



RHEINISCH  
WESTFÄLISCHE  
TECHNISCHE  
HOCHSCHULE  
AACHEN

PITHA 95/27

---

April 1995

# Entwicklung von Methoden zur Bestimmung der Effizienz des Übergangsstrahlungsdetektors bei H1

Frank Riepenhausen

III. Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Aachen

---

PHYSIKALISCHE INSTITUTE  
RWTH AACHEN  
52056 AACHEN, GERMANY



*Entwicklung von Methoden  
zur Bestimmung der Effizienz  
des Übergangsstrahlungsdetektors  
bei H1*

von  
Frank Riepenhausen

Diplomarbeit in Physik  
vorgelegt der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der  
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen  
im April 1995

angefertigt am  
III. Physikalischen Institut, Lehrstuhl B

## *Zusammenfassung*

Eine gute Elektron/Hadron-Trennung ist in der Hochenergiephysik notwendig zur korrekten Interpretation von Ereignissen. Diesen Zweck erfüllt bei H1 unter anderem ein Flüssig-Argon-Kalorimeter, das in Protonstrahlrichtung von einem Übergangsstrahlungsdetektor zum noch besseren Nachweis von Elektronen in dichten Jets ergänzt wird. In dieser Arbeit werden Methoden entwickelt, um die Möglichkeiten des Übergangsstrahlungsdetektors qualitativ und quantitativ bewerten zu können. Hierzu sind möglichst reine Elektron- und Hadronspurmengen nötig. Diese werden mit Hilfe mehrerer an die Erfordernisse der Analyse angepaßter Methoden, die auf der Auswertung der Kalorimeterinformation und der Rekonstruktion von Photonkonversionsvertizes beruhen, selektiert. Mit den so gewonnenen Spurmengen werden die Verteilungen der in den radialen Driftkammern deponierten Energie von Elektronen und Hadronen bestimmt und die sich daraus ergebenden Möglichkeiten zur Elektron/Hadron-Trennung berechnet.

## *Abstract*

In high energy physics, a good electron/hadron separation is required for the correct interpretation of events. At the H1 experiment, this task is in part fulfilled by a liquid argon calorimeter, which is extended by a transition radiation detector in the proton beam direction for a further improvement in the detection of electrons contained in dense jets. In this thesis, methods for a qualitative and a quantitative evaluation of the transition radiation detector will be developed. For this purpose, the cleanest possible samples of electron and hadron tracks are needed. They will be selected using several methods adapted to the requirements of the analysis and relying on the exploitation of calorimeter information, as well as the reconstruction of photon conversion vertices. By means of the track samples thus gained, the distributions of energy deposited in the radial drift chambers by electrons and hadrons, respectively, will be determined, and the resulting possibilities for an electron/hadron separation will be calculated.

---

# Inhalt

---

|  |    |
|--|----|
| Einleitung   | 1  |
| 1 HERA und der H1-Detektor                               | 3  |
| 1.1 HERA   | 3  |
| 1.2 Der H1-Detektor — Überblick                          | 4  |
| 1.3 Das Flüssig-Argon-Kalorimeter                        | 8  |
| 1.4 Die Vorwärtsspurkammern (FTD)                        | 10 |
| 1.4.1 Die planaren Driftkammern                          | 10 |
| 1.4.2 Die vorderen Vieldrahtproportionalkammern          | 10 |
| 1.4.3 Die Radiatoren                                     | 12 |
| 1.4.4 Die radialen Driftkammern                          | 12 |
| 2 Übergangsstrahlung                                     | 15 |
| 2.1 Erzeugung von Übergangsstrahlung                     | 15 |
| 2.2 Messung von Übergangsstrahlung                       | 19 |
| 2.2.1 Driftkammern                                       | 20 |
| 2.2.2 Abschließende Betrachtungen                        | 24 |
| 3 Rekonstruktion, Bewertung und Selektion von FTD-Spuren | 25 |
| 3.1 Spurrekonstruktion mit dem FTD                       | 25 |
| 3.1.1 Rekonstruktion radialer Hits                       | 25 |
| 3.1.2 Spurrekonstruktion                                 | 28 |
| 3.2 Spezielle Probleme mit den radialen Driftkammern     | 32 |
| 3.3 Selektion geeigneter Spuren                          | 39 |
| 4 Bestimmung reiner Elektron- und Hadron-Spurmengen      | 41 |
| 4.1 Teilchen im Detektor                                 | 42 |
| 4.2 Teilchenidentifikation mit dem Kalorimeter           | 43 |
| 4.2.1 Grundlagen der LAr-Kalorimetrie                    | 43 |
| 4.2.2 Bestimmung der Schauergößen                        | 47 |



---

|       |  |    |
|-------|--|----|
| 4.2.3 | $\chi^2$ -Methode . . . . .  | 48 |
| 4.3   | Identifikation von sekundären Elektronen: „Paar“-Methode . . . . .                 | 54 |
| 4.4   | Ergebnisse . . . . .   | 54 |
| 4.4.1 | $\chi^2$ -Methode . . . . .  | 55 |
| 4.4.2 | Paar-Methode . . . . .   | 61 |
| 4.4.3 | „Einfache“ Methode . . . . .   | 61 |
| 4.4.4 | Kombinierte Methoden . . . . .   | 64 |
| 4.4.5 | Ausblick auf die Daten-Analyse . . . . .   | 64 |
| 5     | Elektron/Hadron-Trennung mit dem Übergangsstrahlungsdetektor . . . . .             | 65 |
| 5.1   | Vorbereitung der Analyse . . . . .   | 65 |
| 5.1.1 | Kalibration der Ladungswerte . . . . .   | 65 |
| 5.1.2 | Verwendete Teilchenidentifikationsmethoden . . . . .                               | 67 |
| 5.2   | Auswertungsmethoden und Ergebnisse . . . . .                                       | 69 |
| 5.2.1 | Mittelwertmethode . . . . .  | 73 |
| 5.2.2 | Maximum-Likelihood-Methode . . . . .   | 76 |
| 5.2.3 | Zusammenfassung der Ergebnisse . . . . .   | 81 |
| 5.3   | Einbau der Methoden in die Rekonstruktion . . . . .                                | 83 |
|       | Zusammenfassung und Ausblick . . . . .   | 84 |
| A     | Die Begriffe „Akzeptanz“, „Anreicherung“, „Reinheit“ und „Kontamination“ . . . . . | 86 |
| B     | Verwendete Ereignis-Dateien . . . . .  | 88 |
|       | Abbildungsverzeichnis . . . . .  | 89 |
|       | Tabellenverzeichnis . . . . .  | 91 |
|       | Literatur . . . . .  | 92 |

---

Die Natur ist das einzige Buch,  
das auf allen Blättern großen Inhalt bietet.

JOHANN WOLFGANG VON GOETHE

## *Einleitung*

---

Die Erforschung der grundlegenden Naturgesetze ist das Ziel der Hochenergiephysik. Zu diesem Zweck wurde auch der Speicherring HERA gebaut, an dem unter anderem die Struktur des Protons erforscht wird. Bei den Kollisionen der im Speicherring umlaufenden Elektronen und Protonen wird eine große Anzahl an Teilchen erzeugt<sup>1</sup>. Zum Nachweis und zur korrekten Identifikation dieser Teilchen benötigt man aufwendige Detektorsysteme wie die bei HERA aufgebauten Detektoren H1 und ZEUS. Zur Elektron/Hadron-Trennung werden in beiden Experimenten unter anderem Übergangsstrahlungsdetektoren eingesetzt, mit denen im Energiebereich über 1 GeV eine verlässliche Aussage über die Teilchenart möglich ist, ohne die Kinematik der Teilchen dabei wesentlich zu beeinflussen, so daß sie noch in anderen Detektorsystemen untersucht werden können.

Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung von Methoden zur Bestimmung der Effizienz des Übergangsstrahlungsdetektors in Bezug auf die Elektron/Hadron-Trennung und deren Anwendung auf 1994 mit dem H1-Detektor aufgezeichnete Daten. Die Arbeit ist folgendermaßen gegliedert:

In Kapitel 1 wird der H1-Detektor und dabei insbesondere das Vorwärtsspurkammersystem, das den Übergangsstrahlungsdetektor enthält, vorgestellt und besprochen. Der Theorie der Erzeugung und des Nachweises von Übergangsstrahlung ist Kapitel 2 gewidmet. In dieser Arbeit werden Teilchenspuren der Datennahmeperiode 1994

---

<sup>1</sup>Die mittlere Spurmultiplicität beträgt 10–15

analysiert, die aus den von den Vorwärtsspurkammern gemessenen Daten rekonstruiert wurden. In Kapitel 3 werden daher die Spurrekonstruktion bei H1 und daraus abgeleitete Selektionskriterien erläutert. Anreicherungsmethoden für Elektronen und Hadronen werden in Kapitel 4 entwickelt und vorgestellt. Diese sind die Voraussetzung für eine Analyse der Daten, mit dem Ziel die Fähigkeit des Übergangsstrahlungsdetektors zur Elektron/Hadron-Trennung zu bestimmen. Diese Analyse wird in Kapitel 5 mittels zweier verschiedener Methoden durchgeführt.



---

# I.

---

## HERA und der H1-Detektor

---

### 1.1 HERA

Im Nordwesten Hamburgs befindet sich in einer Tiefe zwischen 15 und 20 Metern der 6336 Meter lange Speicherring HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage), der weltweit er-

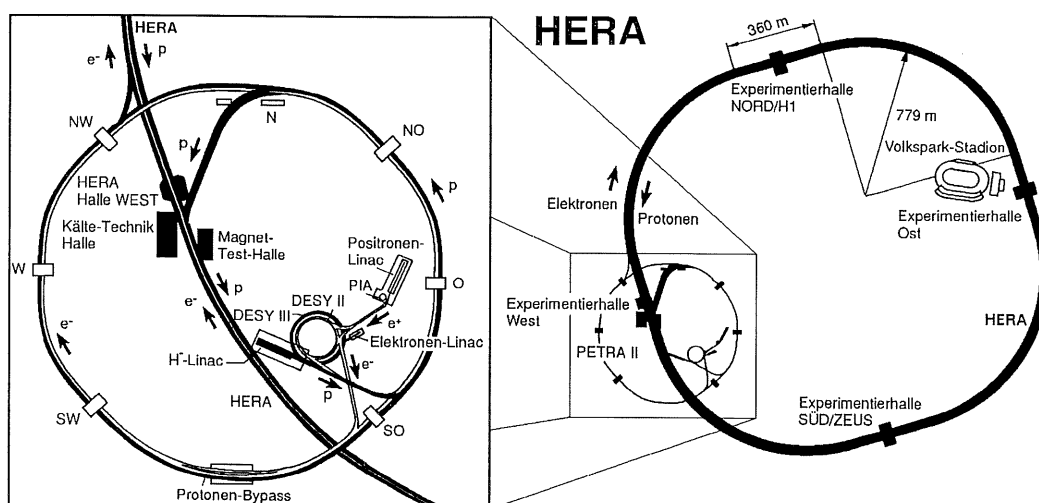


Abbildung 1.1: Der Speicherring HERA und die Vorbeschleunigungsanlagen

ste Beschleuniger, in dem Elektronen<sup>1</sup> und Protonen gespeichert und zur Kollision gebracht werden (Abbildung 1.1). Die Elektronen erreichen dabei Energien von 27,6 GeV und die Protonen Energien von 820 GeV. Bevor die Teilchen in HERA beschleunigt werden, durchlaufen sie mehrere Vorbeschleuniger. Die Elektronen werden thermoelektrisch erzeugt, im Elektronen-Linac (LINAC I) auf eine Energie von 450 MeV gebracht, dann in DESY II und PETRA II auf 12 GeV weiterbeschleunigt und in den HERA-Ring injiziert, wo sie, nach Erreichen der Endenergie, für einige Stunden gespeichert werden können.

Die Protonen gewinnt man, indem negative, vom H<sup>-</sup>-Linac (LINAC III) vorbebeschleunigte Wasserstoffionen, bei der Injektion in DESY III eine dünne Aluminiumoxidfolie durchlaufen und dabei vollständig ionisiert werden. In DESY III und in PETRA II werden sie dann auf 40 GeV beschleunigt, zwischengespeichert und anschließend in HERA injiziert wo sie auf die Maximalenergie gebracht werden. Die aktuelle Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  des Elektron(Positron)/Proton Systems beträgt 296 GeV. Dies entspricht einem ep-Streuexperiment mit 50 TeV Elektronen auf ein ruhendes Target.

An zwei Wechselwirkungspunkten im HERA-Ring werden die Teilchenstrahlen zur Kollision gebracht. An diesen Punkten befinden sich die Experimente H1 (Halle Nord) und ZEUS (Halle Süd). Der Detektor für ein drittes Experiment, HERMES<sup>2</sup>, wird zur Zeit in Halle Ost aufgebaut und ein viertes Experiment, HERA-B<sup>3</sup>, ist in Halle West geplant.

## 1.2 Der H1-Detektor — Überblick

Der in der Experimentierhalle Nord um einen Wechselwirkungspunkt des Elektron- und Protonstrahls herumgebaute H1-Detektor zeichnet sich gegenüber in  $e^+e^-$ - oder  $p\bar{p}$ -Experimenten verwendeten Detektoren durch seinen asymmetrischen Aufbau in Strahlrichtung aus. Dieser wurde gewählt, da sich das Positron-Proton-Schwerpunktssystem mit einem Lorentzfaktor  $\gamma_{\text{CM}} = 2,71$  in Richtung des Protonenstrahls („Vorwärtsrichtung“) bewegt und somit auch die meisten in der Kollision entstandenen Teilchen in diese Richtung fliegen, davon die Hälfte in einem Polarwinkelbereich<sup>4</sup> zwischen 0° und 25°.

Im folgenden soll der Detektor näher erläutert werden [H1C93]. Die im Text mit  $\boxed{n}$  angegebenen Nummern beziehen sich auf den in Abbildung 1.2 gezeigten Aufbau des Detektors.

In der Mitte des Detektors direkt um das Strahlrohr  $\boxed{1}$  befindet sich das zentrale Spurkammersystem  $\boxed{2}$  (siehe auch Abbildung 1.3), das zur Vermessung von Spuren

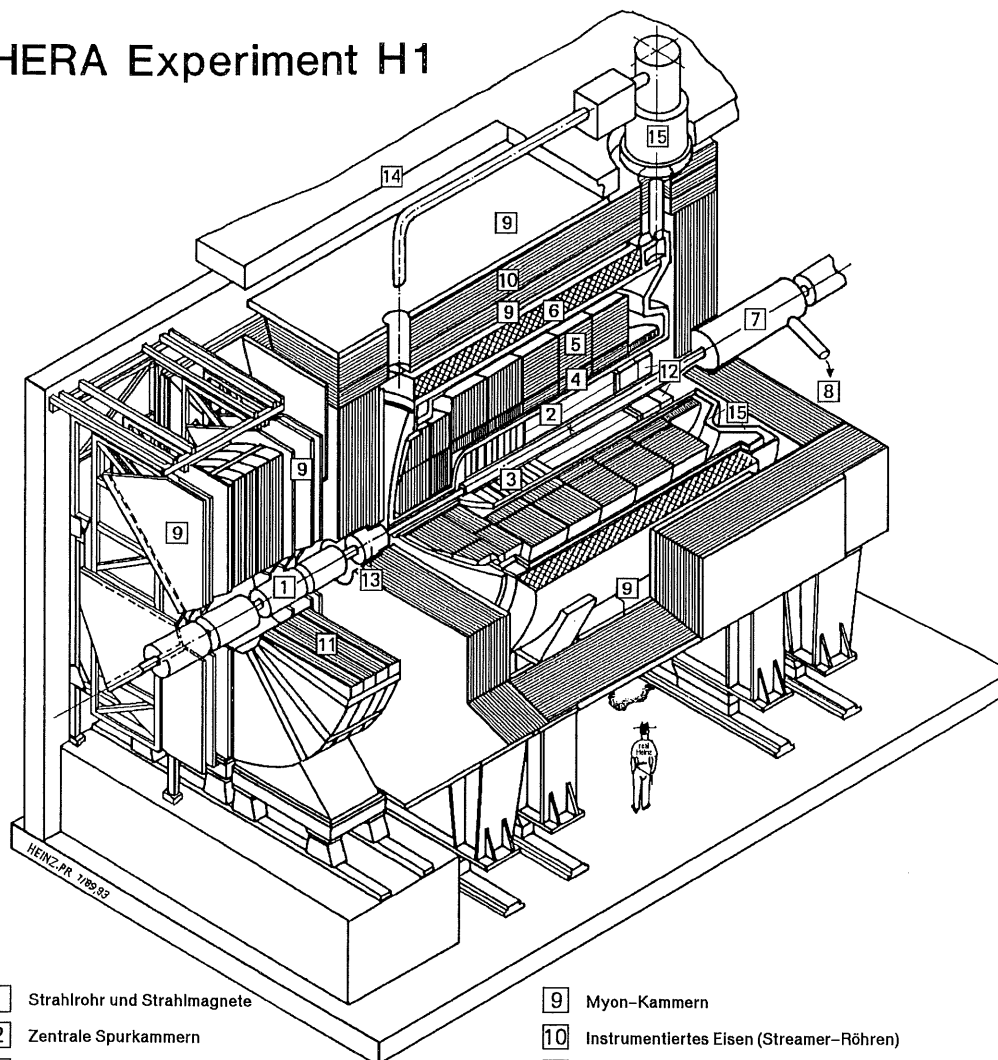
<sup>1</sup>Bis Juli 1994 wurden Elektronen verwendet, ab dann Positronen, da sich zur Zeit aus technischen Gründen mit Positronen höhere Strahlströme erreichen lassen.

<sup>2</sup>In diesem Experiment sollen Wechselwirkungen von polarisierten Positronen des Strahl mit einem polarisierten Gastarget untersucht werden.

<sup>3</sup>In diesem Experiment wird ein Drahttarget im Halo des Protonstrahls plaziert. HERA-B dient der Erforschung von bottom-Quarks.

<sup>4</sup>Der Polarwinkel wird bei H1 von der Protonstrahlrichtung aus gemessen.

## HERA Experiment H1



- |                 |   |    |  |
|-----------------|---|----|--|
| 1               | Strahlrohr und Strahlmagnete                    | 9  | Myon-Kammern                             |
| 2               | Zentrale Spurkammern                            | 10 | Instrumentiertes Eisen (Streamer-Röhren) |
| 3               | Vorwärtspurkammern und Übergangstrahlungsmodule | 11 | Myon-Toroid-Magnet                       |
| 4               | Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei)          | 12 | warmes elektromagnetisches Kalorimeter   |
| 5               | Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl)            | 13 | Vorwärts-Kalorimeter                     |
| } Flüssig-Argon |   | 14 | Betonabschirmung                         |
| 6               | Supraleitende Spule (1.2T)                      | 15 | Flüssig-Argon-Kryostat                   |
| 7               | Kompensationsmagnet                             |    |  |
| 8               | Helium-Kälteanlage                              |    |  |

Abbildung 1.2: Der H1-Detektor im Aufriß. Die Protonen kommen von rechts oben und die Elektronen(Positronen) von links unten.



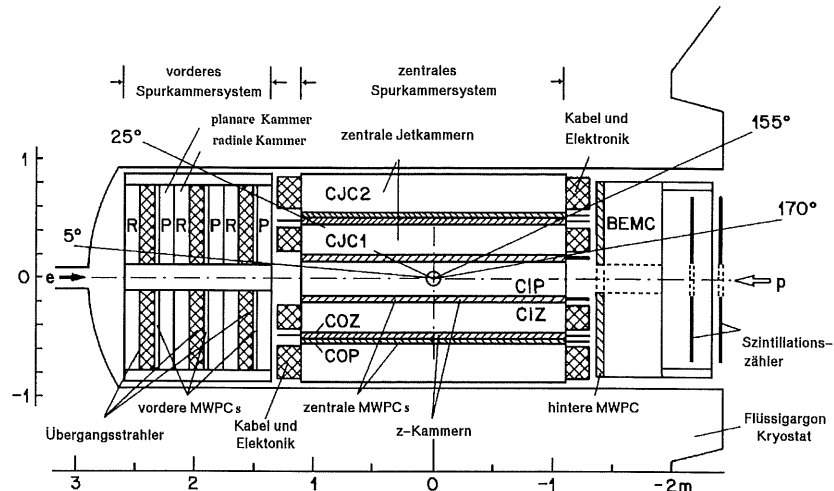


Abbildung 1.3: Längsschnitt durch den zentralen Teil des H1-Detektors. Man erkennt das Zentrale Spurkammersystem, das Vorwärtsspurkammersystem, das BEMC und die innere Wand des Kryostaten, in dem sich das Flüssig-Argon-Kalorimeter befindet.

im Polarwinkelbereich von  $25^\circ$ – $155^\circ$  dient. Von innen nach außen erkennt man die Kammern CIP (Central Innere Proportional Chamber), CIZ (Central Innere Z-Chamber), CJC1 (Central Jet Chamber 1), COZ (Central Outere Z-Chamber), COP (Central Outere Proportional Chamber) und CJC2 (Central Jet Chamber 2). Bei den Kammern CJC1 und CJC2 handelt es sich um Jet-Drift-Kammern mit axial gespannten Drähten. Ihre Ortsauflösung<sup>5</sup> ist daher vor allem in  $r\phi$ -Richtung<sup>6</sup> besonders gut ( $\sigma_{r\phi} = 170 \mu\text{m}$ ). Die z-Koordinate einer Spur kann zwar über Ladungstrennung<sup>7</sup> auch von den Jet-Kammern bestimmt werden, allerdings ist die Auflösung deutlich schlechter, weswegen dazu die Kammern CIZ und COZ entwickelt wurden. Bei diesen Driftkammern verlaufen die Nachweisdrähte senkrecht zur Strahlrichtung und ermöglichen daher eine gute z-Auflösung. Die Proportionalkammern CIP und COP werden mit einer Zeitauflösung von 21 ns im Rahmen des H1-Triggers<sup>8</sup> verwendet.

An das zentrale Spurkammersystem schließt sich in Vorwärtsrichtung das Vorwärtsspurkammersystem [3] (FTD: Forward Tracking Detector) an. Es besteht aus drei

<sup>5</sup>Die Funktionsweise von Driftkammern wird in Abschnitt 2.2.1 erläutert.

<sup>6</sup>Das hier verwendete zylindrische Koordinatensystem definiert die Proton-Richtung als positive z-Achse.  $r$  ist der Abstand zu dieser Achse und  $\phi$  ist der Azimutalwinkel.

<sup>7</sup>Die Ladung wird an beiden Enden der Kammer ausgelesen. Aus dem Verhältnis der Signalgrößen an den Enden läßt sich die Koordinate der Spur entlang des Drahtes bestimmen.

<sup>8</sup>Wenn die Speicherringe vollständig gefüllt sind, kann bei H1 theoretisch alle 96 ns ein Ereignis stattfinden. Das H1-Triggersystem dient der schnellen Erkennung physikalisch interessanter Ereignisse und dem Verwerfen von Hintergrundereignissen. Hierbei dürfen aus technischen Gründen maximal 100 Ereignisse pro Sekunde akzeptiert und gespeichert werden.

identisch aufgebauten Modulen, die jeweils aus einer planaren Driftkammer, einer Vieldrahtproportional-kammer, einem Radiator zur Erzeugung von Übergangsstrahlung und einer radialen Driftkammer bestehen. Mit diesem Kammersystem können Spuren mit einem Polarwinkel zwischen  $5^\circ$  und  $25^\circ$  analysiert werden. Auf dieses Detektorsystem wird in Abschnitt 1.4 genauer eingegangen.

Um die Spurkammersysteme herum befindet sich das Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr: Liquid Argon Calorimeter), das in ein elektromagnetisches Kalorimeter [4] und ein hadronisches Kalorimeter [5] unterteilt ist. Diese beiden Komponenten dienen der Energiemessung der Teilchen, die unter einem Polarwinkel von  $4^\circ$ – $154^\circ$  zum Protonstrahl emittiert werden. Der Aufbau dieser Detektoren wird in Abschnitt 1.3 erläutert.

Die Spurkammern und das LAr befinden sich in einem von einer supraleitenden Spule [6] erzeugten homogenen Magnetfeld von 1,2 Tesla, das für die Impulsmessung in den Spurkammern nötig ist.

Hochenergetische Myonen, die im LAr nicht absorbiert werden, werden in den Myonkammern [9] und im instrumentierten Eisen [10] nachgewiesen. Das Eisen dient außerdem der Rückführung des magnetischen Flusses der Spule. Im Vorwärtsbereich befindet sich das vordere Myon-Spektrometer, das aus Driftkammern [9] und einem Toroidmagneten [11] besteht.

Da das Flüssig-Argon-Kalorimeter nicht den gesamten Raumwinkel abdeckt, existiert in Rückwärtsrichtung das warme elektromagnetische Kalorimeter<sup>9</sup> (BEMC: Backward Electromagnetic Calorimeter) [12] in Verbindung mit der Triggerkammer BPC (Backward Proportional Chamber) und in Vorwärtsrichtung das Vorwärts-Kalorimeter [13]. Zusammen mit dem LAr wird damit ein Polarwinkelbereich von  $0,7^\circ$ – $177^\circ$  von Kalorimetern abgedeckt.

---

<sup>9</sup>Das BEMC wurde 1995 durch das SPACAL (Spaghetti Calorimeter), ein Kalorimeter mit feinerer Segmentierung und zusätzlicher hadronischer Komponente, ersetzt. Die BPC wurde durch die BDC (Backward Drift Chamber) ersetzt.

### 1.3 Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

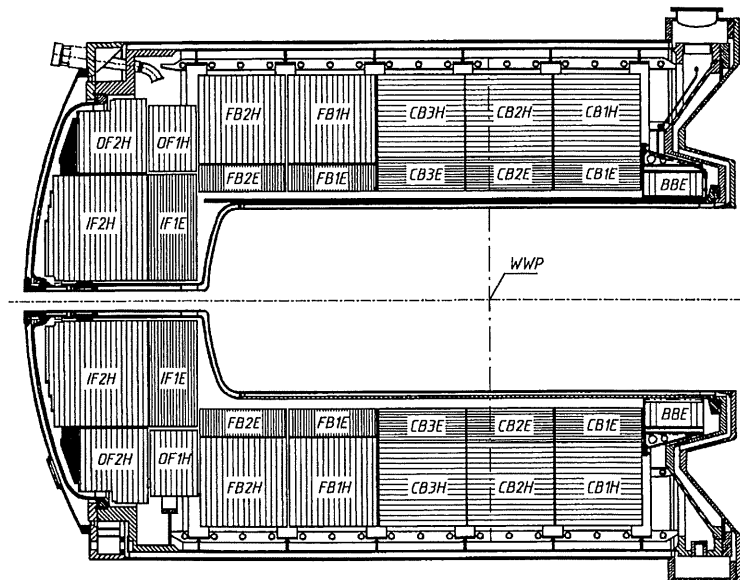


Abbildung 1.4: Längsschnitt durch das Flüssig-Argon-Kalorimeter. Der elektromagnetische Teil ist enger schraffiert dargestellt als der hadronische Teil. WWP bezeichnet den nominellen Wechselwirkungspunkt.

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter (Abbildung 1.4) ist aus 8 Ringen aufgebaut, die wiederum aus je 8 Oktanten zusammengesetzt sind. Vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen gliedert es sich in einen „inneren“ elektromagnetischen und einen „äußeren“ hadronischen Teil. Die Module des Vorwärtsbereiches, insbesondere *IF1E* zeichnen sich durch eine feinere Granularität aus, womit der erhöhten Teilchenmultiplizität in Vorwärtsrichtung, bedingt durch die HERA-Kinematik, Rechnung getragen wird.

Bei dem LAr handelt es sich um ein sogenanntes „Sampling“<sup>10</sup>-Kalorimeter, da es abwechselnd aus Schichten von Absorbermaterial und Nachweismaterial aufgebaut ist.

Im elektromagnetischen Teil werden als Absorbermaterial 2,4 mm dicke Bleiplatten verwendet, zwischen denen sich jeweils Ionisationskammern mit 2,35 mm flüssigem Argon<sup>11</sup> als sensitives Medium befinden. Die Signalauslese, d.h. die Messung der von Schauerteilchen<sup>12</sup> im Argon deponierten Ladungen, erfolgt über auf Leiterplatten auf-

<sup>10</sup> engl.: aufsammeln

<sup>11</sup> Das gesamte Kalorimeter befindet sich in einem Kryostaten, der die Temperatur konstant auf 90,2 K bei einem Druck von 1,35 bar hält.

<sup>12</sup> Alle Teilchen, außer Neutrinos und Myonen, die in das LAr eindringen, verursachen einen Schauer von Sekundärteilchen.



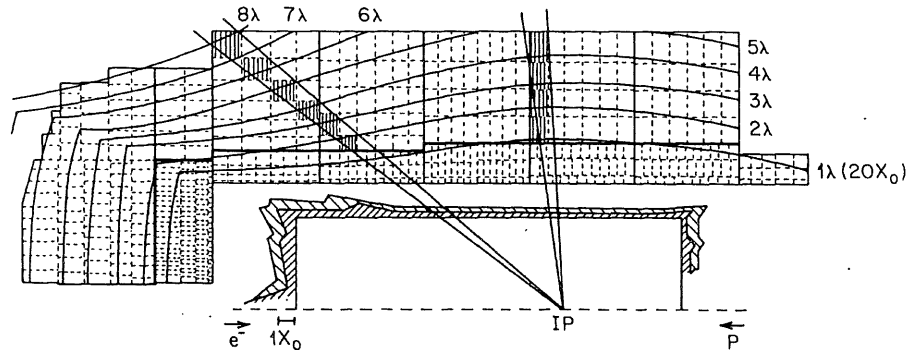


Abbildung 1.5: Tiefe des Flüssig-Argon-Kalorimeters in nuklearen Absorptionslängen  $\lambda$  und Strahlungslängen  $X_0$ . Desweiteren ist dargestellt, wieviel totes Material (in Strahlungslängen) sich zwischen dem Wechselwirkungspunkt (IP) und dem LAr befindet. Die äußere Kurve bezeichnet das gesamte tote Material und die innere Kurve das Material vor dem Kryostaten.

gebrachte Kupferflächen, sogenannte „Pads“. In Vorwärtsrichtung beträgt die Größe der Pads  $3\text{ cm} \times 3\text{ cm}$ , was die laterale Auflösung definiert. Longitudinal ist das elektromagnetische Kalorimeter je nach Winkel in 3–4 getrennt auslesbare Lagen unterteilt, die im Modul *IF1E* eine Dicke von  $3 X_0$  (1.Lage) bis  $13 X_0$  (4.Lage) haben. Aufgrund der verwendeten Materialien und des Aufbaus lassen sich einige für die Schauergeometrie wichtige Größen berechnen<sup>13</sup> [And94]:

$$\begin{aligned} \text{mittlere Strahlungslänge } \overline{X}_0 &= 1,6 \text{ cm} \\ \text{mittlerer Molière-Radius } \overline{R}_m &= 3,6 \text{ cm} \\ \text{mittlere nukleare Wechselwirkungslänge } \overline{\lambda}_I &= 31 \text{ cm} \\ \text{mittlere kritische Energie } \overline{E}_c &= 9,5 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Insgesamt hat der elektromagnetische Teil eine Dicke von  $20\text{--}30 X_0$  und  $1\text{--}1,5 \lambda_I$  (Abbildung 1.5). Seine Energieauflösung beträgt<sup>14</sup>  $\sigma(E)/E = 0,10/\sqrt{E} [\text{GeV}] \oplus 230 \text{ MeV}/E$  [Bor92].

Im hadronischen Teil des Kalorimeters verwendet man 16 mm dicke Eisenplatten als Absorbermaterial, zwischen denen sich mehrschichtige Auslesezellen mit  $2 \times 2,4 \text{ mm}$

<sup>13</sup>Die Länge elektromagnetischer Schauer skaliert mit der Strahlungslänge  $X_0$  und ihre laterale Ausdehnung mit dem Molière-Radius  $R_m$ . Die nukleare Wechselwirkungslänge  $\lambda_I$  legt die Skala für nukleare Prozesse und somit auch für hadronische Schauer fest. Die kritische Energie  $E_c$  ist die Energie eines Elektrons, oberhalb der es Energie hauptsächlich über Bremsstrahlungsprozesse verliert.

<sup>14</sup>Der Operator  $\oplus$  soll andeuten, daß die Fehler unabhängig sind und daher quadratisch addiert werden.

flüssigem Argon als Nachweismedium befinden. Die laterale Ausdehnung der Zellen variiert zwischen  $7\text{ cm} \times 7\text{ cm}$  und  $13\text{ cm} \times 13\text{ cm}$  bei einer longitudinalen Segmentation des Kalorimeters in 4–6 Lagen. Die für die Schauergeometrie wichtigen Größen haben die folgenden Werte [And94]:

$$\begin{aligned} \text{mittlere Strahlungslänge } \bar{X}_0 &= 2,5\text{ cm} \\ \text{mittlerer Molière-Radius } \bar{R}_m &= 2,6\text{ cm} \\ \text{mittlere nukleare Wechselwirkungslänge } \bar{\lambda}_I &= 21\text{ cm} \\ \text{mittlere kritische Energie } \bar{E}_c &= 21,4\text{ MeV} \end{aligned}$$

Insgesamt hat der hadronische Teil eine Dicke von  $\approx 40\text{--}50 X_0$  und  $4,5\text{--}6 \lambda_I$ . Die Energieauflösung beträgt  $\sigma(E)/E = 0,55/\sqrt{E} [\text{GeV}]$ .

## 1.4 Die Vorwärtsspurkammern (FTD)

Dem Vorwärtsspurkammersystem von H1 kommt aufgrund der erhöhten Spurmultiplicität in Vorwärtsrichtung eine besondere Bedeutung zu. Der komplexe Detektoraufbau mit drei identischen Modulen (*Supermodules*), die aus jeweils 4 verschiedenen Detektoren bestehen, reflektiert diese Bedeutung (Abbildung 1.6). Zu den Aufgaben des FTD gehört die Spurerkennung, die Teilchenidentifizierung und das Bereitstellen von Triggerinformation. Im folgenden soll auf die vier einzelnen Detektortypen näher eingegangen werden, wobei ein besonderes Gewicht auf die radialen Spurkammern („Radial Chamber“, „D“) und auf die Radiatoren („Transition Radiator“, „C“) gelegt werden soll. Als Übergangsstrahlungsdetektor wird die Gesamtheit der drei radialen Driftkammern und der drei Radiatoren bezeichnet.

### 1.4.1 Die planaren Driftkammern

Die drei planaren Driftkammern („Planar Chambers“) dienen der Erkennung von Vorwärtsspuren. Jede der drei Kammern besteht in Längsrichtung aus drei identischen *Orientierungen*, die um jeweils  $60^\circ$  gegeneinander verdreht sind (Abbildung 1.7). Jede Orientierung wiederum setzt sich aus 32 parallel angeordneten Einzelkammern mit einer Tiefe von jeweils 4 Nachweisdrähten zusammen. Die Nachweisdrähte verlaufen dabei senkrecht zur Strahlachse und werden an einem Ende ausgelesen. Mit jeder der drei Orientierungen läßt sich die Koordinate der Spur senkrecht zu den Drähten und senkrecht zur Strahlachse messen. Die Kombination der drei Informationen ermöglicht eine präzise Bestimmung der  $x$ - und  $y$ -Spurkoordinaten.

### 1.4.2 Die vorderen Vieldrahtproportionalkammern

Ähnlich wie die Kammern CIP und COP im zentralen Spurkammersystem dienen die vorderen Vieldrahtproportionalkammern (FPC: Forward Proportional Chamber, in Ab-

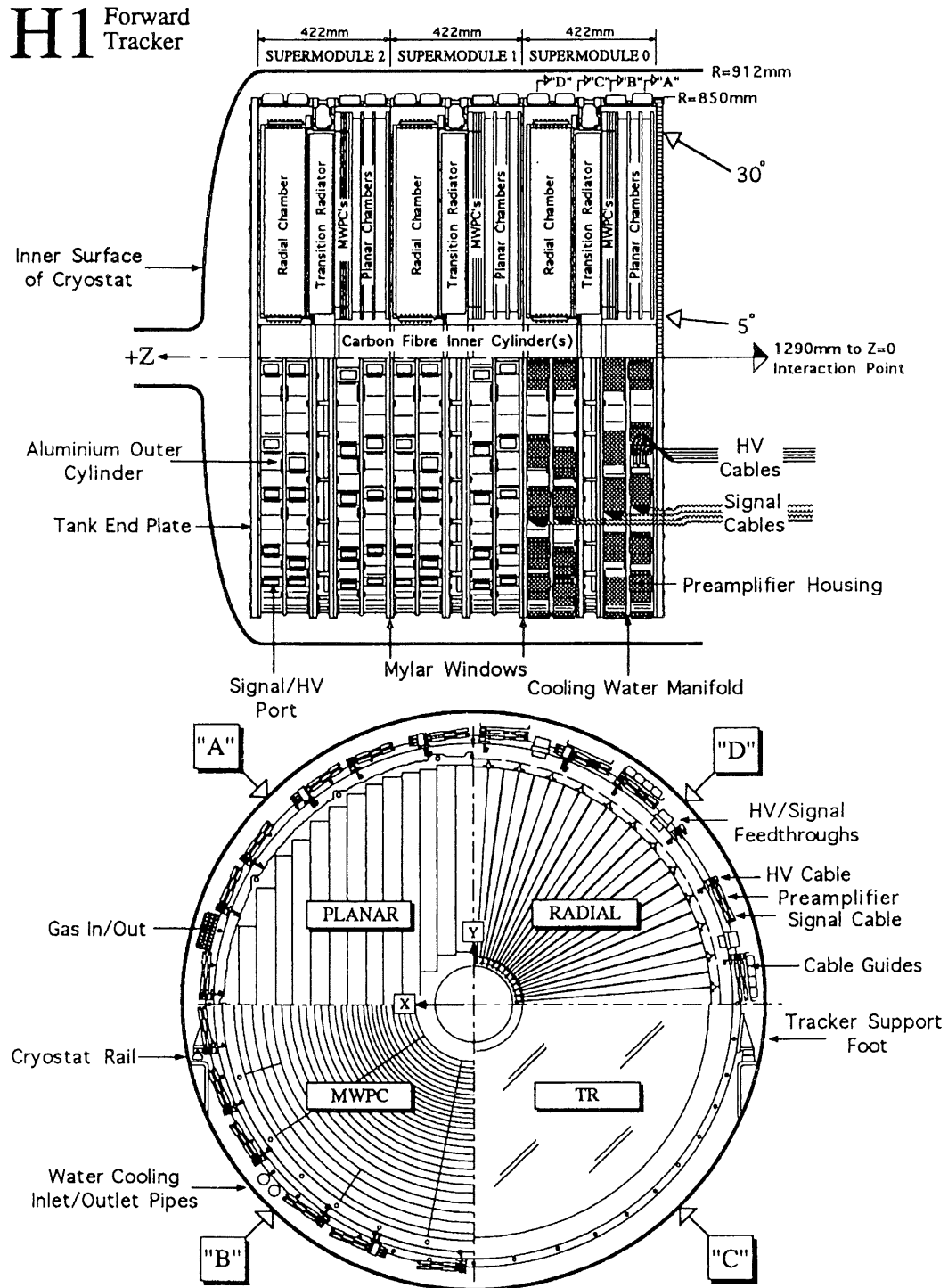


Abbildung 1.6: Das Vorwärtsspurkammersystem im Längsschnitt (oben) und im Querschnitt (unten), wobei im unteren Bild in jedem Quadranten einer der vier Detektortypen dargestellt ist. (aus [H1C93])



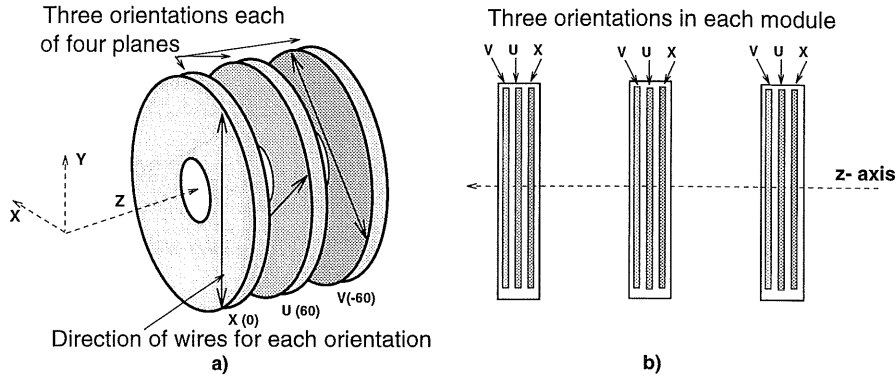


Abbildung 1.7: Schematischer Aufbau der planaren Driftkammern. Man erkennt die Ausrichtung der Drähte in den verschiedenen Orientierungen. (aus [Bur95])

bildung 1.6 als „MWPC“ bezeichnet) dem Triggersystem. Der Zeitpunkt, zu dem ein Teilchen die Kammern durchquert, läßt sich mit den FPC's bis auf 20 ns genau bestimmen, sofern alle drei Module von dem Teilchen durchflogen werden.

### 1.4.3 Die Radiatoren

Bei den Radiatoren („Transition Radiator“) handelt es sich um einen Stapel aus 400 Polypropylenfolien mit einer Dicke von jeweils  $19 \mu\text{m}$ . Die einzelnen Folien haben einen mittleren Abstand von  $230 \mu\text{m}$ , welcher durch eine auf die Folien aufgeprägte Struktur gewährleistet wird. Die Gesamtdicke eines Radiators beträgt ungefähr 10 cm. Hochrelativistische Teilchen ( $\gamma > 1000$ ), die einen Radiator durchqueren, emittieren Übergangsstrahlungsphotonen im Röntgenbereich, die in der folgenden radialen Driftkammer absorbiert werden. Da das erzeugte Signal nur vom Lorentzfaktor  $\gamma$  des Teilchens abhängt, ist damit eine Elektron/Hadron-Trennung möglich. Die Einzelheiten dieses Verfahrens werden in Kapitel 2 erläutert.

### 1.4.4 Die radialen Driftkammern

Wie der Name bereits andeutet, verlaufen in den radialen Driftkammern („Radial Chamber“) die Drähte in radialer Richtung (Abbildung 1.8 und Abbildung 1.6 „D“). Jede der drei Kammern ist in 48 „keilförmige“ Einzelkammern (*Wedges*) mit jeweils 12 Drähten unterteilt, die in  $z$ -Richtung hintereinander mit einem Abstand von je 1 cm angeordnet sind<sup>15</sup>. Die Drähte von jeweils zwei Wedges, die einen Winkel von  $105^\circ$

<sup>15</sup>Die Drähte liegen nicht exakt hintereinander, sondern sind um ungefähr  $300 \mu\text{m}$  gegeneinander versetzt („Staggering“). Dies ermöglicht die Feststellung, ob ein Teilchen rechts oder links an einem Draht vorbeigegangen ist.

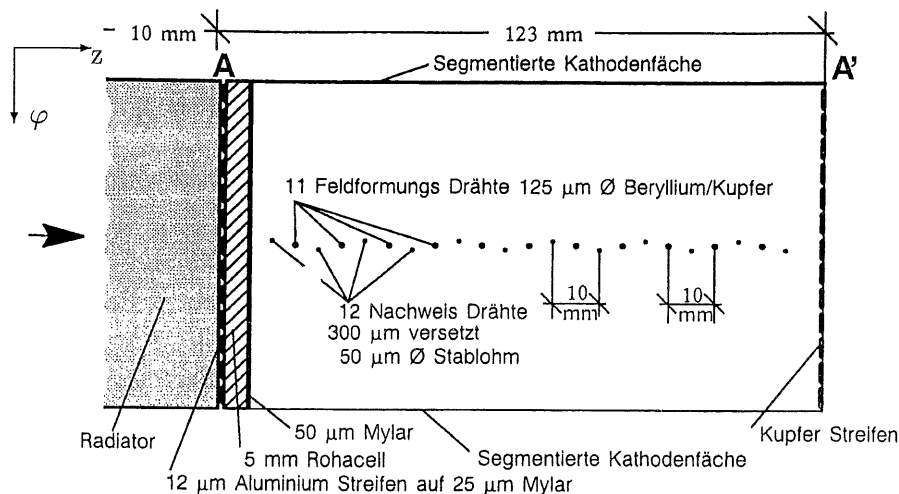


Abbildung 1.8:  $z$ - $\phi$ -Ansicht eines Wedges einer radialen Driftkammer. (aus [Pil93])

einschließen, sind auf der Innenseite der Kammer miteinander verbunden. Hierdurch werden alle Drähte an beiden Enden ausgelesen, und die Bestimmung der Spurkoordinate entlang des Drahtes wird mittels Ladungstrennung möglich.

Die radialen Driftkammern dienen sowohl der Spurfindung als auch dem Nachweis von Übergangsstrahlungsphotonen. Bei der Spurfindung kann eine Auflösung von  $200 \mu\text{m}$  in  $\phi$ -Richtung und eine Auflösung von  $\pm 3 \text{ cm}$  in  $r$ -Richtung erreicht werden.

Das Gasvolumen der radialen Driftkammern und das des Radiators werden nur von einer  $50 \mu\text{m}$  dünnen Mylar-Folie getrennt. Dadurch wird eine übermäßige Absorption von Übergangsstrahlungsphotonen im Material zwischen den Volumina vermieden. Auf der Radiatorseite schließt sich ein Rohacell-Element an, auf das Feldformungsstreifen aufgelegt sind. Werden die radialen Driftkammern mit dem vorgesehenen Gas (einer Mischung mit 30% Xenonanteil) betrieben, so erwartet man, daß der überwiegende Anteil der Übergangsstrahlungsphotonen bereits auf den ersten drei Drähten jedes Wedges nachgewiesen wird. Die Mylarfolie in Verbindung mit dem Rohacell-Element bezeichnet man auch als „Eintrittsfenster“ einer radialen Driftkammer.

Die 1993 und 1994 die meiste Zeit über verwendete Gasmischung bestand aus technischen Gründen aus Argon/Ethan im Verhältnis 48/52, einem Gasgemisch, das für den Nachweis von Übergangsstrahlung nicht optimal ist. Nur in zwei jeweils zweiwöchigen Perioden am Ende der Jahre 1993 und 1994 wurden die radialen Driftkammern mit einem Xenon/Helium/Ethan-Gemisch im Verhältnis 25/40/35 betrieben.

Für die weiteren Kapitel sollen an dieser Stelle zwei Begriffe definiert werden: Mit dem Begriff *Drahtebene* sei die  $z$ -Position eines Drahtes in einem radialen Modul gemeint. Die Nummern der Drahtebenen verlaufen von 1 bis 12, wobei Drahtebene 1 die Drähte bezeichnet, die dem Radiator am nächsten liegen. Der Begriff *Drahttiefe*

bezeichnet die z-Position eines Drahtes im gesamten FTD. Dieser Wert läuft von 1–36, wobei die Drähte der radialen Driftkammern des in Protonrichtung ersten Supermoduls Drahttiefen von 1–12 entsprechen.

---

## II.

# Übergangsstrahlung

---

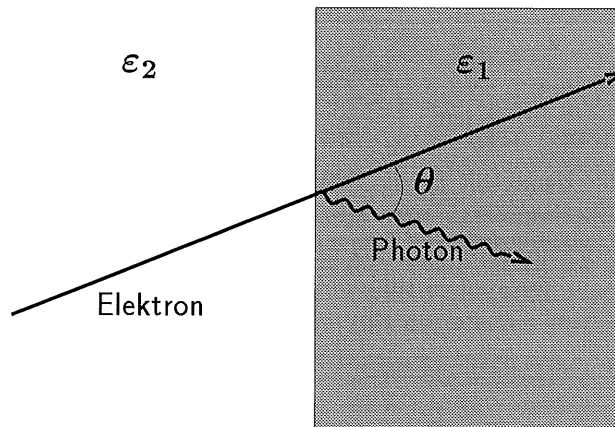


Abbildung 2.1: Entstehung von Übergangsstrahlung

### 2.1 Erzeugung von Übergangsstrahlung

Übergangsstrahlung wird beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch eine Grenzfläche zwischen zwei Medien mit unterschiedlichen Brechungsindizes erzeugt (Abbildung 2.1). Dieser von Ginsburg und Frank [Gin46] 1946 berechnete Effekt läßt sich dadurch plausibel machen, daß die von einem geladenen Teilchen mitgeführten Felder sich in der Umgebung der Grenzfläche aufgrund der unterschiedlichen Polarisierbarkeit der Medien ändern. Zeitliche Änderungen der Felder führen zur Abstrahlung elektromagnetischer Wellen — den Übergangsstrahlungsphotonen. Im Experiment wird Über-

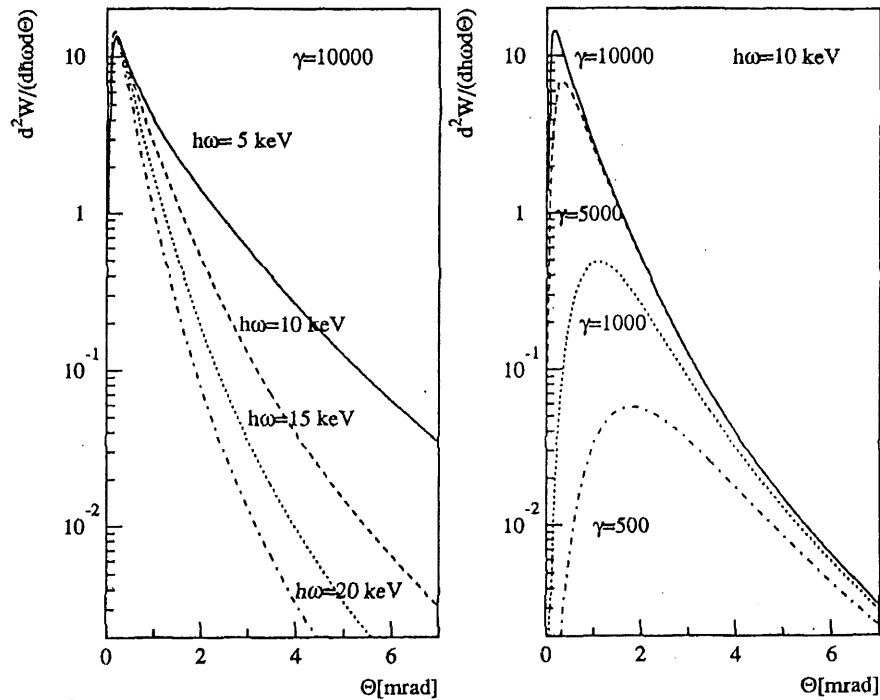


Abbildung 2.2: Dargestellt ist die Abhängigkeit der beim Durchgang durch eine Grenzfläche abgestrahlten Energie vom Abstrahlungswinkel  $\theta$  [Pil93]. Es wurde  $\hbar\omega_1 = 19 \text{ eV}$  (Polypropylen) und  $\hbar\omega_2 = 0.27 \text{ eV}$  (Helium) angenommen, da dies den Gegebenheiten bei H1 entspricht. (aus [Pil93])

gangsstrahlung häufig zur Elektron/Hadron-Trennung eingesetzt, da die abgestrahlte Energie proportional zum Lorentzfaktor  $\gamma$  ist und Elektronen mit Energien im GeV-Bereich ein um einen Faktor 300–2000 höheres  $\gamma$  als Hadronen haben. Nur Elektronen erzeugen daher meßbare Übergangsstrahlung und können so von schwereren Teilchen mit gleichem Impuls unterschieden werden. Im folgenden soll die Theorie der Übergangsstrahlung im Hinblick auf die Anwendung bei H1 näher erläutert werden.

Für die Hochenergiephysik bedeutsam ist die Abstrahlung hochfrequenter Photonen ( $\hbar\omega \gtrsim \text{keV}$ ) beim Übergang eines hochrelativistischen Teilchens von einem Medium in ein anderes [Ter72].

Hierbei gilt für ein Medium die folgende einfache Beziehung zwischen der Dielektrizitätskonstante  $\epsilon$ , der Plasmafrequenz  $\omega_p$  und der Photonfrequenz  $\omega$  ( $\rho$  bezeichnet die Dichte,  $Z$  die Kernladungszahl,  $A$  die Nukleonenzahl und  $N_e$  die Elektronendichte des

Mediums,  $m_e$  ist die Masse und  $e$  die Ladung des Elektrons)<sup>1</sup> [Ter72]:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (2.1)$$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi N_e e^2}{m_e}} \approx \frac{28,8 \text{ eV}}{\hbar} \sqrt{\rho \left[ \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \right] \frac{Z}{A}} \quad (2.2)$$

Mit den Annahmen  $\gamma \gg 1$  und  $\omega \gg \omega_{1,2}$  ( $\omega_i$  bezeichnet die Plasmafrequenz im Medium  $i$ ) kann man unter Verwendung von (2.1) für die an einer Grenzfläche zwischen zwei Medien in Vorwärtsrichtung abgestrahlte Energie in Abhängigkeit von  $\omega$  und dem Winkel  $\theta$  zur Teilchenbahn zeigen ( $\alpha \approx 1/137$  ist die Feinstrukturkonstante) [Str86]:

$$\frac{d^2W}{d(\hbar\omega) d\theta} = \frac{2\theta^3 \alpha}{\pi} \left[ \left( \gamma^{-2} + \left( \frac{\omega_1}{\omega} \right)^2 + \theta^2 \right)^{-1} - \left( \gamma^{-2} + \left( \frac{\omega_2}{\omega} \right)^2 + \theta^2 \right)^{-1} \right]^2 \quad (2.3)$$

In Abbildung 2.2 wird diese Größe für einige Werte von  $\gamma$  und  $\hbar\omega$  dargestellt. Die Strahlung wird hauptsächlich in einem schmalen Winkelbereich um ein scharfes Maximum bei  $\theta \approx 1/\gamma$  emittiert.

Integriert man in (2.3) über  $\theta$ , so ergibt sich [Str86]:

$$\frac{dW}{d(\hbar\omega)} = \frac{\alpha}{\pi} \left[ \left( \frac{(\frac{\gamma\omega_1}{\omega})^2 + (\frac{\gamma\omega_2}{\omega})^2 + 2}{(\frac{\gamma\omega_1}{\omega})^2 - (\frac{\gamma\omega_2}{\omega})^2} \right) \cdot \ln \left( \frac{1 + (\frac{\gamma\omega_1}{\omega})^2}{1 + (\frac{\gamma\omega_2}{\omega})^2} \right) - 2 \right] \quad (2.4)$$

Abbildung 2.3 („einzelner Übergang“) zeigt das sich ergebende Energiespektrum für die bei H1 verwendeten Materialien. Für kleine Photonenergien ( $\hbar\omega \ll \gamma\hbar\omega_2$ ) ist das Energiespektrum nahezu konstant, darüber fällt es logarithmisch ab, und für große Frequenzen ( $\hbar\omega \gg \gamma\hbar\omega_1$ ) ergibt sich ein Abfall mit der vierten Potenz von  $1/\hbar\omega$ . Dieses Potenzgesetz führt dazu, daß das Spektrum faktisch durch  $\gamma\hbar\omega_1$  nach oben begrenzt ist.

Integriert man nun auch noch über  $\omega$ , so ergibt sich für die insgesamt an einer Grenzfläche abgegebene Energie [Str86]:

$$W = \frac{\alpha\gamma\hbar(\omega_1 - \omega_2)^2}{3(\omega_1 + \omega_2)} \approx \frac{\alpha}{3} \cdot \gamma \cdot \hbar\omega_1 \quad \text{falls } \omega_1 \gg \omega_2 \quad (2.5)$$

Die abgestrahlte Energie ist also direkt proportional zum Lorentzfaktor  $\gamma = E/mc^2$ , was wie bereits erwähnt eine Elektron/Hadron-Trennung ermöglicht.

Aus Formel (2.4) läßt sich ableiten, daß die Frequenz der abgestrahlten Photonen mit  $\hbar\omega_1$  skaliert. Daraus folgt in Verbindung mit Formel 2.5, daß die mittlere Anzahl der abgestrahlten Photonen in der Größenordnung vergleichbar mit  $\alpha \approx 1/137$  ist. Um Übergangsstrahlung sinnvoll einsetzen zu können, ist es daher notwendig einen Detektor mit vielen ( $N \gtrsim \alpha$ ) Übergängen zu verwenden. In der Praxis erreicht man

<sup>1</sup>Es wird hier ein Einheitensystem mit  $4\pi\epsilon_0 = 1$  verwendet.

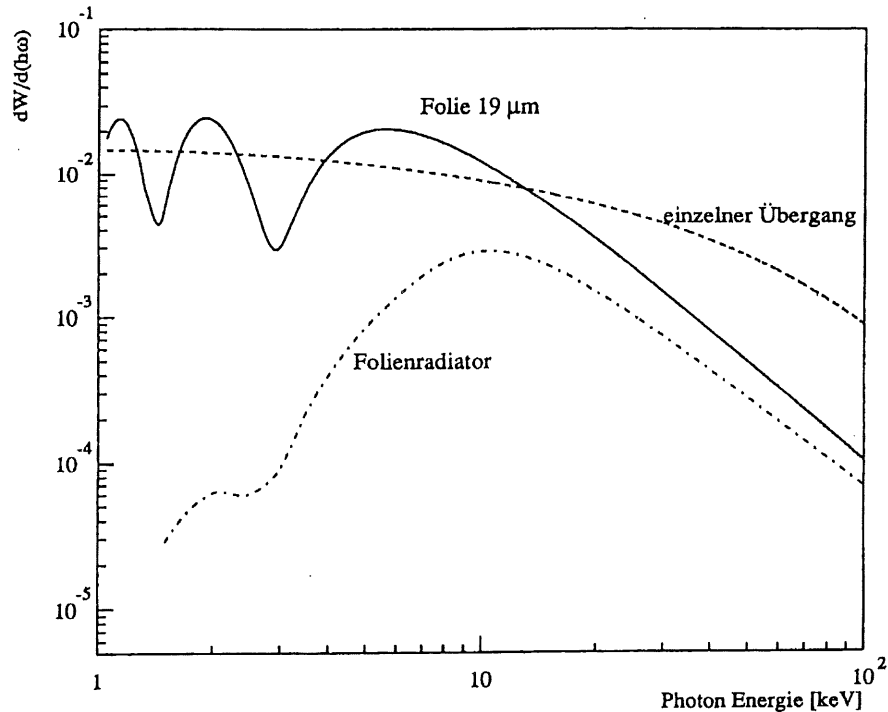


Abbildung 2.3: Dargestellt ist die Energieabstrahlung beim Durchgang eines Teilchens mit  $\gamma = 10000$  als Funktion der Photonfrequenz  $\omega$  für einen einzelnen Übergang, für eine  $19 \mu\text{m}$  Polypropylenfolie und für den H1-Folienradiator (400 Folien). Angenommen wurde:  $\hbar\omega_1 = 19 \text{ eV}$  (Polypropylen) und  $\hbar\omega_2 = 0,27 \text{ eV}$  (Helium). Die Spektren wurden auf die Anzahl der Übergänge normiert. (aus [Pil93])

dies mit einem von Gas umspülten Faserbündel oder einem Stapel aus Folien. Da bei H1 die zweite Methode realisiert ist, wird hierauf im folgenden näher eingegangen:

Betrachtet man nicht einen Übergang, sondern eine Folie, so wird beim Eintritt und beim Austritt des Teilchens Übergangsstrahlung emittiert. Ist die Foliendicke vergleichbar oder kleiner als die sogenannte *Formationslänge*<sup>2,3</sup>  $z_1 = \frac{2c}{\omega} \left( \gamma^{-2} + \left( \frac{\omega_1}{\omega} \right)^2 + \theta^2 \right)^{-1}$ , so kommt es zu nachweisbaren Interferenzen zwischen beiden Strahlungsfeldern. Wie Abbildung 2.3 („Folie  $19 \mu\text{m}$ “) zeigt, unterscheidet sich das Energiespektrum deutlich von dem eines einzelnen Übergangs.

Im Falle eines Folienstapels müssen zwei weitere Effekte berücksichtigt werden. Dies ist einerseits die Interferenz zwischen den beim Durchgang des Teilchens durch

<sup>2</sup>Die Formationslänge ist, anschaulich ausgedrückt, die Tiefe im Material, bis zu der das Medium wesentliche kohärente Beiträge zur Abstrahlungsamplitude liefert [Str86, Jac75].

<sup>3</sup> $z_1(\gamma = 3000, \hbar\omega_1 = 19 \text{ eV}, \hbar\omega = 10 \text{ keV}, \theta = 1/\gamma) = 10 \mu\text{m}$



verschiedene Folien stattfindenden Emissionsprozessen und andererseits die bisher vernachlässigte Strahlungsabsorption im Folienstapel. Wie im Fall einer einzelnen Folie kann man auch hier Interferenzeffekte nur dann vernachlässigen, wenn der Folienabstand wesentlich größer als die Formationslänge  $z_2$  im Medium zwischen den Folien ist. Da es sich bei diesem Medium normalerweise um ein Gas handelt (bei H1 ist dies ein Helium/Ethan-Gemisch im Verhältnis 70/30), kann der Wert von  $z_2$  je nach Frequenz  $\omega$  erheblich größer als der Wert von  $z_1$  sein <sup>4,5</sup>.

Die Absorption von Photonen im keV-Bereich ist abhängig von der Kernladungszahl  $Z$  des Materials und der Frequenz  $\omega$ . Genauer gilt für den Absorptionskoeffizienten  $\mu$  bei kleinem  $Z$ :

$$\mu \sim Z^4 / (\hbar\omega)^3 \quad (2.6)$$

Damit die Absorption innerhalb des Folienstapels möglichst gering ist, sollte man für einen Radiator also Materialien mit einer kleinen Kernladungszahl benutzen. Allerdings ergibt sich aus Formel 2.5 und 2.2, daß die pro Oberfläche abgestrahlte Energie ungefähr proportional zu  $\sqrt{Z}$  ist und von daher ein möglichst großer Wert für  $Z$  erwünscht ist. In der Praxis spielt die Absorption eine große Rolle, so daß insgesamt Materialien mit kleiner Kernladungszahl am besten zum Bau von Radiatoren geeignet sind. In Abbildung 2.3 („Folienradiator“) ist das Energiespektrum der vom H1-Radiator emittierten Strahlung dargestellt. Der Einfluß der Absorption, vor allem für  $\hbar\omega < 10$  keV, ist deutlich zu erkennen.

Ein aufgrund seiner Verarbeitungseigenschaften und seiner Ungefährlichkeit häufig eingesetztes Radiatormaterial ist Polypropylen, das auch für den H1-Radiator verwendet wurde.

## 2.2 Messung von Übergangsstrahlung

Die in einem Radiator erzeugten Übergangsstrahlungsphotonen sollten möglichst vollständig nachgewiesen werden, um die Möglichkeiten zur Teilchentrennung optimal zu nutzen. In der Praxis verwendet man Proportionalkammern, die mit einem Gas hoher Kernladungszahl  $Z$  (z.B. Xenon) betrieben werden. Ein hoher Wert für  $Z$  erlaubt es relativ kurze Kammern zu bauen und trotzdem die meisten Photonen nachzuweisen. Abbildung 2.4 zeigt für die bei H1 verwendeten Kammern das Spektrum der im Radiator erzeugten Photonen, welcher Anteil davon in die anschließende Driftkammer gelangt und wieviel in der Kammer absorbiert wird.

Es ergibt sich die Schwierigkeit, daß die Photonen quasi kollinear mit dem Teilchen, das den Radiator durchquerte, emittiert werden und daher auch auf der Spur des Teilchens absorbiert werden. Die in der Driftkammer gemessene Energie setzt sich also aus

<sup>4</sup>Die meiste Energie wird im Frequenzbereich  $\gamma\omega_1 > \omega > \gamma\omega_2$  abgestrahlt. In diesem Bereich gilt:

$$z_2/z_1 \approx \frac{(\gamma\omega_1)^2}{2\omega^2}$$

<sup>5</sup> $z_2(\gamma = 3000, \hbar\omega_2 = 0,27 \text{ eV}, \hbar\omega = 10 \text{ keV}, \theta = 1/\gamma) = 177 \mu\text{m} \implies z_2/z_1 = 17$

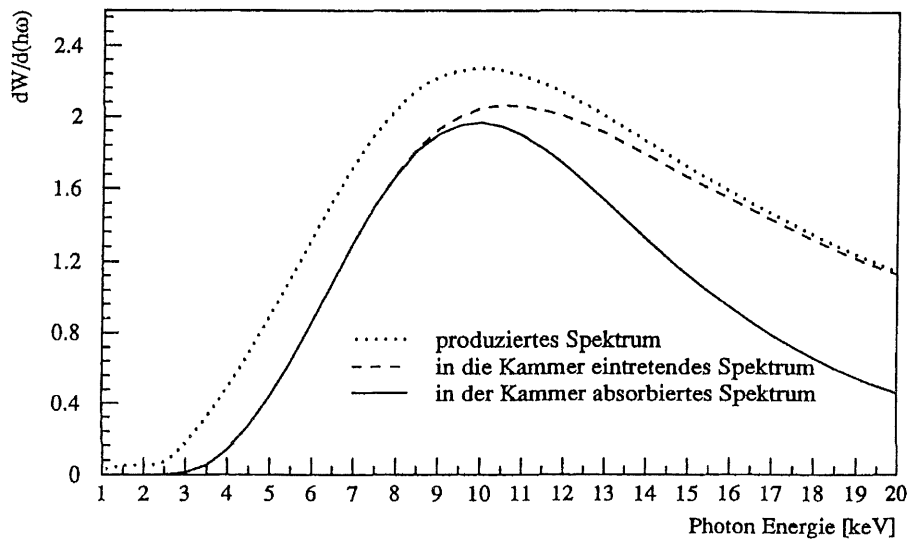


Abbildung 2.4: Dargestellt ist das Spektrum der von einem Elektron mit  $\gamma = 10000$  erzeugten Übergangsstrahlungsphotonen am Ende des Radiators, nach Eintritt in die anschließende Driftkammer, sowie das in der Kammer absorbierte Spektrum. Angenommen wurde ein Gasgemisch mit 30% Xenonanteil. (aus [Pil93])

der Energie der absorbierten Übergangsstrahlungsphotonen und dem Ionisationsverlust des Teilchens zusammen.

In einer Analyse der aus den Kammern ausgelesenen Daten kommt es darauf an, das Übergangsstrahlungssignal trotz der Überlagerung der genannten Prozesse zu erkennen. Daher werden im folgenden Abschnitt die Theorie des Ionisationsverlustes und die Eigenschaften von Driftkammern erläutert, soweit sie für diese Arbeit wichtig sind. Eine ausführlichere Beschreibung findet sich z.B. in [Fer86, Ric74].

### 2.2.1 Driftkammern

Driftkammern sind ein in der Hochenergiephysik häufig verwendeter Detektortyp zur genauen Bestimmung der Spur und des Ionisationsverlustes geladener Teilchen, wobei die Kinematik der Teilchen dabei nur unwesentlich verändert wird. In Verbindung mit einem Magnetfeld ermöglichen sie eine Impulsmessung.

#### *Primärionisation in einer Driftkammer*

Durchquert ein hochenergetisches geladenes Teilchen eine Driftkammer, so kommt es zu Wechselwirkungen zwischen dem Teilchen und Atomen des Gases. Der wichtigste Prozeß ist hierbei die Ionisation von Atomen über Teilchen-Elektron-Stöße. Der dadurch verursachte mittlere Energieverlust pro Weglänge wird durch die Bethe-Bloch-Formel

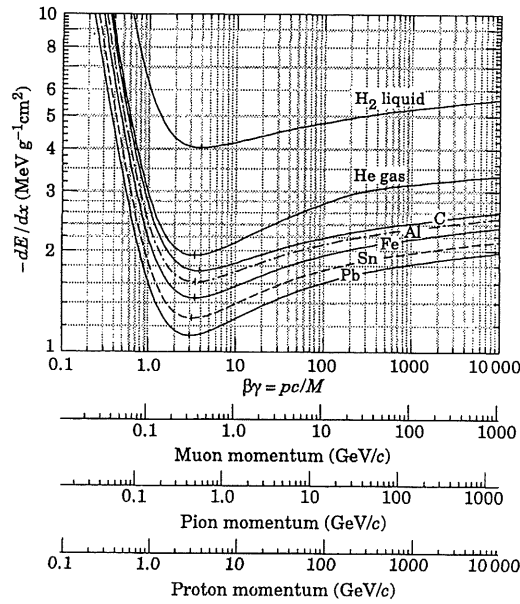


Abbildung 2.5: Ionisationsverluste von Teilchen in verschiedenen Medien (aus [PDG94])

beschrieben [PDG94]:

$$-\frac{dE}{dx} = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{\rho}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (2.7)$$

- $K = 0,3071 \frac{\text{MeV cm}^2}{\text{g}}$   
 $ze$  : Ladung des Teilchens  
 $Z, A, \rho$  : Kernladungszahl, Nukleonenzahl und Dichte des Gases  
 $I$  : mittleres Ionisationspotential des Gases  $I \approx 16 Z^{0,9} \text{ eV}$   
 $T_{\max}$  : Maximaler Energieübertrag in einer Kollision  $T_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2}$   
 $M$  : Teilchenmasse  
 $m_e$  : Elektronmasse  $m_e = 511 \text{ keV}/c^2$   
 $\delta$  : Dichtekorrektur  $\lim_{\gamma \rightarrow \infty} \frac{\delta}{2} = \ln(\hbar \omega_p / I) + \ln \beta \gamma - 1/2$   
 $\omega_p$  : Plasmafrequenz des Gases

Der Kurvenverlauf des  $dE/dx$  als Funktion von  $\gamma$  läßt sich in drei Bereiche unterteilen (Abbildung 2.5):

Die Ionisationsverluste sind für kleines  $\beta$  ungefähr proportional zu  $\beta^{-5/3}$ , erreichen ein Minimum bei  $\beta\gamma = 3 \dots 3,5$  und steigen dann mit  $\ln \beta\gamma$  an („relativistischer Anstieg“).

Für  $\gamma \gg 1$  wird das transversale elektrische Feld des Teilchens immer mehr durch Polarisierungseffekte im Medium abgeschirmt. Dieses wird in Gleichung (2.7) durch die Dichtekorrektur  $\delta$  berücksichtigt und führt für  $\gamma \gtrsim 100 \dots 1000$  dazu, daß das  $dE/dx$  ein Plateau — das sogenannte Fermi-Plateau — erreicht.

Teilchen mit einem  $\beta\gamma$  im Minimum bezeichnet man als minimal-ionisierende Teilchen. Die Ionisationsverluste von Teilchen im „Fermi-Plateau“ unterscheiden sich um weniger als einen Faktor zwei vom Ionisationsverlust minimal-ionisierender Teilchen.

Formel (2.7) gibt das *mittlere*  $dE/dx$  an. Da in der Praxis über eine endliche Länge gemessen wird, müssen statistische Fluktuationen dieser Größe berücksichtigt werden. Es ergibt sich, daß die Anzahl der vom Teilchen direkt verursachten Ionisationsprozesse *Poisson-verteilt* ist und die gemessenen Ionisationsverluste einer *Landau-Verteilung* folgen. Vorgreifend sei auf Abbildung 3.7 („Pion“) verwiesen, in der gemessene Verteilungen der Ionisationsverluste dargestellt sind.

Für Elektronen gilt Formel (2.7) nur näherungsweise [Fer86], da bei ihnen der Ionisationsprozeß durch die Möller-Streuung beschrieben wird, die sich von der allgemeinen Teilchen-Elektron-Streuung unterscheidet. Die Modifikationen zu (2.7) sind allerdings gering und können für die Zwecke dieser Arbeit vernachlässigt werden. Der Energieverlust durch Bremsstrahlung spielt in Zusammenhang mit Driftkammern keine Rolle, da die Strahlungslänge bei den verwendeten Gasmischungen über 50 Meter liegt.

Röntgen-Photonen mit Energien von wenigen keV werden hauptsächlich über den Photo-Effekt absorbiert, wobei die Absorptionslänge stark vom verwendeten Gas abhängt (vergleiche Formel (2.6)). Bei Gemischen mit 30% Xenon und einer Kammerlänge von 12 cm werden praktisch alle Photonen mit  $\hbar\omega < 10$  keV absorbiert (Abbildung 2.4). Die Energie des Photons wird größtenteils in unmittelbarer Nähe des Absorptionsortes in Form von Elektron-Ion-Paaren deponiert (90% in einer Entfernung von weniger als 150  $\mu\text{m}$  für 100% Xenon) [Pil93].

### *Aufbau und Funktionsprinzip einer Driftkammer*

Abbildung 2.6 zeigt den Aufbau einer Driftkammer. Sie besteht aus einem gasgefüllten Nachweisraum, in dem sich ein möglichst homogenes elektrisches Feld befindet. Dieses Feld wird erzeugt von zwei Kathodenflächen und mehreren in einer Ebene liegenden Anodendrähten.

Um die Stärke des Feldes in einem großen Teil des Nachweisraumes zu regulieren, existieren außerdem noch Feldformungsdrähte, deren Spannung unabhängig von der Anodenspannung einstellbar ist. Typische Feldstärken in einer Kammer betragen einige kV/cm. Das Signal der Anodendrähte wird an einem oder beiden Enden des Drahtes ausgelesen.

Die Ionisationsverluste eines Teilchens in einer Driftkammer erzeugen entlang der Spur, wie beschrieben, eine Anzahl von primären Ionenpaaren<sup>6</sup> (Elektron + Kation).

<sup>6</sup>Bei Xenon als Kammergas beträgt das  $dE/dx$  für minimal-ionisierende Teilchen beispielsweise 6,76 keV/cm, verursacht durch ungefähr 44 ionisierende Teilchen-Elektron-Stöße pro cm. Da einige der angestoßenen Elektronen weitere Atome ionisieren, werden insgesamt 307 Ionenpaare pro cm erzeugt

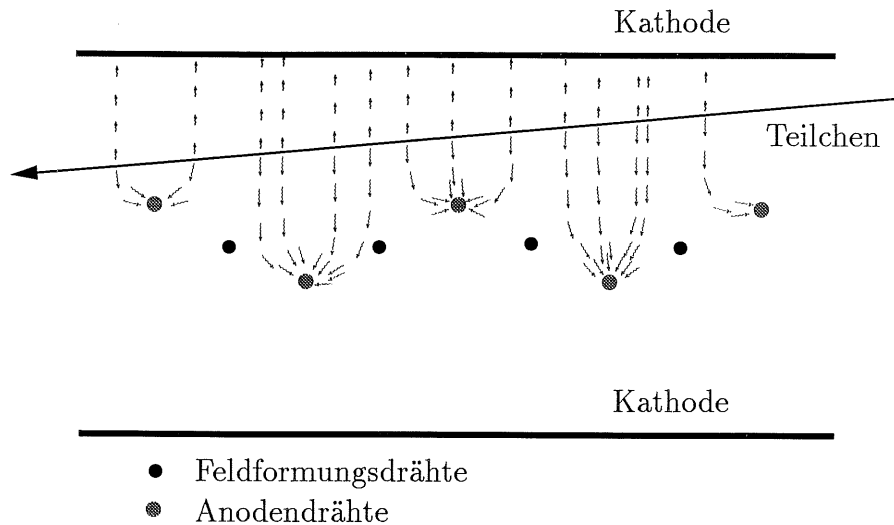


Abbildung 2.6: Prinzip einer Driftkammer. Schematisch dargestellt sind einige driftende Elektronen (lange Pfeile) und Kationen (kurze Pfeile). Die Kationen driften zur Kathode, und die Elektronen driften zu den Anodendrähten, in deren Nähe es zur Ausbildung einer Elektronenlawine kommt, die auf den Drähten ein Signal erzeugt.

Aufgrund des Feldes in der Kammer driften die Elektronen zur Anode<sup>7</sup> und die Ionen zur Kathode. Die Feldstärke im homogenen Bereich der Kammer („Driftraum“) ist so klein, daß die driftenden Elektronen keine weitere Ionisation erzeugen. Ihre Driftgeschwindigkeit ist in diesem Bereich konstant und beträgt typischerweise (je nach Gasgemisch und Driftspannung) zwischen  $0,1 \text{ cm}/\mu\text{s}$  und  $10 \text{ cm}/\mu\text{s}$ . Erst in der Nähe des Drahtes („Verstärkungsraum“) nimmt die Feldstärke zu und die Elektronen erhalten ausreichend kinetische Energie, um Gasatome zu ionisieren. Dies führt zu einem exponentiellen Anstieg der Anzahl der freien Elektronen („Elektronenlawine“), so daß die Zahl der auf dem Draht ankommenden Elektronen ein Vielfaches der Zahl der Elektronen ist, die primär erzeugt wurden. Das Verhältnis bezeichnet man als *Gasverstärkung*. Bei Driftkammern (allgemeiner „Proportionalkammern“) wird durch die Wahl der Kammeranspannungen sichergestellt, daß die Gasverstärkung nur wenig mit der Anzahl der primären Ionen variiert. Typische Gasverstärkungen liegen bei einigen 10000.

Die auf dem Draht ankommenden Elektronen verursachen ein Spannungssignal

[Fer86].

<sup>7</sup>Befindet sich die Driftkammer in einem Magnetfeld, so driften die Elektronen nicht in Richtung der Feldlinien, sondern in einem bestimmten Winkel dazu. Diesen Winkel nennt man *Lorentzwinkel*  $\alpha$ :  $\tan(\alpha) = \frac{B_{\perp} \cdot v}{E}$ , wobei  $B_{\perp}$  die Magnetfeldkomponente senkrecht zum Elektrischen Feld mit der Feldstärke  $E$  ist.  $v$  bezeichnet die Driftgeschwindigkeit.

(„Puls“), das an einem oder beiden Enden des Drahtes ausgelesen werden kann. Das Zeitintegral über einen Puls ist dabei proportional zur Anzahl der am Draht ankommenden Elektronen und somit auch zur Anzahl der primär erzeugten Ionenpaare.

Da die Elektronen in einer Driftkammer mit konstanter Geschwindigkeit driften, kann man aus dem Zeitpunkt des Pulsanstiegs und der Kenntnis dieser Geschwindigkeit den Abstand der Teilchenspur vom Draht berechnen. Mittels der Auswertung von Pulsen von verschiedenen Drähten kann die Teilchenspur so mit großer Genauigkeit ( $\approx 100 \mu\text{m}$ ) rekonstruiert werden.

### 2.2.2 Abschließende Betrachtungen

Durchfliegt ein Elektron ein Modul des FTD, so deponiert es in der radialen Driftkammer Energie über Ionisationsverluste und über im Mittel 1–2 Übergangsstrahlungsphotonen, sofern die Gasmischung xenonhaltig ist. Die Größenordnung dieser beiden Beiträge ist vergleichbar, so daß eine Trennung von Elektronen und Hadronen möglich ist, da letztere nur über Ionisationsverluste Energie deponieren. Statistische Fluktuationen in der Anzahl der Übergangsstrahlungsphotonen und im Ionisationsverlust erlauben allerdings keine ausreichende Elektron/Hadron-Trennung mit nur einem Modul. Daher wird bei H1 ein Übergangsstrahlungsdetektor aus drei Radiatoren und drei radialen Driftkammern verwendet.

---

### III.

## *Rekonstruktion, Bewertung und Selektion von FTD-Spuren*

---

Eine Bewertung der Elektron/Hadron-Trennungsfähigkeiten der Radiatoren und der radialen Driftkammern ist nur durch die Analyse von selektierten Vorwärtsspuren und der in den radialen Driftkammern deponierten Ladung möglich. Um sinnvolle Selektionskriterien entwickeln zu können, ist die Kenntnis der Stärken und Schwächen des Rekonstruktionsverfahrens, sowie die Kenntnis des Verhaltens der Kammern im H1-Betrieb nötig. Daher wird in diesem Kapitel zuerst das Rekonstruktionsverfahren erläutert und bewertet. Dann werden einige beim Betrieb der Kammern auftretende Probleme angesprochen, und als letztes werden basierend auf den gewonnenen Erkenntnissen Selektionskriterien für Spuren angegeben.

### *3.1 Spurrekonstruktion mit dem FTD*

#### *3.1.1 Rekonstruktion radialer Hits*

Wie in Abschnitt 2.2.1 erläutert wurde, verursacht ein Teilchen, das an einem Draht der radialen Driftkammern vorbeifliegt, einen Spannungspuls, auch „Hit“ genannt, aus dem sich über die Driftzeit der Abstand der Spur zum Draht und über die Pulshöhe die in der Kammer deponierte Energie bzw. Ladung bestimmen lassen. Die Bestimmung des Abstandes ist eine Voraussetzung, um später aus den von einem Teilchen verursachten Hits die Spur dieses Teilchens rekonstruieren zu können. Für die radialen Driftkammern ist die Bestimmung dieser Größen folgendermaßen realisiert worden [Bur95]: Die erzeugten Pulse werden an beiden Enden jedes Drahtes von einem 8 Bit nichtlinearen 104 MHz FADC (Flash Analog to Digital Converter) ausgelesen. Nach



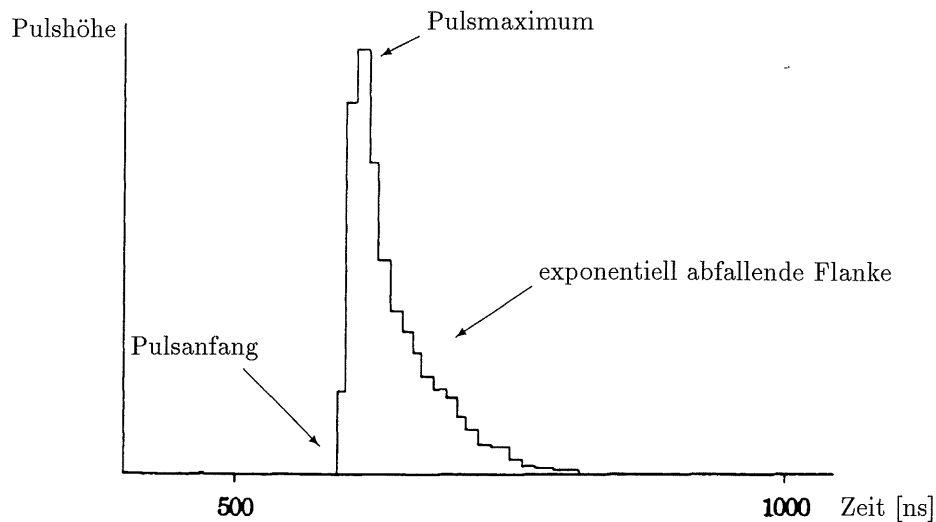


Abbildung 3.1: Ein typischer FADC-Puls. Man erkennt den schnellen Anstieg der Pulshöhe und den langsamen exponentiellen Abfall.

einer Linearisierung und einer Pedestalkorrektur<sup>1</sup> werden die so bearbeiteten Signale vom QT-Algorithmus [San90] weiter bearbeitet. Die Aufgabe dieses Algorithmus ist es, Hits und Untergrundrauschen zu unterscheiden und voneinander zu trennen und die zu jedem Hit gehörige deponierte Ladung und Driftzeit zu bestimmen. In Abbildung 3.1 ist ein typischer Puls dargestellt. Man erkennt den schnellen Anstieg der Pulshöhe und den exponentiell abfallenden „Schwanz“. Die Driftzeit läßt sich hieraus als die Differenz der Zeitpunkte des Pulsanfangs und des Durchganges der Spur durch die Kammer<sup>2</sup> bestimmen und die deponierte Ladung als das Zeitintegral über die Pulshöhe eines Hits.

Zur Erkennung eines Hits wird gefordert, daß die Pulshöhe mindestens über einen Bereich von zwei Zeitbins<sup>3</sup> deutlich ansteigt und direkt anschließend über einen Bereich von mindestens zwei Zeitbins deutlich abfällt. Mit diesem Kriterium läßt sich der größte Anteil des Untergrundrauschens unterdrücken.

Schwieriger ist die Trennung von Hits, die von verschiedenen Spuren verursacht wurden, sofern diese Spuren nur wenige Millimeter auseinander liegen. Abbildung 3.2 zeigt das zu trennende Signal für solch einen Fall. Die zeitliche Überlagerung mehrerer Hits bezeichnet man auch als „Cluster“. Der QT-Algorithmus zerlegt das Cluster sukzessiv in einzelne Hits, indem er jeweils das erste Maximum des Clusters erkennt, dieses als Pulsmaximum eines Hits interpretiert und den Hit vom Rest des Clusters unter Annahme einer exponentiell abfallenden Flanke subtrahiert, bis alle vermeintlichen Hits des Clusters einschließlich ihrer Ladungs- und Zeitinformation erkannt wurden.

<sup>1</sup>von engl. pedestal = Sockel. Auch ohne ein am Eingang anliegendes Analogsignal liefert der FADC ein im wesentlichen konstantes Ausgangssignal. Dieses wird in der Pedestalkorrektur subtrahiert.

<sup>2</sup>Die Information wird durch unabhängige Detektorkomponenten in Verbindung mit dem Trigger geliefert.

<sup>3</sup>Ein Zeitbin hat eine Länge von 9,6 ns.

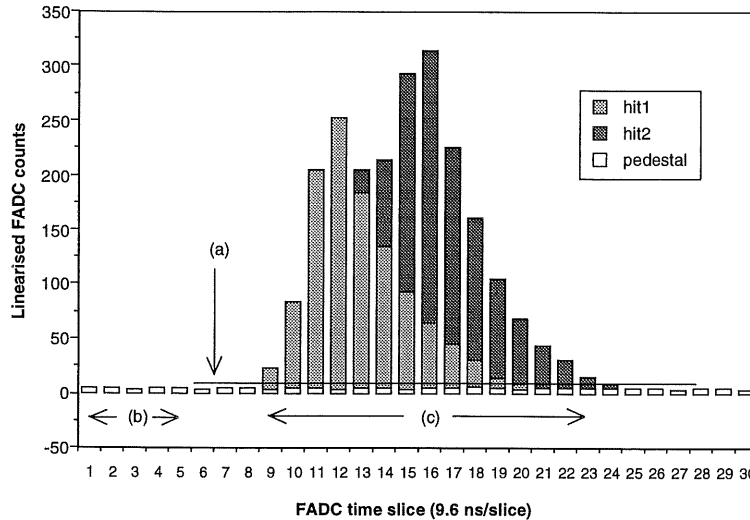


Abbildung 3.2: Dargestellt ist ein Ladungspuls der aus zwei überlagerten Hits besteht. Der QT-Algorithmus erkennt die Überlagerung und schneidet die Hits wie durch die Schraffierung angedeutet auseinander. (aus [Bur95])

### Grenzen der Hitrekonstruktion

Die Hitrekonstruktion für die radialen Driftkammern wurde im Hinblick auf die Spurrekonstruktion optimiert. Für die Erkennung von Übergangsstrahlung ergeben sich daraus einige prinzipielle Probleme. Durchquert ein Elektron den FTD, so wird in den radialen Driftkammern aufgrund von  $dE/dx$  und eventuell aufgrund von Übergangsstrahlungsphotonen Ladung deponiert. Dabei sind die primären Ladungsträger vom  $dE/dx$  statistisch über die gesamte Spurlänge in einem Wedge verteilt, wohingegen die Photonen ihre gesamte Primäronisation im Normalfall kollinear zur Spur an einem Ort des Wedges erzeugen. Unterschiedlichen Orten auf der Spur entsprechen aber unterschiedliche Driftzeiten, so daß man für das  $dE/dx$ -Signal auf dem Draht einen relativ breiten Puls (verursacht durch das  $dE/dx$ ) erwartet, auf den ein schmalere Puls — das Signal eines Übergangsstrahlungsphotons — aufgesetzt ist. Es ist daher zu erwarten, daß der Gesamtpuls zwei Extrema aufweist. Aus der Beschreibung des QT-Algorithmus in Abschnitt 3.1.1 geht hervor, daß solch ein Puls fälschlich wie ein Cluster aus zwei Hits behandelt werden kann und somit zwei Hits rekonstruiert werden, von denen nur einer bei einer eventuell rekonstruierten Spur verwendet würde. Der andere Hit würde der Spur nicht zugeordnet und stünde somit für eine Analyse nicht mehr zur Verfügung. Ein Indiz dafür, daß dieses Problem relevant ist, ist die Tatsache, daß der Anteil von Hits, die Bestandteil eines Clusters sind, für Elektronen deutlich höher (52%) ist als für Hadronen (39%). Dies würde man bei einer Rekonstruktion, die in Hinblick auf die

Teilchenidentifikation optimiert wäre, nicht in solchem Maße erwarten.

Dieses Problem verschlechtert sicherlich die Teilchenidentifikationsmöglichkeiten des FTD, da nicht die gesamte deponierte Ladung analysiert werden kann.

### 3.1.2 Spurrekonstruktion

Die Aufgabe der Spurrekonstruktion ist es, aus den von der Hitrekonstruktion bereitgestellten Driftzeiten bzw. Driftdistanzen aller Hits Spuren zu rekonstruieren und für diese Spuren wichtige Größen wie die Spurkrümmung und die Spurlage zu bestimmen. Das Prinzip dieses Verfahrens soll an Abbildung 3.3 an einer Gruppe von 4 Drähten erläutert werden. Ein Teilchen, das durch die Kammer fliegt, erzeugt im Normalfall auf jedem der vier Drähte einen Hit. Diese sind charakterisiert durch die Driftdistanzen S1–S4. Aus diesen Driftdistanzen läßt sich nun eindeutig die Ebene („track plane“) parallel zu den Drähten bestimmen, die die Spur enthält, da jeweils zwei Hits eine solche Ebene definieren und die anderen beiden Hits zur Überprüfung dieser Hypothese dienen können. Eine an der Drahtebene („wire plane“) gespiegelte Spur läßt sich aufgrund des Versatzes („stagger“) der Drähte untereinander ausschließen. Die Lage der Spur *in* der Spurebene kann nur mittels weiterer, anders orientierter Drähte festgestellt werden.

Der komplexe Aufbau der Vorwärtsspurkammern (FTD) erfordert insgesamt für die Spurrekonstruktion ein komplizierteres Verfahren [Bur95], das sich aber in den Grundzügen nicht von dem einfachen Verfahren unterscheidet. Die Spurrekonstruktion verläuft in mehreren Schritten, die hier vereinfacht dargestellt werden sollen:

#### Rekonstruktion von Spurstücken

Für jedes der drei planaren und drei radialen Module werden *Spurstücke* aus 4 Hits (planare Kammern), bzw. 3 Hits (radiale Kammern) gebildet:

- Planare Driftkammern  
Im ersten Schritt der Spurrekonstruktion wird versucht, getrennt für jede der 3 Orientierungen in einem planaren Modul, wie oben beschrieben und in Abbildung 3.3 dargestellt, Spurstücke zu rekonstruieren. Bei hoher Spurmultiplicität und damit auch hoher Hitdichte in den planaren Driftkammern ist die korrekte Zuordnung der Hits zueinander aufgrund der Unkenntnis der Hitkoordinaten in Drahtlängsrichtung schwierig. Es werden daher bevorzugt solche Spurstücke rekonstruiert, deren Spurebene den primären Vertex beinhaltet, da die meisten Teilchen von dort kommen. Aus Hits, die sich nicht zu Spurstücken aus 4 Hits verbinden lassen, werden, falls möglich, Spurstücke aus nur drei Hits gebildet.
- Radiale Driftkammern  
Die radialen Kammern sind im Gegensatz zu den planaren nicht in mehrere Orientierungen unterteilt. In der ersten Stufe der Spurrekonstruktion werden daher

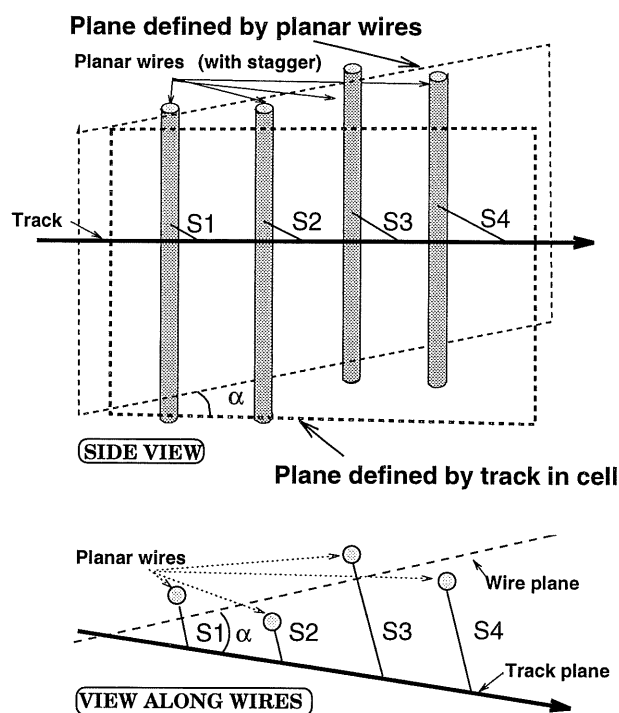


Abbildung 3.3: Bestimmung der Spurebene („track plane“) einer Spur anhand von Hits einer Orientierung einer planaren Spurkammer („planar“). Aufgrund des Versatzes („stagger“) der Drähte bestimmen die Driftstrecken S1–S4 auf eindeutige Weise die Spurebene und damit den Winkel  $\alpha$ . (aus [Bur95])

je 3 benachbarte Hits eines Wedges zu einem Spurstück rekonstruiert, falls sie im Rahmen der Auflösung auf einer Geraden in der  $\varphi$ -z-Ebene liegen.

### Rekonstruktion von Spurabschnitten

Die drei bzw. vier Hits langen Spurstücke werden für jedes Modul getrennt zu *Spurabschnitten* von der Länge eines Moduls verbunden:

- Planare Driftkammern

Jeweils drei Spurstücke aus den drei Drahtgruppen einer Kammer werden verbunden. Ein Spurstück definiert eine Ebene, die die Spur enthält (Abbildung 3.4). Zwei Spurstücke definieren folglich bereits eine Gerade und damit einen Spurstückabschnitt, falls sie wirklich zusammengehören. Um diese Zusammengehörigkeit sicherzustellen, benötigt man ein Spurstück der verbliebenen Orientierung, dessen

Spurebene die von den beiden anderen Spurstücken definierte Gerade mit einer gewissen Toleranz enthält. Die drei Spurstücke werden zu einem Spurabschnitt zusammengefügt.

Die Ortsauflösung dieser Spurabschnitte liegt gleichermaßen für  $x$  und  $y$  im Bereich  $170 \mu\text{m}$ . Die  $z$ -Koordinate ergibt sich aus der Position der Drähte.

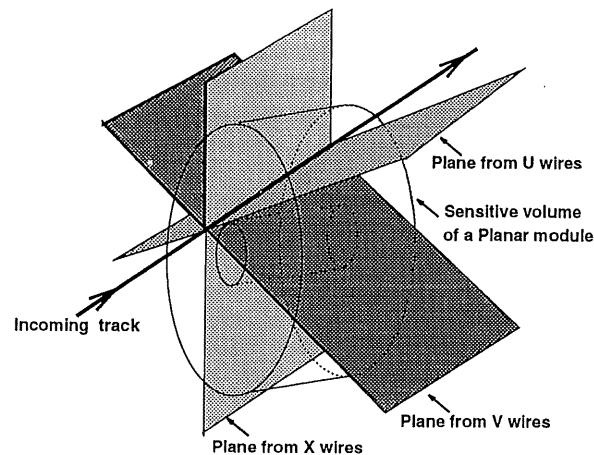


Abbildung 3.4: Von drei Spurstücken in den drei Orientierungen einer planaren Driftkammer definierte Ebenen, die die Bahn des Teilchens enthalten. Die drei Ebenen schneiden sich in einem Winkel von je  $60^\circ$ . (Vergleiche Abbildung 1.7)(aus [Bur95])

- Radiale Driftkammern

Für jedes Wedge der Kammern werden jeweils mindestens zwei Spurstücke verbunden, sofern sie innerhalb einer gewissen Toleranz auf einer Geraden liegen. Weitere Hits, auch in benachbarten Wedges, werden dem so definierten Spurabschnitt soweit möglich zugeordnet.

Aus diesem Verfahren ergibt sich, daß ein Spurabschnitt aus mindestens vier Hits besteht. Die Ortsauflösung beträgt in Driftrichtung ungefähr  $200 \mu\text{m}$  und in  $r$ -Richtung  $3 \text{ cm}$ .

### Verbinden der Spurabschnitte zu Spuren

Aus den Spurabschnitten der drei planaren und drei radialen Kammern werden nun *Spuren* gebildet. Hierzu werden die Spurabschnitte unter Berücksichtigung des Magnetfeldes — also als Helix — in benachbarte Module extrapoliert. Spurabschnitte werden verbunden, falls ihre Extrapolationen mit der geforderten Genauigkeit zusammenpassen. Da der Verlauf der Spurabschnitte der radialen Driftkammern in  $r$ -Richtung nur

mit einer Auflösung im cm-Bereich rekonstruiert werden kann, wird für jede Spur gefordert, daß sie mindestens einen planaren Spurabschnitt enthält.

Im letzten Schritt der Spurrekonstruktion werden die Spurparameter (Impuls, Polarwinkel, Azimutalwinkel und die Spurkoordinaten) und die dazugehörigen Fehler bestimmt. Es wird dabei Vielfachstreuung am Material des FTD berücksichtigt, so daß man zwei unterschiedliche Parametersätze für den Spuranfangspunkt und den Spurendpunkt erhält.

### Grenzen der Spurrekonstruktion

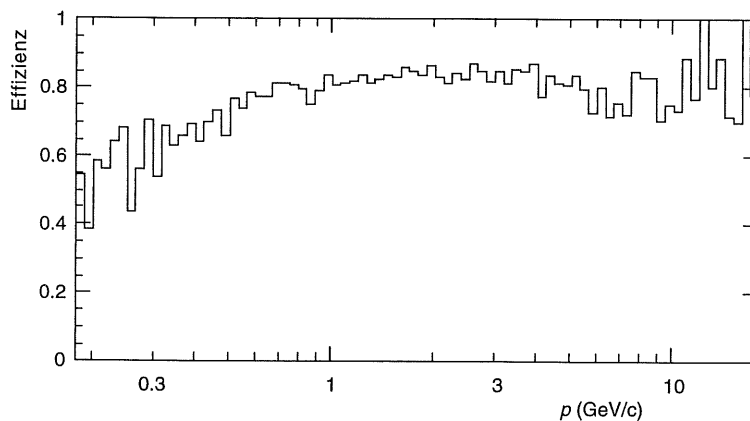


Abbildung 3.5: Spurrekonstruktionseffizienz in Abhängigkeit vom Impuls der Spur auf Monte-Carlo-Ebene (aus [Bur95])

Bei 80% aller Teilchen mit mehr als 1 GeV Energie, die den FT vollständig durchqueren, kann eine Spur rekonstruiert werden (Abbildung 3.5). Allerdings werden nur selten Spuren mit sechs Spurabschnitten rekonstruiert. Tabelle 3.1 zeigt an einem Beispiel die Anzahl an rekonstruierten Spuren in Abhängigkeit von der Anzahl der planaren Spurabschnitte (maximal drei).

| Planare Segmente | Spuren |
|------------------|--------|
| 1                | 176191 |
| 2                | 34314  |
| 3                | 7680   |

Tabelle 3.1: Anzahl der rekonstruierten Spuren aus einem Teil der Daten in Abhängigkeit von der Anzahl der rekonstruierten planaren Spurabschnitte

Man erkennt, daß die Anzahl an Spuren mit wachsender Anzahl an Segmenten rasch abfällt. Als Ursachen kommen verschiedene Punkte in Frage:

- Ausgefallene und ineffiziente Detektorkomponenten  
Einige Drähte und Drahtgruppen waren zur Zeit der Datennahme abgeschaltet oder in ihrer Effizienz erheblich reduziert.
- Schwierigkeiten bei der Zuordnung der Spurstücke und Spurabschnitte  
Insbesondere bei Ereignissen mit großer Spurmultiplicität findet man bei einer Durchsicht häufig Spurabschnitte die „offensichtlich“ zusammengehören, was aber nicht erkannt wurde.

Ein anderes — für diese Arbeit sehr wichtiges — Problem betrifft die Impulsrekonstruktion für Elektronspuren. Bei Elektronen beobachtet man für Monte-Carlo-Spuren, daß die Impulse im Mittel zu groß rekonstruiert werden (Abbildung 3.6). Für andere Teilchensorten tritt dieser Effekt nicht oder nur sehr abgeschwächt auf. Die Stärke des Effekts nimmt mit wachsender Anzahl an rekonstruierten planaren Spurabschnitten ab<sup>4</sup>.

Die Tatsache, daß nur Elektronspuren betroffen sind, deutet auf eine Erklärungsmöglichkeit hin. Elektronspuren kommen fast ausschließlich von sekundären Vertices, und meistens handelt es sich um eine Spur eines  $e^+e^-$ -Paares. In der Nähe des sekundären Vertex, der sich durchaus innerhalb des FTD befinden kann, ist der Abstand beider Spuren noch sehr klein. Eine Möglichkeit ist nun, daß einige Hits der falschen Spur zugeordnet werden (dieses trifft zumindest auf Monte-Carlo-Ebene zu). Da solche Hits am Spuranfang liegen, führt dies in der Spurrekonstruktion zu einer Verringerung der rekonstruierten Krümmung und damit zu größeren Impulsen. Dieser Effekt tritt nur bei Elektronen auf, da sie bei weitem den größten Anteil an den sekundären Paaren ausmachen, deren Vertex sich im oder kurz vor dem FTD befindet.

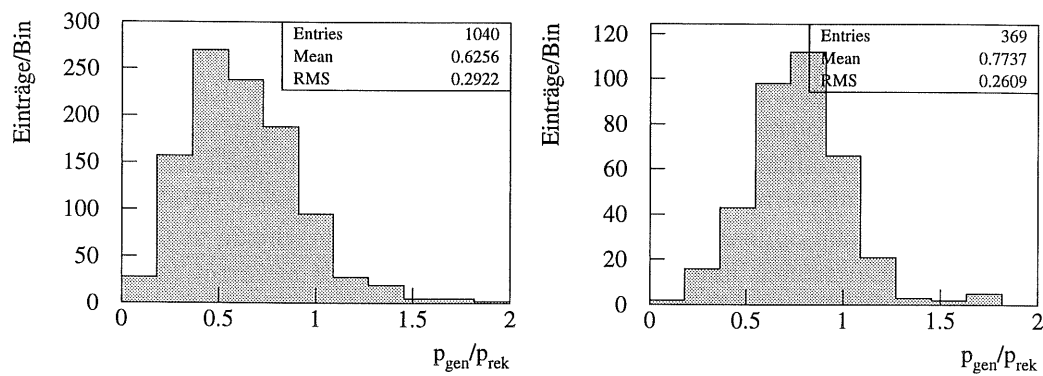
### 3.2 Spezielle Probleme mit den radialen Driftkammern

Ein Prototyp der radialen Driftkammern wurde 1991 zusammen mit einem Radiator-teilstück am CERN<sup>5</sup> auf ihre Eignung für die Elektron/Pion-Trennung getestet [Grä92]. Hierbei wurden in verschiedenen Testläufen Elektronen und Pionen mit Impulsen zwischen 5 GeV/c und 50 GeV/c auf die Kammern geschossen. Für Teilchen von 5 GeV/c und bei einem Betrieb der radialen Kammern mit einem Gasgemisch aus Xe/He/Ethan im Verhältnis 30/30/40 wurden die in Abbildung 3.7 gezeigten Ladungsverteilungen für die ersten sechs Drahtebenen aufgenommen. Man erkennt deutliche Unterschiede in den Verteilungen für Elektronen und Pionen, die sich durch Übergangsstrahlung erklären

<sup>4</sup>In den H1-Daten ist dieses Problem auch vorhanden. Dieses kann aus Vergleichen der Impulsspektren für Monte-Carlo-Elektronen und Daten-Elektronen geschlossen werden (Siehe auch Abbildung 3.6).

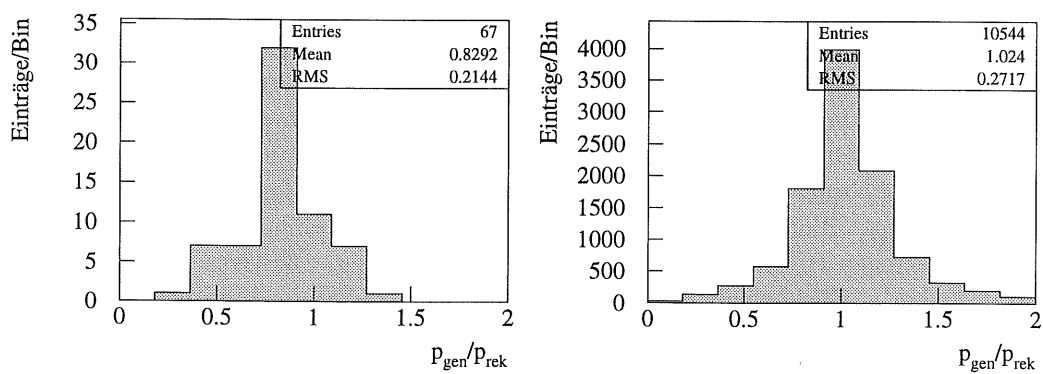
<sup>5</sup>CERN = Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire





(a) Elektronen; 1 planarer Spurabschnitt

(b) Elektronen; 2 planare Spurabschnitte



(c) Elektronen; 3 planare Spurabschnitte

(d) Pionen; mind. 1 planarer Spurabschnitt

Abbildung 3.6: Verhältnis des generierten Impulses zum rekonstruierten Impuls für Spuren mit einem rekonstruierten Impuls über 1 GeV/c

lassen. Insbesondere erkennt man die durch Übergangsstrahlungsphotonen hervorgerufenen Strukturen auf der abfallenden Flanke des  $dE/dx$ -Spektrums der Elektronen. Diese nehmen mit steigender Drahtebenenzahl ab, da die Photonen im wesentlichen auf den vordersten Drähten absorbiert werden. Die Elektron/Pion-Trennung betreffend, konnte bei 90% Elektron-Akzeptanz<sup>6</sup> eine Pion-Kontamination von nur 1%-2% erreicht werden.

Beim späteren Betrieb der radialen Driftkammern bei HERA ergaben sich einige unerwartete Probleme. Es stellte sich heraus, daß bei Betrieb der Kammern bei hohen Strahlströmen die Anzahl an gefundenen Hits auf den Drähten der vorderen Drahtebenen mit der Zeit abnahm (Abbildung 3.8). Desweiteren unterschieden sich für diese Drähte die Ladungsverteilungen deutlich von denen der hinteren Drahtebenen. Außerdem waren insbesondere für die erste Drahtebene Unterschiede zwischen den Verteilungen für Elektronen und Pionen deutlich geringer als erwartet (Abbildung 3.9) und das auch für die zwei Perioden 1993 und 1994, in denen statt des Argon/Ethan-Gasgemisches ein Xenon/Helium/Ethan-Gemisch verwendet wurde.

Die wahrscheinlichen Ursachen für dieses im Gegensatz zu den Testläufen deutlich schlechtere Kammerverhalten sind die durch die hohen Strahlströme bei HERA bedingten Teilchenstromdichten und der Synchrotronstrahlungsuntergrund in den Kammern. Beide Effekte führen zu einer hohen Ionendichte im Gasvolumen der Driftkammern und der Radiatoren. Einige dieser Ionen lagern sich an die Mylarfolie an, die den Gasraum eines Radiators vom Gasraum einer radialen Kammer trennt. Die Anlagerung geschieht auf der Seite der Driftkammer. Da die Folie nichtleitend ist, lädt sie sich hierdurch elektrisch auf, was zu einer Veränderung der Feldverläufe und Potentiale in der radialen Driftkammer führt. Als negative Folge bilden sich Bereiche unterschiedlicher Feldstärken aus. Hierdurch wird die Orts-Driftzeit-Relation und die Gasverstärkung für die betroffenen Drähte im erhöhten Maße ortsabhängig. Die Orts-Driftzeit-Relation verändert sich außerdem mit der Zeit, so daß eine Korrektur auf Software-Ebene nicht möglich ist. Wahrscheinlich müssen Änderungen an der Kammer durchgeführt werden, um die genannten Effekte beheben zu können<sup>7</sup>.

Die hohe Ionendichte erlaubt es außerdem nicht, die Kammern mit den optimalen Spannungen zu betreiben, da es ansonsten zu Durchschlägen kommt, die die Kammern schädigen können. Darum ist die Gasverstärkung geringer eingestellt als erwünscht wäre. Die sehr geringen Unterschiede in den Ladungsverteilungen auf den Drähten der ersten Drahtebene für Elektronen und Hadronen versucht man mit folgendem Modell zu erklären:

Die zwei Annahmen sind, daß einerseits durch die veränderten Feldverläufe die Gasverstärkung erheblich reduziert ist und andererseits ein Teil der Ladung nicht registriert wird. Dies würde dazu führen, daß die Verteilungen nur dem abgeschnittenen „Schwanz“ der Verteilungen der anderen Drähte entsprechen. In Abbildung 3.10 wurde dieser Gedanke konsequent zu Ende gedacht und überprüft, inwieweit sich der

<sup>6</sup>Zu den Begriffen Akzeptanz und Kontamination siehe Anhang A.

<sup>7</sup>Versuche hierzu, sowie Simulationen mit „Garfield“, einem Driftkammersimulationsprogramm, sind im Gange.

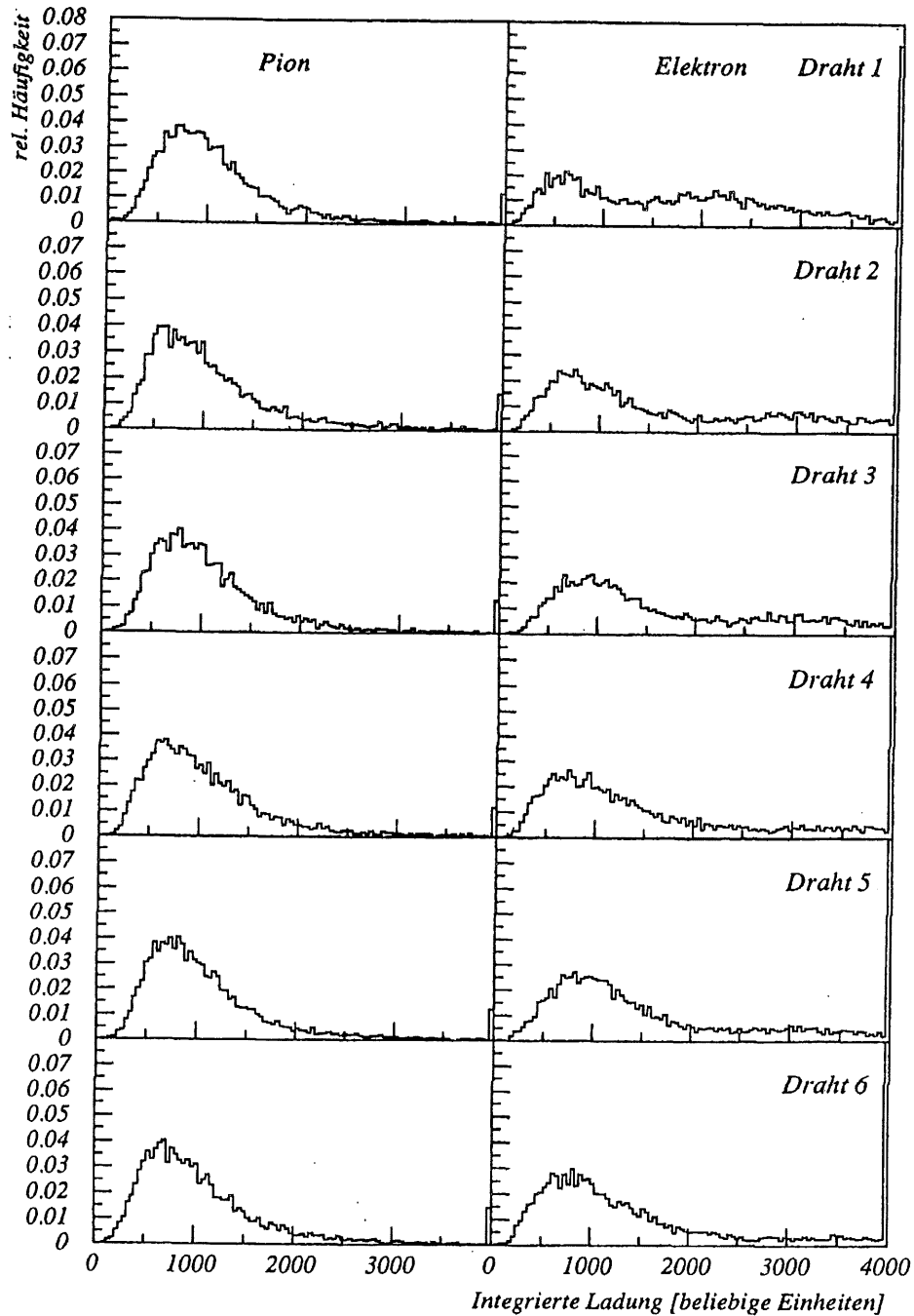


Abbildung 3.7: Normierte Verteilungen der deponierten Ladung für Pionen (links) und Elektronen (rechts) für die Drahtebenen 1–6, aufgenommen während der CERN-Tests 1991 [Grä92]. (aus [Pil93])

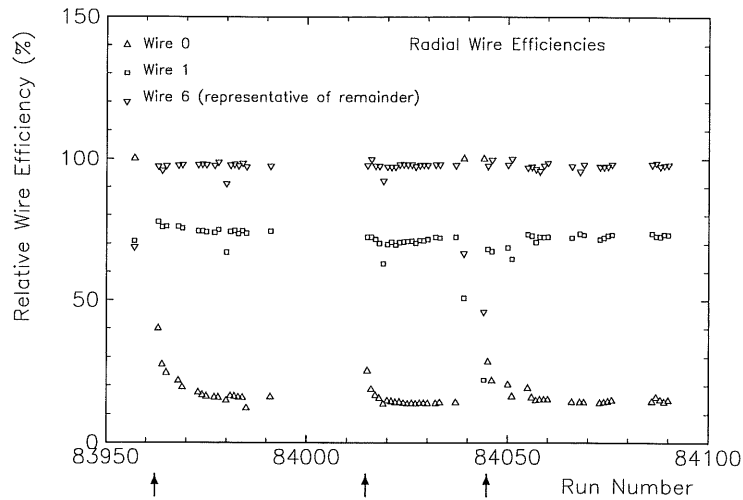


Abbildung 3.8: Effizienz der Drähte in den radialen Driftkammern als Funktion der Runnummer und der Drahtebene. Die Pfeile markieren den Zeitpunkt einer neuen Elektronfüllung. „Wire 0,1,6“ entsprechen Drahtebenen 1, 2 und 7. Man erkennt eine deutliche Abnahme der Effizienz der Drähte der vordersten beiden Drahtebenen kurz nach Beginn der Füllung und die generell niedrige Effizienz dieser Drahtebenen. Ausgewertet wurden die an einem Tag der Runperiode 1993 genommenen Daten.

„Schwanz“ einer weitgehend unbeeinflussten Ladungsverteilung für einen hinteren Draht mit einer gestreckten (um die geringere Gasverstärkung auszugleichen) Ladungsverteilung für Drahtebene 1 zur Deckung bringen läßt. Das sehr gute Übereinstimmen der Kurven unterstützt das Modell.

Ein anderer Effekt, den man bei diesem Modell erwarten würde, ist eine erhöhte Wahrscheinlichkeit eines Hits auf den vorderen Drähten für Elektronen gegenüber Hadronen, da Elektronhits im allgemeinen eine höhere Ladung als Pionhits haben und daher häufiger nachgewiesen werden. Auch dieser Effekt wurde beobachtet, wie man aus Tabelle 3.2 ersehen kann. Die Drahteffizienz auf den Drähten der vordersten Drahtebene ist für Elektronen etwa doppelt so groß wie für Hadronen.

Zusammenfassend kann man festhalten, daß das durch die Aufladung der Mylarfolie bedingte Problem die Kammereigenschaften und damit die Qualität der Daten von 1994 wesentlich zum Negativen hin beeinflusst.

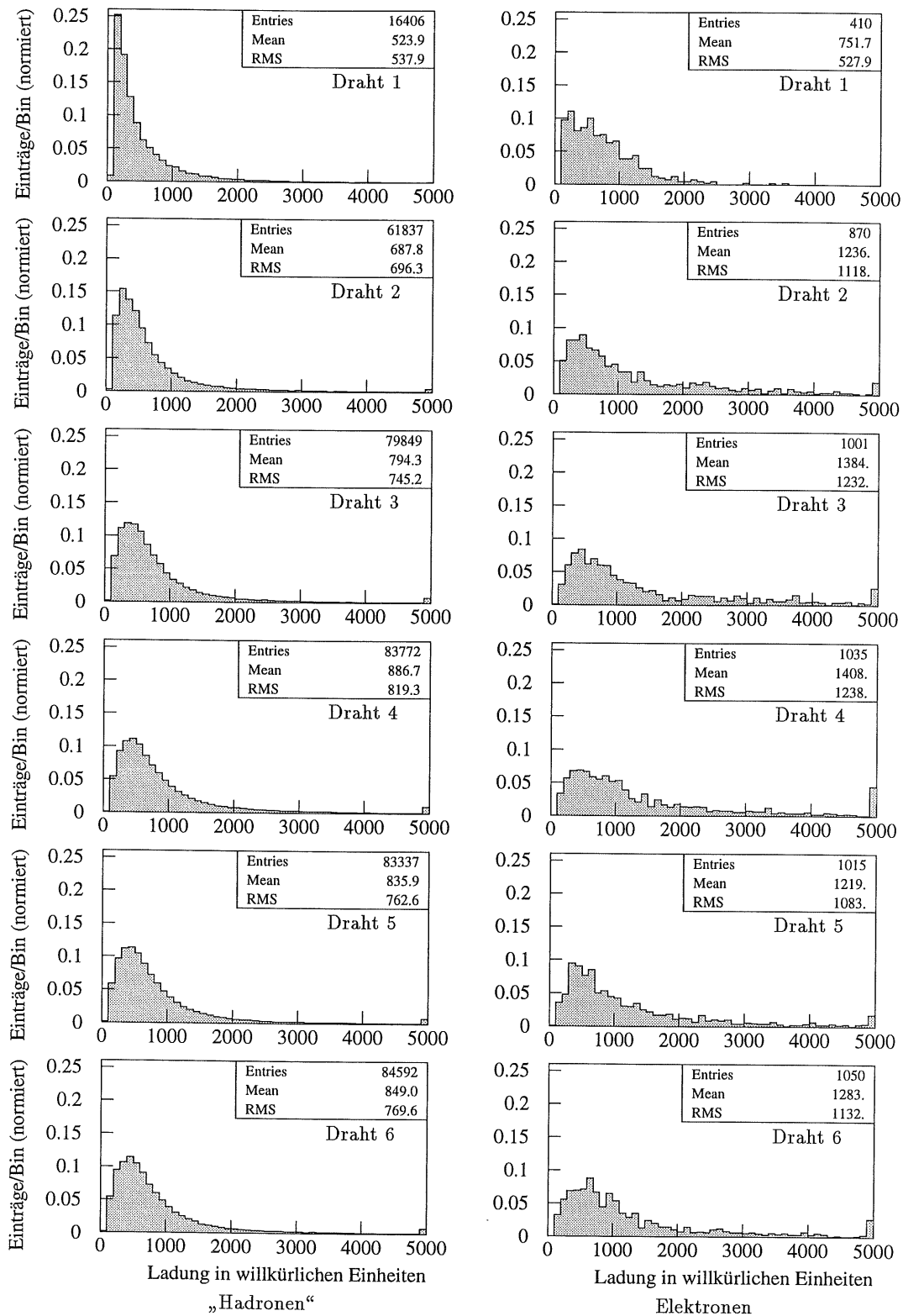


Abbildung 3.9: Normierte Verteilungen der deponierten Ladung für Elektronen und Pionen für die Drahtebenen 1–6 aufgenommen während der Xenon-Periode 1994

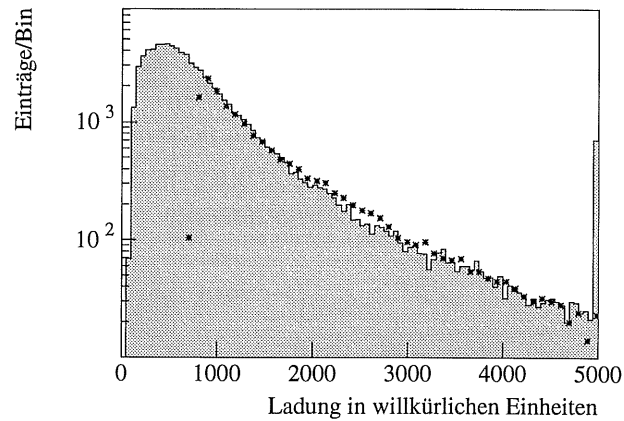


Abbildung 3.10: Nicht normierte Ladungsverteilungen für Drahtebenen 1 (Punkte) und 6 (Histogramm). Im Fall der Drahtebene 1 wurde die Ladung linear korrigiert, um die beiden Verteilungen zur Deckung zu bringen:  $Q' = 1,9(Q + 300)$ .

| Drahtebene | Hadronen | Elektronen |
|------------|----------|------------|
| 0          | 14%      | 34%        |
| 1          | 56%      | 64%        |
| 2          | 74%      | 74%        |
| 3          | 78%      | 79%        |
| 4          | 78%      | 77%        |
| 5          | 79%      | 80%        |
| 6          | 77%      | 76%        |
| 7          | 73%      | 70%        |
| 8          | 76%      | 78%        |
| 9          | 78%      | 84%        |
| 10         | 74%      | 76%        |
| 11         | 68%      | 78%        |

Tabelle 3.2: Anzahl der Hits pro Drahtebene, normiert auf die maximal mögliche Anzahl (3 pro Spur) für Elektron- und Hadron-Spuren mit drei radialen Segmenten. Die Werte lassen sich in erster Näherung als Drahteffizienzen auffassen.

### 3.3 Selektion geeigneter Spuren

Die radialen Driftkammern wurden 1994 die meiste Zeit über mit einem Argon/Ethan-Gasgemisch betrieben. Wegen der verhältnismäßig hohen mittleren Absorptionslänge ( $\approx 140\text{ mm}$  für  $12\text{ keV}$  Photonen)<sup>8</sup> dieses Gemisches für Übergangsstrahlungsphotonen ist es für diese Analyse ungeeignet. Um die Fähigkeiten des Detektors zur Teilchentrennung einschätzen zu können und um Erfahrungen mit Xenon als Kammergas zu sammeln, wurde allerdings in der Zeit zwischen dem 15.10.94 und dem 31.10.94 Xenon/Helium/Ethan in einem Verhältnis 25/40/35 verwendet (die mittlere Absorptionslänge beträgt ungefähr  $50\text{ mm}$  für  $12\text{ keV}$  Photonen). Nur die in dieser Periode aufgezeichneten Ereignisse werden in dieser Arbeit analysiert<sup>9</sup>.

#### Spurselektion

Die Spurselektion soll zwei Zwecke erfüllen:

1. Fehlerhaft rekonstruierte Spuren auszuschließen.
2. Spuren auszuwählen, bei denen sich Übergangsstrahlung besonders gut nachweisen läßt.

Dem ersten Zweck dienen die folgenden Schnitte:

1. relativer Fehler der x-Koordinate des Spuranfangs  $\leq 10\%$
2. relativer Fehler der y-Koordinate des Spuranfangs  $\leq 10\%$
3. relativer Fehler des  $\phi$ -Parameters am Spuranfang  $\leq 2\%$
4. relativer Impulsfehler  $< 100\%$
5. Anzahl der rekonstruierten planaren Spurabschnitte  $\geq 2$

Mit 1–4 werden offensichtlich falsch rekonstruierte Spuren ausgesondert. Schnitt 5 vermindert insbesondere für Elektronen den Impulsfehler (siehe Abschnitt 3.1.2). Außerdem wird dadurch die Wahrscheinlichkeit vermindert, daß die Spur falsch zugeordnete Spurabschnitte (insbesondere radiale) enthält, die von verschiedenen Teilchen stammen.

Dem zweiten Zweck dienen die folgenden Schnitte:

1. Anzahl der Hits in den radialen Driftkammern  $\geq 15$   
(dies impliziert mindestens zwei radiale Spurabschnitte)  
Eine möglichst hohe Anzahl ist erwünscht, da der in der Elektron/Hadron-Trennung erreichbare Elektron-Anreicherungsfaktor<sup>10</sup> mit steigender Hitanzahl zunimmt.

<sup>8</sup>Zum Vergleich: Die Kammerlänge beträgt  $120\text{ mm}$ .

<sup>9</sup>Weitere Angaben über die verwendeten Daten und Monte-Carlos finden sich in Anhang B.

<sup>10</sup>Zu dem Begriff „Anreicherung“ siehe Anhang A.

## 2. $1,5 \text{ GeV}/c \leq \text{Impuls} \leq 4 \text{ GeV}/c$

Um sicherzustellen, daß die Hadronen sich auf der  $dE/dx$ -Kurve im Minimum Bethe-Bloch Formel ( $\gamma\beta \approx 3 \dots 3.5$ ) oder rechts davon befinden und um für die Elektronen einen hohen Lorentzfaktor zu gewährleisten ( $\gamma > 2000$ ), muß ein Mindestimpuls für die Analyse gefordert werden.

Der Maximalimpuls wird auf  $4 \text{ GeV}/c$  festgelegt, um Impulsabhängigkeiten in der Analyse weitgehend ausschließen zu können. Außerdem lassen sich in den Daten kaum noch Elektronen über  $4 \text{ GeV}/c$  nachweisen.

Alle in dieser Arbeit verwendeten Spuren (auch MC-Spuren und Spuren, die zur Ladungskalibration verwendet werden) müssen die bisher angeführten Schnitte erfüllen. In der *Analyse* der Daten ist die Anzahl der radialen Hits von großer Bedeutung. Daher wird dort zusätzlich folgendes gefordert:

- Anzahl der rekonstruierten radialen Spurabschnitte  $\geq 3$

Dieses bewirkt, daß jede Spur im Mittel 25 radiale Hits aufweist.

## *Behandlung radialer Hits*

Wie in Abschnitt 3.1.1 erläutert wurde, ist der von der Rekonstruktion gelieferte Ladungswert ( $Q$ ) nicht immer korrekt. Nur bei isolierten, unzerschnittenen Hits („gute“ Hits) ist der Wert unproblematisch (siehe Abschnitt 3.1.1). Hits, die zu einem vom QT-Programm in mehrere Hits zerteilten Cluster gehören („schlechte“ Hits), sollten in der Analyse getrennt betrachtet werden, da es sich bei dem vermeintlichen Cluster um einen einzelnen Hit gehandelt haben könnte, der Strukturen aufgrund von Übergangsstrahlung aufweist.

„Gute“ Hits werden in der Analyse folgendermaßen definiert:

- Länge der ansteigenden Flanke des Pulses höchstens 2 Bins
- Entfernung vom Anfang des vorherigen Hits 12 Bins<sup>11</sup>
- Entfernung vom Anfang des nächsten Hits 12 Bins.

Da auch „schlechte“ Hits Informationen liefern — d.h.  $Q$ -Verteilungen von Elektronen und Pionen unterscheiden sich signifikant — wird nicht auf die Hitqualität geschnitten. Ansonsten würde man einen großen Teil der Hits pro Spur für die Analyse verlieren.

<sup>11</sup>Ein Puls wird vom QT-Algorithmus über maximal 12 FADC-Bins integriert.



---

## IV.

# *Bestimmung reiner Elektron- und Hadron-Spurmengen*

---

Um beurteilen zu können, ob mit dem Übergangsstrahlungsdetektor und den radialen Driftkammern eine Elektronidentifikation möglich ist, ist es notwendig, zuerst die Teilchensorten der zu untersuchenden Spuren in einer unabhängigen Messung zu bestimmen. Für Vorwärtsspuren ist diese Bestimmung aus geometrischen Gründen maximal durch folgende drei Detektorkomponenten möglich:

- **Zentrale Spurkammern**

Eine Elektron/Hadron-Identifikation ist hier prinzipiell über die Messung von  $dE/dx$  möglich. Allerdings ist für Vorwärtsspuren die Spurlänge innerhalb der zentralen Kammern und insbesondere die Anzahl der Hits sehr klein. Die in der Analyse untersuchten Spuren mit drei radialen Spurabschnitten haben einen Polarwinkel  $\theta$  von maximal  $15^\circ$ . Das bedeutet, daß je nach  $\theta$  nur ungefähr 0–12 Hits in der Kammer CJC1 erzeugt werden können. Diese Anzahl an Hits reicht nicht aus, um im Energiebereich von über 1 GeV eine Elektronidentifikation mittels  $dE/dx$  durchzuführen. Daher wurde diese Möglichkeit in dieser Arbeit nicht weiter untersucht.

- **Flüssig-Argon-Kalorimeter**

Besonders der fein segmentierte Vorwärtsbereich des LAr eignet sich gut zur Elektronidentifikation, da sich erstens fast alle Vorwärtsspuren dorthin extrapolieren lassen und das LAr zweitens sehr unterschiedlich auf Elektronen und Pionen anspricht [And94]. In diesem Kapitel wird daher in Abschnitt 4.2 eine Methode zur Elektronidentifikation mit dem LAr vorgestellt.

- **Die Vorwärtsspurkammern**

Mit dem Vorwärtsspurkammersystem lassen sich unabhängig von Übergangs-

strahlung viele Informationen über die Spuren eines betrachteten Ereignisses gewinnen. Hieraus lassen sich Teile der Kinematik des Ereignisses rekonstruieren, was Rückschlüsse auf die Teilchensorte interessierender Spuren ermöglicht. Insbesondere ist es möglich  $e^+e^-$ -Spurpaare aus Photonkonversionen zu rekonstruieren. In Abschnitt 4.3 wird eine hierauf basierende Methode vorgestellt.

## 4.1 Teilchen im Detektor

Um Elektronen von Hadronen trennen zu können, benötigt man eine ausreichend genaue Vorstellung davon, welche Anteile der *primären* Spuren<sup>1</sup> und der *sekundären* Spuren von Elektronen stammen und was diese Spuren auszeichnet. Der Großteil der in dieser Analyse untersuchten Spuren ist Bestandteil eines Jets. Bei einem Fragmentationsprozeß, der zu der Bildung eines Jets führt, können sehr viele Teilchen unterschiedlichster Sorten erzeugt werden. Von diesen können aber nur solche die Strahlröhre verlassen und im Detektor nachgewiesen werden, die stabil sind oder eine hohe Lebensdauer —  $\gamma\tau \gtrsim 0,1 \text{ m}/c \approx 3 \cdot 10^{-10} \text{ s}$  — haben. Dies sind fast ausschließlich Pionen (geladene), Kaonen, Protonen, Neutronen, Elektronen, Myonen und Photonen. Den mit Abstand größten Anteil machen hierbei die geladenen Pionen und die Photonen aus  $\pi^0$ -Zerfällen<sup>2</sup> aus. Da  $\pi^+, \pi^0, \pi^-$  ein Isospintriplett bilden — dies impliziert vergleichbare Produktionsraten für alle drei Teilchen —, erwartet man in Jets im Mittel gleichviele so entstandene Photonen und geladene Pionen.

MC-Studien zeigen, daß etwa 80% der primären Spuren im FTD von Pionen verursacht werden. Ungefähr 10% sind Protonen, und 10% sind Kaonen. Leptonen machen weniger als 1% Prozent der *primären* Spuren aus.

Für sekundäre Spuren ergibt sich ein anderes Teilchenspektrum. Zwischen dem Wechselwirkungspunkt und den FTD liegt je nach Polarwinkel ungefähr eine halbe Strahlungslänge  $X_0$  (vgl. Abbildung 1.5) an Material (hauptsächlich das Strahlrohr, Kabel der zentralen Spurkammern und die Wand des FTD). Daher konvertiert ein großer Teil der Photonen vor Erreichen des FTD in ein  $e^+e^-$ -Paar. Aufgrund der hohen Anzahl der Photonen ist dies die Hauptquelle von sekundären Spuren im FTD. Die noch häufiger auftretenden geladenen Pionen wechselwirken nur selten (einige Prozent) inelastisch vor Erreichen des Kalorimeters, da das Material zwischen dem Wechselwirkungspunkt und dem Kalorimeter nur einem Bruchteil einer nuklearen Absorptionslänge  $\lambda_I$  entspricht. Die meisten dieser seltenen Wechselwirkungen sind Pion-Kern-Kollisionen, bei denen der Kern normalerweise in einige niederenergetische Teilchen, besonders Pionen, Nukleonen und leichte Kernbruchstücke, fragmentiert, die teilweise Spuren im FTD hinterlassen. Auch sekundäre Myonen durchqueren die Spurkammern. Diese stammen zu ungefähr gleichen Teilen aus Pion- und Kaon-Zerfällen. Aus  $K_0$ -Zerfällen stammt

<sup>1</sup>Als primäre Teilchen und Teilchenspuren werden hier diejenigen bezeichnet, die ihren Ursprung in der Nähe ( $d \lesssim 10 \text{ cm}$ ) des primären Vertex haben. Alle übrigen werden als sekundäre Teilchen bzw. Spuren bezeichnet.

<sup>2</sup>Neutrale Pionen zerfallen zu 99% nach  $8 \cdot 10^{-17} \text{ s}$  in zwei Photonen.

die Mehrzahl der sekundären  $\pi^+\pi^-$ -Paare.

Zusammenfassend ergibt sich also folgendes Bild für sekundäre Spuren mit einem Impuls größer 1 GeV/c:

Elektronen, hauptsächlich solche aus dem Prozeß  $\pi_0 \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow \gamma e^+ e^-$ , machen im Gegensatz zum Fall primärer Teilchen die Mehrheit der sekundären Teilchen — und damit auch sekundären Spuren — im FTD aus. Myonen aus Pion- und Kaon-Zerfällen sowie Pionen, hauptsächlich aus  $K^0$ -Zerfällen und Hadron-Kern-Stößen, kommen in der Häufigkeit an nächster Stelle. Einen geringen Anteil machen Protonen, Deuteronen und schwerere Kernfragmente aus; insbesondere, da diese im allgemeinen einen niedrigen Impuls haben.

Der Anteil der sekundären Spuren an der Gesamtzahl der Spuren ist stark impulsabhängig. Bei Impulsen von 1 GeV/c–2 GeV/c sind 5%–10% der Spuren sekundär. Da die meisten der sekundären Spuren von Elektronen stammen, erwartet man also, daß zwischen 5%–10% sämtlicher Spuren von Elektronen verursacht werden.

## 4.2 Teilchenidentifikation mit Hilfe des Kalorimeters

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter ist das wichtigste Instrument zur Elektron/Hadron-Trennung bei H1. Allerdings sind die vorhandenen Trennverfahren und der Aufbau des Kalorimeters auf die Erkennung von isolierten und größtenteils hochenergetischen ( $\gtrsim 4$  GeV) Elektronen ausgelegt, da diesen in einer physikalischen Analyse eine große Bedeutung zukommt<sup>3</sup> [And94]. In dieser Arbeit werden aber aus Gründen der Statistik niederenergetische, zum Teil schlecht isolierte Spuren untersucht<sup>4</sup>, bei denen die Trennfähigkeiten des Kalorimeters deutlich reduziert sind [Loc95, Bor92]. Daher werden in dieser Arbeit vorhandene Verfahren zur Teilchenidentifikation mit dem Kalorimeter an den unteren Impulsbereich angepaßt. Wichtig ist außerdem eine Abschätzung der Leistungsfähigkeit dieser Verfahren, um quantitative Aussagen über den Übergangsstrahlungsdetektor machen zu können. Mit den in diesem Kapitel vorgestellten Verfahren lassen sich beide Ziele erreichen.

### 4.2.1 Grundlagen der LAr-Kalorimetrie

Ein Elektron oder Photon, das in das LAr eindringt, wechselwirkt mit Materie des Kalorimeters, wobei Elektronen hauptsächlich Bremsstrahlungsfotons abstrahlen und Photonen zu  $e^+e^-$ -Paaren konvertieren. Der mittlere Energieverlust pro Wegstrecke wird folgendermaßen beschrieben [PDG94]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{brems}} = \frac{E}{X_0}$$

<sup>3</sup>Zum Beispiel ist die Identifikation des gestreuten Elektrons die Voraussetzung für die Bestimmung der Kinematik tiefinelastischer Ereignisse.

<sup>4</sup>Die meisten Spuren (vor allem Elektronspuren) im Vorwärtsbereich sind niederenergetisch.

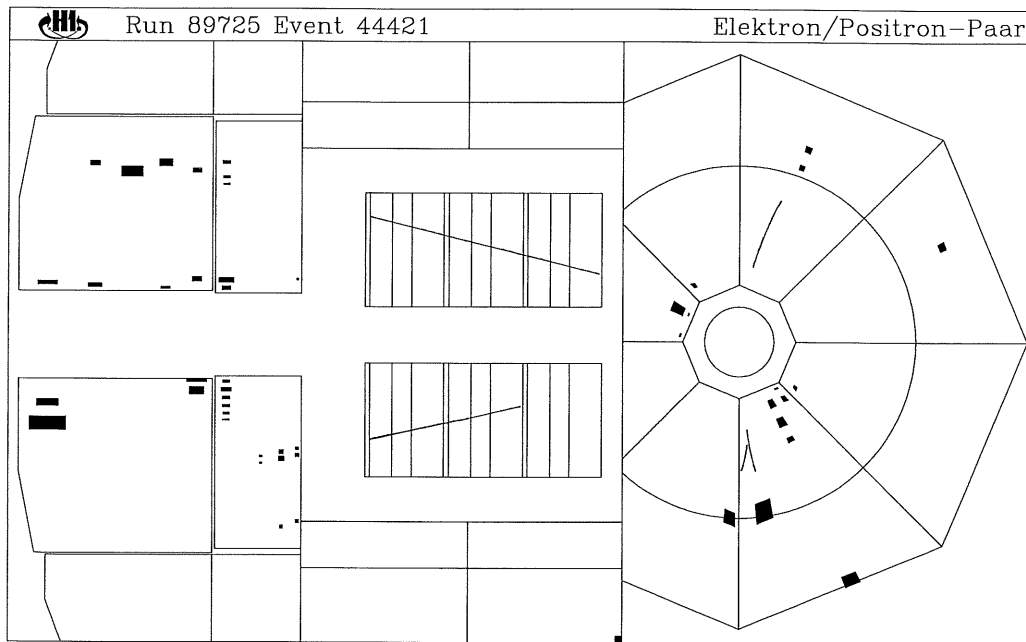


Abbildung 4.1: Ereignis niedriger Spurmultiplicität mit einem Elektron/Positron-Spurpaar (jeweils unten) und einer „Hadron“-Spur (jeweils oben) im FTD

In der linken Hälfte ist eine r-z-Ansicht des Ereignisses abgebildet. Man erkennt das Vorwärtsspurkammersystem und den vorderen elektromagnetischen und hadronischen Teil des Flüssig-Argon-Kalorimeters (vgl. Abbildungen 1.2–1.4). Das Elektron und das Positron überlagern sich in dieser Ansicht. Jedes ausgefüllte Rechteck stellt die in einer Zelle des LAr deponierte Energie dar.

Rechts ist eine x-y-Ansicht des Ereignisses dargestellt. Man erkennt den kreisförmigen Umriss des FTD und das Modul IF1E des elektromagnetischen Teils des LAr. Eingetragen sind die Spuren im FTD und die angesprochenen Zellen im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters.

Die Konstante  $X_0$  nennt man „Strahlungslänge“. Im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters beträgt das mittlere  $X_0$  1,6 cm, in den Bleiplatten sogar nur 0,54 cm. Da sowohl beim Bremsstrahlungsprozeß, als auch bei der Photonkonversion weitere Elektronen und Photonen erzeugt werden, die selbst auch wieder wechselwirken, kommt es innerhalb weniger Strahlungslängen zur Ausbildung eines elektromagnetischen Schauers aus Sekundärteilchen. Das Aufschauern endet, wenn die Teilchen so wenig Energie haben, daß andere Wechselwirkungen, bei denen sich die Teilchenzahl nicht erhöht, und Absorptionsprozesse dominieren. Die Energie der Schauer kann über die Ionisationsverluste niederenergetischer Teilchen im flüssigen Argon gemessen werden, wobei das Signal aufgrund der nicht nachweisbaren Ionisationsprozesse im Blei korrigiert werden muß [Bor92]. Die im Schauer deponierte Energie als Funktion der Eindringtiefe erreicht

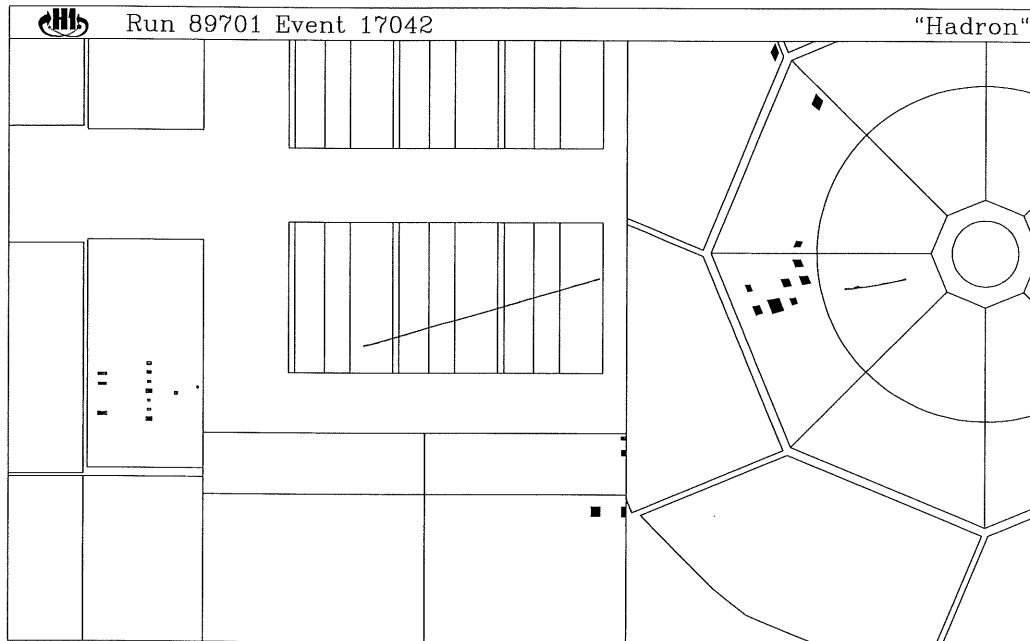


Abbildung 4.2: Ereignis mit einer einzelnen Hadron-Spur im FTD

Links ist eine  $r$ - $z$ -Ansicht und rechts eine  $x$ - $y$ -Ansicht des Ereignisses dargestellt, wobei in der  $x$ - $y$ -Ansicht außer dem LAr-Modul IF1E noch die hadronischen Module IF2H, OF1H und OF2H abgebildet sind.

Man erkennt die sehr unregelmäßige Form des von dem Hadron verursachten Schauers im elektromagnetischen Teil des LAr. Ferner erstreckt sich der Schauer nicht bis in den hadronischen Teil des LAr, wie man es für hochenergetischere Hadronen erwarten würde.

ein Maximum bei  $t_{max} = \ln \frac{E_0}{E_c} - 1$ , wobei  $t_{max}$  in Strahlungslängen gemessen wird,  $E_0$  die Energie des Elektrons und  $E_c$  die kritische Energie des Mediums (9,5 MeV im elektromagnetischen Kalorimeter) ist [Bor92], bei der ein Elektron im Mittel gleichviel Energie über Bremsstrahlungs- wie über Ionisationsprozesse verliert.

Die transversale Ausdehnung elektromagnetischer Schauer wird durch den Molière-Radius  $R_m \approx \frac{21,2 \text{ MeV}}{E_c} X_0$  bestimmt. Innerhalb eines Radius von  $1 R_m$  um die Schauerachse wird etwa 90% der Teilchenenergie deponiert, innerhalb eines Radius von  $4 R_m$  99% [Bat70].

Bei *Hadronen*, die in das LAr eindringen, dominieren Prozesse der starken Wechselwirkung die Anfangsphase der Schauerentwicklung. Die Erzeugung des Schauers basiert auf „Spallationsprozessen“. Unter Spallation versteht man das Aufbrechen von Atomkernen durch eindringende Hadronen, wobei hauptsächlich Protonen, Neutronen und Pionen freigesetzt werden. Die Schauerentwicklung skaliert bei hadronischen Schauern mit der nuklearen Absorptionslänge  $\lambda_I$ . Das Schauermaximum wird nach  $t_{max} = 0,2 \ln E_h [\text{GeV}] + 0,7$  erreicht [Bor92], wobei  $t_{max}$  in Vielfachen von  $\lambda_I$

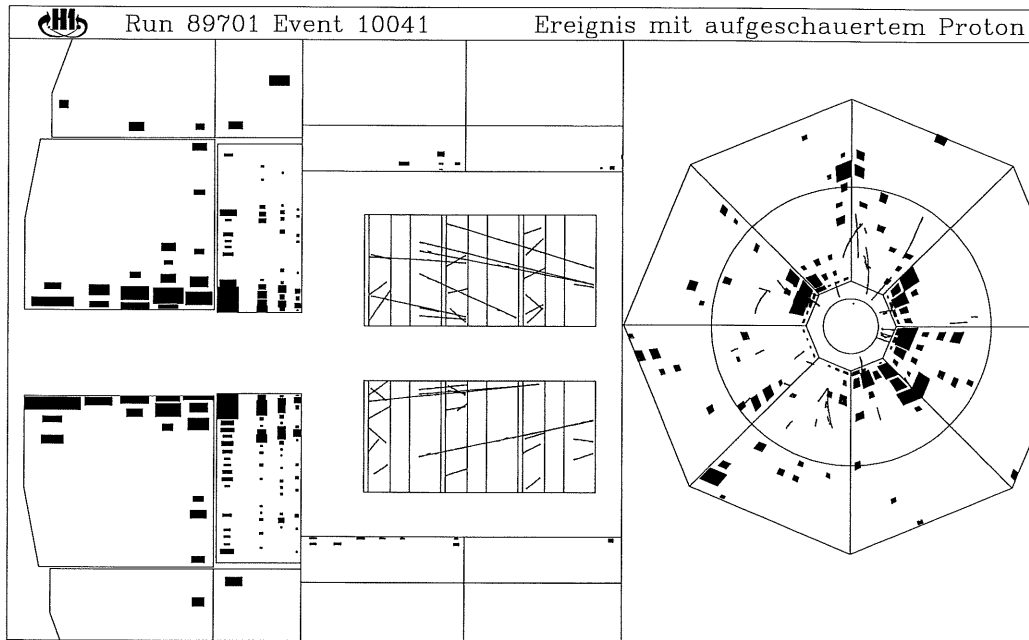


Abbildung 4.3: Ereignis mit hoher Spurmultiplicität in Vorwärtsrichtung  
 Links ist eine  $r$ - $z$ -Ansicht und rechts eine  $x$ - $y$ -Ansicht des Ereignisses dargestellt.  
 Man erkennt eine große Anzahl Spuren im FTD und das Ansprechen vieler Zellen im Flüssig-Argon-Kalorimeter. Bei einem solchen Ereignis ist die Teilchenidentifikation mit Hilfe des LAr schwierig, da sich die Schauer verschiedener Teilchen überlagern. In der  $r$ - $z$ -Ansicht erkennt man allerdings ein Myon (die oberste Spur mit 4 Spurabschnitten Länge) und die für Myonen typische „spurartige“ Energiedeposition im LAr.

gemessen wird und  $E_h$  die Energie des Hadrons ist. Auch die transversale Schauer- ausdehnung skaliert mit  $\lambda_I$ . Innerhalb eines Radius von  $1 \lambda_I$  wird 95% der Energie deponiert. Für Hadronen macht sich außerdem bemerkbar, daß das H1-Kalorimeter nicht-kompensierend ist, d.h. ein Hadron erzeugt ein kleineres Gesamtsignal als ein Elektron gleicher Energie.

Die in hadronischen Schauern auftretenden neutralen Pionen zerfallen in Photonen und führen so bei genügend hoher Energie zur Ausbildung elektromagnetischer Subschauer.

Insgesamt unterscheiden sich elektromagnetische und hadronische Schauer im wesentlichen durch die unterschiedlichen räumlichen Ausdehnungen. Da für den elektromagnetischen Teil des LAr  $\lambda_I/X_0 \approx 20$  gilt, zeichnen sich elektromagnetische Schauer durch eine deutlich kompaktere Energieverteilung aus. Betrachtet man Abbildung 1.5, so erkennt man, daß elektromagnetische Schauer meist vollständig im elektromagnetischen Teil des LAr ( $\approx 25 X_0$ ) liegen. Hadronische Schauer erstrecken sich im hochenergetischen Fall meistens bis ins hadronische Kalorimeter. Im niederenergetischen Fall

(wenige GeV) kann der Schauer allerdings häufig auch ausschließlich im elektromagnetischen Teil liegen, da dieses eine Tiefe von  $\approx 1,5 \lambda_I$  hat.

In Abbildung 4.1–4.3 sind zur Veranschaulichung drei Ereignisse im H1-Detektor dargestellt. In Abbildung 4.1 erkennt man jeweils oben eine Hadron- oder Myonspur und die Form des im elektromagnetischen und hadronischen Teils des LAr von diesem Teilchen verursachten Schauers. Jeweils unten erkennt man die Spuren eines  $e^+e^-$ -Paares. Die verursachten Schauer befinden sich vollständig im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters und sind deutlich kompakter als die Schauer des „Hadrons“.

Abbildung 4.2 zeigt ein Ereignis mit der Spur eines Hadrons und den von ihm verursachten Schauer, welcher sich nicht bis in den hadronischen Teil des LAr erstreckt. Für ein Hadron mit einem Impuls von  $2 \text{ GeV}/c$  ist dies nicht ungewöhnlich. Durch die unregelmäßige Form des Schauers und die hohe Eindringtiefe läßt sich dieses Teilchen aber trotzdem leicht als Hadron identifizieren.

Das in Abbildung 4.3 dargestellte Ereignis ist in seiner Spurmultiplicität eher typisch als die beiden vorher erläuterten. Die Schauer der verschiedenen Teilchen überlagern sich teilweise, was die Teilchenidentifikation erheblich erschwert, aber nicht unmöglich macht.

#### 4.2.2 Bestimmung der Schauergrößen

Eine Methode zur Teilchenerkennung mit dem Kalorimeter muß in der Lage sein, die Schauercharakteristika der Elektronen und Hadronen zu erkennen. In dieser Arbeit wird die folgende Methode verwendet, um für die Elektron/Hadron-Trennung wichtige Größen des zu einer Spur gehörenden Schauers zu bestimmen:

- Eine mittels der in Abschnitt 3.3 angegebenen Schnitte selektierte Spur wird bis ins Flüssig-Argon-Kalorimeter extrapoliert (die Spur wird hierbei als Helix angenommen). Hieraus wird der Auftreffpunkt auf der inneren Kalorimeteroberfläche und der Richtungsvektor des Teilchens ermittelt.
- Der Auftreffpunkt und der Richtungsvektor legen eine Achse fest, die insbesondere für Elektronen in guter Näherung als die Schauerachse angenommen werden kann.
- Alle Zellen des Flüssig-Argon-Kalorimeters werden nun entsprechend ihrem Abstand  $r$  zur Schauerachse einer von vier Gruppen zugeteilt:
  1.  $\mathcal{I}$  Zellen im elektromagnetischen Teil mit  $r < 10 \text{ cm}$
  2.  $\mathcal{O}$  Zellen im elektromagnetischen Teil mit  $10 \text{ cm} < r < 25 \text{ cm}$
  3.  $\mathcal{H}$  Zellen im hadronischen Teil mit  $r < 25 \text{ cm}$
  4. Zellen mit  $r > 25 \text{ cm}$  werden nicht der Spur zugeordnet.
- Aus den Gruppen  $\mathcal{I}$ ,  $\mathcal{O}$  und  $\mathcal{H}$  werden die folgenden Größen bestimmt, die allgemein zur Charakterisierung von Schauern üblich sind [And94, Bor92, And94]:

|              |  |
|--------------|--|
| $E_i$        | Energie in der Zelle $i$   |
| $V_i$        | Volumen der Zelle $i$  |
| $l_i$        | Parallel zur Schauerachse gemessene Komponente des Abstandes der Zelle $i$ vom Auftreffpunkt der Spur im Kalorimeter |
| $r_i$        | Abstand der Zelle $i$ von der Schauerachse   |
| „hottest 12“ | bezeichnet <i>diejenige</i> Gruppe von 12 aneinandergrenzenden Zellen, die die größte Gesamtenergie aufweisen.       |

$$\begin{aligned}
\text{EAL1} &= \sum_{i \in \mathcal{I}} \frac{E_i}{V_i} l_i && \text{Energiedichtegewichtete Schauerlänge [cm]} \\
\text{EAL2} &= \sum_{i \in \mathcal{I}} \frac{E_i}{V_i} l_i^2 && \text{Energiedichtegewichtete quadratische Schauerlänge [cm}^2\text{]} \\
\text{EAR1} &= \sum_{i \in \mathcal{I}} \frac{E_i}{V_i} r_i && \text{Energiedichtegewichteter Schauerradius [cm]} \\
\text{EAR2} &= \sum_{i \in \mathcal{I}} \frac{E_i}{V_i} r_i^2 && \text{Energiedichtegewichteter quadratischer Schauerradius [cm}^2\text{]} \\
\text{EARL} &= \sum_{i \in \mathcal{I}} \frac{E_i}{V_i} r_i l_i && \text{Energiedichtegewichtete Radius-Längen-Korrelation [cm}^2\text{]} \\
\text{EAIN} &= \frac{\sum_{i \in \mathcal{I}} E_i}{\sum_{i \in \mathcal{I}, \mathcal{O}, \mathcal{H}} E_i} && \text{Energieanteil der Zellen der Gruppe } \mathcal{I} \text{ [-]} \\
\text{EAHN} &= \frac{\sum_{i \in \mathcal{I}} E_i}{\sum_{i \in \mathcal{I}} \frac{E_i}{\text{hottest } N}} && \text{Energieanteil im Schauerzentrum [-]} \\
\text{EAK0} &= \frac{\sum_{i \in \mathcal{I}} E_i}{\sum_{i \in \mathcal{I}} \frac{E_i}{1. \text{ Lage}}} && \text{Energieanteil in der 1. Lage des elektromagnetischen Kalorimeters [-]} \\
\text{E0} &= \sum_{i \in \mathcal{I}} E_i && \text{Energie der Gruppe } \mathcal{I} \text{ [GeV]}
\end{aligned}$$

Die Größen EAL1, EAL2, EAR1, EAR2 und EARL wurden aufgrund der unterschiedlichen Skalen hadronischer und elektromagnetischer Schauer als nützlich für die Elektron/Hadron-Trennung ausgewählt. Die Kompaktheit elektromagnetischer Schauer läßt sich über die Größe EAHN feststellen. Die Größen EAIN und EAK0 erlauben die Beurteilung der Gesamtlänge des Schauers, bzw. der frühen Schauerentwicklung. Mittels E0 läßt sich feststellen, ob die gemessene Energie mit dem Impuls des Teilchens übereinstimmt. Dies erwartet man nur für Elektronen, da das Kalorimeter nicht-kompensierend ist und man somit für Hadronen weniger Energie erwartet.

Die so bestimmten Größen erlauben eine ausreichend verlässliche Teilchenidentifikation, wie im nächsten Abschnitt erläutert wird.

### 4.2.3 $\chi^2$ -Methode

Bei der  $\chi^2$ -Methode wird aus den Schauergrößen eine  $\chi^2$ -ähnliche Größe berechnet [Ebb93], die dann zur Teilchenidentifikation verwendet werden kann. Im Detail wurde



folgende Implementierung der Methode verwendet:

Für jede Spur wird aus den vorgestellten Größen ein Vektor  $\vec{x}$  berechnet ( $\vec{p}$  bezeichnet den Impuls des Teilchens):

$$\vec{x} = \begin{pmatrix} \sqrt{EAL1} \\ EAL1^2/EAL2 \\ \sqrt{EAR1} \\ EAR2 \\ \sqrt{EARL} \\ \ln \frac{E0}{|c\vec{p}|} \\ EAK0 \\ EAHN \\ EAIN \end{pmatrix}$$

Die Größen wurden so gewählt, daß die Verteilungen der  $x_i$  für Elektronen möglichst gaußähnlich werden. Abbildungen 4.4–4.6 zeigen die Verteilungen für Elektronen und Pionen aus simulierten Photoproduktionsereignissen. Man erkennt die deutlichen Unterschiede für Elektronen und Pionen. Insbesondere sind die Elektronenverteilungen deutlich schmaler, da die relativ kompakten Elektronschauer weniger statistischen Fluktuationen unterliegen. Auffällig ist außerdem, daß einige der Pionen gar keine meßbare Energie im Kalorimeter deponiert haben. Dies führt zu Nulleinträgen in allen Verteilungen. Die Abweichung des  $\ln(E0/p)$ -Mittelwerts vom erwarteten Wert Null für Elektronen wird in Abbildung 4.7 erklärt. Die Abweichung beruht auf der fehlerhaften Impulsrekonstruktion für Elektronen.

Bestimmt man die Verteilung von  $\vec{x}$  für eine ausreichend große Anzahl Spuren<sup>5</sup> aus typischen MC-Ereignissen, dann kann man getrennt für Elektronen und Pionen versuchen, diese Verteilung durch einige wenige Parameter zu charakterisieren. Es bieten sich hierfür der Mittelwert von  $\vec{x}$  und die Kovarianzmatrix von  $\vec{x}$  an<sup>6</sup> [Ebb93]:

$$\vec{\mu}_e = \frac{\sum_{\text{Elektronen}} \vec{x}}{\text{Anzahl der Elektronen}} \quad (4.1)$$

$$H_e = \frac{\sum_{\text{Elektronen}} (\vec{x} - \vec{\mu}_e) \otimes (\vec{x} - \vec{\mu}_e)}{\text{Anzahl der Elektronen} - 1} \quad (4.2)$$

Entsprechend bestimmt man  $\vec{\mu}_\pi$  und  $H_\pi$  für Pionen. Die  $\vec{\mu}$ - und  $H$ -Werte beschreiben die Verteilungen vollständig, falls  $\vec{x}$  multinormal<sup>7</sup> verteilt ist. Betrachtet man erneut die Abbildungen 4.4–4.6, dann erkennt man, daß diese Annahme hier nur eingeschränkt gerechtfertigt ist. Die hier verwendete Variation der  $\chi^2$ -Methode hat

<sup>5</sup>Statistisch ausreichend sind bereits 100 Spuren, da 10% Fehler bei der Bestimmung der Größen im allgemeinen kaum Einfluß auf die Ergebnisse hat.

<sup>6</sup> $\otimes$  bezeichnet das direkte Produkt zweier Vektoren.

<sup>7</sup>In diesem Falle würde  $\vec{x}$  folgender Verteilungsfunktion gehorchen:  $f(\vec{x}) \sim e^{-\frac{1}{2}(\vec{x}-\vec{\mu}_e)^T H_e^{-1}(\vec{x}-\vec{\mu}_e)}$

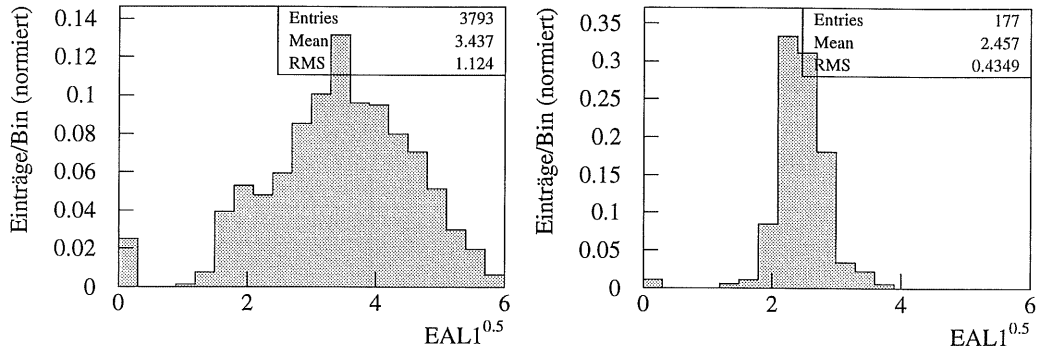


Abbildung 4.4: MC-Verteilungen der Größe  $\sqrt{EAL1}$ . Links sind die Verteilungen für die Pionen und rechts die Verteilungen für die Elektronen dargestellt. Die Einträge bei Null entsprechen Teilchen, bei denen in keiner der Zellen der Gruppe  $\mathcal{I}$  Energie deponiert wurde.

allerdings den Vorteil, daß sie auch in diesem Fall brauchbare Ergebnisse liefert, sofern die  $\vec{\mu}$ - und  $H$ -Werte für Elektronen und Pionen deutlich verschieden sind und die „Form“ der Verteilungen für beide Teilchensorten ähnlich ist.

Nachdem mit den  $\vec{\mu}$ -Werten und den  $H$ -Werten die die Verteilungen beschreibenden Parameter bestimmt worden sind, wendet man sich nun Spuren aus einer anderen, als der zur Bestimmung der Parameter verwendeten, Spurmengen zu. Für jede von diesen wird der folgende Ausdruck berechnet:

$$\eta_{e,\pi} = (\vec{x} - \vec{\mu}_{e,\pi})^T H_{e,\pi}^{-1} (\vec{x} - \vec{\mu}_{e,\pi}) \quad (4.3)$$

Diese Formel wird dadurch motiviert, daß das so bestimmte  $\eta_e$  ( $\eta_\pi$ ) gleich dem  $\chi^2$ -Wert der Hypothese „Das zu der Spur gehörende Teilchen ist ein Elektron (Pion)“ ist. Der Ausdruck

$$\alpha = \frac{\eta_e}{\eta_\pi} \quad (4.4)$$

erlaubt nun eine gute Elektron/Pion-Trennung, da  $\alpha$  für Elektronen typischerweise kleiner eins und für Pionen typischerweise größer eins ist. Für exakt normalverteiltes  $\vec{x}$  wäre  $\alpha = \eta_e - \eta_\pi$  die bessere Wahl. Bei den hier verwendeten  $\vec{x}$ -Verteilungen liefert das oben definierte  $\alpha$  allerdings bessere Resultate. Schneidet man auf  $\alpha$  mittels  $\alpha < \alpha_{cut}^e$ , so reichert man mit diesem Schnitt Elektronen an. Umgekehrt reichert ein Schnitt in der Form  $\alpha > \alpha_{cut}^\pi$  Pionen an. Die mit dieser Methode erzielten Ergebnisse werden in Abschnitt 4.4 vorgestellt.

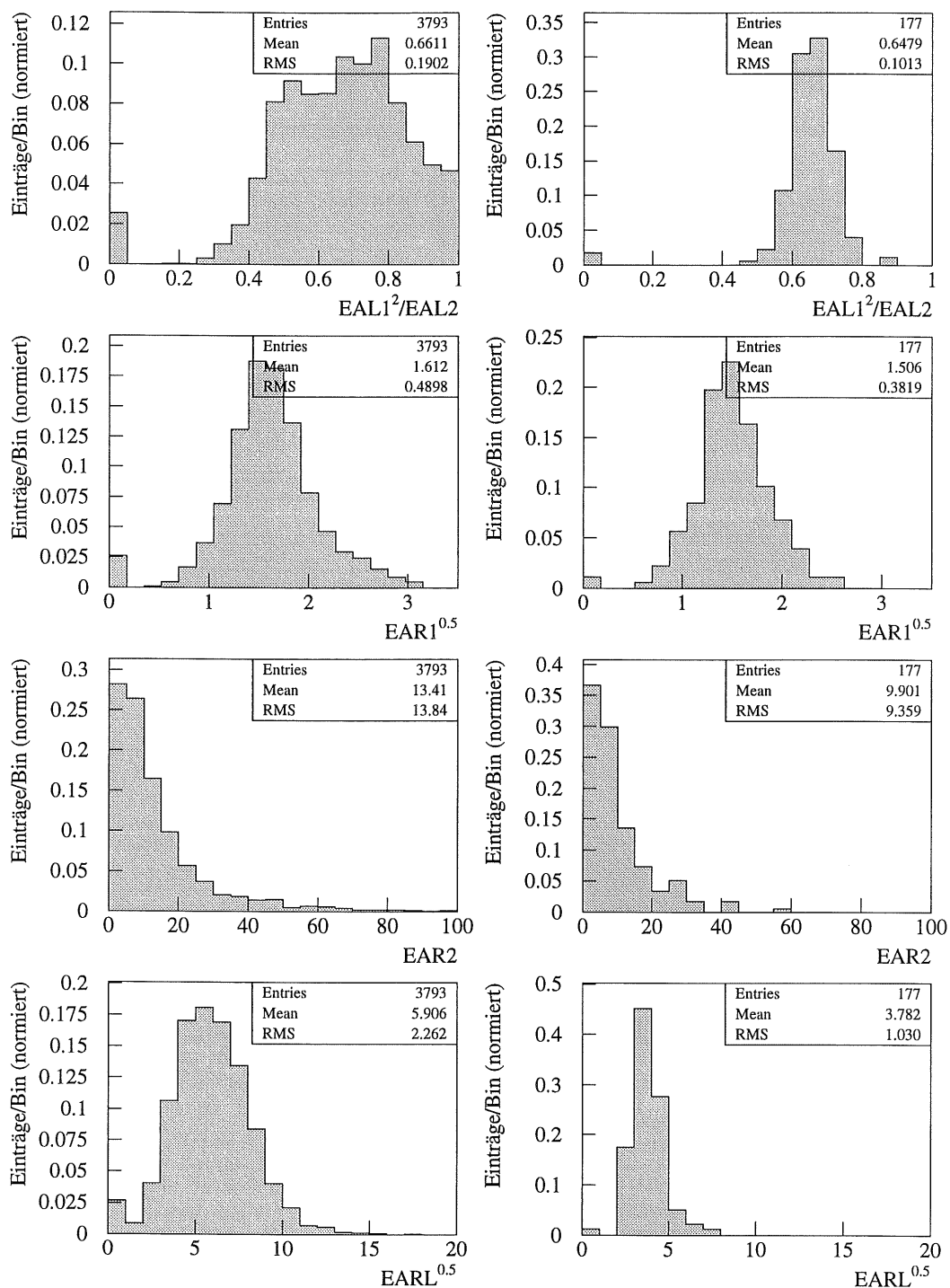


Abbildung 4.5: MC-Verteilungen der  $x_i$ . Links sind die Verteilungen für die Pionen und rechts die Verteilungen für die Elektronen dargestellt.

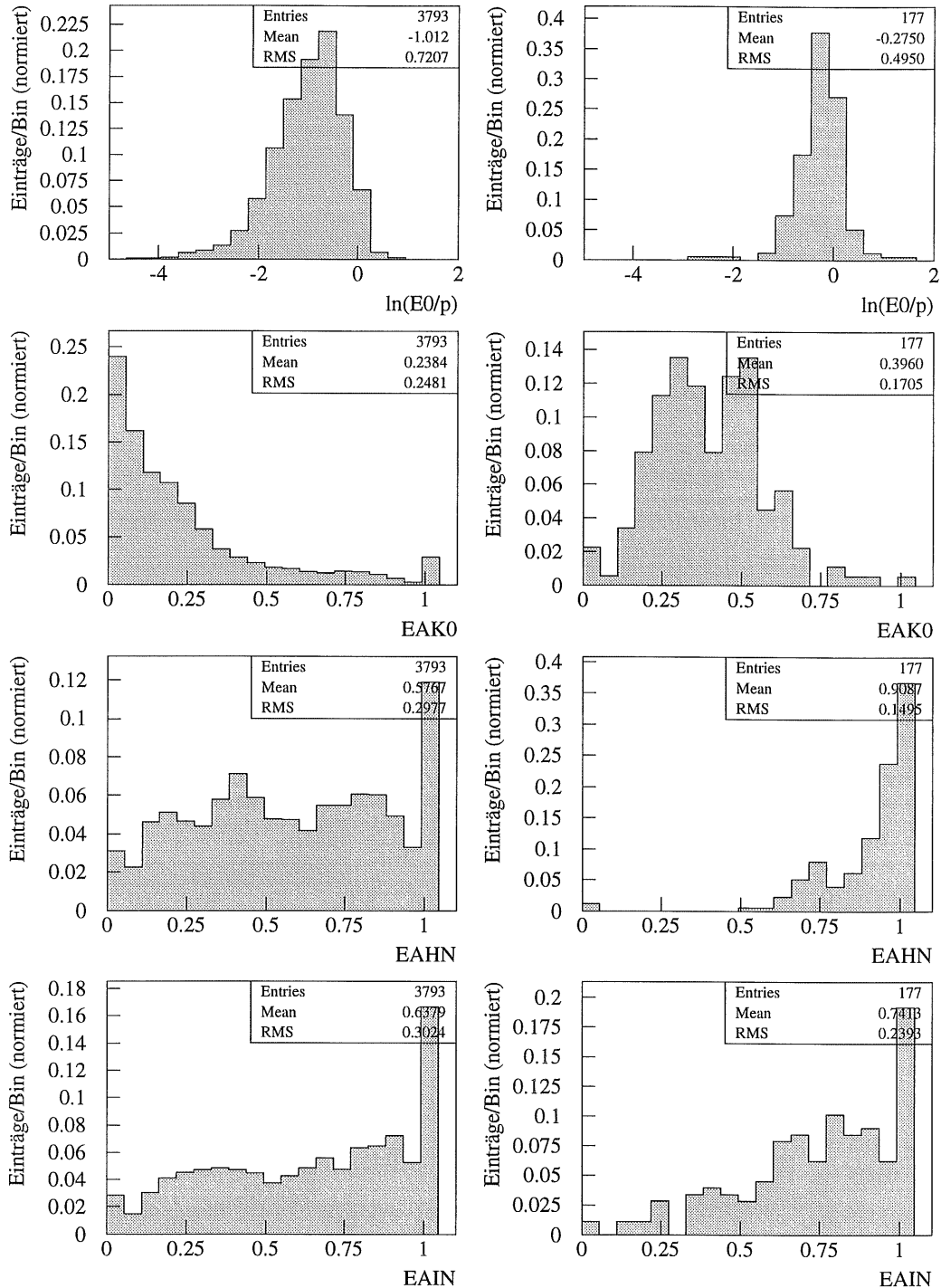


Abbildung 4.6: MC-Verteilungen der  $x_i$ . Links sind die Verteilungen für die Pionen und rechts die Verteilungen für die Elektronen dargestellt. Bei der  $\ln(E0/p)$ -Verteilung für Elektronen fällt auf, daß der Mittelwert signifikant kleiner als null ist. Abbildung 4.7 gibt eine Erklärung dafür.

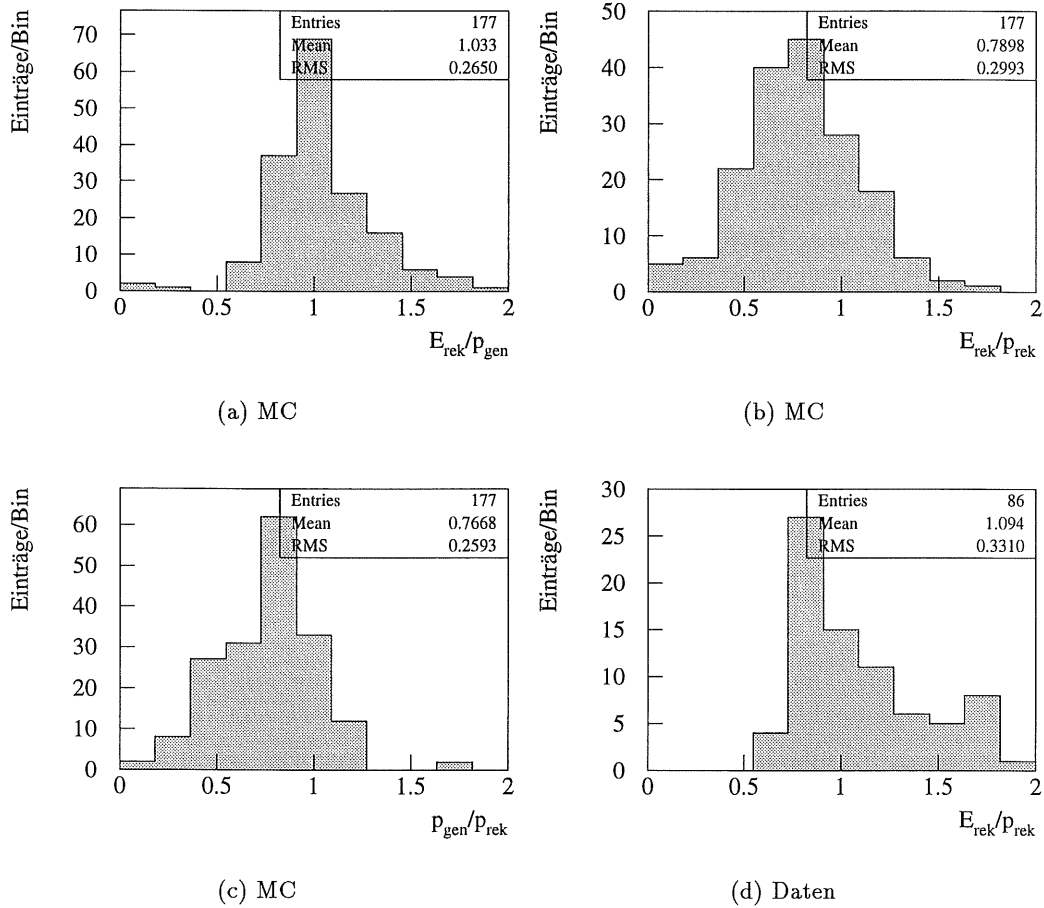


Abbildung 4.7: Qualitätsplots zur Kalorimeterroutine. Untersucht wird die Diskrepanz zwischen der im Kalorimeter gemessenen Energie  $E_{rek}$  und dem gemessenen Impuls  $p_{rek}$  für Elektronspuren. Die Abbildungen zeigen, daß diese Diskrepanz durch die in Abschnitt 3.1.2 angesprochenen Probleme bei der Impulsrekonstruktion von Elektronen erklärt werden kann. Der generierte Impuls  $p_{gen}$  stimmt sehr gut mit der gemessenen Energie überein. Desweiteren erkennt man, daß das Rekonstruktionsproblem sowohl im MC als auch in den Daten auftritt, da in den Plots (b) und (d) die Maxima jeweils bei  $E_{rek}/p_{rek} < 1$  liegen.

### 4.3 Identifikation von sekundären Elektronen: „Paar“-Methode

Fast alle niederenergetischen Elektronen, die im Vorwärtsdetektor nachgewiesen werden, stammen aus sekundären Zerfallsprozessen, wie in Abschnitt 4.1 erläutert wurde. Elektronspuren lassen sich also anreichern, indem man verlangt, daß sich ein sekundärer Vertex für diese Spur finden läßt. Der Nachweis erfordert die Rekonstruktion mindestens zweier Spuren im FT, die beide von diesem Vertex ausgehen. Nach dem im Abschnitt 4.1 Gesagten, kann man erwarten, daß fast ausschließlich  $e^+e^-$ -Paare aus  $\gamma$ -Konversionen diese Bedingung erfüllen.

Die bei H1 verwendete Methode zur Rekonstruktion sekundärer Vertizes aus Spuren des FTD arbeitet folgendermaßen [Milst]:

Alle Schnittpunkte von jeweils zwei Spuren in der Projektion auf die  $x$ - $y$ -Ebene werden ermittelt. Ist der  $z$ -Abstand der Spuren an diesen Schnittpunkten klein<sup>8</sup>, so handelt es sich um einen Spurpaarkandidaten. Man berechnet die invariante Masse  $M_{Paar}$ , Öffnungswinkel  $\theta$  des Paares in der  $x$ - $y$ -Projektion und die  $z$ -Koordinate  $z_{Vertex}$  des rekonstruierten Vertex. Um möglichst ausschließlich Photonkonversionsvertizes zu selektieren, werden folgende Schnitte angewandt<sup>9</sup>:

$$M_{Paar} < 150 \text{ MeV}/c^2 \quad (4.5)$$

$$\theta < 50^\circ \quad (4.6)$$

$$90 \text{ cm} < z_{Vertex} < 220 \text{ cm} \quad (4.7)$$

Der  $z_{Vertex}$ -Schnitt ist so gewählt, daß nur solche Vertizes selektiert werden, die in der CJC-Abschlußkappe, die viel totes Material enthält, oder in den ersten beiden Modulen des FT rekonstruiert wurden. Erfüllt ein Spurpaar diese Bedingungen, so wird angenommen, daß es sich um ein  $e^+e^-$ -Paar handelt. MC-Studien zeigen, daß über 90% der so rekonstruierten Sekundärvertizes von Photonkonversionen stammen [Milst].

### 4.4 Ergebnisse

Zusätzlich zu den beiden bisher besprochenen Methoden sollen in diesem Abschnitt auch Kombinationen beider Methoden und eine weitere Methode, die auf nur zwei Kalorimetergrößen basiert, untersucht werden. Die verwendeten Begriffe „Anreicherung“, „Akzeptanz“ und „Reinheit“ werden in Anhang A definiert. Nähere Angaben zum verwendeten Monte Carlo finden sich in Anhang B.

<sup>8</sup>kleiner 15cm

<sup>9</sup>Für Konversionen erwartet man eine verschwindende invariante Masse und einen verschwindenden Öffnungswinkel. Die angegebenen Schnitte wurden hierbei mit MC-Studien ermittelt, wobei die in Abschnitt 3.1.2 geschilderten Probleme der Spurrekonstruktion zu verhältnismäßig lockeren Schnittparametern führen

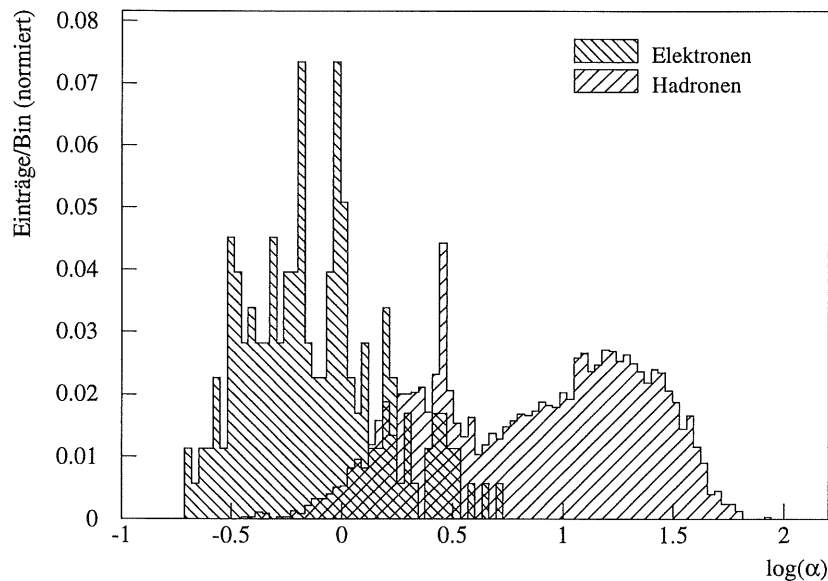


Abbildung 4.8:  $\alpha$ -Verteilungen; erzeugt mit dem später auch in der Analyse der Daten verwendeten Parametersatz der  $\chi^2$ -Methode

In diesem Abschnitt sind in den Ergebnissen unter „Hadronen“ (man beachte die Anführungsstriche) alle Teilchen zusammengefaßt, die *nicht* Elektronen sind, da sich die Teilchensorten verläßlich nicht näher bestimmen lassen.

#### 4.4.1 $\chi^2$ -Methode

Um über diese Methode quantitative Aussagen im Sinne einer Effizienzbestimmung machen zu können, ist es notwendig, mit zwei getrennten Mengen von MC-Spuren zu arbeiten. Mit der ersten Menge werden die Parameter der Methode bestimmt („Kalibrationsphase“), die dann bei der Untersuchung der zweiten Menge („MC-Analyse“) verwendet werden. Auf diese Art wird vermieden, daß statistische Fehler bei der Bestimmung der Parameter zu gute Ergebnisse vortäuschen. Mangelnde Statistik bei der Kalibration führt so korrekterweise zur Verschlechterung der Ergebnisse.

Die Selektionskriterien für die MC-Spuren wurden bereits in Abschnitt 3.3 besprochen. An dieser Stelle sollen aber die folgenden Schnitte variiert werden, um die Auswirkung der Spurqualität auf die mit der  $\chi^2$ -Methode erreichbaren Ergebnisse zu testen und damit rückwirkend eine zusätzliche Rechtfertigung für die bereits angegebene Form der Schnitte zu liefern (Die Größen mit Index  $c$  werden in der MC-Kalibration und die Größen mit Index  $a$  in der MC-Analyse verwendet.):

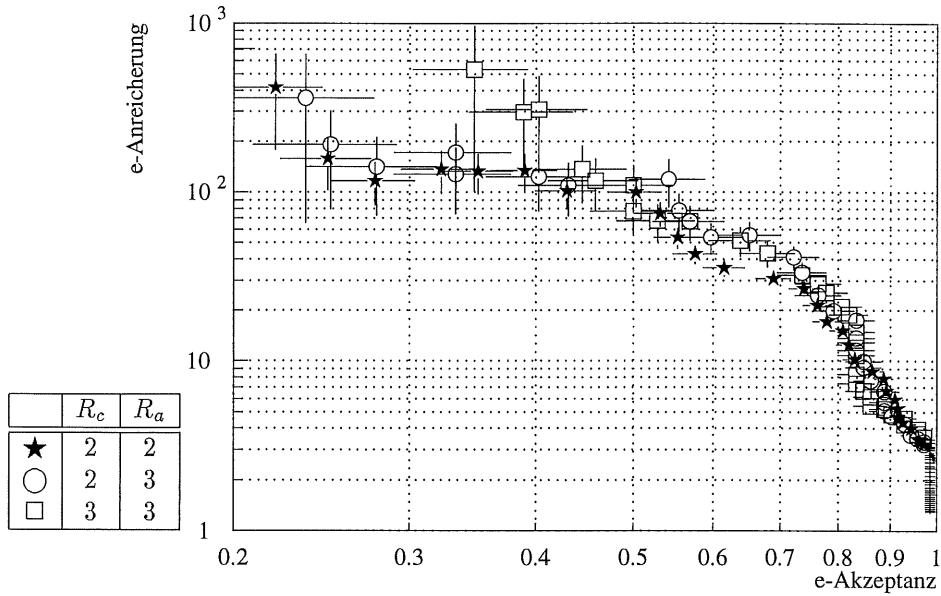


Abbildung 4.9: Ergebnisse der  $\chi^2$ -Methode unter Variation der Anzahl der geforderten radialen Spurabschnitte für Spuren in der Kalibration ( $R_c$ ) und in der MC-Analyse ( $R_a$ ). Nicht variiert wurden:  $P_a = P_c = 2$  und  $p_a = p_c = 1,5 \text{ GeV}/c$ .

Anzahl der radialen Spurabschnitte >  $R_a, R_c$   
 Anzahl der planaren Spurabschnitte >  $P_a, P_c$   
 Impuls >  $p_a, p_c$

Im folgenden sollen alle sechs Parameter variiert werden, um den optimalen Satz zu bestimmen. Ausgangspunkt ist immer der folgende Parametersatz:

$$\begin{aligned} R_a = R_c &= 2 \\ P_a = P_c &= 2 \\ p_a = p_c &= 1,5 \text{ GeV}/c \end{aligned}$$

Abbildung 4.9 zeigt die Ergebnisse<sup>10</sup> unter Variation der Anzahl der geforderten

<sup>10</sup>Die Abbildungen 4.9–4.12 basieren jeweils auf Verteilungen der Größe  $\alpha$ , die der in Abbildung 4.8 gezeigten ähneln.



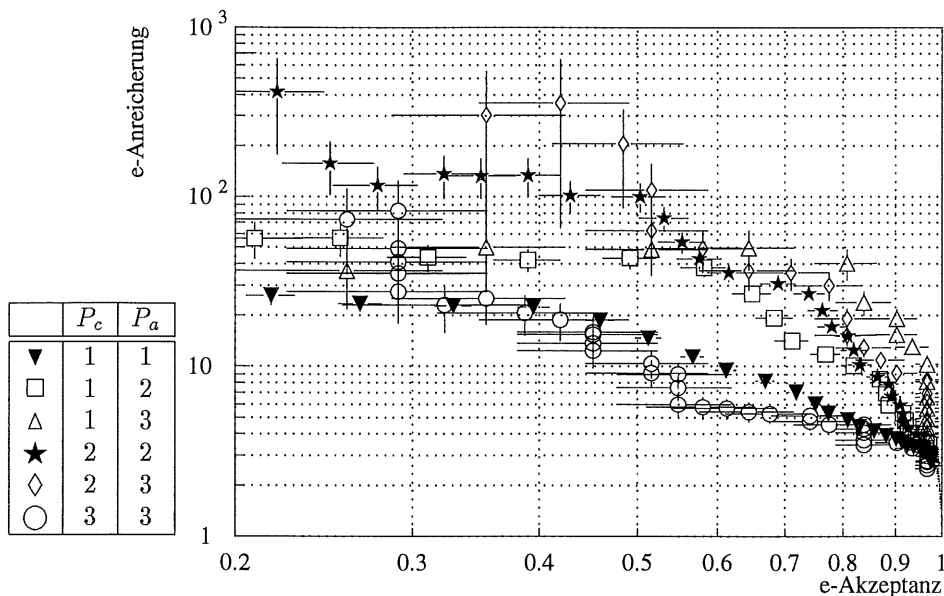


Abbildung 4.10: Ergebnisse der  $\chi^2$ -Methode unter Variation der Anzahl der geforderten planaren Spurabschnitte für Spuren in der Kalibration ( $P_c$ ) und in der MC-Analyse ( $P_a$ ). Nicht variiert wurden:  $R_a = R_c = 2$  und  $p_a = p_c = 1,5 \text{ GeV}/c$ .

radialen Spurabschnitte  $R_a$  und  $R_c$ <sup>11</sup>. Die  $R$ -Abhängigkeit wird untersucht, da für die  $\chi^2$ -Methode die Spurqualität insofern von Bedeutung ist, als es von dieser abhängt, wie gut sich die Spur ins Kalorimeter extrapolieren läßt, und somit, wie genau die Schauerachse im Kalorimeter bestimmt ist.

Man erkennt, daß eine Variation der  $R$ -Werte keinen wesentlichen Einfluß auf die Qualität der Methode hat. Aufgrund der Bauweise der radialen Driftkammern und ihrer sich daraus ergebenden geringen Ortsauflösung in radialer Richtung hat die Anzahl der radialen Spurabschnitte im Unterschied zur Anzahl der planaren Spurabschnitte nämlich einen geringen Einfluß auf die Spurqualität. Im weiteren wird daher  $R_c = R_a = 2$  verwendet.

Daß die Anzahl der planaren Spurabschnitte Einfluß auf die Ergebnisse hat, zeigt Abbildung 4.10. Mit  $P_c = 1$  oder  $P_a = 1$  kann man maximal einen e-Anreicherungsfaktor von 50–60 erreichen. Dieser relativ geringe Wert beruht auf Schwierigkeiten bei der Rekonstruktion der Impulse kurzer Elektronspuren, die bereits in Abschnitt 3.1.2 erläutert wurden. Infolgedessen kann der Auftreffpunkt der Spur im Kalorimeter nicht genau genug ermittelt werden, wodurch die kalorimetrischen Größen falsch berechnet

<sup>11</sup>  $R_a = 1$  taucht nicht in der Abbildung auf, da alle Spuren die in der Analyse der Daten festgelegte Mindestanzahl von 15 radialen Hits aufweisen und ein radiales Spurabschnitt aus maximal 12 Hits besteht

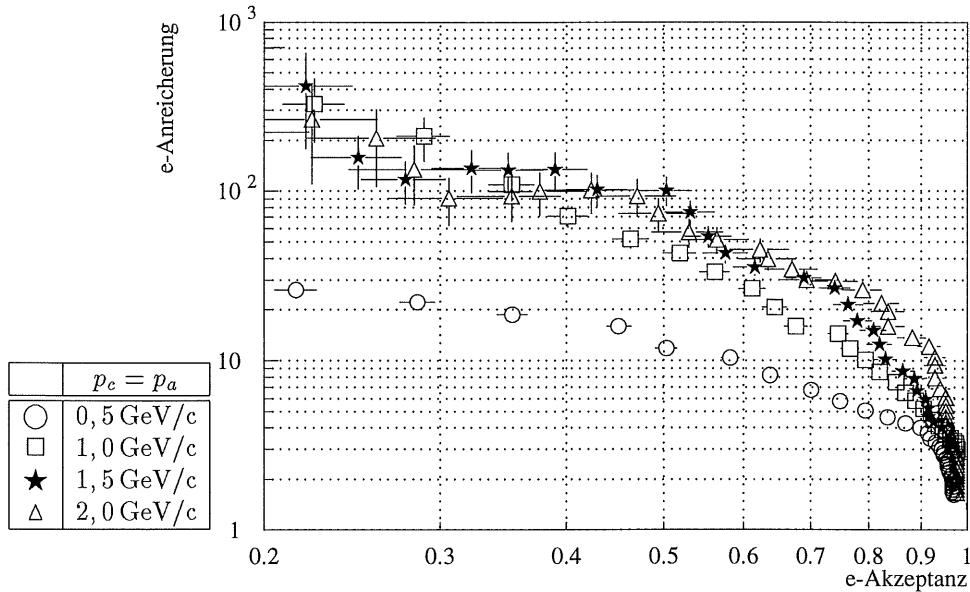


Abbildung 4.11: Ergebnisse der  $\chi^2$ -Methode unter Variation des geforderten Impulses für Spuren in der Kalibration ( $p_c$ ) und in der MC-Analyse ( $p_a$ ). Nicht variiert wurden:  $P_a = P_c = 2$  und  $R_a = R_c = 2$ .

| $R_a$ | $P_a$ | $p_a$ | $e^\pm$ | $\pi^\pm$ | $\pi^\pm/e^\pm$ | $R_c$ | $P_c$ | $p_c$ | $e^\pm$ | $\pi^\pm$ | $\pi^\pm/e^\pm$ |
|-------|-------|-------|---------|-----------|-----------------|-------|-------|-------|---------|-----------|-----------------|
| 2     | 2     | 1,5   | 177     | 3793      | 21,4            | 2     | 2     | 1,5   | 128     | 2607      | 20,4            |
| 3     | 2     | 1,5   | 72      | 1533      | 21,3            | 3     | 2     | 1,5   | 52      | 1010      | 19,4            |
| 2     | 1     | 1,5   | 732     | 7173      | 9,8             | 2     | 1     | 1,5   | 509     | 5039      | 9,9             |
| 2     | 3     | 1,5   | 31      | 851       | 27,4            | 2     | 3     | 1,5   | 16      | 619       | 38,7            |
| 2     | 2     | 0,5   | 998     | 7854      | 7,9             | 2     | 2     | 0,5   | 676     | 4958      | 7,3             |
| 2     | 2     | 1,0   | 436     | 5827      | 13,4            | 2     | 2     | 1,0   | 297     | 3781      | 12,7            |
| 2     | 2     | 2,0   | 85      | 2376      | 28,0            | 2     | 2     | 2,0   | 64      | 1678      | 26,2            |

Tabelle 4.1: Anzahl an Elektron- und Pion-Spuren in den beiden verwendeten MC-Dateien unter Variation verschiedener Parameter

werden.

Die Tatsache, daß die Kurve mit  $P_c = 1$  und  $P_a = 3$  für e-Akzeptanzen über 80% die höchste Anreicherung aufweist, kann durch die geringe Statistik (Tabelle 4.1) bei der MC-Analyse verursacht sein, da der statistische Fehler der e-Akzeptanz dadurch sehr groß wird. Dabei ist zu beachten, daß die Fehler für unterschiedliche Meßpunkte *nicht* voneinander unabhängig sind, da sich bei einer statistischen Änderung der zugrundeliegenden  $\alpha$ -Verteilungen alle Akzeptanz- und Anreicherungs-Werte ändern.

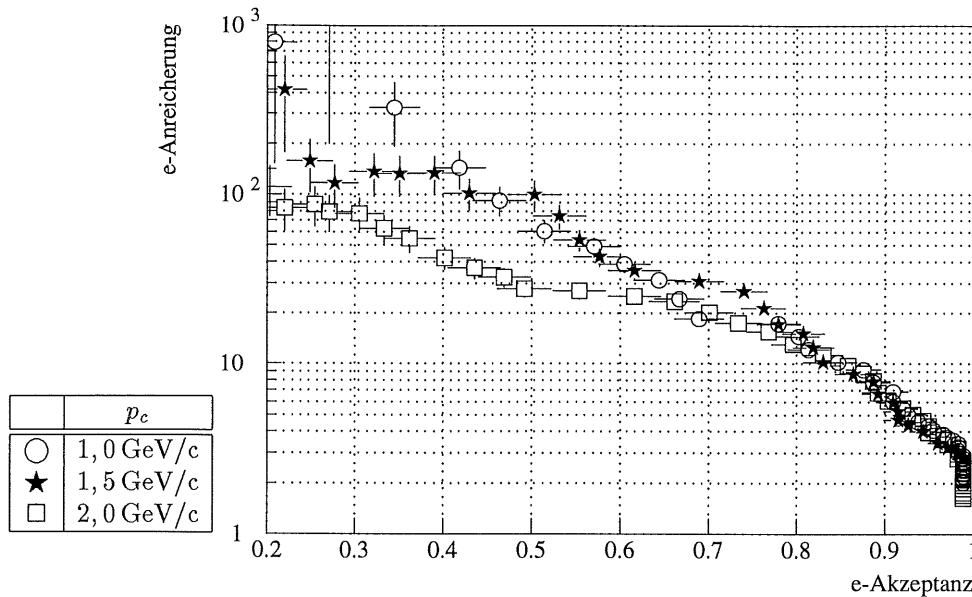


Abbildung 4.12: Ergebnisse der  $\chi^2$ -Methode unter Variation des geforderten Impulses für Spuren in der Kalibration ( $p_c$ ). Nicht variiert wurden:  $P_a = P_c = 2, R_a = R_c = 2$  und  $p_a = 1,5 \text{ GeV/c}$ .

Die geringe Statistik ist sicherlich für die Unbrauchbarkeit der Methode mit  $P_c = 3$  verantwortlich. Die Verteilungen der Kalorimetergrößen lassen sich dabei trotz der größeren geometrischen Präzision nicht ausreichend genau bestimmen.

$P_c = 2$  und  $P_a = 2$  oder  $3$  führt zu den besten Resultaten. Der Auftreffpunkt im Kalorimeter ist hier ausreichend genau rekonstruiert (für Impulse über  $1,5 \text{ GeV/c}$ !). Die Unterschiede zwischen  $P_a = 2$  und  $P_a = 3$  sind gering. Aufgrund der größeren Statistik für  $P_a = 2$  wird daher im weiteren  $P_a = P_c = 2$  benutzt.

Einige der Größen, die in die  $\chi^2$ -Methode eingehen, sind impulsabhängig. Daher erwartet man eine Abhängigkeit des Ergebnisses von der Wahl von  $p_a$  und  $p_c$ . Abbildung 4.11 bestätigt diese Erwartung. Je kleiner  $p$  gewählt wird, desto geringer ist die Anreicherung bei gegebener Akzeptanz. Dies liegt an der immer unspezifischeren Antwort des Kalorimeters im niederenergetischen Bereich und vermutlich auch an der problematischen Impulsrekonstruktion, die sich hier mit kleiner werdendem Impuls immer stärker auswirkt. Für  $p_a = p_c = 1,0 \text{ GeV/c}$  und darüber lassen sich ausreichend gute Resultate erzielen. Für die Analyse der Daten ist ein möglichst hoher Wert für  $p$  bei ausreichender Statistik erwünscht, um niederenergetische Hadronen sicher ausschließen zu können, deren hohes Ionisationsvermögen Übergangsstrahlungseffekte vortäuscht.

Unterschiedliche Werte für  $p_a$  und  $p_c$  bringen keine Vorteile, wie Abbildung 4.12 zeigt. Das schlechte Ergebnis für  $p_c = 2,0 \text{ GeV/c}$  läßt sich durch mangelnde Statistik erklären. Im weiteren wird  $p_c = p_a = 1,5 \text{ GeV/c}$  verwendet.

| Methode zur $e^\pm$ -Erkennung               | $e^\pm$ | $\pi^\pm$ | $K^\pm$ | $p^\pm$ | $\mu^\pm$ | -   | Anr <sub>e</sub> | Akz <sub>e</sub> | R <sub>e</sub> |
|--|---------|-----------|---------|---------|-----------|-----|------------------|------------------|----------------|
| alle Spuren                                  | 177     | 3793      | 405     | 268     | 40        | 378 | 1                | 100%             | 6%             |
| $\alpha < 2$                                 | 157     | 449       | 35      | 26      | -         | 136 | 8                | 89%              | 33%            |
| $\alpha < 1$                                 | 109     | 47        | 6       | 2       | -         | 67  | 50               | 62%              | 76%            |
| $\alpha < 0,75$                              | 77      | 15        | 2       | -       | -         | 36  | 115              | 44%              | 88%            |
| $\alpha < 0,5$                               | 32      | 2         | 1       | -       | -         | 11  | 272              | 18%              | 94%            |
| $\alpha < 0,4$                               | 14      | -         | -       | -       | -         | 7   | »                | 8%               | 100%           |
| Paar   | 22      | 4         | -       | -       | -         | 15  | 140              | 12%              | 90%            |
| Paar + $\alpha < 2$                          | 21      | 1         | -       | -       | -         | 14  | 535              | 12%              | 97%            |
| Paar + $\alpha < 1$                          | 16      | 1         | -       | -       | -         | 9   | 407              | 9%               | 96%            |
| Paar + $\alpha < 0,75$                       | 10      | -         | -       | -       | -         | 6   | »                | 6%               | 100%           |
| Paar + $\alpha < 0,5$                        | 3       | -         | -       | -       | -         | 3   | »                | 2%               | 100%           |
| EAL1 < 8 cm + E0/ c $\vec{p}$   > 0,7        | 94      | 125       | 19      | 17      | -         | 88  | 15               | 53%              | 48%            |
| Paar + EAL1 < 8 cm + E0/ c $\vec{p}$   > 0,7 | 13      | -         | -       | -       | -         | 13  | »                | 7%               | 100%           |
| Methode zur „Hadron“-Erkennung               | $e^\pm$ | $\pi^\pm$ | $K^\pm$ | $p^\pm$ | $\mu^\pm$ | -   | Anr <sub>h</sub> | Akz <sub>h</sub> | R <sub>h</sub> |
| alle Spuren                                  | 177     | 3793      | 405     | 268     | 40        | 378 | 1                | 100%             | 94,2%          |
| $\alpha > 2$                                 | 20      | 3344      | 370     | 242     | 40        | 242 | 8                | 89%              | 99,2%          |
| $\alpha > 4$                                 | 1       | 2541      | 300     | 185     | 39        | 96  | 120              | 68%              | 99,9%          |
| $\alpha > 5$                                 | -       | 2404      | 282     | 169     | 37        | 79  | »                | 64%              | 100%           |
| $\alpha > 10$                                | -       | 1869      | 234     | 131     | 34        | 53  | »                | 50%              | 100%           |

Tabelle 4.2: Überblick über die Teilchenidentifikationsmethoden. Es wird für jede Methode die Anzahl der selektierten Teilchen, getrennt nach Teilchensorte, dargestellt. Bei den mit „-“ bezeichneten Teilchen ließ sich die Teilchensorte nicht bestimmen. „Anr“ bezeichnet die Anreicherungsfaktoren, „Akz“ die Akzeptanzen und „R“ bezeichnet die korrigierte Reinheit (Siehe Abschnitt 4.4.1).

Der Ausgangsparametersatz hat sich somit als die beste Wahl erwiesen und soll im folgenden näher untersucht werden.

Für die Beurteilung der Ergebnisse vor allem im Hinblick auf die Datenanalyse ist neben den erzielten Anreicherungsfaktoren auch die Beurteilung der Reinheit der mittels der Identifikationsmethoden bestimmten Elektronen und „Hadronen“ wichtig, da diese direkt die Wahrscheinlichkeit dafür angibt, daß es sich bei einer selektierten Spur um ein Elektron („Hadron“) handelt.

Zur Bestimmung der Reinheit benötigt man das genaue Verhältnis der Anzahl der Elektronspuren zu der Anzahl der „Hadron“ Spuren vor der Selektion. Das Problem hierbei ist, daß sich für 378 von 5061 rekonstruierten MC-Spuren die Teilchensorte nicht bestimmen läßt (Tabelle 4.2). Der Grund ist in den meisten Fällen darin zu suchen, daß mehrere Hits von verschiedenen simulierten Spuren — und damit auch von verschiedenen Teilchen — zu einer rekonstruierten Spur beitragen. Dies kommt am häufigsten bei Teilchenpaaren und somit bei Elektronen vor. Unter der Annahme, daß sich das Kalorimetersignal dieser Teilchen qualitativ nicht von dem anderer Teilchen derselben Teilchensorte unterscheidet, kann man aus den in Tabelle 4.2 angegebe-

nen Teilchenanzahlen in Abhängigkeit der Schnitte die Teilchenzusammensetzung der nichtidentifizierten Spuren abschätzen. Aus jeder Zeile der Tabelle läßt sich dabei eine lineare Gleichung für  $n_e$  und  $n_h$  gewinnen<sup>12</sup>, wobei  $n_e$  den Anteil der Elektronen und  $n_h$  den Anteil der „Hadronen“ an den „unbekannten“ Teilchen bezeichnet. Es wurden nur die Zeilen mit nicht zu großen statistischen Fehlern (mind. 30 Elektronen) verwendet. Die Abschätzung ergibt, daß  $118 \pm 30$  dieser Teilchen Elektronen sind. Dies bedeutet, daß sich die verwendete Spurmenge aus insgesamt 295 Elektronspuren und 4766 „Hadron“-Spuren zusammensetzt. Das für die Berechnung der e-Reinheit benötigte Elektron/„Hadron“-Verhältnis beträgt somit 1/16,2. In den im weiteren angegebenen Reinheiten ist diese Korrektur enthalten.

Abbildung 4.8 zeigt die  $\alpha$ -Verteilungen (vgl. Formel 4.4) für MC-Elektronen und MC-„Hadronen“. Die sich hieraus ergebende e-Anreicherung und e-Reinheit bei gegebener Akzeptanz ist in Abbildung 4.13 dargestellt. „Hadron“-Anreicherung und „Hadron“-Reinheit werden in Abbildung 4.14 untersucht.

Mit der  $\chi^2$ -Methode lassen sich bei 50% e-Akzeptanz bereits Anreicherungsfaktoren von 100 erreichen. Aufgrund des großen Verhältnisses von „Hadron“- zu Elektronspuren (siehe Tabelle 4.1) läßt sich aber damit nur eine Reinheit von 80% erreichen. Eine Steigerung der Reinheit auf über 90% läßt sich nur bei gleichzeitiger Reduktion der e-Akzeptanz auf 20% erreichen, was sich natürlich ungünstig auf die Statistik auswirkt.

Möchte man möglichst saubere „Hadron“-Spuren selektieren, so wirkt sich das große Verhältnis von „Hadron“- zu Elektronspuren positiv aus. Hierdurch erreicht man bereits bei 95% „Hadron“-Akzeptanz Reinheiten von 98%. Genügen Akzeptanzen von 50%-60% oder darunter, so kann man Elektronen praktisch ausschließen.

Tabelle 4.2 gibt die Ergebnisse dieser und der folgenden Methoden in tabellarischer Form an. Hierbei wurde außerdem die Zusammensetzung der „Hadronen“ aus den verschiedenen Teilchensorten, die im FTD Spuren hinterlassen, angegeben<sup>13</sup>.

Zusammenfassend kann man zur  $\chi^2$ -Methode sagen, daß sie allein bereits in der Lage ist, bis zu über 90% reine Elektronen und über 99% reine „Hadronen“ zu selektieren. Allerdings kann dabei die e-Akzeptanz unter 20% liegen.

#### 4.4.2 Paar-Methode

In Tabelle 4.2 ist auch das Ergebnis der Paar-Methode dargestellt. Man erreicht eine Elektron-Anreicherung von 140 bei einer Akzeptanz von 12%. Dies entspricht einer Reinheit von 90%.

#### 4.4.3 „Einfache“ Methode

Als „Einfache“ Methode seien hier Methoden bezeichnet, bei denen direkt auf die in Abschnitt 4.2.2 und 4.2.3 vorgestellten Größen geschnitten wird. Besonders aussagekräftig

<sup>12</sup>Für die Methode  $\alpha < 2$  lautet die Gleichung zum Beispiel:  $\frac{157}{177} n_e + \frac{510}{4506} n_h = \frac{136}{378}$

<sup>13</sup>Man beachte, daß es sich um MC-Spuren handelt, so daß die Zusammensetzung bekannt ist.

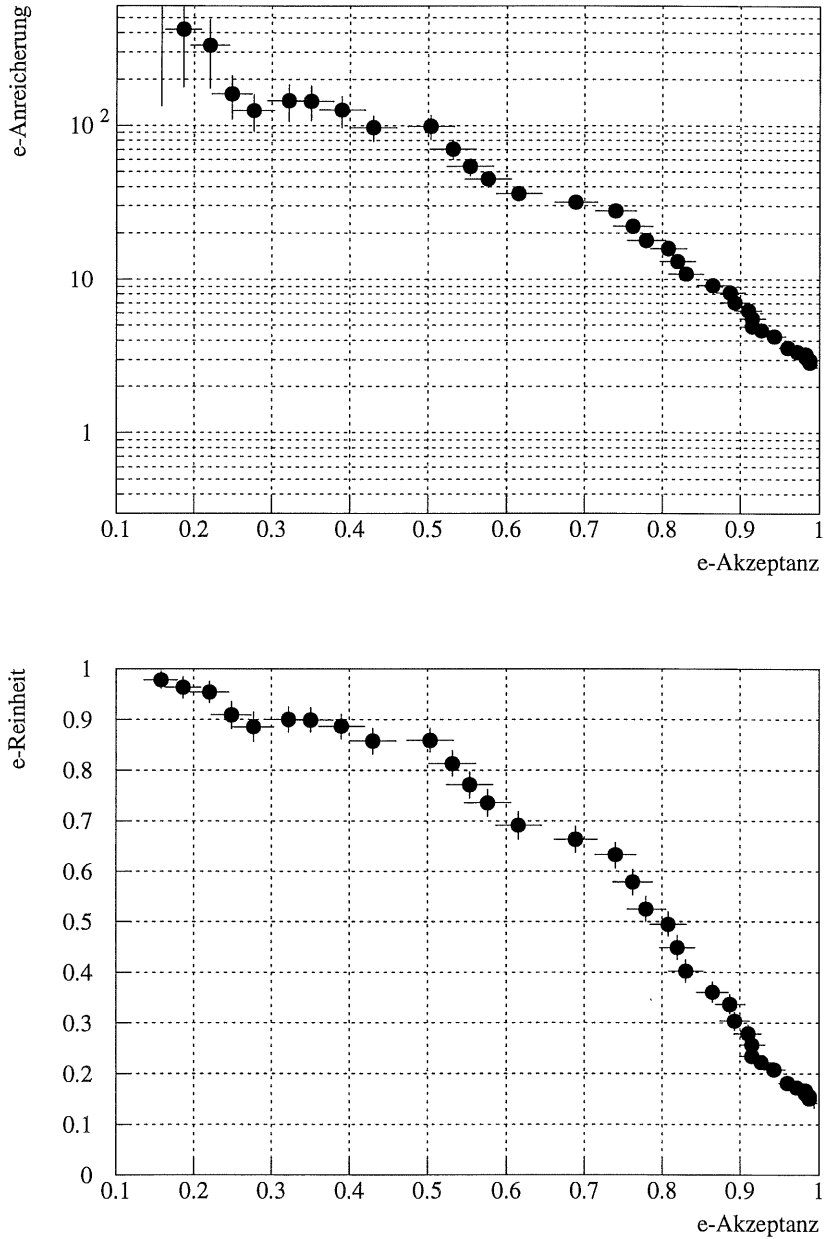


Abbildung 4.13: Elektron-Anreicherung und Elektron-Reinheit (Begriffe siehe Anhang A); berechnet mit dem später auch in der Analyse der Daten verwendeten Parametersatz der  $\chi^2$ -Methode

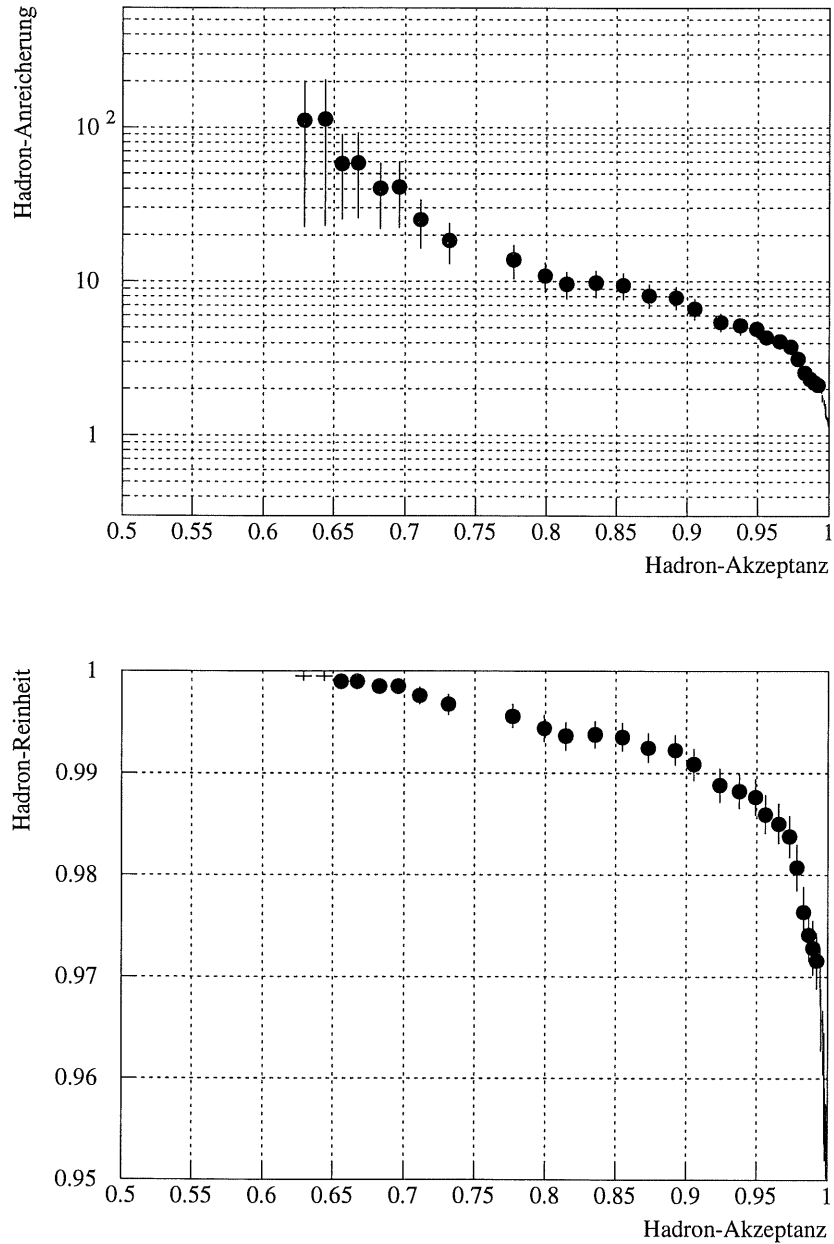


Abbildung 4.14: „Hadron“-Anreicherung und „Hadron“-Reinheit (Begriffe siehe Anhang A) berechnet mit dem später auch in der Analyse der Daten verwendeten Parametersatz der  $\chi^2$ -Methode

sind die Größen  $EAL1$  und  $E0/|c\vec{p}|$ . Als Beispiel für einen einfachen aber wirksamen Schnitt sei der folgende erwähnt:

$$EAL1 < 8 \text{ cm} \wedge E0/|c\vec{p}| > 0,7$$

Man erreicht hiermit eine Elektron-Anreicherung von 15 bei einer Akzeptanz von 53% (Tabelle 4.2). Da die hiermit erzielte Reinheit unter 50% liegt, kann diese Methode nur in Kombination mit anderen Methoden sinnvoll verwendet werden.

#### 4.4.4 Kombinierte Methoden

Die drei vorgestellten Methoden lassen sich kombinieren (Siehe Tabelle 4.2). Besonders aussichtsreich ist hierbei eine Kombination der „Einfachen“ Methode oder der  $\chi^2$ -Methode mit der Paar-Methode. Damit die Elektron-Akzeptanz hierbei akzeptabel bleibt, darf  $\alpha_{cut}$  nicht zu klein gewählt werden. Ein guter Wert ist zum Beispiel  $\alpha_{cut} = 2$ . Hiermit erreicht man ohne wesentlichen Akzeptanzverlust eine Steigerung der Anreicherung um einen Faktor 4 gegenüber der Paar-Methode, was eine Reinheit von 97% zur Folge hat. Der Nachteil aller kombinierten Methoden, die die Paar-Methode enthalten, ist die maximal erreichbare Akzeptanz von 12%.

#### 4.4.5 Ausblick auf die Daten-Analyse

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Anforderungen der Analyse nach möglichst reinen Elektronspuren und gleichzeitig hinreichender Elektron-Statistik am besten mit der  $\chi^2$ -Methode allein oder mit einer Kombination von dieser mit der Paar-Methode erfüllt werden. Der genaue Wert für  $\alpha_{cut}$  sollte unter Berücksichtigung der vorhandenen Statistik und der geforderten Reinheit gewählt werden. Auch die Kombination der „Einfachen“ Methode mit der Paar-Methode sollte gute Ergebnisse ermöglichen. Die in der Analyse benötigten reinen „Hadron“-Spuren lassen sich mit der  $\chi^2$ -Methode selektieren. Ein  $\alpha_{cut}$ -Wert zwischen 4 und 10 sollte im Normalfall den Anforderungen genügen.



---

## V.

# *Elektron/Hadron-Trennung mit dem Übergangsstrahlungsdetektor*

---

Der Nachweis und die Anwendung von Übergangsstrahlungseffekten bei H1 ist nur durch Ausnutzung der Ladungsinformation von Hits in den radialen Driftkammern möglich. Ziel einer solchen Untersuchung ist es, für beliebige Spuren im FTD eine Wahrscheinlichkeit dafür angeben zu können, daß es sich um eine Hadron- bzw. eine Elektronspur handelt. In Abschnitt 5.2 werden speziell an die Gegebenheiten von H1 angepaßte Methoden zur Auswertung der Ladungsinformation entwickelt und die Ergebnisse vorgestellt. Um dort nicht jeden der 864 Drähte für jede Datennahmeperiode<sup>1</sup> getrennt betrachten zu müssen, wird in Abschnitt 5.1 eine Kalibration der Ladungswerte durchgeführt, und es werden dort die im letzten Kapitel entwickelten Verfahren zur Bestimmung reiner Spurmengen nochmals beurteilt. Abschnitt 5.2.3 enthält eine Zusammenfassung der Ergebnisse der Analyse unter Verwendung der vorgestellten Methoden.

## *5.1 Vorbereitung der Analyse*

### *5.1.1 Kalibration der Ladungswerte*

Die 864 Drähte der radialen Driftkammern verhalten sich nicht alle identisch. Die Gasverstärkung und die Effizienz variieren von Draht zu Draht. Zusätzlich beobachtet man noch zeitliche Änderungen dieser Größen. Diese zeitlichen Effekte werden durch wechselnde äußere Bedingungen (Temperatur, Luftdruck, Strahlströme, usw. ), leichte

---

<sup>1</sup>Die Länge einer Datennahmeperiode („Run“) variiert bei H1 zwischen einigen Minuten und einigen Stunden.

Veränderungen des Kammergases oder gewollte Änderungen der Drahtpotentiale hervorgerufen. Damit in einer Analyse, die auf Ladungswerten aufbaut, diese Effekte nicht einzeln betrachtet werden müssen, wurde ein Verfahren entwickelt [Dreis], um draht-abhängige und strahlstrom-abhängige Effekte zu kompensieren. Ein weiterer bisher noch nicht genannter Effekt ist geometrischer Natur. Die Länge des Spurabschnitts, von dem die Ladung auf einen Draht driftet, ist abhängig vom Winkel  $\theta$  der Spur<sup>2</sup>. Daher erwartet man auch eine Abhängigkeit der mittleren deponierten Ladung auf einem Draht von diesem Parameter. Schließlich beobachtet man noch einen Zusammenhang zwischen der Ladung und der Driftstrecke, der vermutlich durch einen Zusatz von Sauerstoff (0,1%) im Kammergas verursacht wird. Diese Abhängigkeit kann durch eine lineare Approximation abgeschätzt werden [Dreis]. Die Kalibration auf alle genannten Effekte verläuft wie folgt:

1.  $Q_0$ 

Ausgangspunkt ist die auf einem Draht gemessene Ladung  $Q_0$  (zur Rekonstruktion von  $Q_0$  siehe Abschnitt 3.1.1).

2.  $Q_1 = Q_0 \cdot \cos(\theta)$ 

Korrektur auf die Spurlänge.

3.  $Q_2 = Q_1 \cdot f_r(run, drt)$ 

Korrektur auf strahlstrom-abhängige und drahttiefenabhängige Effekte.  $run$  ist die Nummer des Runs<sup>3</sup>, und  $drt$  ist die Drahttiefe (1-36).

4.  $Q_3 = Q_2 \cdot f_n(near/far, drt)$ 

Korrektur auf den Versatz<sup>4</sup> der Drähte. Spuren, die auf der „Near“-Seite des Drahtes verlaufen, deponieren im Mittel eine höhere Ladung als solche, die auf der „Far“-Seite des Drahtes verlaufen.

5.  $Q_4 = Q_3 \cdot f_d(dft, drt)$  (Drahtebenen 1)

Korrektur auf die Driftzeit ( $dft$  ist die Driftzeit). Aufgrund elektronaffiner Zusätze im Gas hängt die deponierte Ladung vom Driftweg bzw. von der Driftzeit ab.

6.  $Q = Q_5 = Q_4 \cdot f_k(ich)$  (Drahtebenen 3-12)

Draht-zu-Draht-Korrektur ( $ich$  ist die Drahtnummer). Hiermit lassen sich Unterschiede in der Gasverstärkung der einzelnen Drähte ausgleichen, die nicht bereits durch  $f_r$  berücksichtigt wurden.

 $Q = Q_4 = Q_3 + f_w(dre)$  (Drahtebenen( $dre$ ) 1-2)

Wie in Abschnitt 3.2 erläutert wurde, wird auf diesen Drähten im Mittel viel weniger Ladung deponiert als erwartet. Um diesen Effekt teilweise zu korrigieren, wurde dieses einfache additive Korrekturverfahren in Hinblick auf die Anwendung in der Elektron/Hadron-Trennung entwickelt. In der Praxis hat es sich bisher bewährt.

<sup>2</sup> $\theta$  bezeichnet den von der Spur und der Detektorachse eingeschlossenen Winkel

<sup>3</sup>Die Strahlströme ändern sich innerhalb eines Runs nur wenig.

<sup>4</sup>Zum Begriff „Versatz“ siehe 1.4

Die Kalibrationsfaktoren  $f_r$ ,  $f_n$ ,  $f_k$ ,  $f_d$  und  $f_w$  wurden vorher unter Verwendung aller zur Verfügung stehenden Hadronspuren ermittelt. Abbildung 5.1 und 5.2 zeigen die  $Q_0$ -Verteilungen für Hadronen<sup>5</sup>. Ladungswerte größer  $Q = 5000$  werden aus Darstellungsgründen auf 5000 gesetzt. Die  $Q$ -Verteilungen nach der Kalibration werden in Abbildung 5.3 und 5.4 gezeigt. Zu den Verbesserungen der Ergebnisse durch die Anwendung dieser Kalibration wird vorgreifend auf Abschnitt 5.2.1 verwiesen. Dort führt die Anwendung der Mittelwertmethode auf kalibrierte Ladungen (Abbildung 5.8 „ $N = 6$ “) zu besseren Resultaten als die Anwendung auf unkalibrierte Ladungen (Abbildung 5.9).

### 5.1.2 Verwendete Teilchenidentifikationsmethoden

In Kapitel 4 wurden verschiedene Teilchenidentifikationsmethoden vorgestellt und auf MC-Ebene bewertet. Für die Analyse ist insbesondere die Reinheit der Elektronspuren und der Hadronspuren von großer Bedeutung. Quantitative Aussagen über die Möglichkeiten der Elektron/Hadron-Trennung mit dem Übergangsstrahlungsdetektor sind ohne die genaue Kenntnis dieser Größen nur sehr eingeschränkt möglich. Daher sollen hier die Reinheiten der schließlich verwendeten Daten nochmals abgeschätzt werden:

- Die von einem Teilchen im Mittel auf einem Draht deponierte Ladung  $Q$  hängt bei gegebenem Kammergas nur von der Teilchensorte und vom Impuls des Teilchens ab<sup>6</sup>.
- Der Impuls ist in der Analyse festgelegt auf einen Bereich zwischen 1,5 GeV/c und 4 GeV/c. Daher kann die Impulsabhängigkeit vernachlässigt werden (vgl. Abbildung 2.5), und es ist möglich, aus der mittleren deponierten Ladung  $Q$  einer Spurmengemenge mittels linearer Interpolation eine Abschätzung der Reinheit dieser Menge zu gewinnen.

Tabelle 5.1 zeigt die Ergebnisse dieses Verfahrens. Bei der Berechnung der Reinheit  $R_e$  wurde angenommen, daß die erwartete mittlere Ladung für reine Hadronen  $1421 \pm 10$  und für reine Elektronen  $2015 \pm 36$  beträgt<sup>7</sup>. In der weiteren Analyse sind mit „Elektronspuren“ die Spuren gemeint, die mit der Methode  $Paar + EAL1 < 8\text{ cm} +$

<sup>5</sup>Unter Hadronen sind hier die Teilchen gemeint, die mit der in Kapitel 4 entwickelten Methode  $\alpha > 10$  selektiert wurden.

<sup>6</sup>Der Einfluß der Spurgeometrie und zeitlicher und räumlicher Variationen in der Gasverstärkung wurde bereits durch die Kalibration berücksichtigt.

<sup>7</sup>Diese Werte wurden mit Hilfe der MC-Studien und aufgrund der aus der Tabelle 5.1 entnommenen Änderung der Mittelwerte für immer härtere Schnitte bestimmt. Für die Methoden  $Paar + \alpha < 2$ ,  $Paar + \alpha < 1$ ,  $Paar + \alpha < 0,75$ ,  $\alpha < 0,5$ ,  $\alpha < 0,4$  und  $Paar + EAL1 < 8\text{ cm} + E0/|c\vec{p}| > 0,7$  ergeben sich im Monte-Carlo Reinheiten von 94%–100%. Die Ladungsmittelwerte  $\bar{Q}$  für die mit diesen Methoden selektierten Spuren variieren in den Daten zwischen 1956 und 2015. Aus diesen relativ geringen Unterschieden kann auf geringe Unterschiede in den dabei erzielten Reinheiten geschlossen werden. Zusätzlich sieht man im Monte-Carlo, daß sich die Anreicherungsfaktoren der verschiedenen Methoden

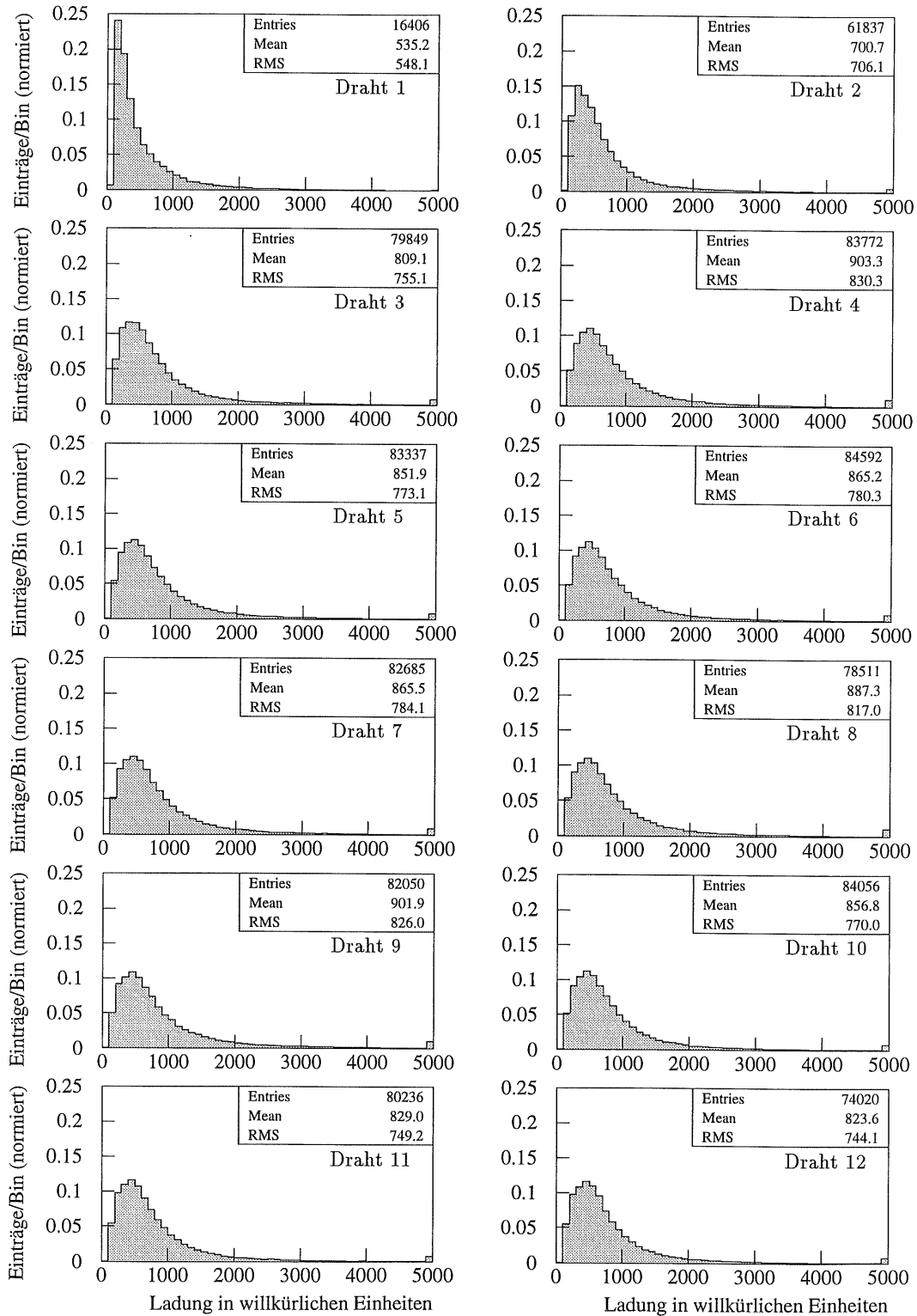


Abbildung 5.1:  $Q_0$ -Verteilungen von Hadronen getrennt für alle Drahtebenen. In jedes Histogramm gehen 72 Drähte ein.

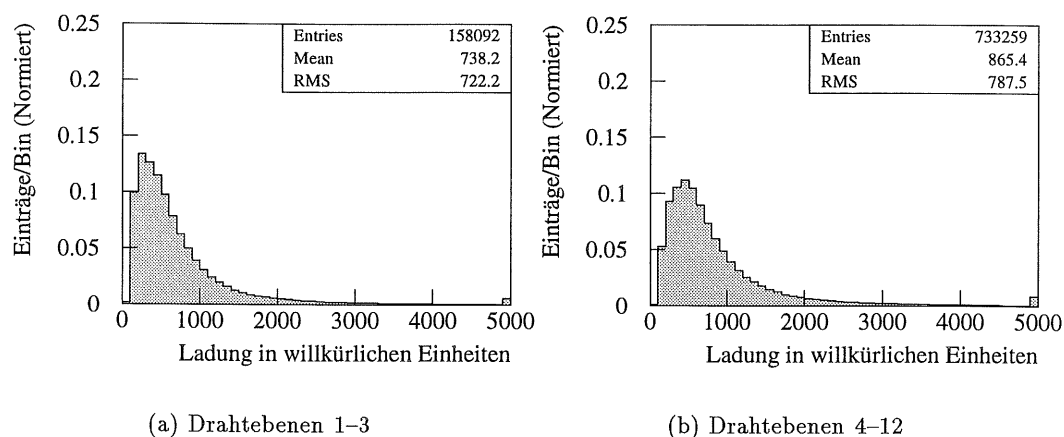


Abbildung 5.2:  $Q_0$ -Verteilungen von Hadronen, getrennt für Drahtebenen 1–3 und 4–12.

$E0/|c\vec{p}| > 0,7$  selektiert wurden und mit „Hadronspuren“ die Spuren, die mit der Methode  $\alpha > 10$  selektiert wurden. Aus der Tabelle 5.1 entnimmt man für die Reinheit der so definierten Elektronen und Hadronen<sup>8</sup>:

$$R_e : 94,5\% \text{ (93\%–100\%)} \quad (5.1)$$

$$R_h : 98,6\% \text{ (98\%–100\%)} \quad (5.2)$$

## 5.2 Auswertungsmethoden und Ergebnisse

Die in Abbildung 5.3–5.6 gezeigten Ladungsspektren sind signifikant verschieden für Elektronen und Hadronen. Zum einen ist das Maximum der Verteilungen für Elektronen zu höheren Werten hin verschoben, zum anderen gibt es bei den Elektronen

stark unterscheiden (270–500). Diese Kombination von schwach variierenden Reinheiten und stark variierenden Anreicherungsfaktoren ist nur möglich, falls die Reinheiten über  $\approx 90\%$  liegen. Es wird daher angenommen, daß das Maximum der  $\bar{Q}$ -Werte für die verschiedenen Methoden innerhalb des anzugebenden Fehlers mit dem Wert  $\bar{Q}_e$  für reine Elektronen übereinstimmt. Zu dem statistischen Fehler von  $\bar{Q}_e$  von 19 kommt ein systematischer Fehler von 30, verursacht durch prinzipielle Unsicherheiten bei der  $\bar{Q}_e$ -Bestimmung.

Bei der Bestimmung des  $\bar{Q}_h$ -Wertes für reine Hadronen fällt auf, daß sich die  $\bar{Q}$ -Werte für  $\alpha > 4$ ,  $\alpha > 5$  und  $\alpha > 10$  signifikant unterscheiden, obwohl die MC-Studien dies nicht erwarten ließen (vgl. Tabelle 4.2). Daher wird der mittlere  $Q$ -Wert für Hadronen als 1421 mit einem aus den Unterschieden abgeschätzten Fehler von  $\pm 10$  angenommen.

<sup>8</sup>Der Mittelwert einer um 100% zentrierten Gaußverteilung der Breite  $\sigma$ , die allerdings oberhalb von 100% abgeschnitten ist, beträgt  $100\% - 0,8\sigma$ . Die angegebenen Intervalle für  $R_E$  entsprechen Ein-Sigma-Umgebungen.

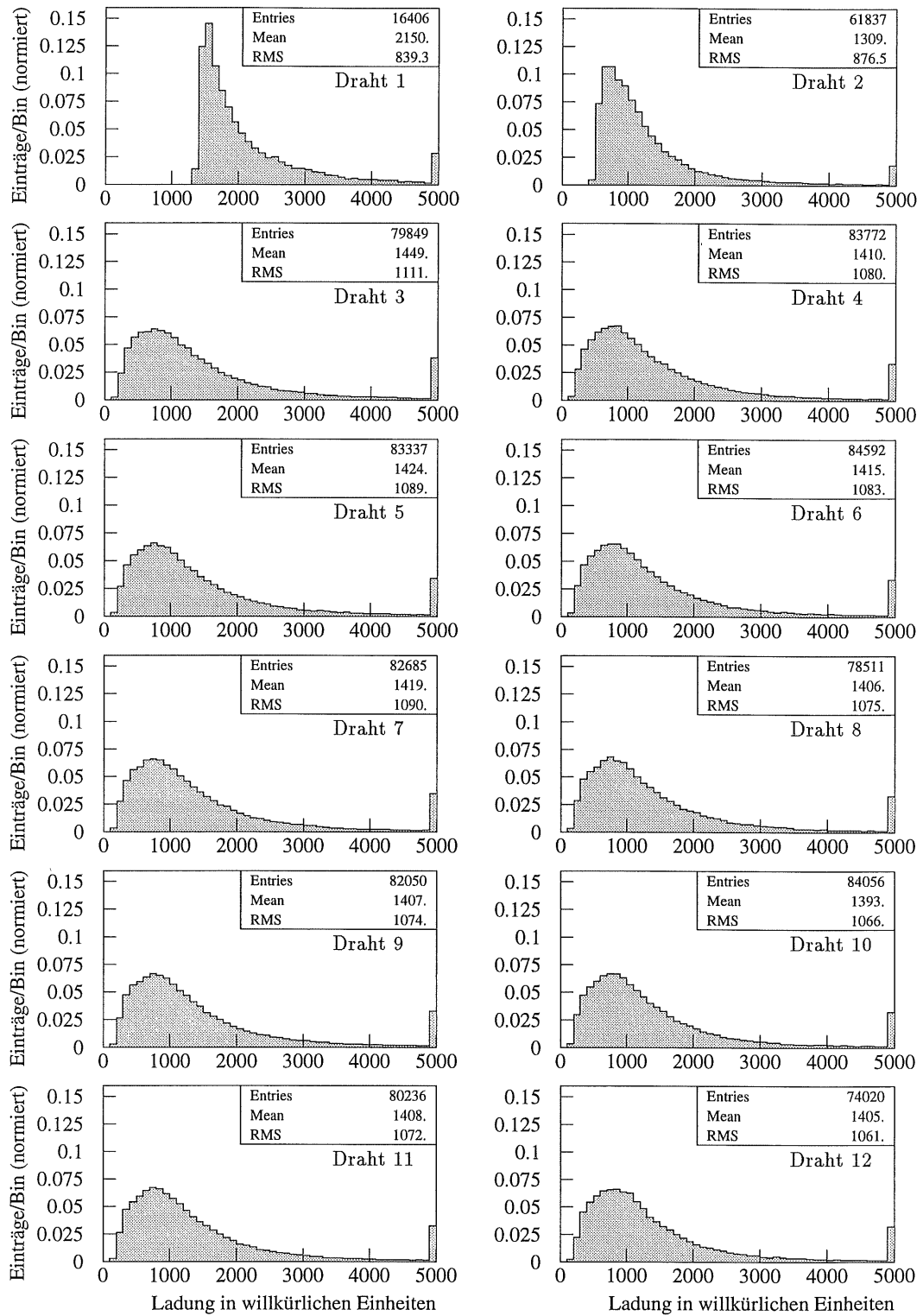


Abbildung 5.3:  $Q$ -Verteilungen von Hadronen nach der Kalibration, getrennt für alle Drahtebenen. In jedes Histogramm gehen 72 Drähte ein.

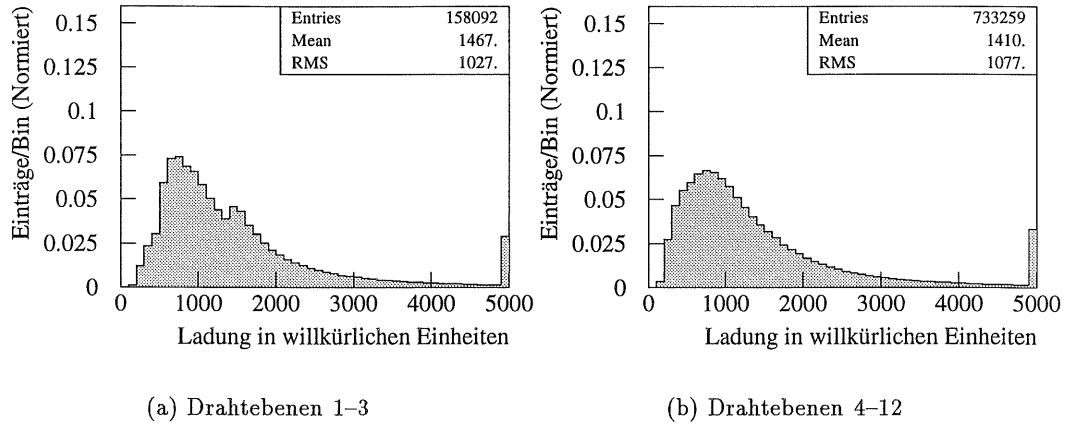


Abbildung 5.4:  $Q$ -Verteilungen von Hadronen nach der Kalibration, getrennt für Drahtebenen 1-3 und 4-12.

| Angewandte Methode                           | Spuren | $\bar{Q}$ | $\Delta\bar{Q}$ | $R_e$    |
|--|--------|-----------|-----------------|----------|
| alle Spuren                                  | 56169  | 1480      | 1               | 8-12%    |
| $\alpha < 2$                                 | 4524   | 1847      | 5               | 68-76%   |
| $\alpha < 1$                                 | 1345   | 1952      | 10              | 84-95%   |
| $\alpha < 0,75$                              | 674    | 1958      | 15              | 85-96%   |
| $\alpha < 0,5$                               | 168    | 1956      | 29              | 84-96%   |
| $\alpha < 0,4$                               | 68     | 1989      | 47              | 88-100%  |
| Paar   | 886    | 1925      | 13              | 79-90%   |
| Paar + $\alpha < 2$                          | 525    | 1977      | 17              | 89-99%   |
| Paar + $\alpha < 1$                          | 228    | 1977      | 26              | 88-99%   |
| Paar + $\alpha < 0,75$                       | 140    | 1950      | 32              | 82-96%   |
| EAL1 < 8 cm + E0/ c $\vec{p}$   > 0,7        | 4195   | 1820      | 6               | 63-71%   |
| Paar + EAL1 < 8 cm + E0/ c $\vec{p}$   > 0,7 | 441    | 2015      | 19              | 93-100%  |
| $\alpha > 2$                                 | 54645  | 1449      | 1               | 3,1-6,3% |
| $\alpha > 4$                                 | 47818  | 1431      | 1               | 0,4-3,0% |
| $\alpha > 5$                                 | 44840  | 1428      | 1               | 0-2,7%   |
| $\alpha > 10$                                | 36029  | 1421      | 2               | 0-1,7%   |

Tabelle 5.1: Die Teilchenidentifikationsmethoden, angewandt auf Daten.  $\bar{Q}$  ist die mittlere Ladung aller Hits aller Spuren der betrachteten Methode.  $\Delta\bar{Q}$  ist der statistische Fehler von  $\bar{Q}$ .  $R_e$  bezeichnet die abgeschätzte Elektron-Reinheit dieser Spuren. Die angegebenen Intervalle entsprechen Ein-Sigma-Umgebungen.

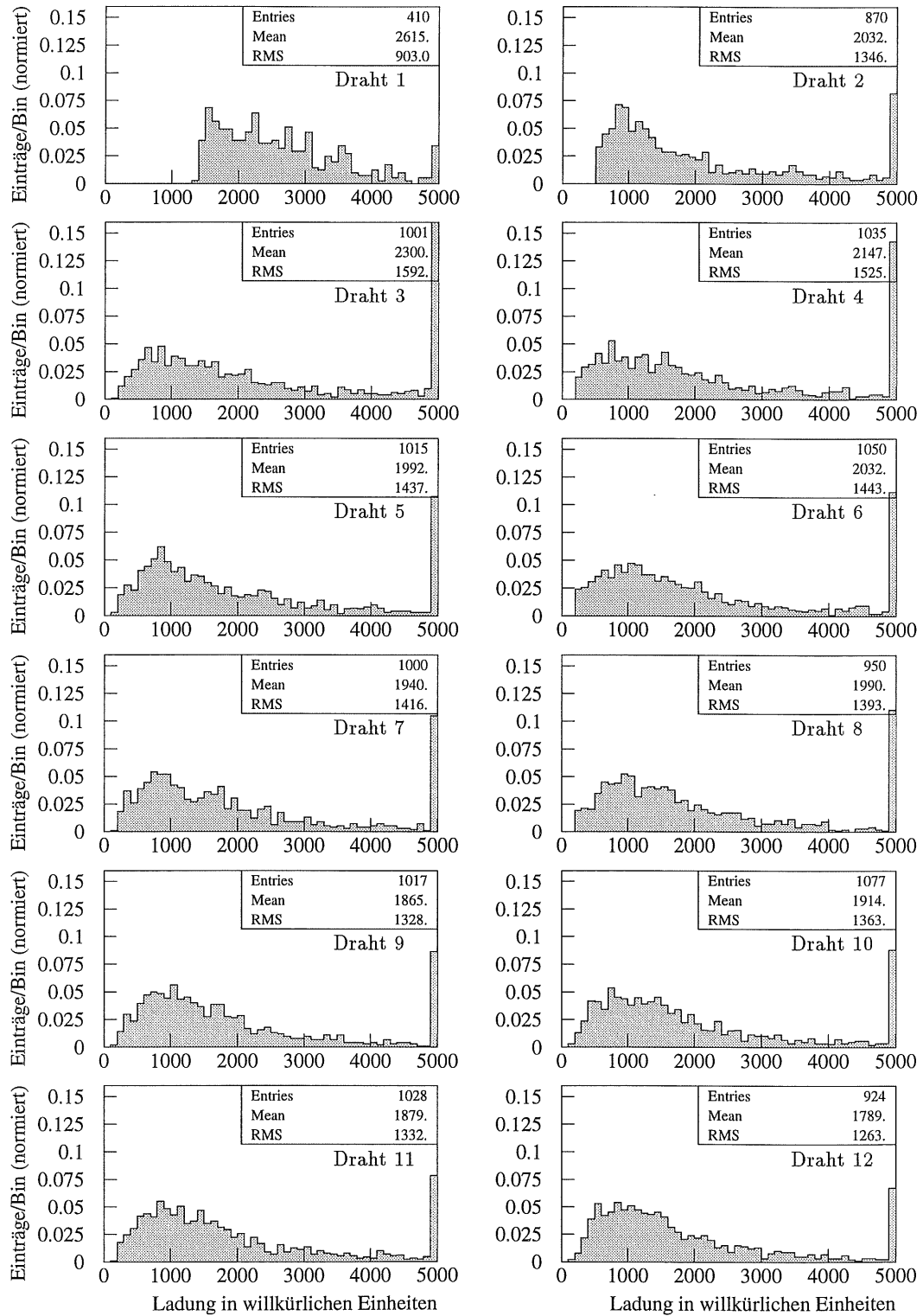


Abbildung 5.5:  $Q$ -Verteilungen von Elektronen nach der Kalibrierung, getrennt für alle Drahtebenen. In jedes Histogramm gehen 72 Drähte ein.



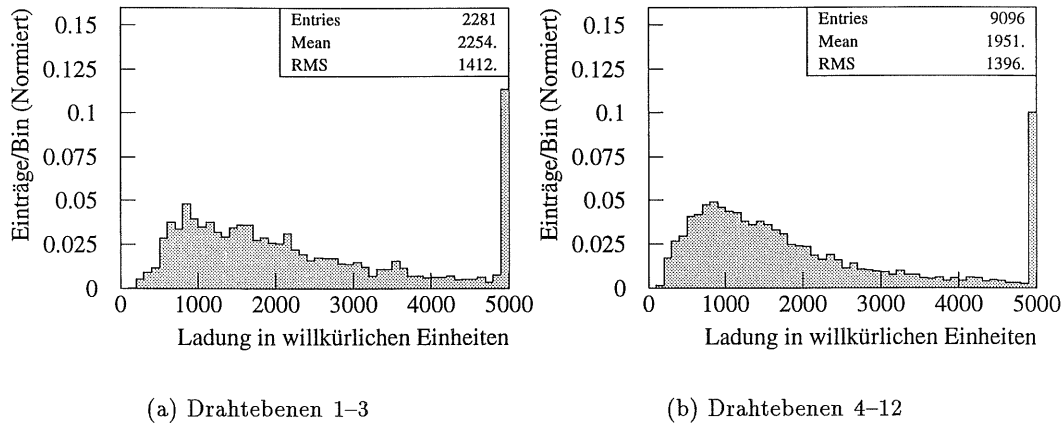


Abbildung 5.6:  $Q$ -Verteilungen von Elektronen nach der Kalibration, getrennt für Drahtebenen 1-3 und 4-12.

deutlich mehr Einträge im „Schwanz“ der Verteilung. Beide Effekte können durch das erhöhte  $dE/dx$  von Elektronen gegenüber Hadronen und die zusätzliche Absorption eines oder mehrerer Übergangsstrahlungsphotonen erklärt werden. In diesem Abschnitt sollen einige Methoden untersucht werden, um die Unterschiede in den Verteilungen für die Elektron/Hadron-Trennung zu nutzen.

### 5.2.1 Mittelwertmethode

Jede Spur im FTD hat maximal 36 radiale Hits, die man auswerten kann. Da nicht alle Drähte 100% effizient sind, ist die Anzahl im allgemeinen geringer (Abbildung 5.7). Anhand dieser Ladungswerte soll nun geprüft werden, ob es sich bei einer gegebenen Spur um eine Elektron- oder eine Hadronspur handelt. Die Unterschiede in den Ladungsverteilungen von Elektronen und Hadronen drücken sich in unterschiedlichen Mittelwerten aus (siehe „Mean“-Werte in Abbildungen 5.3-5.6), da sowohl das erhöhte  $dE/dx$  als auch absorbierte Übergangsstrahlungsphotonen die mittlere deponierte Ladung für Elektronen erhöhen. Diesen Unterschied versucht die Mittelwertmethode auszunutzen.

Für jede zu untersuchende Spur wird der Mittelwert der Ladungen der vordersten  $N$  Hits in jeder Kammer gebildet, und daraus eine Wahrscheinlichkeit dafür abgeleitet, daß es sich bei dieser Spur um eine Elektron-Spur handelt.

Die Methode basiert darauf, daß die Verteilungen der Mittelwerte deutlich schmalere sind — im Idealfall von 36 Hits um einen Faktor  $\sqrt{36}$  — als die Ladungsverteilungen, der Abstand<sup>9</sup> zwischen den Verteilungen aber erhalten bleibt, so daß sie sich deutlich

<sup>9</sup>gemeint ist der Unterschied in den Mittelwerten der Mittelwertverteilungen

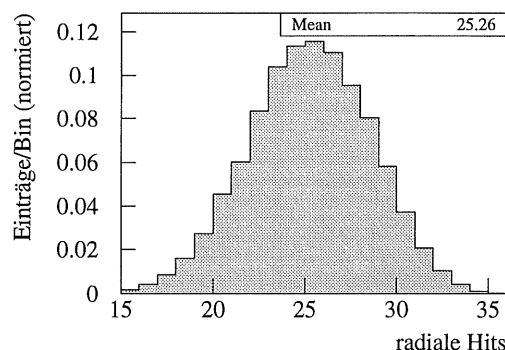


Abbildung 5.7: Verteilung der Anzahl der radialen Hits der in der Analyse verwendeten Spuren

besser trennen lassen.

Da die Übergangsstrahlungsphotonen primär auf den vorderen Drähten absorbiert werden, kann es sinnvoll sein, auch nur den Mittelwert der Ladung der vorderen Drähte zu bilden, also  $N$  klein zu wählen ( $N < 4$ ). Hierbei ist der Vorteil durch die größeren Mittelwertunterschiede abzuwägen gegen den Nachteil einer entsprechend größeren Breite der Ladungsmittelwertverteilungen durch die geringere Anzahl ( $3N$ ) an Hits pro Spur. Allerdings läßt die in Abschnitt 3.2 angesprochene Problematik der vordersten Drähte diesen Ansatz als nicht sinnvoll erscheinen.

### Ergebnisse der Mittelwertmethode

Die mit der Mittelwertmethode erreichbaren Elektron-Anreicherungsfaktoren werden in Abbildung 5.8 als Funktion der Elektron-Akzeptanz dargestellt und diskutiert. Die in der Abbildung angegebenen Fehler sind die statistischen Fehler, die sich aus der Form der gezeigten Verteilungen ableiten lassen. Für alle  $N$ -Werte unterscheiden sich die Verteilungen für Elektronen und Hadronen signifikant.

Oben in Abbildung 5.8 wird der Fall  $N = 10$  betrachtet. Es wurde also über 30 Ladungswerte gemittelt. Man erkennt, daß nur sehr wenige der selektierten Elektronspuren (29) diese Zahl an Hits aufweisen. Daher wird hier die „Form“ der Elektron-Verteilung von statistischen Fluktuationen dominiert und die dargestellten Akzeptanzen und Anreicherungsfaktoren sind daher sehr fehlerbehaftet. Insbesondere ist die Abnahme der Anreicherungsfaktoren für Akzeptanzen von unter 20% sicherlich durch die Statistik verursacht. Trotzdem kann man abschätzen, daß sich bei 80% Elektron-Akzeptanz Anreicherungsfaktoren von ungefähr 7 erreichen lassen.

Für  $N = 8$  ist die erreichte Statistik deutlich besser als für  $N = 10$  und erlaubt eine genauere Betrachtung der Form der Verteilungen. Trotz der erwarteten Verringerung

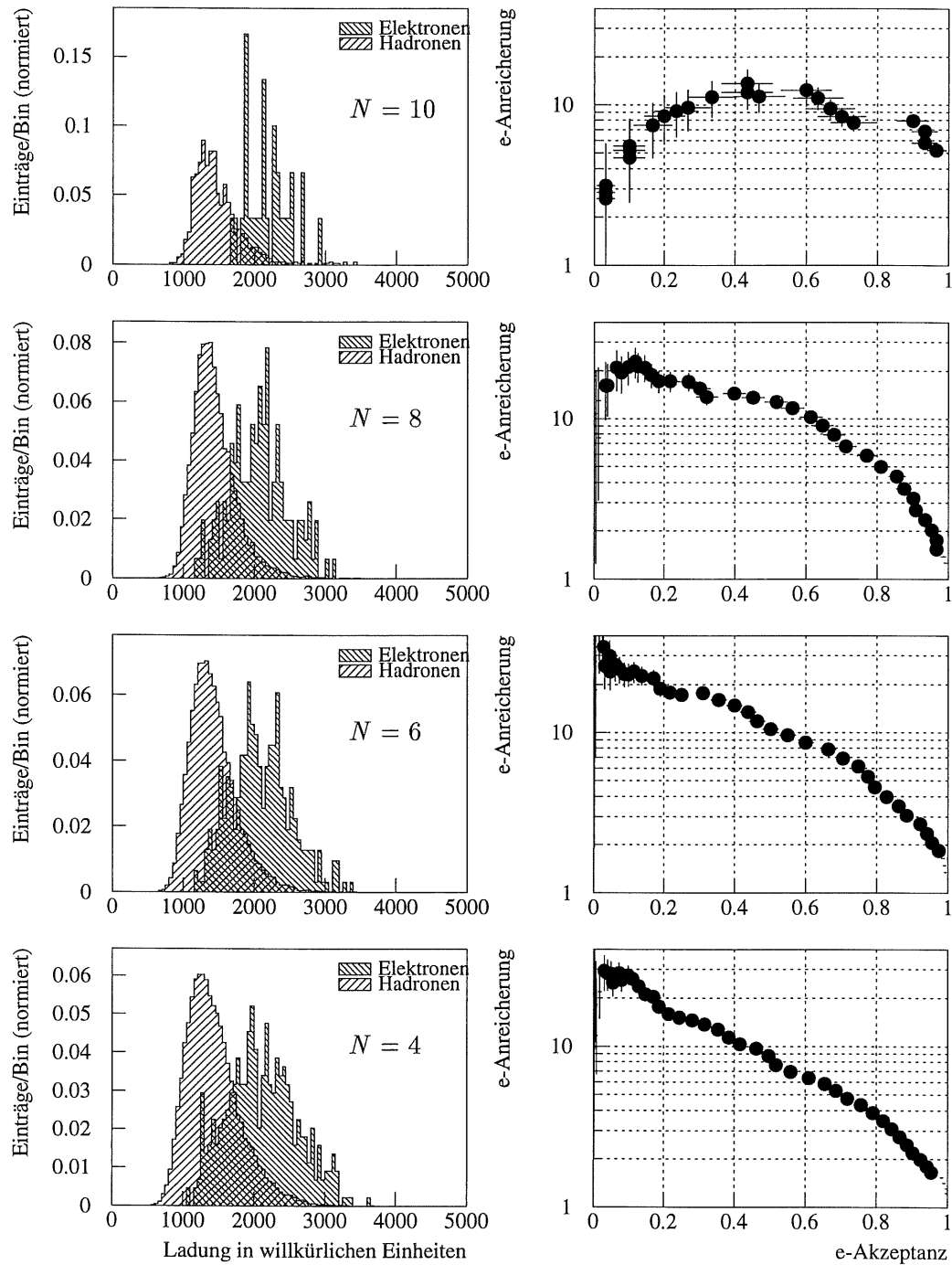


Abbildung 5.8: Ladungsmittelwertverteilungen und sich daraus ergebende e-Anreicherungsfaktoren bei gegebener e-Akzeptanz. Von oben nach unten wurden jeweils die ersten 10, 8, 6 bzw. 4 Hits in jeder Kammer zur Bildung des Mittelwerts benutzt.

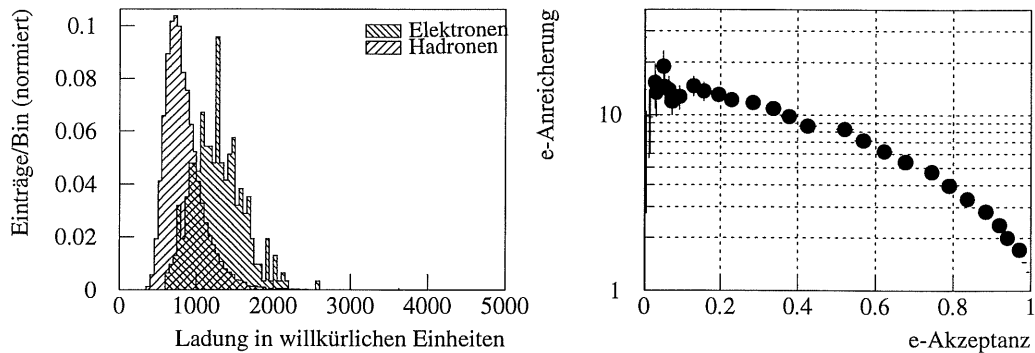


Abbildung 5.9: Ladungsmittelwertverteilungen und sich daraus ergebende  $e$ -Anreicherungsfaktoren bei gegebener  $e$ -Akzeptanz. Die ersten 6 Hits in jeder Kammer wurden zur Bildung des Mittelwertes benutzt. Es wurden die unkalibrierten Ladungen ( $Q_0$ ) gemittelt! Diese Abbildung wird in Abschnitt 5.1.1 erläutert.

der Breite gegenüber den ungemittelten Verteilungen (Abbildungen 5.3–5.6) erkennt man noch ein deutliches „Auslaufen“ der Hadron-Verteilung für hohe Ladungswerte, die mit der Elektron-Verteilung überlappt und die erreichbare Anreicherung begrenzt. Bei 80% Akzeptanz wird ein Anreicherungsfaktor von 5 erreicht.

Für  $N = 6$  nimmt die Statistik weiter zu, jedoch erkennt man auch eine Verbreiterung der Verteilungen gegenüber  $N = 8$ , die die erzielten Anreicherungsfaktoren bei 80%-Akzeptanz auf 4–5 begrenzt.

Der Anreicherungsfaktor bei 80% Akzeptanz reduziert sich nochmals für  $N = 4$  und zwar auf 3–4. Desweiteren nimmt auch die Breite der Verteilungen weiter wie erwartet mit kleiner werdendem  $N$  zu. Bemerkenswert ist der mit  $N = 6$  erzielte maximale Anreicherungsfaktor von über 20. Anreicherungsfaktoren  $f$  sind nämlich nur erreichbar, falls die Hadron-Reinheit mindestens  $100\% - \frac{100\%}{f}$  beträgt. Hieraus folgt also eine Hadron-Reinheit der Methode  $\alpha > 10$  von mindestens 95%, in Übereinstimmung mit dem angenommenen Wert von 99%.

Insgesamt nehmen die erreichbaren Anreicherungsfaktoren mit kleiner werdendem  $N$  ab, da die Breite der Mittelwertverteilungen gleichzeitig zunimmt. Bei sehr großen Werten von  $N$  (10 oder mehr) wird die Anzahl der Spuren innerhalb der hier verwendeten Datenmenge sehr klein, so daß für diese  $N$  statistische Fluktuationen in den Verteilungen präzise Aussagen unmöglich machen.

### 5.2.2 Maximum-Likelihood-Methode

Die Maximum-Likelihood-Methode [] (MLM) ist vom Prinzip her die beste Methode, um Unterschiede in den Ladungsverteilungen für Elektronen und Hadronen möglichst vollständig zu verwerten [Pil93]. Bei genauer Kenntnis der Ladungsverteilungen kann

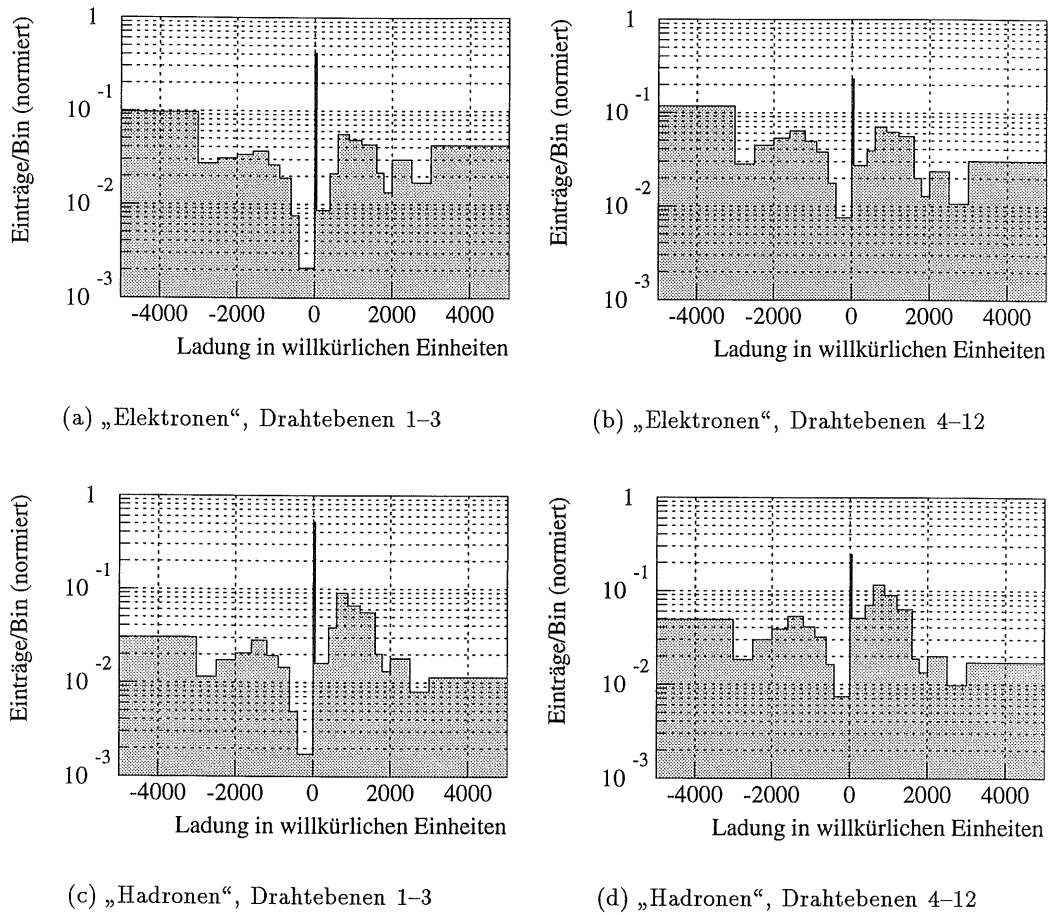


Abbildung 5.10: *Maximum-Likelihood-Methode: Variabel gebinte Ladungsverteilungen vor der Korrektur auf die Kontamination.*

man nämlich mit der MLM aus den entlang einer Spur deponierten Ladungen die Wahrscheinlichkeiten dafür berechnen, daß ein Elektron, bzw. Hadron eine Spur mit solchen Ladungswerten verursacht. Das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten gibt dann direkt die Elektron- bzw. Hadron-„Ähnlichkeit“ dieser Spur an und ermöglicht somit eine einfache Elektron/Hadron-Trennung.

Voraussetzung für die Berechenbarkeit der Wahrscheinlichkeiten ist eine möglichst genaue Kenntnis der Ladungsverteilungen für Elektronen und Hadronen. Diese muß man ähnlich wie bei der  $\chi^2$ -Methode vorher mit Hilfe anderer als den zu untersuchenden Spuren gewinnen. Im folgenden wird der Ablauf der Analyse mit der MLM vorgestellt.

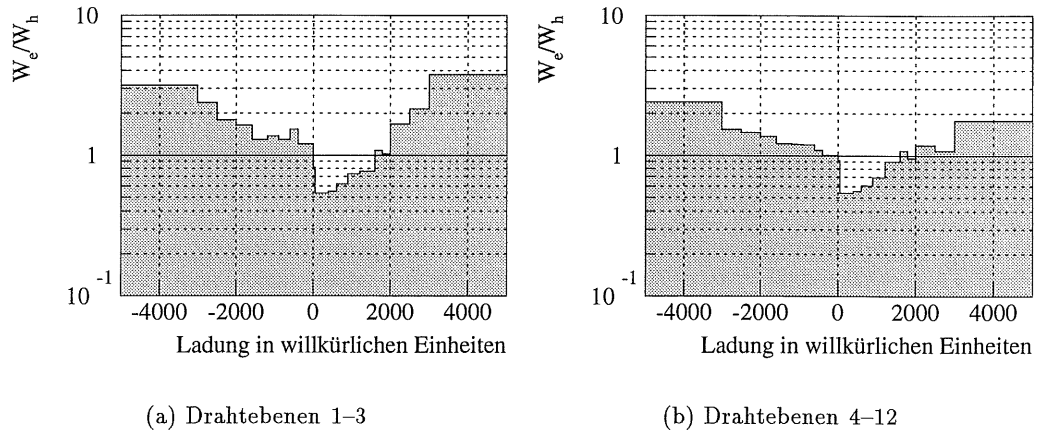


Abbildung 5.11: Verhältnis der Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Elektron eine bestimmte Ladung auf einem Draht deponiert, zu der Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Hadron dieselbe Ladung deponiert, in Abhängigkeit von der Ladung  $Q$  (die negativen Ladungen werden im Text erläutert). Die Korrektur auf die Kontamination wurde für die in dieser Abbildung verwendeten Daten nicht durchgeführt!

#### Aufnahme der Ladungsverteilungen (Kalibration der MLM)

1. Man wählt eine Elektronidentifikationsmethode aus Kapitel 4 für die Kalibration aus. Hierbei ist wichtig, daß die Elektronreinheit dieser Methode bekannt ist und daß die Anzahl der Spuren groß genug ist<sup>10</sup>. Gewählt wurde daher die Methode  $\alpha < 1$  mit einer Reinheit von  $89,4\% \pm 5,4\%$ <sup>11</sup>. Für die Hadronidentifikation wird auch hier  $\alpha > 10$  benutzt. Die Reinheit beträgt  $98,6\%^{+1,4\%}_{-0,3\%}$ .
2. Die Ladung „guter“ Hits dieser Spuren wird in Abhängigkeit von der Teilchensorte und der Drahtebene in eines von vier Histogrammen mit variabler Binbreite eingetragen (Abbildung 5.10).
3. Die Ladung „schlechter“ Hits wird mit  $-1$  multipliziert und danach in die gleichen Histogramme eingetragen<sup>12</sup>.
4. Drähte, die nicht angesprochen haben, werden in ein zusätzliches Null-Bin eingetragen.

<sup>10</sup>Die zu füllenden Histogramme sollten mehr als 100 Einträge pro Bin haben. Man benötigt dafür mindestens 400 Spuren.

<sup>11</sup>Siehe Tabelle 5.1. Der angegebene Fehler ergibt sich aus dem statistischen Fehler von  $\bar{Q}$  für die mit dieser Methode selektierten Spuren und den Fehlern der angenommenen  $\bar{Q}$ -Werte für Elektronen und Hadronen.

<sup>12</sup>Andere Verfahren, „schlechte“ Hits zu berücksichtigen (nur ein oder einige wenige Bins für „schlechte“ Hits oder eine Behandlung wie die „guten“ Hits), führten zu weniger guten Ergebnissen.

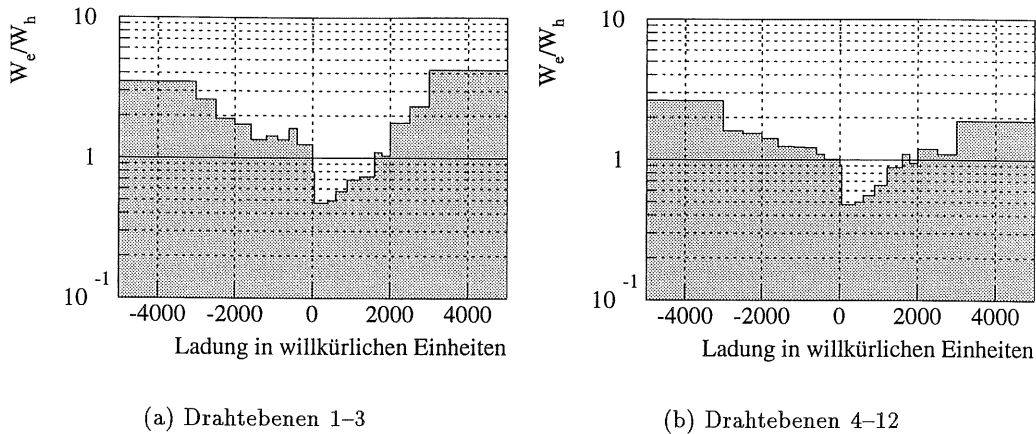


Abbildung 5.12: Verhältnis der Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Elektron eine bestimmte Ladung auf einem Draht deponiert, zu der Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Hadron dieselbe Ladung deponiert, in Abhängigkeit von der Ladung  $Q$  (die negativen Ladungen werden im Text erläutert). Die Korrektur auf die Kontamination wurde für die in dieser Abbildung verwendeten Daten durchgeführt!

Dieses Verfahren gewährleistet, daß zu jedem radialen Spurbereich genau 12 Einträge in den Histogrammen gehören. Die Binbreiten sind für verschiedene Bins so gewählt worden, daß eine Mindestanzahl an Einträgen in jedem Bin garantiert ist (dies dient der Minimierung statistischer Fehler), ohne daß dabei zuviel Information durch zu breite Bins zu verloren geht.

1. Die vier Histogramme werden jeweils auf Eins normiert. Der Wert in jedem der Bins der Histogramme gibt somit direkt die Wahrscheinlichkeit ( $W_i^{e*}, W_i^{h*}$ ) dafür an, daß bei einem entsprechenden Teilchen eine solche Ladung auf einem der in dem Histogramm berücksichtigten Drähte gemessen wird.
2. Da die Reinheit der verwendeten Spurmengen in den angegebenen Grenzen bekannt ist, bietet es sich an, darauf zu korrigieren. Dies kann für jedes Bin der Histogramme getrennt durchgeführt werden. Seien  $W_i^e$  und  $W_i^h$  die den  $W_i^{e*}, W_i^{h*}$  entsprechenden Wahrscheinlichkeiten für den Fall 100% reiner Elektronen, bzw. 100% reiner Hadronen. Sei  $R_e(R_h)$  die Elektron-(Hadron-)Reinheit der Elektron-(Hadron-)Kandidaten. Dann gilt:

$$\begin{aligned} W_i^{e*} &= R_e W_i^e + (1 - R_e) W_i^h \\ W_i^{h*} &= (1 - R_h) W_i^e + R_h W_i^h \end{aligned}$$

Auflösen nach  $W_i^e$  und  $W_i^h$  ergibt:

$$\begin{aligned}
 W_i^e &= \frac{R_h}{R_h + R_e - 1} W_i^{e*} + \frac{R_e - 1}{R_h + R_e - 1} W_i^{h*} \\
 W_i^h &= \frac{R_h - 1}{R_h + R_e - 1} W_i^{e*} + \frac{R_e}{R_h + R_e - 1} W_i^{h*}
 \end{aligned}$$

3. Es wird für jedes Bin das Verhältnis zwischen dem Wert des Bins im entsprechenden Elektron-Histogramm und dem Wert im entsprechenden Hadron-Histogramm errechnet und in zwei neue Histogramme — je eines für die Drahtebenen 1–3 und 4–12 — eingetragen (Abbildung 5.12). Diese Histogramme enthalten dann für jedes Bin das Verhältnis der Elektron-Wahrscheinlichkeit zu der Hadron-Wahrscheinlichkeit<sup>13</sup>.

Mit dem Auffüllen der letzten beiden Histogramme ist die Kalibration der MLM abgeschlossen.

### Analyse der Spuren

Mittels der soeben erzeugten Histogramme kann man nun feststellen, inwieweit sich das zu einer Spur gehörende Teilchen „elektronähnlich“, bzw. „hadronähnlich“ verhält:

1. Die kalibrierten Ladungen  $Q_i$  der 36 Hits der Spur werden ausgelesen<sup>14</sup>.
2. Aus den Histogrammen 5.12 werden die 36 entsprechenden Faktoren, genannt  $F_i$ , ausgelesen.
3. Aus den  $F_i$  wird eine neue Größe  $F$  berechnet<sup>15</sup>:

$$F = \prod_{i=1}^{36} F_i = \prod_{i=1}^{36} \frac{W_i^e}{W_i^h}$$

$F$  kann in erster Näherung als der Quotient der Wahrscheinlichkeiten dafür angesehen werden, daß eine Spur von einem Elektron oder von einem Hadron verursacht wurde. Auf diese Größe kann nun geschnitten werden. Die erreichbaren Elektron-Anreicherungs-faktoren werden im folgenden als Funktion der Elektron-Akzeptanz besprochen.

### Ergebnisse der Maximum-Likelihood-Methode

Abbildung 5.13 zeigt die mit der Maximum-Likelihood-Methode erzielten Ergebnisse:

<sup>13</sup>Abbildung 5.11 zeigt zum Vergleich das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten für den Fall, daß die Korrektur auf die Kontamination nicht durchgeführt wurde.

<sup>14</sup>eingeschlossen „schlechte“ Hits und Nulleinträge

<sup>15</sup>In der Praxis berechnet man  $\log_{10} F$ .



Die verblüffende Übereinstimmung der Form der Verteilungen mit den Mittelwertverteilungen beruht darauf, daß in beiden Fällen die aufgetragene Größe einen Mittelwert über viele Meßwerte darstellt. Im Limes unendlich häufiger Mittelung gehen alle beschränkten Verteilungen in eine Gauß-Verteilung über.

Die gezeigten Verteilungen für Elektronen und Hadronen unterscheiden sich signifikant, so daß ein Anreicherungsfaktor von 5 bei einer Akzeptanz von 80% erreicht werden kann, was mit den mit der Mittelwertmethode erreichten Ergebnissen vergleichbar ist.

Daß die MLM keine *besseren* Resultate liefert als die Mittelwertmethode, liegt wahrscheinlich an den aus Gründen der Statistik gewählten relativ großen Binbreiten in den Kalibrationshistogrammen, was die prinzipiellen Trennfähigkeiten dieser Methode verschlechtert.

### 5.2.3 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die Ergebnisse zeigen, daß eine Elektron/Hadron-Trennung mit dem Vorwärtsspurkammersystem möglich ist. Von den im „Technical Proposal“ [H1C86] angegebenen und in den CERN-Tests [Grä92] erreichten Anreicherungs Faktoren zwischen 10 und 100 bei einer Elektron-Akzeptanz von 90% ist man allerdings noch deutlich entfernt. Es lassen sich mit den vorgestellten Methoden bei dieser Akzeptanz Anreicherungs Faktoren von 2–3,5 erreichen. Als wahrscheinliche Ursachen kommen hierfür in Frage:

- Die Aufladung der Mylarfolie und die daraus resultierende geringe Effizienz und Gasverstärkung der Drähte der vorderen Drahtebenen führt zu einer verringerten Nachweiswahrscheinlichkeit für Übergangsstrahlungsphotonen und damit zu einer verschlechterten Elektron/Hadron-Trennfähigkeit.
- Der QT-Algorithmus trennt einige der Hits in mehrere Teile, so daß die Ladungsinformation dieser Hits nicht mehr korrekt ist. Auch dies setzt die Trennfähigkeiten herab.

Mit diesen beiden Ursachen alleine kann bereits die Diskrepanz erklärt werden, wobei sicherlich die erstgenannte Ursache überwiegt.

Mit zu den geringen erreichten Anreicherungs Faktoren beitragen würde sicher auch eine von 100% abweichende Reinheit der verwendeten Spurmengen. Bei einer Elektron-Reinheit von 93% und einer „Hadron“-Reinheit von 98% wären z.B. die für die Elektron/Hadron-Trennung gemessenen Anreicherungs Faktoren bei einer Akzeptanz von 90% um ungefähr 30% geringer als die „wahren“ Anreicherungs Faktoren. Selbst wenn die verwendeten Spuren tatsächlich an der unteren Grenze des in Abschnitt 5.1.2 angegebenen Reinheitsintervalles liegen sollten, würde dieser Effekt aufgrund seiner Größenordnung nicht als eine der Hauptursachen für die geringen Trennungsmöglichkeiten in Frage kommen.

Natürlich werden sich auch die verwendeten Methoden zur Elektron/Hadron-Trennung noch verbessern lassen, wenn man mehr Erfahrungen mit den radialen Driftkammern und mit der Rekonstruktion gesammelt hat. Allerdings werden bessere Aus-

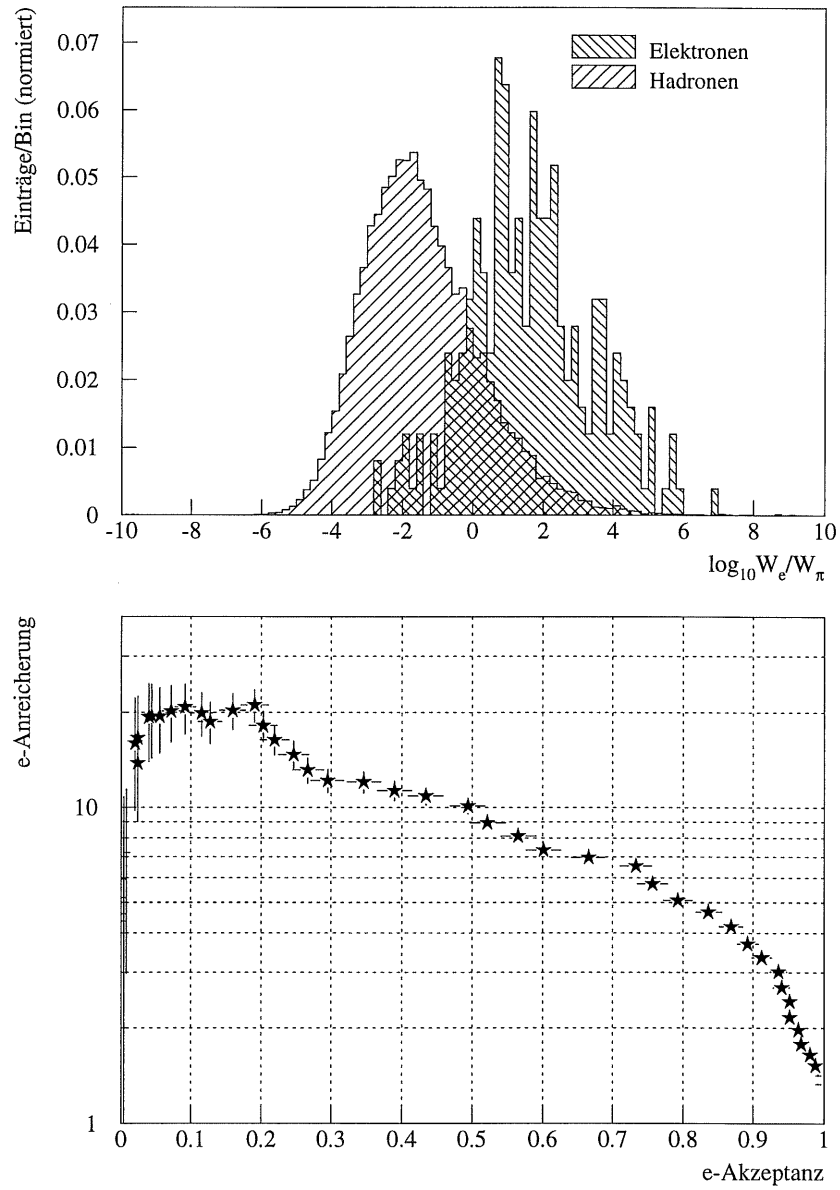


Abbildung 5.13:  $W_e/W_h$ -Verteilungen für Elektronen und Hadronen und sich daraus ergebende  $e$ -Anreicherungsfaktoren bei gegebener  $e$ -Akzeptanz.

wertungsmethoden allein sicher nicht die Probleme mit den radialen Driftkammern kompensieren können.

### 5.3 Einbau der Methoden in die Rekonstruktion

Es soll untersucht werden, inwieweit sich die beiden besprochenen Methoden — die Maximum-Likelihood-Methode und die Mittelwertmethode — für ein zu entwickelndes Rekonstruktionsmodul eignen. Solch ein Rekonstruktionsmodul sollte mehrere Eigenschaften haben:

1. Es sollte für jede (physikalisch interessante) Spur verlässliche Aussagen darüber liefern, mit welcher Wahrscheinlichkeit es sich um ein Elektron handelt.
2. Die Methode sollte auch bei nur kurzzeitig (z.B. über wenige Runs) veränderten Bedingungen funktionieren, das heißt, sie sollte auch mit wenig Statistik kalibrierbar sein.
3. Das korrekte Funktionieren der Methode sollte überprüfbar sein.

Forderung 3 wird von beiden Methoden erfüllt. Bei der Mittelwertmethode ist die mittlere Ladung aller Hits eine verlässliche Kontrollgröße. Bei einer Änderung müßte die Methode neu kalibriert werden. Bei der MLM bietet sich das mittlere  $W_h$  als entsprechende Größe an. Sollte sich die Form der Ladungsverteilungen ändern und eine Kalibration nötig sein, so verkleinert sich dieser Wert. An Forderung 1 scheitern im Moment noch beide Methoden. Die Spurkriterien sind zu eng gesteckt, um behaupten zu können, daß man alle oder die meisten der interessanten Spuren untersuchen könnte. Dies sollte sich aber bei einer Verbesserung der in Kapitel 3 geschilderten Probleme der radialen Driftkammern und der Spurrekonstruktion ändern. Forderung 2 wird nur von der Mittelwertmethode erfüllt, von der MLM dagegen nicht. Für die MLM müssen bei veränderten äußeren Bedingungen die Ladungsverteilungen neu bestimmt werden, was im Moment nur mit den Daten ungefähr einer Woche möglich ist. Zusammenfassend kann gesagt werden, daß beide Methoden zur Zeit nicht als Grundlage einer Rekonstruktionsroutine geeignet sind. Bei einer Verbesserung der mittleren Spurqualität und der Situation der ersten Drähte ist zu erwarten, daß die Mittelwertmethode alle drei Kriterien erfüllen wird.

---

## *Zusammenfassung und Ausblick*

---

In dieser Arbeit wurde gezeigt, daß eine Elektron/Hadron-Trennung unter Verwendung der Radiatoren und der radialen Driftkammern von H1 möglich ist. Die geschilderten Probleme der Spurrekonstruktion und der Aufladung des Eintrittsfensters der radialen Driftkammern erlauben es allerdings nicht, die in den CERN-Testläufen erreichten Anreicherungs-faktoren zu reproduzieren.

Im Verlauf der Analyse der im Herbst 1994 genommenen Daten wurden Methoden entwickelt und vorgestellt, die für eine zukünftige Analyse von Nutzen sein sollen. Insbesondere wurde ein Verfahren entwickelt, um reine Elektron-, bzw. Hadronspuren zu gewinnen, das auf der Analyse des von dem Teilchen im Flüssig-Argon-Kalorimeter verursachten Schauers basiert. Im Impulsbereich zwischen 1,5 GeV/c und 4 GeV/c konnten trotz hoher Spurmultiplicität in Vorwärtsrichtung Elektronen mit einer Reinheit von mindestens 90% bestimmt werden. Allerdings gelingt dies nur bei einer im Monte-Carlo bestimmten Elektronakzeptanz von 7% und nur für qualitativ hochwertige Spuren. Für Hadronen wurde eine Reinheit von mindestens 98% bei einer Hadron-Akzeptanz von 50% erzielt.

Mittels der so gewonnenen reinen Spurmengen konnten deutliche Unterschiede in den Ladungsverteilungen für Elektronen und Hadronen nachgewiesen werden. Zur quantitativen Analyse dieser Unterschiede wurde eine Mittelwertmethode und eine Maximum-Likelihood-Methode verwendet. Die Maximum-Likelihood-Methode wurde speziell an die Problematik „schlechter Hits“ und die geringe Statistik angepaßt. Beide Methoden kamen zu vergleichbaren Resultaten. Es konnte allerdings bei 90% Elektronakzeptanz nur ein Anreicherungs-faktor von 2–3,5 erreicht werden.

Die zweiwöchige Periode, in der eine Xenongasmischung in den radialen Driftkammern verwendet wurde, ließ keinen Spielraum für Optimierungen der Kammereinstellungen, insbesondere der Hochspannung und der Gaskomposition. In einer zukünftigen Analyse sollten sich die Ergebnisse deutlich verbessern lassen, wenn ein ganzes Jahr hindurch eine Xenongasmischung für die radialen Driftkammern verwendet würde und

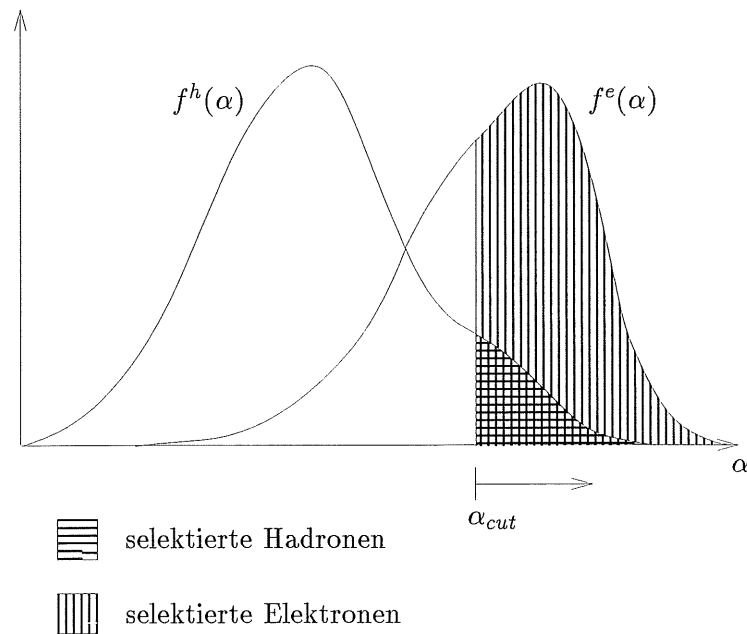
so die erhöhte Statistik ein besseres Verständnis der Vorgänge in den Kammern erlauben würde. Letztendlich wird man aber in den Bereich der Ergebnisse der CERN-Tests nur dann vordringen können, wenn das Aufladungsproblem des Eintrittsfensters der radialen Driftkammern gelöst wird.

---

## Anhang A.

# Die Begriffe „Akzeptanz“, „Anreicherung“, „Reinheit“ und „Kontamination“

---



Existiert eine Größe  $\alpha$ , in der sich die Verteilungen für Hadronen  $f^h(\alpha)$  und Elektronen  $f^e(\alpha)$  stark unterscheiden, so daß es nahe liegt, auf  $\alpha$  mittels  $\alpha > \alpha_{cut}$  zu schneiden, so lassen sich vier Größen angeben, die die Qualität dieses Schnittes beschreiben:

- Akzeptanz  $Akz_e = \frac{\int_{\alpha_{cut}}^{\infty} f^e(\alpha) d\alpha}{\int_{-\infty}^{\infty} f^e(\alpha) d\alpha}$

Die Elektron-Akzeptanz gibt an, welcher Anteil der Elektronen durch den Schnitt selektiert wird.

- Kontamination  $Akz_h = \frac{\int_{\alpha_{cut}}^{\infty} f^h(\alpha) d\alpha}{\int_{-\infty}^{\infty} f^h(\alpha) d\alpha}$

Die Hadron-Kontamination gibt an, welcher Anteil der Hadronen durch den

Schnitt selektiert wird.

- *Anreicherung*  $Anr_e = \frac{Akz_e}{Akz_h}$

Die Anreicherung ist der Faktor, um den sich das Verhältnis der Elektronen zu den Hadronen durch den Schnitt ändert.

- *Reinheit*  $R_e = \frac{\int_{\alpha_{cut}}^{\infty} f^e(\alpha) d\alpha}{\int_{\alpha_{cut}}^{\infty} (f^e(\alpha) + f^h(\alpha)) d\alpha}$

Die Reinheit gibt den Anteil der Elektronen an der Gesamtzahl der selektierten Spuren an.

Variiert man  $\alpha_{cut}$ , so kann man z.B. die Anreicherung oder die Reinheit als Funktion der Akzeptanz bestimmen. Diese Funktionen geben einen guten Überblick über die Möglichkeiten, auf die betrachtete Größe (hier  $\alpha$ ) zu schneiden.

---

## *Anhang B.*

# *Verwendete Ereignis-Dateien*

---

Folgende Datennahmeperioden (Runs) im Herbst 1994 wurden in dieser Arbeit verwendet:

- Erster verwendeter Run: Run 89700 am 20.10.94
- Letzter verwendeter Run: Run 90376 am 31.10.94

Während der gesamten Periode wurden die radialen Driftkammern mit einer Xenon-Gasmischung betrieben. Insgesamt belaufen sich die analysierten Daten auf 1.300.000 Ereignisse, die auf Data-Summary-Tapes (DST's) gespeichert sind.

Die Monte-Carlo-Ereignisse stammen aus zwei mit PYTHIA 5.6 generierten Photo-produktions-Monte-Carlos. Es wurden keine „inline“-generierten Teilchen <sup>1</sup> verwendet, da insbesondere der Untergrund und die Spurmultiplicität mit typischen H1-Ereignissen vergleichbar sein sollten.

---

<sup>1</sup>Bei „inline“ generierten Ereignissen werden nur ein oder einige wenige Teilchen pro Ereignis generiert. Mittels solcher Ereignisse kann man z.B. die *prinzipiellen* Fähigkeiten des Kalorimeters zur Elektronidentifikation untersuchen.



---

# Abbildungsverzeichnis

---

|     |   |    |
|-----|---|----|
| 1.1 | Der Speicherring HERA . . . . .   | 3  |
| 1.2 | Der H1-Detektor im Aufriß . . . . .   | 5  |
| 1.3 | Längsschnitt durch den zentralen Teil des H1-Detektors . . . . .  | 6  |
| 1.4 | Längsschnitt durch das Flüssig-Argon-Kalorimeter. . . . .   | 8  |
| 1.5 | Tiefe des Flüssig-Argon-Kalorimeters in nuklearen Absorptionslängen $\lambda$<br>und Strahlungslängen $X_0$ . . . . . | 9  |
| 1.6 | Das Vorwärtsspurkammersystem . . . . .  | 11 |
| 1.7 | Schematischer Aufbau der planaren Driftkammern . . . . .  | 12 |
| 1.8 | $z$ - $\phi$ -Ansicht eines Wedges einer radialen Driftkammer . . . . .   | 13 |
| 2.1 | Entstehung von Übergangsstrahlung. . . . .  | 15 |
| 2.2 | An der Grenzfläche abgestrahlte Energie als Funktion des Abstrahlungswinkels . . . . .                                | 16 |
| 2.3 | Energieabstrahlung als Funktion der Photonfrequenz . . . . .  | 18 |
| 2.4 | Energiespektrum der Übergangsstrahlungsphotonen in einer radialen Driftkammer . . . . .                               | 20 |
| 2.5 | Ionisationsverluste von Teilchen in verschiedenen Medien . . . . .  | 21 |
| 2.6 | Prinzip einer Driftkammer . . . . .   | 23 |
| 3.1 | Ein typischer FADC-Puls. . . . .  | 26 |
| 3.2 | Die Trennung überlagerter Hits . . . . .  | 27 |
| 3.3 | Prinzip der Spurrekonstruktion . . . . .  | 29 |
| 3.4 | Die Rekonstruktion von Spurabschnitten . . . . .  | 30 |
| 3.5 | Spurrekonstruktionseffizienz in Abhängigkeit vom Impuls der Spur auf Monte-Carlo-Ebene . . . . .                      | 31 |
| 3.6 | Vergleich des generierten Impulses mit dem rekonstruierten Impuls . . . . .   | 33 |
| 3.7 | Ladungsverteilungen, bestimmt im Rahmen der CERN- Tests . . . . .   | 35 |

|      |   |    |
|------|---|----|
| 3.8  | Effizienz der Drähte in den radialen Driftkammern als Funktion der Runnummer und der Drahtebene. . . . .                                  | 36 |
| 3.9  | $Q_1$ -Verteilungen von Hadronen und Elektronen für die Drahtebenen 1–6   | 37 |
| 3.10 | Vergleich der Ladungsspektren für Drahtebenen 1 und 6 . . . . .   | 38 |
| 4.1  | Ereignis mit einem Elektron/Positron-Spurpaar und einer „Hadron“-Spur   | 44 |
| 4.2  | Ereignis mit einer einzelnen Hadron-Spur im FTD . . . . .   | 45 |
| 4.3  | Ereignis mit hoher Spurmultiplicität in Vorwärtsrichtung . . . . .  | 46 |
| 4.4  | MC-Verteilungen der $x_i$ . . . . .   | 50 |
| 4.5  | MC-Verteilungen der $x_i$ . . . . .   | 51 |
| 4.6  | MC-Verteilungen der $x_i$ . . . . .   | 52 |
| 4.7  | Qualitätsplots zur Kalorimeterroutine. . . . .  | 53 |
| 4.8  | $\chi^2$ -Methode: $\alpha$ -Verteilungen . . . . .   | 55 |
| 4.9  | $\chi^2$ -Methode: Variation der Anzahl der radialen Spurabschnitte . . . . .   | 56 |
| 4.10 | $\chi^2$ -Methode: Variation der Anzahl der planaren Spurabschnitte . . . . .   | 57 |
| 4.11 | $\chi^2$ -Methode: Variation des Impulsschnittes . . . . .  | 58 |
| 4.12 | $\chi^2$ -Methode: Variation des Impulsschnittes in der Kalibration . . . . .   | 59 |
| 4.13 | $\chi^2$ -Methode: Elektron-Anreicherung und Elektron-Reinheit . . . . .  | 62 |
| 4.14 | $\chi^2$ -Methode: „Hadron“-Anreicherung und „Hadron“-Reinheit . . . . .  | 63 |
| 5.1  | $Q_0$ -Verteilungen von Hadronen, getrennt für alle Drahtebenen . . . . .   | 68 |
| 5.2  | $Q_0$ -Verteilungen von Hadronen, getrennt für Drahtebenen 1–3 und 4–12.  | 69 |
| 5.3  | $Q$ -Verteilungen von Hadronen nach der Kalibration, getrennt für alle Drahtebenen . . . . .  | 70 |
| 5.4  | $Q$ -Verteilungen von Hadronen nach der Kalibration, getrennt für Drahtebenen 1–3 und 4–12. . . . .                                       | 71 |
| 5.5  | $Q$ -Verteilungen von Elektronen nach der Kalibration, getrennt für alle Drahtebenen . . . . .  | 72 |
| 5.6  | $Q$ -Verteilungen von Elektronen nach der Kalibration, getrennt für Drahtebenen 1–3 und 4–12. . . . .                                     | 73 |
| 5.7  | Verteilung der Anzahl der radialen Hits der in der Analyse verwendeten Spuren . . . . .   | 74 |
| 5.8  | Ladungsmittelwertverteilungen . . . . .   | 75 |
| 5.9  | Ladungsmittelwertverteilungen (unkalibriert) aus $3 \times 6$ Hits . . . . .  | 76 |
| 5.10 | Maximum-Likelihood-Methode: Variabel gebinte Ladungsverteilungen vor der Korrektur auf die Kontamination. . . . .                         | 77 |
| 5.11 | Maximum-Likelihood-Methode: Wahrscheinlichkeitsquotienten . . . . .   | 78 |
| 5.12 | Maximum-Likelihood-Methode: Wahrscheinlichkeitsquotienten . . . . .   | 79 |
| 5.13 | $W_e/W_h$ -Verteilungen für Elektronen und Hadronen und sich daraus ergebende e-Anreicherungs-faktoren bei gegebener e-Akzeptanz. . . . . | 82 |

---

## *Tabellenverzeichnis*

---

|     |   |    |
|-----|---|----|
| 3.1 | Anzahl der rekonstruierten Spuren aus einem Teil der Daten in Abhängigkeit von der Anzahl der rekonstruierten planaren Spurabschnitte . . . . . | 31 |
| 3.2 | Effizienz der Drähte der radialen Driftkammern . . . . .  | 38 |
| 4.1 | Anzahl an Spuren in den MC-Dateien . . . . .  | 58 |
| 4.2 | Überblick über die Teilchenidentifikationsmethoden . . . . .  | 60 |
| 5.1 | Die Teilchenidentifikationsmethoden, angewandt auf Daten . . . . .  | 71 |

---

# Literatur

---

- [And94] B. Andrieu et al.  
*Electron/pion separation with the LAr calorimeters*  
NIM **A344** (1994) 492-506.
- [Bat70] G. Bathow  
*Measurement of the Longitudinal and Transvers Development of Electromagnetic Cascades in Lead, Copper and Aluminum at 6 GeV*  
Nucl. Phys. **B20** (1970) 592
- [Bor92] K. Borras  
*Aufbau und Kalibration eines Flüssig-Argon-Kalorimeters im H1 Detektor*  
Dissertation Dortmund (1992)
- [Bur95] S. Burke et al.  
*Track Finding and Fitting in the H1 Forward Track Detector*  
H1-03/95-434
- [Dreis] H.-B. Dreis  
Dissertation (in Vorbereitung) Aachen
- [Ebb93] R. Ebbinghaus et al.  
 *$e/\pi$  Separation in the H1 LAr Calorimeter: From Test Beam to Real World!*  
H1-12/93-334
- [Fer86] R. C. Fernow  
*Introduction to experimental particle physics*  
Cambridge University Press (1986)
- [Gin46] V. L. Ginsburg und I. M. Frank  
Sov. Phys. JETP **16** (1946) 15; J. Phys. **9** (1945) 353

- [Grä92] H. Grässler et al.  
*Electron identification in the H1 radial wire drift chambers*  
NIM **A323** (1992) 401–406
- [H1C86] H1 Collaboration  
*Technical Proposal for the H1 Detector*  
H1 (1986)
- [H1C93] H1 Collaboration  
*The H1 Detector at HERA*  
DESY 93-103
- [Jac75] J. D. Jackson  
*Classical Electrodynamics*  
John Wiley & Sons (1975)
- [Loc95] P. Loch  
*Response of the H1 Liquid Argon Calorimeter to Low Energetic Hadrons*  
H1-01/95-424
- [Milst] D. Milstead  
Dissertation (in Vorbereitung) Liverpool
- [PDG94] L. Montanet et al.  
*Review of Particle Properties*  
Physical Review **D50**, 1173 (1994)
- [Pet92] S. Peters  
*Die parametrisierte Simulation elektromagnetischer Schauer*  
Dissertation MPI-PhE/92-13
- [Pil93] W. Pilgram  
*Elektronenidentifikation mittels Übergangsstrahlung im H1-Detektor*  
Aachen PITHA 93-22
- [Ric74] P. Rice-Evans  
*Spark, Streamer, Proportional and Drift Chambers*  
The Richelieu Press Limited (1974)
- [Ros52] B. Rossi  
*High Energy Physics*  
Prentice Hall (1952)
- [San90] D. Sankey  
*Simultaneous Track Reconstruction And Electron Identification In a Gaseous Drift Chamber*  
Dissertation Liverpool (1990)

- [Str86] W. Struczinski  
*Identifizierung Hochenergetischer Teilchen durch Übergangsstrahlung*  
Habilitationsschrift RWTH Aachen (1986)
- [Ter72] M. L. Ter-Mikaelian  
*High-Energy Electromagnetic Processes in Condensed Media*  
John Wiley & Sons (1972)

---

## *Danksagung*

---

Zuerst möchte ich Herrn Prof. Dr. Günter Flügge für die Möglichkeit zur Anfertigung dieser Arbeit an seinem Institut danken.

Priv. Doz. Dr. Wolfgang Struczinski danke ich für die Übernahme der Zweitkorrektur und für viele lebhaft und anregende Diskussionen während der Zeit meiner Arbeit.

Meinem Betreuer Hans-Bernd Dreis danke ich ganz besonders. Er nahm sich stets die Zeit, aufkommende Fragen zu beantworten, und gab mir viele wertvolle Anregungen, die diese Arbeit wesentlich bereicherten.

Ferner möchte ich mich bei Heiko Itterbeck, Peer-Oliver Meyer, Peter Pfeifenschneider und Markus Wobisch, die das Büro mit mir teilten, bedanken für viele hilfreiche Tips und interessante Diskussionen physikalischer und nichtphysikalischer Art.

Desweiteren danke ich Hans-Bernd Dreis, Peer-Oliver Meyer, Peter Pfeifenschneider und Markus Wobisch für das sehr sorgfältige Korrekturlesen dieser Arbeit.

Meinen Eltern danke ich für die Unterstützung während meines gesamten Studiums, ohne die diese Arbeit nie zustande gekommen wäre.

Mein persönlichster Dank gilt Dunja Reising, die vor allem in den letzten Wochen der Entstehung dieser Arbeit viel Verständnis und Geduld bewiesen hat.