Eine weitere Verschlechterung der Energieauflösung liefern die Spurlängen-Fluktuationen in Sampling-Kalorimetern mit dünnen ($d \leq 2\text{mm}$) aktiven Schichten. Dabei legen niederenergetische Elektronen aus Vielfachstreuungen oft längere Strecken im aktiven Material parallel zu den Absorberplatten zurück.

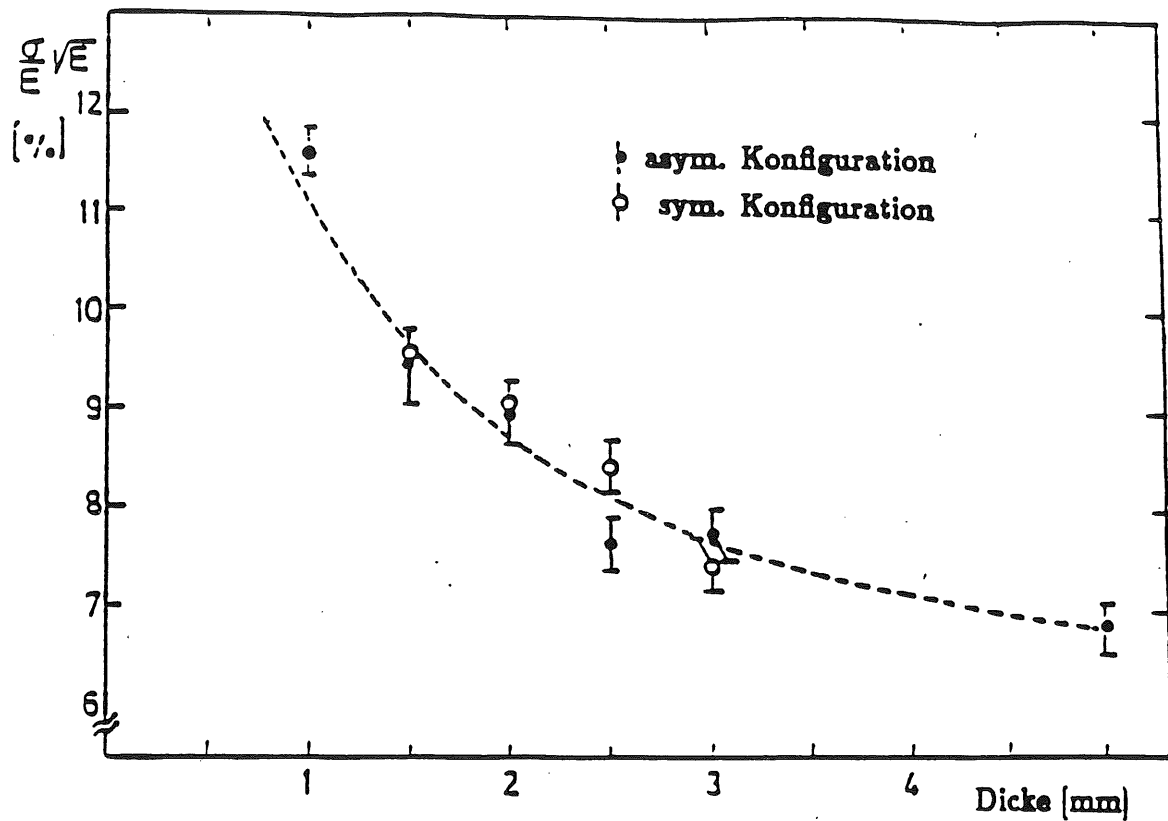


Abb. 3.4: Einfluß der Dicke der aktiven Detektorschicht (flüssig Argon) auf die Energieauflösung eines Sampling-Kalorimeters. Bei der asymmetrischen Konfiguration befindet sich die Ausleseplatte am Ende der flüssig-Argon-Schicht, bei der symmetrischen in deren Mitte [13].

Der Einfluß der Dicke der aktiven Detektorschichten auf die Energieauflösung eines Sampling-Kalorimeters ist in Abbildung 3.4 zu sehen, der Monte-Carlo-Studien für das elektromagnetische Kalorimeter des H1-Detektors zugrunde liegen.

Abbildung 3.5 zeigt die Beiträge der einzelnen Fluktuationen zur gesamten Energieauflösung.

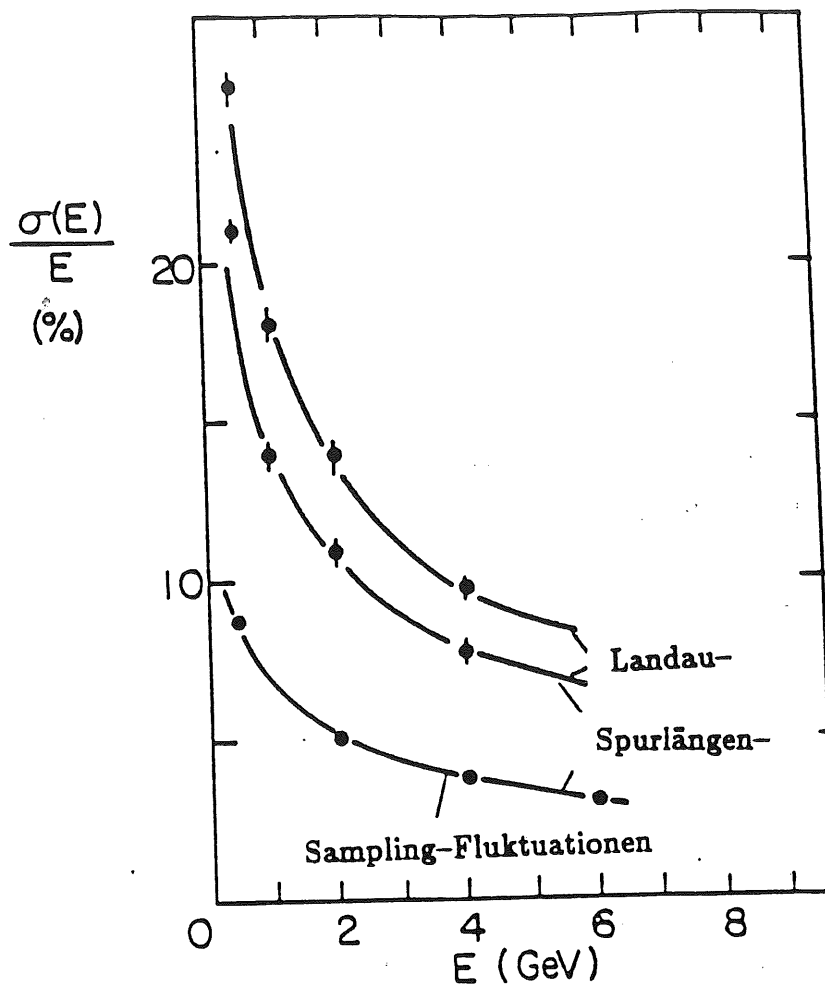


Abb. 9.5: Beiträge der Sampling-, Spurlängen- und Landau-Fluktuationen zur Energieauflösung eines Blei-Gas-Kalorimeters. Die letzten beiden Effekte liefern vergleichbare Beiträge ($\approx 12\%$ für $E = 1 \text{ GeV}$), was mit einer quadratischen Addition zu den Sampling-Fluktuationen ($\approx 7\%$) zu einer Gesamtauflösung von etwa $18\%/\sqrt{E}$ führt. [14]

Schließlich trägt zur intrinsischen Energieauflösung eines Sampling-Kalorimeters auch noch der sogenannte Transition-Effekt bei. Er beruht auf den unterschiedlichen kritischen Energien aufgrund der unterschiedlichen Kernladungszahlen Z von Absorber (großes Z) und aktiver Detektorschicht (kleineres Z). Beim Übergang eines geladenen Teilchens (Elektron) vom Absorber in den aktiven Detektorteil führt der plötzliche Anstieg in der kritischen Energie zu einem größeren Energieverlust durch Stoßionisation pro Strahlungslänge, während die Materiali-

sationsrate für Photonen in erster Näherung konstant bleibt. Dies hat eine Erniedrigung des Elektronflusses und damit eine Reduktion der Energiedeposition im aktiven Teil des Detektors zur Folge.

Einen instrumentellen Beitrag zur Verschlechterung der Energieauflösung in realen Kalorimetern liefern die Verluste nach außen aufgrund der unvollständigen Absorption der Schauer im Kalorimeter (Leckverluste). Der gleiche prozentuale Leckverlust führt im lateralen Fall zu einer deutlich geringeren Verschlechterung der Auflösung als ein longitudinales Herauslecken aus dem Kalorimeter [5]. Dies gilt qualitativ ebenso für hadronische Schauer.

Tabelle. 3.1: Materialkonstanten einiger Elemente für die Kalorimetrie [15].

Material	Z	A	X_0 [cm]	λ_I [cm]	E_c [MeV]	$(\frac{dE}{dx})_{min}$ [MeV/cm]
fl. Ar	18	39.9	14.00	80.9	29.8	2.1
Al	13	26.9	8.90	37.2	39.3	4.4
Fe	26	55.9	1.76	17.1	20.5	11.6
Cu	29	63.5	1.43	14.8	18.7	12.9
Pb	82	207.2	0.56	18.5	7.2	12.8
U	92	238.0	0.32	12.0	6.6	20.7

3.2. HADRONISCHE SCHAUER-DETEKTOREN

3.2.1. HADRONISCHE KASKADE

Während elektromagnetische Schauer hauptsächlich durch Wechselwirkungen des einfallenden Teilchens mit der Atomhülle und dem Coulombfeld der Kerne des Absorbermaterials beschrieben werden, entsteht ein hadronischer Schauer durch inelastische hadronische Wechselwirkungen eines primären, stark wechselwirkenden Teilchens (Nukleonen, π^\pm, \dots) mit den Absorberkernen. Aufgrund der

größeren Variation und Komplexität der hadronischen Prozesse existiert keine analytische Beschreibung für eine hadronische Kaskade, wenngleich viele der elementaren Prozesse gut bekannt sind, so daß man diese mit Hilfe von Monte-Carlo-Programmen simulieren kann. Vergleichbar zur Strahlungslänge X_0 für elektromagnetische Schauer wird hier zur materialunabhängigen Beschreibung eines Schauers die nukleare Absorptionslänge λ_I verwendet :

$$\lambda_I(\text{cm}) = \frac{A}{N_A \rho \sigma_i} \simeq 35 \rho A^{1/3} .$$

A Massenzahl ρ Dichte des Absorbers
 N_A Avogadro-Konstante σ_i inelastischer hadronischer Wirkungsquerschnitt.

Tab. 3.1 ist zu entnehmen, daß λ_I wesentlich größer als X_0 ist (etwa eine Größenordnung), weshalb Hadronkalorimeter deutlich größer (massiver) sein müssen als elektromagnetische Schauerdetektoren.

Besonders zwei Eigenschaften sind entscheidend für die Kalorimetrie eines hadronischen Schauers :

1. Ein beträchtlicher Anteil der Sekundärteilchen sind neutrale Pionen (π^0), die über einen prompten Zerfall (10^{-16} s) in zwei Photonen zu einem elektromagnetischen Schauer führen. Der relative Anteil der π^0 -Komponente eines Schauers hängt stark von der ersten Wechselwirkung ab, so daß dieser Anteil sehr stark von Schauer zu Schauer fluktuiert; im Mittel ergibt sich etwa ein Bruchteil $f_{\pi^0} \simeq 0.1 \ln E[\text{GeV}]$ von neutralen Pionen in einem Schauer.

2. Ein gewisser Betrag der Einfallenergie ist nur sehr schwer oder gar nicht nachweisbar ("unsichtbare" Energie):

Diese Energie wird in erster Linie für Kernreaktionen aufgewendet, die zur Anregung und Spaltung von Kernen oder zur Abdampfung leichter Teilchen (p, n, d, t, α , ...) führen. Außer der Bindungsenergie werden auch niederenergetische Neutronen, Photonen und Protonen in dem aktiven Teil des Detektors nur mit sehr geringer Effizienz nachgewiesen.

Ein zweiter Teil stammt aus den Zerfällen von Mesonen in Myonen und Neutrinos. Die Myonen werden nur sehr uneffektiv nachgewiesen: Da sie wegen ihrer großen Masse erst bei sehr hohen Energien spürbar Energie in Form von Bremsstrahlung verlieren und nicht stark wechselwirken, bauen

sie keine Kaskade auf, sondern verlieren ihre Energie nur durch Ionisation. Die Neutrinos entweichen in der Regel ohne jede Wechselwirkung aus dem Kalorimeter.

Diese Beiträge zu einem hadronischen Schauer sind teilweise stark energieabhängig.

Für das Schauermaximum gilt in longitudinaler Richtung für einfallende Pionen [16], [12]:

$$t_{max}(\lambda) \propto 0.2 \ln E(\text{GeV}) + 0.7 \quad .$$

95% der Gesamtenergie befinden sich innerhalb [17] :

$$L(95\%) \simeq 3 t_{med} \simeq 3 (0.4 + 0.54 \ln E) \lambda_I \quad .$$

In transversaler Richtung sind 95% der Energie in einem Zylinder mit Radius $R(95\%) \leq 1 \lambda_I$ enthalten.

3.2.2. ENERGIEAUFLÖSUNG VON HADRON-KALORIMETERN

Da für hadronische Schauer keine analytischen Formeln existieren, muß man zur Angabe der Energieauflösung auf MC-Rechnungen zurückgreifen, die mit experimentellen Daten verglichen werden. Für die intrinsische Energieauflösung $\sigma(E)/E$ ergibt sich daraus ein typischer Wert von: 30 bis 70% / $\sqrt{E(\text{GeV})}$. Dazu tragen folgende Fluktuationen bei :

- Statistische Fluktuationen: Da in einem Hadron-Schauer im Vergleich zu einem elektromagnetischen Schauer etwa um den Faktor 10 weniger Sekundärteilchen produziert werden, liefert die Statistik eine schlechtere Energieauflösung.
- Räumliche Fluktuationen für die erste Wechselwirkung innerhalb etwa λ_I .
- Fluktuationen der elektromagnetischen Komponente: Der Anteil der elektromagnetischen Komponente am gesamten Schauer ist großen Schwankungen unterworfen; er nimmt leicht zu für hohe Energien.
- Fluktuationen in der unsichtbaren Energie: nur etwa 70% der Schauerenergie verglichen mit einem elektromagnetischen Schauer können gemessen werden.

— Sampling-Fluktuationen sind hier etwa zweimal so groß wie bei elektromagnetischen Schauern für eine identische Detektorkonfiguration [5].

Dazu kommen noch instrumentelle Verschlechterungen der Energieauflösung wie Verluste durch entweichende Teilchen und der Einfluß der Dicke der Absorberplatten, in denen Kernbruchstücke absorbiert werden können, bevor sie in die aktive Detektorschicht gelangen.

Das Verhältnis der sichtbaren Energien von Elektronen und Hadronen wird Elektron/Hadron-Verhältnis (e/h -Verhältnis) genannt. Für die meisten Absorbermaterialien (außer Uran) liegt es aufgrund der unterschiedlichen sichtbaren Energien zwischen 1.4 und 1.7. Ein e/h -Verhältnis von 1.0 ist sehr erstrebenswert, denn dadurch ist es möglich, die absolute Energie eines Jets unabhängig von der Fluktuation der einzelnen Komponenten zu messen.

Der Optimierung des e/h -Verhältnisses dienen folgende Maßnahmen, mit denen hadronische Schauer relativ zu elektromagnetischen verstärkt werden:

- i) Um einen möglichst großen Anteil der deponierten Energie eines Hadron-Schauers zu messen, sollten die Absorberplatten möglichst dünn sein, um auch Teilchen mit kurzer Reichweite zu registrieren. Ferner sollte das gesamte Kalorimeter möglichst lang sein, um Leckverluste zu vermeiden.
- ii) Wegen der im Vergleich zur nuklearen Wechselwirkungslänge kurzen Strahlungslänge in Materialien mit großem Z , sind elektromagnetische Schauer wesentlich kürzer als hadronische, wobei sie gleichzeitig wesentlich mehr Energie lokal deponieren. Indem man diese großen Energiedepositionen im vorderen Teil des Kalorimeters mit Gewichtungsfaktoren unterdrückt, kann das e/h -Verhältnis deutlich verbessert werden. Die im elektronischen Kanal i gemessene Energie E_i wird mit dem Ansatz

$$E'_i = E_i \left(1 - \frac{C}{\sqrt{E}} E_i \right)$$

reduziert. C ist der zu bestimmende Wichtungsfaktor.

Dieses schon erfolgreich durchgeführte Verfahren [18] soll bei dem H1-Kalorimeter Verwendung finden.

- iii) Am besten wird das e/h -Verhältnis bei der Verwendung von Uran als Absorbermaterial. Dadurch wird einerseits die gemessene Energie für elektro-

magnetische Schauer erniedrigt, da wegen des großen Z von Uran der Transitionseffekt eine größere Rolle spielt und zugleich eine stärkere Vielfachstreuung in große Winkel für eine geringere Energiedeposition sorgt. Andererseits wird gleichzeitig das Hadronensignal verstärkt, da Neutronen Spaltprozesse induzieren und durch die dabei frei werdende hochenergetische Gammastrahlung nachgewiesen werden, wodurch die unsichtbare Energie wesentlich geringer wird (Kompensations-Effekt).

Experimente ergaben Hinweise auf eine Verbesserung des e/h -Verhältnisses gegenüber herkömmlichen Absorbern [19].

3.3. DAS FLÜSSIG-ARGON-KALORIMETER DES H1-DETEKTORS

Die notwendigen physikalischen Messungen bei HERA (zB. die Messung neutraler Teilchen über fehlenden Impuls) erfordern eine bestmögliche Messung der Hadronenergien im gesamten Raumwinkelbereich. Deshalb werden folgende Forderungen an das Kalorimeter gestellt [1]:

- gute Energieauflösung für hochenergetische Teilchen und Teilchenbündel,
- feine räumliche Granularität, besonders in Vorwärtsrichtung, um einzelne Teilchenspuren auflösen zu können,
- homogene Energiemessung für alle Winkel und Kalorimetertiefen, sowie vollständige Absorption der Schauer im Kalorimeter,
- Energiemessung im gesamten Raumwinkelbereich,
- absolute Energie-Kalibrierung (Eichung) des Kalorimeters auf 1% mit langfristiger Stabilität.

Mit am besten können diese Forderungen mit einem Flüssig-Argon Sampling-Kalorimeter erfüllt werden. Flüssiges Argon hat als aktives Detektormaterial in Ionisationskammern viele Vorteile gegenüber anderen Materialien [20] :

- es lagert keine Elektronen an,
- es hat eine hohe Elektronbeweglichkeit,
- es sichert gute Stabilität der Signale auch bei starker, langfristiger Bestrahlung,

— viele elektronegative Verunreinigungen frieren teilweise in flüssigem Argon aus.

Nachteilig ist dagegen der Aufwand für die notwendige Kryoanlage, um den Detektor bei der Temperatur des flüssigen Argons (86 K) betreiben zu können.

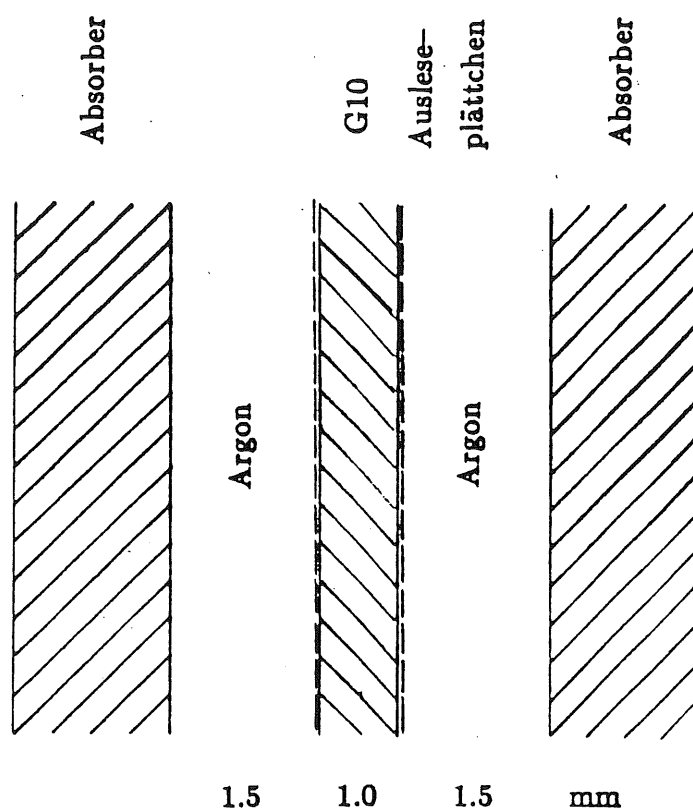


Abb. 3.6: Anordnung der Auslesespalten des H1-Kalorimeters, wie sie im elektromagnetischen Teil verwendet werden.

Die einzelnen Ionisationskammern des H1-Kalorimeters werden mit einer Spannung von etwa 3 kV betrieben, die zwischen einer Absorberplatte und einer Ausleseplatte über eine 1.5 mm dicke flüssig-Argon-Schicht anliegt (Abbildung 3.6). Um ein möglichst gutes e/h -Verhältnis und eine gute e/π -Trennung

zu erreichen, ist das H1-Kalorimeter zweigeteilt in ein elektromagnetisches mit Blei als Absorbermedium und in ein hadronisches mit Stahl als Absorber. Mit geeigneten Wichtungsmethoden soll damit ein e/h-Verhältnis von nahe eins erreicht werden.

Blei ist wegen seiner großen Kernladungszahl ein Absorbermaterial mit sehr kurzer Strahlungslänge ($X_0 = 0.56$ cm), so daß auf vergleichsweise kleinem Raum hochenergetische elektromagnetische Schauer vollständig absorbiert werden. Stahl bzw. Kupfer sind Materialien mit relativ kurzer Wechselwirkungslänge (für Cu: $\lambda_I = 15.06$ cm), die daher für ein hadronisches Kalorimeter gut geeignet sind. Mit dieser Zweiteilung des Kalorimeters wird beabsichtigt, die elektromagnetischen Schauer hauptsächlich im vorderen Teil zu absorbieren, wohingegen hochenergetische hadronische Schauer im hinteren Teil ihr Schauermaximum erreichen.

Aufgrund von MC-Rechnungen erwartet man für die elektromagnetische Energieauflösung:

$$\frac{\sigma(E_e)}{E_e} \leq \frac{10\%}{\sqrt{E_e}}$$

und für die hadronische:

$$\frac{\sigma(E_H)}{E_H} \simeq \frac{55\%}{\sqrt{E_H}} + 2\%$$

Nach der Flugrichtung des Protons vom Wechselwirkungspunkt aus wird unterschieden in ein Vorwärts-, Barrel- und Rückwärts-Kalorimeter, deren Auslesestruktur Abbildung 3.7 zeigt. In der Tiefe (longitudinale Schauerichtung) werden mehrere Auslesespalten zu einer Einheit zusammengefaßt, wodurch das Vorwärtskalorimeter im elektromagnetischen Teil in vier Segmente ($3-6-6-15 X_0$) und im hadronischen in fünf Segmente (etwa je λ_I) unterteilt wird.

Transversal sind die Ausleseeinheiten in rechteckige Plättchen unterteilt, deren Gesamtstruktur auf den Wechselwirkungspunkt zentriert* ist. Die longitudinale Anordnung der Plättchen in Türmen, die auf den Wechselwirkungspunkt zeigen, bilden die elektronischen Auslesekanäle. Diese Unterteilung des Vorwärtskalorimeters zeigt Abbildung 3.8.

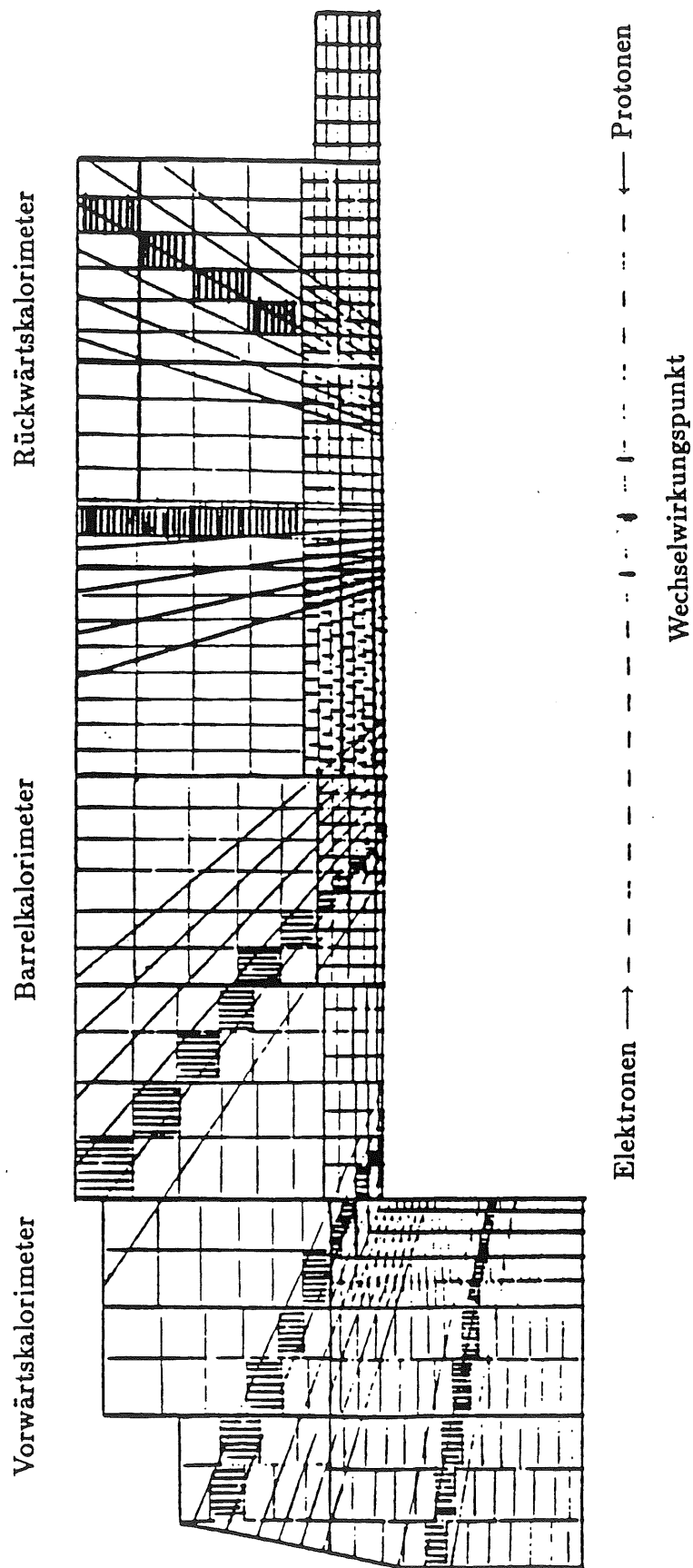


Abb. 3.7: Auslesestruktur (Turmstruktur) des H1-Kalorimeters parallel zur Strahlrichtung.

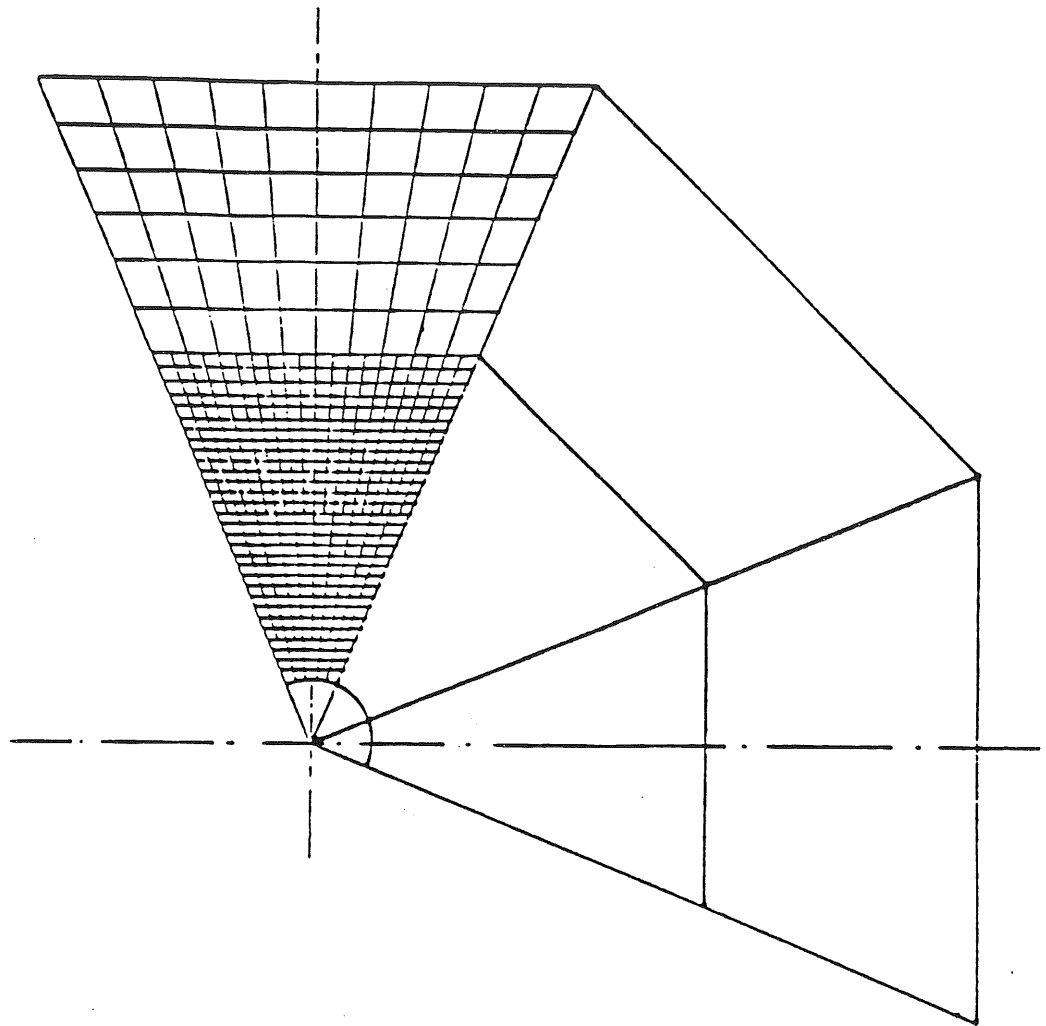


Abb. 9.8: Auslesestruktur des H1-Vorwärtskalorimeters senkrecht zur Strahlrichtung.

4. Monte-Carlo-Rechnungen zur Schauersimulation

Die statistische Natur der Prozesse, die zu einer Schauerentwicklung in Materie führen, ermöglicht deren Simulation mit Monte-Carlo (MC) -Rechnungen. Diese führen einerseits zu einem besseren Verständnis der Entwicklung einer Teilchenkaskade und dienen andererseits der Optimierung geplanter Teilchendetektoren.

Ein MC-Programm zur Schauersimulation arbeitet nach folgendem Prinzip: Zunächst werden Impuls und Art des primären Teilchens vorgegeben. Ort und Art der ersten Wechselwirkung werden mit Hilfe von Wahrscheinlichkeitsverteilungen ermittelt, deren möglichst genaue Kenntnis und Übereinstimmung mit der physikalischen Realität entscheidend sind für die Genauigkeit und Vorhersagekraft eines MC-Programms. Die bei dieser Wechselwirkung entstehenden Sekundärteilchen werden von dem Programm nun einzeln weiterverfolgt und deren weitere Wechselwirkungen wie bei dem Primärteilchen ermittelt. Erst wenn die Energie eines der Teilchen unter eine von außen einzugebende Abschneideenergie fällt, wird diese Energie an dem entsprechenden Ort deponiert und die weitere Teilchenverfolgung beendet. Diese Abschneideenergie ist eine kritische Größe für die Energieauflösung bei Kalorimetersimulationen, aber auch für die Rechenzeit des MC-Programms.

Die Wahrscheinlichkeitsverteilungen zur Berechnung der Wechselwirkungen beruhen je nach MC-Programm auf theoretischen Modellen oder parametrisierten experimentellen Daten. Während elektromagnetische Prozesse mit Hilfe der Quantenelektrodynamik (QED) exakt beschreibbar sind und daher die Wirkungsquerschnitte aus den Übergangsmatrixelementen berechnet werden, sind zur Berechnung hadronischer Prozesse mangels einer vollständigen Theorie gemessene Wahrscheinlichkeitsverteilungen notwendig, die zum Teil durch Extrapolationen und Modellannahmen ergänzt werden.

Den nachfolgenden Kalorimeterstudien liegen elektromagnetische und hadronische Schauersimulationen mit dem MC-Programm GHEISHA-6 (Gamma-Hadron-Electron-Interaction-SH(A)ower code) zugrunde [21]. Zur Generierung elektromagnetischer Schauer wird dabei das MC-Programm EGS-3 (Electron-Gamma-Shower code) verwendet, mit dem elektromagnetische Schauer sehr gut beschrieben werden [22].

Das Hadron-Programm von GHEISHA wurde geschrieben mit dem Ziel, neue-

ste experimentelle Daten und Erkenntnisse vor allem bei hohen Energien zu berücksichtigen und gleichzeitig die Rechenzeit auch für kompliziertere Detektoranordnungen auf ein vernünftiges Maß zu begrenzen (etwa 0.5 sec/GeV). In GHEISHA werden mangels einer umfassenden, selbstkonsistenten Theorie für hadronische Wechselwirkungen größtenteils phänomenologische Verteilungen verwendet, die an gemessene Daten angepasst wurden.

Wirkungsquerschnitte im MeV-Bereich und darunter werden mit Hilfe des optischen Modells berechnet, während oberhalb davon parametrisierte experimentelle Daten verwendet werden. Die Verteilung der Multiplizitäten wird durch semiempirische Formeln bestimmt. Die Erzeugung der Teilchen im Endzustand, der komplizierteste Teil eines Hadronschauerprogramms, erfolgt in Anlehnung an das iterative Kaskadenmodell. Bei diesem wird ein Wechselwirkungsprozeß Hadron - Kern in mehrere Abschnitte aufgeteilt: Zunächst wird eine intranukleare Kaskade simuliert, in der das einfallende Hadron mit einzelnen Kernbausteinen wechselwirkt. Anschließend wird das Verhalten des gesamten Kerns betrachtet, indem Fermi-Bewegung, Abdampfung von Nukleonen und Spaltung berechnet werden. Für niederenergetische Reaktionen (MeV-Bereich) werden davon etwas abweichende Algorithmen verwendet. Hadronproduktionen durch Leptonen werden mit dem Quark-Parton-Modell berechnet. Das Programm enthält für alle Teilchen auch schwache 2-, 3- und 4-Körper-Zerfälle.

Zur Berechnung der Schauerdaten für das H1-Vorwärtskalorimeter wurden für die Teilchen folgende untere Abschneideenergien eingegeben:

- Für elektromagnetische Teilchen wurden unterhalb von 100 MeV Parametrisierungen verwendet.
- Myon-Bremsstrahlung wurde ab einer Photonenergie von 10 MeV abgeschnitten.
- Geladene Hadronen wurden bis zu 1 MeV verfolgt,
- neutrale Hadronen bis 1.5 MeV.
- δ -Elektronen wurden nur bis hinunter zu 2 MeV im Programm genau verfolgt.

Monte-Carlo-Rechnungen mit GHEISHA zeigen bisher gute Übereinstimmung

mit experimentellen Daten [23].

Systematische Fehler von MC-Programmen sind nur sehr schwer abzuschätzen, da der Einfluß von Modellannahmen für einzelne Reaktionen auf das Gesamtergebnis oft nicht hinreichend bekannt ist. Erst tatsächlich durchgeführte Experimente mit der entsprechenden Detektorkonfiguration ermöglichen eindeutige Aussagen über den Fehlerbereich des MC-Programms im betreffenden Fall.

5. Elektron-Identifizierung

Wichtig für die Erkennung interessanter Ereignisse bei HERA ist die Identifizierung von Leptonen, insbesondere von Elektronen, im Endzustand. Ein Maß dafür ist die e/π -Trennung eines Detektors. Im folgenden werden Methoden zur e/π -Trennung und deren Abhängigkeit von Parametern des H1-Vorwärtskalorimeters beschrieben. Bei dem H1-Experiment selber werden zur Teilchenidentifizierung zusätzlich Informationen über die Ionisationsdichte eines Teilchens aus dem Innendetektor verwendet werden, was zu einer weiteren Verbesserung der e/π -Separation führt.

5.1. KALORIMETERKONFIGURATION

Zur Untersuchung der Energieauflösung und e/π -Trennung werden Blei und Kupfer als Absorbermaterialien für den elektromagnetischen bzw. hadronischen Teil des H1-Vorwärtskalorimeters angenommen. Für die Ausdehnung des simulierten Kalorimeters transversal zur Strahlrichtung wird ein Radius von $R = 2$ m gewählt.

Longitudinal werden vom Wechselwirkungspunkt her 298 cm Vakuum angenommen, was der Ausdehnung des Innendetektors entspricht und daran anschließend 20 mm Aluminium, entsprechend der vorderen Tankwand des Argonkryostaten. Die Information über die hier stattfindende Energiedeposition steht bei der Auswertung der Daten zur Verfügung. Daran schließt sich das Flüssig-Argon-Kalorimeter mit der in Tabelle 5.1 beschriebenen longitudinalen Struktur an. Die Ausleseebenen werden näherungsweise durch 1.0 mm dickes Aluminium beschrieben. Zuletzt folgt eine Anordnung von unterschiedlich dicken Eisenplatten mit Zählgas als aktivem Medium, womit die hintere Tankwand und das instrumentierte Rückflußjoch der Spule dargestellt wird. Hier erfolgt eine grobe Messung der Restenergie solcher Schauer, die im Kalorimeter nicht vollständig absorbiert wurden ("tail catcher").

Die Auslesestruktur dieses Kalorimeters wird folgendermaßen simuliert:

- Longitudinal werden jeweils mehrere Ausleseebenen derart zu Segmenten zusammengefaßt, daß die in Tabelle 5.2 beschriebene Tiefenstruktur entsteht.
- Transversal werden die Ausleseebenen im elektromagnetischen Teil in $3 \times$

3 cm Plättchen und im hadronischen Teil in 6×6 cm Plättchen, jeweils projektiv auf den Wechselwirkungspunkt, unterteilt.

Tabelle. 5.1: Materialanordnung des simulierten Flüssig-Argon-Kalorimeters:

Material	Dicke [mm]	Anzahl dieser Struktur	Kalorimeterteil
Pb fl. Ar Al fl. Ar	1.6 1.5 1.0 1.5	64 fach	elektromagnetisches Kalorimeter I
Pb fl. Ar Al fl. Ar	3.2 1.5 1.0 1.5	17 fach	elektromagnetisches Kalorimeter II
Cu fl. Ar Al fl. Ar	10.0 1.5 1.0 1.5	77 fach	hadronisches Kalorimeter

Der im aktiven Detektormedium (flüssig Argon) in den jeweiligen durch die obige Auslesestruktur definierten " Türmen " deponierte Energie ist die Ladung pro elektronischem Auslesekanal proportional. Zu dieser Information wird später zur Annäherung an die Realität elektronisches Rauschen und Übersprechen zwischen verschiedenen Kanälen simuliert.

Tabelle. 5.2: Longitudinale Auslesestruktur des simulierten Kalorimeters.

Nummer des Auslesesegmentes	Tiefe [cm]	Tiefe [X_0]	Tiefe [λ_I]	Kalorimeterteil
1	2.00	0.225	0.054	Tankwand
2	5.60	3.182	0.150	elektromagnetisches Kalorimeter
3	5.60	3.182	0.150	
4	5.60	3.182	0.150	
5	19.04	10.834	0.512	
6	5.76	4.830	0.190	
7	6.48	5.434	0.213	
8	9.80	5.124	0.518	hadronisches Kalorimeter
9	19.60	10.248	1.036	
10	19.60	10.248	1.036	
11	29.40	15.371	1.553	
12	29.40	15.371	1.553	
13	59.12	1.597	0.390	tail catcher
14	52.50	19.904	2.064	
15	15.00	2.851	0.302	
16	37.50	17.053	1.762	
17	25.00	8.533	0.887	
insgesamt	347.00	137.169	12.52	

5.2. SCHAUERDATEN UND PARAMETER

Die MC-Ereignisse werden sowohl für einzelne Teilchen (Elektron, negatives Pion) als auch für von einem u -Quark fragmentierte Teilchenbündel (Jets) generiert. Für alle Jets wird ein zum Kalorimeter senkrechter Einfall angenommen, während für Elektronen und Pionen der Winkel θ zur Normalen (z -Achse) zwischen $\cos \theta = 0.9$ und 1.0 gleichmäßig variiert wird. Dadurch ist gewährleistet, daß die Schauer vollständig im Kalorimeter absorbiert werden.

In der in Tab. 5.2 beschriebenen Tiefenstruktur der Auslesekanäle entspricht Segment 1 der vorderen Tankwand, Segment 2 bis Segment 12 dem Flüssig-Argon-Kalorimeter und die restlichen Segmente dem tail catcher. Im weiteren wird in longitudinaler Richtung nur die Information aus dem Flüssig-Argon-Kalorimeter verwendet. Transversal wird nur die Energiedeposition innerhalb des Radius R_1 um die MC-Einschußrichtung der Teilchen berücksichtigt. Für u -Quark-Jets entspricht diese der Jetachse. Für R_1 wird jeweils das x -fache ($x = 1.5, 2.5$ und 3.5) der lateralen Auslesedimension (3 bzw. 6 cm) gewählt, wobei, wenn nicht extra angegeben, $x = 2.5$ angenommen wird. Aufgrund der zentrierten Turm-Struktur ergibt sich damit ein kegelförmiger Bereich um die Einschußrichtung, womit der lateralen Schaueraufweitung Rechnung getragen wird. Im H1-Experiment wird die Richtung des auftreffenden Teilchens im Innendetektor gemessen.

Die Abbildungen 5.1 bis 5.3 zeigen die Verteilungen der Energie (innerhalb R_1) in den einzelnen Auslesesegmenten des elektromagnetischen Kalorimeters für Elektronen und Pionen mit 10 GeV und Jets mit 50 GeV Anfangsenergie. Dabei ist deutlich zu sehen, daß die Elektronen in den letzten beiden Auslesesegmenten (6 und 7) keine Energie mehr deponieren. Die Pionen deponieren in den ersten Segmenten deutlich weniger Energie als die Elektronen. Die Energieverteilungen der Jets und der Pionen weichen in allen Segmenten stark von einer Gaußkurve ab, während für Elektronen die Verteilungen in den ersten vier Segmenten näherungsweise gaußförmig sind.

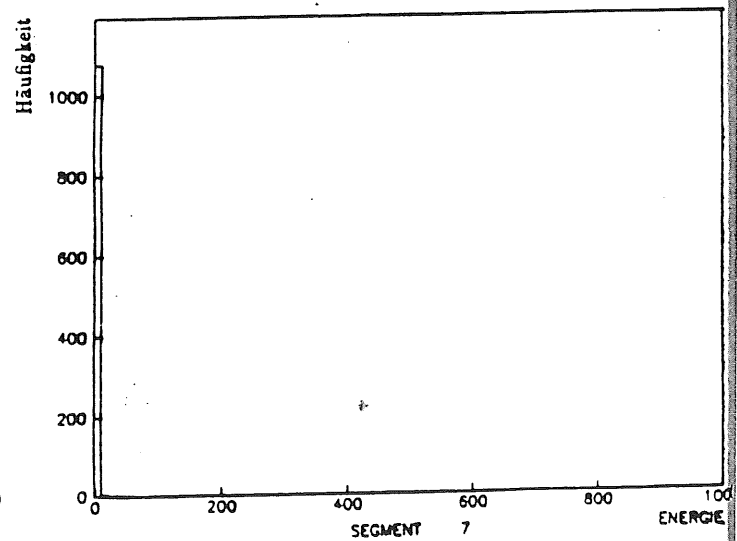
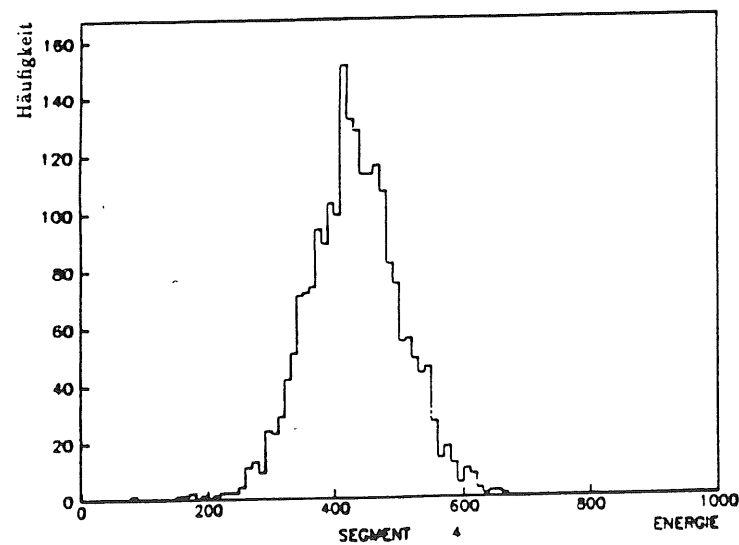
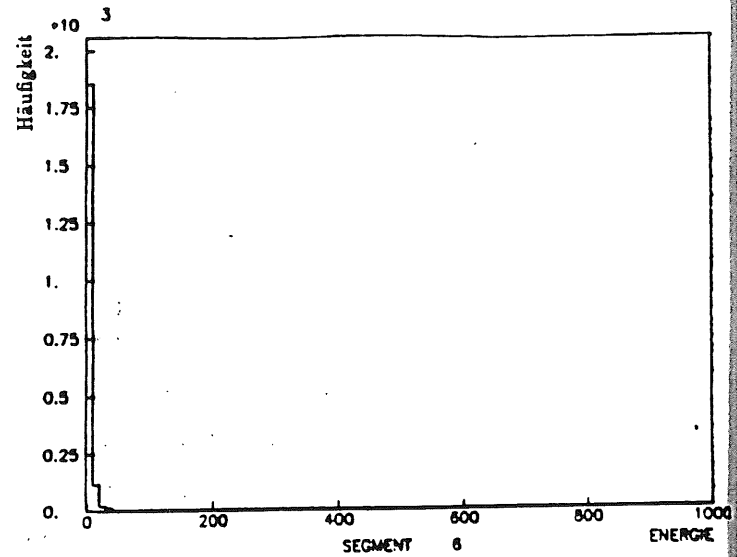
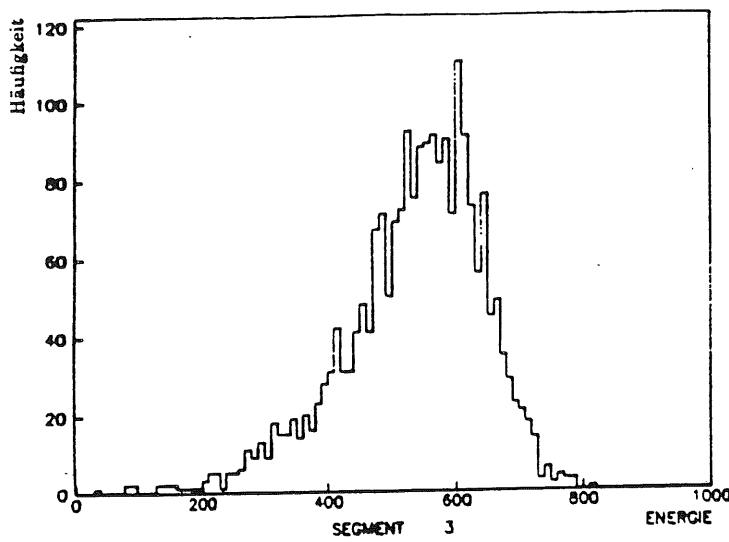
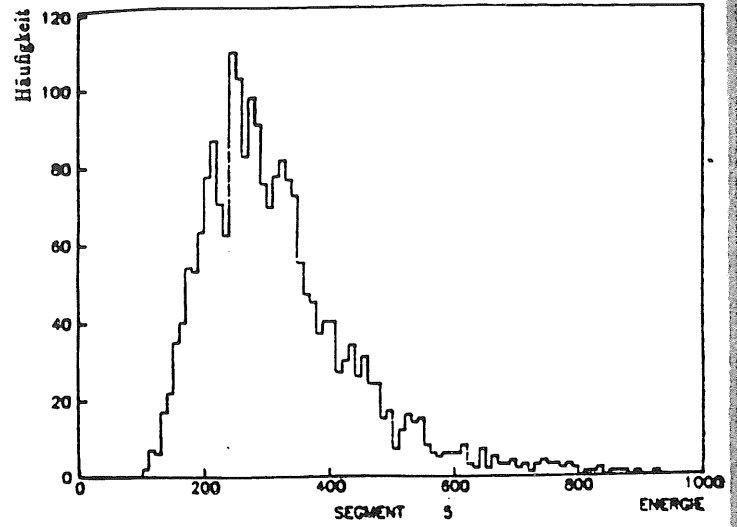
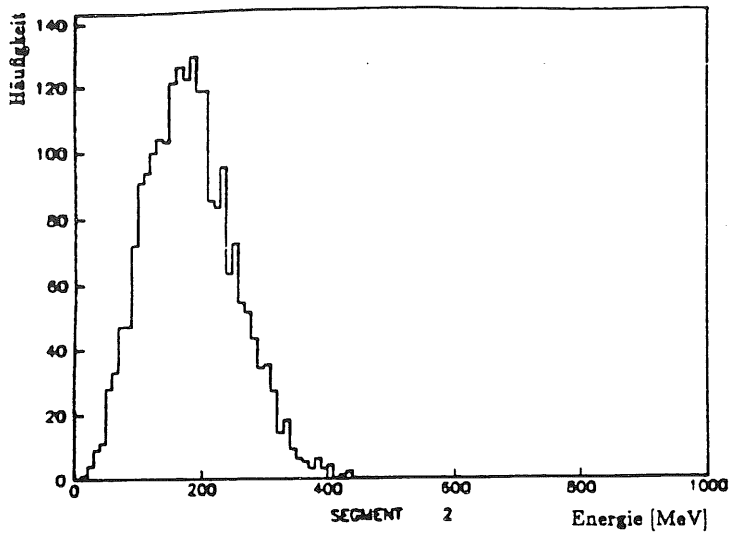


Abb. 5.1: Verteilungen der Energie in den einzelnen Auslesesegmenten des elektromagnetischen Kalorimeters für Elektronen mit einer Einschussenergie von 10 GeV. Dabei werden nur die Energiedepositionen innerhalb des Radius R_1 um die Einschussrichtung berücksichtigt.

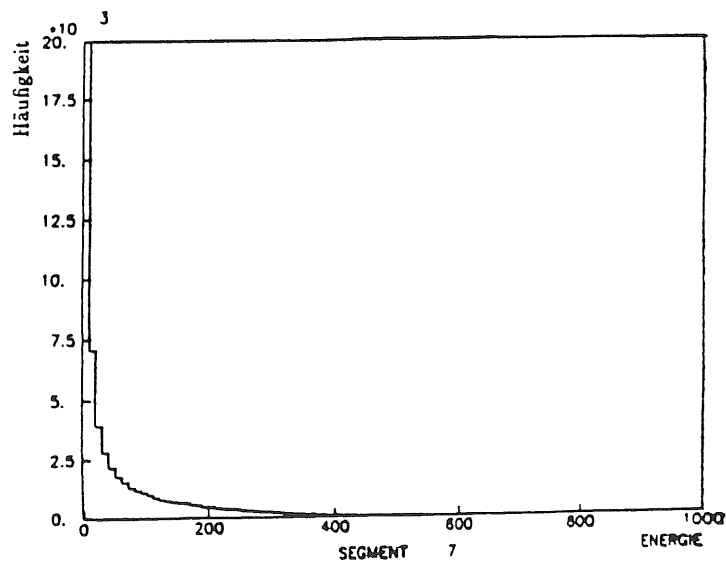
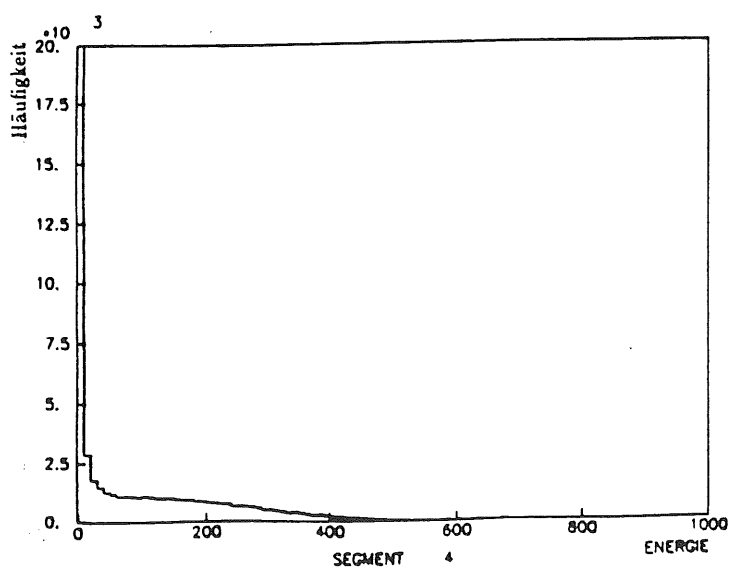
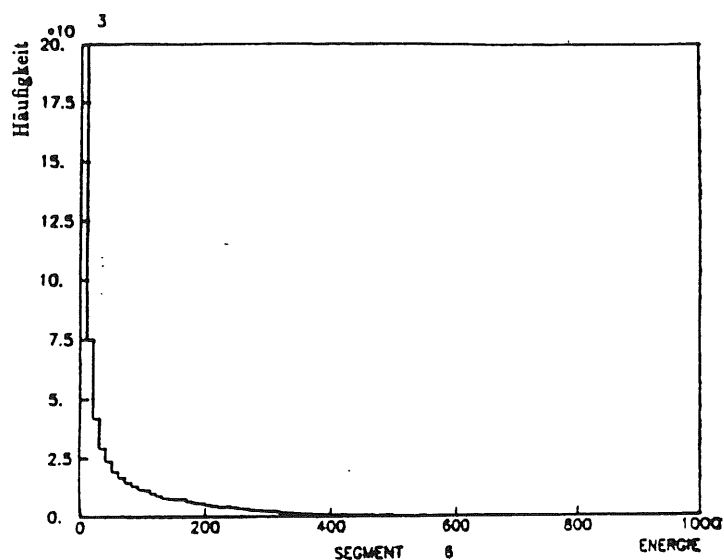
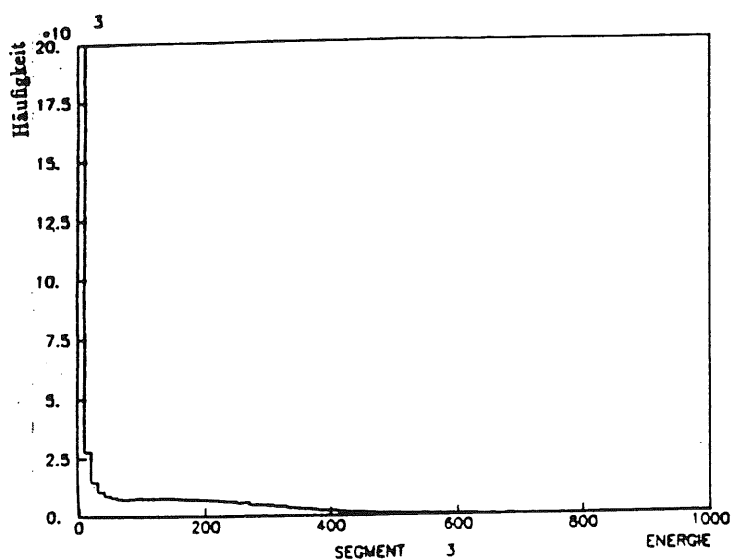
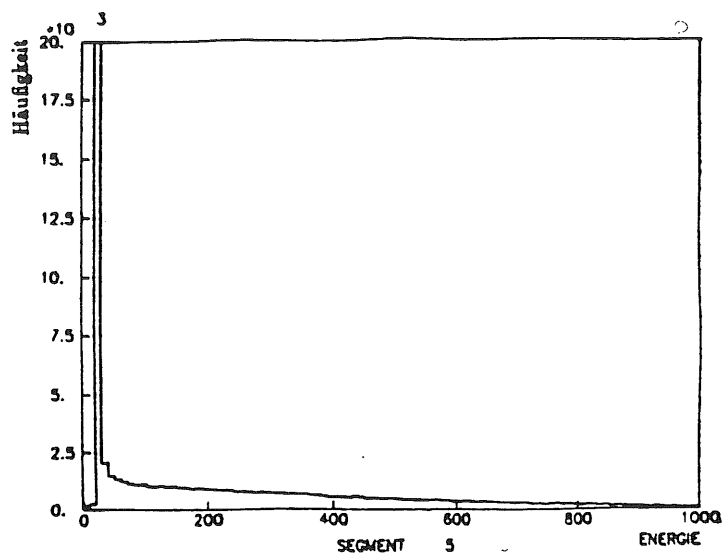
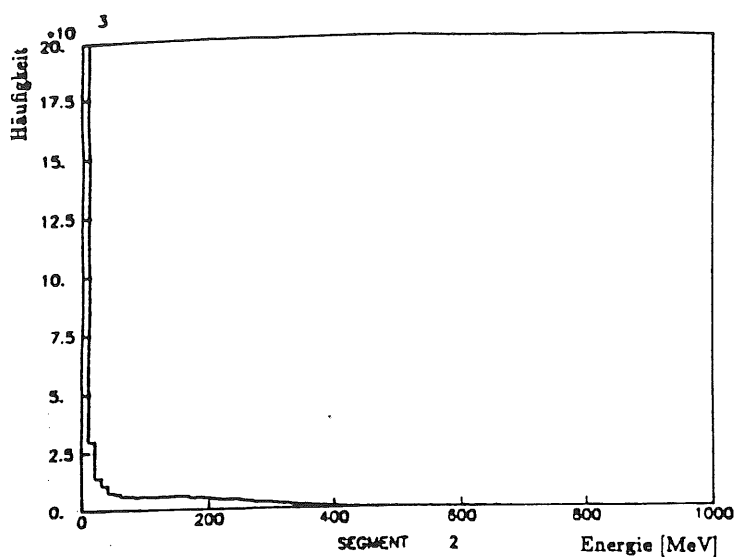


Abb. 5.2: Energieverteilungen in den einzelnen Auslesesegmenten des elektromagnetischen Kalorimeters für 10 GeV Pionen.

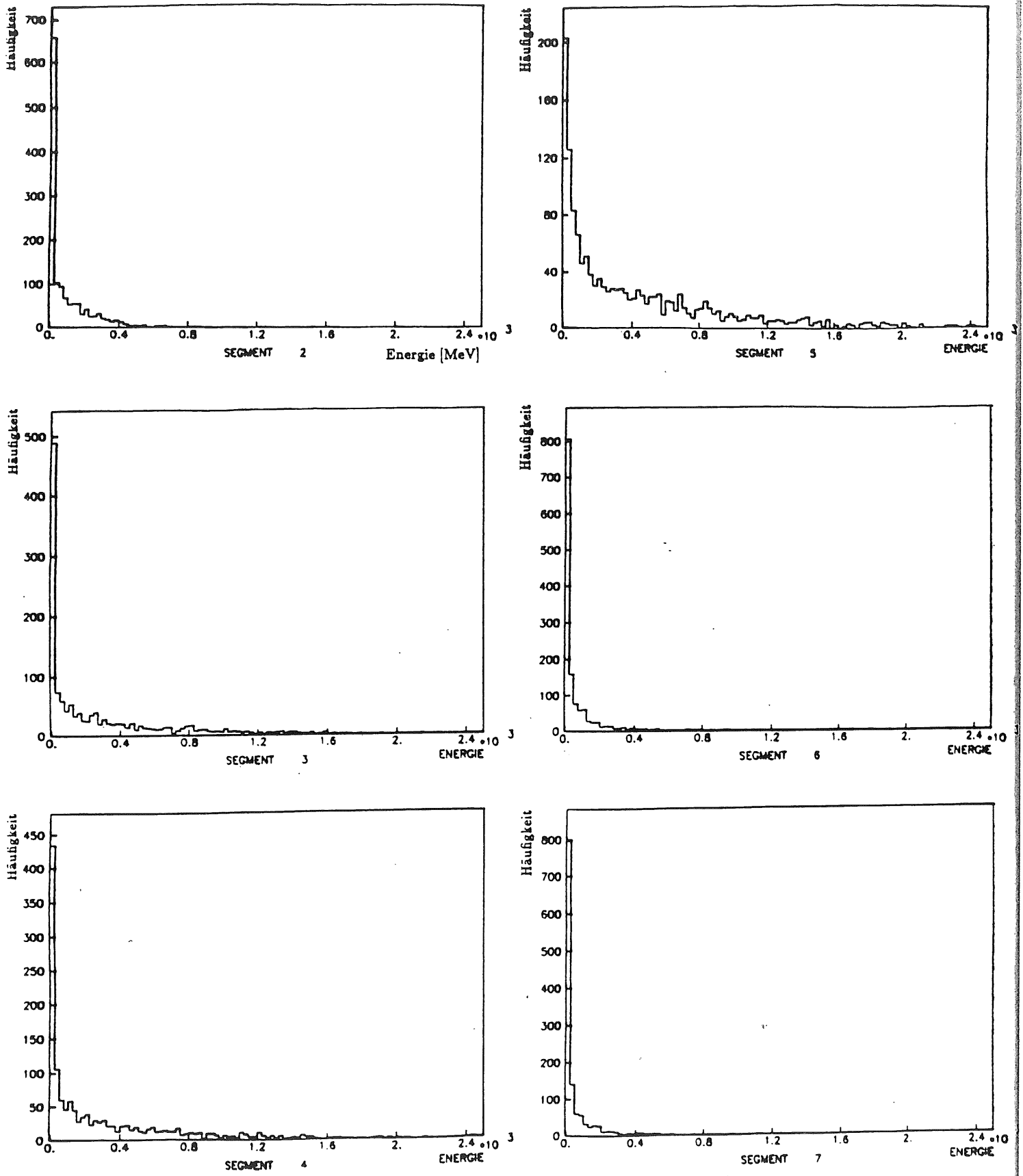


Abb. 5.3: Energieverteilungen für *u*-Quark-Jets mit einer Einschußenergie von 50 GeV in den einzelnen Auslesesegmenten des elektromagnetischen Kalorimeters.

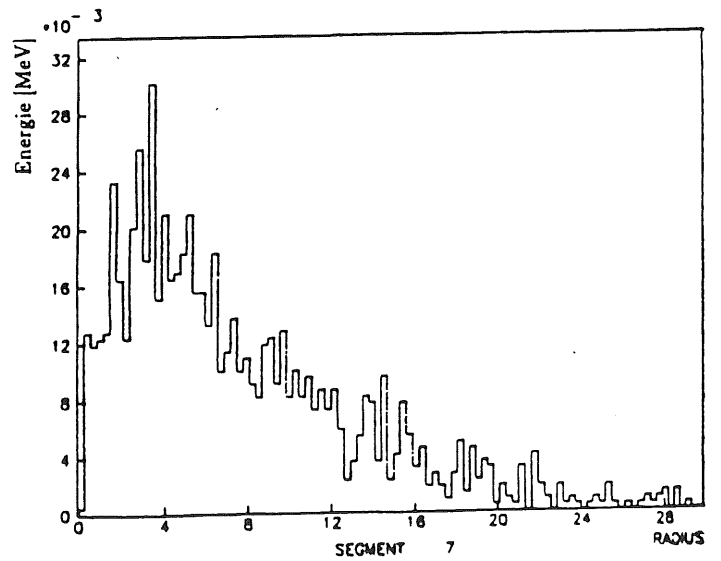
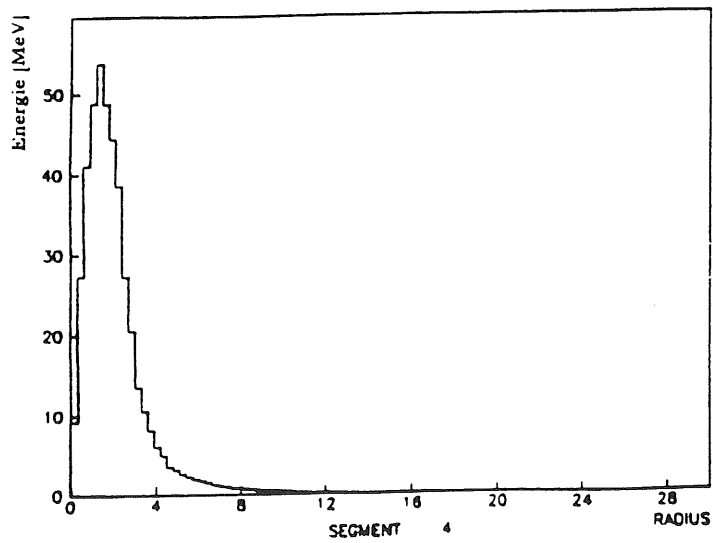
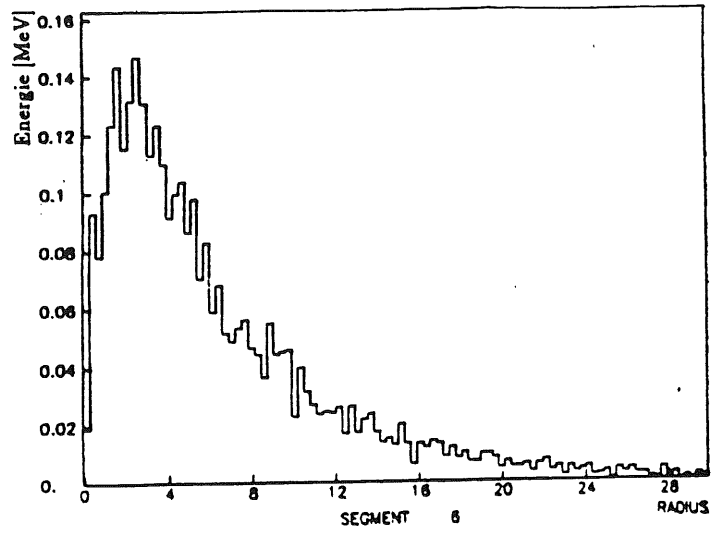
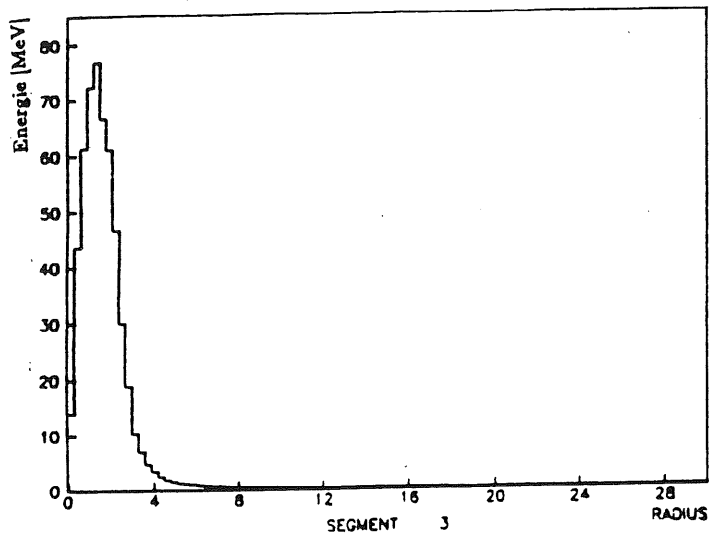
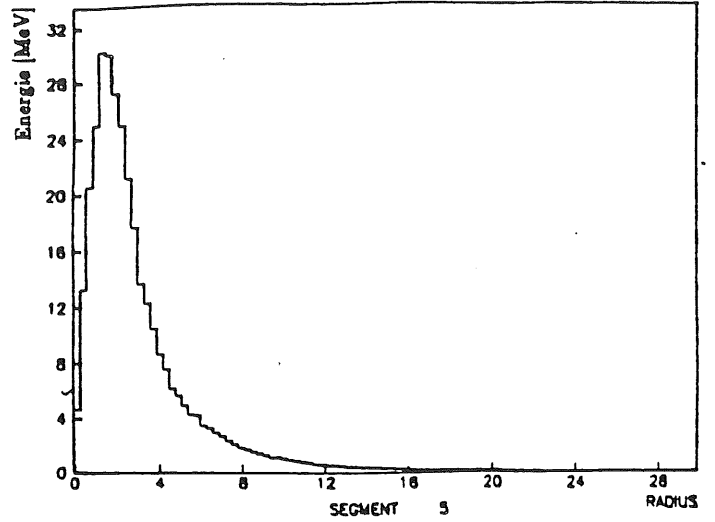
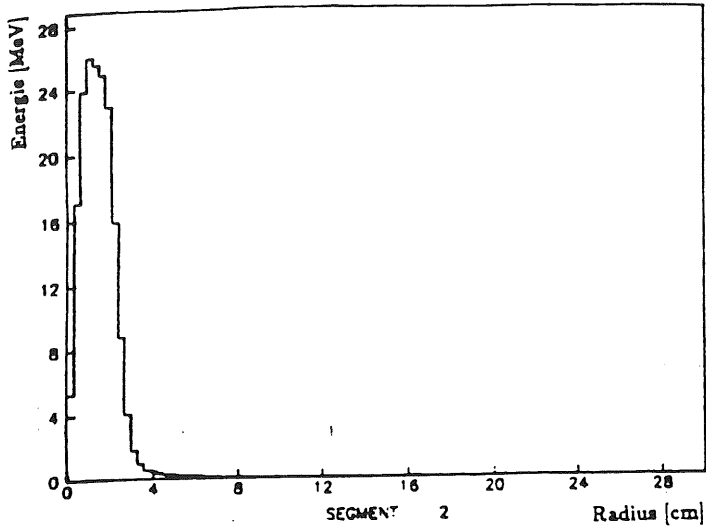


Abb. 5.4: Radiale Verteilungen der Energie relativ zur Einschubrichtung für Elektronen mit einer Einschubenergie von 10 GeV in den einzelnen Auslesesegmenten des elektromagnetischen Kalorimeters.

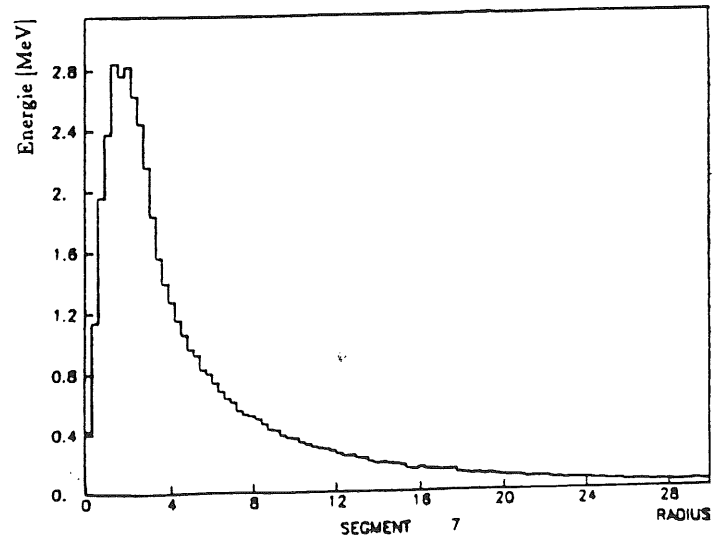
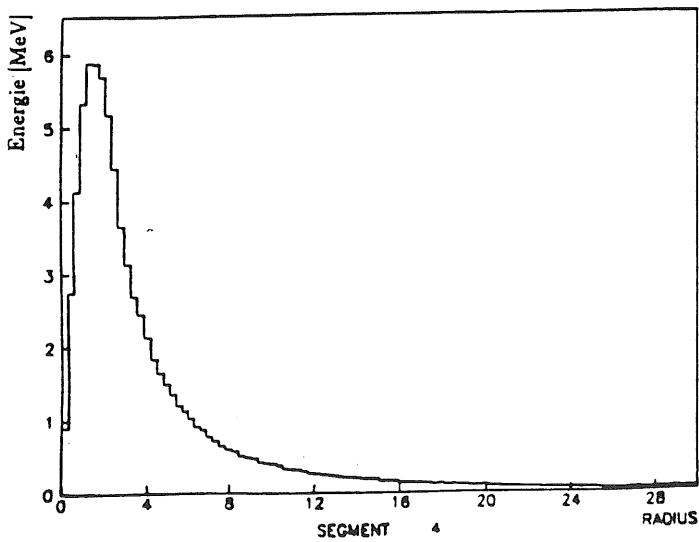
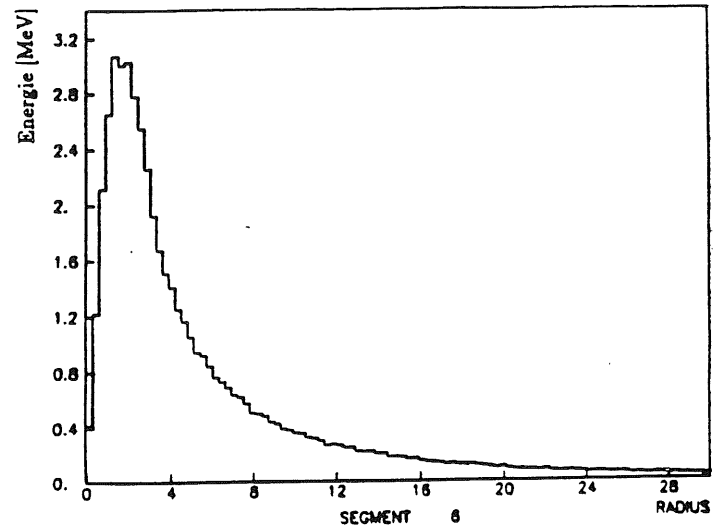
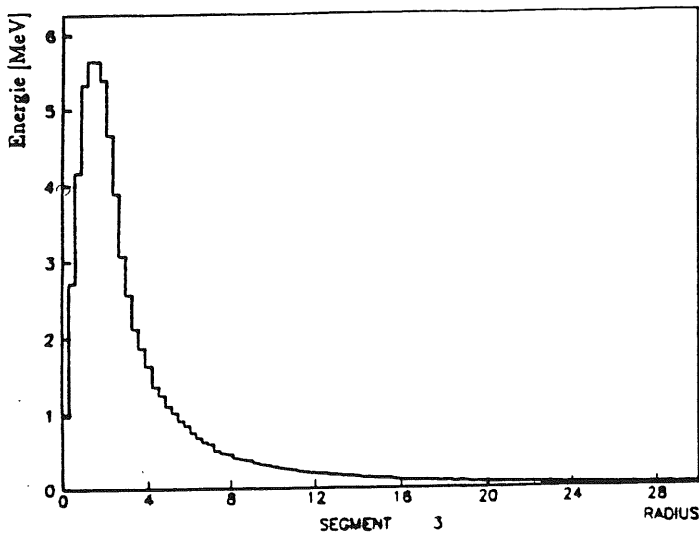
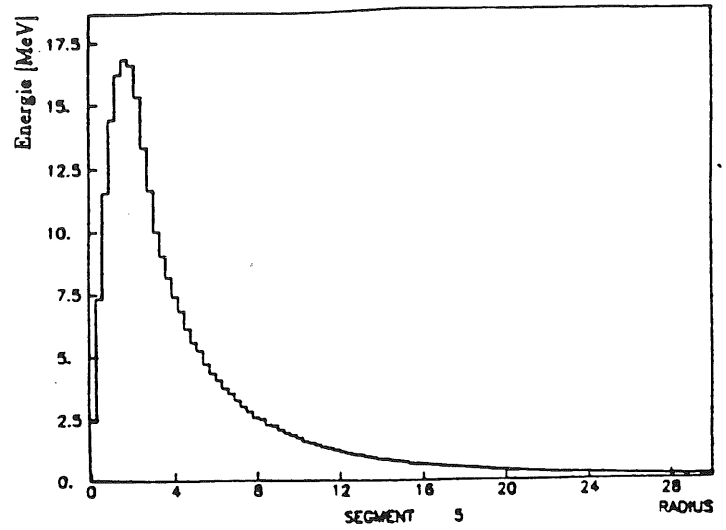
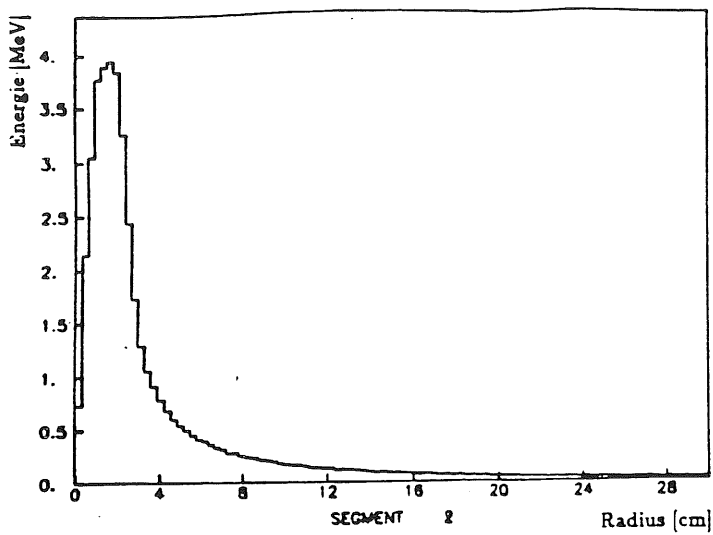


Abb. 5.5: Radiale Energieverteilungen relativ zur Einschlußrichtung für 10 GeV Pionen in den einzelnen Auslesesegmenten des elektromagnetischen Kalorimeters.

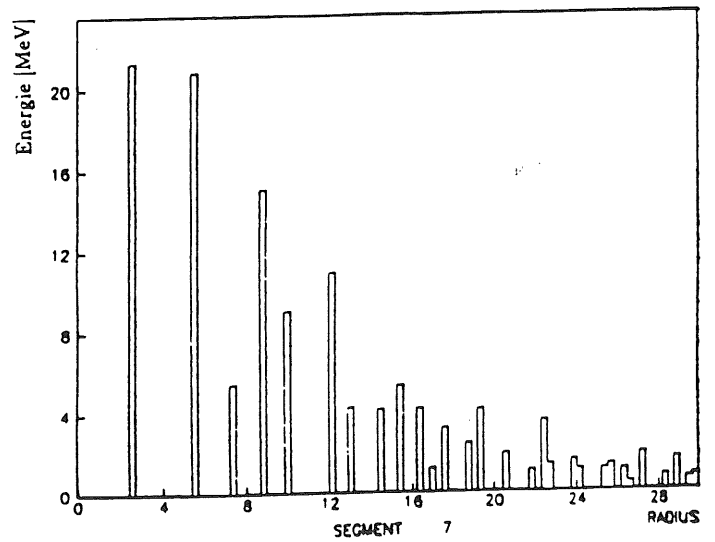
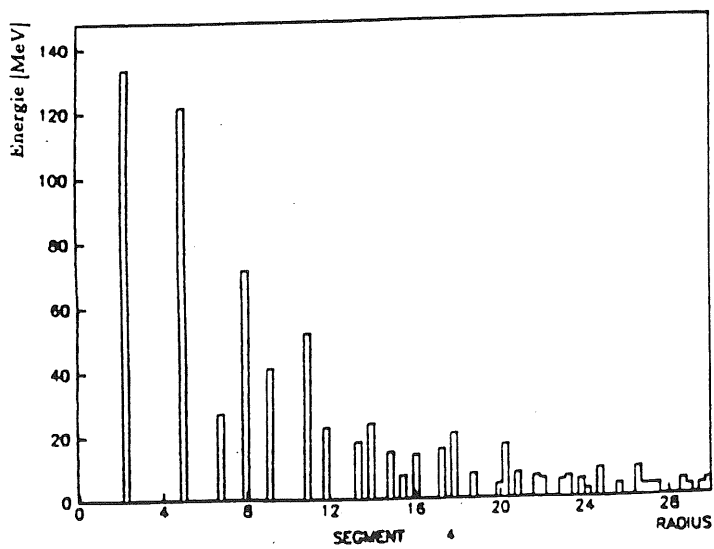
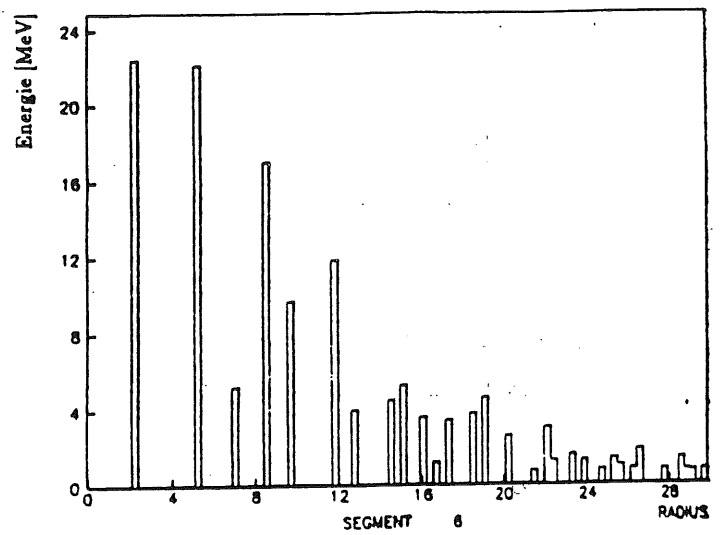
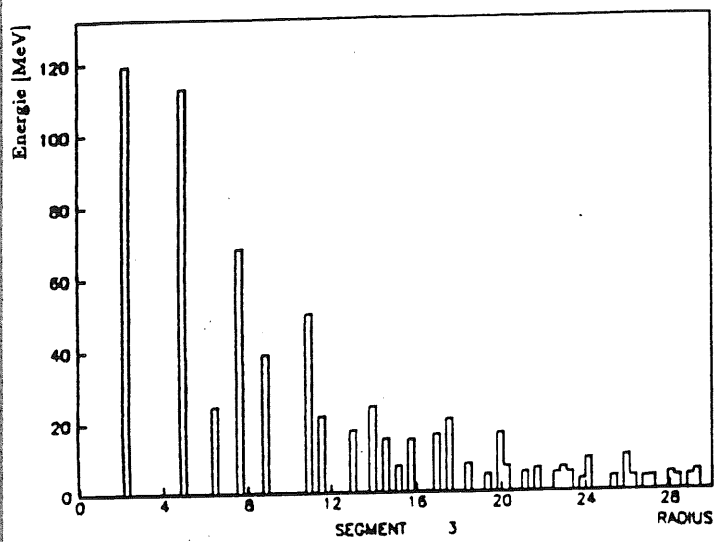
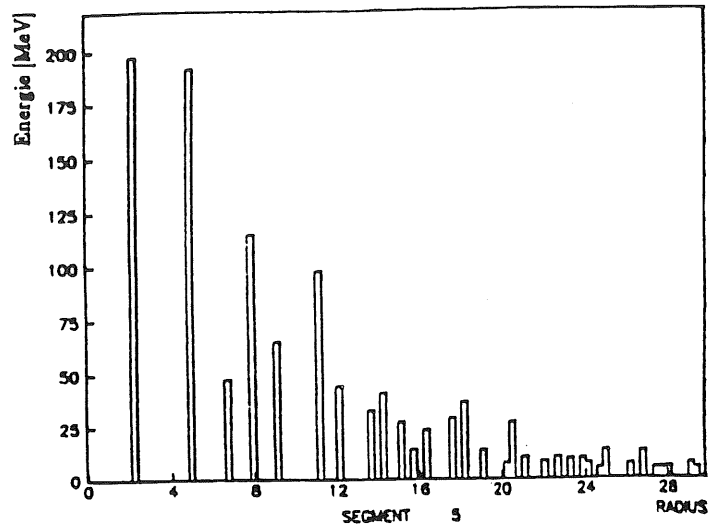
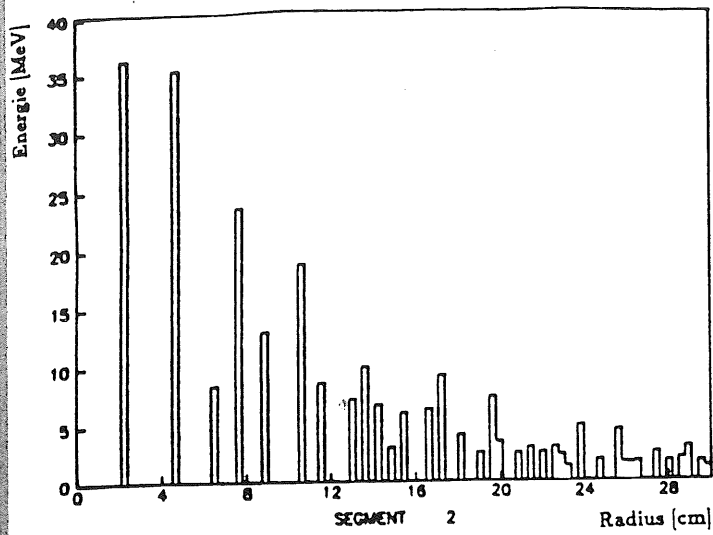


Abb. 5.6: Radiale Energieverteilungen relativ zur Einschussrichtung für u -Quark-Jets mit einer Einschussenergie von 50 GeV.

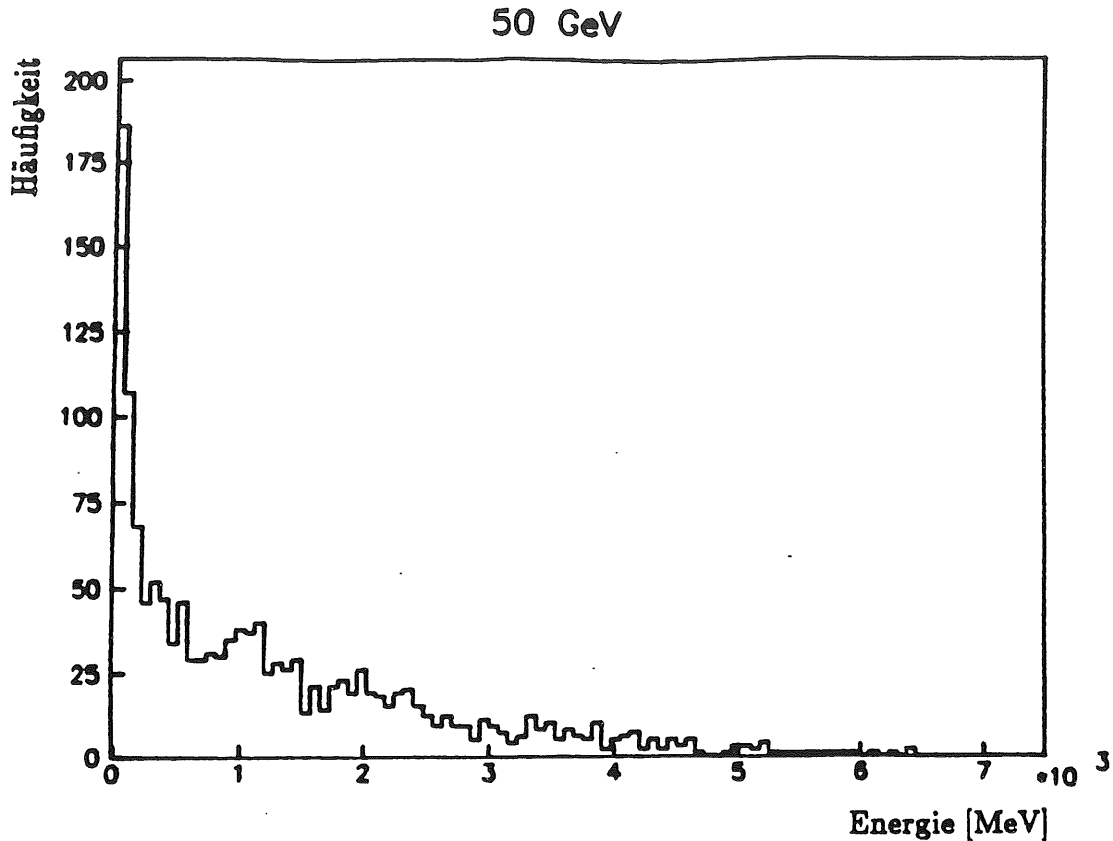


Abb. 5.7: Energieverteilung der u -Quark-Jets mit 50 GeV Anfangsenergie im gesamten elektromagnetischen Kalorimeter.

In den Abbildungen 5.4 bis 5.6 ist die radiale Verteilung der deponierten Energie um die Einschubrichtung in den einzelnen Auslesesegmenten des elektromagnetischen Kalorimeters für 10 GeV Elektronen und Pionen sowie 50 GeV Jets dargestellt. Mit der Wahl von R_1 als dem 2.5-fachen der lateralen Auslesedimension (für Segment 2 entspricht dies 7.5 cm) wird für Elektronen und trotz der etwas breiteren Verteilung auch für Pionen nahezu die gesamte Energiedeposition berücksichtigt. Der Molière-Radius R_M , das Maß für die laterale Schaueraufweitung eines elektromagnetischen Schauers, beträgt für den ersten Teil des elektromagnetischen Kalorimeters $R_{M,I} \approx 6.11\text{cm}$ und für den zweiten Teil $R_{M,II} \approx 5.12\text{cm}$. Die laterale Energieverteilung der u -Quark-Jets streut dagegen sehr stark um die Jetachse. Die konstante Einschubrichtung für Jets führt zu gleichbleibenden Abständen zu den einzelnen Auslesekanälen, so daß sich diskrete Verteilungen bezüglich der Radien ergeben, während die Variation des Einschubwinkels für die Einzelteilchen zu einer kontinuierlichen Verteilung der Abstände zu den Auslesekanälen führt. Abbildung 5.7 zeigt die Energieverteilung der Jets im gesamten elektromagnetischen Kalorimeter. Die äquivalenten Verteilungen für Elektronen und Pionen zeigt

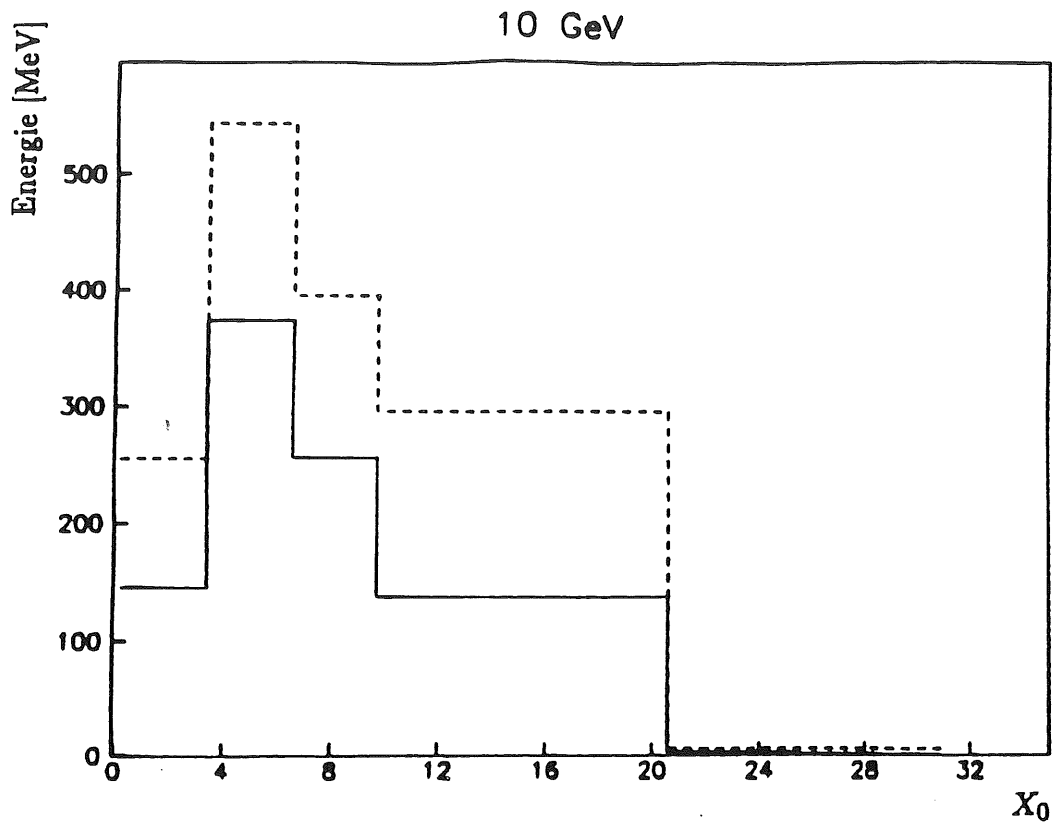


Abb. 5.8: Mittlere Energiedeposition in dem Auslesekanal mit der meisten deponierten Energie pro Kalorimetersegment für 10 GeV Elektronen, aufgetragen gegen die Tiefe des elektromagnetischen Kalorimeters. Die gestrichelten Linien enthalten 95% dieser Kanäle.

Abbildung 5.11 .

Zur Eichung der ADC-Auslesekanäle wird für jedes Auslesesegment der Kalorimeterturm mit der größten Energiedeposition ermittelt und gegen die Tiefe (in X_0) des elektromagnetischen Kalorimeters aufgetragen. Dadurch ergibt sich eine Darstellung des longitudinalen Schauerprofils. Die Abbildungen 5.8 bis 5.10 zeigen dieses für 10 GeV Elektronen und Pionen und 50 GeV Jets, wobei die durchgezogenen Linien die über die Anzahl der Ereignisse gemittelten Energiedepositionen in diesen Kanälen zeigen, während innerhalb der gestrichelten Linien 95% dieser Kanäle enthalten sind. Auch hier ist deutlich zu sehen, daß die Elektronen in den ersten beiden Segmenten wesentlich mehr Energie deponieren als die Pionen.

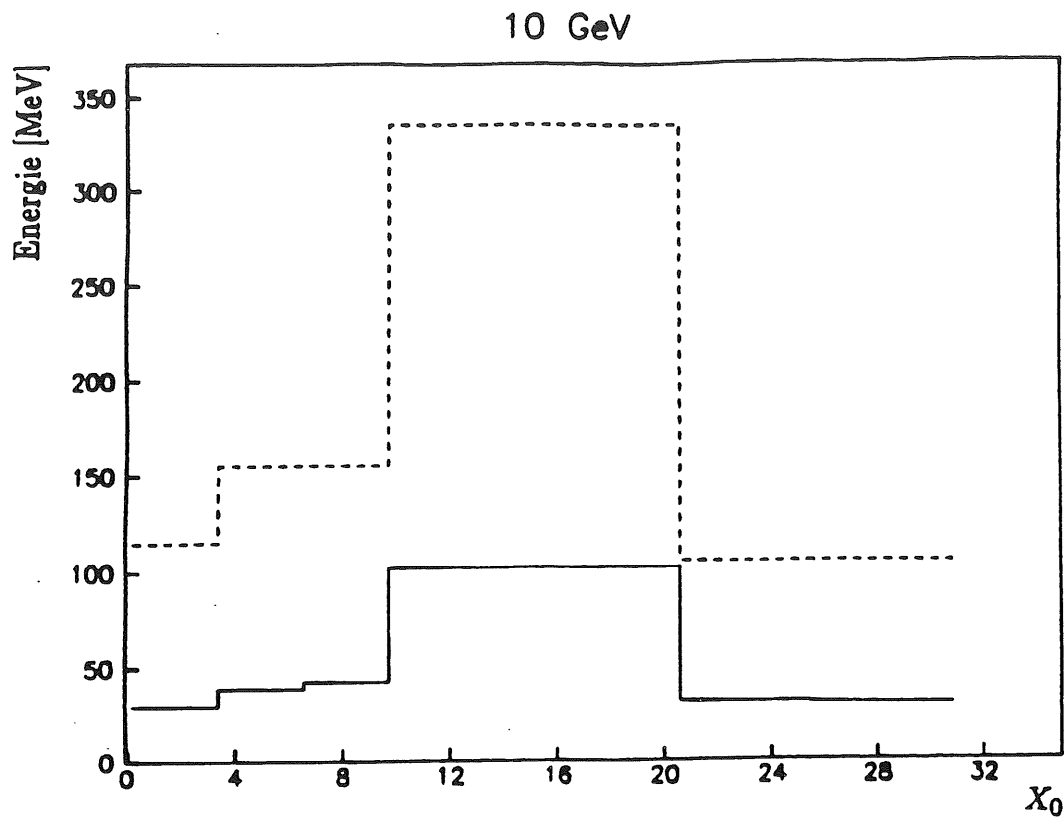


Abb. 5.9: Mittlere Energiedeposition in dem Auslesekanal mit der meisten deponierten Energie pro Auslesesegment für 10 GeV Pionen.

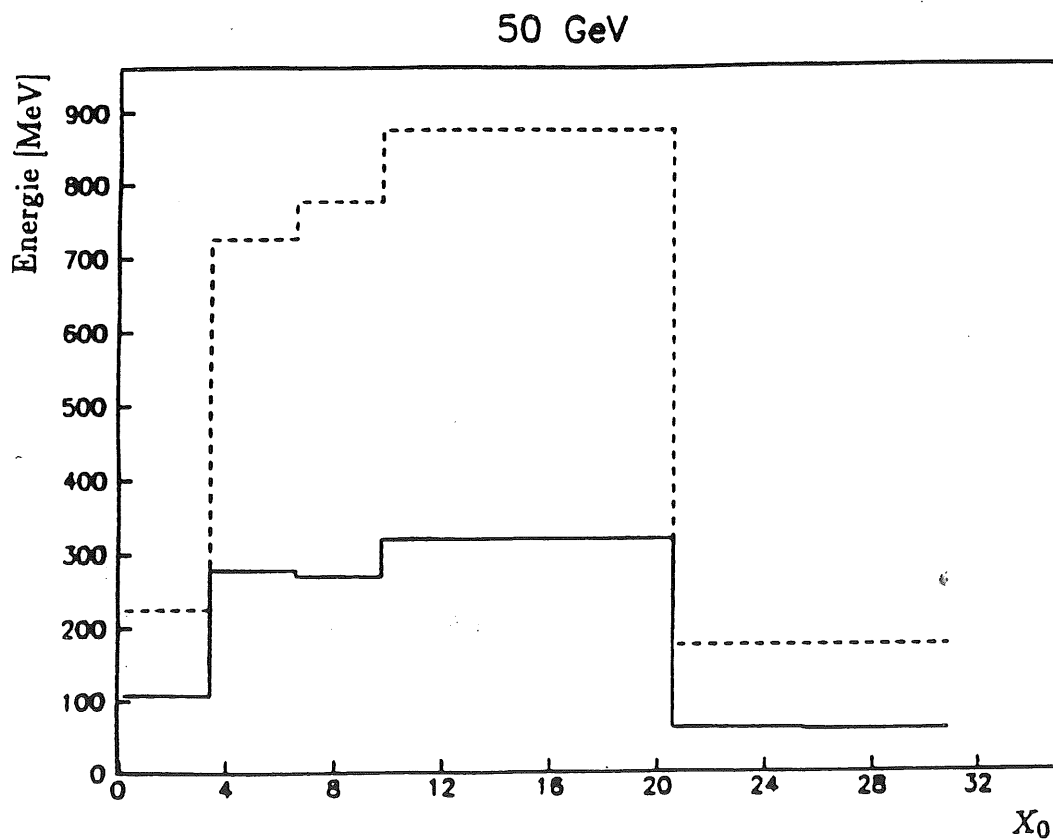


Abb. 5.10: Mittlere Energiedeposition in dem Auslesekanal mit der größten Energiedeposition pro Auslesesegment für Jets mit einer Anfangsenergie von 50 GeV.

5.3. METHODEN DER e/π -TRENNUNG

Als Maß für die Elektronidentifizierung werden folgende Größen verwendet:

- Elektron-Effektivität: die Wahrscheinlichkeit, ein Elektron nach Anwendung der Identifikationskriterien tatsächlich als Elektron zu identifizieren.
- Pion-Mißidentifikation: die Wahrscheinlichkeit, ein Pion fälschlicherweise als Elektron zu identifizieren.

Zusammengefaßt werden diese beiden Größen in dem Trennungsfaktor T :

$$T = \frac{\text{Elektron-Effektivität}}{\text{Pion-Mißidentifikation}}$$

Eine gute e/π -Trennung ist folglich gekennzeichnet durch einen möglichst großen Wert von T bei gleichzeitig hoher Elektron-Effektivität.

Für die Identifizierung der Elektronen werden zwei von einander unabhängige Kriterien verwendet: ein Vergleich der Messungen von Energie und Impuls und ein χ^2 -Test der Schauerform.

5.3.1. VERGLEICH VON ENERGIE- UND IMPULSMESSUNG

Die schon beschriebene Zweiteilung des Kalorimeters in einen elektromagnetischen und einen hadronischen Teil ermöglicht es, zur ersten groben Unterscheidung von Elektronen und Pionen die unterschiedliche Schauerentwicklung dieser Teilchen zu benutzen. Während die Elektronen fast ihre gesamte Energie im elektromagnetischen Teil deponieren, hinterlassen die Pionen einen Großteil ihrer Energie im hadronischen Teil und deponieren im elektromagnetischen Teil deutlich weniger Energie als die Elektronen. Durch einen Vergleich des Teilchenimpulses (gemessen im Innendetektor) mit der totalen elektromagnetischen Energie E_{em} , das ist die gesamte im elektromagnetischen Kalorimeterteil deponierte Energie, kann ein sehr großer Teil der Pionen im Vergleich zu den Elektronen zurückgewiesen werden.

Abbildung 5.11 zeigt die Verteilung der totalen elektromagnetischen Energie für Elektronen und Pionen von 10 GeV, wobei nur die Energiedepositionen innerhalb R_1 (mit $x = 2.5$) berücksichtigt werden. Das Maximum bei niedrigen Energien in der Verteilung der Pionen wird durch nicht wechselwirkende Pionen hervorgerufen.

Der zur Teilchenidentifizierung verwendete Schnitt zur Unterscheidung der Elektronen und Pionen wird folgendermaßen ermittelt: Zunächst wird für alle

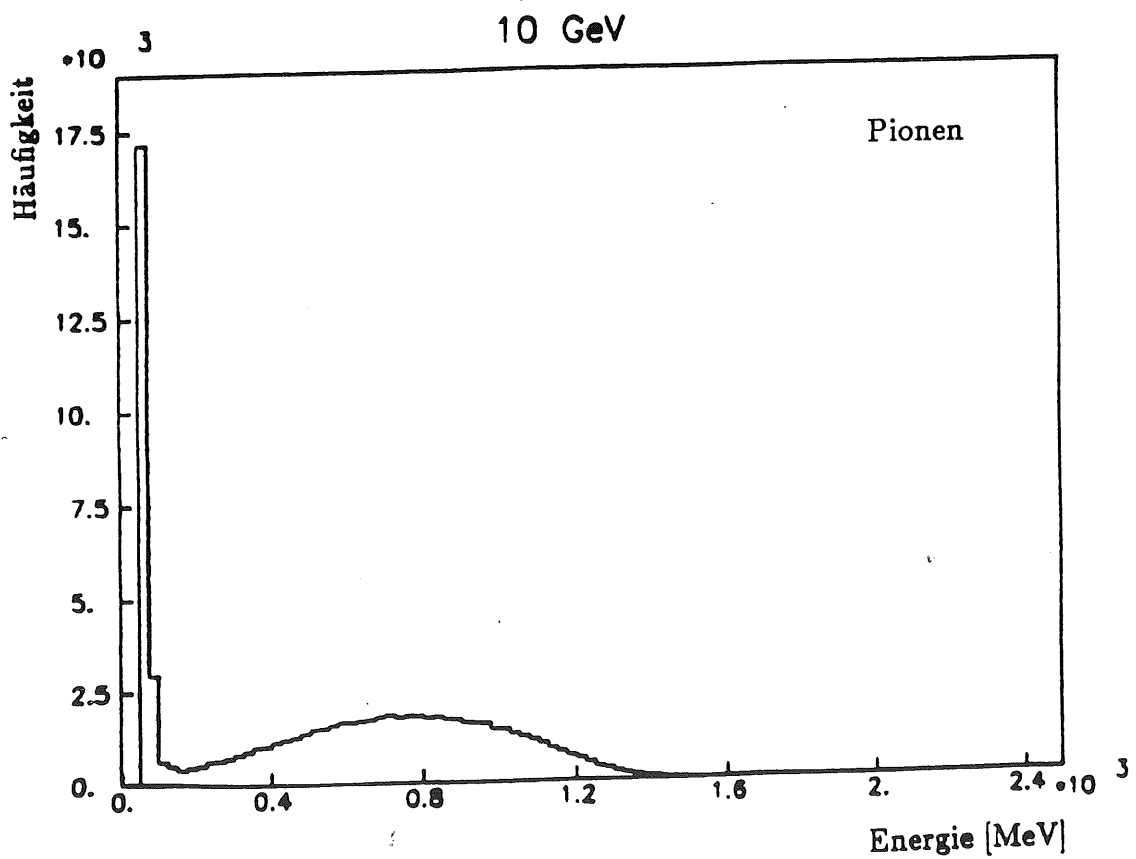
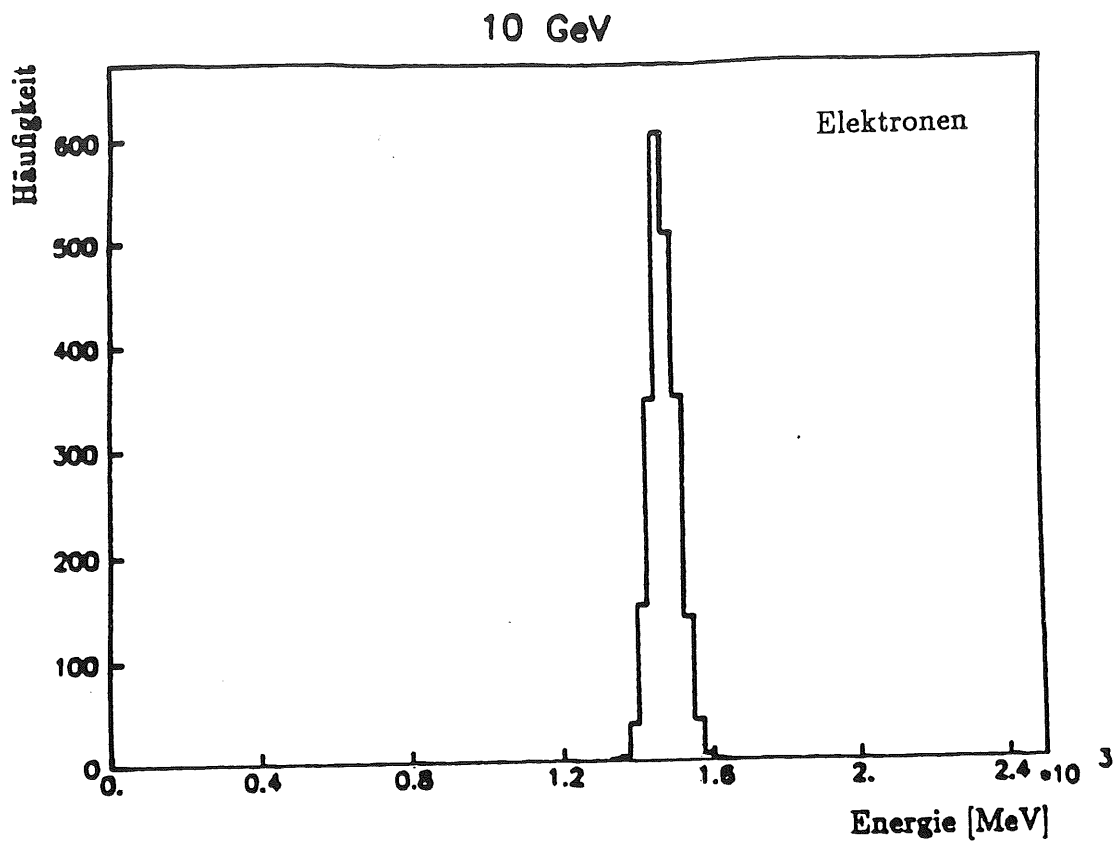


Abb. 5.11: Verteilungen der Energie im gesamten elektromagnetischen Kalorimeter für Elektronen und Pionen mit einer Anfangsenergie von 10 GeV.

Elektronen einer bestimmten Einschußenergie die mittlere elektromagnetische Energie $\langle E_{em} \rangle$ berechnet. Diese Energie wird mit dem im Innendetektor gemessenen Impuls verglichen. Für die Auflösung werden die folgende Werte aus dem "Letter of Intent" für den H1-Detektor [1] angenommen:

$$\frac{\sigma_p}{p} = 0.003 \cdot p \quad [p \text{ in GeV}]$$

für die Impulsauflösung des Innendetektors und

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.08}{\sqrt{E}} \quad [E \text{ in GeV}]$$

für die Energieauflösung des elektromagnetischen Kalorimeters. Für den Vergleich von Energie und Impuls ergibt sich somit ein Gesamtfehler von

$$\sigma = \sqrt{\sigma_p^2 + \sigma_E^2} .$$

Im weiteren werden die Teilchen als Elektronen identifiziert, die der Bedingung

$$\langle E_{em} \rangle - 3\sigma \leq E_{em} \leq \langle E_{em} \rangle + 3\sigma$$

genügen.

Allein durch diese Bedingung lassen sich die Teilchen unter den idealen Auslesebedingungen schon sehr gut trennen:

99.58% aller Elektronen mit 2 GeV sind innerhalb dieses Schnittes enthalten, während 0.69% der Pionen als Elektronen mißidentifiziert werden. Für 10 GeV Einschußenergie werden 100% der Elektronen und nur 0.16% der Pionen mit diesem Kriterium als Elektronen erkannt.

5.3.2. χ^2 -TEST DES SCHAUERPROFILS

Bei dieser Methode nach Engelmann et al. [24] wird ein χ^2 -Test der longitudinalen und transversalen Schauerform durchgeführt. Dabei wird die detaillierte Schauerinformation aus den einzelnen Auslesesegmenten des Kalorimeters verwendet. Dies verbessert die Teilchenidentifikation insbesondere bei überlappenden Schauern erheblich.

Grundlage für diese Methode ist die Kovarianzmatrix M , bestehend aus den Energiepositionen (innerhalb R_1) pro Segment, der Breite der Energieverteilung

innerhalb dieses Segmentes sowie deren Kovarianzen. Für jedes Ereignis wird der folgende Vektor \vec{X} berechnet:

$$\vec{X} = (X_i) = \begin{pmatrix} E_2 \\ \sigma_2 \\ E_3 \\ \sigma_3 \\ \vdots \\ E_{12} \\ \sigma_{12} \end{pmatrix} .$$

E_k ist dabei die gesamte Energiedeposition in dem Segment k .

σ_k mißt die räumliche Breite der lateralen Energiedeposition in dem Segment k .

Für ein Segment gilt:

$$\sigma^2 = \frac{1}{\sum E_m} \sum_m [(x_m - \langle x \rangle)^2 + (y_m - \langle y \rangle)^2] E_m .$$

$\langle x \rangle$ und $\langle y \rangle$ sind die gewichteten Mittelwerte der Turmkoordinaten:

$$\langle x \rangle = \frac{1}{\sum E_m} \sum_m x_m E_m .$$

m läuft über alle Kalorimetertürme der Schicht k innerhalb R_1 .

x_m, y_m sind die Koordinaten des Mittelpunktes eines Turms.

Für N Teilchen mit gleicher Einschußenergie errechnet sich die Kovarianzmatrix aus dem Vektor \vec{X} zu:

$$M_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{l=1}^N (X_i^l - \langle X_i \rangle) (X_j^l - \langle X_j \rangle) .$$

Die Matrix M enthält sämtliche Daten über das (mittlere) Schauerprofil der Elektronen bei einer gegebenen Energie, wobei auch alle Korrelationen berücksichtigt werden.

Mit dieser Matrix wird ein für jedes Teilchen l charakteristischer skalarer Parameter $\zeta^{(l)}$ berechnet. Dazu wird M invertiert zur Matrix $H = M^{-1}$ und $\zeta^{(l)}$ wie folgt definiert:

$$\zeta^{(l)} = \sum_{i,j} (X_i^l - \langle X_i \rangle) H_{ij} (X_j^l - \langle X_j \rangle) .$$

Voraussetzung für die Anwendbarkeit eines χ^2 -Testes ist eine nahezu gaußförmige Verteilung der in die Matrix M eingehenden Größen [25]. Wie aus den Abbildungen 5.1 und 5.2 hervorgeht, ist diese Voraussetzung nur für die Energiedepositionen der Elektronschauer in den vorderen vier Segmenten des elektromagnetischen Kalorimeters annähernd erfüllt. Deshalb wird die Matrix M nur für Elektronen berechnet. Gleichzeitig wird der Vektor \vec{X} entsprechend reduziert: nur die Schauerdaten aus den ersten vier Segmenten ($20 X_0$) des Kalorimeters werden zur Identifikation herangezogen, was zu einer 8-dimensionalen Matrix führt.

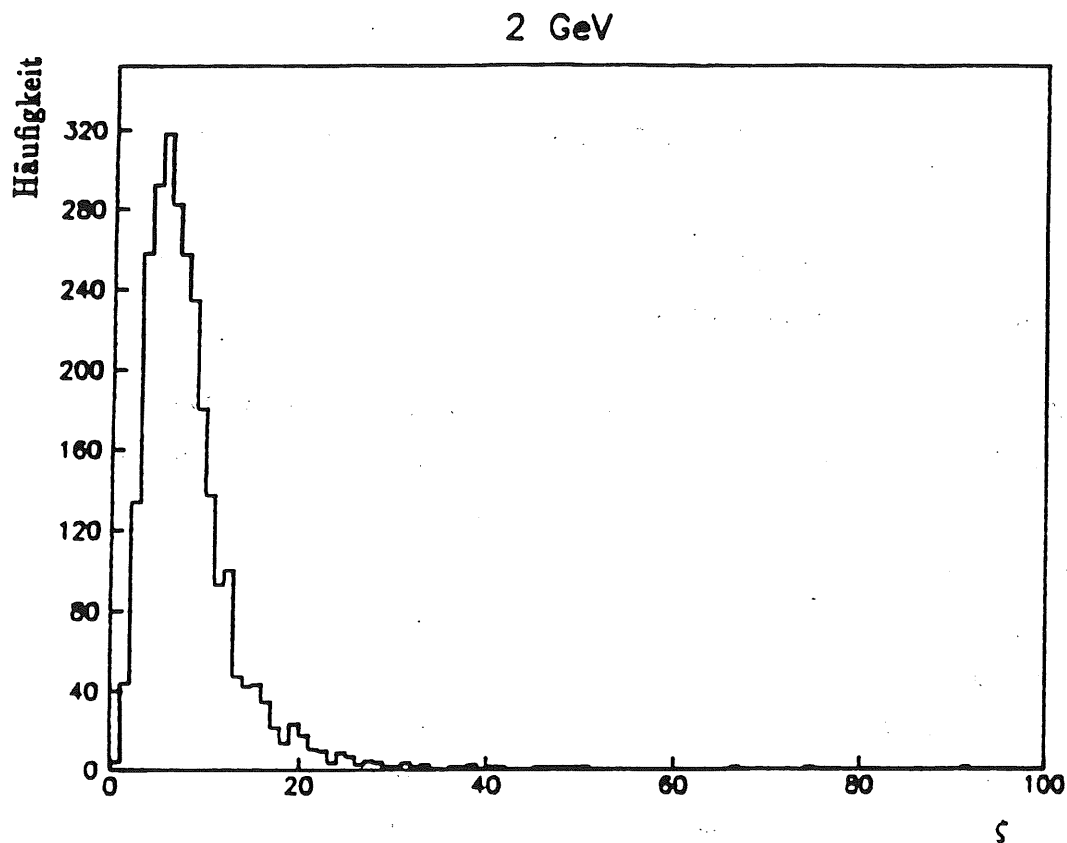


Abb. 5.12: Verteilung des Parameters ζ aus dem χ^2 -Test für Elektronen mit einer Einschußenergie von 2 GeV.

ζ wird sowohl für Elektronen als auch für Pionen, deren Vektoren \vec{X} jeweils an die invertierte Elektronmatrix H multipliziert werden, berechnet. Vektor \vec{X} und Matrix H stammen hierbei von Teilchen mit gleichem Anfangsimpuls, dessen Wert aus Messungen des Innendetektors bekannt ist. Wie für einen χ^2 -Test erwartet,

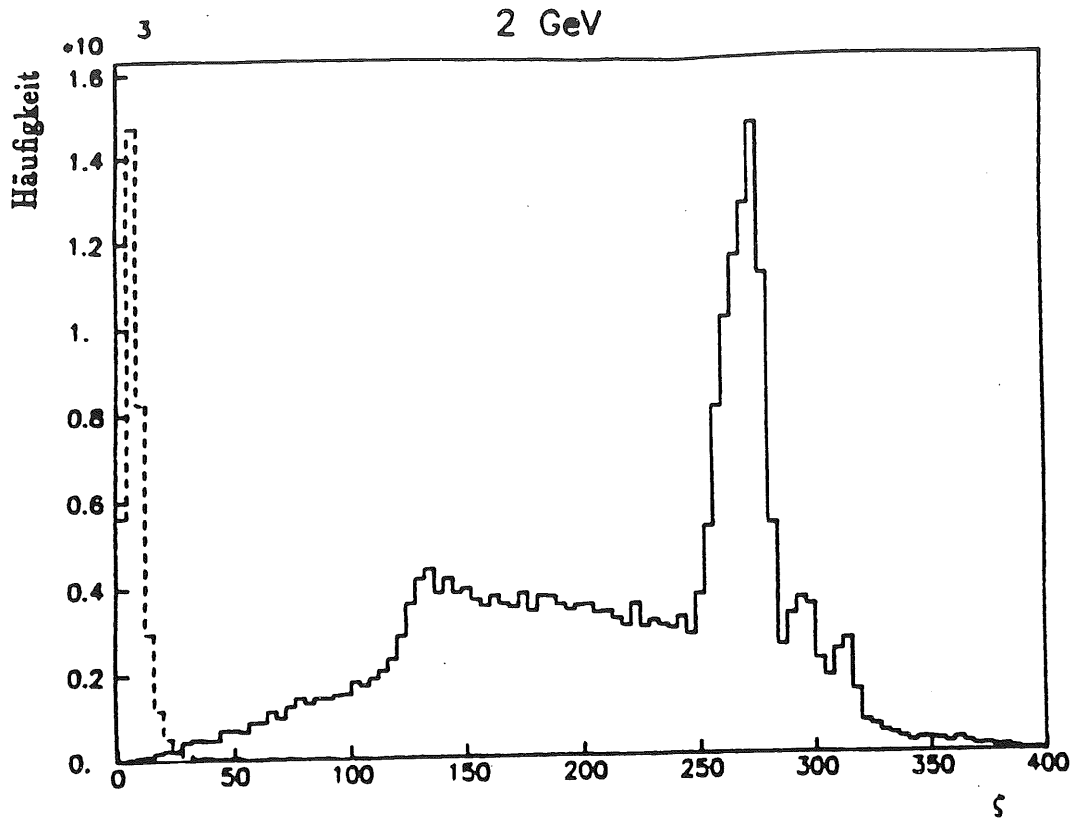


Abb. 5.19: Verteilung des Parameters ζ aus dem χ^2 -Test für Elektronen (gestrichelt) und Pionen mit einer Anfangsenergie von 2 GeV.

zeigt die Verteilung von ζ für Elektronen ein scharfes Maximum bei der Anzahl der voneinander unabhängigen Freiheitsgrade, die identisch ist mit dem Rang der Matrix M (Abbildung 5.12). Für Pionen dagegen ergibt sich eine sehr breite Verteilung von ζ mit einem Maximum bei etwa $\zeta = 270$ (Abbildung 5.13).

Ein geeignet gewählter Schnitt $\zeta^{(l)} \leq \zeta_{max}$ liefert die gewünschte Diskriminierung von Elektronen und Pionen. Die fälschlicherweise als Elektronen angesehenen Pionen sind zum großen Teil auf π^- -Konversionen zu π^0 zurückzuführen, die über den prompten Zerfall in zwei Photonen elektromagnetische Schauer erzeugen, die anhand der Schauerform als Elektronen identifiziert werden.

Wird für zunehmende Werte von ζ_{max} der oben definierte Trennungsfaktor T gegen die Elektron-Effektivität aufgetragen (zB. Abbildung 5.14), so ergibt sich eine monoton fallende Kurve, da für größere Werte von ζ_{max} die Elektron-Effektivität nur noch unmerklich zunimmt, während eine größere Anzahl von Pionen als Elektronen mißidentifiziert werden. Die eingezeichneten Fehler sind statistischer Natur, bedingt durch die limitierte Zahl der MC-Ereignisse.

5.4. TEILCHENARTEN UND ENERGIE

5.4.1. EINSCHUSSENERGIE

Untersucht werden Teilchenschauer von Elektronen und Pionen, die mit Energien von 2, 10, 50 und 100 GeV in das Kalorimeter geschossen wurden. Für u -Quark-Jets wurden Anfangsenergien von 10, 50 und 100 GeV gewählt. Um auch bei hohen Werten von T , d.h. geringer Pion-Mißidentifizierung, eine statistisch signifikante Aussagen treffen zu können, ist eine große Anzahl von Pionen notwendig. Da für die niedrigen Energien 2 und 10 GeV eine größere Anzahl von Ereignissen mit verhältnismäßig geringem Aufwand an Computerzeit generiert werden kann, werden die nachfolgenden Untersuchungen mit hoher Statistik nur bei diesen Energien durchgeführt. Die Anzahl der Ereignisse für die einzelnen Teilchen und Energien ist in Tabelle 5.3 angegeben.

Tabelle. 5.3: Statistik der GHEISHA-Ereignisse für die verschiedenen Teilchenarten und Energien.

Energie [GeV]	Anzahl der Elektronen	Anzahl der Pionen	Anzahl der u -Quark-Jets
2	2 641	25 263	—
10	2 191	76 899	1 752
50	380	1 245	1 433
100	560	658	996

Die von einem u -Quark fragmentierten Teilchenbündel werden mit dem LUND-Programm berechnet [26]. Ihre Charakteristika sind in Tab. 5.4 aufgeführt. Unter dem Öffnungswinkel θ_J eines Jets wird folgende Größe verstanden:

$$\theta_J = \frac{\sum_i \theta_i E_i}{\sum_i E_i}$$

θ_i sind die Winkel der einzelnen Jet-Teilchen zur Jet-Achse, E_i deren Energie. Die elektromagnetischen Komponenten bestehen aus e^\pm und γ , während zu den geladenen Hadronen K^\pm , π^\pm , p , \bar{p} und zu den neutralen Hadronen K^0 , n , \bar{n} zählen.

Tabelle. 5.4: Charakteristische Daten der verwendeten Jets.

Jet-Energie	10 GeV	50 GeV	100 GeV
Öffnungswinkel θ_J	0.31 rad	0.098 rad	0.057 rad
mittlere Teilchenzahl	9.8	16.1	18.6
Anzahl der elektromagnetischen Teilchen	4.8	7.9	9.1
Anzahl der geladenen Hadronen	4.6	7.6	8.7
Anzahl der neutralen Hadronen	0.4	0.6	0.8
Energieanteil der elektromagnetischen Teilchen	29.2%	29.2%	30.1%
Energieanteil der geladenen Hadronen	62.9%	63.4%	62.4%
Energieanteil der neutralen Hadronen	7.9%	7.4%	7.5%

In Abbildung 5.14 ist der Einfluß des Vergleichs der Energie- und Impulsmessung (vergleiche Abschnitt 5.3.1) auf die e/π -Trennung für 2 GeV zu sehen. Wird dieser Vergleich zusammen mit dem χ^2 -Test durchgeführt, so ergibt sich ein deutlich besserer Trennungsfaktor T bei gleicher Elektron-Effektivität als bei einem alleinigen χ^2 -Test. Ein analoges Ergebnis erhält man für 10 GeV Teilchen. Um die statistischen Fehler klein zu halten, wird der zusätzliche Vergleich zwischen Energie- und Impulsmessung im folgenden nicht mehr angewandt. Alle weiteren Ergebnisse resultieren aus der alleinigen Anwendung des χ^2 -Testes.

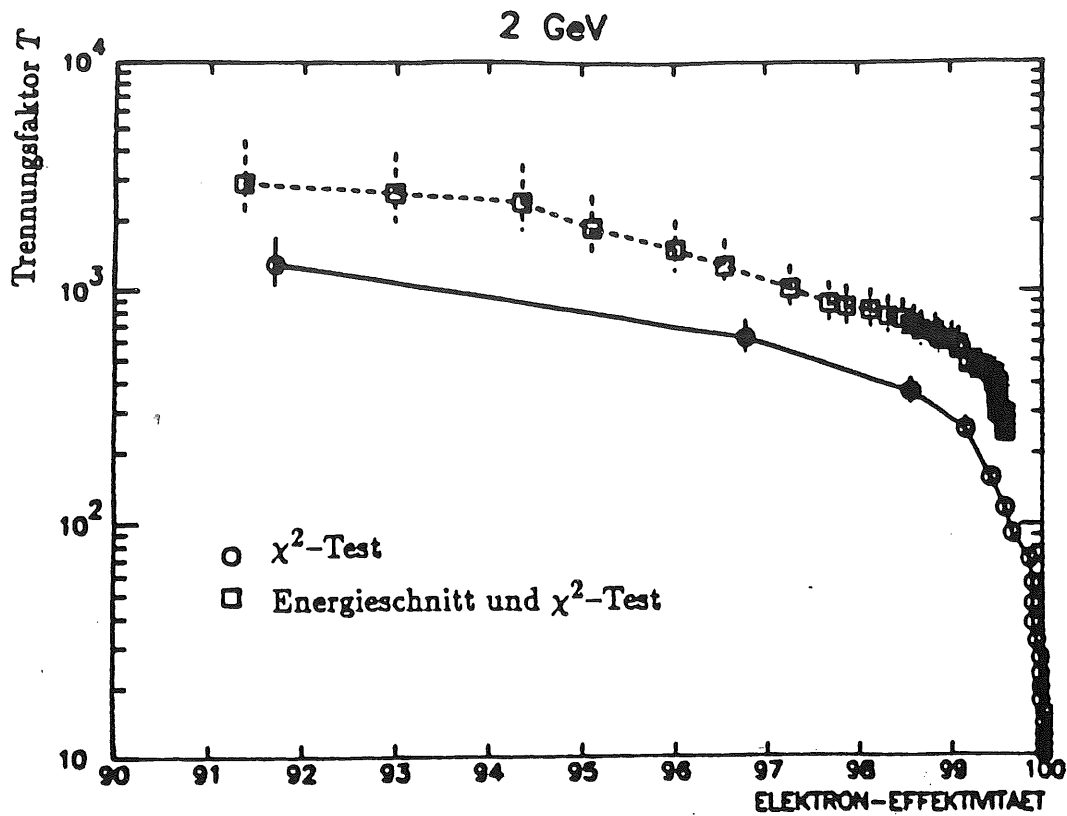


Abb. 5.14: Einfluß des Vergleichs von Energie- und Impulsmessung auf die e/π -Trennung von Einzelteilchen mit 2 GeV Einschußenergie. Die zusätzliche Anwendung dieses Vergleichs führt zu einem deutlich besseren Trennungsfaktor bei gleicher Elektron-Effektivität.

5.4.2. ÜBERLAGERUNG VON EINZELTEILCHEN UND JETS

Um den Einfluß von Jets in der Nähe von einzelnen Teilchen auf die e/π -Trennung zu untersuchen, werden Jet-Ereignisse mit Elektronen und Pionen von 10 GeV überlagert. Dazu wird die Schauerinformationen auf dem Niveau der Ladungen pro Auslesekanal addiert. Da wegen der Entfernung des Kalorimeters vom Wechselwirkungspunkt und mangels einer Wechselwirkung zwischen den Schauern, die beiden Schauer teilweise völlig getrennt sind, werden insbesondere nur diejenigen Ereignisse berücksichtigt, bei denen der Einschußwinkel für die Einzelteilchen die Bedingung $0.99 \leq \cos \theta \leq 1.0$ erfüllt. Der Einschußwinkel θ ist für diese überlagerten Ereignisse identisch mit dem Winkel des betreffenden Teilchens zur Jetachse. Tabelle 5.5 gibt an, mit welcher Anzahl von diesen Ereignissen gerechnet wird.

Abbildung 5.15 zeigt die e/π -Trennung für Elektronen und Pionen von 10 GeV, die mit u -Quark-Jets der verschiedenen Energien überlagert werden. Je größer dabei die Energie der überlagerten Jets ist, desto stärker ist deren Einfluß auf die

Tabelle. 5.5: Anzahl der überlagerten Jet-Ereignisse für 10 GeV Elektronen und Pionen.

Energie der Jets	Anzahl für Elektronen	Anzahl für Pionen
10 GeV	2 191	74 541
50 GeV	2 191	31 250
100 GeV	2 191	23 783

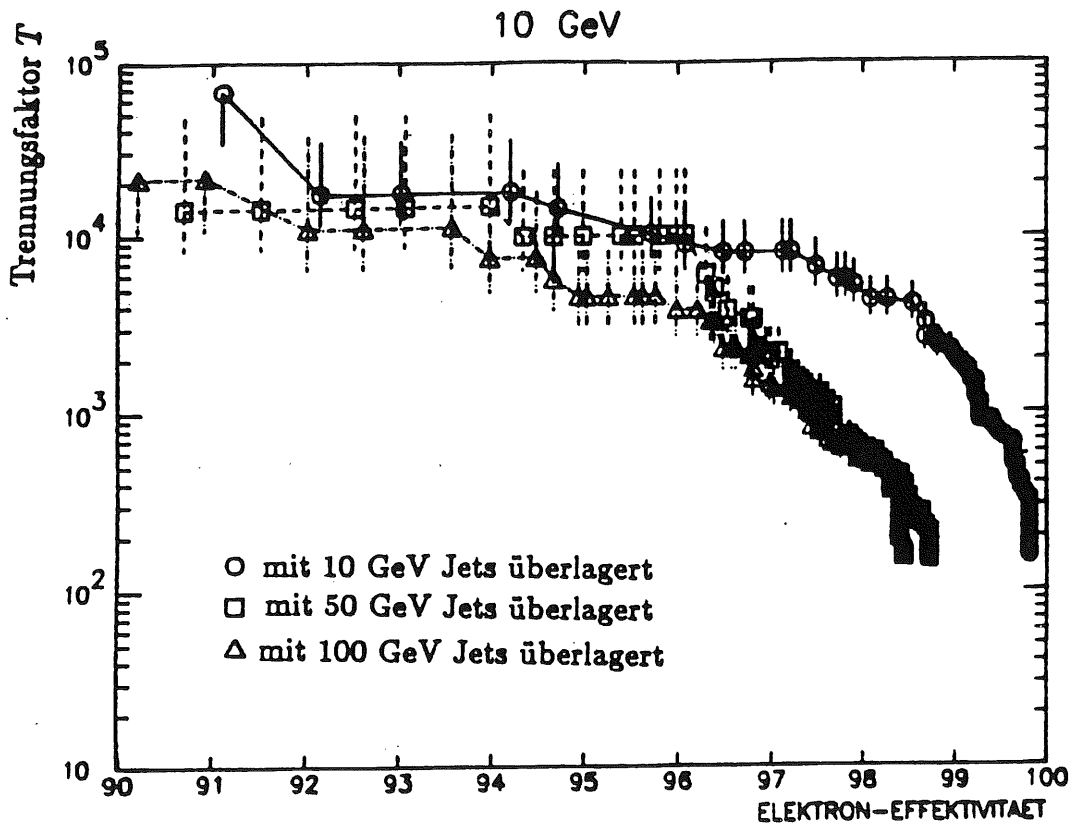


Abb. 5.15: e/π -Trennung für 10 GeV Elektronen und Pionen, die mit Jets unterschiedlicher Energie überlagert werden.

e/π -Trennung, die bei gleicher Elektron-Effektivität mit zunehmender Jetenergie abnimmt.

5.5. OPTIMIERUNG DER PARAMETER

5.5.1. RADIUS R_1

Für den Radius R_1 um die Einschubrichtung, innerhalb dessen die Schauerinformation Verwendung findet, wurde das x -fache der lateralen Dimension der Auslesekanäle (3 bzw. 6 cm) gewählt. Für x werden die Werte $x = 1.5, 2.5$ und 3.5 angenommen.

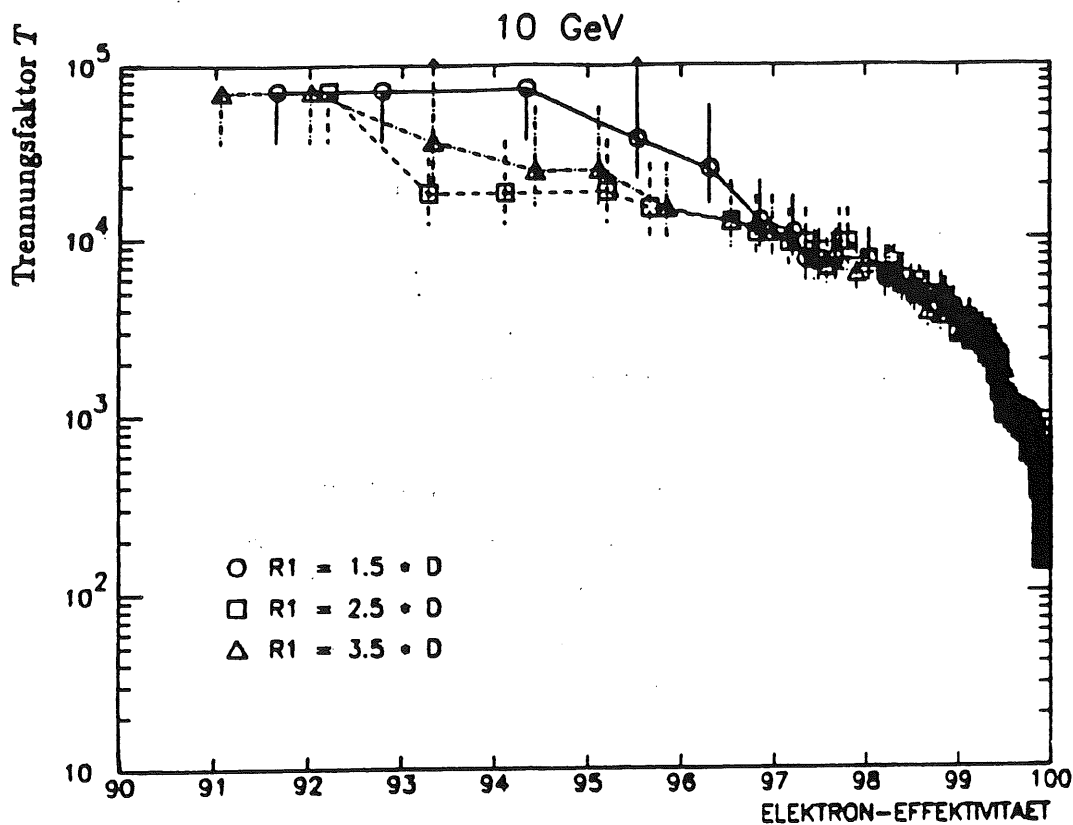


Abb. 5.16: Abhängigkeit der e/π -Trennung vom Radius R_1 um die Einschubrichtung für Elektronen und Pionen mit einer Anfangsenergie von 10 GeV.

Wie Abbildung 5.16 zeigt, hat R_1 im Rahmen der Fehler nur wenig Einfluß auf die e/π -Trennung für Elektronen und Pionen von 10 GeV.

In Abbildung 5.17 ist die Abhängigkeit der e/π -Trennung von R_1 für Ereignisse zu sehen, die aus 10 GeV Elektronen und Pionen mit überlagerten 50 GeV Jets bestehen. Für diese ist R_1 eine signifikante Größe, die die e/π -Trennung

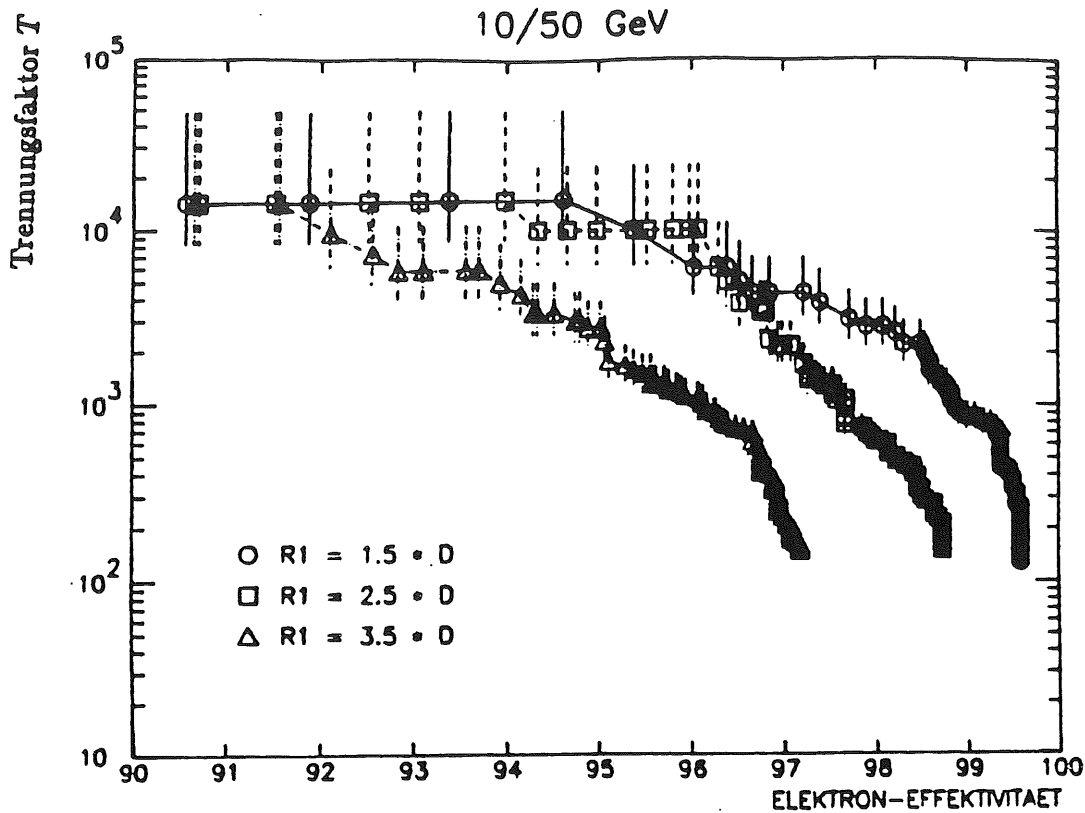


Abb. 5.17: Abhängigkeit der e/π -Trennung vom Radius R_1 um die Einschlußrichtung für überlagerte Ereignisse von 10 GeV Einzelteilchen und 50 GeV Jets.

deutlich beeinflusst: Je kleiner der Radius R_1 ist, desto besser lassen sich Elektronen und Pionen identifizieren, da damit die Verfälschung des Schauerprofils der Einzelteilchen durch die Überlagerung der Jet-Schauer weitgehend abgeschnitten wird. Für Einzelteilchen die besonders nahe ($\cos \theta \geq 0.99$) an der Jetachse liegen wird diese Abhängigkeit von R_1 (Abbildung 5.18) noch größer.

5.5.2. AUSLESESTRUKTUR IN DER TIEFE

In Hinblick auf eine Minimalanzahl an Auslesekanälen für das H1-Kalorimeter, wird der Einfluß einer größeren Auslesestruktur in der Tiefe auf die e/π -Trennung untersucht. Dazu werden neben der in Abschnitt 5.1 beschriebenen Kalorimeterversion $K1$ mit der feinen Unterteilung der Auslesesegmente am Anfang des elektromagnetischen Kalorimeters in $3-3-3-10 X_0$ auch die Versionen $K2$ ($3-6-10 X_0$) und $K3$ ($9-10 X_0$) betrachtet, die durch Zusammenfassen von Auslesesegmenten aus $K1$ entstehen. Für die e/π -Trennung werden die äquivalent reduzierten Vektoren \vec{X} verwendet.

Abbildung 5.19 zeigt den Unterschied in der e/π -Trennung dieser Auslesevari-

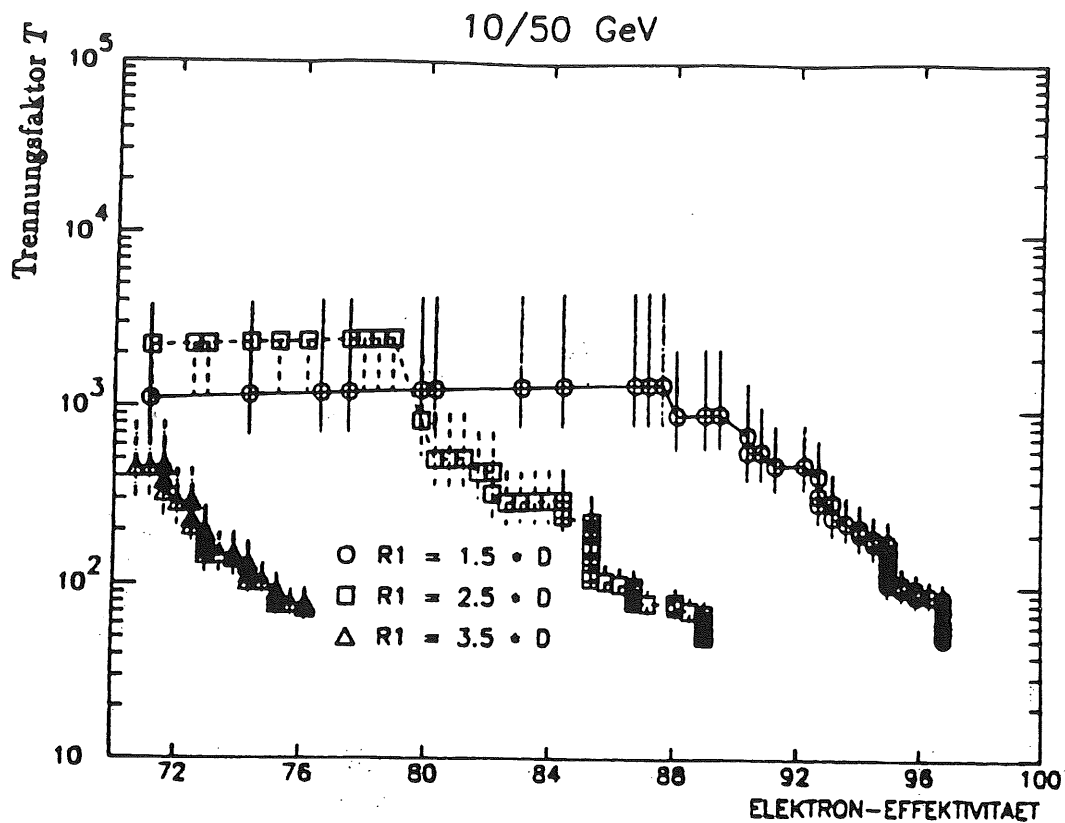


Abb. 5.18: Abhängigkeit der e/π -Trennung vom Radius R_1 um die Einschubrichtung für überlagerte Ereignisse von 10 GeV Einzelteilchen und 50 GeV Jets. Dabei werden nur die Ereignisse berücksichtigt, bei denen die Einzelteilchen besonders nahe an den Jets liegen ($\cos \theta \geq 0.99$).

anten für einzelne Elektronen und Pionen von 2 GeV. Dabei ist kein Unterschied in dem Trennungsfaktor T zwischen der fein strukturierten Version $K1$ und dem groben Auslesemuster von $K3$ zu erkennen.

In Materie können Pion-Kern-Reaktionen stattfinden, die neutrale Pionen (π^0) im Endzustand erzeugen (π^\pm -Konversionen). Letztere führen über ihren Zerfall in zwei Photonen zu elektromagnetischen Schauern. Um daher den Einfluß der vorderen Tankwand auf die e/π -Trennung zu sehen, werden solche Pionen selektiert, die in der Tankwand keine derartige Wechselwirkung haben (Abbildung 5.20). Als Kriterium für eine Wechselwirkung gilt ein Energieverlust des primären Pions von mehr als 20 MeV in der Tankwand. Dadurch werden 4.04% der Pionen aussortiert, was aber nur zu einer unmerklichen Verbesserung in der Trennung T führt.

Schließlich werden diejenigen Pionen aussortiert, die innerhalb der ersten 3 Strahlungslängen des Kalorimeters mehr als 80 MeV verlieren (Abbildung 5.21), um π^- -Konversionen in diesem Bereich auszuschließen. Dies ist für 21.19% der

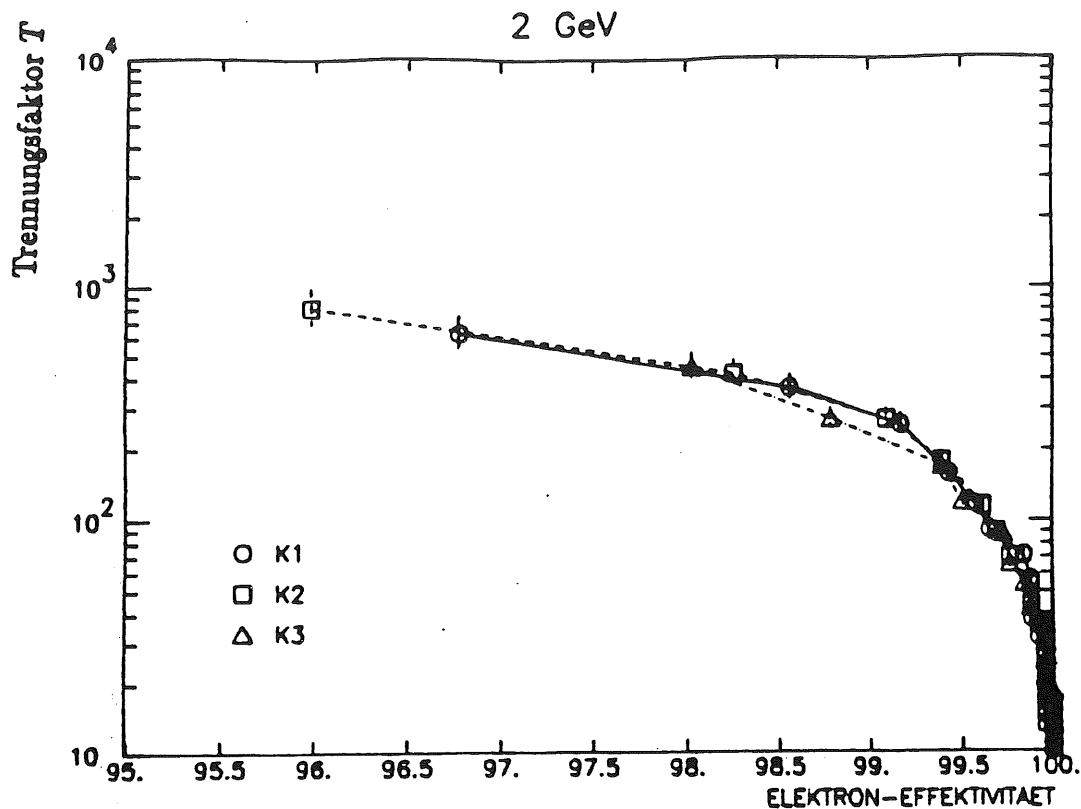


Abb. 5.19: Abhängigkeit der e/π -Trennung von der Auslesestruktur in der Tiefe für einzelne Elektronen und Pionen mit einer Einschussenergie von 2 GeV. Die Auslesesegmente der einzelnen Kalorimeterversionen sind am Anfang des elektromagnetischen Kalorimeters folgendermaßen unterteilt: K1 (3-3-3-10 X_0), K2 (3-6-10 X_0) und K3 (9-10 X_0).

Pionen der Fall. Dadurch wird nicht nur die e/π -Trennung insgesamt besser, sondern auch der Unterschied zwischen den Versionen K1 und K3 ist deutlich zu sehen.

Die entsprechenden Daten für Elektronen und Pionen mit 10 GeV zeigen die Abbildungen 5.22 bis 5.24. Dabei haben 4.59% der Pionen in der Tankwand und 17.06% innerhalb der ersten 3 Strahlungslängen eine Wechselwirkung. Die bereits sehr gute e/π -Trennung für 10 GeV führt zu statistischen Fehlern, die die Unterschiede zwischen K1, K2 und K3 nicht mehr erkennen lassen (Abbildung 5.24). Ähnliches gilt für Abbildung 5.25, in der die Abhängigkeit der e/π -Trennung von der Auslesestruktur in der Tiefe dargestellt ist für Ereignisse, die aus 10 GeV Einzelteilchen mit überlagerten 50 GeV Jets bestehen.

Hieraus folgt, daß für die niedrigen Energien 2 und 10 GeV eine feine Strukturierung der Auslesesegmente in der Tiefe, wie in der Version K1, kaum eine Verbesserung der e/π -Trennung bringt. Ist die e/π -Trennung bereits sehr gut,

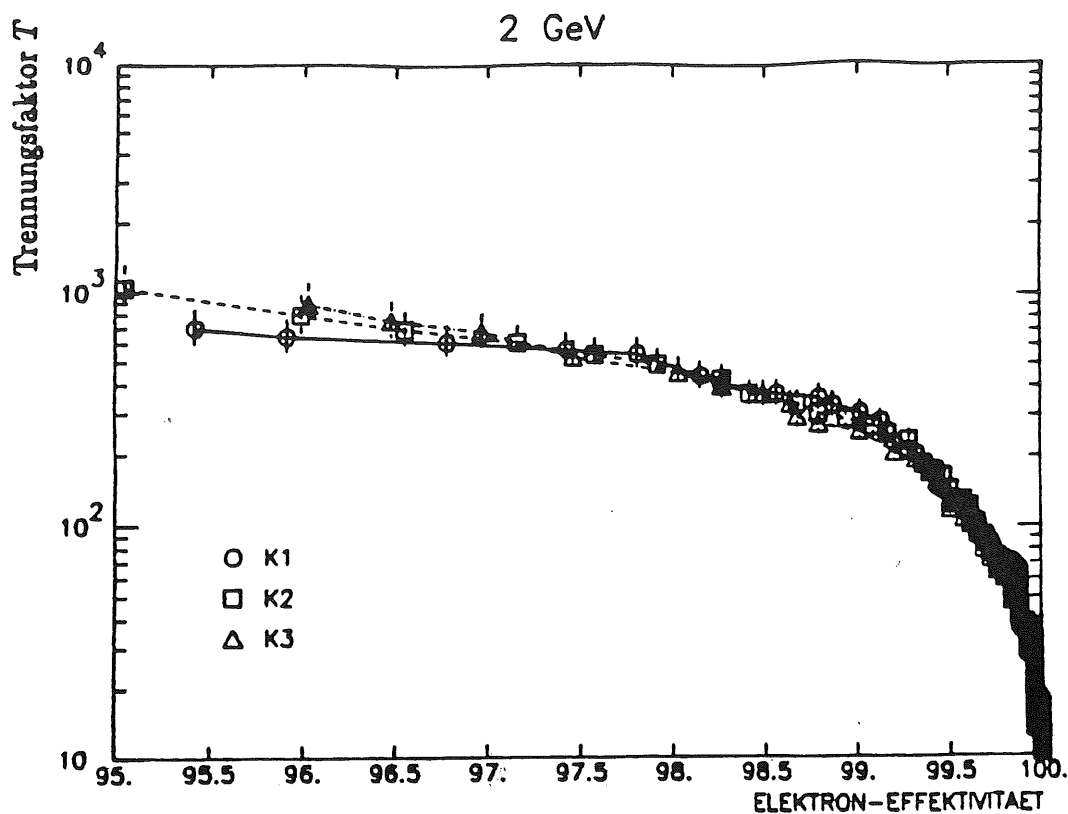


Abb. 5.20: Abhängigkeit der e/π -Trennung von der Auslesestruktur in der Tiefe für Einzelteilchen mit einer Anfangsenergie von 2 GeV. Dabei werden nur Pionen verwendet, deren Energieverlust in der Tankwand nicht mehr als 20 MeV beträgt. (Kalorimeterversionen siehe Abbildung 5.19)

stammt ein großer Teil der mißidentifizierten Pionen von Teilchen, die frühzeitig wechselwirken (unter π^0 -Emission) und in den nachfolgenden Auslesesegmenten nicht mehr von Elektronen unterschieden werden können. Eine Verbesserung der e/π -Trennung brächte nur eine longitudinale Segmentierung, die am Anfang des Kalorimeters noch feiner strukturiert wäre als die Version K1.

5.6. EINFLUSS VON STÖRQUELLEN

Zur Annäherung an ein reales Kalorimeter werden für 10 GeV Elektronen und Pionen die elektronischen Störeffekte Rauschen der Kanäle (Verstärker) und Übersprechen zwischen den Kanälen unabhängig voneinander simuliert. Das Rauschen wird mittels Zufallszahlen für jeden Kanal aus einer gaußförmigen Verteilung ermittelt, die folgende Breite hat:

$$\sigma_R = (1680 + 0.243 \cdot C \text{ [pF]}) \text{ [keV]} .$$

C ist die Kapazität eines Kanals.

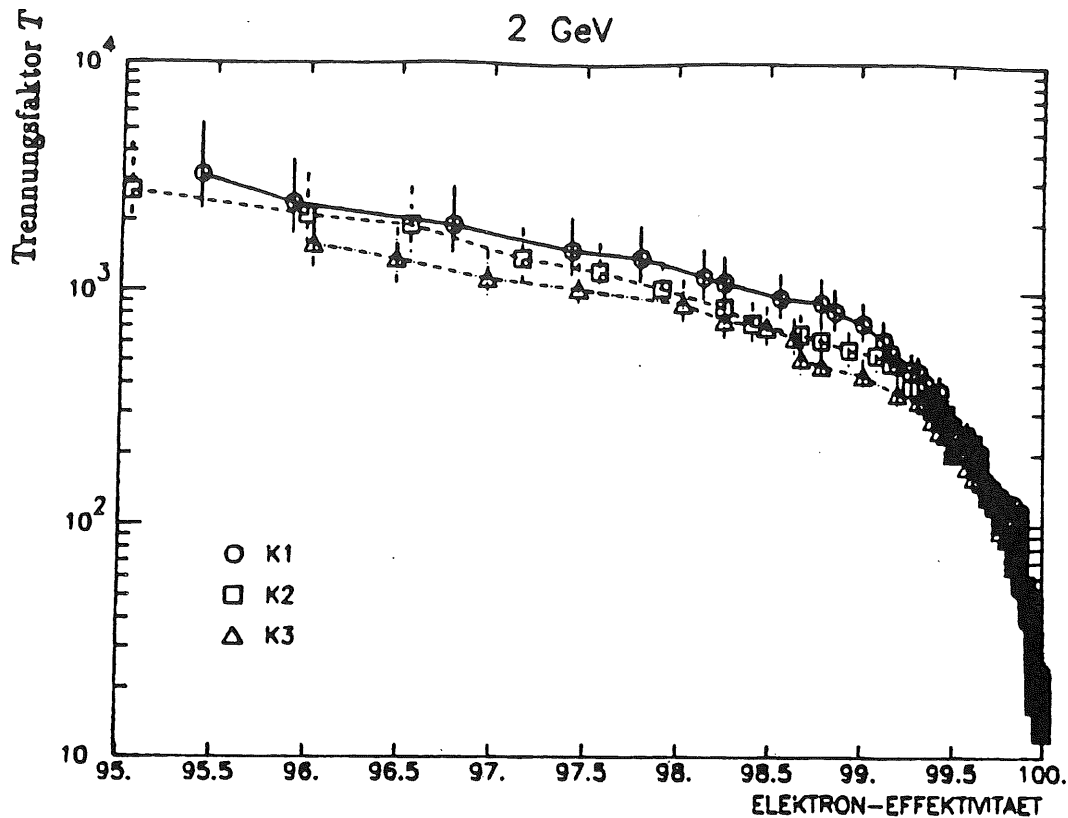


Abb. 5.21: Abhängigkeit der e/π -Trennung von der Auslesestruktur in der Tiefe für Einzelteilchen mit einer Anfangsenergie von 2 GeV. Die Pionen haben nicht mehr als 80 MeV Energieverlust innerhalb der ersten $3 X_0$. (Kalorimeterversionen siehe Abbildung 5.19)

Diese Abhängigkeit von der Kapazität eines Kanals resultiert aus Messungen, die an einer für das H1-Kalorimeter vorgesehenen Ausleseelektronik vorgenommen wurden. Für die weiteren Rechnungen werden nur Kanäle mit einem Energieeintrag $E \geq 2\sigma_R$ berücksichtigt, um einerseits das Rauschen weitgehend abzuschneiden, andererseits aber dadurch nicht zuviel Schauerinformation zu verlieren.

Das Übersprechen der Kanäle wird mit Hilfe eines geometrischen Modells berechnet: Von der in einem Kanal aufgesammelten Ladung wird auf die unmittelbar benachbarten Kanäle mit gemeinsamer Begrenzung jeweils 1% dieser Ladung übertragen, während in die diagonal benachbarten Kanäle aus rein geometrischen Gründen jeweils $\frac{1\%}{\sqrt{2}}$ der Ausgangsladung zusätzlich eingetragen werden. Dieses Modell nimmt ein wesentlich stärkeres Übersprechen an, als Testmessungen ergaben.

Abbildung 5.26 zeigt, daß kein Unterschied in der e/π -Trennung zwischen ungestörten Ereignissen und Ereignissen mit simuliertem Rauschen und Übersprechen besteht. Dabei wird allerdings für die durch Störquellen beeinflussten

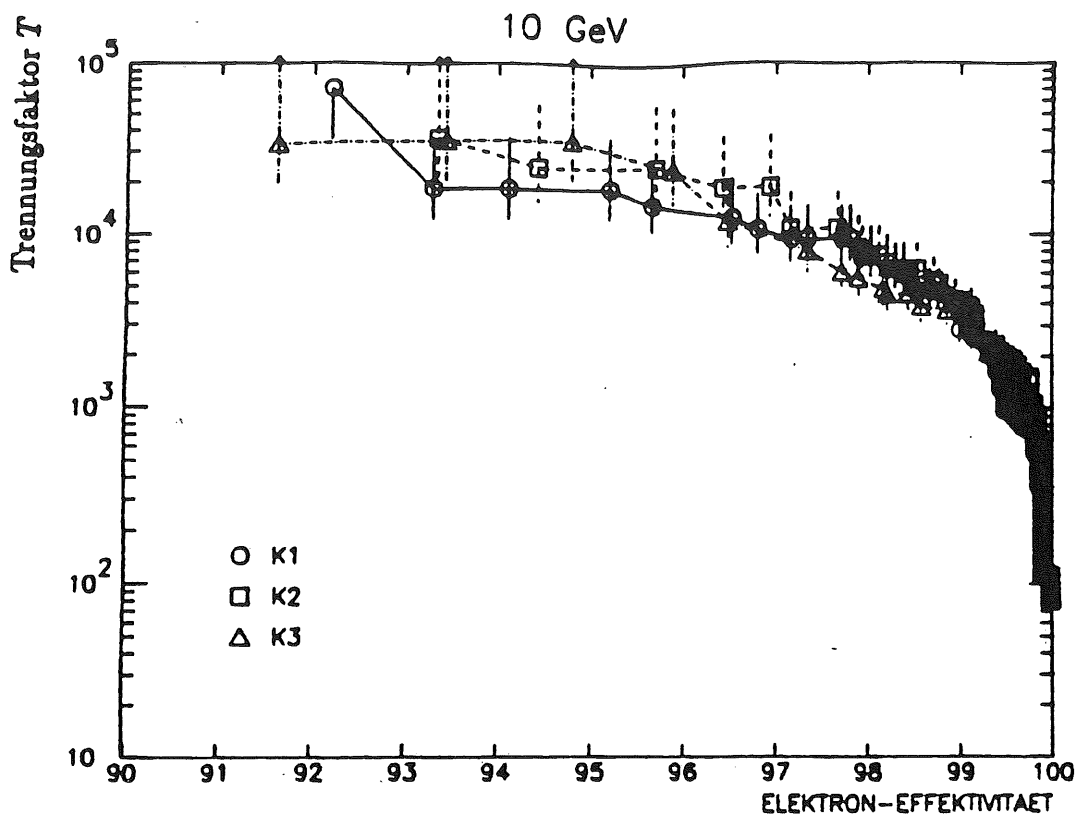


Abb. 5.22: Abhängigkeit der e/π -Trennung von der Auslesestruktur in der Tiefe für einzelne Elektronen und Pionen mit einer Einschussenergie von 10 GeV. (Kalorimeterversionen siehe Abbildung 5.19)

Ereignisse die Matrix M neu berechnet. Das bedeutet, daß die Matrixmethode der e/π -Trennung relativ unempfindlich ist gegen störende Effekte in einem realen Kalorimeter, sofern diese Störungen bei der Berechnung der Matrix berücksichtigt werden.

5.7. ENERGIEABHÄNGIGE PARAMETRISIERUNG DER KOVARIANZMATRIX

Für die Anwendung des χ^2 -Tests zur Teilchenidentifizierung in einem Experiment ist es notwendig, den Vektor $\langle \vec{X} \rangle$ und die Matrix H (bzw. M) für beliebige Impulse des den Schauer erzeugenden Teilchens zu kennen. Deshalb wird mit den Daten der vorliegenden vier verschiedenen Einschussenergien für Elektronen eine Parametrisierung sämtlicher Vektor- und Matrixelemente durchgeführt.

Die in Abbildung 5.27 dargestellten Parametrisierungen der mittleren Energiedepositionen in den ersten vier Auslesesegmenten des Kalorimeters aus dem Vektor $\langle \vec{X} \rangle$ genügen Funktionen der Art:

$$f_i(x) = a + bx + c \ln x \quad .$$

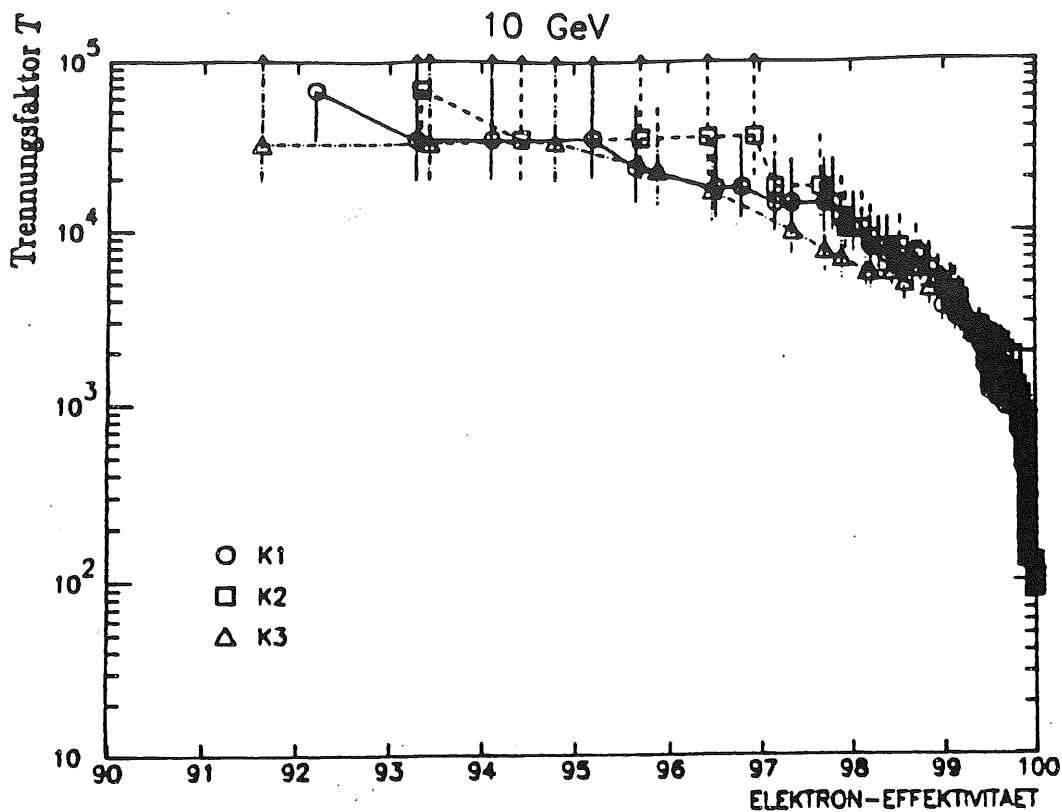


Abb. 5.29: Abhängigkeit der e/π -Trennung von der Auslesestruktur in der Tiefe für Einzelteilchen mit einer Anfangsenergie von 10 GeV. Dabei werden nur Pionen verwendet, deren Energieverlust in der Tankwand nicht mehr als 20 MeV beträgt. (Kalorimeterversionen siehe Abbildung 5.19)

x ist die Einschußenergie in GeV, $f_i(x)$ die mittlere Energiedeposition in dem Segment i .

Diese Funktion trägt sowohl der linearen Abhängigkeit der gesamten Energiedeposition von der Einschußenergie, als auch der logarithmischen Skalierung des Schauermaximums mit der Einschußenergie Rechnung.

Für die mittleren Breiten der Energieverteilungen in den ersten vier Auslesesegmenten ergibt sich eine leichte lineare Abhängigkeit von der Einschußenergie (Abbildung 5.28). Dies ist gut verträglich mit dem von der Energie unabhängigen Molière-Radius, der die laterale Schaueraufweitung beschreibt.

Eine sinnvolle Parametrisierung der einzelnen Elemente der Matrix H mit nur drei unabhängigen Parametern (da nur vier Stützstellen) erweist sich als nicht durchführbar, da dazu mehrfach gekrümmte Funktionen notwendig wären. Deshalb wird die Kovarianzmatrix M in der folgenden Weise parametrisiert: Zunächst wird für die Hauptdiagonalelemente m_{ii} die Abhängigkeit von der Einschußenergie berechnet. Anschließend wird die Korrelationsmatrix K berechnet, deren Nicht-

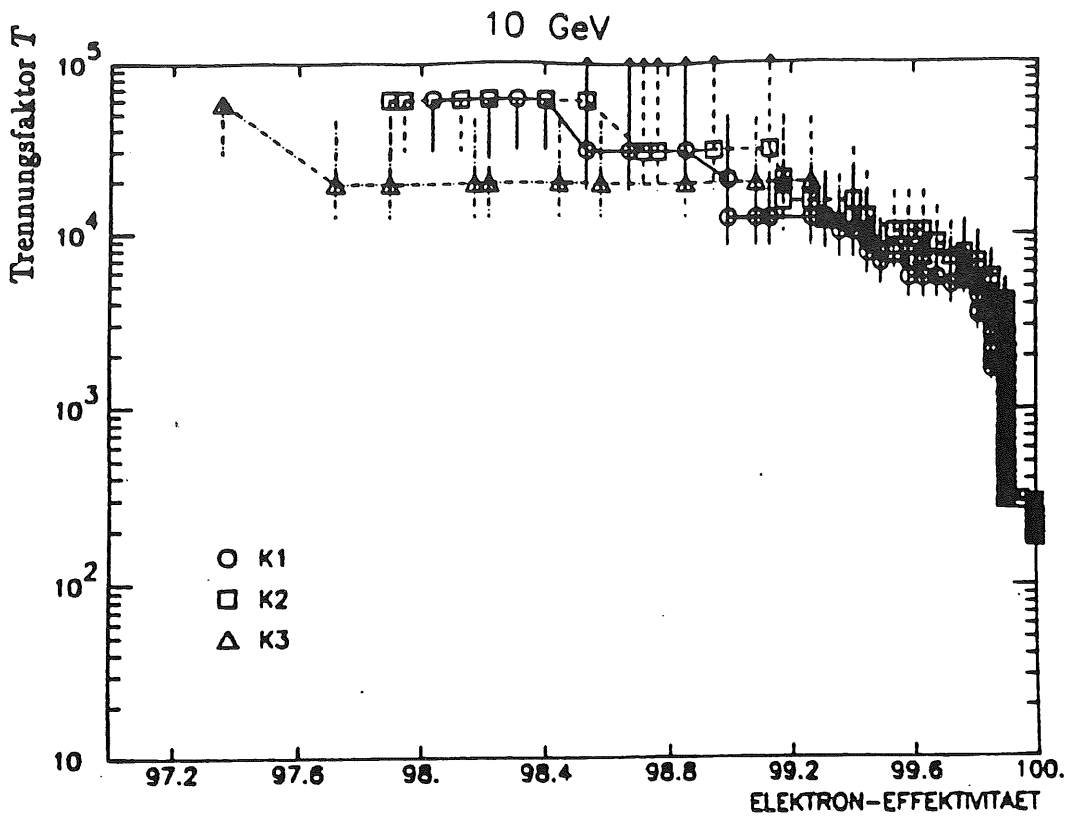


Abb. 5.24: Abhängigkeit der e/π -Trennung von der Auslesestruktur in der Tiefe für Einzelteilchen mit einer Anfangsenergie von 10 GeV. Die Pionen haben nicht mehr als 80 MeV Energieverlust innerhalb der ersten $3 X_0$. (Kalorimeterversionen siehe Abbildung 5.19)

Diagonalelemente

$$k_{ij} = \frac{m_{ij}}{\sqrt{m_{ii} m_{jj}}} \quad \text{mit } i \neq j$$

parametrisiert werden [27]. Für eine beliebige Anfangsenergie des zu identifizierenden Teilchens wird nun zunächst die Matrix M berechnet, anschließend invertiert und mit Hilfe des Vektors $\langle \vec{X} \rangle$ der Identifikationsparameter ζ bestimmt.

Für Einzelteilchen mit 10 und 50 GeV Einschubenergie wird die e/π -Trennung mit Hilfe der parametrisierten Matrix berechnet. Für die in Tab. 5.6 aufgeführten Ergebnisse werden dabei unterschiedliche Informationen verwendet. Zum Teil wird ausschließlich die Schauerinformation aus dem Kalorimeter berücksichtigt. In diesen Fällen wird die Einschubenergie aus der Energiedeposition in einem bestimmten Kalorimeterteil berechnet. Aufgrund der unterschiedlichen Materialkonfigurationen der Kalorimeterteile werden zu dieser absoluten Energiemessung die Energiedepositionen in Teil I des elektromagnetischen Kalorimeters mit dem Kalibrierungsfaktor 1, in Teil II mit dem Kalibrierungsfaktor 2 und im hadroni-

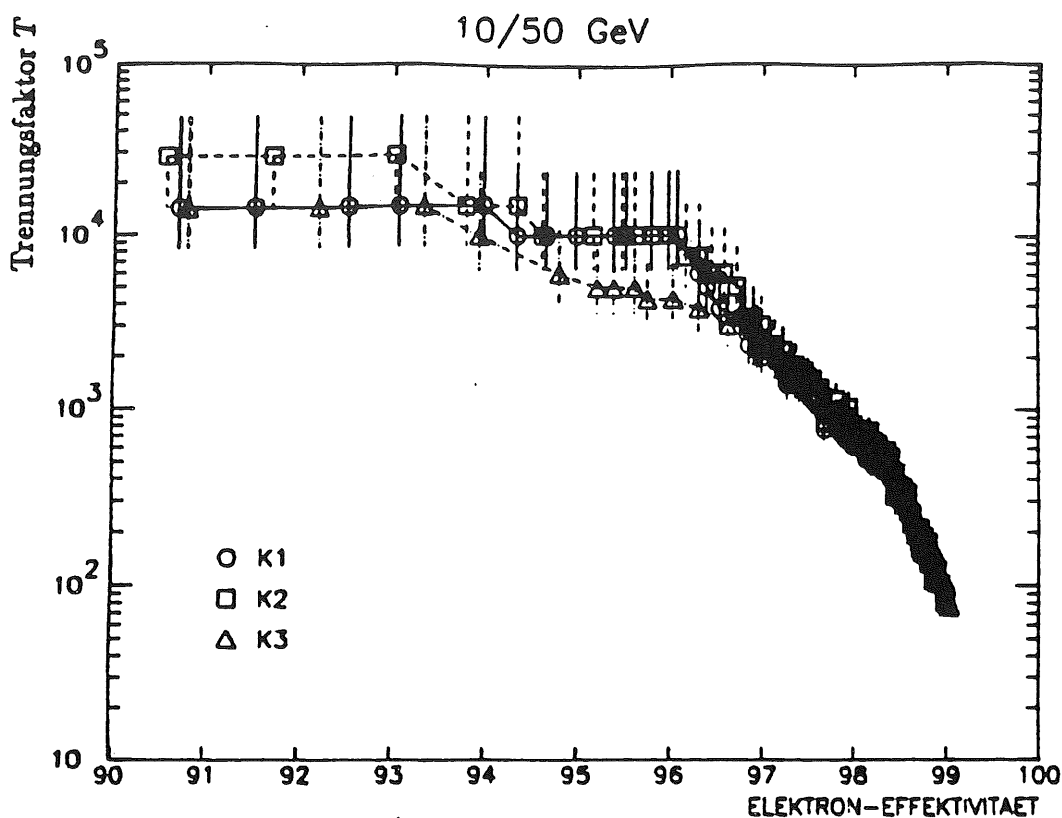


Abb. 5.25: Abhängigkeit der e/π -Trennung von der Auslesestruktur in der Tiefe für überlagerte Ereignisse von 10 GeV Einzelteilchen mit 50 GeV Jets. (Kalorimeterversionen siehe Abbildung 5.19)

schen Kalorimeter mit dem Kalibrierungsfaktor 4 gewichtet [28]. Zunächst wird die lineare Abhängigkeit der Energiedepositionen in einem Kalorimeterteil von der Einschussenergie für Elektronen ermittelt. Anschließend wird jedes einfallende Teilchen als Elektron angesehen und dessen Einschussenergie anhand der Energiedeposition in einem Kalorimeterteil mit der für Elektronen ermittelten Abhängigkeit berechnet.

Für die einzelnen Fälle wird folgende Information verwendet:

1. Die Einschussenergie der Teilchen wird anhand der Energiedeposition im gesamten elektromagnetischen Kalorimeter ($30 X_0$) berechnet. Anschließend wird der χ^2 -Test durchgeführt.
2. Die Einschussenergie der Teilchen wird anhand der Energiedeposition im gesamten elektromagnetischen Kalorimeter ($30 X_0$) berechnet. Zusätzlich wird ein Vergleich zwischen den berechneten Einschussenergien anhand der Energiedepositionen in Teil I des elektromagnetischen Kalorimeters ($20 X_0$) und des gesamten elektromagnetischen Kalorimeters ($30 X_0$) durchgeführt. Liegen diese nicht innerhalb der Auflösungsgrenze des Kalorimeters

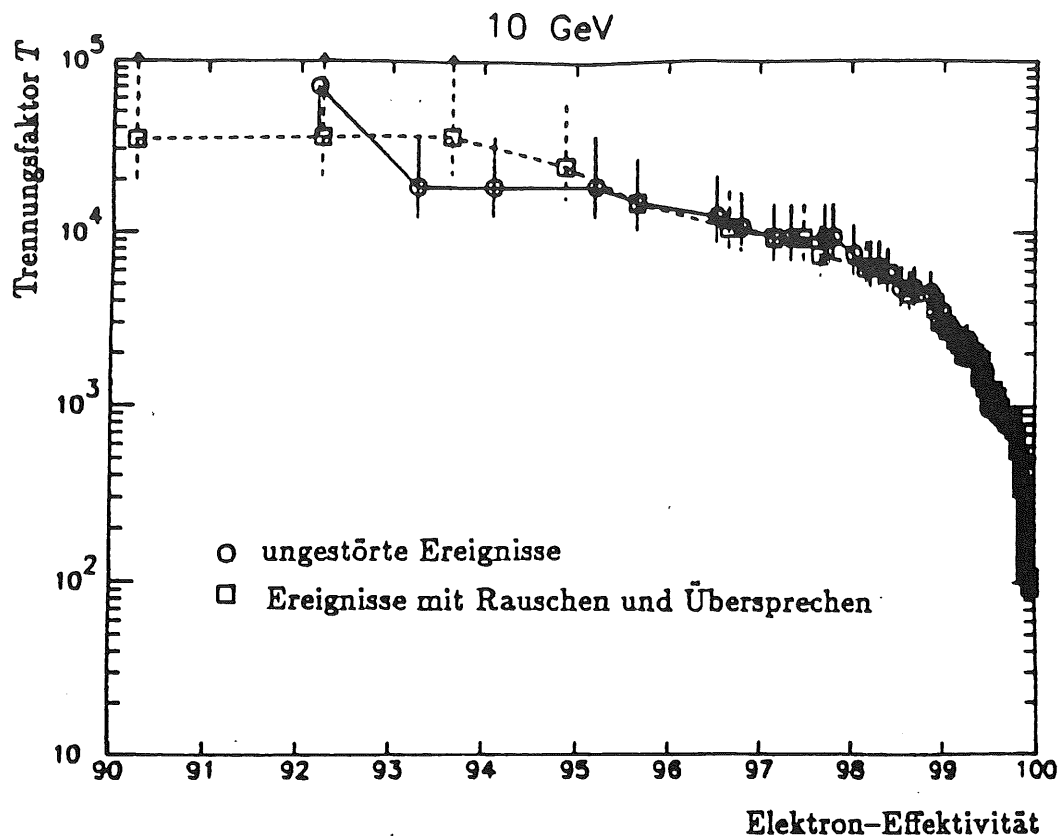


Abb. 5.26: Einfluß von elektronischem Rauschen und Übersprechen auf die e/π -Trennung von Einzelteilchen mit 10 GeV Anfangsenergie. Die Matrix für den χ^2 -Test wird für jede Art der Ereignisse neu berechnet.

($\sigma_E/E = 0.08/\sqrt{E}$), so wird das entsprechende Teilchen als Pion angesehen. Für 10 GeV werden damit bereits 48.73% der Pionen zurückgewiesen, für 50 GeV 64.1%. Gleichzeitig werden für 50 GeV mit diesem Vergleich auch 14.21% der Elektronen zurückgewiesen, so daß die Elektron-Effektivität von 83% in diesem Fall 97% der Elektronen umfaßt, auf die der χ^2 -Test angewandt wird.

Anschließend wird der χ^2 -Test durchgeführt. Die in Tab. 5.6 aufgeführten Ergebnisse geben die Trennung T nach Anwendung all dieser Verfahren an.

3. Die Einschußenergie der Teilchen wird anhand der Energiedeposition im gesamten Kalorimeter (elektromagnetischer und hadronischer Teil) berechnet. Zusätzlich wird ein Vergleich analog zu Fall 2) zwischen den berechneten Einschußenergien anhand der Energiedepositionen im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters und im gesamten Kalorimeter durchgeführt.

Dieser Vergleich ist wegen der unterschiedlichen Reichweite der Schauer energieabhängig: Für 10 GeV wird aus dem elektromagnetischen Kalorimeter die Energiedeposition in Teil I ($20 X_0$) herangezogen. Damit werden 1% der

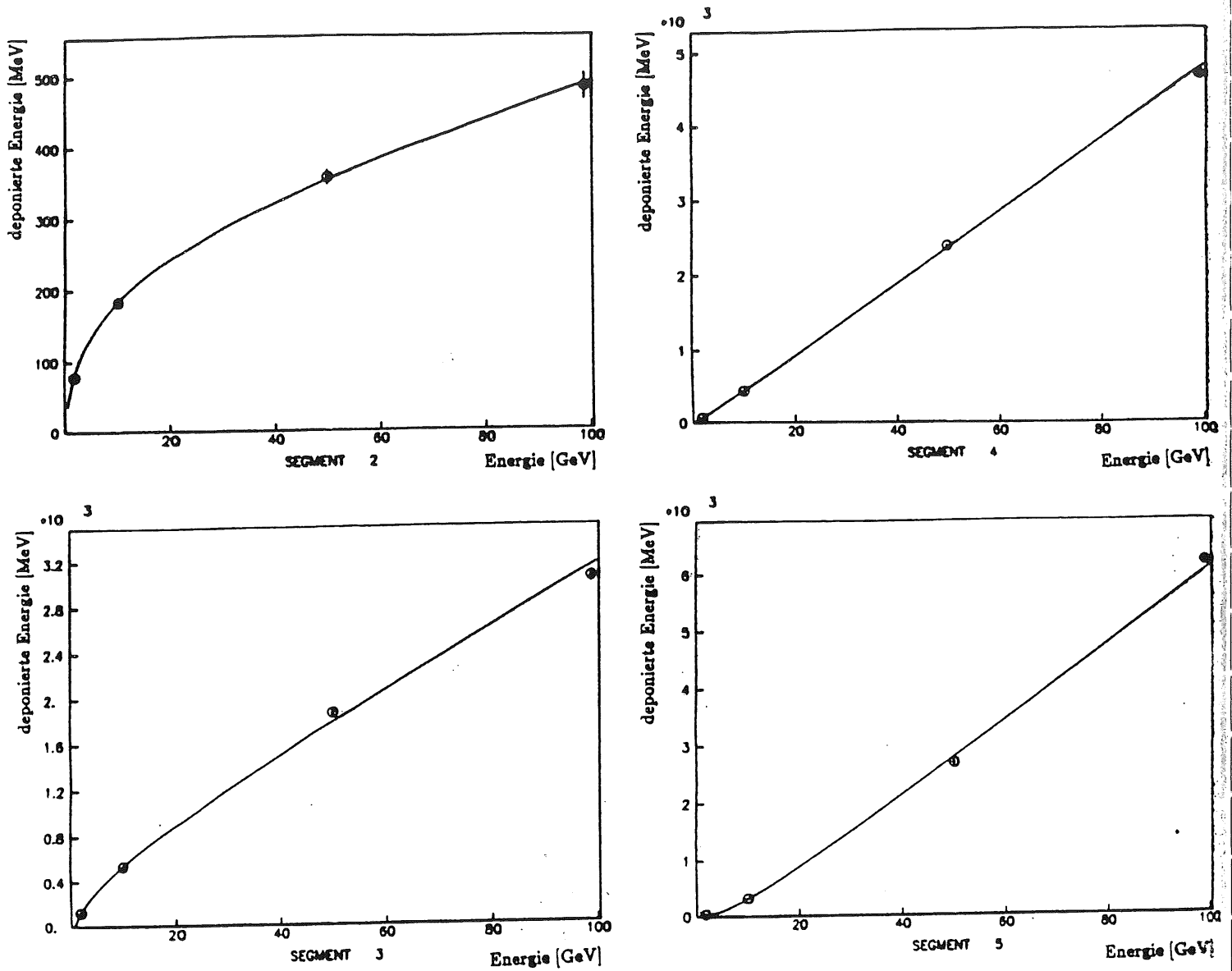


Abb. 5.27: Parametrisierung der mittleren Energiedepositionen in den ersten vier Auslesesegmenten des elektromagnetischen Kalorimeters in Abhängigkeit von der Einschussenergie. Die parametrisierten Funktionen sind von dem Typ: $f_i(x) = a + bx + c \ln x$.

Elektronen und 74.73% der Pionen als Pionen bezeichnet.

Für 50 GeV wird mit der Energiedeposition im gesamten elektromagnetischen Kalorimeter ($30 X_0$) verglichen, wodurch 0.25% der Elektronen und 97.3% der Pionen zurückgewiesen werden.

Anschließend wird der χ^2 -Test durchgeführt.

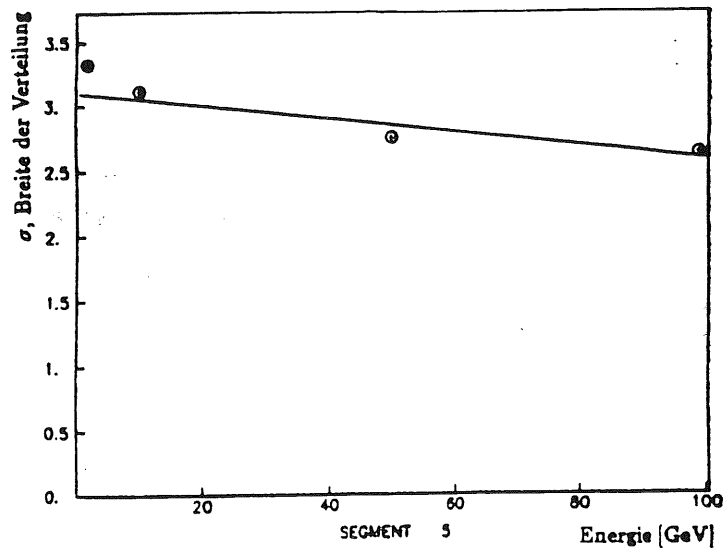
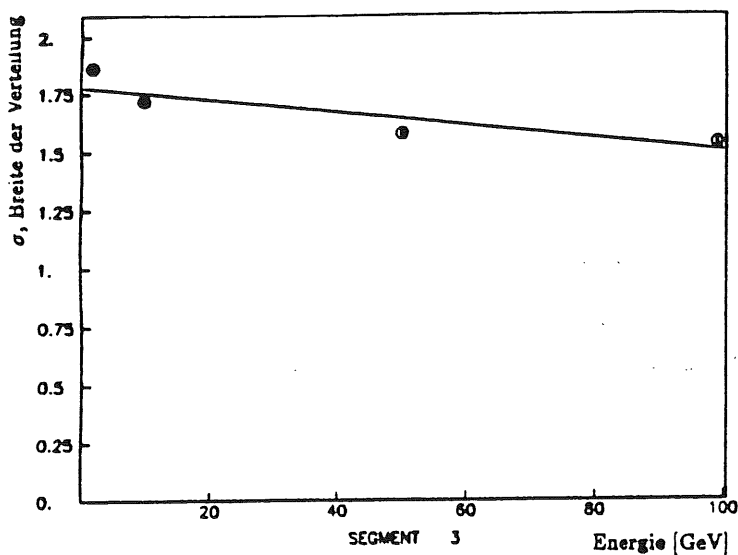
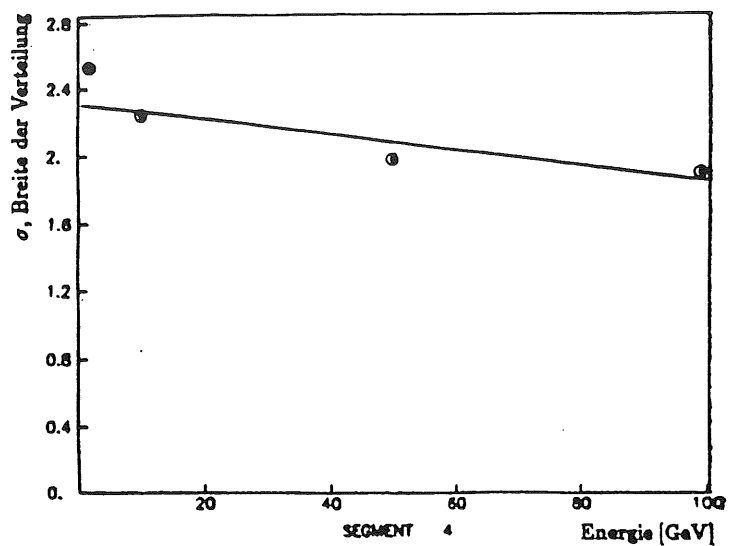
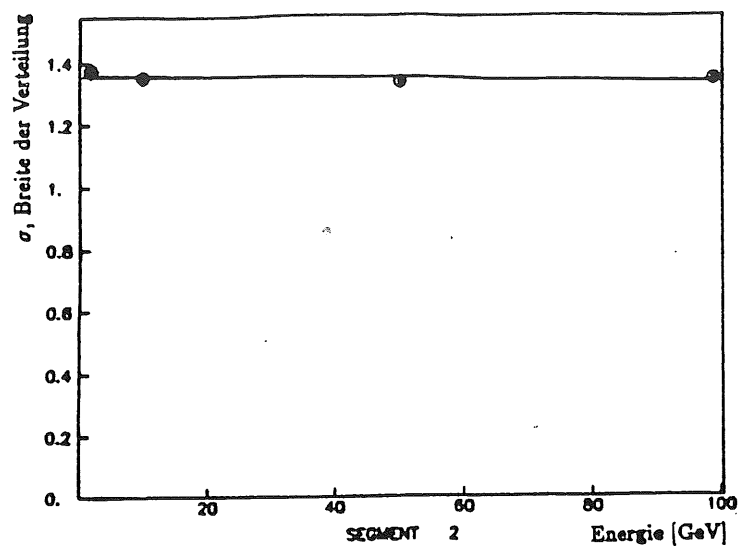


Abb. 5.28: Parametrisierung der Breiten der Energieverteilungen in den ersten vier Auslesesegmenten des Kalorimeters in Abhängigkeit von der Einschussenergie. Die parametrisierten Funktionen genügen Geradengleichungen.

- Hierbei wird eine Impulsmessung im Innendetektor angenommen. Für die entsprechenden Werte (10 GeV, 50 GeV) wird allerdings die parametrisierte Matrix für den χ^2 -Test herangezogen, was zu der verhältnismäßig schlechten e/π -Trennung bei 50 GeV führt.

Diese Berechnungen zeigen zum einen, wie entscheidend die Information über

Tabelle. 5.6: e/π -Trennung mit Hilfe der parametrisierten Matrix für 10 und 50 GeV.

Fall	Energie	Trennungsfaktor T	Elektron-Effektivität
1)	10 GeV	60	97%
2)	10 GeV	72	97%
3)	10 GeV	100	97%
4)	10 GeV	5 700	97%
1)	50 GeV	30	97%
2)	50 GeV	80	83%
3)	50 GeV	210	97%
4)	50 GeV	65	97%

den Teilchenimpuls aus dem Innendetektor für eine gute e/π -Trennung ist. Zum anderen zeigt sich eine sehr starke Abhängigkeit der e/π -Trennung von der Güte der Parametrisierung, insbesondere bei niedrigen Energien. Für eine experimentelle Anwendung erscheint es daher sinnvoll, im Bereich zwischen 0 GeV und 10 GeV Einschußenergie und im Bereich zwischen 10 GeV und 100 GeV jeweils etwa 10 Stützstellen zu ermitteln, mit deren Hilfe eine gute Parametrisierung der Matrizen in Abhängigkeit von der Einschußenergie möglich wird.

6. Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden anhand von Monte-Carlo-Daten zum einen die Elektronidentifizierung in einem Flüssig-Argon-Kalorimeter unter Anwendung eines χ^2 -Testes untersucht und zum anderen Studien hinsichtlich einer optimalen Auslegung der Auslesekanäle des H1-Vorwärtskalorimeters angestellt.

Der χ^2 -Test der Schauerform erwies sich als eine hervorragende Methode zur Trennung von Elektronen und Pionen. Für eine optimale Anwendung ist allerdings genau zu testen, die Mitnahme welcher Information über einen Schauer entscheidend ist, um nicht durch nicht-gaußförmige Verteilungen der Energie am Ende eines Schauers die Anwendbarkeit der Matrixmethode in Frage zu stellen. Die Leistungsfähigkeit dieser Methode zeigte sich vor allem bei der Identifikation von überlappenden Schauern und bei störenden Einflüssen auf das Kalorimeter. Letztere, wie zum Beispiel elektronische Effekte bei der Auslese der Daten, werden schon bei der Berechnung der Matrix berücksichtigt. Dadurch vergleicht der χ^2 -Test die Daten mit dem entsprechend beeinflussten Schauerprofil.

Die Studien bezüglich des H1-Vorwärtskalorimeters standen vor allem unter dem Gesichtspunkt, die Gesamtzahl der elektronischen Auslesekanäle zu optimieren. Zwei Möglichkeiten zur Verringerung der Zahl der Auslesekanäle wurden untersucht:

- eine gröbere Auslesestruktur in longitudinaler Richtung
- eine gröbere Auslesestruktur in lateraler Richtung.

Anhand der MC-Daten für 2 und 10 GeV Einschußenergie zeigte sich, daß eine Vergrößerung in longitudinaler Richtung die e/π -Trennung wesentlich weniger verschlechtert, als eine in transversaler Richtung. Frühzeitige π^\pm -Konversionen zu π^0 erzeugen im Kalorimeter elektromagnetische Schauer, was die Pionidentifikation limitiert. Eine feinere Unterteilung der Auslesestruktur am Anfang des H1-Kalorimeters zur besseren Pionidentifikation erscheint nicht unbedingt empfehlenswert, denn die in den vorliegenden Berechnungen nicht berücksichtigte Materie des Innendetektors würde durch die dort schon stattfindenden π^\pm -Konversionen die erwünschte Verbesserung der e/π -Trennung zunichte machen.

Eine deutliche Verbesserung der Teilchenidentifikation zeigte sich dagegen, insbesondere für die überlagerten Jet-Ereignisse, mit kleiner werdendem Radius R_1 . Aufgrund der Notwendigkeit, für die Elektron-Proton-Ereignisse bei HERA

überlappende Teilchenschauer möglichst gut aufzulösen, empfiehlt es sich, die laterale Auslesestruktur auf Kosten der longitudinalen möglichst fein zu unterteilen.

Für eine Anwendung des χ^2 -Testes über einen kontinuierlichen Energiebereich erweist sich eine energieabhängige Parametrisierung der Kovarianzmatrix als sinnvoll. Dies setzt eine ausreichende Anzahl an Stützstellen voraus, für die die Matrix ermittelt wird. Insbesondere bei niedrigen Energien, im Bereich zwischen 1 und 10 GeV, ist für eine gute Parametrisierung eine größere Anzahl an Stützstellen notwendig.

Insgesamt konnte für die Monte-Carlo-Daten durchwegs eine e/π -Trennung von besser als $1 : 10^3$ erreicht werden, was den im Letter of Intent gestellten Anforderungen an das H1-Kalorimeter entspricht.

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] Letter of Intent for an experiment at HERA, H1-Collaboration, June 1985
- [2] Technical Proposal for the H1 Detector, H1 Collaboration, March 1986
- [3] K. Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner Verlag Stuttgart (1984)
- [4] Review of Particle Properties in Review of Modern Physics (1982)
- [5] U. Amaldi, Fluctuations in Calorimetry Measurements, CERN-EP/80-212
- [6] Review of Particle Properties in Review of Modern Physics (1980)
- [7] B. Rossi, High-energy particles, Prentice Hall, New York (1964)
- [8] E. Longo, I. Sestili, Nucl. Instr. and Methods 128 (1975) 283
- [9] G. Bathow et al., Nucl. Instr. and Methods 20 (1970) 592
- [10] G. Barbiellini et al., Nucl. Instr. and Methods 226 (1984) 369
- [11] T. Yuda, Nucl. Instr. and Methods 73 (1969) 301
- [12] C.W. Fabjan, Calorimetry in High-Energy Physics, CERN-EP/85-54
- [13] H. Blume, Electromagnetic Shower Studies for the H1 Liquid Argon Calorimeter, Int. Report - H1 - 03/86 - 46
- [14] G. Fisher, Nucl. Instr. and Methods 156 (1978) 81
- [15] Review of Particle Properties in Review of Modern Physics (1984)
- [16] A. Benvenuti et al., Nucl. Instr. and Methods 125 (1975) 447
- [17] S. Iwata, Calorimeter, Nagoya University, DPNU-13-80
- [18] H. Abramowicz et al., Nucl. Instr. and Methods 180 (1981) 429
- [19] C. W. Fabjan et al., Nucl. Instr. and Methods 141 (1977) 61

- [20] W.J. Willis, V. Radeka, Nucl. Instr. and Methods 120 (1974) 221
- [21] H. Fesefeldt, The Simulation of Hadronic Showers – Physics and Applications, PITHA 85/02
- [22] R.L. Ford and W.R. Nelson, SLAC Report 210 (1978)
- [23] H. Fesefeldt in Proceedings of the Workshop on Compensated Calorimetry, California Institute Of Technology (1985), CALT-68-1305
- [24] R. Engelmann et al., Nucl. Instr. and Methods 216 (1983) 45
- [25] S. Brandt, Datenanalyse mit statistischen Methoden, BI-Verlag Mannheim (1981)
- [26] T. Sjöstrand, Computer Physics Communications 27 (1982) 243
- [27] W. Langer, H. Oberlack und P. Schacht, H1-Note (1986)
- [28] P. Schacht, private Mitteilungen (1986)

Danksagung

Herrn Prof. Dr. Gerd Buschhorn danke ich für die ausgezeichnete Arbeitsmöglichkeit am Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik und für sein Interesse während der Arbeit.

Besonders danke ich Herrn Dr. Horst Oberlack für seine aufmerksame Betreuung der Arbeit, für das Lesen des Manuskriptes sowie für die vielen Anregungen während der Arbeit.

Mein besonderer Dank gilt auch Herrn Dr. Peter Schacht für die vielen hilfreichen Diskussionen im Verlauf der Arbeit.

Den Mitgliedern der CELLO-Gruppe des Instituts gilt mein Dank für die freundliche Aufnahme und die hilfreiche Unterstützung.

Ebenso danke ich den Mitarbeitern der Institutsrechenzentren in München und Garching, die die Voraussetzungen schufen für eine erfolgreiche Durchführung der Arbeit.