**INAUGURAL - DISSERTATION**

**zur**

**Erlangung der Doktorwürde**

**der**

**Naturwissenschaftlich - Mathematischen**

**Gesamtfakultät**

**der**

**Ruprecht - Karls - Universität**

**Heidelberg**

**vorgelegt von**

**Dipl.-Phys. Bernhard Schwab**

**aus Heilbronn**

**Tag der mündl. Prüfung 8.7.1996**

# Das Rückwärtsdriftkammersystem des H1 Experiments

## Simulationen, Rekonstruktion, Kalibration und erste Datenanalyse

**Gutachter:** **Prof. Dr. Franz Eisele**
**Prof. Dr. Karlheinz Meier**

# Inhaltsverzeichnis

# Einleitung

Am Elektron-Proton-Speicherring HERA, dessen Betrieb 1992 aufgenommen wurde, werden Elektronen [1] und Protonen mit einer Schwerpunktsenergie von $\approx 300 GeV$ zur Kollision gebracht. Diese Schwerpunktsenergie liegt eine Größenordnung über den bisher bei *fixed target* Experimenten erreichten Energien, so daß HERA die Untersuchung eines bisher unerschlossenen kinematischen Bereichs in der Lepton-Nukleon-Streuung ermöglicht.

Ein zentrales Gebiet des Forschungsprogramms bei HERA ist die tief inelastische Lepton-Proton-Streuung, die mit der Messung der Strukturfunktion $F_2$ des Protons verbunden ist, die in erster Näherung proportional zur Partondichte im Proton ist. Die Analyse der ersten HERA Daten [3] hat gezeigt, daß die Strukturfunktion zu kleinen Werten der Bjorken Skalenvariablen $x$ hin ansteigt, was auf einen starken Anstieg der Gluondichte zurückzuführen ist. Eine Ausweitung der Messungen in diesem kinematischen Bereich von kleinem $x$ und relativ großem Impulsübertrag $Q^2$ ist zur Untersuchung verschiedener QCD Modelle von großem Interesse. Die Ereignisse sind hierbei durch einen *boost* gegen die Richtung des einlaufenden Protons gekennzeichnet, so daß sowohl das gestreute Elektron als auch der hadronische Endzustand im Rückwärtsbereich detektiert werden. Hierfür war das H1 Experiment nicht optimal ausgelegt. Deshalb wurde ein *upgrade* Programm mit den Zielen durchgeführt, den Akzeptanzbereich für das gestreute Elektron zum Stahlrohr hin zu vergrößern und die Auflösungen für die Bestimmung des Streuwinkels und der Energie des Elektrons zu verbessern.

Das *upgrade* Programm im Rückwärtsbereich setzt sich aus drei Detektoren zusammen: Einem Siliziumstreifen Hodoskop BST, einem Blei-Szintilatorfiber-Kalorimeter SPACAL und einer Driftkammer BDC [2], die Gegenstand dieser Arbeit ist.

Als Einführung wird die Bedeutung der neuen Detektoren für die $F_2$ Messung diskutiert. Im Anschluß werden die neuen Detektoren und insbesondere die BDC vorgestellt. Es folgen die Rekonstruktionverfahren von Einzelspuren und von schauernden Elektronen, an die sich die Kalibration der Kammer anschließt. Nach dem Studium der intrinsischen Effizienz und Ortsauflösung, wird das Verhalten der BDC für Pionen und für das gestreute Elektron untersucht. Zum Schluß wird eine Korrektur für den Energieverlust des Elektrons im nichtsensitiven Material vor der BDC entwickelt.

[1] 1995 lief HERA mit Positronen statt Elektronen. Elektronen steht in dieser Arbeit als Synonym für Elektronen oder Positronen.

[2] Backward Drift Chamber

# Kapitel 1

# Die tief inelastische Streuung bei kleinem Bjorken x

Bei der tief inelastische Streuung mit neutralem Strom wird ein Photon oder $Z^0$ Eichboson zwischen dem Elektron und einem Konstituenten des Protons ausgetauscht (siehe Abbildung 1.1). Die Kinematik dieses Prozesses wird von zwei Variablen bestimmt: dem Quadrat des Impulsübertrags $Q^2 = -q^2$ und der Bjorken Skalenvariable $x$, die als Impulsbruchteil des gestreuten Partons am Longitudinalimpuls des Protons interpretiert werden kann.

Im Quark-Parton Modell wird die Verteilung der Konstituenten im Proton durch die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ beschrieben. Neue Tests der pertubativen QCD sind erstmals bei HERA durch die Messung von $F_2$ bei kleinem $x$ und kleinem $Q^2$ möglich. Die ersten Analyse von HERA Daten aus 1992 zeigen einen Anstieg von $F_2$ bei kleinem $x < 10^{-2}$ mit fallendem $x$. Solch ein Verhalten wird qualitativ in der *double leading log* Approximation der QCD erwartet. Es ist jedoch unklar,

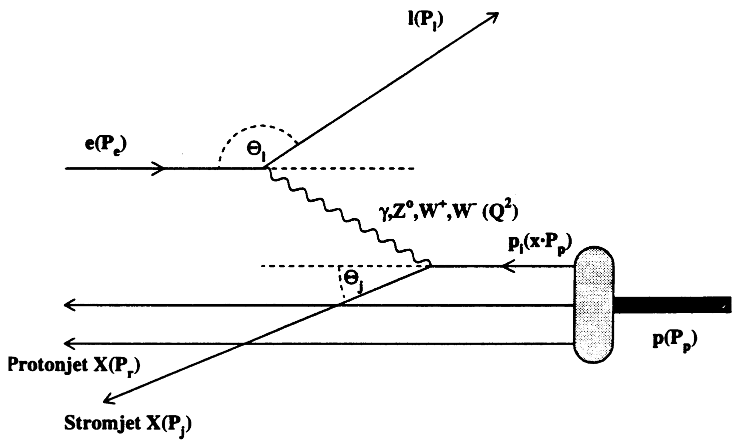



Abbildung 1.1: *Feynman Diagramm der tief inelastischen Elektron-Proton-Streuung in niedrigster Ordnung QCD und QED in der Beschreibung des Quark-Proton-Modells.*

ob eine konventionelle Entwicklung in $lnQ^2$ nach DGLAP oder eine Entwicklung in $ln(1/x)$ nach BFKL diesen Anstieg besser beschreibt. Zusätzlich wird ein signifikanter Effekt durch Teilchenrekombination erwartet. Bei kleinen $Q^2 < 5GeV^2$ ist der Vergleich mit Regge Modellen interessant, um den Übergang von der tiefinelastische Streuung zur Photoproduktion zu untersuchen.

## 1.1 Rekonstruktion der kinematischen Variablen

Experimentell werden die kinematischen Variablen in diesem Bereich aus der Energie $E'_e$ und dem Streuwinkel $\theta_e$ des Elektrons rekonstruiert, was auch Elektronmethode genannt wird. Die Variable $y$ wird mit Hilfe der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ definiert:

$$Q^2 = sxy. \tag{1.1}$$

Unter Verwendung der Energien des einlaufenden Elektrons $E_e$ und des Protons $E_p$ ergeben sich $x$, $y$ und $Q^2$ zu:

$$x = \frac{E_e E'_e \cos^2 \frac{\theta_e}{2}}{E_p(E_e - E'_e \sin^2 \frac{\theta_e}{2})}, \tag{1.2}$$

$$y = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \sin^2 \frac{\theta_e}{2}, \tag{1.3}$$

$$Q^2 = 4E_e E'_e \cos^2 \frac{\theta_e}{2}. \tag{1.4}$$

Die Auflösungen in den Variablen ergeben sich dann zu:

$$\frac{\delta x}{x} = \frac{1}{y}\frac{\delta E'_e}{E'_e} \oplus \tan\frac{\theta_e}{2}(x\frac{E_p}{E_e} - 1)\delta\theta_e, \tag{1.5}$$

$$\frac{\delta y}{y} = \frac{y-1}{y}\frac{\delta E'_e}{E'_e} \oplus \frac{1-y}{y}\cot\frac{\theta_e}{2}\delta\theta_e, \tag{1.6}$$

$$\frac{\delta Q^2}{Q^2} = \frac{\delta E'_e}{E'_e} \oplus -\tan\frac{\theta_e}{2}\delta\theta_e, \tag{1.7}$$

wobei $\oplus$ die quadratische Addition der Auflösungen und die einfache Addition der systematischen Fehler bedeutet. Eine graphische Darstellung dieses Zusammenhanges zwischen den kinematischen Variablen $(x, Q^2)$ und den im Detektor gemessenen Größen $(E'_e, \theta_e)$ ist in Abbildung 1.2 gezeigt.

Alternativ kann $y$ aus dem Fluß der Hadronen mit Hilfe der Jacquet-Blondel-Methode [4] bestimmt werden:

$$y_H = \frac{\sum_h (E_h - p_{zh})}{2E_e}, \tag{1.8}$$

wobei über alle Hadronen h des Endzustands summiert wird.

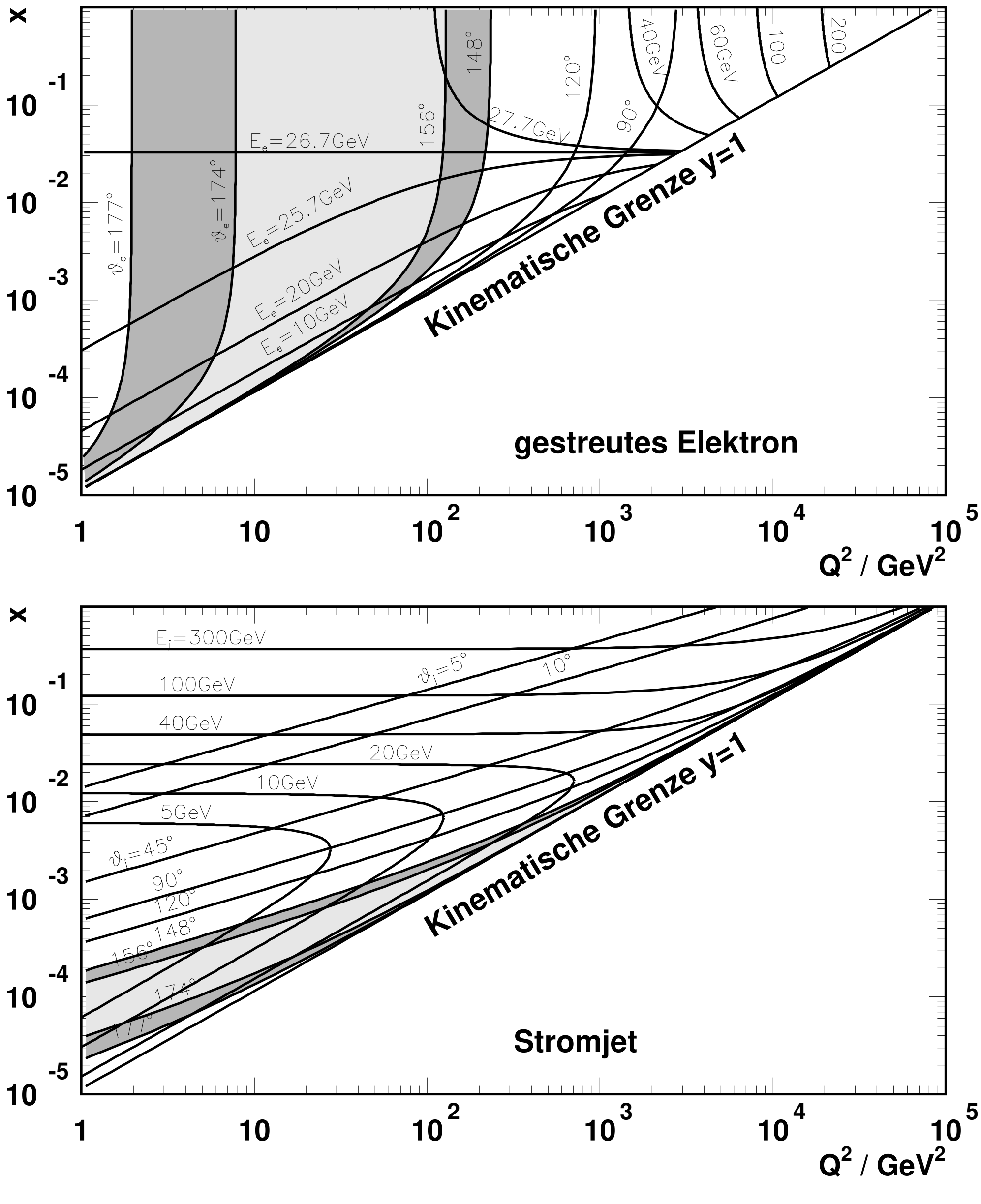



Abbildung 1.2: *Kinematische* $(x, Q^2)$ *Ebene. Die obere Figur zeigt Linien mit konstanter Energie und mit konstantem Streuwinkel des Elektrons. In der unteren Figur sind die Linien für Energie und Polarwinkel des Stromjets dargestellt. Hell unterlegt ist der kinematische Bereich, der durch die alten Detektoren abgedeckt wurde, dunkel die Erweiterung durch die neuen Detektoren BDC und SPACAL.*

## 1.2 Physikalische Anforderungen für die Auslegung der neuen Detektoren

Die Qualität der $F_2$ Messung hängt stark von der Bestimmung der kinematischen Variablen ab, wobei sich zeigt, daß kleine systematische Fehler wichtiger sind als gute Auflösungen, da diese durch Migrationseffekte eine systematische Verschiebung von $F_2$ bewirken. Die Auslegung der neuen Detektoren ist nun durch folgende Ziele bestimmt:

- Ausweitung des kinematischen Bereichs zu **kleinem** $Q^2$.
  Wie in Abbildung 1.2 gezeigt, erfordert dies eine Erhöhung der Akzeptanz zu großen Streuwinkeln $\theta_E$, was gleichbedeutend mit **kleinen Radien** $r$ ist. Durch den Einbau eines Strahlrohrs mit kleinerem Durchmesser entsteht Platz für die Erweiterung der neuen Detektoren nach innen.

- Erweiterung des Meßbereichs zu **kleinen** $x$, was einer Ausdehnung zu großen $y$ entspricht.
  Dies ist mit kleinen Elektronenenergieen ($E'_e \approx 10GeV$) verbunden. Bei diesen Energien ist der Teilchenfluß im Rückwärtsbereich jedoch von Hadronen aus Photoproduktionsereignissen dominiert, weswegen zur Unterdrückung dieses Untergrunds eine bessere **Elektron-Pion Trennung** erforderlich ist, die durch eine gute Übereinstimmung der Ortsinformationen von BDC und SPACAL erreicht wird, wie in Kapitel 11 gezeigt werden wird.

- Verbesserte Messung der Auflösung und des systematischen Fehlers des **Streuwinkels** zur besseren Bestimmung von $\mathbf{Q^2}$ und somit zur Verringerung des systematischen Fehlers von $F_2$. Gleichung 1.7 gibt den Fehler der $Q^2$ Bestimmung an. Wird nun gefordert, daß der Beitrag des Streuwinkels kleiner als der Beitrag der Energie ist, so ergibt sich für einen systematischen Fehler der Energiemessung von $\frac{\delta E'_e}{E'_e} \leq 1\%$ für die Abweichung der Winkelmessung $\delta\theta_e \leq 0.2mrad$ bei $\theta_e = 178^o$, was der schlechteste Fall ganz innen bei kleinem Radius ist, und $\delta\theta_e \leq 1mrad$ bei $\theta_e = 168^o$, was $r = 28cm$ entspricht, woraus sich als Forderung für das Alignment der BDC $\delta r \leq 260\mu m$ ergibt.
  Entsprechend ergibt sich aus der Energieauflösung von $\frac{dE'_e}{E'_e} \leq 1.4\%$ bei $E'_e = 26.7GeV$ die Forderung an die Auflösung des Streuwinkels von $d\theta_e \leq 0.25mrad$ bei $\theta_e = 178^o$ und $d\theta_e \leq 1.3mrad$ bei $\theta_e = 168^o$, woraus sich für den schlimmsten Fall eine Forderung an die Ortsauflösung der BDC von $dr \leq 330\mu m$ ergibt.
  Im Vergleich hierzu hatten die alten Detektoren eine Winkelauflösung von $\delta\theta_e = 2.5mrad$ [5], was der dominierende Beitrag für die $Q^2$ Messung war.

- Bessere **Systematik bei hohem** $y$.
  Der große Anteil von radiativen Prozessen (bis zu 100% des Born Wirkungsquerschnitts) bei hohem $y$ erfordert, $y$ sowohl über das Elektron als auch über den hadronichen Energiefluß, der in diesem Bereich in Rückwärtsrichtung erfolgt (vergleiche Abbildung 1.2 unten), zu bestimmen, was durch den Einbau des **hadronischen SPACALs** ermöglicht wird.

- Um den mit der Elektronmethode zugänglichen Bereich zu **kleinen** $y \approx 0.1$ auszudehnen und eine gute Überlappung mit der hadronischen y Bestimmung zu gewährleisten, ist eine

Verbesserung der Auflösung und insbesondere des systematischen Fehlers der Elektonenergie erforderlich, wozu neben einer guten Auflösung des Kalorimeters eine Korrektur auf Energieverlust im *toten* Material nötig ist. Die BDC ermöglicht diese **Preschauer Korrektur**, die in Kapitel 12 untersucht werden wird. So ergibt sich nach Gleichung 1.6 bei $y = 0.1$ zum Beispiel eine systematische Variation von 10% in $F_2$ für einen Fehler der Elektronenergie von $\frac{\delta E'_e}{E'_e} = 1.\%$.

Zusätzlich werden noch Anforderungen aus anderen Gebieten an die neuen Detektoren gestellt, die nicht mit der Messung der Strukturfunktion $F_2$ verbunden sind:

- **Spektroskopie** von Mesonen durch den Nachweis von zwei Photonen, wozu eine gute Energiemessung mit Preschauer Korrektur bei Energieen von $E \approx 1 GeV$ erforderlich ist.
- In **Photoproduktionsereignissen** ist ein verbesserter Nachweis des Energieflusses über den gesamten Raumwinkel zur Bestimmung von $y_H$ und der Energie des Photonremnants erforderlich.

# Kapitel 2

# Der Elektron-Proton-Speicherring HERA und das H1-Experiment

## 2.1 Der Elektron-Proton-Speicherring HERA

Die Elektron-Proton-Ring-Anlage HERA ist der erste Speicherring, bei dem Elektron- und Protonstrahlen miteinander wechselwirken [1]. Der etwa $6.3km$ lange Ring besteht aus zwei separaten Strahlrohren für Elektronen bzw. Protonen. Beide Strahlen können an vier Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht werden. An einem Kollisionspunkt ist das H1-Experiment aufgebaut.

Der Speicherring HERA wurde 1992 zum ersten Mal in Betrieb genommen. Abbildung 2.1 zeigt einen Überblick über den Speicherring und seine Vorbeschleuniger. Die Elektronen und Protonen werden vor der Injektion in HERA in dem Linearbeschleuniger und anschließend in den Speicherringen DESY und PETRA vorbeschleunigt. Die Injektionsenergie beträgt $12GeV$ für Elektronen und $40GeV$ für Protonen. Nach der Injektion werden die Elektronen auf $26.7GeV$ und dir Protonen auf $820GeV$ Stahlenergie beschleunigt. Die Elektronen bzw. Protonen sind in Paketen (*bunches*) zusammengefaßt, die etwa $10^{10} - 10^{11}$ Teilchen enthalten. Die Ausdehnung dieser Pakete, aus der sich die Länge der Wechselwirkungszone entlang der z-Achse ergibt, beträgt $\sigma_z \approx 20cm$ für Proton- und $\sigma_z \approx 2cm$ für Elektronpakete.

## 2.2 Das H1-Experiment

Abbildung 2.2 zeigt eine schematische Darstellung des H1 Detektors [2]. Im Innern des Detektors befinden sich die zentralen und Vorwärts-Spurkammern (2,3), die das Stahlrohr (1) umschließen. In Rückwärtsrichtung hinter dem zentralen Spurdetektor sind die neuen Detektoren im Rückwärtsbereich (12) angeordnet. Die Spurkammern werden vom Kryostaten des flüssig-Argon Kalorimeters umgeben, das in einen elektromagnetischen und eine hadronischen Teil gegliedert ist (4,5). Die Kalorimeter und die Spurkammern liegen innerhalb einem parallel zur z-Achse ausgerichteten magnetischen Feld, das $B = 1.15Tesla$ im zentralen Bereich beträgt und von der supraleitenden Spule (6) erzeugt wird. Das Eisenjoch (10) zur Rückführung des magnetischen Flusses ist mit Streamerrohrkammern instrumentiert. Außen befinden sich zusätzlich Muonkammern (9). In Vorwärtsrichtung ist ein System aus Toroidmagnet (11) und Driftkammern (9) zur weiteren Muon-

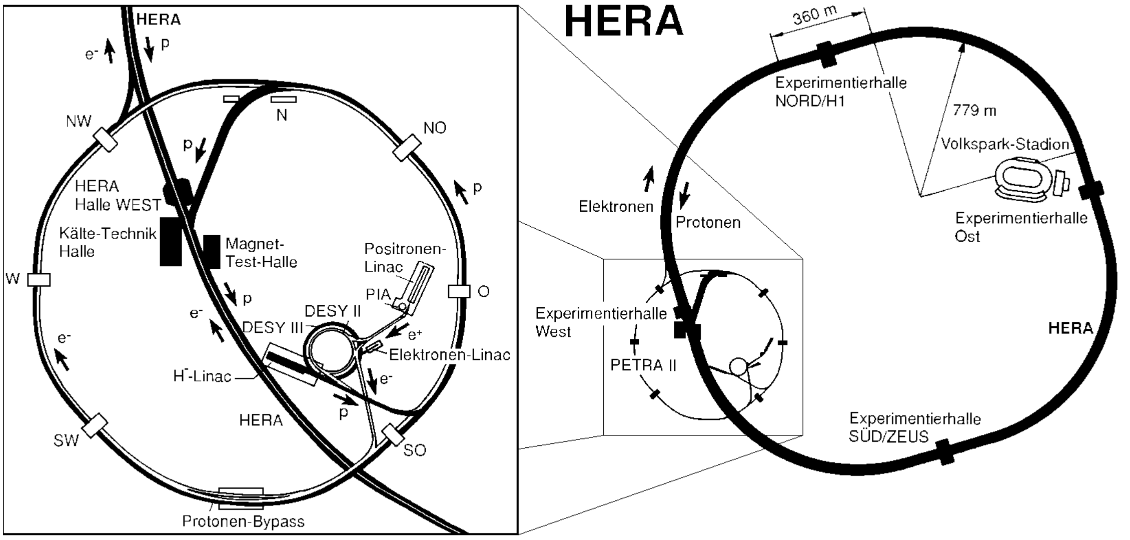



Abbildung 2.1: *Der Speicherring HERA und seine Vorbeschleuniger.*

detektion angebracht. Das Luminositätssystem besteht aus zwei Kristall-Kalorimetern, die sich in einer Entfernung von $33m$ (*Elektron Tagger*) und $103m$ (*Photon Tagger*) vom Wechselwirkungspunkt in negativer z-Richtung befinden.

### 2.2.1 Die neuen Detektoren im Rückwärtsbereich

Die neuen Detektoren im Rückwärtsbereich des H1 Experiments sind:

- das Blei-Szintilatorfiber-Kalorimeter SPACAL,
- die Rückwärtsdriftkammer BDC,
- der Rückwärts-Silizium-Spurdetektor BST.

Eine Seitenansicht des Rückwärtsbereichs mit den neuen Detektoren ist in Abbildung 2.2.1 gezeigt. Der BST war 1995 noch nicht voll ausgebaut und nur zeitweise in Betrieb. Eine Beschreibung findet sich in [6].

Das SPACAL ist ein Blei-Szintilatorfiber-Kalorimeter, das longitudinal in einen elektromagnetischen und einen hadronischen Teil aufgeteilt ist. Beide Teile zusammen haben zwei hadronische Wechselwirkungslängen. Der elektromagnetische Teil ist $27X_0$ Strahlungslängen lang. Er setzt sich aus etwas über 1000 Zellen zusammen und hat eine Granularität von $4x4cm^2$. Das Blei zu Fiber Verhältnis ist $R = 2$ und der Fiberdurchmesser $d = 0.5mm$, was zu einem Moliere Radius von $R_M \approx 2cm$ führt. Die Fibern werden auf Lichtmischer gebündelt und das Licht von Photomultiplieren verstärkt. Die erwartete Ortsgenauigkeit beträgt $\sigma_x \approx 2mm$ für Elektronen, Teststrahlmessungen haben eine Energieauflösung von $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(7.1\pm0.2)\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus (1.0\pm0.1)\%$ ergeben [7].

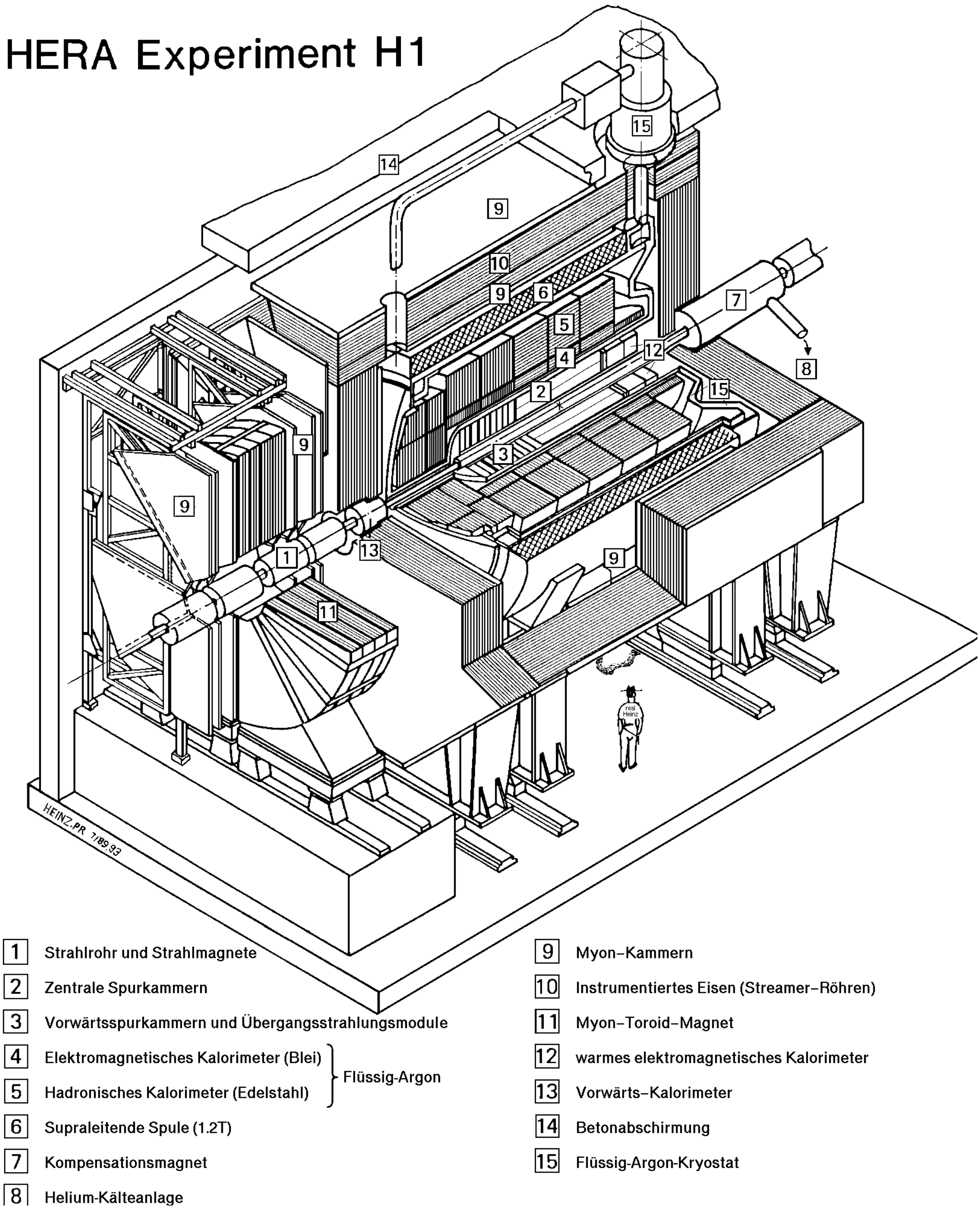



Abbildung 2.2: *Der H1 Detektor. Die Elektronen kommen von links in das Experiment, die Protonen von rechts.*

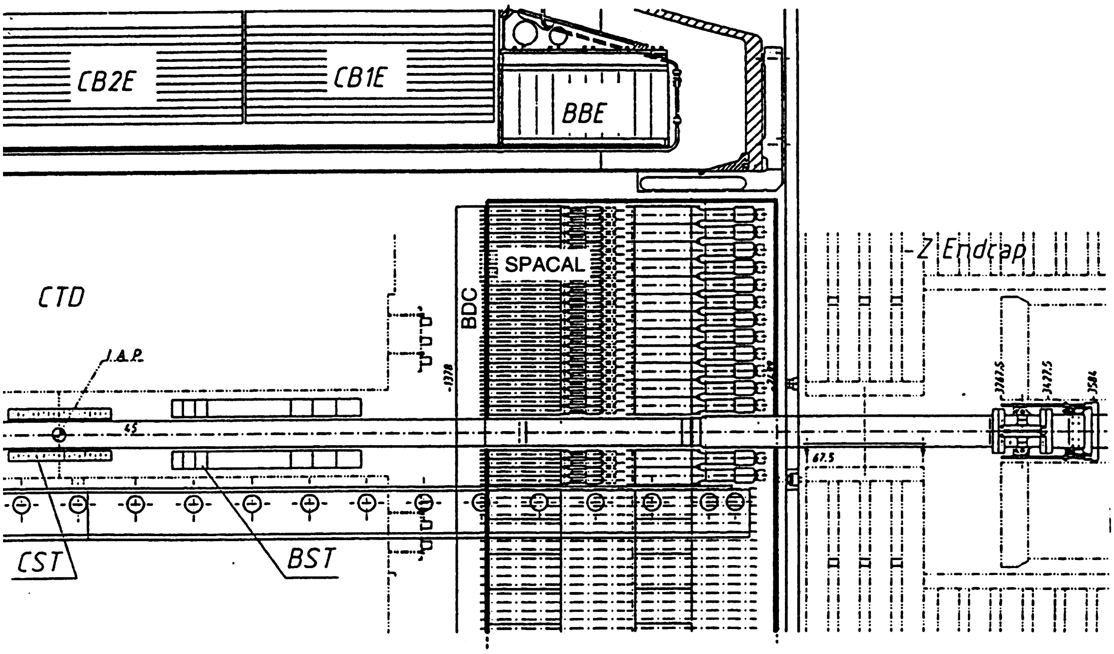



Abbildung 2.3: *Seitenansicht des Rückwärtsbereich des H1 Detektors mit den neuen Detektoren BST, BDC und SPACAL.*

# Kapitel 3

# Rückwärtsdriftkammer BDC

## 3.1 Anforderungen an die BDC

Die wesentliche Aufgabe der BDC ist, zur Erkennung und Vermessung des Elektrons aus der tief inelastischen Streuung DIS [1] beizutragen. Ferner sollen Spuren von Hadronen, die aus Photoproduktionsjets oder dem Jet des gestreuten Partons in der DIS stammen, registriert werden. Im einzelnen werden folgende Anforderungen gestellt [8] :

- Messung von räumlichen Spursegmenten über den Akzeptanzbereich des Rückwärtigen Kalorimeters SPACAL ($153^o < \theta < 177^o$).
- Bestimmung des Auftreffpunkts auf dem SPACAL mit einer Genauigkeit von $1mm$.
  Dies dient zur Erkennung von Elektronen und dem Abtrennen von Photoproduktionsuntergrund (Siehe 11).
- Gute Auflösung in radialer Richtung von $\sigma_r < 400\mu m$.
  Damit kann der Streuwinkel des Elektrons mit einer Genauigkeit $\sigma_\theta < 0.5mrad$ gemessen werden.
- Messung der Ladungsdeposition von Elektronen, die im *toten* Material vor der BDC aufgeschauert haben.
  So kann der Energieverlust durch Ionisation abgeschätzt und die Energiemessung des SPACAL korrigiert werden (*Presample* Funktion) (Siehe 12).
- Ableitung von Signalen für die erste Triggerstufe.
  Der Aufbau und die Funktionsweise des BDC Spurtriggers wird in [9] untersucht.

## 3.2 Untergrund

Die HERA Maschine liefert typisch einen Strom von $I_p, I_e = 50mA$, der aus Teilchenpaketen besteht, die einen zeitlichen Abstand von $96ns$ haben. Da die hadronischen Wechselwirkungsquer-

[1] Deep Inelastic Scattering.

schnitte groß sind, kommt es zu großen Teilchenraten in der BDC. Im einzelnen sind die Untergrundquellen:

- Wechselwirkung der transversalen Ausläufer des Protonstrahls (*beamhalo*) mit dem Strahlrohr.
  Diese Ereignisse finden auf der dem nominellen Wechselwirkungspunkt entgegengesetzten Seite der BDC statt. Die dabei entstehen Pionen hinterlassen in der BDC Spuren mit positiver Steigung, Teilchen vom Wechselwirkungspunkt haben hingegen negative Steigung.

- Wechselwirkung der Protonen mit den Restgasmolekülen im Strahlrohr.
  Hierbei entstehen die Ereignisse sowohl außerhalb des Experiments als auch in der Wechselwirkungszone.

Die aus Simulationsrechnungen zu erwartenden Raten sind in Abbildung 3.1 dargestellt. Die Untergrundraten steigen zu kleinen Radien hin stark an.

Eine weitere Untergrundquelle ist die

- Synchrotronstrahlung.
  Die im letzten Ablenkmagneten des HERA Elektronrings enstehende Synchrotronstrahlung wird durch eine Serie von Kollimatoren abgeschirmt, von deren Rändern jedoch noch Strahlung in das Experiment eindringen kann.

Die hohe Belastung kann zu Alterung der Kammer durch Ablagerungen auf den Drähten führen. Als weiteren Gesichtspunkt gilt es, die Wahrscheinlichkeit der Überlagerung von Ereignissen in der Kammer (*pileup*), welche die Rekonstruktion erschweren, gering zu halten ($< 1\%$). Dazu wird die BDC in radialer Richtung aus vielen Driftzellen mit entsprechend kleinen Driftzeiten aufgebaut, die bei kleinen Radien wegen der dort sehr hohen Raten so klein wie möglich sind.

## 3.3 Geometrischer Entwurf

In Abbildung 3.2 ist der prinzipielle Aufbau der BDC dargestellt. Die Drähte sind wie bei einem Spinnennetz in azimutaler Richtung gespannt, so daß der Drift in den Zellen in radialer Richtung erfolgt und somit die Auflösung in diese Richtung optimal ist. So wird die Genauigkeit in der Messung des Streuwinkels des Elektrons optimiert. Um den Auftreffpunkt auf dem Kalorimeter auch in azimutaler Richtung bestimmen zu können, was für die Erkennung der Elektronen wichtig ist, ist eine Messung der $\phi$ - Koordinaten erforderlich. Dazu wurden mehrere Varianten betrachtet: Eine Auslese der Drähte auf beiden Seiten und die Bestimmung des Ionisationsorts entlang des Drahtes mit Hilfe der Ladungsteilung macht bei den kurzen Drahtlängen keinen Sinn. Die Anbringung von *pads* senkrecht zum Draht hätte eine viel zu hohe Zahl von Auslesekanälen zur Folge, die in dem zur Verfügung stehenden Einbauvolumen nicht zu realisieren sind. So bleibt nur die Möglichkeit, die $\phi$ - Koordinate über den Stereoeffekt aus mehreren Lagen, die relativ zueinander verdreht sind, zu bestimmen. Die relative Verdrehung der Lagen hat noch einen weiteren Vorteil: Wie Abbildung 3.3 zeigt, entstehen an den Rändern der Sektoren ineffiziente Bereiche. Werden nun die einzelnen Lagen verdreht, so trifft ein Teilchen beim Durchgang durch die BDC höchstens eine ineffiziente Lage, so daß noch genügend Hits für Rekonstruktion zur Verfügung stehen. Ein

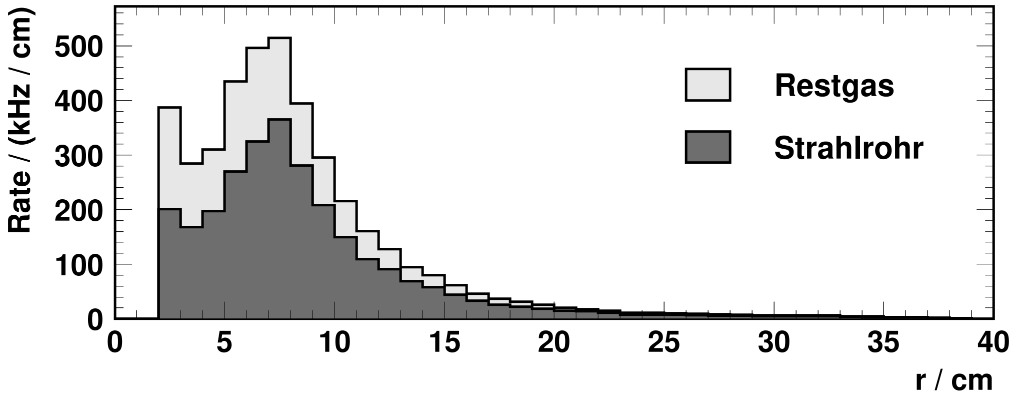



Abbildung 3.1: *Untergrundraten als Funktion des Radius in der BDC aus Simulationen für Wechselwirkungen des Protonenstrahls mit dem Strahlrohr und dem Restgas normiert auf die nominelle HERA Luminosität.*

weiteres Problem bei Driftkammern ist die Rechtslinksambiguität, die besagt, daß in einer einzelnen Driftzelle nicht entschieden werden kann, auf welcher Seite des Drahtes (rechts oder links) die Ionisation erfolgte. Um hierfür eine Handhabe zu besitzen, ist jede Lage als Doppellage mit zwei Drahtebenen ausgeführt (siehe Abbildung 3.2), deren Zellen um eine halbe Zellgröße gegeneinander versetzt sind.

Im Detail besteht die BDC aus vier Doppellagen, die maximal acht Treffer pro Spur ermöglichen und somit genügend Redundanz für die Spurrekonstruktion und die Berechnung des räumlichen Spursegments besitzen. Jede Doppellage ist azimutal in acht Sektoren aufgeteilt. Die Doppellagen sind gegeneinander um je $\Delta\phi = 11.25^o$ verdreht, was so die Rekonstruktion des Azimutwinkels $\phi$ ermöglicht. Abbildung 3.4 zeigt den Querschnitt eines Sektors, der aus zwei Ebenen mit jeweils 32 Driftzellen besteht, die innen einen maximalen Driftweg von $0.508cm$ und außen von $1.524cm$ haben , wodurch die Anpassung an die radial unterschiedliche Untergrundrate erfolgt. Zwischen den kleinen und großen Zellen befindet sich eine asymmetrische Übergangszelle. Die innerste und äußerste Zelle ist auch asymmetrisch, um eine maximale Akzeptanz zu erreichen. Abbildung 3.5 gibt einen Eindruck des räumlichen Aufbaus.

## 3.4 Feldkonfiguration, Hochspannung

Die Hochspannungsversorgung einer Driftzelle muß folgende Kriterien erfüllen:

- homogenes Driftfeld, damit die Driftgeschwindigkeit über die gesammte Zelle möglichst konstant ist.

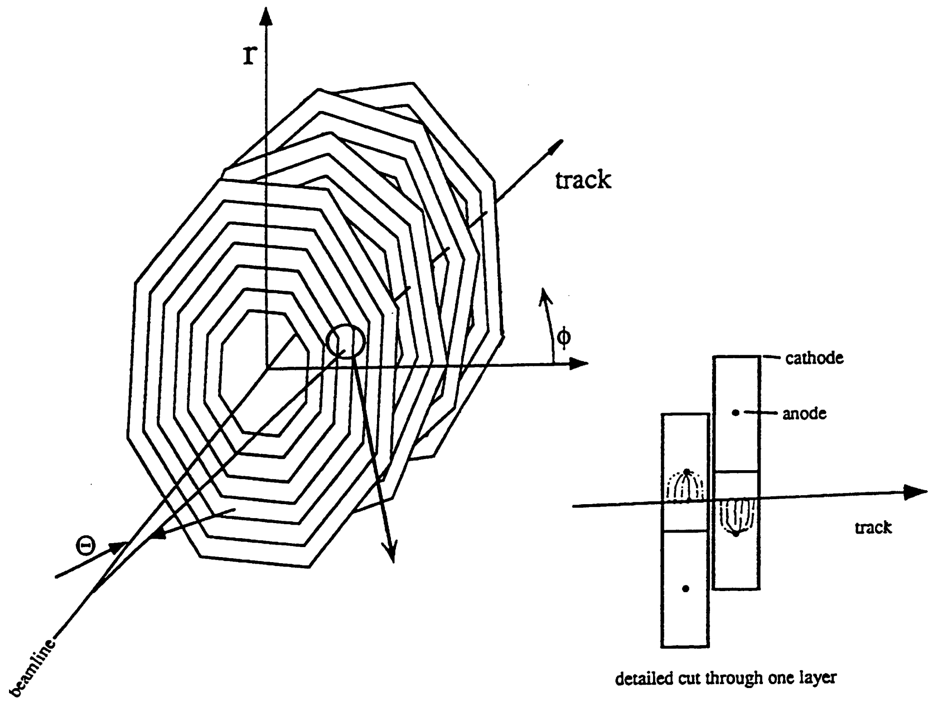



Abbildung 3.2: *Prinzip der BDC: Die vier Doppellagen sind um $\Delta\phi = 11.25^o$ gegeneinander verdreht. Jede Doppellage hat zwei Drahtebenen, die um eine halbe Zellgröße gegeneinander versetzt sind, um die Rechtslinksambiguität zu lösen (Bildausschnitt).*

- unabhängige Einstellbarkeit der Driftfeldstärke und der Gasverstärkung.
- geringe Randeffekte, d.h. Feldverzerrungen an den Begrenzungen der Driftzelle.

Abbildung 3.6 zeigt einen Querschnitt durch die Driftzellen. Die Drähte liegen auf Massepotential, die Kathoden auf negativer Hochspannung. Zur Erzielung einer guten Feldhomogenität sind zwischen Kathode und Draht Feldstreifen angebracht, die über einen linearen Spannungsteiler versorgt werden. Die Stärke des Driftfeldes ergibt sich aus der Differenz der Spannung an der Kathode (Driftspannung) und der Spannung des dem Draht benachbarten Streifens (Zählspannung). Die Gasverstärkung ist durch die Feldstärke in unmittelbarer Nähe des Drahtes gegeben, welche durch die Zählspannung bestimmt wird.

Der detailierte Verlauf der elektrischen Feldstärke wurde in [10] untersucht, wobei sich herausstellt, daß die Feldstreifen zur Verringerung des Durchgriffs, der inhomogene Randbereiche bewirkt, doppelseitig ausgeführt werden müssen, wie ein Vergleich von Abbildung 3.7 und Abbildung 3.8 zeigt.

Ein ähnliches Bild ergibt sich an den Sektorrändern: Hier wird der homogene Feldbereich durch den Einbau einer Randplatine mit Feldstreifen stark ausgedehnt, wie der Vergleich von Abbildung 3.9 und Abbildung 3.10 zeigt. Dies wurde auch durch Messungen an Prototypen [11]

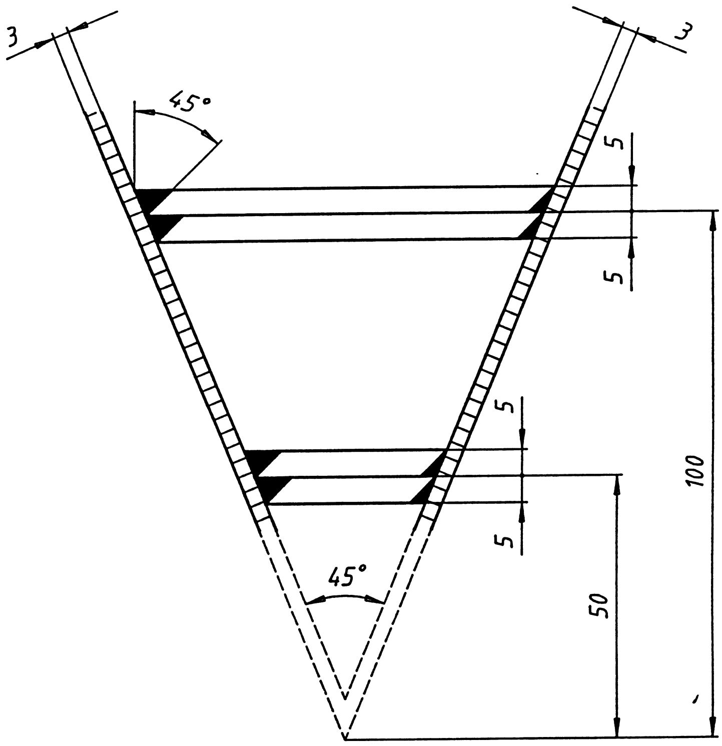



Abbildung 3.3: *Vorderansicht eines Sektors. Neben den ineffizienten Sektorwänden sind für zwei Driftzellen bei $r = 5cm$ und $r = 10cm$ die toten Zonen am Sektorrand aufgrund des Lorentzwinkeleffekts gezeigt.*

bestätigt, die zeigen, daß ein Einbau von Randelektroden den effizienten Bereich der Driftzelle zum Rand hin ausdehnt.

Als Konsequenz dieser Untersuchungen ist die BDC mit doppellagigen Feldstreifen und mit Randplatinen versehen.

## 3.5 Mechanischer Aufbau

Die BDC ist in zwei Halbringen um das Strahlrohr angeordnet, welche aus Containern bestehen, in die die Drahtmodule von außen eingeschoben werden. Die Wände der Container sind als vierlagige Leiterplatine ausgeführt, welche außen eine Masselage, dann einen Bus zur Zuführung der Hochspannungen und schließlich zwei Lagen Feldformungselektroden für die Driftzellen enthält.

Ein Drahtmodul (Abbildung 3.11) besteht aus einer siebenlagigen Leiterplatine, die sich wieder aus Feldformungsstreifen und Hochspannungsbus zusammensetzt und zusätzlich einen Bus enthält, der die Signale der einzelnen Drähte radial nach außen zu den Vorverstärkern leitet. Auf die Kathodenstreifen sind $0.2mm$ starke Kathodenbleche aufgelötet. Seitlich sind an den Mittel-

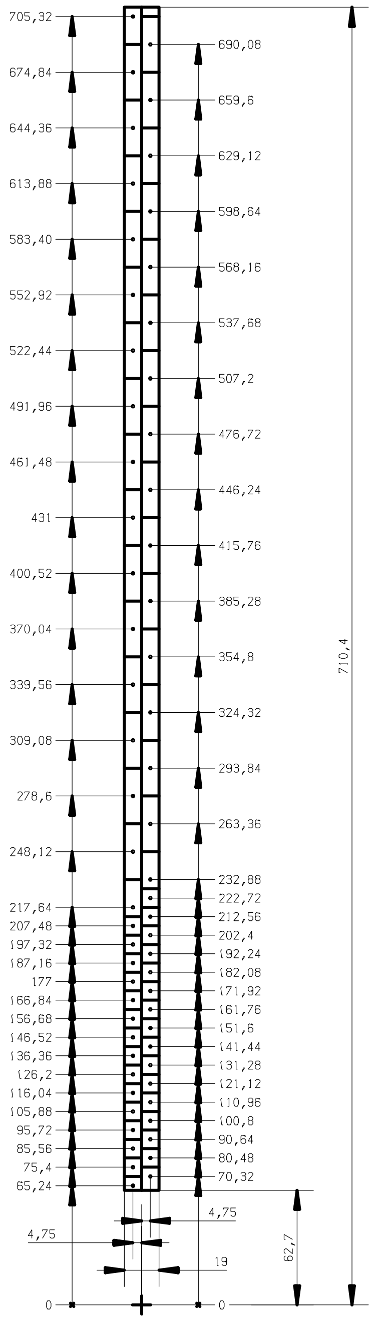



Abbildung 3.4: *Schematischer* r-z-Schnitt *durch eine Doppellage der BDC.*

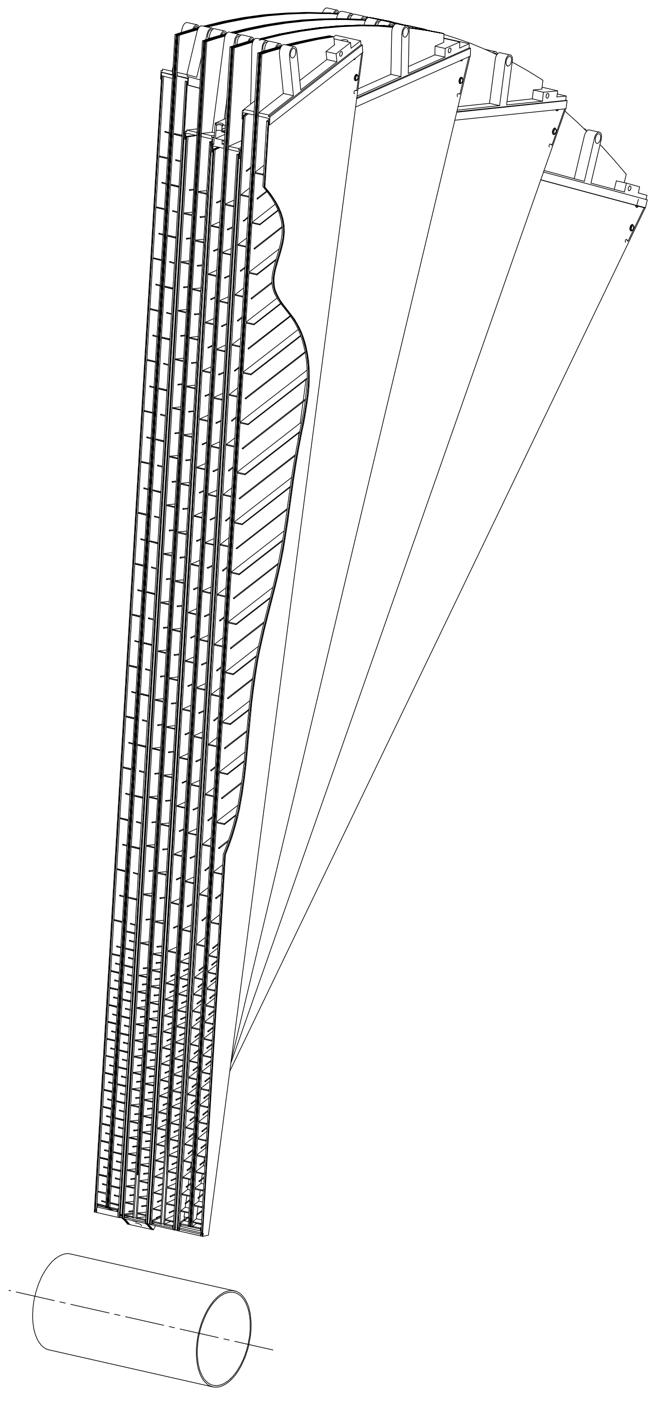


Abbildung 3.5: 3d-*Darstellung der BDC.*

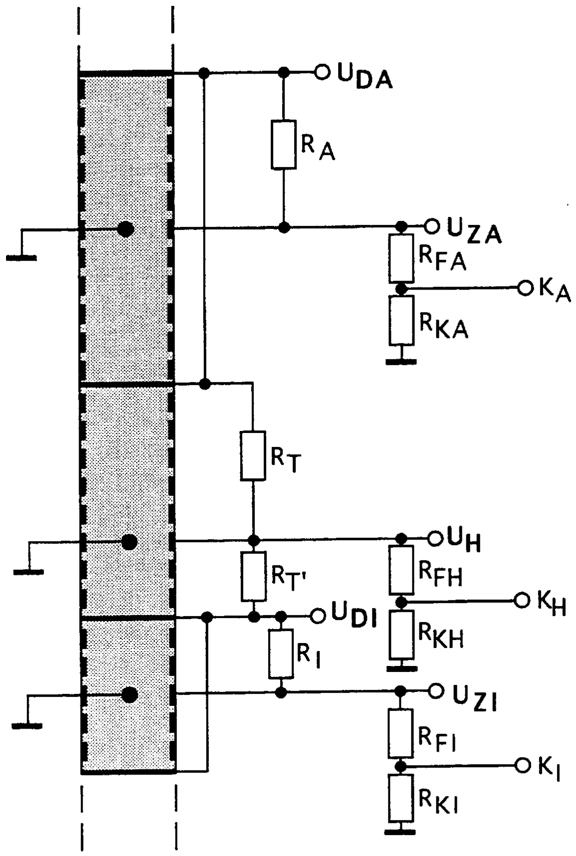



Abbildung 3.6: *Schematische Darstellung des Querschnitts durch die Driftzellen mit Zähldraht und Feldstreifen. Die Schaltung ist stark vereinfacht.*

platinen Leiterplatinen angebracht, die wiederum aus Feldstreifen bestehen und in denen die Signaldrähte aus $20\mu m$ dickem goldbeschichtetem Wolframdraht elastisch befestigt sind. Außen auf dem Drahtmodul sind die Hochspannungsteiler und Vorverstärker für die Signale angebracht.

Jeder Container bildet mit seinem Drahtmodul einen Sektor, der gasdicht abgeschlossen ist. Die Gasversorgung erfolgt parallel über zwei Ringleitungen für Zu - und Abfluß. Das Gas strömt durch einen Kanal in der Mittelplatine des Drahtmoduls nach innen und über einen Spalt zwischen Kathodenblech und Behälter durch jede Driftzelle radial nach außen zurück.

## 3.6 Kammergas

Die Auswahl des Kammergases ist von großer Bedeutung für das gute Funktionieren einer Driftkammer. An das Gas der BDC werden folgende spezielle Anforderungen gestellt:

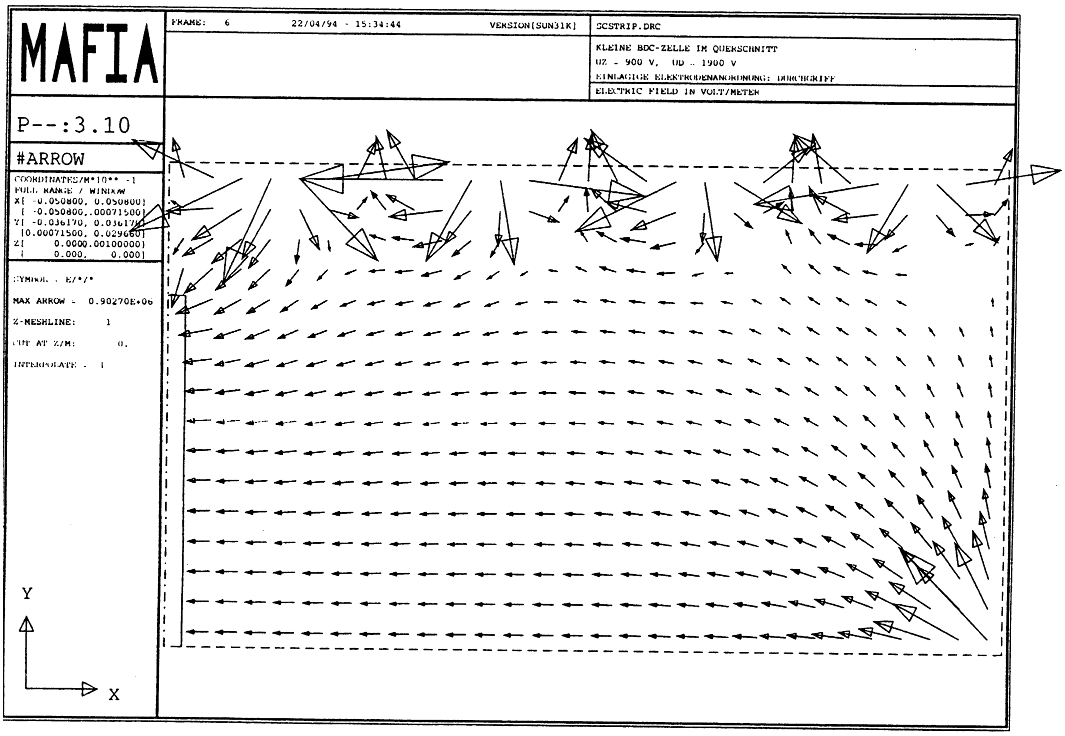



Abbildung 3.7: *Feldvektoren in der kleinen Zelle mit einlagiger Elektrodenanordnung.*

- konstante Driftgeschwindigkeit $v_D$ über einen weiten Bereich der Driftfeldstärke $E$, damit Feldinhomogenitäten nur einen geringen Einfluß auf die Driftzeit haben,
- kleiner Lorentzwinkel ($\alpha_L < 45^o$), so daß die toten Zonen am Sektorrand möglichst klein sind,
- Gasverstärkung von $A = 5 * 10^4$ bei akzeptablen Zähldrahtspannungen,
- kleine Betriebsspannungen, um eine hohe Betriebssicherheit zu erzielen.

Im Labor wurden verschiedene Gasmischungen im Hinblick auf diese Anforderungen untersucht, wobei sich gezeigt hat, daß ein Gemisch aus $Argon/Isobuthan/Ammoniak$ im Verhältnis $92.5/5/2.5$ die Anforderungen erfüllt [12]. In Abbildung 3.12 sind die Driftgeschwindigkeit für dieses Gas, die mit dem BDC Prototypen gemessen wurde [10], und der Lorentzwinkel , der von [13] gemessen wurde, als Funktion des Driftfeldes dargestellt. Das Abfallen der Driftgeschwindigkeit mit zunehmender Feldstärke wird durch das Abfallen des Lorentzwinkels kompensiert, so daß die effektive Driftgeschwindigkeit (siehe Gleichung 6.2) einen flachen Verlauf besitzt. Um einen hinreichend kleine Lorentzwinkel zu erzielen, wurde der Arbeitspunkt für das Betriebsjahr '95 auf $\frac{E}{N} = 4Td$ gesetzt, was einer Feldstärke von $E = 1000\frac{V}{cm}$ entspricht.

Die Gasverstärkung wird auf $A = 5 * 10^4$ eingestellt, da Labormessungen [12] gezeigt haben, daß die Zellen bei dieser Gasverstärkung nahezu 100% effizient sind, im Proportionalbereich ar-

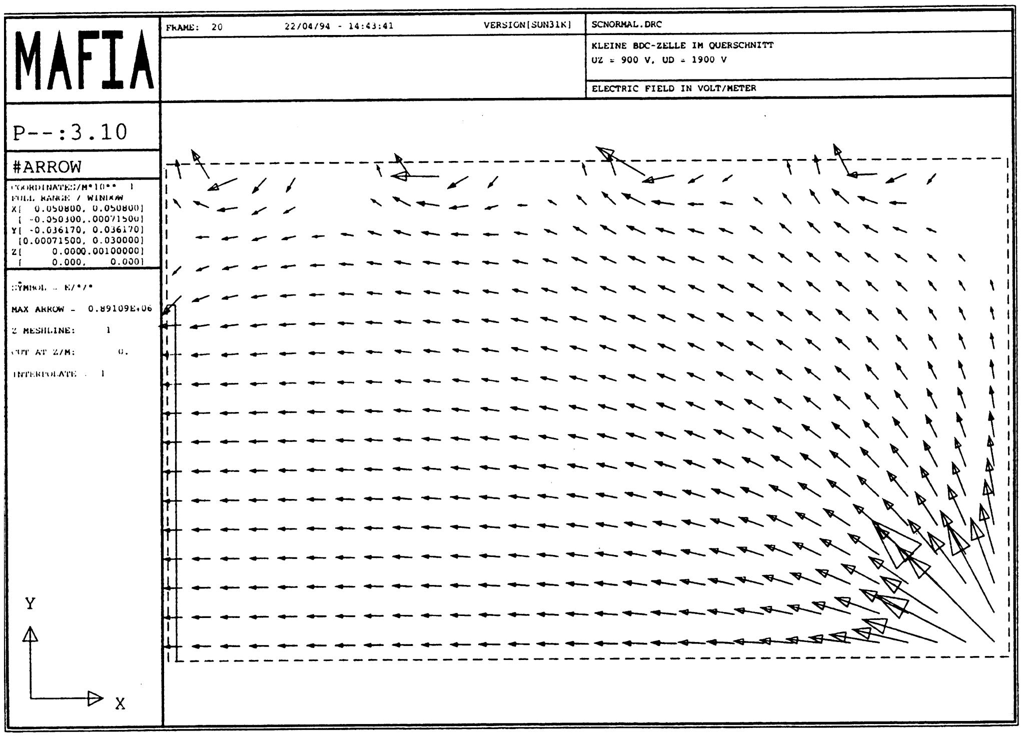



Abbildung 3.8: *Feldvektoren in der kleinen Zelle mit doppellagiger Elektrodenanordnung.*

beiten und keine Nachpulse zeigen. Zusammen mit der Feldstärke ergeben sich die in Tabelle 3.1 aufgeführten Betriebsspannungen.

| | |
|---|---|
| Driftspannung innen | $U_{Di} = 1570V$ |
| Zählspannung innen | $U_{Zi} = 820V$ |
| Driftspannung außen | $U_{Da} = 2320V$ |
| Zählspannung außen | $U_{Za} = 820V$ |
| Zählspannung der Übergangszelle | $U_H = 820V$ |

Tabelle 3.1: *Betriebsspannungen der BDC.*

## 3.7 Datenerfassungssystem

Die Aufgabe des Datenerfassungssystems ist es, die Kammerpulse zu registrieren und für die spätere Rekonstruktion in digitaler Form bereit zu stellen. Die für das Auslesesystem wichtigen Parameter der BDC sind in Tabelle 3.2 zusammengefaßt.

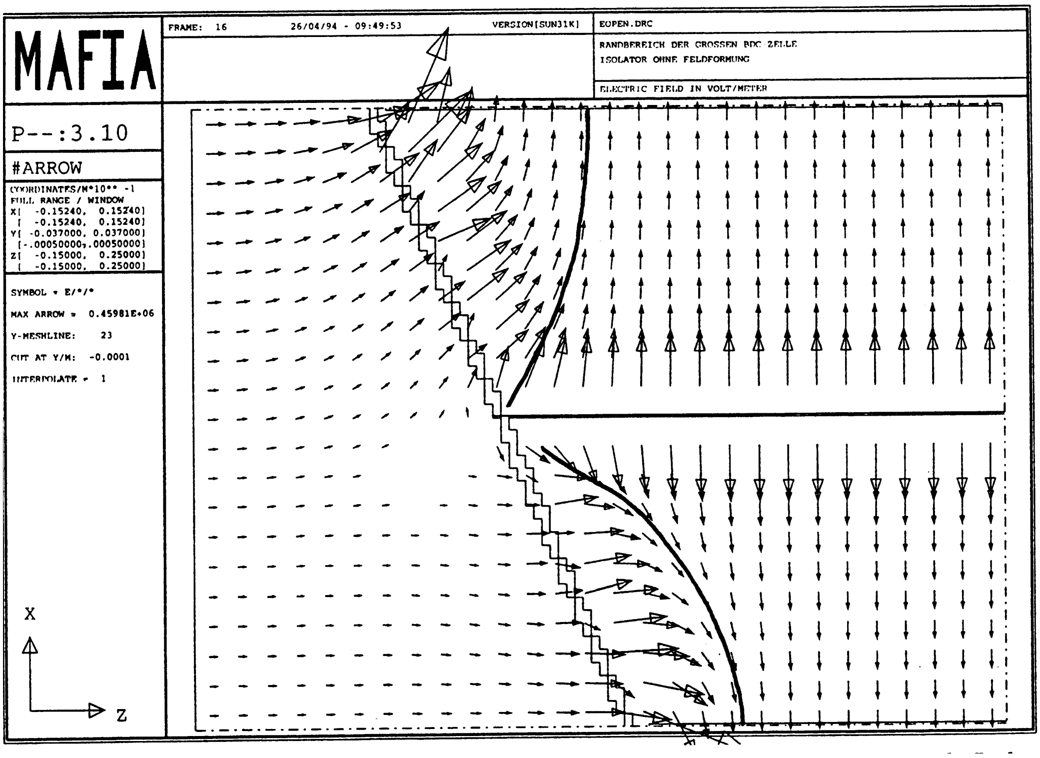



Abbildung 3.9: *Feldvektoren im Randbereich einer großen Zelle ohne Randplatine.*

### 3.7.1 Verstärkerkette

Ein vereinfachtes Schaltbild der Verstärkerkette sind in Abbildung 3.13 gezeigt, weitere Details der Elektronikkette sind in [11] beschrieben. Die Drähte der BDC werden einseitig über den Signalbus auf Vorverstärker gegeben, die sich außen auf jedem Drahtmodul befinden. Diese leiten die Signale auf 30 m lange Kabel, die in die Elektronikhütte führen, wo sie dann von *line receivern* nachverstärkt und auf zwei Zweige, den Analog - und den Digitalzweig, aufgeteilt werden.

Zusätzlich besteht die Möglichkeit, auf den Vorverstärkern Testpulse einzukoppeln, die zum Test der Elektronik und zur Messung der Signallaufzeiten in den Kabeln dienen.

| | |
|---|---|
| Anzahl der Drahtebenen | 8 |
| Anzahl der Sektoren pro Ebene | 8 |
| Anzahl der Drähte pro Sektor | 32 |
| Gesamtzahl der Drähte | 2048 |
| Zahl der Kanäle im Analogzweig | 256 |
| Zahl der Kanäle im Digitalzweig | 2048 |

Tabelle 3.2: *Einige Parameter der BDC.*

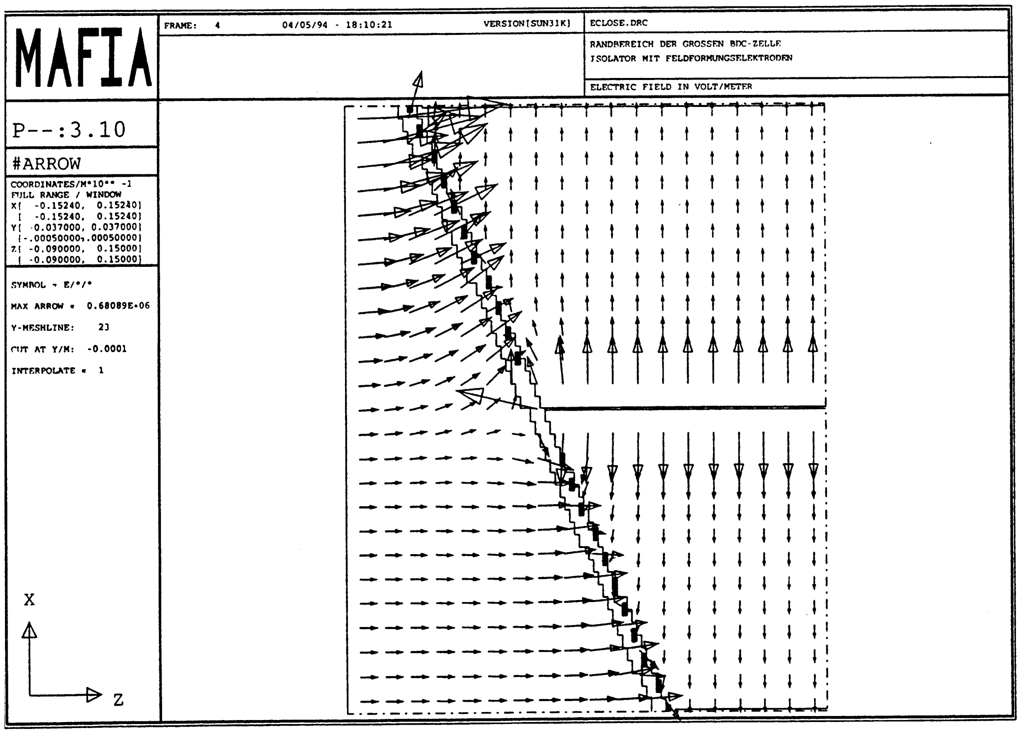



Abbildung 3.10: *Feldvektoren im Randbereich einer großen Zelle mit Randplatine.*

### 3.7.2 Analogzweig

Im Analogzweig werden die Signale von je acht Drähten gleicher radialer Position einer Lage summiert und auf einen *FADC* [2] Kanal gegeben. Die *FADC's* haben eine Auflösung von acht Bit mit nichtlinearer Eingangskennlinie, was einem dynamischen Bereich von zehn Bit linear entspricht, und werden mit einer Frequenz von $f_A = 104MHz$ im *common stop mode* betrieben, d. h. der Speicher von 256 Byte wird zyklisch beschrieben und beim *Triggern* eines Ereignisses angehalten.

### 3.7.3 Digitalzweig

Jeder Draht ist mit einem Digitalkanal verbunden. Ein Komparator stellt fest, ob das Signal eine global einstellbare Schwelle überschritten hat. Falls dies der Fall ist, wird die Drahtnummer gespeichert und in der späteren Rekonstruktion zur Lösung der *Sektorambiguität*, die durch das Summieren im Analogzweig entsteht, benutzt. Die Taktrate im Digitalzweig beträgt $f_D = f_A/10 = 10.4MHz$.

[2] Fast Digital Analog Converter

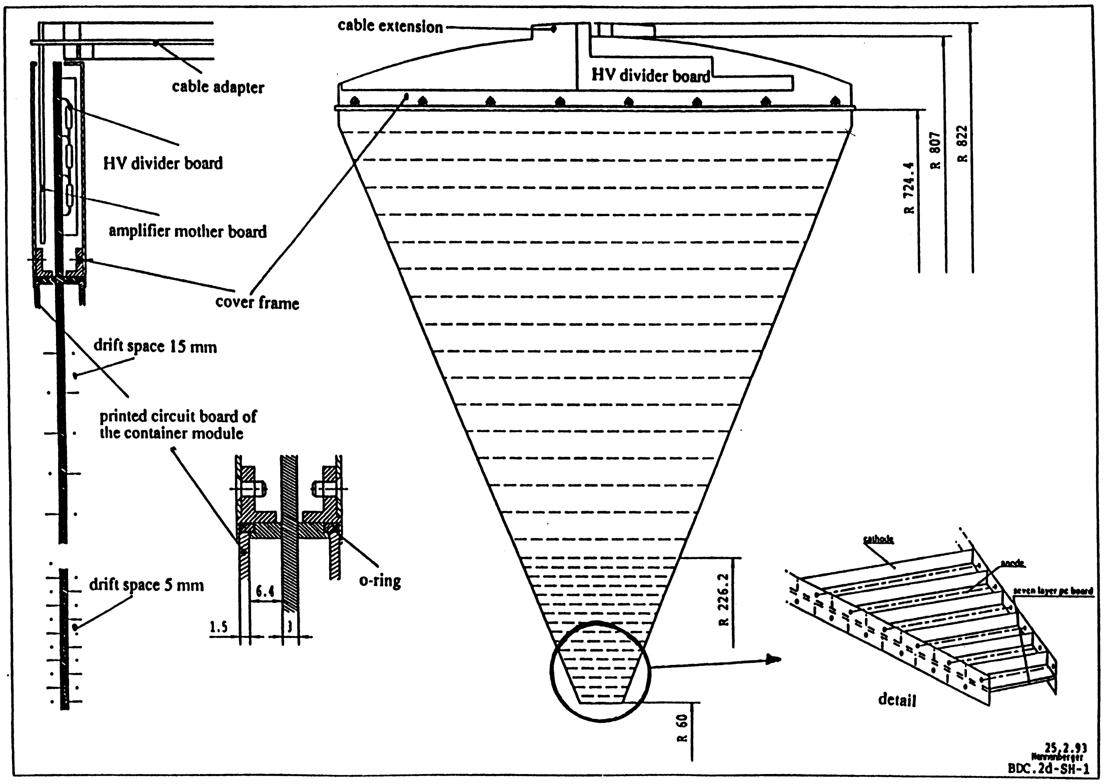



Abbildung 3.11: *Drahtmodul.*

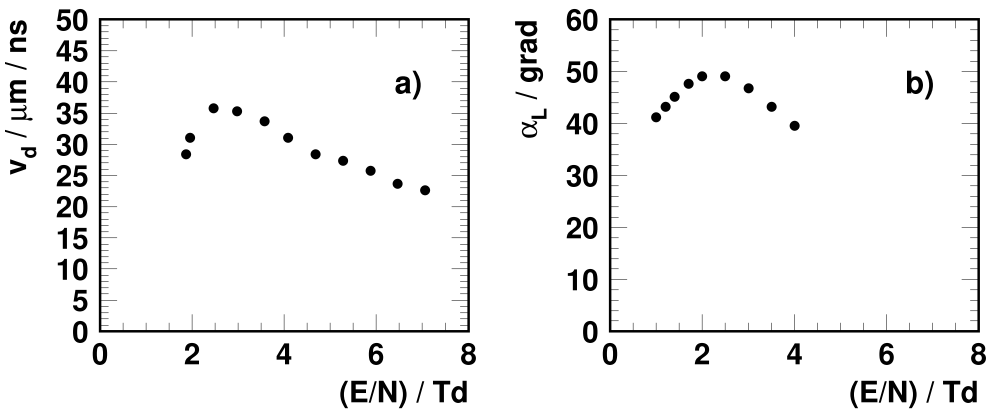



Abbildung 3.12: *Driftgeschwindigkeit a) und Lorentzwinkel b) bei einem Magnetfeld von* $B = 1.2$*Tesla als Funktion der reduzierten Feldstärke.*

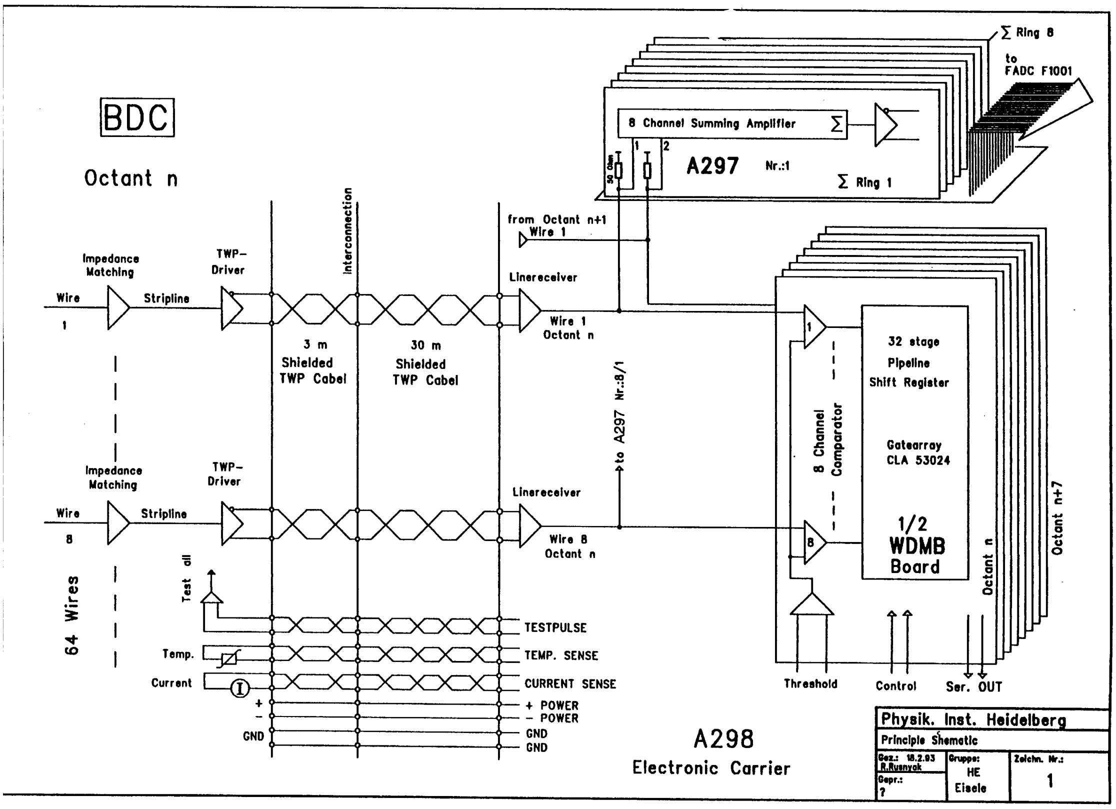



Abbildung 3.13: *Vereinfachtes Schaltbild der Verstärkerkette.*

# Kapitel 4

# Rekonstruktion von Einzelspuren

Minimal ionisierende Teilchen und Elektronen, die nicht schauern, erzeugen in der BDC einzelne klar trennbare Kammerpulse, wie beispielsweise in Abbildung 4.1 a) dargestellt. Die Rekonstruktion von räumlichen Spuren aus diesen Pulsen wird in diesem Kapitel beschrieben. Elektronen, die stark aufschauern, erzeugen hingegen ein *Gebirge* von Aktivität (Abbildung 4.1 b)), in dem einzelne Pulse schwer zu trennen sind. Deswegen wurde hierfür ein spezielles Rekonstruktionsverfahren entwickelt, das in Kapitel 5 beschrieben wird.

Abbildung 4.2 zeigt ein Flußdiagramm des Einzelspurverfahrens. Zuerst wird für die Analogpulse die Driftzeit $t$ und die Pulsladung $Q$ berechnet, was im weiteren kurz als QT Analyse bezeichnet wird. Danach werden die Driftzeiten mit den Zeiten aus dem Digitalzweig korreliert

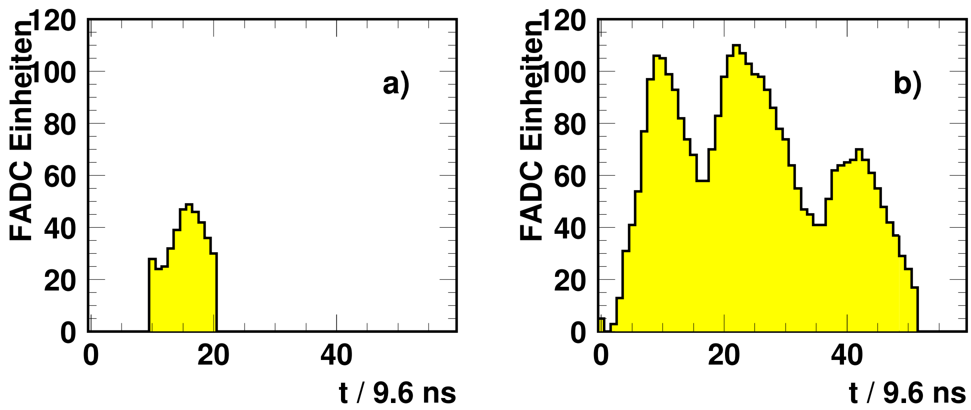



Abbildung 4.1: *a) Typischer Kammerpuls eines minimal ionisierenden Teilchens. b) Aktivität eines schauernden Elektrons.*

und so die Sektorambiguität aufgelöst. Anschließend werden die Ambiguitäten expandiert, d.h. zu jedem Analoghit wird ein zusätzlicher Spiegelhit erzeugt, und das Hit-Spiegelhit-Paar dem entsprechenden Sektor zugeordnet, weil in dieser Rekonstruktionsstufe noch nicht entschieden werden kann, auf welcher Seite des Drahtes das Teilchen die Driftzelle durchquert hat. Kann für einen Hit die Sektorambiguität nicht aufgelöst werden, weil ein passender Digitalhit nicht vorhanden ist, so wird für jeden der acht möglichen Sektoren ein Paar gebildet, so daß in diesem Fall ein Kammerpuls zu 16 räumlichen Hits führt. Auf die so erzeugte Menge von Hits (Drahtnummern, Driftzeiten) wird die Ortsdriftzeitrelation angewandt und die Driftwege berechnet, aus denen dann mit Hilfe der bekannten Drahtpositionen die Hits als geometrische Strecke im Raum parallel zu den getroffenen Drähten erzeugt werden. Nun folgt die eigentliche Mustererkennung, die Hits werden zu räumlichen Spuren zusammengefaßt. Abschließend werden aus den Hits die zu einer Spur gehören die Spurparameter bestimmt. Wie die Schritte im Detail ablaufen, wird in den nächsten Abschnitten erläutert.

## 4.1 QT Analyse

Bereits während der *online* Auslese der FADC's werden die Daten nullunterdrückt, d.h. es werden nur zusammenhängende Blöcke ausgelesen, die eine Schwelle, die bei 30 FADC Einheiten liegt, überschritten haben und mindestens zwei Digitalisierungen, die im weiteren auch *bins* genannt werden, lang sind. Zusätzlich werden vor den Beginn eines Blocks fünf weitere Bins mit ausgelesen, die zur Bestimmung der Nullinie, die auch *pedestal* genannt wird, dienen. An das Ende eines Blocks werden auch zwei weitere *bins* angefügt. Auf diese Blöcke, die auf Band gespeichert werden, baut *offline* die QT Analyse auf.

### 4.1.1 Pulsfindung und Berechnung der Pulsparameter

Ziel der QT Routine ist es, aus den digitalisierten Kammerpulsen die Driftzeit $t$ und die Pulsladung $Q$ zu bestimmen, wobei als weitere Parameter die Amplitude $A$ und die Pulsbreite $w$ berechnet werden. Abbildung 4.3 a) zeigt einen solchen Puls. Zuerst wird die nichtlineare Eingangskennlinie der FADC's korrigiert und die lineare Pulshöhe für jedes *bin* berechnet:

$$a_{lin} = \frac{2276456 * a_{nonlin}}{25600 - 722 * a_{nonlin}}, \tag{4.1}$$

sowie das Pedestal $p$ bestimmt, wobei über den Bereich von drei Bins am Anfang eines Blocks, d.h. vor dem ersten Puls, gemittelt wird:

$$p = 1/3 * \sum_{i=0}^{2} a_{lin}(i). \tag{4.2}$$

Ein Block enthält einen oder mehrere Pulse, die durch Pulsanfang $t_{start}$, Pulsmitte $t_{mid}$ und Pulsende $t_{end}$ festgelegt werden. Der Anfang eines Pulses ist durch eine ansteigende Flanke in drei aufeinander folgenden *bins* gekennzeichnet:

$$a_{lin}(t_{start}) < a_{lin}(t_{start}+1) < a_{lin}(t_{start}+2). \tag{4.3}$$

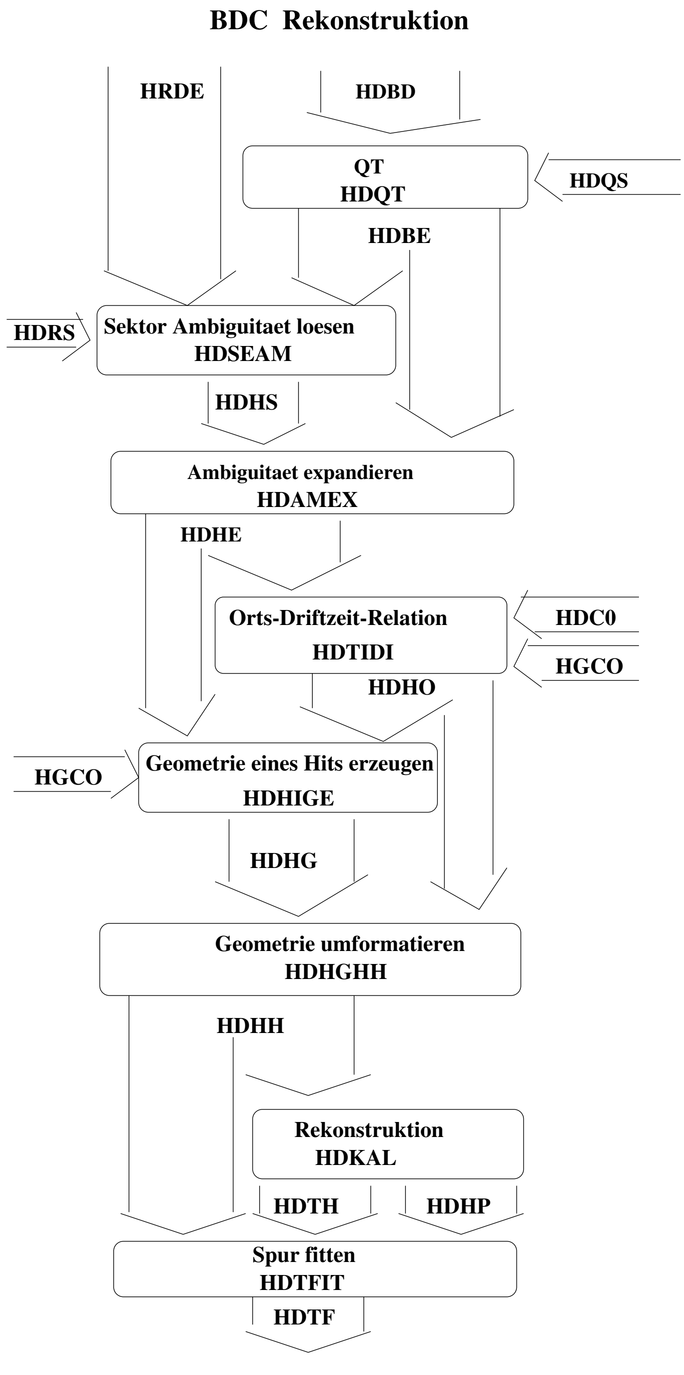



Abbildung 4.2: *Flußdiagramm der BDC Rekonstruktion. In den Ovalen stehen die jeweiligen Unterprogrammnamen und ihre Funktion, in den Pfeilen die Banknamen der erzeugten Daten.*

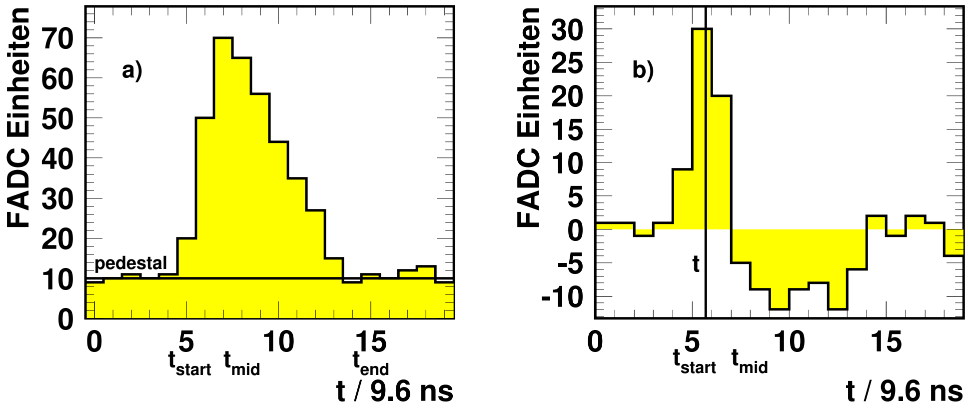



Abbildung 4.3: *a) Beispielpuls zur QT Analyse. b) Differenzierter Puls.*

Das Pulsende wird durch das Ende einer fallenden Flanke und den Beginn einer steigenden Flanke charakterisiert:

$$\begin{aligned} a_{lin}(t_{end}-2) &> a_{lin}(t_{end}-1) > a_{lin}(t_{end}) \quad \text{und} \\ a_{lin}(t_{end}) &< a_{lin}(t_{end}+1) < a_{lin}(t_{end}+2). \end{aligned} \tag{4.4}$$

Ein Puls ist auch dann zu Ende, wenn der Block endet, oder das *pedestal* bis auf einen Abstand $d$ erreicht wird:

$$a_{lin}(t_{end}) < p + d. \tag{4.5}$$

$d$ ist ein Maß für die Schwankung des *pedestals* und berechnet sich aus den ersten drei *bins* des Blocks zu

$$d = \max_{i=0}^{2}(a_{lin}(i)) - \min_{i=0}^{2}(a_{lin}(i)). \tag{4.6}$$

Die Pulsmitte ist schließlich das Bin mit dem größten Wert

$$a_{lin}(t_{mid}) > a_{lin}(i) \quad , \quad t_{start} \leq i \leq t_{end}. \tag{4.7}$$

Zur Berechnung der Driftzeit $t$ wird ein Verfahren benötigt, das robust und unabhängig von der Pulshöhe ist. Ein Standardverfahren ist die *Difference of Sample (DOS)* Methode, die auch hier benutzt wird. Dazu wird der Puls zuerst differenziert, wie für den Beispielpuls in Abbildung 4.3 b) gezeigt. Aus dem Schwerpunkt über den Bereich der Anstiegsflanke des differenzierten Pulses ergibt sich nun die Driftzeit $t$:

$$t = \frac{\sum_{i=t_{start}}^{t_{mid}-1} i*(a_{lin}(i+1) - a_{lin}(i))}{\sum_{i=t_{start}}^{t_{mid}-1} (a_{lin}(i+1) - a_{lin}(i))}. \tag{4.8}$$

Die Pulsladung $Q$ folgt aus der Integration des Pulses und anschließender Pedestalkorrektur:

$$Q = \sum_{i=t_{start}}^{t_{end}} (a_{lin}(i) - p). \tag{4.9}$$

Die Amplitude $A$ ergibt sich aus der Pulsmitte

$$A = a_{nonlin}(t_{mid}), \tag{4.10}$$

die Breite aus der Differenz zwischen Pulsende und Anfang

$$w = t_{end} - t_{start}. \tag{4.11}$$

### 4.1.2 Selektion guter Pulse

Rauschpulse können eine Amplitude besitzen, die über der Ausleseschwelle des FADC Systems liegt oder in der Nähe eines richtigen Pulses liegen und dadurch mit ausgelesen werden. Eine Charakterisierung der Rauschpulse ergibt sich aus dem Vergleich der Pulsparameter von Pulsen, die zu Spuren rekonstruiert wurden, mit denen aller Pulse (Abbildung 4.4). Es zeigt sich, daß Rauschpulse, wie erwartet, kleine Amplituden $A$, kleine Pulsladungen $Q$ und kleine Breiten $w$ besitzen, weswegen auf diese Größen zur Unterdrückung des Rauschens geschnitten wird (Tabelle 4.1). Zusätzlich müssen Pulse, die von Teilchendurchgängen kommen, im richtigen Driftzeitfenster liegen, so daß auf die Driftzeit $t$ auch geschnitten wird.

| | | |
|---|---|---|
| Driftzeit $t$ | $>$ | $135ns$ |
| Driftzeit kleine Zellen $t$ | $<$ | $346ns$ |
| Driftzeit große Zellen $t$ | $<$ | $673ns$ |
| Pulsebreite $w$ | $>$ | 3 |
| Amplitude $A$ | $>$ | 20 |
| Ladung $Q$ | $>$ | 100 |

Tabelle 4.1: *Schnitte auf die Pulsparameter.*

## 4.2 Lösen der Sektorambiguität

Die Sektorambiguität entsteht dadurch, daß die Signale der Drähte, die die gleiche radiale Position haben und von den acht Sektoren einer Lage stammen, auf einen FADC Kanal gegeben werden

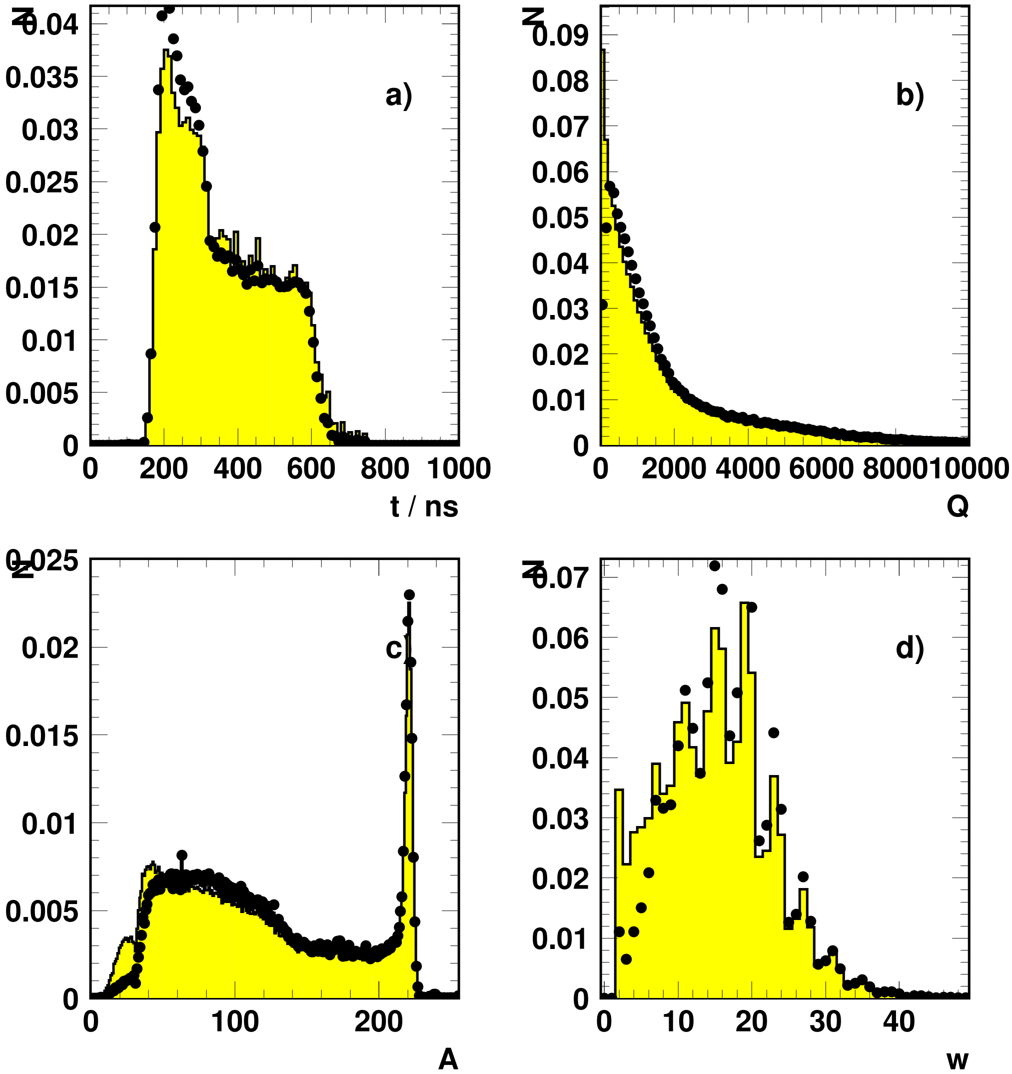



Abbildung 4.4: *Parameter der Kammerpulse. Die Histogramme zeigen alle Pulse, die Punkte Pulse, die zu guten Spuren gehören. Die beiden Verteilungen sind für eine bessere Vergleichbarkeit aufeinander normiert. a) Driftzeit, b) Ladung, c) Amplitude, d) Pulsbreite.*

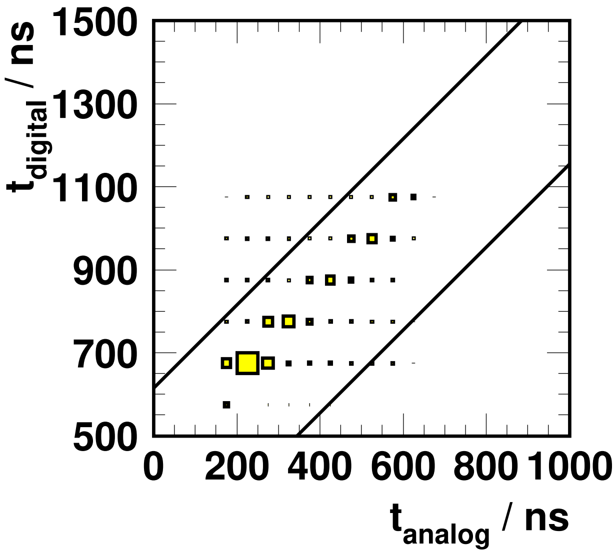



Abbildung 4.5: *Korrelation der Driftzeiten aus dem Digitalzweig und dem Analogzweig. Die Paare zwischen den beiden Geraden werden als zusammengehörig akzeptiert.*

(Siehe Abschnitt 3.7.2). Um diese Ambiguität wieder aufzulösen, werden die Driftzeiten jedes Analoghits mit den Zeiten der Digitalhits, deren Drahtnummer zur FADC Kanalnummer paßt, verglichen. Die Korrelation der Analog und Digitalzeiten zeigt Abbildung 4.5, wobei zusätzlich die Schnitte eingezeichnet sind. Die beiden Hits gehören zusammen, wenn gilt:

$$|t_{analog} - (t_{digital} - t_{offset})| < t_{window} \tag{4.12}$$

Die Schnitte müssen so eingestellt werden, daß eine hohe Effizienz für das Zusammenpassen gewährleistet ist und keine falschen Paare gebildet werden. Die in Tabelle 4.2 dargestellten Werte sind ein Kompromiß aus beiden Forderungen.

| | | |
|---|---|---|
| Zeitoffset $t_{offset}$ | $=$ | $385ns$ |
| Zeitfenster $t_{window}$ | $=$ | $230ns$ |

Tabelle 4.2: *Schnitte der Analog - Digital - Korrelation.*

## 4.3 Ambiguitäten expandieren

Ein einzelner Hit trägt keine Information darüber, auf welcher Seite des Drahtes der Teilchendurchgang stattgefunden hat, was als Rechtslinksambiguität bezeichnet wird. Deswegen wird jeder Hit verdoppelt, d.h. ein Paar aus Hit und Spiegelhit gebildet, wobei die Vorzeichenkonvention gilt, daß die Driftzeit bei Drift von außen nach innen positives Vorzeichen erhält, von innen nach außen negatives.

Jedes Paar bekommt die aus dem Lösen der Sektorambiguität bekannte Drahtnummer. War eine Lösung nicht möglich, so wird das Paar für jeden Sektor - also achtfach - erzeugt und mit den entsprechenden Drahtnummern versehen.

## 4.4 Ortsdriftzeitrelation anwenden

In diesem Schritt werden aus den gemessenen Driftzeiten $t$ die Driftwege $s$ berechnet, wobei der Driftweg als senkrechter Abstand des Ortes des Teilchendurchgangs zum Draht in der Drahtebene definiert ist. Die Ortsdriftzeitrelation

$$s = s(t) \tag{4.13}$$

und die Kalibration ihrer Parameter wird detailiert in Kapitel 6 beschrieben. Sie wird für kleine und große Zellen getrennt angewandt. Der Fehler des Driftweges $\Delta s$ wird an dieser Stelle auf

$$\Delta s = 500 \mu m \tag{4.14}$$

gesetzt, was größer ist als die tatsächliche Einzelhitauflösung (vergleiche Abschnitt 9.1), aber eine hohe Rekonstruktionseffizienz gewährleistet.

## 4.5 Geometrie erzeugen

Dies ist der letzte Schritt, der auf jeden Hit einzeln angewandt wird. Jeder Draht ist durch drei Parameter in seiner räumlichen Position bestimmt (Abbildung 4.6). Diese sind:

$z$ Position des Drahtes in H1 Koordinaten. $z_H$ wird für alle Drähte einer Kammerlage gleich gesetzt.

$\alpha$ Azimutwinkel der Mittelsenkrechten auf einen Draht. Da die Drähte eines Sektors parallel verlaufen, haben diese dasselbe $\alpha$.

$w$ Radiale Position des Drahtes.

Da der Ort des Teilchendurchgangs entlang des Drahtes nicht bekannt ist, liefert ein einzelner Hit nur eine Linie parallel zum Draht, auf der die Primärionisation stattgefunden hat. Natürlich dehnt sie sich nicht unendlich aus, sondern wird durch die Sektorränder begrenzt, was eine grobe Information über die azimutale Position darstellt. Die Hitlinie wird durch $z$, $\alpha$ und die radiale Position

$$r = w + s \tag{4.15}$$

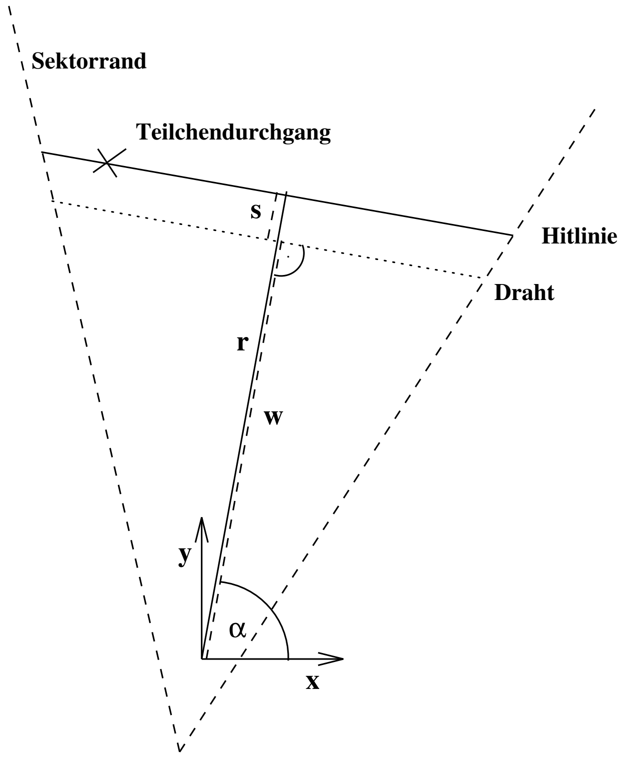



Abbildung 4.6: *Schematischer Querschnitt durch einen Sektor der BDC.*

parametrisiert. Der Fehler von r ergibt sich aus dem Fehler des Driftweges

$$\Delta r = \Delta s. \tag{4.16}$$

## 4.6 Mustererkennung

Die Mustererkennung hat die Aufgabe, diejenigen Hits zu einer Spur zusammenzufassen, die auf Ionisation ein und desselben Teilchens zurückzuführen sind. Gingen mehrere Teilchen durch die BDC, so ist ad hoc nicht klar, welche Hits zu welcher Spur gehören; auch im Falle nur eines Teilchens muß immer noch die Rechtslinksambiguität gelöst werden.
Die Mustererkennung erfolgt in zwei Schritten:

1. Aufstellen einer Menge von Spurkandidaten.

2. Auswahl der besten Spuren aus der Kandidatenmenge, so daß je zwei Spuren höchstens zwei Hits [1] gemeinsam haben.

[1] Bei Spurkandidaten mit drei oder vier Hits wird höchstens ein gemeinsamer Hit erlaubt.

Eine mögliche Lösung für den ersten Schritt ist, alle Kombinationen der Hits zu betrachten und für jede die Spurparameter anzupassen. Die genaue Rechnung hierzu wird im nächsten Abschnitt 4.7 gezeigt. Jede Anpassung liefert ein $\chi^2$ als Maß dafür, wie gut die Hits zusammenpassen. Nun müssen im zweiten Schritt nur noch die Spurkandidaten mit den kleinsten $\chi^2$ ausgewählt werden. Bei diesem Vorgehen stellt sich jedoch ein kombinatorisches Problem: Durchqueren $m$ Teilchen die BDC, so entstehen, 100% Effizienz angenommen und Hit und Spiegelhit gezählt, $2m$ Hits pro Lage. Bei acht Lagen sind das $n = (2m)^8$ Spurkandidaten, $m = 10$ Teilchen ergeben so zum Beispiel $n = 25.6 * 10^9$ Kombinationen. Das ist vom Rechenaufwand her nicht mehr zu beherrschen!

Die mit dem obigen Verfahren erzeugte Menge der Spurkandidaten ist zwar vollständig, d.h. die richtigen Lösungen sind enthalten, hat aber den Nachteil, daß sie viel zu groß ist. An die Mustererkennung sind also zusätzlich zur Vollständigkeit die Anforderungen zu stellen, daß die erzeugte Kandidatenmenge möglichst klein ist und daß der Rechenaufwand möglichst gering ist. Der für die BDC benutzte Kalmanfilter erfüllt diese Kriterien, da er bereits bekannte Information maximal ausnutzt, um so früh wie möglich zu entscheiden, ob ein Hit zu einer Spur paßt oder nicht. So wird das kombinatorische Anwachsen der Anzahl der Spurkandidaten stark beschränkt. Dies wird bei der folgenden Erläuterung der Funktionsweise und dem anschließenden Beispiel klar.

### 4.6.1 Kalmanfilter

Eine gute Beschreibung des Konzepts des Kalmanfilters findet sich in [14] und der zugrunde liegende Formelapparat wird bei [15] erklärt. Der Kalmanfilter beginnt mit einer Spurhypothese, deren Fehler so groß sind, daß in der ersten Lage jeder Hit zur Spur paßt. Die Spur wird nun von Lage zu Lage extrapoliert und in jeder Lage mit allen Hits verglichen. Passen Hit und Spur zusammen, so wird eine neue Spur erzeugt, deren Parameter sich aus der alten Spur und dem Hit zusammensetzen. Diese Addition des Hits bewirkt außerdem ein *Zusammenziehen* der Fehlermatrix der Spur, so daß in der folgenden Lage eine schärfere Unterscheidung zwischen passenden und nicht zur Spur gehörigen Hits möglich ist. Die neue Spur wird auch durch alle Lagen weiterextrapoliert und mit den Hits verglichen. Eine Spur kann zusätzlich bis zu drei Lagen überspringen, falls in einer Lage kein passender Hit gefunden wird, so daß Ineffizienzen der BDC kompensiert werden. Ausgehend von dieser einen Spurhypothese entsteht so ein *Schauer* von Spurkandidaten, deren Multiplizität in den ersten vier Lagen zunimmt, da hier noch viele Hits als zur Spur passend betrachtet werden. Ab der vierten Lage sind alle Freiheitsgrade der Spurparameter gesättigt, so daß die Fehler der Spur nur noch von den Meßfehlern der ersten vier Hits bestimmt und im Vergleich zur Hypothese klein sind und somit eine scharfe Trennung von falschen Hits erlaubt. Die Spuren aus falschen Kombinationen von Hits sterben nun in den nächsten Lagen aus und zu den richtigen werden weitere Hits addiert.
Die Implementierung des Kalmanfilters für die BDC wird im folgenden detailiert beschrieben:

#### Spur

Eine Spur wird beschrieben durch ihre z-Position $z$ und den Vektor der Spurparameter $\vec{x}$. Die Spur wird als Gerade im Raum betrachtet und durch ihren Aufpunkt $(x, y)$ und zwei Steigungen $a = \frac{dx}{dz}$

und $b = \frac{dy}{dz}$ festgelegt

$$\vec{x} = (x, y, a, b)^T. \tag{4.17}$$

Die Fehler der Spurparameter und ihre Korrelation bilden die Kovarianzmatrix $\mathbf{C} = Cov(\vec{x})$. Schließlich wird für jede Spur ein $\chi^2$ mitgeführt, das ihre Qualität beschreibt.

### Spurhypothesen

Zu Beginn der Mustererkennung muß mindestens eine Spur zur Verfügung gestellt werden, mit der dann der Spur - Hit Vergleich in der ersten Lage beginnt. Die einfachste Spurhypothese ist

$$\vec{x} = (0,0,0,0)^T, \tag{4.18}$$

$$\mathbf{C} = \infty^2 * \mathbf{1}, \tag{4.19}$$

wobei statt $\infty$ die hinreichend große Zahl ($70cm$) gewählt wurde. Die Wahl von $\mathbf{C}$ hat zur Folge, das in der ersten Lage jeder Hit akzeptiert wird, wie im späteren Beispiel gezeigt, was ja gerade beabsichtigt ist. Diese Anfangshypothese hat sich gut bewährt und ist allerdings nur zur Suche von Spuren mit mindestens fünf Hits geeignet, da vier Freiheitsgrade für die Spurparameter gebraucht werden und mindestens einer für ein Qualitätsmerkmal ($\chi^2$) zur Unterscheidung von guten und schlechten Kombinationen.

Im Betriebsjahr 1995 gab es tote Sektoren in der BDC. Um diese Ineffizienz zu kompensieren, müssen auch *Spuren* mit mindestens drei Hits gefunden werden. Dies ist nur unter Einbeziehung zusätzlicher Information von außen möglich, und hierfür bietet sich die z-Komponente des Ereignisvertex $z_{vtx}$, also der Ort der Elektron - Proton Kollision und somit der Entstehungsort der Teilchen, an. Die Spurhypothese unter Einbeziehung von $z_{vtx}$ lautet dann

$$\vec{x} = (0,0,0,0)^T, \tag{4.20}$$

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} \Delta r^2 & 0 & \frac{\Delta r^2}{\Delta z} & 0 \\ 0 & \Delta r^2 & 0 & \frac{\Delta r^2}{\Delta z} \\ \frac{\Delta r^2}{\Delta z} & 0 & \frac{\Delta r^2}{\Delta z^2} & 0 \\ 0 & \frac{\Delta r^2}{\Delta z} & 0 & \frac{\Delta r^2}{\Delta z^2} \end{pmatrix}, \tag{4.21}$$

$$\Delta r = 70cm, \tag{4.22}$$

$$\Delta z = z_0 - z_{vtx}. \tag{4.23}$$

Die nichtdiagonalen Elemente von $\mathbf{C}$ bewirken nun, daß schon in der zweiten Lage nur ein Hit akzeptiert wird, wenn er nahe genug bei der vom z-Vertex und dem ersten Hit gebildeten Spur liegt, wie auch im späteren Beispiel demonstriert wird. Die Struktur der Kovarianzmatrix $\mathbf{C} = \mathbf{C}_{\vec{x}}$ läßt sich durch folgende Überlegung verstehen: Ausgehend von einem Parametersatz

$$\vec{y} = (x, y, \Delta z)^T, \tag{4.24}$$

$$\mathbf{C}_{\vec{y}} = \begin{pmatrix} \Delta r^2 & 0 & 0 \\ 0 & \Delta r^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{4.25}$$

mit vernachlässigtem Fehler von $\Delta z$ wird die Spurhypothese

$$\vec{x} = f(\vec{y}) = \left(x, y, \frac{x}{\Delta z}, \frac{y}{\Delta z}\right)^T \tag{4.26}$$

aufgestellt. $\mathbf{C}_{\vec{x}}$ ergibt sich dann mit Hilfe der Jaccobimatrix $\mathbf{J} = \frac{d\vec{x}}{d\vec{y}}$ von $f$ zu

$$\mathbf{C}_{\vec{x}} = \mathbf{J} * \mathbf{C}_{\vec{y}} * \mathbf{J}^T. \tag{4.27}$$

### Extrapolation einer Spur

Die Extrapolation der Spurparameter von einer Lage $n$ in die nächste Lage $n+1$ wird durch die lineare Transformation $\mathbf{F}$ vermittelt:

$$\vec{x}_{n+1} = \mathbf{F} * \vec{x}_n \tag{4.28}$$

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & \Delta z & 0 \\ 0 & 1 & 0 & \Delta z \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{4.29}$$

$$\Delta z = z_{n+1} - z_n \tag{4.30}$$

Die Extrapolation der Fehlermatrix wird durch folgende Gleichung beschrieben:

$$\mathbf{C}_{n+1} = \mathbf{F} * \mathbf{C}_n * \mathbf{F}^T + \mathbf{Q}. \tag{4.31}$$

Sie enthält zwei Terme: Der erste, $\mathbf{F} * \mathbf{C}_n * \mathbf{F}^T$, beschreibt den reinen geometrischen Extrapolationsfehler, und der zweite, die Matrix $\mathbf{Q}$, gibt die Möglichkeit einen zusätzlichen Fehlerbeitrag einzuführen, der ein eventuelles Mißallignment der einzelnen Lagen oder Abweichen der physikalischen Spur von der Sollposition durch Vielfachstreuung beschreibt. Hier dient $\mathbf{Q}$ im wesentlichen zur Aufweichung der oben erläuterten Zwangsbedingung durch den z-Vertex auf die Spurhypothese. Es wird

$$\mathbf{Q} = \begin{pmatrix} 0.01 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0.01 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0.01 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0.01 \end{pmatrix} \tag{4.32}$$

gesetzt, was einem zusätzlichen Fehler in $\Delta r$ von $1mm$ entspricht und die Rekonstruktionseffizienz steigert.

### Hit

Allgemein liefert ein Hit in einer Lage ein Vektor von Meßwerten $\vec{m}$ und die Kovarianzmatrix $\mathbf{V}$, welche die Fehler von $\vec{m}$ enthält. Im Fall der BDC wird nur der radiale Abstand $r$ gemessen, so daß $\vec{m}$ und $\mathbf{V}$ eindimensional sind.

$$\vec{m} = (r), \tag{4.33}$$

$$\mathbf{V} = (\Delta r^2). \tag{4.34}$$

### Zusammenpassen von Spur und Hit

Ist eine Spur in eine bestimmte Lage extrapoliert, so kann dort die radiale Position $r$ des zu erwartenden Hits vorhergesagt werden. Allgemein ergeben sich die vorhergesagten Meßwerte $\vec{m}_v$ zu:

$$\vec{m}_v = \mathbf{H} * \vec{x}, \tag{4.35}$$

Im Fall der BDC ist das einfach die Projektion des Aufpunktes der Spur auf die Mittelsenkrechte des Drahtes (Siehe Abbildung 4.6).

$$\mathbf{H} = (\cos\alpha, \sin\alpha, 0, 0), \tag{4.36}$$

$\alpha$ ist wieder der Azimutwinkel des Sektors. Als Residuum $\vec{r}$ wird nun der Abstand zwischen tatsächlichem und vorhergesagtem Hit bezeichnet:

$$\begin{aligned} \vec{r} &= \vec{m} - \vec{m}_v \\ &= \vec{m} - \mathbf{H} * \vec{x}. \end{aligned} \tag{4.37}$$

Der Fehler des Residuums setzt sich nun aus dem Beitrag der Spurfehler $\mathbf{H} * \mathbf{C} * \mathbf{H}^T$ und dem Fehler des Hits $\mathbf{V}$ zusammen:

$$\mathbf{R} = \mathbf{H} * \mathbf{C} * \mathbf{H}^T + \mathbf{V}. \tag{4.38}$$

Das $\chi^2_+$ als Qualitätsmerkmal für das Zusammenpassen ergibt sich nun zu

$$\chi^2_+ = \vec{r}^T * \mathbf{R}^{-1} * \vec{r}. \tag{4.39}$$

Anhand dieses $\chi^2_+$ kann jetzt entschieden werden, ob der Hit zur Spur addiert werden soll.

$$\chi^2_+ < \chi^2_{cut}. \tag{4.40}$$

$\chi^2_{cut}$ wurde auf $\chi^2_{cut} = 4$ gelegt, was einer Wahrscheinlichkeit von 95% entspricht, einen wahren Hit zu addieren.

### Sektorkriterium für das Zusammenpassen von Spur und Hit

Ein weiteres Kriterium, das nichts mit dem Kalman Mechanismus zu tun hat, ist, ob der Hit in azimutaler Richtung zur Spur paßt, oder die Spur nach Addition des Hits außerhalb des Sektors liegt. Der Abstand der Spur von der Sektormitte in azimutaler Richtung ist

$$s = -\sin\alpha * x + \cos\alpha * y, \tag{4.41}$$

und normiert auf den radialen Abstand ergibt sich

$$s_n = \frac{s}{r}. \tag{4.42}$$

Auf den Betrag von $s_n$ wird nun geschnitten:

$$|s_n| < s_{ncut}. \tag{4.43}$$

Genau auf dem Sektorrand ist $|s_n| = \tan 22.5^o \approx 0.41$ . Aus Effizienzgründen ist $s_{ncut}$ weiter eingestellt:

$$s_{ncut} = 0.46 \approx \tan 25^o. \tag{4.44}$$

### Addition des Hits zur Spur

Paßt ein Hit zur Spur, so wird eine eine neue Spur generiert, für deren Berechnung die Information des neuen Hits mitbenutzt wird. Dazu wird zuerst die Kalmanmatrix

$$\mathbf{K} = \mathbf{C} * \mathbf{H}^T * \mathbf{R}^{-1} \tag{4.45}$$

eingeführt. Die neuen Spurparameter $\vec{x}_n$, $\mathbf{C}_n$ sind dann

$$\vec{x}_n = \vec{x} + \mathbf{K} * \vec{r}, \tag{4.46}$$

$$\mathbf{C}_n = (\mathbf{1} - \mathbf{K} * \mathbf{H}) * \mathbf{C}. \tag{4.47}$$

Das neue $\chi_n^2$ der Spur ergibt sich schließlich zu

$$\chi_n^2 = \chi^2 + \chi_+^2. \tag{4.48}$$

### 4.6.2 Zahlenbeispiel des Kalmanfilters

In Tabelle 4.3 ist ein Zahlenbeispiel des Kalmanfilters für die ersten vier Hits einer Spur, die vom nominellen Vertex $z_{vtx} = 0$ kommt. In der linken Spalte sind die Spurparameter und Fehlermatrix vor, in der rechten nach der Addition des Hits zur Spur gezeigt. Die mittlere Spalte zeigt den jeweiligen Hit, sowie das Residuum mit Fehler zwischen Hit und Spur.

Die Parameter der alten Spur vor Addition des ersten Hits geben die Anfangshypothese wieder. In den nichtdiagonalen Elementen der Fehlermatrix steckt die Information über den Ereignisvertex. Da der Hit in Lage 0 den Azimutwinkel $\alpha = 0^o$ besitzt, wird nach der Addition die x-Komponente der Spurparameter, sowie der Fehlermatrix festgelegt. Wegen der Vertexhypothese ist hier auch schon der Fehler der Steigung in x-Richtung null. Im Übergang von der neuen Spur in Lage 0 zur alten in Lage 1 zeigt sich der Fehler der Extrapolation (vergleiche Gleichung 4.31). Der Hit in Lage 1 ist parallel zu dem aus Lage 0, so daß er nur eine Reduktion der Fehler der x-Komponenten bewirkt. Er kann jedoch präzise vorhergesagt werden, was sich am geringen Fehler des Residuums $\mathbf{R} = 0.02$ zeigt, so daß hier schon eine Trennung zwischen Hit und Spiegelhit möglich ist. Der Hit aus Lage 2 hat einen Azimutwinkel $\alpha = 11.25^o$, und besitzt somit Information über die y-Komponenten. Diese werden jetzt sowohl in den Spurparametern, als auch in der Kovarianzmatrix festgelegt, die jetzt in allen Komponenten kleine Werte enthält, so daß ab Lage 3 eine scharfe Unterscheidung zwischen passenden und nicht passenden Hits möglich ist.

### 4.6.3 Auswahl der Spuren

Aus der im Kalmanfilterschritt erzeugten Menge von Spurkandidaten müssen noch die endgültigen Spuren ausgewählt werden. Dabei sollen je zwei Spuren höchstens zwei Hits, Spuren mit drei oder vier Hits höchstens einen Hit, gemeinsam haben. Ist dies der Fall, so wird die Spur mit mehr Hits gewählt, bei gleicher Zahl von Hits diejenige mit dem kleineren $\chi^2$.

| **Addition des Hits in Lage 0** | | |
|---|---|---|
| alte Spur | Hit, Residuum | neue Spur |
| $z=-140$ <br> $\vec{x}=(0,0,0,0)^T$ <br> $\begin{pmatrix} 4900 & 0 & -35 & 0 \\ 0 & 4900 & 0 & -35 \\ -35 & 0 & 0.25 & 0 \\ 0 & -35 & 0 & 0.25 \end{pmatrix}$ | $\alpha=0^o$ <br> $\vec{m} = (9.85)$ <br> $\mathbf{V} = (0.0025)$ <br> $\vec{r} = (9.85)$ <br> $\mathbf{R} = (4900)$ | $z=-140$ <br> $\vec{x}=(9.85,0,-0.07,0)^T$ <br> $\begin{pmatrix} 0.0025 & 0 & \approx 0 & 0 \\ 0 & 4900 & 0 & -35 \\ \approx 0 & 0 & \approx 0 & 0 \\ 0 & -35 & 0 & 0.25 \end{pmatrix}$ |
| **Addition des Hits in Lage 1** | | |
| alte Spur | Hit, Residuum | neue Spur |
| $z=-141$ <br> $\vec{x}=(9.92,0,-0.07,0)^T$ <br> $\begin{pmatrix} 0.01 & 0 & \approx 0 & 0 \\ 0 & 4970 & 0 & -35.3 \\ \approx 0 & 0 & 0.01 & 0 \\ 0 & -35.3 & 0 & 0.26 \end{pmatrix}$ | $\alpha=0^o$ <br> $\vec{m} = (9.92)$ <br> $\mathbf{V} = (0.0025)$ <br> $\vec{r} = (0)$ <br> $\mathbf{R} = (0.02)$ | $z=-141$ <br> $\vec{x}=(9.92,0,-0.07,0)^T$ <br> $\begin{pmatrix} 0.002 & 0 & \approx 0 & 0 \\ 0 & 4970 & 0 & -35.3 \\ \approx 0 & 0 & 0.01 & 0 \\ 0 & -35.3 & 0 & 0.26 \end{pmatrix}$ |
| **Addition des Hits in Lage 2** | | |
| alte Spur | Hit, Residuum | neue Spur |
| $z=-142$ <br> $\vec{x}=(9.99,0,-0.07,0)^T$ <br> $\begin{pmatrix} 0.02 & 0 & -0.01 & 0 \\ 0 & 5040 & 0 & -35.5 \\ -0.01 & 0 & 0.02 & 0 \\ 0 & -35.5 & 0 & 0.27 \end{pmatrix}$ | $\alpha=11.25^o$ <br> $\vec{m} = (10.1)$ <br> $\mathbf{V} = (0.025)$ <br> $\vec{r} = (0.344)$ <br> $\mathbf{R} = (192)$ | $z=-142$ <br> $\vec{x}=(9.99,1.76,-0.07,-0.01)^T$ <br> $\begin{pmatrix} 0.02 & -0.11 & -0.01 & \approx 0 \\ -0.11 & 0.62 & 0.05 & \approx 0 \\ -0.01 & 0.05 & 0.02 & \approx 0 \\ \approx 0 & \approx 0 & \approx 0 & 0.02 \end{pmatrix}$ |
| **Addition des Hits in Lage 3** | | |
| alte Spur | Hit, Residuum | neue Spur |
| $z=-143$ <br> $\vec{x}=(10.1,1.77,-0.07,-0.01)^T$ <br> $\begin{pmatrix} 0.07 & -0.16 & -0.03 & \approx 0 \\ -0.16 & 0.66 & 0.05 & -0.02 \\ -0.03 & 0.05 & 0.03 & \approx 0 \\ \approx 0 & -0.02 & \approx 0 & 0.03 \end{pmatrix}$ | $\alpha=11.25^o$ <br> $\vec{m} = (10.2)$ <br> $\mathbf{V} = (0.0025)$ <br> $\vec{r} = (0)$ <br> $\mathbf{R} = (0.04)$ | $z=-143$ <br> $\vec{x}=(10.1,1.77,-0.07,-0.01)^T$ <br> $\begin{pmatrix} 0.03 & -0.13 & \approx 0 & \approx 0 \\ -0.13 & 0.64 & 0.03 & -0.03 \\ \approx 0 & 0.03 & 0.02 & \approx 0 \\ \approx 0 & -0.03 & \approx 0 & 0.03 \end{pmatrix}$ |

Tabelle 4.3: *Zahlenbeispiel des Kalmanfilters für die ersten vier Hits einer Spur bei* $r = 10$*cm und* $\phi = 10^o$. *Die große Matrix ist die Kovarianzmatrix der entsprechenden Spur. Alle Längenangaben sind in cm.*

## 4.7 Spurparameter anpassen

Im letzten Rekonstruktionsschritt müssen noch die Parameter der gefundenen Spuren bestimmt werden. Die Anpassung erfolgt in kartesischen Koordinaten und das Spurmodel ist dasselbe wie im vorherigen Abschnitt. Die z-Position wird in die Mitte der BDC gelegt

$$z_{BDC} = \frac{1}{8} * \sum_{i=0}^{7} z_i, \tag{4.49}$$

wobei $z_i$ die z-Positionen der einzelnen Lagen sind. Beschrieben wird die Spur dann wieder durch den Vektor $\vec{x} = (x, y, tlx, tly)^T$ und $\mathbf{C} = Cov(\vec{x})$, sowie das $\chi^2$. Die $n$ Hits liefern als Information wieder $z_i$, $\alpha_i$, $r_i$ und $\Delta r_i$ . Mit den Definitionen des letzten Abschnitts muß folgendes $\chi^2$ minimiert werden:

$$\begin{aligned}
\chi^2 &= \sum_{i=0}^{n} \frac{(r_i - \mathbf{H}_i * \mathbf{F}_i * \vec{x})^2}{\Delta r_i^2} \\
&= \sum_{i=0}^{n} \frac{(r_i - \cos\alpha_i(x + \Delta z_i tlx) - \sin\alpha_i(y + \Delta z_i tly))^2}{\Delta r_i^2}, && (4.50) \\
\Delta z_i &= z_i - z_{BDC}. && (4.51)
\end{aligned}$$

In Anlehnung an [16] führt die Lösung über das lineare Gleichungssystem

$$\mathbf{A}^T * \mathbf{A} * \vec{x} = \mathbf{A}^T * \vec{b}. \tag{4.52}$$

$\mathbf{A}$ und $\vec{b}$ werden Designmatrix, bzw. Designvektor des Systems genannt und sind hier:

$$\begin{aligned}
\mathbf{A} &= \begin{pmatrix} \frac{\cos\alpha_1}{\Delta r_1} & \frac{\sin\alpha_1}{\Delta r_1} & \frac{\cos\alpha_1 \Delta z_1}{\Delta r_1} & \frac{\sin\alpha_1 \Delta z_1}{\Delta r_1} \\ \frac{\cos\alpha_2}{\Delta r_2} & \frac{\sin\alpha_2}{\Delta r_2} & \frac{\cos\alpha_2 \Delta z_2}{\Delta r_2} & \frac{\sin\alpha_2 \Delta z_2}{\Delta r_2} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}, && (4.53) \\
\vec{b} &= (\frac{r_1}{\Delta r_1}, \frac{r_2}{\Delta r_2}, \dots)^T. && (4.54)
\end{aligned}$$

Die Kovarianzmatrix berechnet sich dann zu

$$\mathbf{C} = (\mathbf{A}^t * \mathbf{A})^{-1}, \tag{4.55}$$

und die Spurparameter zu

$$\vec{x} = \mathbf{C} * \mathbf{A}^T * \vec{b}. \tag{4.56}$$

Nachdem nun die Spurparameter bekannt sind wird das $\chi^2$ gemäß Gleichung 4.50 berechnet.

Hat die Spur nun $n = 3$ Hits, liegt ein Sonderfall vor, da jetzt nicht vier Parameter bestimmt werden können. Deswegen werden die Spursteigungen Null gesetzt und nur noch der Aufpunkt betrachtet. $\vec{x} = (x, y)^T$. Das $\chi^2$ ist dann

$$\begin{aligned}
\chi^2 &= \sum_{i=0}^{n} \frac{(r_i - \mathbf{H}_i * \vec{x})^2}{\Delta r_i^2} \\
&= \sum_{i=0}^{n} \frac{(r_i - \cos\alpha_i x - \sin\alpha_i y)^2}{\Delta r_i^2}, && (4.57)
\end{aligned}$$

und die Designmatrix reduziert sich auf

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} \frac{\cos\alpha_1}{\Delta r_1} & \frac{\sin\alpha_1}{\Delta r_1} \\ \frac{\cos\alpha_2}{\Delta r_2} & \frac{\sin\alpha_2}{\Delta r_2} \\ \multicolumn{2}{c}{\cdots\cdots\cdots} \end{pmatrix} . \tag{4.58}$$

Die Berechnung der Lösung erfolgt dann auch wie im Fall von mehr als drei Hits.

Anschließend an die Anpassung der Spurparameter werden diese in Zylinderkoordinaten $\vec{z}$ , $\mathbf{C}_{\vec{z}} = Cov(\vec{z})$ umgerechnet.

$$\vec{z} = (r,\phi,tlp,tls)^T , \tag{4.59}$$

wobei $r$ und $\phi$ den Aufpunkt beschreiben und $tlp$ und $tls$ die Steigung in radialer bzw. azimutaler Richtung.

# Kapitel 5

# Rekonstruktion von schauernden Teilchen

Zwischen dem zentralen Spurdetektor und der BDC befindet sich *totes* Material von $0.5X_0$ bis $2X_0$ Strahlungslängen, das sich aus der Endwand des zentralen Spurdetektors, Vorverstärkern, Kabeln und Leitungen zusammensetzt. Es ist sehr inhomogen und nicht im Detail bekannt. Ein Teil der Elektronen entwickelt beim Durchqueren dieses Materials den Anfang eines elektromagnetischen Schauers mit bis zu 40 geladenen Teilchen, die so eng beieinander liegen, daß sie innerhalb der Doppelhitauflösung der BDC, die typisch $0.3cm$ beträgt, nicht getrennt werden können [17]. Um insbesondere eine Ortsmessung für Elektronen, die stark schauern, zu ermöglichen, wurde das hier beschriebene Verfahren entwickelt [18].

Die Grundidee ist, nicht in jeder Lage nach vielen dicht beieinander liegenden Hits zu suchen und daraus Spuren zu bilden. Vielmehr wird die Aktivität in der Kammer über einen größeren radialen Bereich von typisch $5cm$ gemittelt und daraus ein gemeinsamer Cluster gebildet. So entstehen in einer Lage wenige breite Cluster, die dann leicht zu Spuren zusammenzufassen sind. Ein besonders Problem hierbei liegt jedoch in der Lösung der Rechtslinksambiguität, wofür ein gesondertes Korrelationsverfahren benutzt wird. Ein Flußdiagramm des gesamten Verfahrens ist in Abbildung 5.1 gezeigt, dessen Details im folgenden erläutert werden.

## 5.1 Sektorambiguität lösen und expandieren

Der erste Teil lehnt sich an das Einzelspurverfahren an, hat jedoch den Unterschied, daß die Pulse nicht QT analysiert, sondern *roh* weiterverarbeitet werden. Die Aktivität aus dem analogen Auslesezweig wird nach Gleichung 4.1 linearisiert und anschließend wird mit Hilfe der Information aus dem Digitalzweig die Sektorambiguität einzeln für jede Amplitude in einem FADC Zeitbin gelöst. Liegt keine oder eine mehrdeutige Sektorinformation aus dem Digitalzweig vor, so wird die Aktivität allen in Frage kommenden Drähten (maximal acht) zugeordnet. Im Expansionsvorgang wird dann die Aktivität den richtigen Drähten zugeordnet. Nun stehen also die Daten in einer Form zur Verfügung, die man erreichen würde, wenn jeder einzelne Draht mit einem FADC Kanal verbunden wäre.

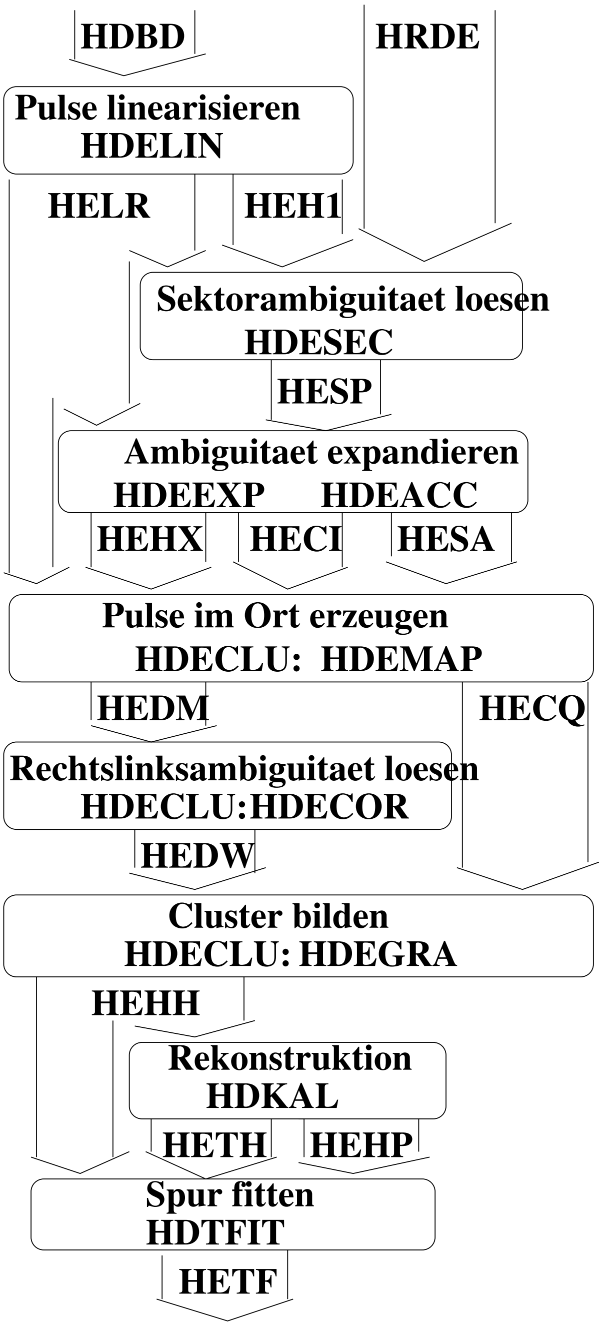



Abbildung 5.1: *Flußdiagramm der BDC Rekonstruktion für schauernde Teilchen. In den Ovalen stehen die jeweiligen Unterprogrammnamen und ihre Funktion, in den Pfeilen die Banknamen der erzeugten Daten*

## 5.2 Radiale Aktivitätsverteilung erzeugen

In diesem Schritt wird die Ortsdriftzeitrelation benutzt, um die rohe Aktivität in radiale Abschnitte von $0.1cm$ Breite zusammenzufassen, was in jedem Sektor in jeder Lage erfolgt. Zusätzlich wird die z-Position des Ereignisvertex $z_{vtx}$ benutzt, um die radiale Position in einer projektiven Geometrie zu bestimmen. Da wegen der Rechtslinksambiguität in diesem Stadium nicht bekannt ist, von welcher Seite des Drahtes die Aktivität herrührt, wird sie beiden Seiten des Drahtes zugeordnet. Abbildung 5.2a),b) zeigt eine solche radiale Aktivitätsverteilung.

## 5.3 Lösen der Rechtslinksambiguität

Im Gegensatz zum Einzelspurverfahren wird hier die Rechtslinksambiguität in einem expliziten Schritt gelöst. Dazu wird die radiale Aktivität eines Sektors mit der Aktivität des *Partners* aus der Doppellage korreliert, indem für jeder Eintrag mit einem Gewicht multipliziert wird, das der Aktivität in einem Fenster von $0.6cm$ Breite des Partners proportional ist. Falls in der Partnerzelle aufgrund von Ineffizienzen überhaupt keine Aktivität vorhanden ist, findet keine Gewichtung statt, und die Aktivität wird ohne Lösen der Ambiguität weiter benutzt. Abbildung 5.2c),d) zeigt die Aktivität nach Anwendung der Gewichtsfaktoren.

## 5.4 Bildung von Clustern

Nun wird in jedem Sektor die Aktivität zu radialen Clustern zusammengefaßt, wobei zwischen zwei verschiedenen Clustern eine Lücke von mindestens $3cm$ sein muß. Die radiale Position wird als Schwerpunkt der gewichteten Aktivität berechnet. Die Ladung ergibt sich aus der Summe der unkorrelierten Aktivität, die an den Drähten gemessen wurde, die der Cluster abdeckt. Die Breite der Lücke zur Clusterbestimmung, die größer als die Zellgröße ist, ermöglicht eine eindeutige Zuordnung.

## 5.5 Spurbildung

Zur Mustererkennung und Anpassung der Spurparameter werden dieselben Methoden benutzt wie beim Verfahren für Einzelspuren. Die radialen Cluster treten hier an die Stelle der Hits, von denen sie sich in der radialen Genauigkeit $\Delta r$ unterscheiden, die bei den Clustern typisch $\Delta r = 1cm$ beträgt. Zusätzlich wurde bei den Clustern schon die Rechtslinksambiguität explizit gelöst und es gibt weniger Cluster als Hits in einem Ereignis, so daß die Mustererkennung viel einfacher verläuft und für den im Einzelspurverfahren erprobten Algorithmus kein Problem darstellt.

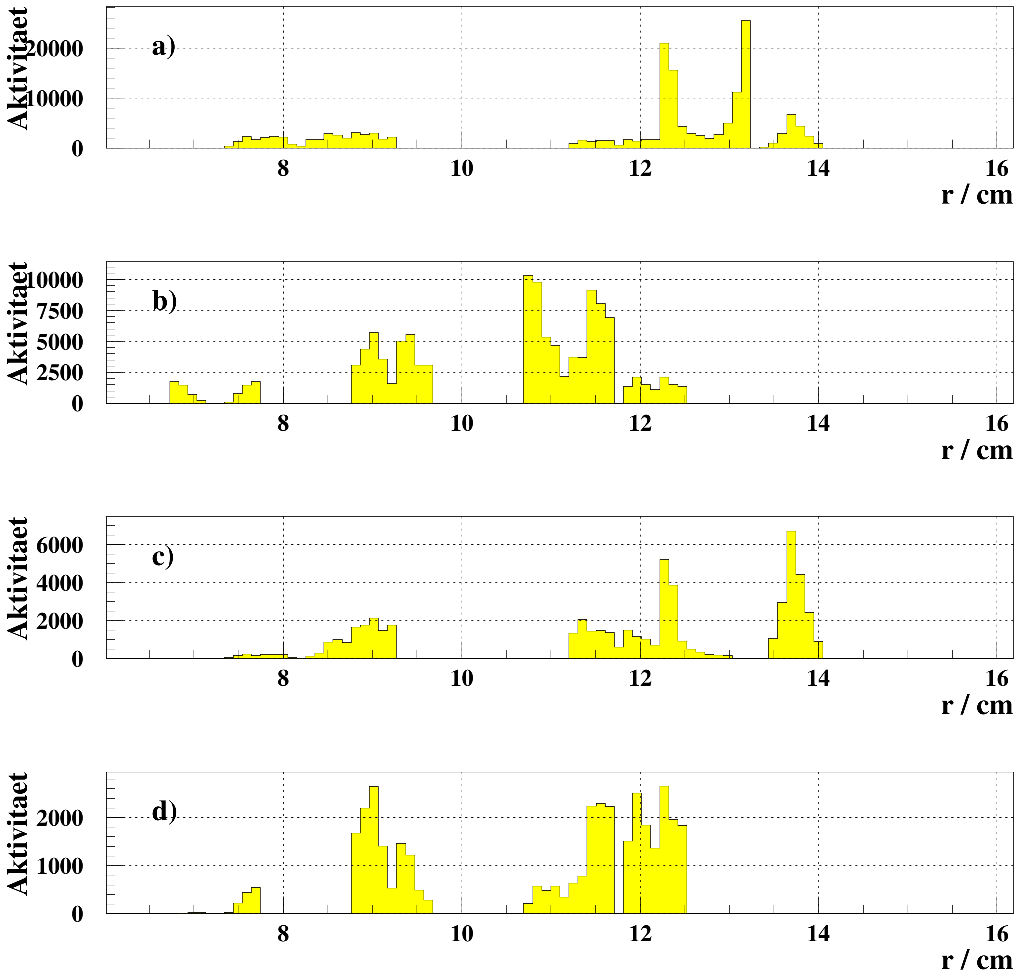



Abbildung 5.2: *Beispiel der radialen Aktivität in einem Sektor. a), b) unkorrelierte Aktivität in Lage 0, bzw 1. c) d) Aktivität nach Anwendung der Korrelation zum Lösen der Rechtslinksambiguität in Lage 0, bzw 1.*

# Kapitel 6

# Kalibration

Die Kalibration hat die Aufgabe, die Parameter der Ortsdriftzeitrelation $s = s(t)$, die die Driftwege $s$ aus den Driftzeiten $t$ berechnet, zu bestimmen. Dabei sollen die Parameter so genau bestimmt werden, daß die systematische Unsicherheit des Driftweges $\Delta s < 100\mu m$ für alle Driftzeiten und damit klein relativ zum erwarteten Gesamtfehler von ungefähr $300\mu m$ ist. Desweiteren müssen die Signallaufzeiten in den verschiedenen Kabeln geprüft und eventuell korrigiert werden. Eine Überprüfung der Langzeitstabilität der BDC über das ganze Betriebsjahr ist erforderlich, um auf veränderte Betriebsbedingungen wie Hochspannung und Gaszusammensetzung reagieren zu können. Schließlich werden die endgültigen Konstanten für längere Zeitabschnitte mit gleichen Bedingungen bestimmt.

## 6.1 Ortsdriftzeitrelation

Wie in Abbildung 6.1 dargestellt, driften die Elektronen in der Zelle nicht senkrecht auf den Draht, sondern unter dem Lorentzwinkel $\alpha_L$, da die Driftelektronen von der Lorentzkraft des senkrecht auf der Driftzelle stehenden H1 Magnetfeldes $\vec{B}$ aus der durch das elektrische Feld $\vec{E}$ vorgegebenen senkrechten Richtung abgelenkt werden. Der für die Rekonstruktion relevante senkrechte Driftweg $s$ ergibt sich dann aus dem tatsächlichen Driftweg $s_L$ zu

$$s = s_L * \cos \alpha_L. \tag{6.1}$$

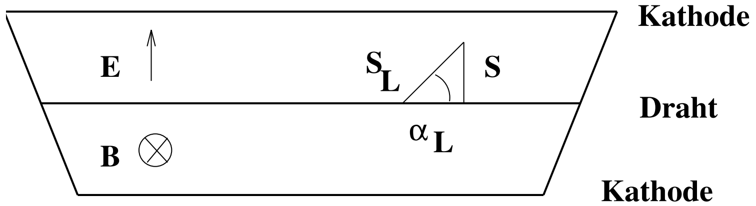



Abbildung 6.1: *Längsschnitt durch eine Driftzelle.*

Entsprechend wird die senkrechte Driftgeschwindigkeit $v_D$ definiert als

$$v_D = v_{DL} * \cos\alpha_L, \tag{6.2}$$

wobei $v_{DL}$ die tatsächliche Driftgeschwindigkeit ist. Die BDC ist also im Gegensatz zum zentralen Spurdetektor nicht auf $v_{DL}$ und $\alpha_L$ einzeln sensitiv, sondern nur auf die senkrechte effektive Driftgeschwindigkeit $v_D$. Im folgenden werden nur noch die effektiven Größen $v_D$ und $s$ betrachtet.

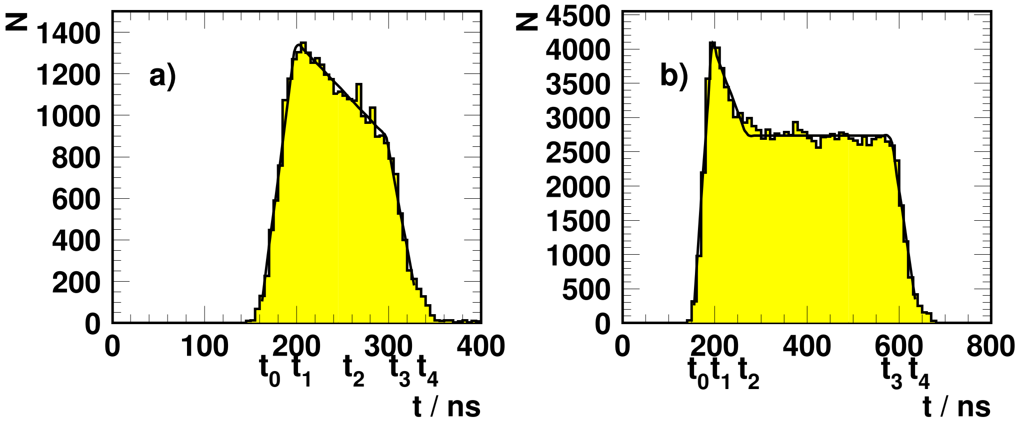



Abbildung 6.2: *Driftzeitspektrum für kleine Zellen a), bzw. große Zellen b). An die Spektren ist ein Polygonzug angepaßt.*

Im allgemeinen läßt sich der Driftweg $s$ als

$$s = s(t) = \int_{t_0}^{t} v_D(\acute{t})d\acute{t} \tag{6.3}$$

ausdrücken.Der Zeitnullpunkt $t_0$ ist eine Kalibrationskonstante, für den Verlauf der Driftgeschwindigkeit $v_D(t)$ muß eine möglichst einfache Parametrisierung gefunden werden, wobei die folgende Diskussion von [19] motiviert ist. Abbildung 6.2 zeigt die Driftzeitspektren für kleine bzw. große Zellen, an die zusätzlich ein Polygonzug angepaßt ist. Wird nun angenommen, daß die Wahrscheinlichkeitsdichte $\frac{dN}{ds}$ für einen Teilchendurchgang in einer Zelle konstant ist

$$\frac{dN}{ds} = \rho = const, \tag{6.4}$$

so ergibt sich für das Driftzeitspektrum $\frac{dN}{dt}$

$$\frac{dN}{dt} = \frac{dN}{ds} * \frac{ds}{dt} = \rho * v_D(t). \tag{6.5}$$

Das Driftzeitspektrum gibt also die Variation der Driftgeschwindigkeit als Funktion der Driftzeit wieder. Es kann abschnittsweise durch einen Polygonzug beschrieben werden und wird in vier Bereiche unterteilt:

- $t_0 < t < t_1$ : innerer Nahdrahtbereich ,
- $t_1 < t < t_2$ : äußerer Nahdrahtbereich ,
- $t_2 < t < t_3$ : Ferndrahtbereich ,
- $t_3 < t < t_4$ : Kathodenbereich .

Bei den **großen Zellen** ist die Driftgeschwindigkeit im Ferndrahtbereich konstant, was wegen des dort verlaufenden homogenen Feldbereichs auch zu erwarten ist. Im äußeren Nahdrahtbereich steigt die Driftgeschwindigkeit zum Draht hin, also mit zunehmender Feldstärke, an. Aus Labormessungen ist für das in der BDC benutzte Gas eine Abnahme der tatsächlichen Driftgeschwindigkeit zu erwarten, was jedoch durch die parallel erfolgende Abnahme des Lorentzwinkels überkompensiert wird, so daß die effektive Driftgeschwindigkeit ansteigt (vergleiche Gleichung 6.2). Im inneren Nahdrahtbereich werden die Isocronen senkrecht geschnitten und die Primärionisationsstatistik bewirkt, daß direkt am Draht oft gar keine Ionisation erfolgt, weswegen es systematisch zu höheren Driftzeiten kommt, was eine kleinere Driftgeschwindigkeit vortäuscht. Der Abfall im Kathodenbereich ist nicht durch einen Abfall der Driftgeschwindigkeit gegeben, sondern kann zumindest qualitativ durch eine Abnahme der Effizienz erklärt werden, wie in Abschnitt 8.4 gezeigt wird. Für die **kleinen Zellen** gilt dasselbe, wobei ein homogener Ferndrahtbereich jedoch nicht existiert, wie auch die Berechnungen der Feldstärke zeigen.

Aus der Diskussion folgt die Festlegung der Driftgeschwindigkeiten an den Knickstellen $t_i$ nach Tabelle 6.2, dazwischen wird die Geschwindigkeit linear interpoliert:

$$v_D(t) = v_i + \frac{v_{i+1} - v_i}{t_{i+1} - t_i} * (t - t_i) \quad ; \qquad t_i < t < t_{i+1}. \tag{6.6}$$

Der Driftweg $s$ ergibt sich durch abschnittsweise Integration nach Gleichung 6.3, die Knickstellen $t_i$ selbst werden aus den Spektren bestimmt und mit Ausnahme des Zeitnullpunktes $t_0$ festgehalten (Tabelle 6.1). Dieser muß genau kalibriert werden und wird aus dem Driftweg $s_{400}$ bei $t = t_{400} = 400ns$ für große Zellen, bzw. $t_{400} = 270ns$ für kleine Zellen bestimmt:

$$t_0 = t_{400} - \frac{s_{400}}{v_D}. \tag{6.7}$$

Das hat den Vorteil, daß $t_0$ im Ferndrahtbereich, der durch eine konstante Driftgeschwindigkeit $v_D$ gekennzeichnet ist, und nicht im Nahdrahtbereich ermittelt wird. Als zu kalibrierende Parameter bleiben also :

- der Zeitnullpunkt $t_0$ ,
- die Driftgeschwindigkeit $v_D$ ,
- die Überhöhung der Driftgeschwindigkeit im Nahdrahtbereich $a$ .

| | $t_0$ | $t_1$ | $t_2$ | $t_3$ | $t_4$ |
|---|---|---|---|---|---|
| kleine Zellen | $159ns$ | $194ns$ | $250ns$ | $285ns$ | $350ns$ |
| große Zellen | $140ns$ | $190ns$ | $300ns$ | $560ns$ | $620ns$ |

Tabelle 6.1: *Knickstellen in den Driftzeitspektren*

| | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $t_i$ | $=$ | $t_0$ | $t_1$ | $t_2$ | $t_3$ | $t_4$ |
| $v_D(t_i)$ | $=$ | $0$ | $a * v_D$ | $v_D$ | $v_D$ | $v_D$ |

Tabelle 6.2: *Zuordnung der Driftgeschwindigkeiten an die Knickstellen.*

## 6.2 Überprüfung der Signallaufzeiten

Die Signallaufzeiten von der BDC in die Elektronikhütte können unterschiedlich lang sein. Um dies zu überprüfen, werden je 16 Drähte parallel mit Testpulsen versorgt, die dann in der Auslesekette registriert werden. Abbildung 6.3 zeigt die Verteilung der drahtweise gemittelten Testpulszeiten. Die Verteilung besitzt eine Breite von $\Delta t = 3ns$, was der Zeitauflösung des mit einer Frequenz von $104MHz$ betriebenen FADC Systems entspricht, so daß auf eine Korrektur von dieser Größenordnung verzichtet wurde. Aus der Breite kann ein Driftwegfehler von $\Delta s = 90\mu m$ abgeschätzt werden, wobei $v_D = 30\frac{\mu m}{ns}$ angenommen wurde, so daß der hieraus resultierende systematische Fehler kleiner als die eingangs geforderten $100\mu m$ ist.

Aus technischen Gründen besitzen die Kabel im Betriebsjahr '96 nicht mehr die gleiche Länge, so daß mit größeren Laufzeitunterschieden zu rechnen ist und eine Korrektur erforderlich sein wird, die, wie hier gezeigt, auch elektronisch bestimmt werden kann.

## 6.3 Anpassen der Kalibrationskonstanten

Für die Bestimmung der Kalibrationskonstanten werden im Detektor registrierte e-p-Ereignisse selektiert, die folgende Kriterien erfüllen [20]:

- gut definierter Ereignisvertex $z_{vtx}$:
  - $|z_{vtx} - znom| < 40cm$ ,
  - $\Delta z_{vtx} < 0.3cm$ ,
  - großer Anteil $R$ an Spuren aus dem zentralen Spurdetektor, die vom Ereignisvertex stammen : $R > 0.5$ .
- Zusätzlich werden mindestens eine und höchstens zehn zentrale Spuren im Akzeptanzbereich der BDC mit folgenden Eigenschaften gefordert:
  - Transversalimpuls: $p_T > 1GeV$
  - mehr als drei Hits in der inneren z-Kammer: $n_{ciz} > 3$ ,

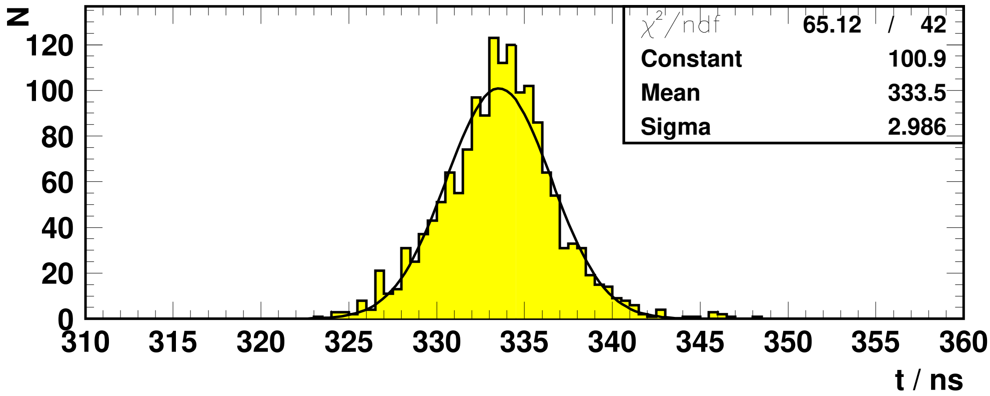



Abbildung 6.3: *Drahtweise gemittelte Testpulszeiten.*

– die Spur ist in einem Konus von $10cm$ auf der BDC Oberfläche isoliert, um Störungen durch Rekonstruktionseffekte zu vermeiden.

Die Kriterien für die zentrale Spur bewirken, daß es viele Spuren außen in der BDC gibt. Wie Abbildung 8.1 zeigt, befinden sich in den so selektierten Ereignissen noch genügend Spuren bei kleinem Radius.

In diesen Ereignissen werden Spuren in der BDC gesucht, die 7 oder 8 Hits haben. Unter Auslassen jeweils eines Hits werden die Spurparameter angepaßt und für diesen Hit das Residuum nach Gleichung 4.37 berechnet.

Die mittleren Residuen werden nun als Funktion der Driftzeit betrachtet. An den Ferndrahtbereich wird eine Gerade angepaßt, deren Steigung eine Korrektur der Driftgeschwindigkeit $dv_D$ und deren Wert bei $t_{400}$ die Korrektur im Driftweg $ds_{400}$ ergibt, die dann in die Änderung des Zeitnullpunktes $dt_0$ umgerechnet wird. Die Anwendung dieser Korrekturen ist ein iterativer Vorgang, da die Spurparameter zur Berechnung der Residuen auch von den Kalibrationskonstanten abhängen. Ist der Ferndrahtbereich kalibriert, so wird die Nahdrahtüberhöhung angepaßt. Es zeigt sich, daß im inneren Nahdrahtbereich zusätzlich empirische Korrekturen der Größenordnung $150\mu m$ erforderlich sind, die auf geometrischen Effekten beruhen und deshalb zeitlich konstant gehalten werden. Die Güte der Anpassung der Kalibrationskonstanten ist in Abbildung 6.4 gezeigt, welche die Residuen in Abhängigkeit der Driftzeit darstellt. Über den gesamten Driftzeitbereich ist das mittlere Residuum $\Delta s < 100\mu m$, was die eingangs gestellte Anforderung an die Qualität der Kalibration erfüllt.

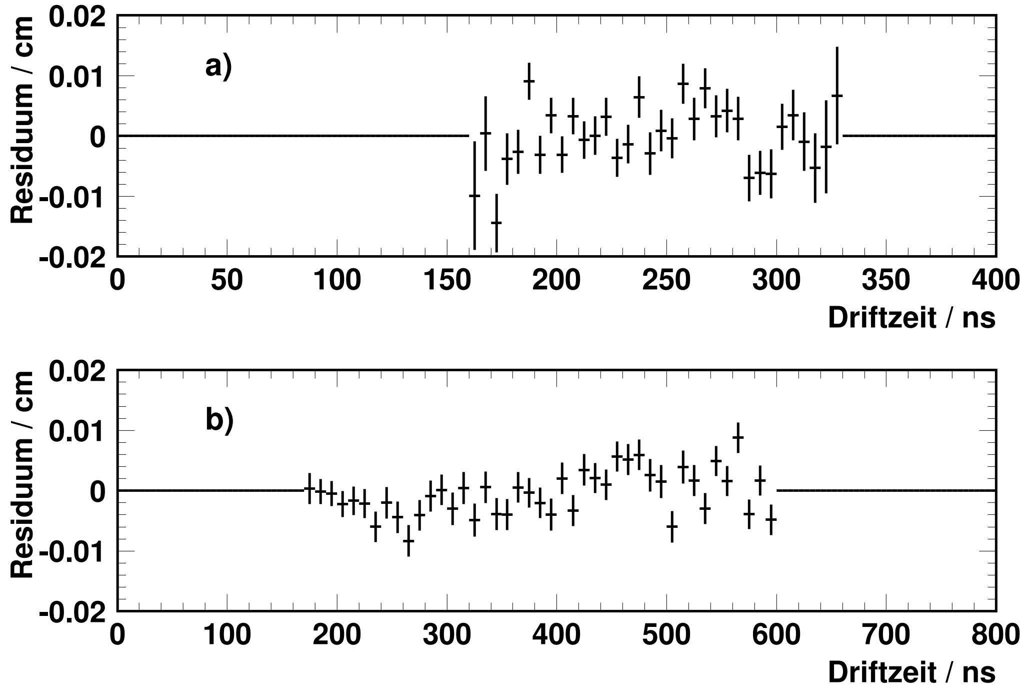



Abbildung 6.4: *Residuum als Funktion der Driftzeit für kleine Zellen a), bzw. große Zellen b).*

## 6.4 Überwachung der Langzeitstabilität

Eine permanente Überwachung der Kalibrationskonstanten ist erforderlich, da sich die Betriebsbedingungen mit der Zeit verändern können. Als Beispiel für sich ändernde Bedingungen sind die Hochspannungen, die allerdings im ganzen Betriebsjahr konstant gehalten wurden, die Gaszusammensetzung, der Gasdruck und die Temperatur zu nennen. Für die Überwachung wird nur der Ferndrahtbereich, in welchem die einfache lineare Ortsdriftzeitrelation

$$s = v_D * (t - t_0) \tag{6.8}$$

gilt, benutzt und die Konstanten $v_D$ und $t_0$ für eine Gruppe von *runs*, die typischerweise Daten eines halben Tages beinhalten, getrennt für kleine und große Zellen angepaßt. Abbildung 6.5 zeigt die Zeitnullpunkte $t_0$ und Driftgeschwindigkeiten $v_D$ als Funktion der Nummer des *runs*. Bei den großen Zellen ist die Driftgeschwindigkeit innerhalb von 1% konstant, der Zeitnullpunkt schwankt um 2*ns*, bei den kleinen Zellen beträgt die Konstanz der Driftgeschwindigkeit 3% und die Schwankung der Zeitnullpunkte 3*ns*, abgesehen vom Sprung bei *run* 126000 , der auf veränderte Triggerbedingungen des H1 Detektors zurückzuführen ist. Aus der Bandbreite der Schwankungen läßt sich der systematische Fehler des Driftweges *s* kleiner 100$\mu m$ für beide Zelltypen abschätzen, woraus folgt, daß die Betriebsbedingungen im ganzen Betriebsjahr '95 stabil gewesen sind. Die Variationen sind von der selben Größe wie der Fehler bei der Bestimmung der einzelnen Konstanten, so daß es sinnvoll ist, zur Bestimmung der endgültigen Parameter mehrere *runs* zusammenzufassen.

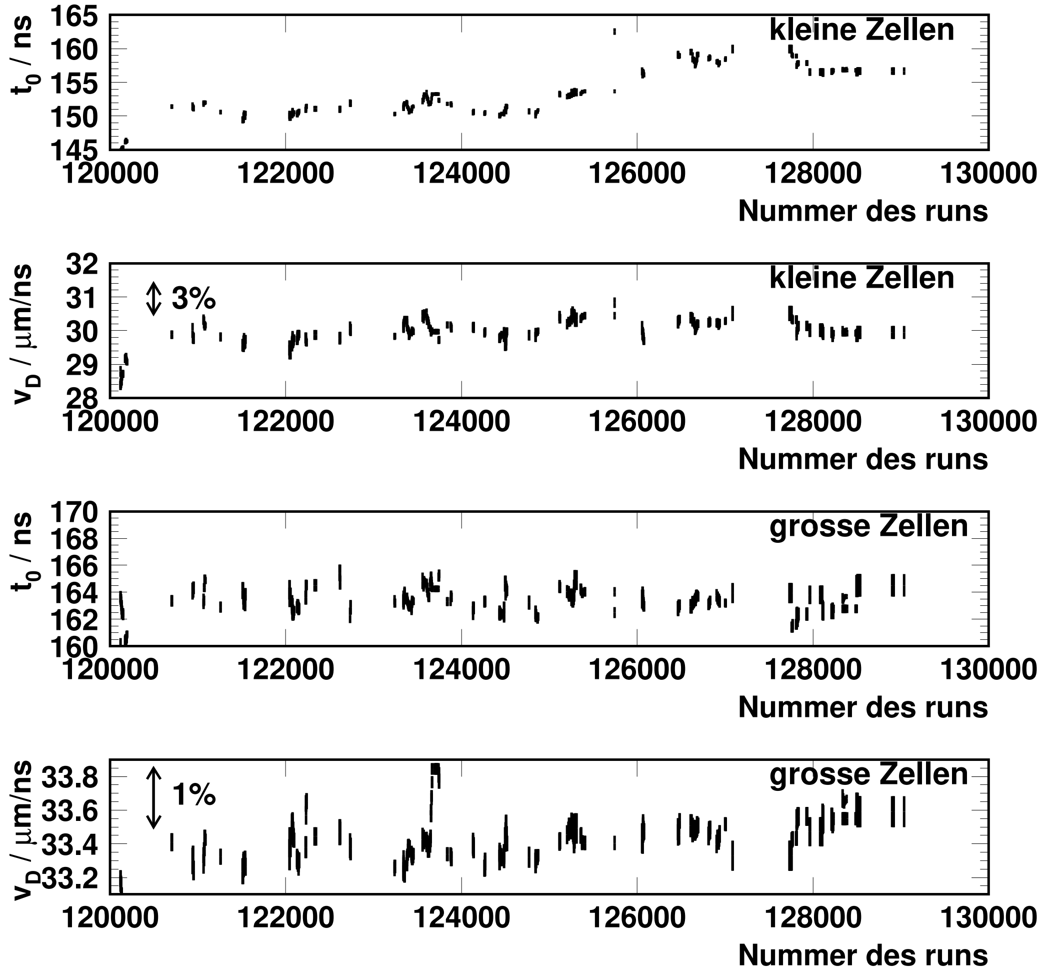



Abbildung 6.5: *Langzeitverhalten der Kalibrationskonstanten.*

## 6.5 Endgültige Kalibrationskonstanten

In der Rekonstruktion wird die Ortsdriftzeitrelation nach Abschnitt 6.1 benutzt. Da das Betriebsverhalten der BDC über längere Zeiträume stabil ist, wie im vorigen Abschnitt 6.4 gezeigt, werden die Konstanten für größere *Runbereiche* gemittelt bestimmt. Im einzelnen sind sie in Tabelle 6.3 dargestellt.

Die Driftgeschwindigkeit ist über das gesamte Betriebsjahr '95 konstant, was auf stabile Betriebsbedingungen schließen läßt. Die Unterschiede zwischen kleinen ($v_D = 29.4\frac{\mu m}{ns}$) und großen Zellen ($v_D = 33.4\frac{\mu m}{ns}$) erklärt sich aus dem Zelltyp mit verschiedenen Betriebsspannungen und Elektrodenkonfigurationen, was zu einem unterschiedlichen Feldverlauf führt. Unter Berücksichtigung des in Abschnitt 8.3 abgeschätzten Lorentzwinkels von $\alpha_L = 40^o$ ergeben sich die *echten* Driftgeschwindigkeiten als Eigenschaft des hier benutzten Gases zu $v_D = 38.4\frac{\mu m}{ns}$ für die kleinen, bzw. $v_D = 43.6\frac{\mu m}{ns}$ für die großen Zellen. Messungen mit Prototypen [10] haben eine Driftgeschwindigkeit von $v_D = 40\frac{\mu m}{ns}$ ergeben, was mit den hier abgeschätzten verträglich ist.

Die leichten Variationen der Zeitnullpunkte sind auf die sich im Laufe des Jahres ändernden Triggerbedingungen des H1 Detektors zurückzuführen. Auch haben die Strahlqualität mit einem sich unterschiedlichen Anteil von Satelliten einen Einfluß. Der Anstieg im *Runbereich* von 129473 bis 129932 ist durch das Verschieben des Ereignisvertizes auf $z_{nom} = 70cm$ und die damit längere Flugzeit der Teilchen bedingt.

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| *Runbereich* von | 114300 | 119891 | 112094 | 123356 |
| bis | 119890 | 122093 | 123355 | 124767 |
| kleine Zellen | | | | |
| Zeitnullpunkt $t_0$ | $147ns$ | $146ns$ | $151ns$ | $151ns$ |
| Driftgeschwindigkeit $v_D$ | $29.3\frac{\mu m}{ns}$ | $28.5\frac{\mu m}{ns}$ | $29.8\frac{\mu m}{ns}$ | $29.8\frac{\mu m}{ns}$ |
| Überhöhung $a$ | 1 | 1 | 1 | 1 |
| große Zellen | | | | |
| Zeitnullpunkt $t_0$ | $148ns$ | $150ns$ | $152ns$ | $153ns$ |
| Driftgeschwindigkeit $v_D$ | $33.25\frac{\mu m}{ns}$ | $33.3\frac{\mu m}{ns}$ | $33.4\frac{\mu m}{ns}$ | $33.4\frac{\mu m}{ns}$ |
| Überhöhung $a$ | 1.3 | 1.3 | 1.3 | 1.3 |
| *Runbereich* von | 124768 | 125960 | 129473 | 130508 |
| bis | 125847 | 129122 | 129932 | 130906 |
| kleine Zellen | | | | |
| Zeitnullpunkt $t_0$ | $153ns$ | $156ns$ | $161ns$ | $156ns$ |
| Driftgeschwindigkeit $v_D$ | $29.8\frac{\mu m}{ns}$ | $29.4\frac{\mu m}{ns}$ | $29.4\frac{\mu m}{ns}$ | $29.4\frac{\mu m}{ns}$ |
| Überhöhung $a$ | 1 | 1 | 1 | 1 |
| große Zellen | | | | |
| Driftweg $s_{400}$ | $154ns$ | $157ns$ | $165ns$ | $160ns$ |
| Driftgeschwindigkeit $v_D$ | $33.4\frac{\mu m}{ns}$ | $33.4\frac{\mu m}{ns}$ | $33.3\frac{\mu m}{ns}$ | $33.3\frac{\mu m}{ns}$ |
| Überhöhung $a$ | 1.3 | 1.15 | 1.15 | 1.15 |

Tabelle 6.3: *Kalibrationskonstanten für die verschiedenen* Runbereiche

# Kapitel 7

# Ladungskalibration

Eine Anforderung an die BDC ist es, die Energiemessung von Elektronen auf Energieverlust durch Schauerbildung im *toten* Material vor der BDC hin zu korrigieren. Schauernde Elektronen werden in der BDC dadurch erkannt, daß mehrere Spuren in einem engen Konus um das Elektron auftreten, wobei nach Simulationen die Zahl der Teilchen in der BDC mit dem Energieverlust korreliert ist. Als Maß für die Teilchenmultiplizität wird die in der BDC in einem Konus um das Elektron deponierte Gesamtladung benutzt, wie in Kapitel 12 ausgeführt wird. Ziel dieses Kapitels ist es, dafür die Voraussetzungen zu schaffen, d.h. die Ladung mit einer Genauigkeit von 30% zu messen. Im ersten Schritt werden die Gasverstärkungen relativ zu einander kalibriert, im zweiten Schritt werden dann aus den kalibrierten Hitladungen der spezifische Ionisationsverlust einer Spur berechnet.

## 7.1 Interkalibration der Gasverstärkung der Zellen

Zur Interkalibration der Zellen werden Ereignisse aus der Photoproduktion ausgewählt, die sicherstellen, daß nur Pionen die BDC durchqueren und die Ladungsspektren nicht von schauernden Elektronen kontaminiert sind. Die Zellen eines jeden Sektors werden in sechs radiale Gruppen eingeteilt, wobei je acht kleine Zellen und je vier große zusammengefaßt werden, so daß sich eine gleichförmige radiale Überdeckung von $8cm$ , bzw. $12cm$ ergibt, und in jeder Gruppe hinreichend viel Statistik vorhanden ist. Die in der Qt Analyse berechnete Pulsladung $Q$ (Gleichung 4.9) enthält die Information über die Gasverstärkung und ist dieser proportional. An die Verteilungen der Ladungen wird eine Landauverteilung angepaßt, wobei nur Hits aus guten Spuren, d.h. Spuren mit mehr als fünf Hits, benutzt werden, um Rauschhits, die typisch kleine Ladungen besitzen, zu unterdrücken. Die Landauverteilung $L(Q)$ wird durch drei Parameter beschrieben:

$p_1$ Zentralwert, proportional zur Gasverstärkung,

$p_2$ Breite,

$p_3$ Amplitude,

und ist durch folgende Formel gegeben:

$$L(Q) = p_3 * \phi(\lambda = \frac{Q - p_1}{p_2}), \qquad \text{mit} \tag{7.1}$$

$$\phi(\lambda) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \exp(-u \ln u - u\lambda) \sin(\pi u) du. \tag{7.2}$$

Abbildung 7.1 zeigt als Beispiel die sechs Gruppen aus Sektor 0 der dritten Lage, deren Spektren durch die Landauverteilung gut beschrieben sind. In Tabelle 7.1 und 7.2 sind die Zentralwerte $\bar{Q} = p_1$ für alle Gruppen zusammengestellt, wobei Null bedeutet, daß der entsprechende Sektor nicht in Betrieb war. In vielen Sektoren nimmt die Gasverstärkung von innen nach außen um bis zu einem Faktor zwei zu, was durch einen Temperaturgradienten erklärt werden kann, wie im folgenden erläutert wird:

Da im Betriebsjahr '95 die außen an den Drahtmodulen der BDC angebrachten Verstärker noch nicht gekühlt wurden, und die Wärme auch nicht durch Luftzirkulation abgeführt werden kann, herrscht dort eine Temperatur von $70^oC$. Das Strahlrohr, das sich innen in der Mitte der BDC befindet, wird auf $20^oC$ abgekühlt, so daß in jedem Sektor ein radialer Temperaturgradient von außen nach innen entsteht. Aus der Gleichung des Idealen Gases

$$p * V = n * k * T \tag{7.3}$$

ergibt sich, daß eine Änderung der Temperatur $T$ mit einer Änderung der Teilchendichte $n$ verbunden ist, da sich das Volumen $V$ eines Sektors nicht ändert, und der Druck $p$ vom Gassystem konstant gehalten wird. Nach [21] ist die Gasverstärkung $A$

$$A \sim n^{-5}. \tag{7.4}$$

Die maximale Änderung der Gasverstärkung von innen $A_0$ nach außen $A$ ergibt sich zu

$$\frac{A}{A_0} = \left(\frac{n_0}{n}\right)^5 = \left(\frac{T}{T_0}\right)^5, \tag{7.5}$$

und mit den hier gegebenen Temperaturen ist $\frac{A}{A_0} \approx 2$.

Darüber hinaus gibt es einige Sektoren, in denen eine sehr kleine oder sehr große Gasverstärkung auftritt, die nicht mehr durch den Temperaturunterschied erklärt werden können. Wie sich beim Ausbau der BDC herausstellte waren einige Gaszuführungen undicht, so das eine schlechte Gasqualität die hohen Schwankungen erklären kann.

Die Kalibrationsfaktoren $c_i$ berechnen sich schließlich aus der zentralen Ladung $\bar{Q}_i$ zu

$$c_i = \frac{\frac{1}{\bar{Q}_i}}{\frac{1}{n} * \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{\bar{Q}_i}}, \tag{7.6}$$

wobei die Normierung bewirkt, daß der Mittelwert der Kalibrationsfaktoren $\bar{c} = \frac{1}{n} * \sum_{i=1}^{n} c_i = 1$ ist. Für Gruppen aus nicht im Betrieb befindlichen Sektoren wird $c_i = 0$ gesetzt. Abbildung 7.2 zeigt die Verteilung der Kalibrationsfaktoren und Abbildung 7.3 die kalibrierte Ladung für Hits, die von Pionen stammen, mit angepaßter Landauverteilung. Die Ladung der Hits wird in den Ausläufern gut durch die Landauverteilung beschrieben, bei kleinen Ladungen ergeben sich Abweichungen, die jedoch für die hier angestrebte Genauigkeit nicht von Belang sind.

| Lage | Sektor | Draht 0-7 | Draht 8-15 | Draht 16-19 | Draht 20-23 | Draht 24-27 | Draht 28-31 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 0 | 0 | 480 | 620 | 470 | 570 | 400 | 650 |
| 0 | 1 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 0 | 2 | 390 | 360 | 330 | 360 | 350 | 450 |
| 0 | 3 | 420 | 400 | 310 | 330 | 350 | 480 |
| 0 | 4 | 500 | 570 | 500 | 430 | 550 | 810 |
| 0 | 5 | 490 | 800 | 550 | 620 | 880 | 960 |
| 0 | 6 | 590 | 670 | 400 | 460 | 520 | 750 |
| 0 | 7 | 260 | 340 | 300 | 250 | 330 | 450 |
| 1 | 0 | 700 | 830 | 420 | 500 | 530 | 570 |
| 1 | 1 | 560 | 520 | 270 | 310 | 320 | 370 |
| 1 | 2 | 560 | 470 | 480 | 540 | 580 | 630 |
| 1 | 3 | 620 | 970 | 440 | 530 | 600 | 630 |
| 1 | 4 | 690 | 980 | 750 | 960 | 1300 | 1680 |
| 1 | 5 | 630 | 840 | 580 | 770 | 1150 | 2720 |
| 1 | 6 | 660 | 940 | 630 | 960 | 1300 | 2780 |
| 1 | 7 | 360 | 420 | 450 | 610 | 800 | 1000 |
| 2 | 0 | 620 | 900 | 1110 | 1320 | 1380 | 2290 |
| 2 | 1 | 680 | 700 | 420 | 470 | 460 | 530 |
| 2 | 2 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 2 | 3 | 740 | 970 | 610 | 750 | 700 | 760 |
| 2 | 4 | 750 | 880 | 420 | 460 | 460 | 700 |
| 2 | 5 | 490 | 1230 | 520 | 600 | 640 | 860 |
| 2 | 6 | 800 | 1080 | 580 | 720 | 760 | 900 |
| 2 | 7 | 710 | 1000 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 3 | 0 | 710 | 770 | 500 | 570 | 670 | 880 |
| 3 | 1 | 570 | 800 | 540 | 690 | 780 | 1130 |
| 3 | 2 | 320 | 760 | 310 | 360 | 360 | 440 |
| 3 | 3 | 630 | 740 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 3 | 4 | 720 | 970 | 620 | 840 | 900 | 1190 |
| 3 | 5 | 400 | 970 | 540 | 760 | 1130 | 2120 |
| 3 | 6 | 890 | 670 | 520 | 640 | 870 | 2150 |
| 3 | 7 | 790 | 1140 | 0 | 0 | 0 | 0 |

Tabelle 7.1: *Zentralwerte der an die einzelnen Gruppen angepaßten Landauverteilungen. für die Lagen 0 bis 3*

| Lage | Sektor | Draht 0-7 | Draht 8-15 | Draht 16-19 | Draht 20-23 | Draht 24-27 | Draht 28-31 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 4 | 0 | 480 | 610 | 340 | 400 | 420 | 530 |
| 4 | 1 | 370 | 600 | 320 | 320 | 380 | 500 |
| 4 | 2 | 470 | 600 | 540 | 590 | 640 | 650 |
| 4 | 3 | 330 | 470 | 270 | 390 | 480 | 400 |
| 4 | 4 | 410 | 550 | 790 | 1230 | 2110 | 1680 |
| 4 | 5 | 730 | 300 | 470 | 380 | 460 | 940 |
| 4 | 6 | 320 | 990 | 400 | 370 | 570 | 690 |
| 4 | 7 | 440 | 450 | 400 | 400 | 500 | 550 |
| 5 | 0 | 580 | 670 | 380 | 550 | 710 | 980 |
| 5 | 1 | 450 | 700 | 450 | 530 | 710 | 895 |
| 5 | 2 | 460 | 530 | 390 | 390 | 450 | 640 |
| 5 | 3 | 0 | 0 | 630 | 700 | 770 | 870 |
| 5 | 4 | 550 | 750 | 640 | 720 | 760 | 1210 |
| 5 | 5 | 590 | 990 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 5 | 6 | 390 | 640 | 620 | 730 | 770 | 1040 |
| 5 | 7 | 620 | 970 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 6 | 0 | 590 | 610 | 490 | 480 | 480 | 960 |
| 6 | 1 | 230 | 500 | 310 | 270 | 330 | 450 |
| 6 | 2 | 540 | 690 | 640 | 520 | 790 | 1290 |
| 6 | 3 | 590 | 600 | 210 | 200 | 210 | 230 |
| 6 | 4 | 650 | 700 | 670 | 670 | 990 | 1570 |
| 6 | 5 | 680 | 660 | 440 | 480 | 810 | 1380 |
| 6 | 6 | 530 | 690 | 290 | 280 | 360 | 400 |
| 6 | 7 | 510 | 650 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 7 | 0 | 380 | 560 | 600 | 780 | 400 | 380 |
| 7 | 1 | 210 | 260 | 550 | 670 | 540 | 390 |
| 7 | 2 | 530 | 570 | 690 | 850 | 840 | 820 |
| 7 | 3 | 390 | 270 | 200 | 210 | 240 | 230 |
| 7 | 4 | 390 | 750 | 660 | 790 | 730 | 1040 |
| 7 | 5 | 400 | 470 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 7 | 6 | 670 | 780 | 520 | 640 | 610 | 820 |
| 7 | 7 | 450 | 610 | 610 | 850 | 550 | 430 |

Tabelle 7.2: *Zentralwerte der an die einzelnen Gruppen angepaßten Landauverteilungen. für die Lagen 4 bis 7*

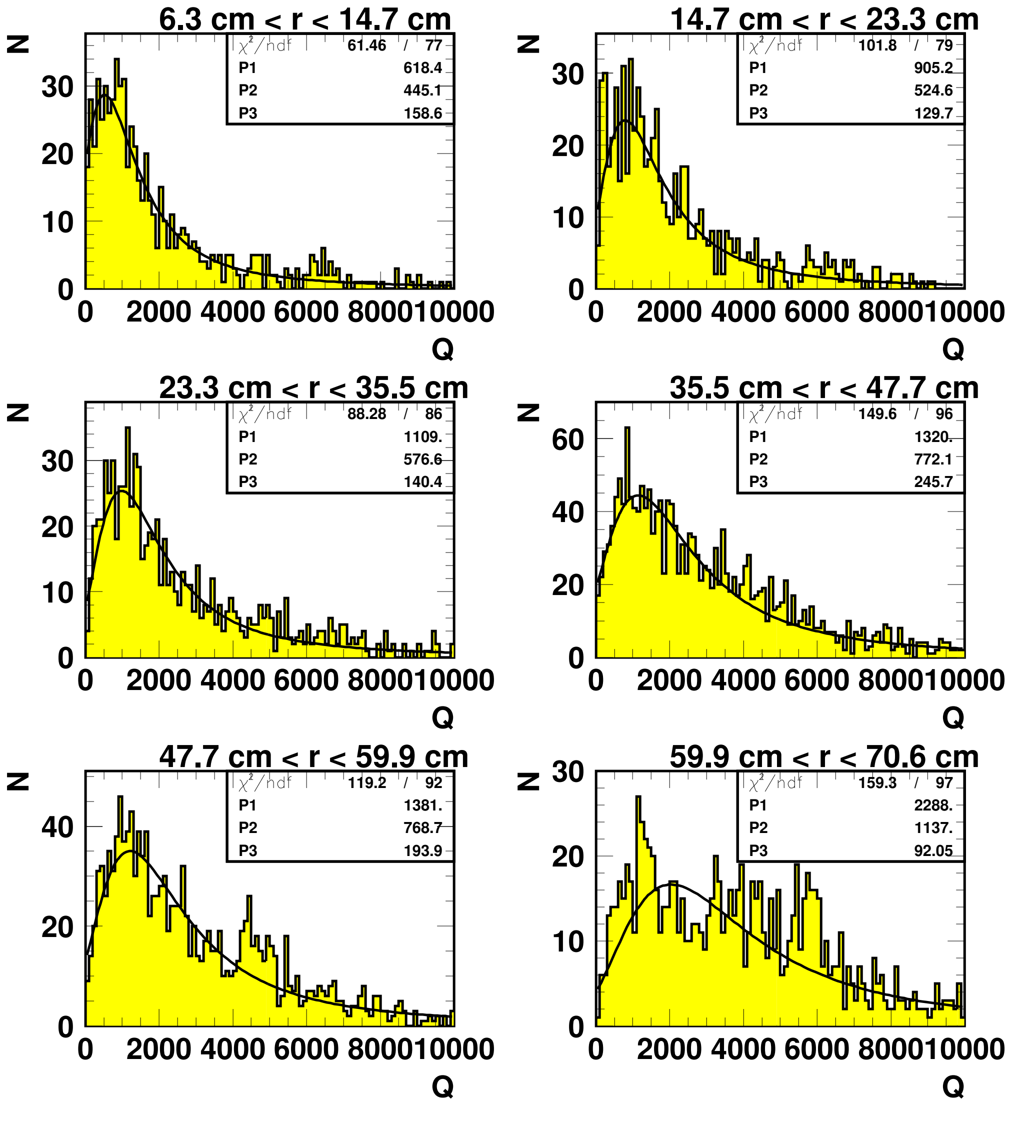



Abbildung 7.1: *Ladung in den sechs radialen Gruppen mit angepaßter Landauverteilung aus Sektor 0 in Lage 3. Die Zentralwerte* $p_1$ *nehmen von innen nach außen zu.*

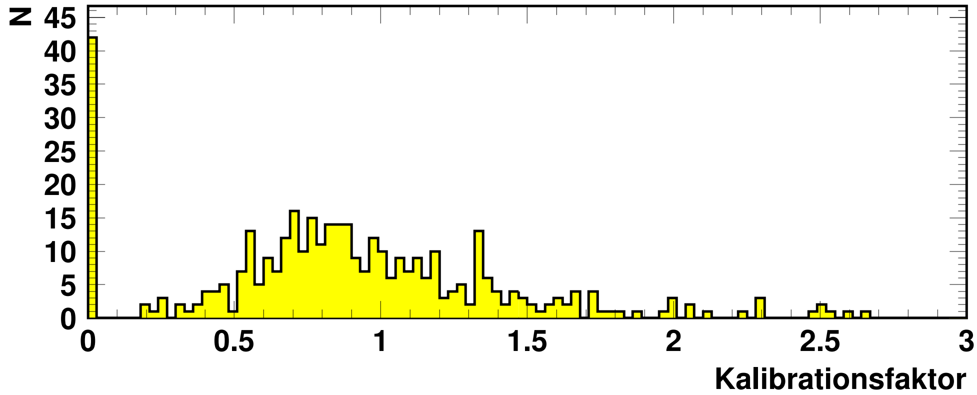



Abbildung 7.2: *Kalibrationsfaktoren der einzelnen Gruppen. Die Einträge bei Null sind von Sektoren, die nicht in Betrieb waren.*

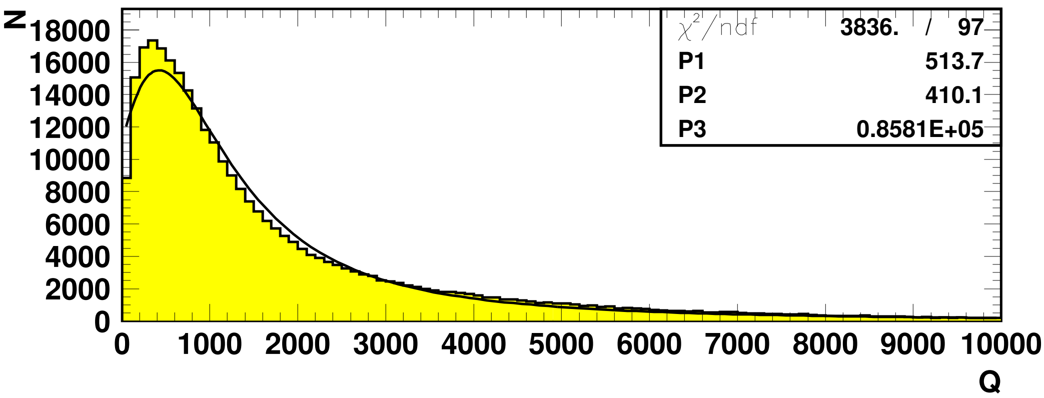



Abbildung 7.3: *Kalibrierte Ladung der Hits mit angepaßter Landauverteilung.*

## 7.2 Spezifischer Ionisationsverlust einer Spur

Nachdem nun die Pulsladungen der einzelnen Hits relativ zueinander kalibriert sind, wird in diesem Abschnitt der spezifische Ionisationsverlust einer Spur aus ihren Hits bestimmt. Dieser soll unabhängig von der Anzahl der Hits sein und eine möglichst schmale Verteilung ohne Ausläufer für die hier betrachtete Menge von Pionen besitzen. Der Mittelwert dieser Verteilung ist dann der Ionisationsverlust für ein Teilchen. Bei der Anwendung auf Elektronen ist die *Spurladung* dann ein Maß für die Anzahl der Teilchen, die sich im Anfang des Schauers, der im *toten* Material vor der BDC beginnt, gebildet haben.

Die einfachste Möglichkeit, den Ionisationsverlust zu bestimmen, ist das arithmetische Mittel aus den Pulsladungen der Hits zu bilden. Diese mittleren Spurladungen $Q_m$ sind in Abbildung 7.4 gezeigt. Sie besitzen eine relativ große Breite und Ausläufer zu großen Ladungen.

Eine bessere Lösung ist es, einen sogenannten *truncated mean* zu berechnen. Die Idee dabei ist, daß die Landauverteilung der Hitladung nichts anderes als die Wahrscheinlichkeitsdichte dafür darstellt, daß ein Teilchen beim Durchgang durch eine Zelle eine bestimmte Pulsladung erzeugt. Der lange Ausläufer bedeutet nun, daß mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit sehr hohe Pulsladungen entstehen. Bei einer Spur wird nun angenommen, daß dies für höchstens zwei Hits geschehen ist. Deswegen werden die zwei Hits mit den höchsten Ladungen nicht bei der Mittelwertbildung berücksichtigt und das arithmetische Mittel aus den verbleibenden Hits gebildet, deren Verteilungen für die verschiedenen Hitmultiplizitäten in Abbildung 7.5 zu sehen sind. Sie sind wie erwartet durch eine geringere Breite und weniger Ausläufer gekennzeichnet.

Wird nun an die mit der *truncated mean* Methode berechnete Spurladung $Q_t$ wieder die Landauverteilung zur Ermittlung des Zentralwertes $p_1$ angepaßt, so zeigt sich, daß $p_1$ mit steigender Hitmultiplizität zunimmt, weil bei der Berechnung relativ weniger Hits mit großer Ladung weggelassen werden. Damit nun die Spurladung $Q_t$ unabhängig von der Hitmultiplizität ist, wird sie nach Gleichung 7.6 relativ zueinander kalibriert. Tabelle 7.3 faßt die Spurladung $Q_t$ und die Kalibrationsfaktoren zusammen, in Abbildung 7.6 ist die kalibrierte Spurladung für alle Hitmultiplizitäten dargestellt.

Im Vergleich zu der Einzelhitladung (Abbildung 7.3) ist die Verteilung deutlich schmaler und besitzt wenig Ausläufer. Der Mittelwert $\bar{Q}_t = 1100$ gibt den mittleren spezifischen Ionisationsverlust eines Pions oder nicht schauernden Elektrons an. Aus der Breite von $RMS(Q_t) = 1000$ kann abgeschätzt werden, daß die Teilchenmultiplizität für ein schauerndes Elektron schon für mehr als fünf Teilchen auf ein Teilchen genau gemessen werden kann. Dies genügt vollkommen, um den Energieverlust von schauernden Elektronen zu bestimmen, wie in Kapitel 12 gezeigt wird.

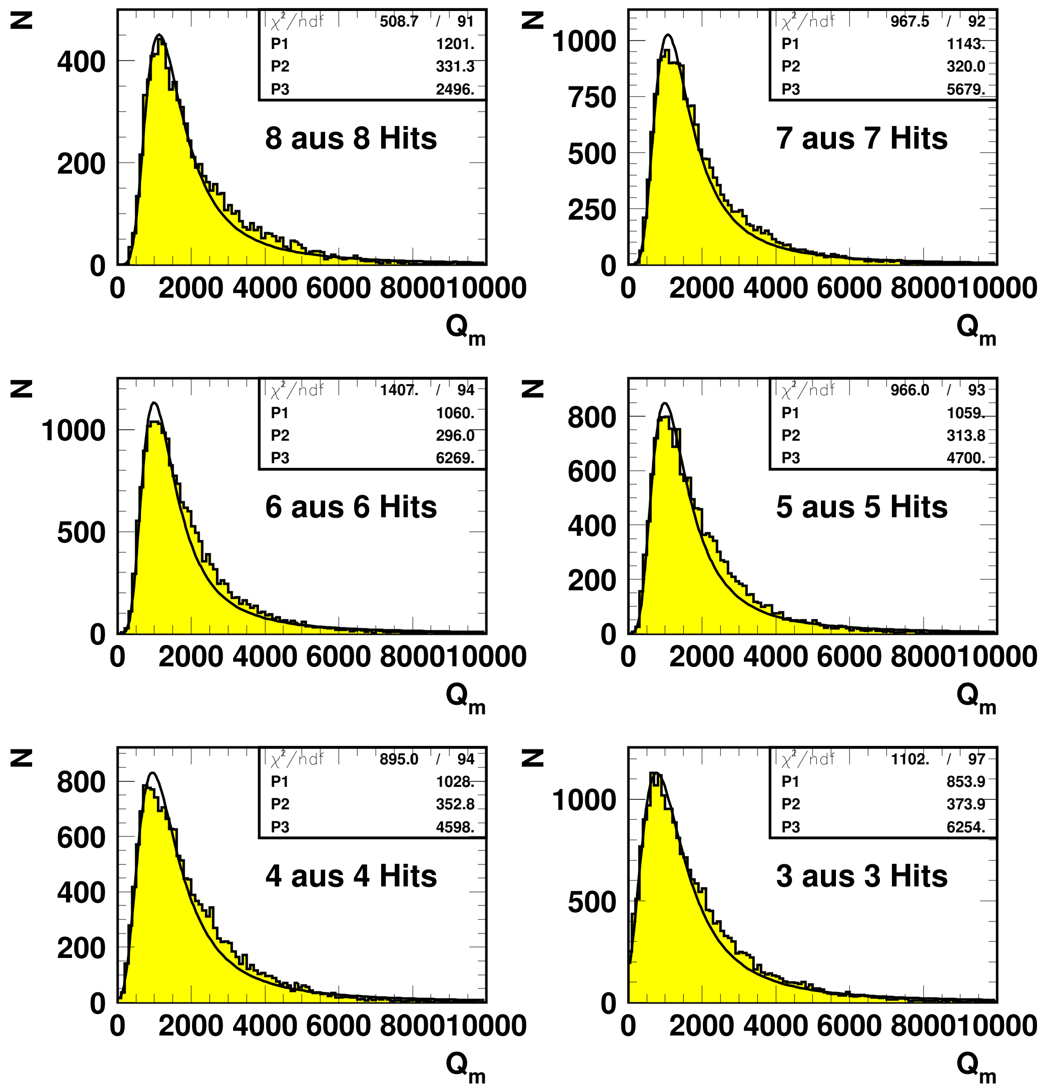



Abbildung 7.4: *Mittlere Spurladung für verschiedene Hitmultiplizitäten mit angepaßten Landau-verteilungen.*

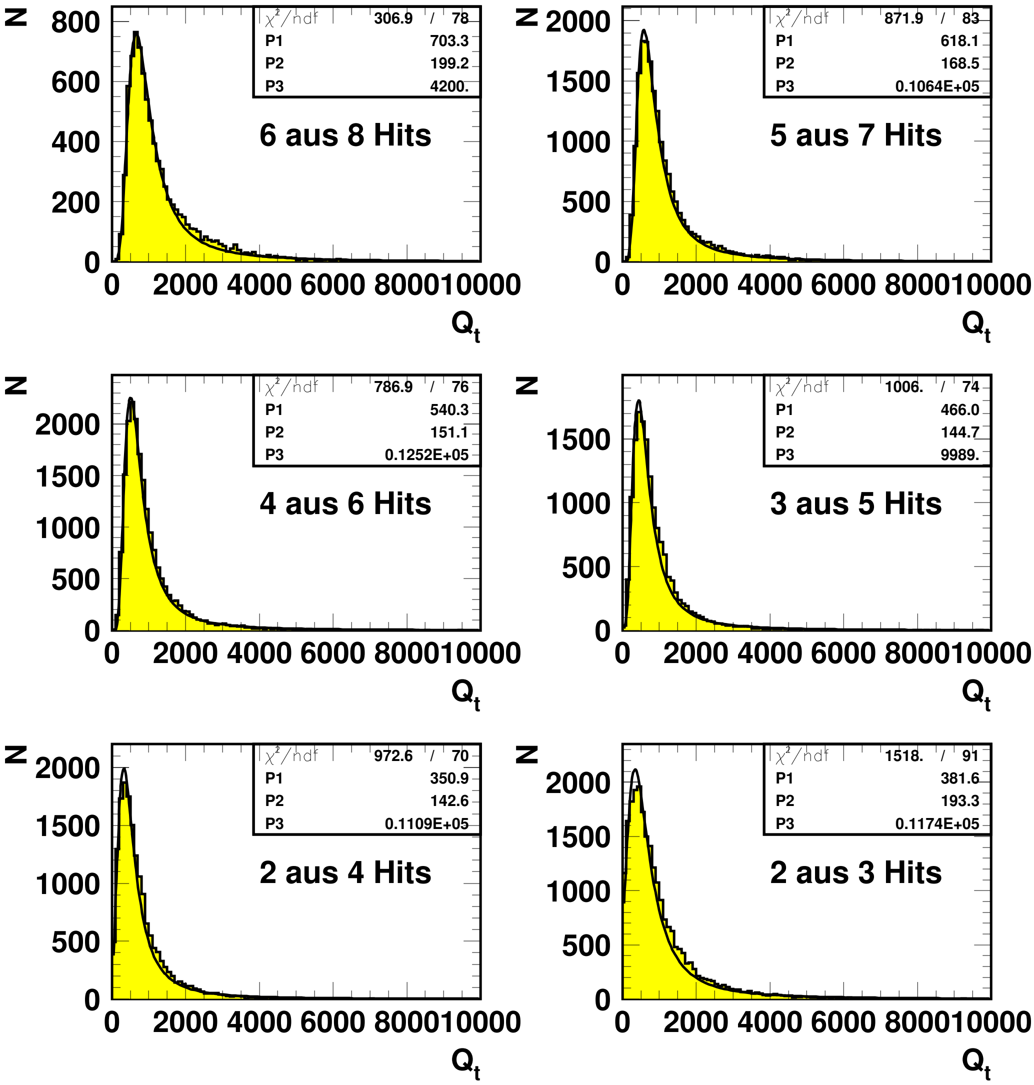



Abbildung 7.5: *Spurladung (*truncated mean*) für verschiedene Hitmultiplizitäten mit angepaßten Landauverteilungen.*

| Anzahl der Hits pro Spur | Anzahl der Hits für die Mittelung | Zentralwert der Spurladung | Kalibrationsfaktor |
|---|---|---|---|
| 3 | 2 | 381 | 1.257 |
| 4 | 2 | 351 | 1.367 |
| 5 | 3 | 466 | 1.029 |
| 6 | 4 | 540 | 0.888 |
| 7 | 5 | 618 | 0.776 |
| 8 | 6 | 703 | 0.682 |

Tabelle 7.3: *Zentralwert der Spurladung und Kalibrationsfaktoren in Abhängigkeit der Hitmultiplizität*

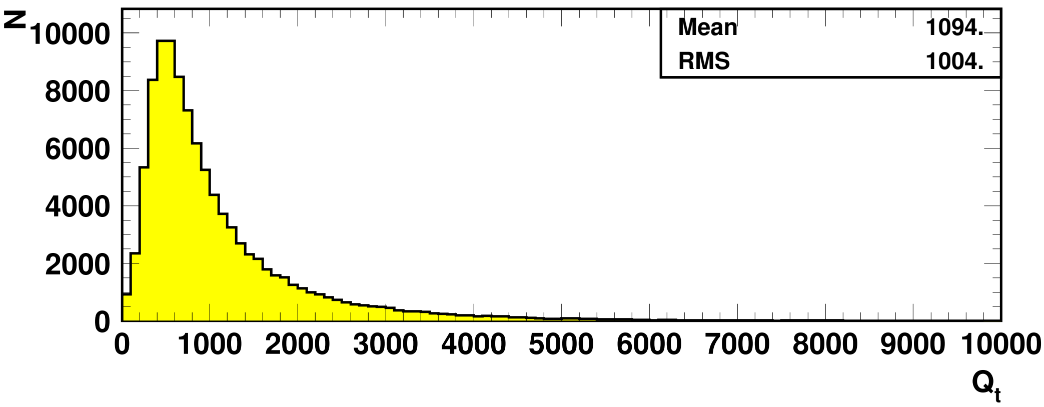



Abbildung 7.6: *Kalibrierte Spurladung.*

# Kapitel 8

# Effizienz einer Driftzelle

Die Driftzellen der BDC sind an den Sektorrändern zwangsläufig ineffizient, da sich dort kein aktiver Driftraum befindet. Ein Teilchen durchquert jedoch mindestens sechs aktive Lagen, da die Doppellagen azimutal gegeneinander verdreht sind, und sich so die Sektorränder aus zwei verschiedenen Doppellagen nicht überdecken. Wird nun für das Auffinden einer guten Spur, die mindestens fünf aus sechs möglichen Hits hat, eine Wahrscheinlichkeit 98% verlangt, so muß die Effizienz einer einzelnen Driftzelle mindestens 96% betragen, wie sich aus der Binomialstatistik ergibt.

Im folgenden werden die Effizienzen der großen und kleinen Driftzellen bestimmt, wobei der ineffiziente Bereich an den Sektorrändern, das Verhalten in Drahtnähe und die Homogenität längs des Drahtes detailiert untersucht werden. Zugrunde liegt die gleiche Ereignismenge, die auch für die genaue Bestimmung der Kalibrationskonstanten benutzt wurde. Als Referenz dienen Spuren, die in der BDC selbst rekonstruiert wurden.

## 8.1 Methode

Zur Bestimmung der Effizienz wird eine Referenz benötigt, die vorhersagt, welche Driftzelle von einem Teilchen durchquert wurde, und wo in der Zelle die Ionisation stattgefunden haben soll. Hierfür bieten sich Spuren aus der BDC selbst an, für deren Rekonstruktion jedoch Hits aus der zu untersuchenden Lage nicht verwendet wurden, da sonst die Referenz nicht mehr unabhängig wäre. Untersucht wird die Lage 4, die in der Mitte der BDC liegt, damit der aus der Referenzspur vorhergesagte Ort eine bestmögliche Auflösung besitzt. Eine Zelle gilt nun als effizient an der von der Referenz gegebenen Position, wenn in ihr ein Hit vorhanden ist, so daß die Bestimmung der Effizienz nicht von der Auflösung des einzelnen Hits abhängt. Die Verwendung der Spurposition erlaubt so auch eine Aussage über das Verhalten parallel zum Draht, was der einzelne Hit nicht leisten kann.

## 8.2 Auswahl der Referenzspur

An die zur Effizienzbestimmung benutzten Referenzspuren werden folgende Qualitätsanforderungen gestellt:

- Die Anzahl der Hits soll mindestens fünf betragen:

$$n_{Hit} \geq 5 \tag{8.1}$$

- Das $\chi^2$ aus der Anpassung der Spurparameter soll klein sein:

$$\chi^2 < 10 \tag{8.2}$$

- Der radiale Bereich wird für die großen bzw. kleinen Zellen so eingeschränkt, daß keine der Spezialzellen beteiligt ist:

$$\text{kleine Zellen:} \quad 9cm < r < 20cm \tag{8.3}$$

$$\text{große Zellen:} \quad 26cm < r < 68cm \tag{8.4}$$

In Abbildung 8.1 sind die radialen und azimutalen Verteilungen der Referenzspuren für große bzw. kleine Zellen dargestellt. Radial sind die Zellen homogen ausgeleuchtet, wobei sich der Sprung bei den großen Zellen aus der speziellen Ereignisauswahl erklärt. Azimutal ergeben sich Lücken, die auf tote Sektoren in den anderen Lagen zurückzuführen sind, so daß fünf Hits pro Spur aus sieben Lagen nur schwer zu erreichen sind.

## 8.3 Sektorränder

Zur Untersuchung der Sektorränder werden alle kleinen, bzw. großen Zellen übereinandergelegt, um hohe Statistik zu erzielen. Abbildung 8.2 zeigt die Effizienz am linken, bzw rechten Rand der Sektoren. $s$ ist der Abstand senkrecht zum Draht, $u$ der Abstand parallel zum Draht. Der Koordinatenursprung wurde in $u$ auf den geometrischen Rand und in $s$ auf den Draht gelegt. Die Dicke des Randes, der aus Containerwand, Drahtaufhängungsplatine und Feldformungsplatine besteht, beträgt in Richtung des Drahtes $0.4cm$ und ist eingezeichnet. Die BDC befindet sich innerhalb des Magnetfeldes des H1 Detektors, das senkrecht auf den Drahtebenen steht. Die Driftelektronen sehen dieses Magnetfeld, werden deshalb aus ihrer senkrechten Bahn abgelenkt und driften schräg unter dem Lorentzwinkel von $\alpha_L = 40^o$ auf den Draht. Die Driftelektronen, die radial von außen (im Bild von oben) auf den Draht driften werden in Richtung positiver $u$ (im Bild nach rechts) abgelenkt, die Elektronen, die von innen kommen, entsprechend nach links. So ergibt sich in den vier Ecken ein unterschiedliches Bild:

**Rechte äußere Ecke:** Es zeigt sich ein ineffizientes Dreieck, das dadurch entsteht, daß die Driftelektronen, die in diesem Dreieck entstehen, wegen des schrägen Driftwegs gar nicht auf den Draht gelangen, sondern auf die Randplatine und deshalb nicht nachgewiesen werden.

**Linke innere Ecke:** Auch hier gibt es ein ineffizientes Dreieck, das wie in der rechten äußeren Ecke zustande kommt.

**Rechte innere Ecke:** In diesem Fall driften die Elektronen schräg von der Wand weg, weswegen die Zelle bis an den Rand effizient ist.

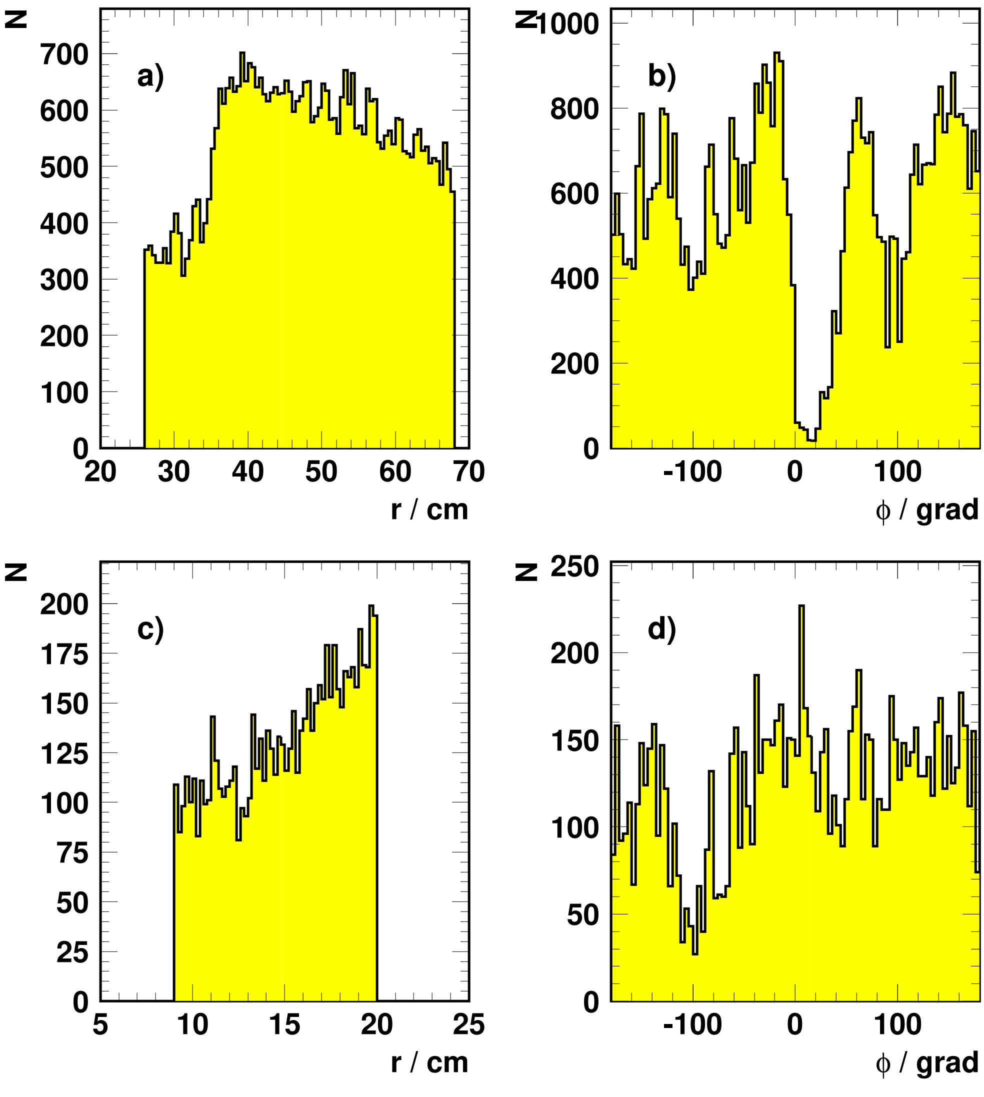



Abbildung 8.1: *Spurparameter der Referenzspuren. a) radiale Position der großen Zellen, b) azimutale Position der großen Zellen, c) radiale Position der kleinen Zellen, d) azimutale Position der kleinen Zellen.*

**Linke äußere Ecke:** Hier driften die Elektronen auch vom Rand weg und können bemerkenswerter Weise sogar aus der spitzen Ecke heraus gelangen.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß sich der Mehraufwand für den Einbau der zusätzlichen Feldformungsplatine am Rand gelohnt hat, da die Zellen in den Ecken, in denen das möglich ist, bis zum Rand effizient sind. Eine Abschätzung des Lorentzwinkels ergibt sich aus der Ausdehnung der ineffizienten Dreiecke zu

$$\alpha_L = 40^o, \tag{8.5}$$

wie in der Abbildung eingezeichnet ist. Labormessungen (vergleiche Abschnitt 3.6) haben für die Betriebsparameter der BDC und die benutzte Gasmischung einen Lorentzwinkel von $\alpha_L \approx 45^o$ vorhergesagt, was mit der hier vorgestellten Beobachtung verträglich ist.

## 8.4 Verhalten senkrecht zum Draht

Die Effizienz als Funktion des senkrechten Abstands zum Draht $s$ ist in Abbildung 8.3 für die großen und kleinen Zellen dargestellt. Um die im vorigen Abschnitt 8.3 diskutierten Effekte an den Sektorrändern zu unterdrücken, wird auf den Abstand vom Sektorrand geschnitten:

$$|u| > 2cm. \tag{8.6}$$

Der Effizienzverlauf läßt sich bei den **großen Zellen** in drei Bereiche unterteilen:

**Ferndrahtbereich** In dem Bereich $0.3cm < s < 1.2cm$ beträgt die Effizienz 98%, was der höchste Wert in der ganzen Zelle ist. Das ist auch verständlich, da hier die homogensten und besten Bedingungen herrschen.

**Nahdrahtbereich** Bei $s < 0.3cm$ fällt die Effizienz auf 95% ab. Dies läßt sich dadurch erklären, daß hier die Isocronen senkrecht geschnitten werden, weswegen die Cluster der Primärionisation auf verschiedenen Isocronen zu liegen kommen und so zu unterschiedlichen Zeiten am Draht ankommen. Das führt zu kleineren und breiteren Pulsen, von denen dann mehr unter die Ausleseschwelle fallen.

**Kathodenbereich** Ab $s > 1.1cm$ fällt die Effizienz nach außen hin ab und erreicht direkt an der Kathode 90%. Der Abfall kann durch das schräge Einfallen der Spuren erklärt werden. So nimmt dadurch die Ionisationslänge nach außen hin ab, da die Teilchen die Zellen durch die Kathode betreten oder verlassen. Eine kleinere Ionisationslänge führt zu kleineren Pulsen und somit zu geringerer Effizienz.

Zusammenfassend ergibt sich gemittelt über den gesammten senkrechten Verlauf eine Effizienz von 96.5%, wobei die Sektorränder noch weggelassen wurden.

In den **kleinen Zellen** beträgt die mittlere Effizienz wieder unter weglassen der Ränder 94%, was dem Nahdrahtbereich der großen Zellen entspricht. Auch hier fällt die Effizienz zu den Kathoden hin ab, was durch den oben genannten Mechanismus erklärt werden kann, obwohl die Spuren innen weniger schräg sind. Die Kathoden selbst besitzen eine Dicke von $200\mu m$, der um sie entstehende inhomogene Feldbereich ist jedoch größer, so daß auch von daher ein Abfallen der Effizienz in Kathodennähe zu erwarten ist.

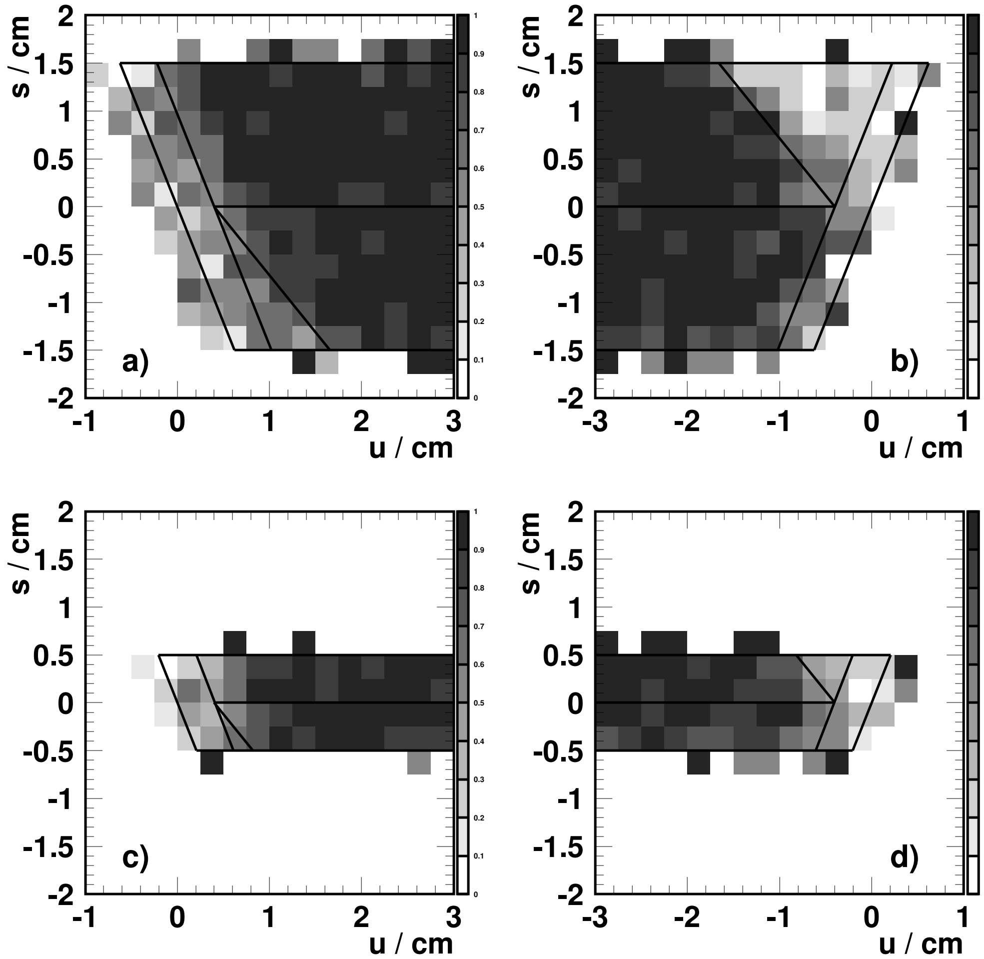
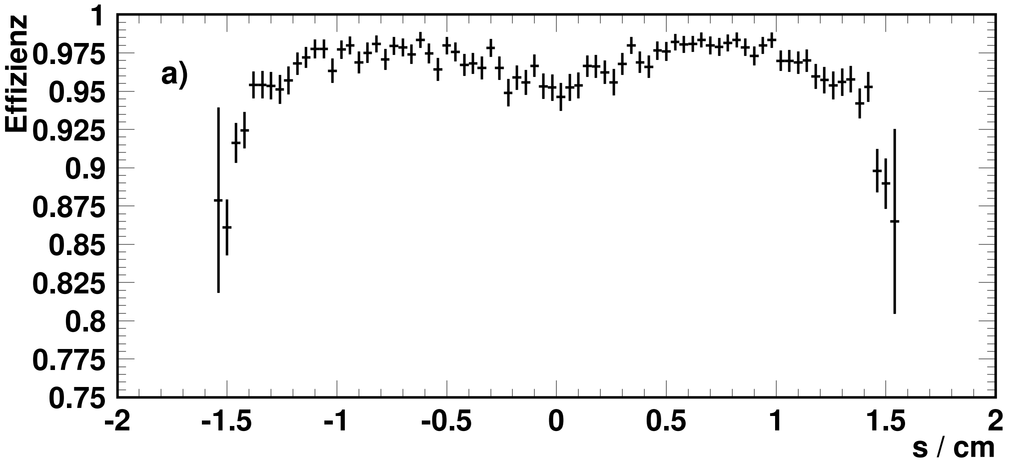



Abbildung 8.2: *Effizienz an den Sektorrändern, wobei hell niedrige und dunkel hohe Effizienz bedeutet. Die horizontalen Linien stellen den Draht, bzw. die Kathoden dar, die äußere schräge Linie gibt den nominellen Sektorrand wieder, die innere den Beginn des Driftraumes. a) linker Rand der großen Zellen, b) rechter Rand der großen Zellen, c) linker Rand der kleinen Zellen, d) rechter Rand der kleinen Zellen.*



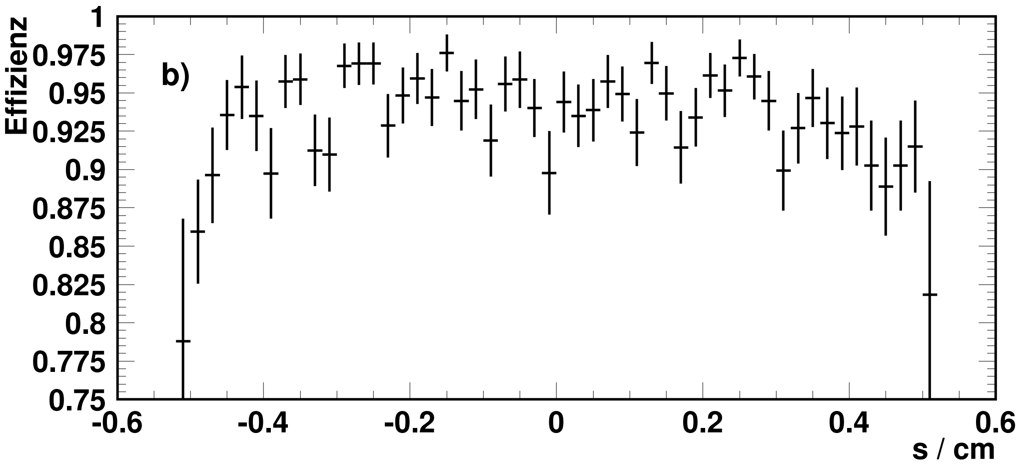




Abbildung 8.3: *Effizienz senkrecht zum Draht. a) große Zellen, b) kleine Zellen.*

## 8.5 Effizienz entlang der Drähte

Um eine hinreichende Statistik zur Untersuchung der Effizienz entlang der Drähte zu erhalten und Effekte einzelner Zellen zu mitteln, ist es auch hier wieder sinnvoll, die Zellen übereinander zu legen. Da die Zellen aber unterschiedliche Länge besitzen, kann nicht der Abstand $u$ benutzt werden, vielmehr wird der Azimutwinkel $\phi$ relativ zur Sektormitte betrachtet. In Abbildung 8.4 ist Abhängigkeit der Effizienz von $\phi$ für kleine und große Zellen gezeigt.

In den **großen Zellen** beträgt die Effizienz in der Sektormitte 98% und fällt nach außen auf

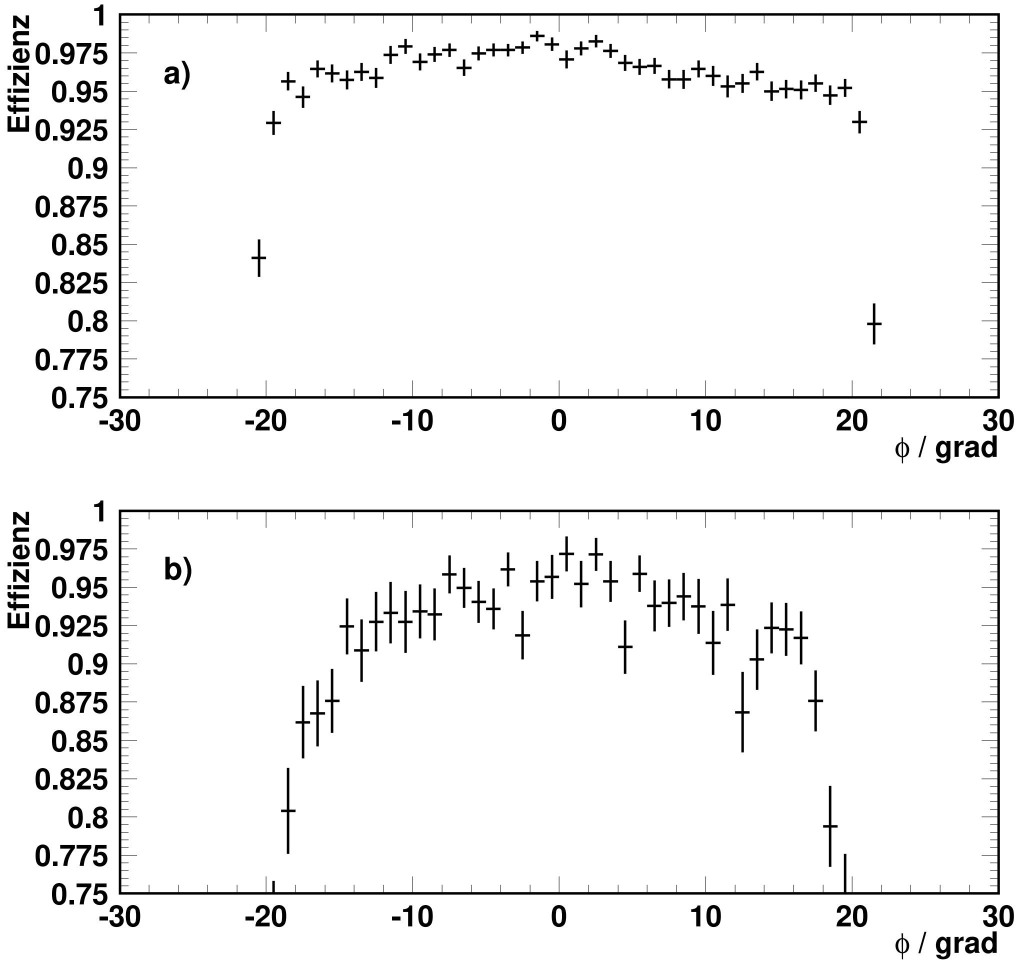



Abbildung 8.4: *Effizienz parallel zum Draht. a) große Zellen, b) kleine Zellen.*

96% ab, bevor der steile Abfall direkt am Sektorrand kommt, der in Abschnitt 8.3 ausführlich diskutiert wurde. Die **kleinen Zellen** verhalten sich ähnlich und die Effizienz geht von 96% in der Mitte auf 90% außen zurück. Eine Erklärung für den flachen Abfall von der Sektormitte zum Rand hin ist schwer zu finden, es stellt sich jedoch heraus, daß der Effekt in Sektoren, die eine etwas geringere Effizienz haben, stärker ausgeprägt ist. Da im Betriebsjahr '95 eine Abhängigkeit der Effizienz vom Gasfluß in einigen Sektoren beobachtet wurde, ist es möglich, daß sich eine grenzwertig geringe Gasversorgung an den Sektorrändern stärker auswirkt als in der Mitte.

## 8.6 Zusammenfassung

In Tabelle 8.1 sind die Effizienzen der kleinen bzw. großen Zelle mit und ohne Berücksichtigung des Sektorrandes aufgeführt. Der Wert von 96.5 % bei den **großen Zellen** erfüllt die zu Beginn gestellte Forderung von 96 %, so daß hier mit einer hohen Spurfindungseffizienz zu rechnen ist, wenn alle Lagen in Betrieb sind. Die Effizienz von 93.7 % der **kleinen Zellen** erfüllt die Forderung nicht, so daß hier nur noch mit einer Wahrscheinlichkeit von 95 % fünf aus sechs Hits gefunden werden können. Hier wird also, auch wenn alle Lagen in Betrieb sind, mit der Vertexhypothese rekonstruiert werden müssen (Siehe Abschnitt 4.6.1). Zu bedenken ist jedoch, daß 93.7 % Effizienz für eine Zelle, die nur aus Nahdraht - und Kathodenbereich besteht und keinen homogenen Driftbereich besitzt, befriedigend ist. Eventuell kann eine Erhöhung der Gasverstärkung hier zu einer Verbesserung führen.

| **Effizienz** | mit Sektorrand | ohne Sektorrand |
|---|---|---|
| große Zellen | 94.6 % | 96.5 % |
| kleine Zellen | 87.0 % | 93.7 % |

Tabelle 8.1: *Zusammenfassung der Effizienzen der einzelnen Driftzelle.*

# Kapitel 9

# Ortsauflösung

Eine der Anforderungen an die BDC ist es, den Streuwinkel des Elektrons mit einer Genauigkeit von $\sigma_\theta < 0.5 mrad$ zu messen (vergleiche Abschnitt 3.1). Ob dies möglich ist, wird in diesem Kapitel untersucht. Dazu wird zuerst die Einzelhitauflösung bestimmt, aus der sich dann die Auflösungen der Spurparameter ergeben. Aus der Auflösung des Aufpunktes der Spur in radialer Richtung ergibt sich schließlich der Fehler des Streuwinkels. Bei einem Mindestabstand von $110 cm$ vom Ereignisvertex ist dazu eine Ortsgenauigkeit in radialer Richtung von $\Delta r = 500 \mu m$ erforderlich.

## 9.1 Einzelhitauflösung

Zur Bestimmung der Einzelhitauflösung wird auf die für die Kalibration benutzte Ereignismenge zurückgegriffen. Es werden rekonstruierte Spuren mit mindestens fünf Hits selektiert und für diese die Residuen der Hits bezüglich der angepaßten Spur nach Gleichung 4.37 berechnet. Die Verteilung der Residuen ist in Abbildung 9.1 getrennt für die großen und kleinen Zellen dargestellt und schließen die Randbereiche der Zellen mit ein. Die Einzelhitauflösung wird nun als Breite $\sigma_{Hit}$ der angepaßten Normalverteilung definiert. Die beiden Zelltypen unterscheiden sich nicht stark, und die Auflösung beträgt ungefähr

$$\sigma_{Hit} \approx 340 \mu m. \tag{9.1}$$

Zur systematische Untersuchung wird die Auflösung als Funktion des Driftweges $s$ betrachtet (Abbildung 9.2). Sowohl in den kleinen als auch in den großen Zellen ist die Auflösung über den gesammten Driftraum konstant und eine denkbare Verschlechterung der Auflösung im Nahdrahtbereich ist nicht zu beobachten.

Andere Driftkammern wie z.B. der Vorwärtsspurdetektor des H1 Experiments erreichen Auflösungen von $\sigma = 200 \mu m$. Dies konnte mit der BDC im Betriebsjahr '95 nicht erreicht werden. Als mögliche Gründe kommen in Betracht, daß, wie sich bei der Reparatur der BDC herausstellte, einige Feldstreifen nicht mit Hochspannung versorgt waren, was zu Feldverzerrungen und somit zu einer Verschlechterung der Auflösung führte. Auch ist zu bezweifeln, ob mit den vergleichsweise kleinen Drifträumen und die dadurch bedingte relative Dominanz der Randeffekte überhaupt eine Einzelhitauflösung von $\sigma = 200 \mu m$ möglich ist. In den folgenden Abschnitten wird jedoch gezeigt, daß die Einzelhitauflösung der BDC zur Erfüllung der Anforderungen genügt.

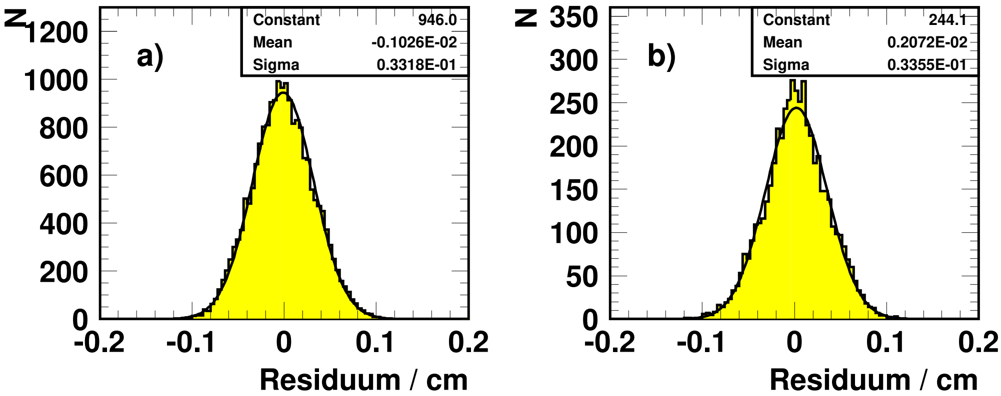



Abbildung 9.1: *Residuen der einzelnen Hits mit angepaßter Normalverteilung. a) großen Zellen, b) kleine Zellen.*

## 9.2 Auflösung der Spurparameter

Die Fehlermatrix der Spurparameter ergibt sich aus der Anpassung der Spurparameter, wie in Abschnitt 4.7 gezeigt, wobei die im vorigen Abschnitt bestimmte Einzelhitauflösung $\sigma_{Hit}$ benutzt wird. Die Verteilungen von folgenden Fehlern sind in Abbildung 9.3 dargestellt:

$\Delta r$ Fehler des Aufpunktes in radialer Richtung,

$r * \Delta\phi$ Fehler des Aufpunktes in azimutaler Richtung,

$\Delta tlp$ Fehler der radialen Steigung,

$\Delta tls$ Fehler der azimutalen Steigung.

Die Parameterfehler für Spuren mit fünf oder sechs Hits sind größer als für Spuren mit sieben oder acht Hits. Dies ist zu erwarten, da einfach weniger Information zur Verfügung steht. Erstaunlicher ist, daß die Fehler ein ganzes Spektrum abdecken und nicht nur einen diskreten Wert annehmen. Die Erklärung hierfür ist in Abbildung 9.4 zu finden. Dort sind die Auflösungen in Abhängigkeit des Azimutwinkels $\phi$ dargestellt und es ergeben sich klare Korrelationen, in denen sich die Periodizität der acht Sektoren einer Lage wiederspiegelt, so daß sich die Strukturen alle $45^o$ wiederholen. Bei genauerer Betrachtung ist zusätzlich in Abständen von $11.25^o$ ein Sprung zu erkennen. Dies erklärt sich dadurch, daß sich alle $11.25^o$ die relative Verdrehung der einzelnen Sektoren zueinander ändert. Es gibt also Konfigurationen, die zur Bestimmung eines Parameters besser geeignet sind als andere, so daß zum Beispiel in einigen Bereichen die radiale Position des Aufpunktes nur

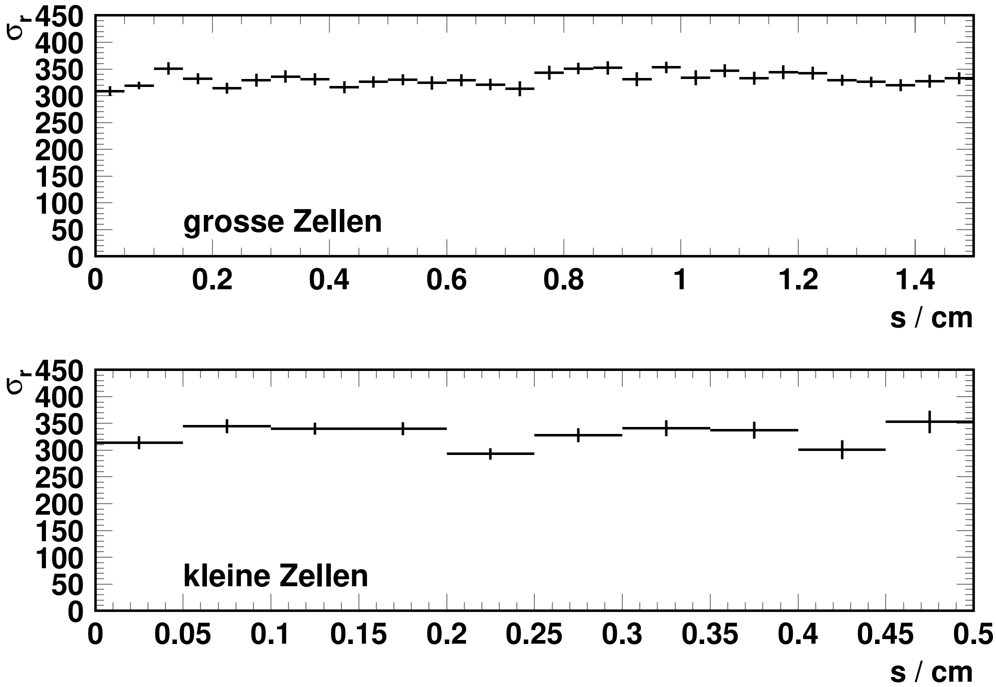



Abbildung 9.2: *Auflösung als Funktion des Driftweges für großen und kleine Zellen.*

mit einer Genauigkeit von $\Delta r = 500\mu m$ gemessen werden kann, was schlechter ist als die Einzelhitauflösung, da hier die Information in die genaue Bestimmung der anderen Freiheitsgrade fließt. Die hier betrachteten Auflösungen sind also ein Produkt aus der Einzelhitauflösung und einem Faktor $\beta$, der nur von den Azimutwinkeln $\alpha_i$ der beteiligten Sektoren abhängt, zum Beispiel ist

$$\Delta r = \sigma_{Hit} * \beta(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, ...). \tag{9.2}$$

Die geometrische Anordung der Drähte in der BDC wurde darauf hin optimiert, den Aufpunkt in radialer Richtung möglichst genau zu bestimmen. Als Konsequenz des recht geringen Stereowinkels von $11.25^o$ ergibt sich, daß der Aufpunkt in azimutaler Richtung einen ungefähr fünf bis siebenfachen Fehler aufweist, der bis zu $r * \Delta\phi = 0.4cm$ betragen kann. Aus dem gleichen Grund ist auch der Fehler der azimutalen Steigung $\Delta tls$ um denselben Faktor größer als der Fehler der radialen Steigung $\Delta tlp$.

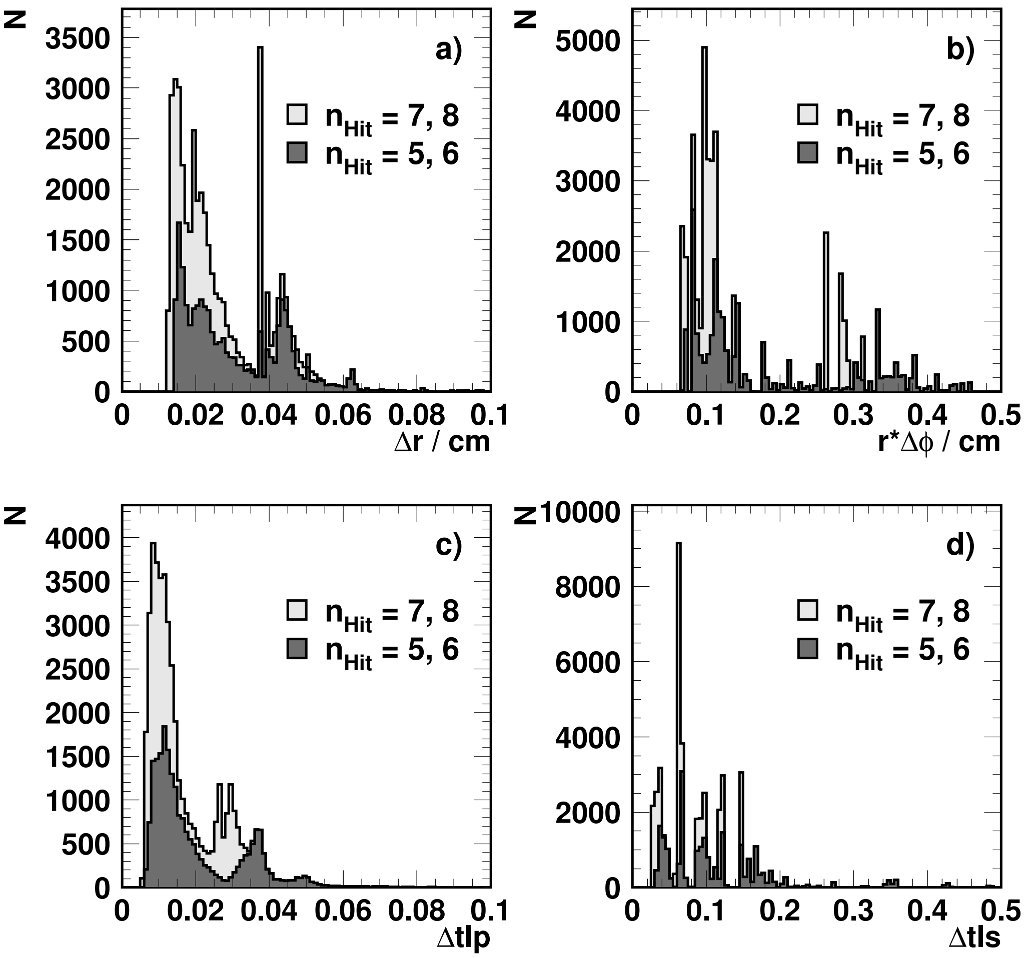



Abbildung 9.3: *Fehler der Spurparameter: a) Fehler des Aufpunktes in radialer Richtung, b) Fehler des Aufpunktes in azimutaler Richtung, c) Fehler der radialen Steigung, d) Fehler der azimutalen Steigung.*

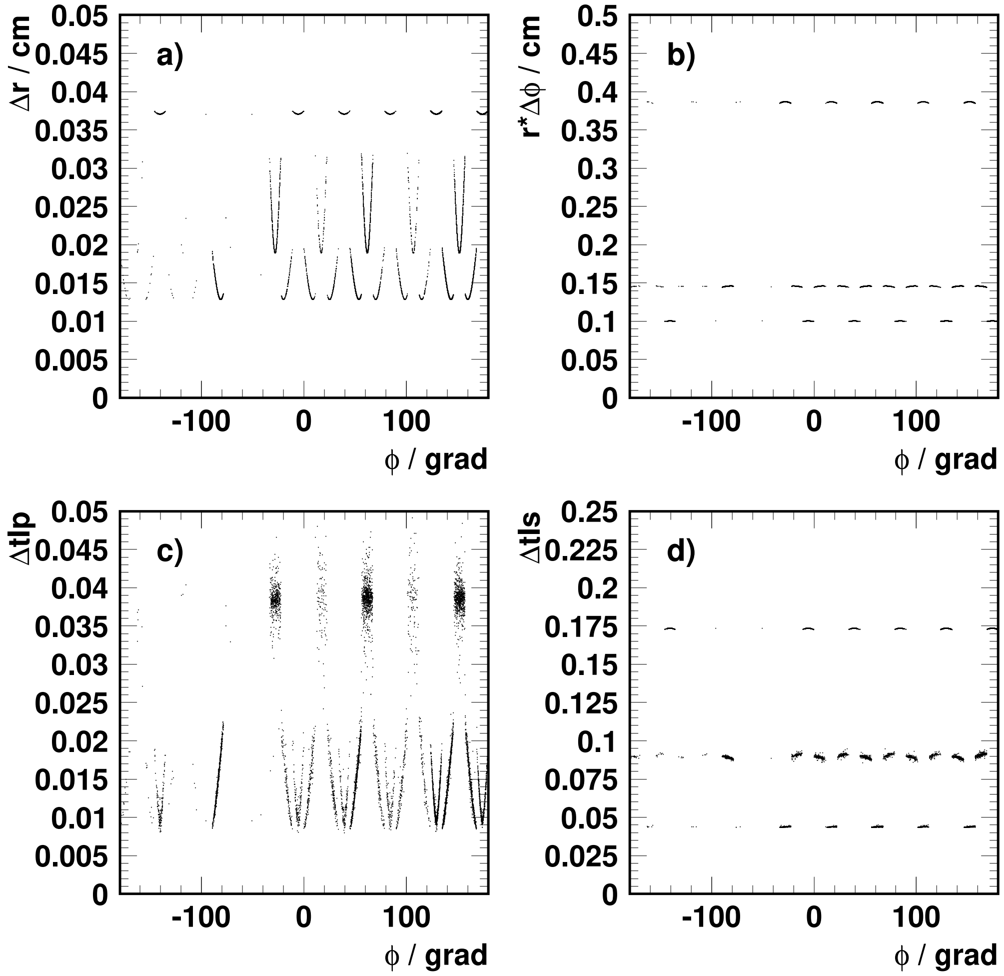



Abbildung 9.4: *Fehler der Spurparameter in Abhängigkeit des Azimutwinkels $\phi$ für Spuren mit acht Hits : a) Aufpunkt in radialer Richtung, b) Aufpunkt in azimutaler Richtung, c) radiale Steigung, d) azimutale Steigung.*

## 9.3 Auflösung des Streuwinkels

Der Streuwinkel $\theta$ des Elektrons ergibt sich aus dem radialen Aufpunkt $r$ der Spur zu

$$\theta = \arctan \frac{r}{z_{BDC} - z_{vtx}}, \tag{9.3}$$

wobei $z_{BDC}$ die Position der BDC und $z_{vtx}$ den Ort der Wechselwirkung beschreibt. Der Beitrag des Fehlers von $r$ zum Fehler des Streuwinkels ist nun

$$\begin{aligned} \Delta\theta &= \frac{1}{1 + \frac{r^2}{(z_{BDC} - z_{vtx})^2}} * \frac{\Delta r}{z_{BDC} - z_{vtx}} && (9.4) \\ &\leq \frac{\Delta r}{z_{BDC} - z_{vtx}}. && (9.5) \end{aligned}$$

Sein größt möglicher Wert ergibt sich für $z_{vtx} = -40cm$ und $\Delta r = 500\mu m$ zu $\Delta\theta = 0.5mrad$.

Zusammenfassend kann also festgestellt werden, daß der sich aus der Einzelauflösung von $\sigma_{Hit} = 340\mu m$ ergebende intrinsische Fehler des radialen Aufpunktes der Spur von $\Delta r \leq 500\mu m$ eine Bestimmung des Streuwinkels des Elektrons mit einer Genauigkeit von

$$\Delta\theta \leq 0.5mrad \tag{9.6}$$

für nicht schauernde Elektronen erlaubt.

# Kapitel 10

# Vergleich der Spurinformation der BDC mit der des zentralen Spurdetektors

Nach der Betrachtung der intrinsischen Eigenschaften der BDC wird nun ihr Verhalten und Zusammenspiel mit anderen Detektoren des H1 Experiments untersucht. In diesem Kapitel wird mit Spuren aus dem zentralen Spurdetektor verglichen und so die Qualität der Ortsmessung und die Spurfindungseffizienz bestimmt.

Auch hier wird wieder auf die für die Kalibration benutzte Ereignismenge zurückgegriffen. Die Spuren aus dem zentralen Spurdetektor werden unter Berücksichtigung des H1 Magnetfelds in die Mitte der BDC ($z_{BDC} = -146cm$) extrapoliert und an sie werden noch folgende Anforderungen gestellt.

- Isoliertheit: Um die extrapolierte Spur darf es keine andere in einem Abstand bis zu $6cm$ geben.
- gute Steigung: Damit die Steigung der Spur und somit die radiale Position des Aufpunktes der extrapolierten Spur gut bekannt sind, werden mindestens drei Hits in den inneren Z-Kammern verlangt.
- Steifheit: Um eine gute Genauigkeit in der azimutalen Position des Aufpunktes zu erzielen, soll die Spur möglichst steif sein, wofür ein Transversalimpuls von $p_T > 1GeV$ gefordert wird.

## 10.1 Ortsmessung

Aus der extrapolierte Spur des zentralen Spurdetektor wird der Aufpunkt $(x_{CT}, y_{CT})$ bei $z = z_{BDC}$ bestimmt. Dieser liefert eine Vorhersage des Aufpunktes $(x_{BDC}, y_{BDC})$ einer Spur in der BDC. Aus der Differenz in der BDC gefundenen Spur und der Vorhersage lassen sich folgende Abstände definieren, die an die spezielle Geometrie der BDC angepaßt sind und die Qualität der Ortsmessung beschreiben:

**radialer Abstand:**

$$\Delta r = \frac{\Delta x * x_{CT} + \Delta y * y_{CT}}{r_{CT}}, \tag{10.1}$$

**azimutaler Abstand:**

$$\Delta u = \frac{\Delta y * x_{CT} - \Delta x * y_{CT}}{r_{CT}}, \tag{10.2}$$

**ebener Abstand:**

$$\Delta d = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}, \tag{10.3}$$

wobei $\Delta x = x_{BDC} - x_{CT}$, $\Delta y = y_{BDC} - y_{CT}$ und $r_{CT} = \sqrt{x_{CT}^2 + y_{CT}^2}$ sind.

Für jede zentrale Spur wird diejenige Spur in der BDC gewählt, die den ebenen Abstand $\Delta d$ minimiert. Ihre Abstände sind in Abbildung 10.1 für BDC Spuren mit mehr als vier Hits dargestellt, wie sie in einer voll funktionierenden Kammer zu erwarten sind. Die an den radialen Abstand angepaßte Normalverteilung hat eine Breite von $\sigma_{\Delta r} = 0.38cm$, für den azimutalen Abstand ergibt sich $\sigma_{\Delta u} = 0.44cm$. Beide Abstände sind nicht exakt normalverteilt, was auch nicht zu erwarten ist, da schon die intrinsische Auflösung der BDC Spuren mit ihrer Hitanzahl und ihrem Azimutwinkel variieren, wie in Kapitel 9 gezeigt. Jedoch ist zu bemerken, daß es keine weiten Ausläufer in den Verteilungen gibt. Die Breite des azimutalen Abstands ist so groß wie der Fehler der Spurparameter in dieser Richtung, so daß die Auflösung des azimutalen Abstands von der intrinsischen Auflösung der BDC bestimmt ist. Anders ist dies beim radialen Abstand. Hier beträgt die intrinsische Auflösung typisch $500\mu m$, was die Breite der Verteilung nicht erklärt. Sie ist vielmehr von der Vielfachstreuung im Material zwischen zentralem Spurdetektor und BDC bestimmt, die einen Effekt von ungefähr $0.2cm$ bei einem Teilchenimpuls von $1GeV$ macht. Der zweitwichtigste Beitrag ist die Genauigkeit der Steigung der zentralen Spur und der damit verbundenen Extrapolationsfehler, der zu $0.1cm$ abgeschätzt werden kann.

## 10.2 Spurfindungseffizienz

Zur Bestimmung der Spurfindungseffizienz in der BDC werden die extrapolierten Spuren aus dem zentralen Spurdetektor als Referenz benutzt. Die BDC ist dann effizient für diese Spur, wenn eine Spur in der BDC gefunden wird, die einen ebenen Abstand von

$$\Delta d \leq 4cm \tag{10.4}$$

besitzt.

Zuerst wird die Effizienz als Funktion des Azimutwinkels $\phi$ betrachtet, wie in Abbildung 10.2 gezeigt. Zusätzlich ist die Anzahl der ineffizienten Sektoren in dem entsprechenden Winkelbereich dargestellt. Es zeigt sich, daß der Ausfall von bis zu zwei Sektoren überall kompensiert werden kann, so daß die Effizienz dort über 94% beträgt. Fallen drei und mehr Sektoren aus, so nimmt die Effizienz deutlich auf bis zu 80% ab, wie im Winkelbereich $0^o < \phi < 45^o$ zu sehen.

In Abbildung 10.3 ist die Effizienz als Funktion der radialen Position des Aufpunktes gezeigt, wobei der teilweise ineffiziente Winkelbereich $0^o < \phi < 45^o$ weggelassen wurde. Die Messung setzt erst bei $r = 34cm$ ein, da es bei kleineren Radien keine zentralen Spuren als Referenz gibt. Der steile Abfall der Effizienz ab $r = 70cm$ erklärt sich aus der geometrischen Akzeptanz der BDC, deren äußerster Draht bei $r = 70.5cm$ liegt (vergleiche Abbildung 3.4). Die Effizienz liegt sonst über 94%, wobei jedoch ein leichter systematischer Abfall von innen nach außen zu erkennen ist.

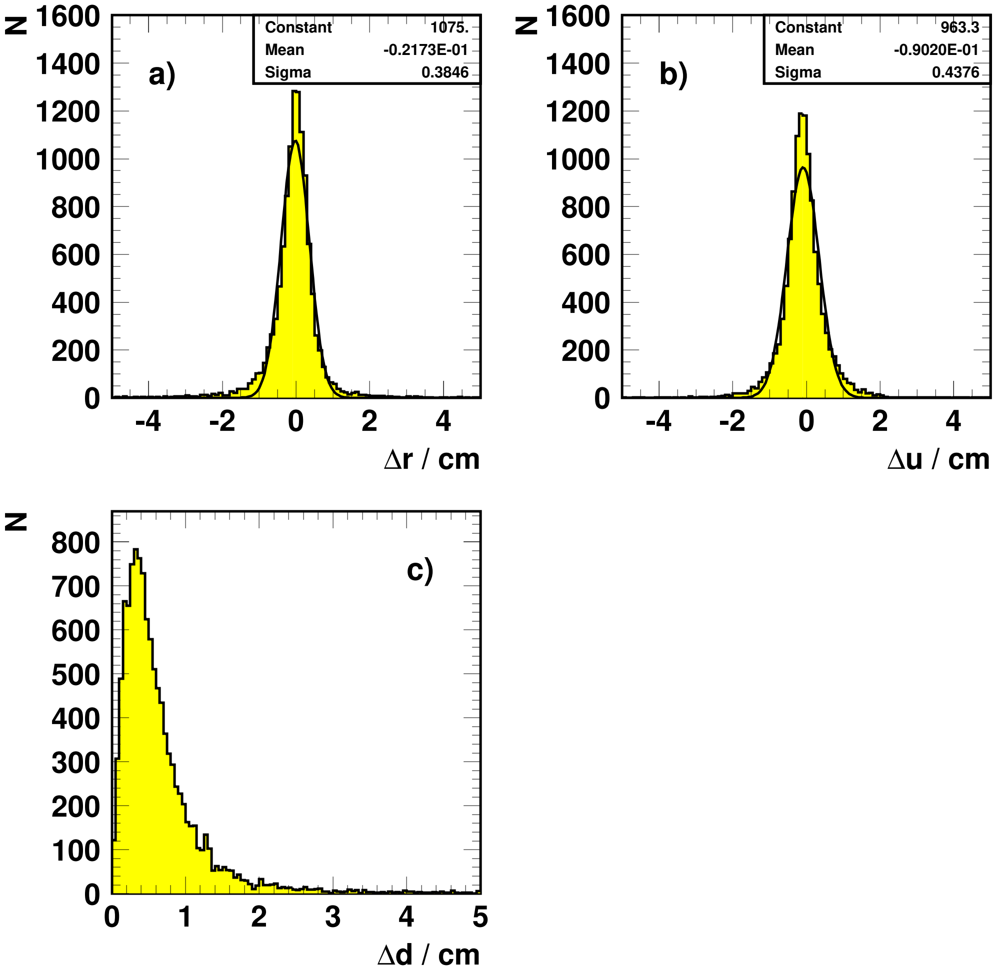



Abbildung 10.1: *Abstände zwischen extrapolierter Spur aus dem zentralen Spurdetektor und nächstgelegener BDC Spur: a) in radialer Richtung, b) in azimutaler Richtung, c) in der Ebenen.*

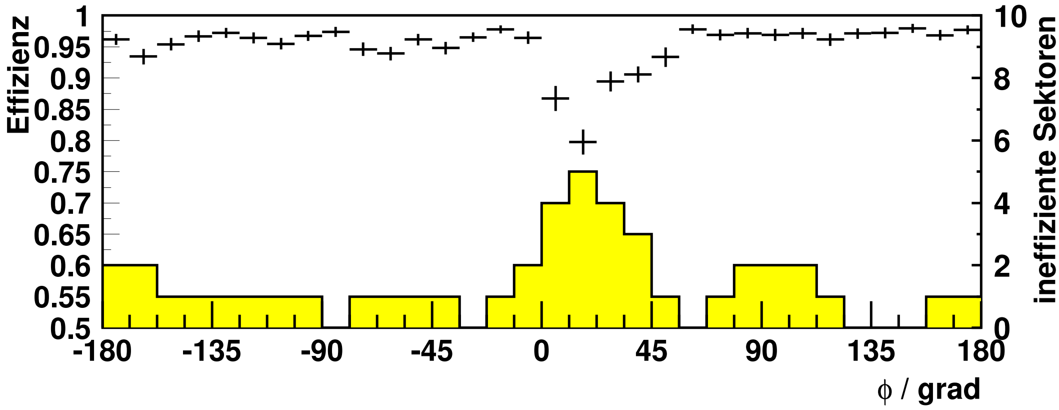



Abbildung 10.2: *Effizienz in Abhängigkeit des Azimutwinkel* $\phi$. *Das Histogramm stellt die Anzahl der ineffizienten Sektoren dar.*

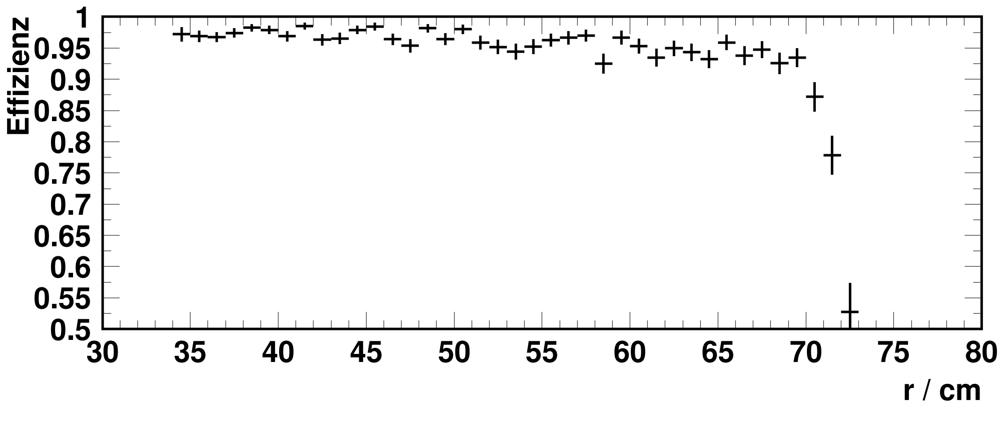



Abbildung 10.3: *Effizienz als Funktion der radialen Position.*

In Tabelle 10.1 ist die über die gesamte BDC gemittelte Effizienz eingetragen, wobei hierfür nur der geometrische Akzeptanzbereich der BDC zugelassen wurde ($r < 70cm$). Wird der Winkelbereich, in dem zu viele Sektoren ausgefallen sind, weggelassen, so ergibt sich eine Effizienz von 97%. Dies entspricht der Erwartung aus den Effizienzen der einzelnen Driftzelle, die in Kapitel 8 diskutiert wurde.

| **Effizienz** | |
|---|---|
| gesamte BDC | 95 % |
| guter Winkelbereich | 97 % |

Tabelle 10.1: *Zusammenfassung der Spurfindungseffizienz.*

## 10.3 Zusammenfassung

Der Vergleich der Spurinformation aus der BDC mit der des zentralen Spurdetektors ist ein guter Test für die gesamte Leistungsfähigkeit der BDC und speziell des Rekonstruktionsverfahrens für Einzelspuren (Siehe Kapitel 4). Die Abstände aus dem Vergleich der Ortsmessungen und die Tatsache, daß es praktisch keine Ausläufer in den Verteilungen gibt, sowie die hohe Effizienz zeigen, daß das zur Rekonstruktion verwendete Verfahren gut funktioniert. Ferner ist die BDC noch voll funktionsfähig, wenn nicht mehr als zwei hintereinander liegende Sektoren ausfallen.

# Kapitel 11

# Übereinstimmung der Spurinformation mit der kalorimetrischen Ortsmessung

Die wichtigste Aufgabe der BDC ist, zur Vermessung des gestreuten Elektrons beizutragen, wozu vor einem elektromagnetischen Cluster ein Spur in der BDC mit möglichst großer Effizienz gefunden werden muß. Zusätzlich ist der Abstand zwischen Spur und Cluster ein wichtiges Selektionskriterium für Elektronen und dient bei kleinen Energien zur Unterdrückung von Ereignissen aus der Photoproduktion, in denen die Überlagerung eines geladenen Pions, das die Spur in der BDC macht, und eines neutralen Pions, das in zwei Photonen zerfällt, die einen elektromagnetischen Cluster erzeugen, die Signatur eines Elektrons vortäuscht.

Die Effizienzen und Abstände zwischen Spur und Cluster werden in diesem Kapitel für beide Rekonstruktionsverfahren, das für Einzelspuren und das für schauernde Teilchen, untersucht und verglichen.

## 11.1 Auswahl der Elektronen

Die für die Untersuchungen in diesem Kapitel zu selektierende Ereignismenge soll möglichst rein sein, d.h. nur Elektronen beinhalten. Zusätzlich wird vorausgesetzt, daß die Effizienzen und Abstände in der BDC nicht von der Energie des Elektrons abhängen, so daß auf diese scharf geschnitten werden kann. Im einzelnen werden folgende Kriterien verlangt:

- Die Hochspannung der BDC war an.
- Der Ereignisvertex in z-Richtung $z_{vtx}$ ist gut definiert:
  - Er wurde mit dem zentralen Spurdetektor bestimmt.
  - Er liegt beim nominellen Vertex $z_{nom}$: $|zvtx - znom| < 30cm$ .
  - Der Fehler der Vertexbestimmung ist klein: $\Delta z_{vtx} < 0.5cm$.
- An den Elektronkandidaten aus dem elektromagnetischen Kalorimeter SPACAL werden folgende Anforderungen gestellt:

- Damit keine Energie unbemerkt in das Strahlrohr verloren geht, ist das SPACAL innen mit einer Vetolage ausgestattet. Für die Energie in der Vetolage wird gefordert: $E_{veto} < 1GeV$.
- Elektronen sind dadurch gekennzeichnet, daß sie einen hohen Anteil $R$ der gesamten im Kalorimeter deponierten Energie besitzen: $R > 0.8$.
- Der Radius $r_{Cl}$ des Clusters ist ein weiteres Qualitätsmerkmal: $r_{Cl} < 4cm$.
- Die Energie $E_{Cl}$ des Clusters ist schließlich das wichtigste Kriterium. Wird sie hoch genug gewählt, so ist der Anteil von Photoproduktionsereignissen verschwindend, da dieser mit der Energie stark abfällt: $E_{Cl} > 20GeV$.

## 11.2 Ortsmessung mit der Rekonstruktionsmethode für Einzelspuren

Der elektromagnetischen Cluster liefert eine Ortsinformation $(x_{Cl}, y_{Cl}, z_{Cl})$. Um diese mit der BDC vergleichen zu können, wird sie mit Hilfe der Vertexposition $z_{vtx}$ in die Mitte der BDC, die durch $z_{BDC}$ gegeben ist, extrapoliert:

$$x'_{Cl} = x_{Cl} * \frac{z_{BDC} - z_{vtx}}{z_{Cl} - z_{vtx}}, \tag{11.1}$$

$$y'_{Cl} = y_{Cl} * \frac{z_{BDC} - z_{vtx}}{z_{Cl} - z_{vtx}}. \tag{11.2}$$

Zum Vergleich der vorhergesagten Positionen $(x'_{Cl}, y'_{Cl})$ mit den Spuren der BDC werden nun folgende Abstände analog zu Abschnitt 10.1 gebildet:

**radialer Abstand:**

$$\Delta r = \frac{\Delta x * x'_{Cl} + \Delta y * y'_{Cl}}{r'_{Cl}}, \tag{11.3}$$

**azimutaler Abstand:**

$$\Delta u = \frac{\Delta y * x'_{Cl} - \Delta x * y'_{Cl}}{r'_{Cl}}, \tag{11.4}$$

**ebener Abstand:**

$$\Delta d = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}, \tag{11.5}$$

wobei $\Delta x = x_{BDC} - x'_{Cl}$, $\Delta y = y_{BDC} - y'_{Cl}$ und $r'_{Cl} = \sqrt{x'^{2}_{Cl} + y'^{2}_{Cl}}$ sind.

Für jeden extrapolierten Cluster wird diejenige Spur in der BDC gewählt, die den ebenen Abstand $\Delta d$ minimiert, wobei in diesem Abschnitt Spuren in der BDC betrachtet werden, die mit dem Einzelspurverfahren, das in Kapitel 4 beschrieben ist, rekonstruiert wurden. Die Verteilungen der Abstände sind in Abbildung 11.1 dargestellt. Der radiale Abstand ist systematisch um $\bar{\Delta r} = -0.16cm$ von Null verschieden. Simulationen haben gezeigt, daß dies ein systematischer Effekt in der Ortsmessung des Kalorimeters ist. Außerdem tritt dieser Effekt beim Vergleich der BDC Spuren mit Spuren aus dem zentralen Detektor nicht auf (vergleiche Abschnitt 10.1), so daß eine fehlerhafte Messung in der BDC als Ursache unwahrscheinlich ist. Die an den radialen Abstand angepaßte Normalverteilung hat eine Breite von $\sigma_{\Delta r} = 0.36cm$, für den azimutalen Abstand ergibt sich $\sigma_{\Delta u} = 0.41cm$. Da die intrinsische Auflösung der BDC in radialer Richtung typisch $\sigma_r = 0.04cm$ beträgt (vergleiche Abschnitt 9.2), ist die Breite hier durch die Genauigkeit der kalorimetrischen Ortsmessung gegeben. Die BDC besitzt in azimutaler Richtung eine Auflösung von $\sigma_u = 0.2cm$. Wird diese zur Breite des radialen Abstands quadratisch addiert, so ergibt sich $\sqrt{\sigma_{\Delta r}^2 + \sigma_u^2} = 0.41$, was mit der Breite des azimutalen Abstands gut übereinstimmt. Es ergibt sich also ein konsistentes Bild und die Ortsmessung des Kalorimeters besitzt eine isotrope Auflösung von $\sigma_{Cl} = 0.36cm$.

Abbildung 11.2 zeigt die Abstände für schauernde Elektronen, die mit einer Ladung in einem Konus von $3cm$ um das Elektron von $Q_t > 10000$ selektiert wurden, was im Mittel mehr als zehn geladenen Teilchen in der BDC entspricht. Der radiale und azimutale Abstand besitzen die gleichen Breiten wie im Falle aller Elektronen, so daß das Schauern der Elektronen keinen Einfluß auf die Qualität der Rekonstruktion in der BDC hat. Daß der radiale Abstand nun um Null zentriert ist, liegt daran, daß die Spurmultiplizität nun größer ist. Da die Spur mit dem kleinsten ebenen Abstand selektiert wird, ist somit die Wahrscheinlichkeit höher, eine bei $\Delta r = 0$ zu finden.

## 11.3 Effizienz für Elektronen mit der Rekonstruktionsmethode für Einzelspuren

Zur Bestimmung der Effizienz wird wie bei der Berechnung der Abstände die mit Hilfe der Vertexposition in die BDC extrapolierte Position des Elektrons im Kalorimeter benutzt. Die BDC gilt nun als effizient für dieses Elektron, wenn eine Spur, die mit dem Verfahren für Einzelspuren Kapitel 4 rekonstruiert wurde, mit einem ebenen Abstand von

$$\Delta d \leq 2.5cm \tag{11.6}$$

gefunden wird (vergleiche Abbildung 11.1 c)).

In Abbildung 11.3 ist die Effizienz als Funktion des Azimutwinkels $\phi$ für den Bereich der großen Zellen dargestellt. Zusätzlich ist die Anzahl der *toten* Sektoren in dem entsprechenden Winkelbereich gezeigt. Das Rekonstruktionsverfahren ist in der Lage den Ausfall von bis zu drei Ebenen zu kompensieren. Dort ist die Effizienz überall größer als 94%, fallen fünf Sektoren aus, so sinkt die Effizienz auf 89%. Bei den kleinen Zellen (Abbildung 11.4) sind weniger Sektoren ausgefallen, so daß dort die Effizienz überall größer als 95% ist. Daß die Effizienz für Elektronen weniger empfindlich auf ausgefallene Sektoren ist als die für Pionen (siehe Abschnitt 10.2), liegt daran, daß die meistens Elektronen mindestens etwas im *toten* Material vor der BDC aufschauern und so die Einzelhitwahrscheinlichkeit größer ist.

Die Effizienz als Funktion der radialen Position $r$ ist in Abbildung 11.5 gezeigt. Sie ist über den ganzen Radius auf 1% konstant mit Ausnahme des inneren Bereichs ab $r < 8cm$. Dort fällt die Effizienz nach innen ab, was als Akzeptanzeffekt erklärt werden kann, da die BDC unter Berücksichtigung der Spursteigung erst ab $r = 7.5cm$ aktive Zellen in allen Lagen besitzt.

Wird nun über den Bereich kleiner, bzw. großer Zellen gemittelt, so ergeben sich die Effizienzen nach Tabelle 11.1. Die 98.2% für die kleinen Zellen sind zufriedenstellend, 97.5% für die

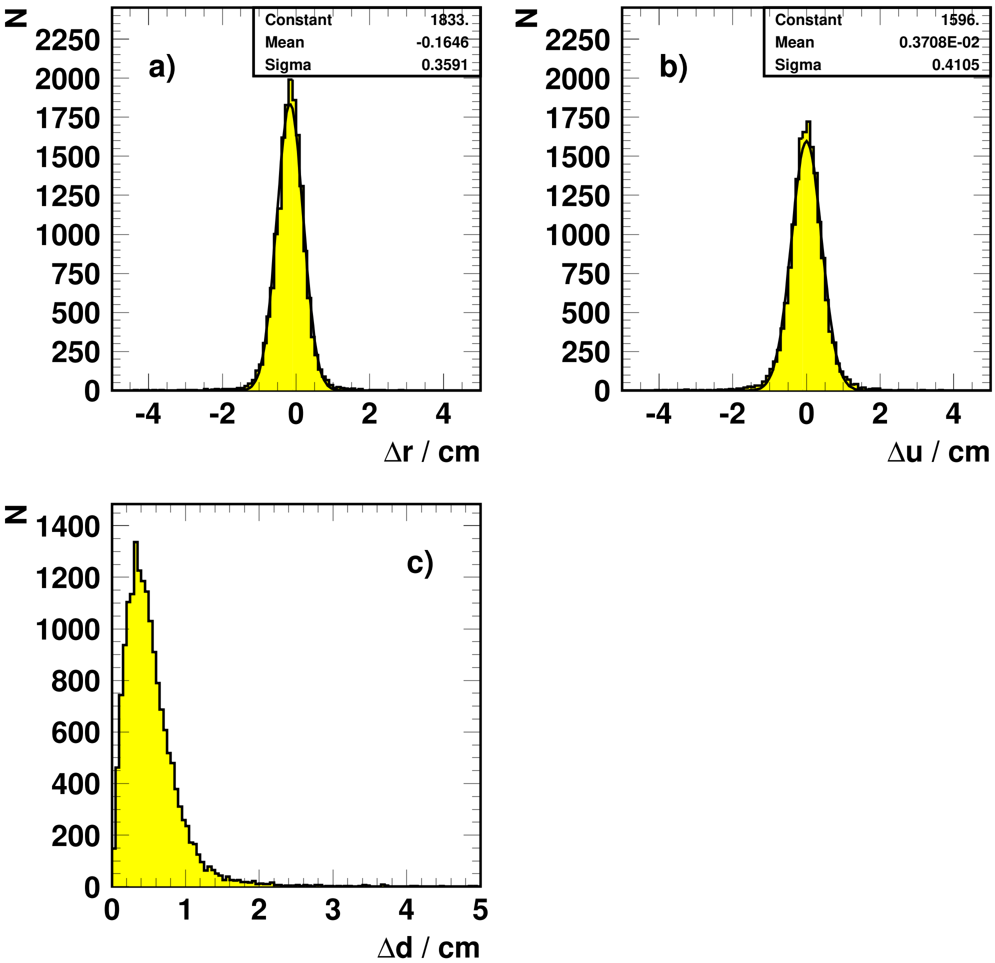



Abbildung 11.1: *Abstände zwischen in die BDC projiziertem elektromagnetischem Cluster und nächstgelegener BDC Spur: a) in radialer Richtung, b) in azimutaler Richtung, c) in der Ebenen.*

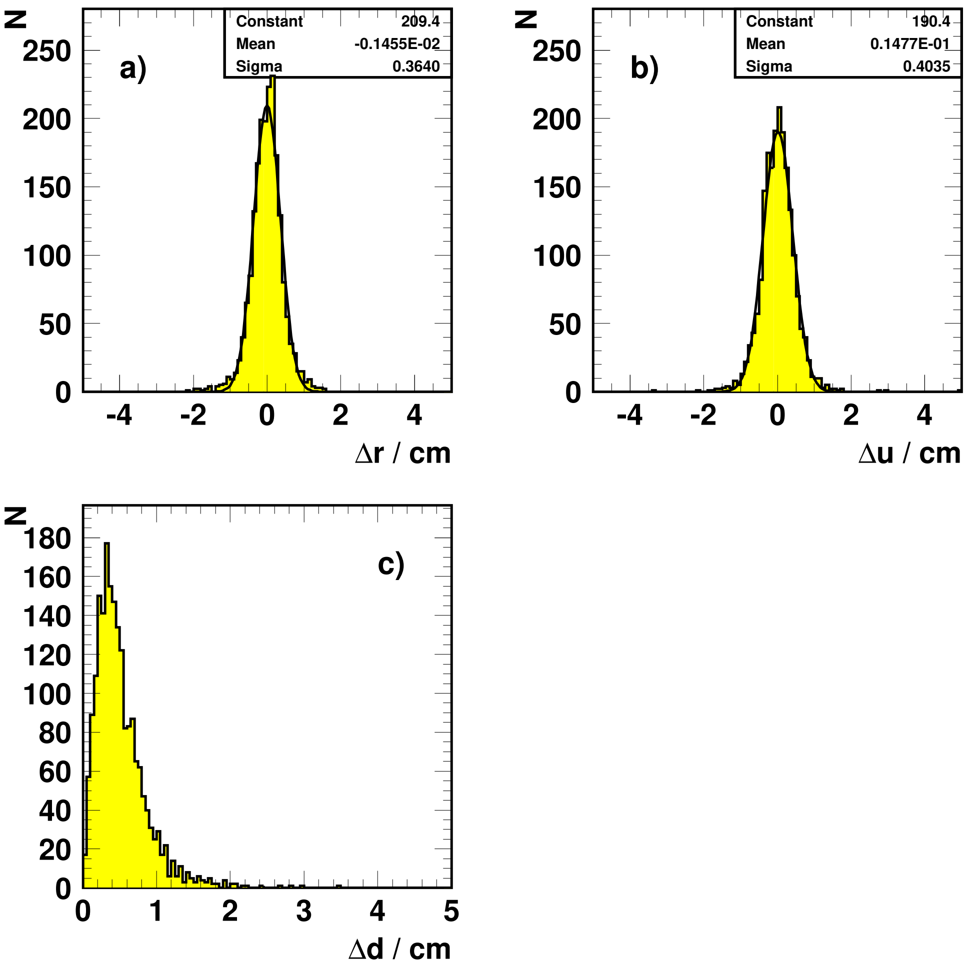



Abbildung 11.2: *Abstände zwischen in die BDC projiziertem elektromagnetischem Cluster und nächstgelegener BDC Spur für stark aufgeschauerte Elektronen (*$Q_t > 10000$*): a) in radialer Richtung, b) in azimutaler Richtung, c) in der Ebenen.*

großen Zellen spiegeln die höhere Anzahl von ausgefallenen Sektoren wieder und sollte sich bei voll funktionsfähiger BDC erhöhen.

| **Effizienz** | |
|---|---|
| große Zellen | 97.5 % |
| kleine Zellen | 98.2 % |

Tabelle 11.1: *Zusammenfassung der Effizienz für Elektronen, die mit dem Verfahren für Einzelspuren rekonstruiert wurden.*

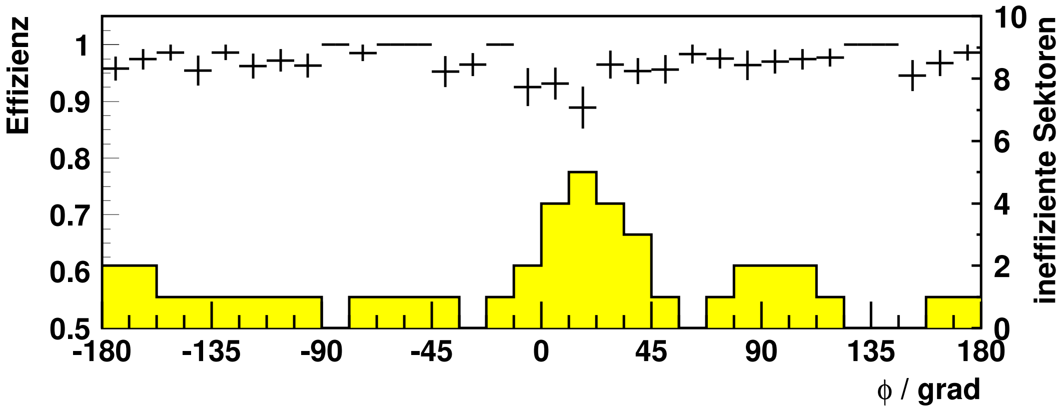



Abbildung 11.3: *Effizienz für Elektronen in Abhängigkeit des Azimutwinkel $\phi$ für den Bereich der großen Zellen ($r > 25cm$). Das Histogramm stellt die Anzahl der ineffizienten Sektoren dar.*

## 11.4 Ortsmessung mit der Rekonstruktionsmethode für schauernde Teilchen

In Abbildung 11.6 sind die Abstände, die analog zu Abschnitt 11.2 berechnet wurden, dargestellt. Anstelle von Spuren, die mit dem Einzelspurverfahren rekonstruiert wurden, sind hier Spuren benutzt, die mit der Rekonstruktionsmethode für schauernde Teilchen (siehe Kapitel 5) gebildet wurden. Die an den radialen Abstand angepaßte Normalverteilung hat eine Breite von $\sigma_{\Delta r} = 0.44cm$. Entfaltet man die oben abgeschätzte Ortsauflösung des Kalorimeters von $\sigma_{Cl} = 0.36cm$, so ergibt sich die mittlere radiale Auflösung des Verfahrens für schauernde Teilchen zu $\sigma_r = 0.25cm$, was plausibel ist, da das Verfahren die Kammerpulse teilweise sogar über mehrere Zellen mittelt. Die Verteilung des azimutalen Abstands besitzt Ausläufer bis zu $5cm$, was sich dann auch im ebenen

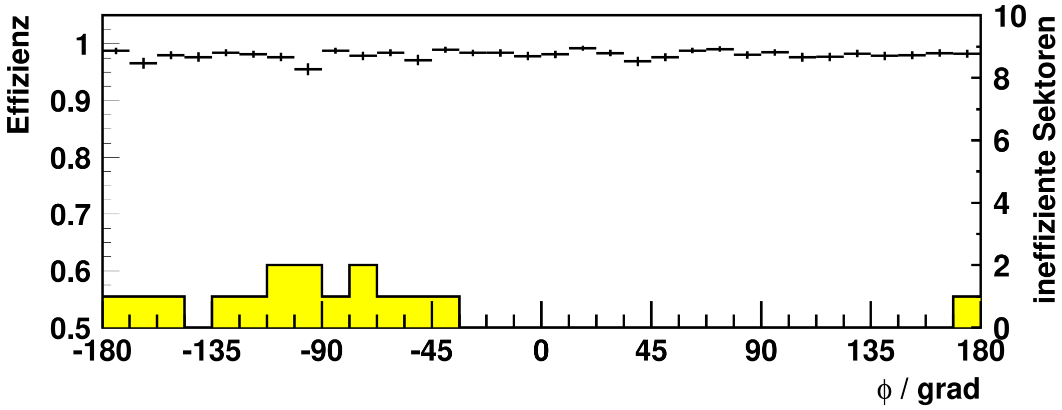



Abbildung 11.4: *Effizienz für Elektronen in Abhängigkeit des Azimutwinkel $\phi$ für den Bereich der kleinen Zellen ($10cm < r < 20cm$). Das Histogramm stellt die Anzahl der ineffizienten Sektoren dar.*

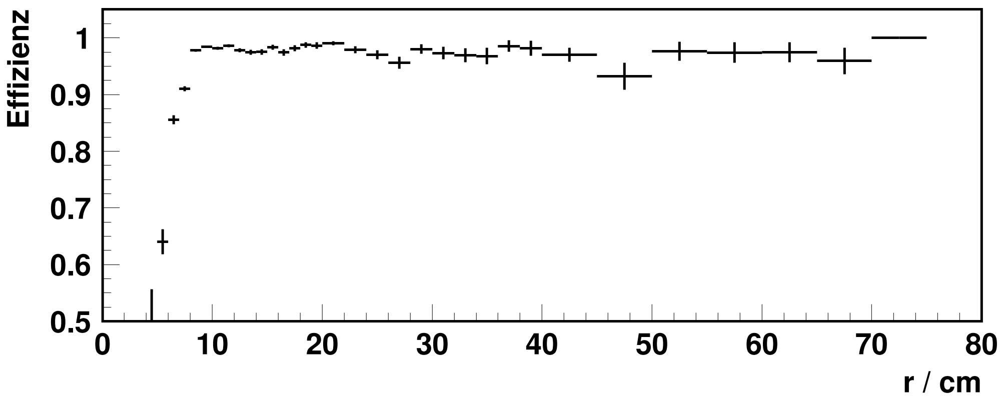



Abbildung 11.5: *Effizienz für Elektronen als Funktion der radialen Position.*

Abstand wiederspiegelt. Die Breite ist hier von der BDC dominiert. Sie kann verstanden werden, wenn man den Zusammenhang zwischen radialer und azimutaler Auflösung aus Abschnitt 9.2 rekapituliert. Mit $\sigma_r = 0.25cm$ sind nämlich azimutale Auflösungen von bis zu $\sigma_u = 3cm$ zu erwarten.

Nach Abbildung 11.7 ändert sich an den Breiten der Verteilungen für schauernde Elektronen wenig, so daß nicht gesagt werden kann, daß das hier diskutierte Verfahren für schauernde Elektronen besonders geeignet sei, was die ursprüngliche Intention war.

## 11.5 Effizienz mit der Rekonstruktionsmethode für schauernde Teilchen

Die Effizienz für Spuren, die mit der Rekonstruktionsmethode für schauernde Teilchen gebildet wurden, wird genauso wie in Abschnitt 11.3 berechnet. Wegen der schlechteren Ortsauflösung wird jedoch auf einen ebenen Abstand von

$$\Delta d \leq 5cm \tag{11.7}$$

geschnitten.

Abbildung 11.8 zeigt die Effizienz für den Bereich der großen Zellen als Funktion des Azimutwinkels $\phi$. Sie beträgt im Mittel 91% und variiert um 5%. Fallen zwei oder mehr Sektoren aus, so geht die Effizienz auf bis zu 75% zurück.

Im Bereich kleinen Zellen (Abbildung 11.9) ist der Effizienzverlauf konstanter und sie beträgt im Mittel 95%, weil hier weniger Sektoren ausgefallen sind.

Der radiale Verlauf der Effizienz ist in Abbildung 11.10 dargestellt. Der steile Abfall bei $r < 8cm$ ist wie beim Verfahren für Einzelspuren durch die Akzeptanz bedingt. Bei $r \approx 25cm$ geht die Effizienz auf 85% zurück, was mit dem Bereich der Übergangszelle zusammenfällt, so daß der Algorithmus für diesen speziellen Zelltyp nicht optimal arbeitet. Ebenso scheint der leichte Abfall im Bereich kleiner Zellen eine technische Ursache zu haben.

## 11.6 Zusammenfassung

Im Vergleich mit dem Verfahren für schauernde Elektronen schneidet das Verfahren für Einzelspuren sowohl die Abstände zwischen Spur und elektromagnetischem Cluster als auch die Effizienz betreffend auch für schauernde Elektronen besser ab.

Die Auflösungen der Abstände sind vom Kalorimeter dominiert und erlauben einen Schnitt auf den ebenen Abstand von $\Delta d < 2.5cm$ zur Unterdrückung von Ereignissen aus der Photoproduktion. Dies ist ein deutlicher Fortschritt im Vergleich zu den alten Detektoren, wo dieser wichtige Analyseschnitt bei $4cm$ lag. Die Effizienz von über 97% erfüllt die Erwartungen, gerade wenn man die ausgefallenen Sektoren berücksichtigt. Sie wird im Betriebsjahr '96 auf 99% steigen, wie hier schon in den Winkelbereichen, die voll funktionieren, der Fall ist.

Das Verfahren für schauernde Elektronen ist nur für eine voll funktionierende BDC geeignet und nicht robust gegen ausgefallene Sektoren. Die schlechtere Ortsauflösung dieses Verfahrens beruht auf seinem Prinzip.

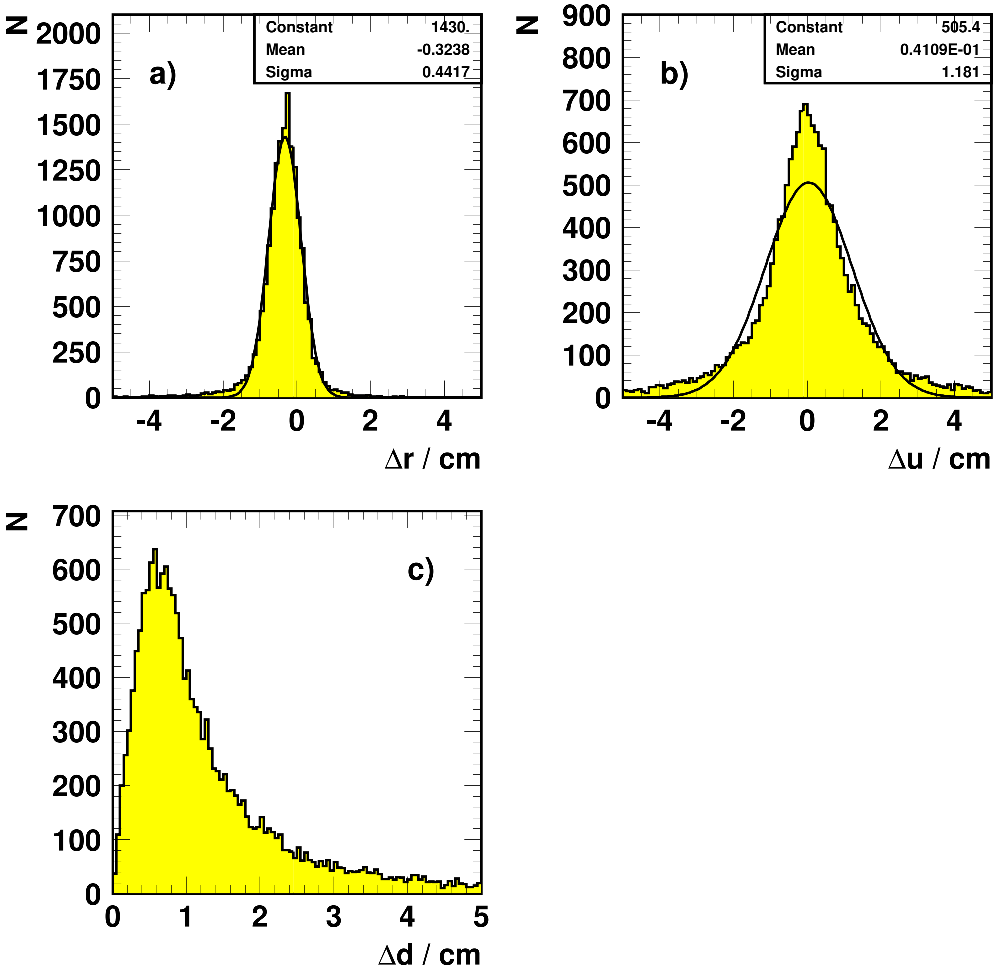



Abbildung 11.6: *Abstände zwischen in die BDC projiziertem elektromagnetischem Cluster und nächstgelegener BDC Spur, die mit dem Verfahren für schauernde Teilchen rekonstruiert wurde: a) in radialer Richtung, b) in azimutaler Richtung, c) in der Ebenen.*

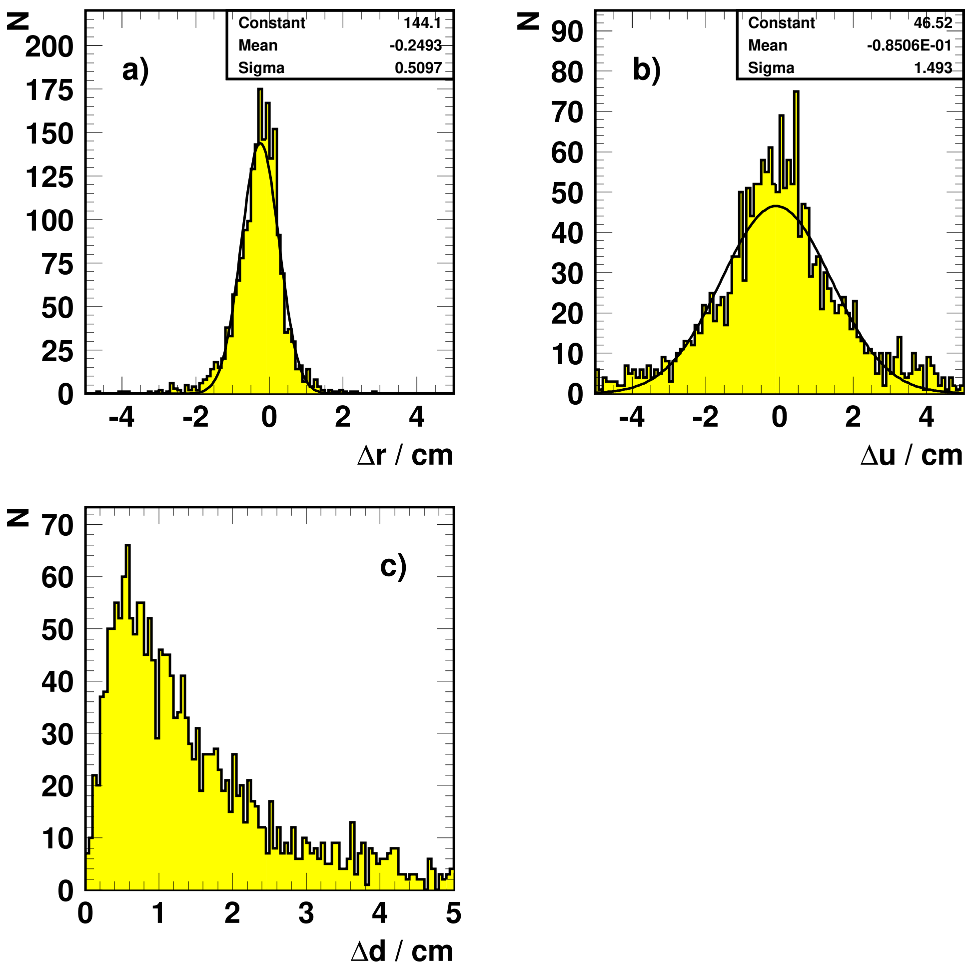



Abbildung 11.7: *Abstände zwischen in die BDC projiziertem elektromagnetischem Cluster und nächstgelegener BDC Spur, die mit dem Verfahren für schauernde Teilchen rekonstruiert wurde, für stark aufgeschauerte Elektronen ($Q_t > 10000$): a) in radialer Richtung, b) in azimutaler Richtung, c) in der Ebenen.*

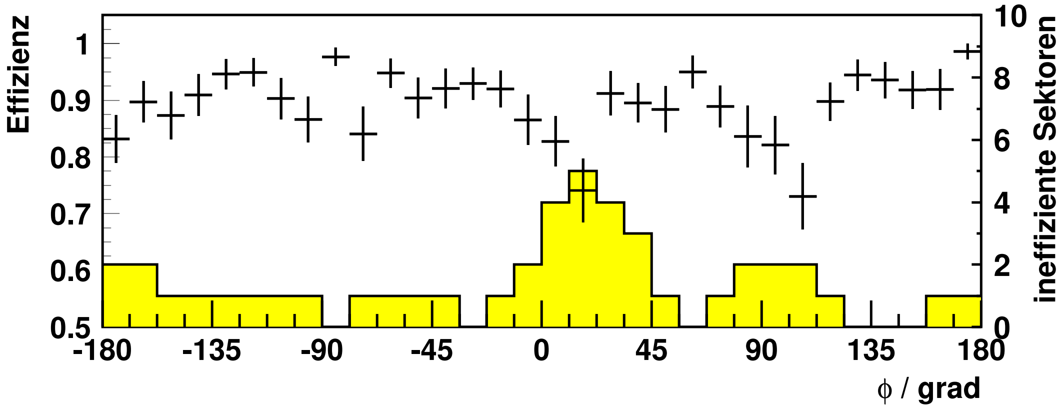



Abbildung 11.8: *Effizienz mit dem Rekonstruktionsverfahren für schauernde Teilchen in Abhängigkeit des Azimutwinkel φ für den Bereich der großen Zellen ($r > 25$cm). Das Histogramm stellt die Anzahl der ineffizienten Sektoren dar.*

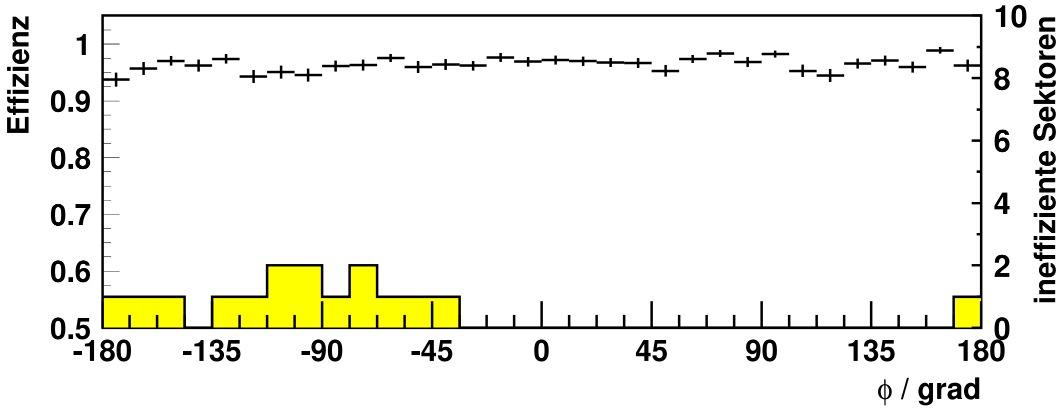



Abbildung 11.9: *Effizienz mit dem Rekonstruktionsverfahren für schauernde Teilchen in Abhängigkeit des Azimutwinkel φ für den Bereich der kleinen Zellen ($10$cm $< r < 20$cm). Das Histogramm stellt die Anzahl der ineffizienten Sektoren dar.*

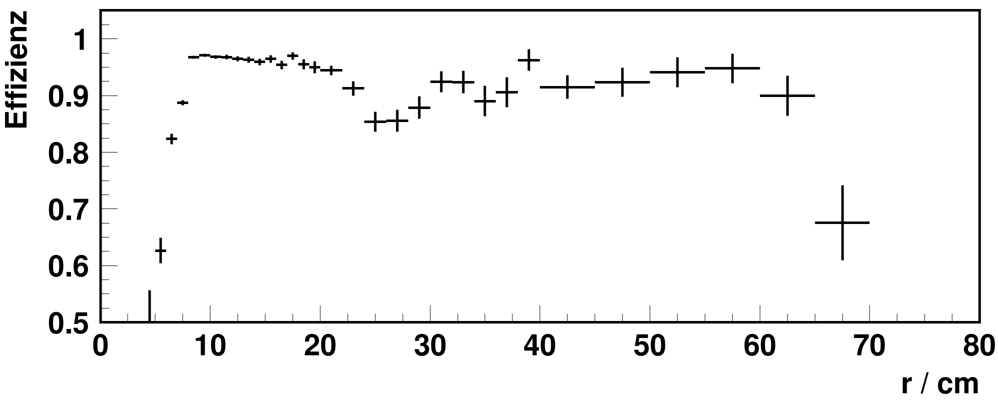



Abbildung 11.10: *Effizienz mit dem Rekonstruktionsverfahren für schauernde Teilchen als Funktion der radialen Position.*

# Kapitel 12

# Energieverlust von Elektronen im Material vor der BDC

Die Energie von Elektronen aus der tief inelastischen Streuung wird im Akzeptanzbereich der BDC ($154^o < \theta < 177^o$) von dem hinter der BDC befindlichen elektromagnetischen Kalorimeter SPACAL gemessen, das eine sehr gute Energieauflösung von $\frac{\Delta E}{E} = \frac{7\%}{\sqrt{E(GeV)}}$ besitzt, was zum Beispiel einen Fehler von $\Delta E = 360MeV$ bei einer Elektronenenergie von $E = 26GeV$ bedeutet. Zwischen dem zentralen Spurdetektor und der BDC befindet sich passives Material von $0.5X_0$ bis $2X_0$ Strahlungslängen, das aus der Endwand des zentralen Detektors, Ausleseelektronik und Kabeln besteht. In diesem Material bilden nun ein großer Teil der Elektronen den Anfang eines Schauers, der zu einem Energieverlust durch Ionisation im *toten* Material führt. Simulationsrechnungen [17] haben gezeigt, daß dieser bis zu $\Delta E = 1GeV$ betragen kann, was im Vergleich zur intrinsischen Auflösung nicht vernachlässigbar ist. Ferner hat sich gezeigt, daß der Energieverlust der Teilchenmultiplizität des Preschauers proportional ist, die über die Ionisationsladung in der BDC gemessen werden kann. In diesem Kapitel wird nun die in der BDC deponierte Ladung mit dem Energieverlust korreliert und daraus eine Korrekturfunktion für die Energiemessung abgeleitet. Zur experimentellen Bestimmung des Energieverlusts wird eine Referenzenergie benötigt, wofür hier die Doppelwinkelmethode benutzt wird.

## 12.1 Teilchenmultiplizität im Preschauer

In einem Konus von $3cm$ um ein Elektron werden in jeder Lage der BDC die Pulsladungen aufgesammelt und der Ladungsmittelwert $Q_t$ nach der in Kapitel 7 vorgestellten *truncated mean* Methode berechnet, dessen Verteilung für gestreute Elektronen in Abbildung 12.1 zu sehen ist. Im Vergleich zu der Spurladung von Pionen (Abbildung 7.6) gibt es viel mehr Ereignisse mit hoher Ladung von zum Teil über $Q_t = 10000$, was 10 geladenen Teilchen entspricht, so daß der Effekt der Preschauerbildung von Elektronen im toten Material klar nachgewiesen ist.

Ein Bild der Materialverteilung ergibt sich, wenn der Aufpunkt des Elektrons für große Spurladungen, $Q_t > 10000$ dargestellt wird (Abbildung 12.2). Es zeigen sich zwei Ringe bei einem Radius von $r = 10cm$ und $r = 20cm$. Der innere Ring gibt das Stahlrohr wieder, das dort unter sehr

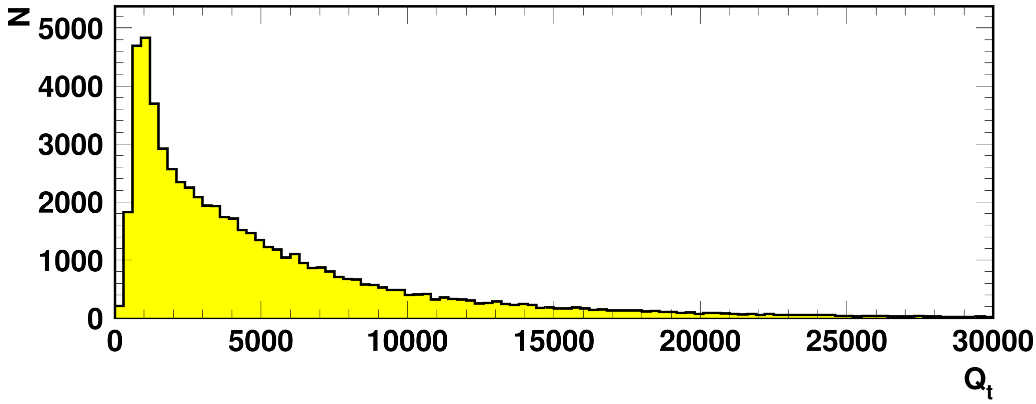



Abbildung 12.1: *Ladung in der BDC in einem Konus um des Elektron.*

flachem Winkel durchquert wird, der äußere wird von der höheren Materialbelegung der Elektronik der inneren z-Kammer, welche massive Abschirmungsbleche enthält, verursacht.

## 12.2 Doppelwinkelmethode

Eine Voraussetzung für die hier vorgestellte Methode ist, daß das einlaufende Elektronen die volle Strahlenergie besitzt und keine Energie durch Abstrahlung eines Photons verloren hat (vergleiche Gleichung 12.3). Deswegen wird auf die longitudinale Impulssumme $\sum(E-p_z)$, wobei über alle Teilchen im Detektor summiert wird, geschnitten, deren Verteilung in Abbildung 12.3 dargestellt ist. Im Anfangszustand ist $\sum(E-p_z) = 2 * E_{beam}$, was aus Gründen der Energie - und Impulserhaltung auch für den Endzustand gilt. Ein abgestrahltes Photon verschwindet im Strahlrohr, so daß die Impulssumme kleiner als der Sollwert ist. Geschnitten wird auf

$$50GeV < \sum(E-p_z) < 60GeV. \tag{12.1}$$

Um den Energieverlust im *toten* Material mit der Ladung in der BDC korrelieren zu können, wird eine Vorhersage der Energie des Elektrons benötigt. Der Energieverlust $\Delta E$ ergibt sich dann aus der Differenz der Referenzenergie $E_{2\alpha}$ und der im Kalorimeter gemessenen Energie $E_e$:

$$\Delta E = E_e - E_{2\alpha}. \tag{12.2}$$

Die Kinematik der Ereignisse der tiefinelastischen Streuung wird durch zwei unabhängige Parameter bestimmt, zum Beispiel den Streuwinkel $\theta_e$ und die Energie $E_e$ des gestreuten Elektrons. Alternativ zur Elektronenergie kann auch der Streuwinkel des hadronischen Jets $\theta_{Jet}$ benutzt werden und aus den beiden Winkeln die Energie des Elektrons vorhergesagt werden. Diese ergibt sich

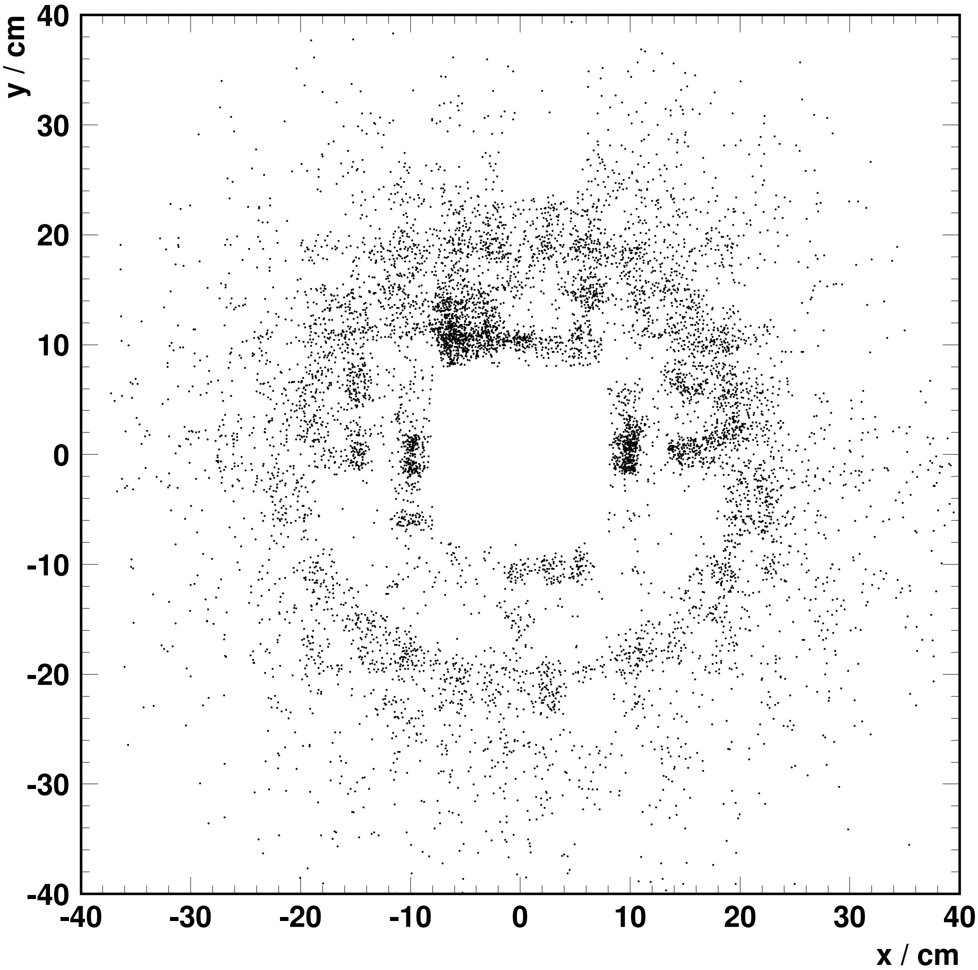



Abbildung 12.2: *Aufpunkte von stark schauernden Elektronen im Kalorimeter.*

nach [22] zu

$$E_{2\alpha} = \frac{E_{beam} * \sin\theta_{Jet}}{\sin\theta_{Jet} + \sin\theta_e - \sin(\theta_e + \theta_{Jet})}, \tag{12.3}$$

wobei $E_{beam}$ die Energie des einlaufenden Elektrons ist. Der Streuwinkel des Jets $\theta_{Jet}$ ergibt sich nun durch Summation über alle Hadronen $h$ mit der Energie $E_h$ und dem Polarwinkel $\cos\theta_h$ des hadronischen Endzustands:

$$\cos\theta_{Jet} = \frac{\sum_h E_h * \cos\theta_h}{\sum_h E_h}. \tag{12.4}$$

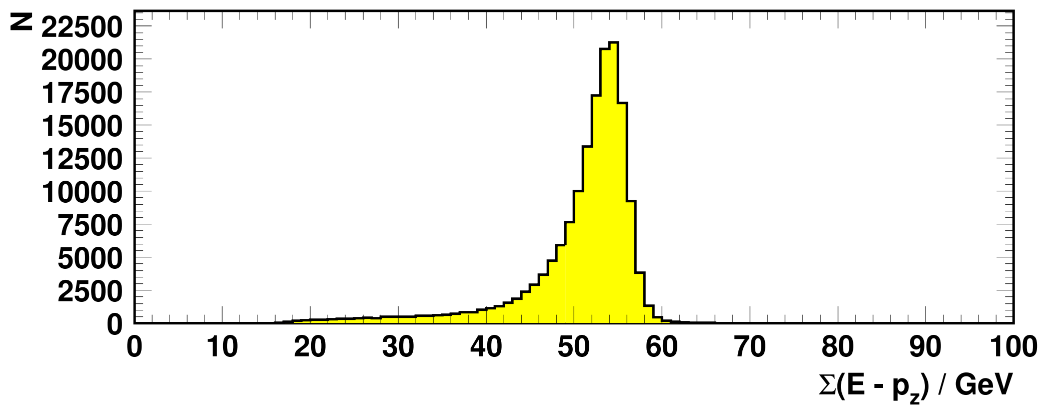



Abbildung 12.3: *Longitudinale Impulssumme.*

In Abbildung 12.4 ist die Verteilung des Polarwinkels des hadronischen Endzustands zu sehen. Um die Systematik der Bestimmung der Referenzenergie zu untersuchen, ist der mittlere Energieverlust $\langle \Delta E \rangle$ als Funktion von $\theta_{Jet}$ in Abbildung 12.5 gezeigt, Abbildung 12.6 zeigt die Auflösung des Energieverlusts. Die Mittelwerte und Auflösungen zeigen im Bereich von $40^o < \theta_{Jet} < 120^o$ einen flachen Verlauf, für $\theta_{Jet} < 40^o$ fällt $\langle \Delta E \rangle$ systematisch ab, für $\theta_{Jet} > 120^o$ steigt der Mittelwert an, zusätzlich wird hier die Auflösung schlechter, so daß auf den mittleren Winkelbereich geschnitten wird:

$$40^o < \theta_{Jet} < 120^o. \tag{12.5}$$

Abbildung 12.7 zeigt die Verteilung der Energie des Elektrons nach allen Schnitten. Es bleiben nur Elektronen mit einer Energie von $E_e > 25GeV$ übrig, so daß die Doppelwinkelmethode nur im Bereich des sogenannten *kinematischen Peaks* funktioniert, was eine Einschränkung des Verfahrens bedeutet.

## 12.3 Korrektur des Energieverlusts

Nachdem der Energieverlust mit Hilfe der Doppelwinkelmethode gemessen werden kann, wird dieser zur Bestimmung einer Korrektur als Funktion der in der BDC deponierten Ladung betrachtet (Abbildung 12.8). Für große Teilchenmultiplizitäten in der BDC ergibt sich wie erwartet ein Energieverlust im Material von bis zu $\langle \Delta E \rangle = 1GeV$. Auch zeigt sich der aus den Simulationen erwartete lineare Zusammenhang, so daß sich aus der Anpassung einer Geraden eine Korrekturfunktion ergibt:

$$\Delta E(Q_t) = 0.4 * 10^{-4} * Q_t. \tag{12.6}$$

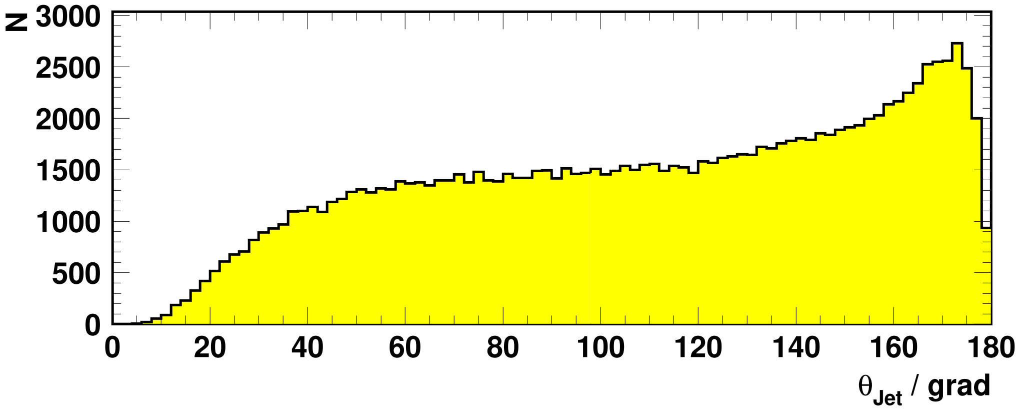



Abbildung 12.4: *Polarwinkel des hadronischen Endzustands.*

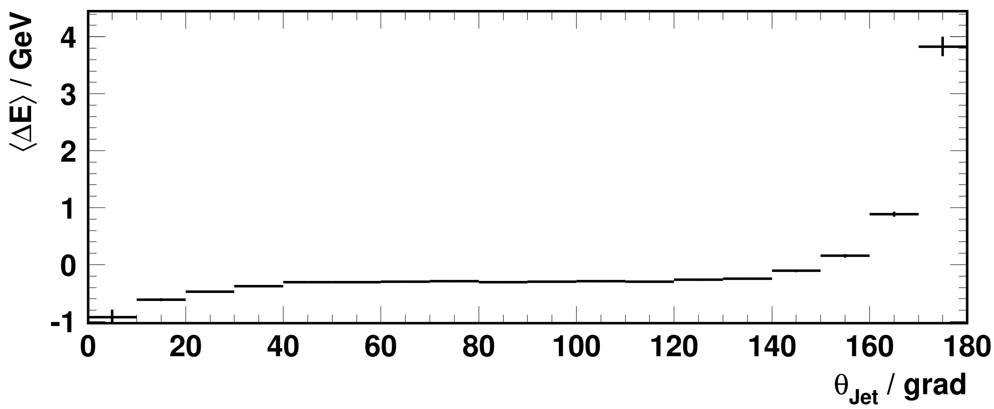



Abbildung 12.5: *Mittlere Energiedifferenz zwischen im Kalorimeter gemessener und aus der Doppelwinkelmethode vorhergesagten Energie als Funktion des Polarwinkel des hadronischen Endzustands.*

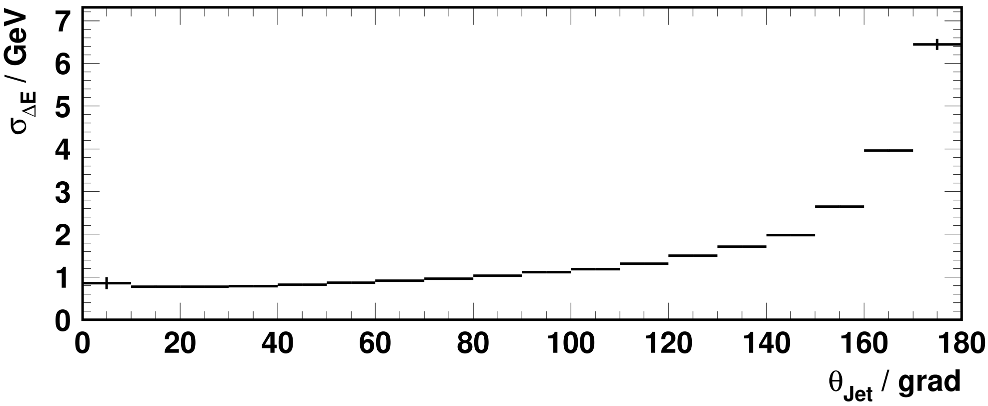



Abbildung 12.6: *Breite der Energiedifferenz zwischen im Kalorimeter gemessener und aus der Doppelwinkelmethode vorhergesagten Energie als Funktion des Polarwinkel des hadronischen Endzustands.*

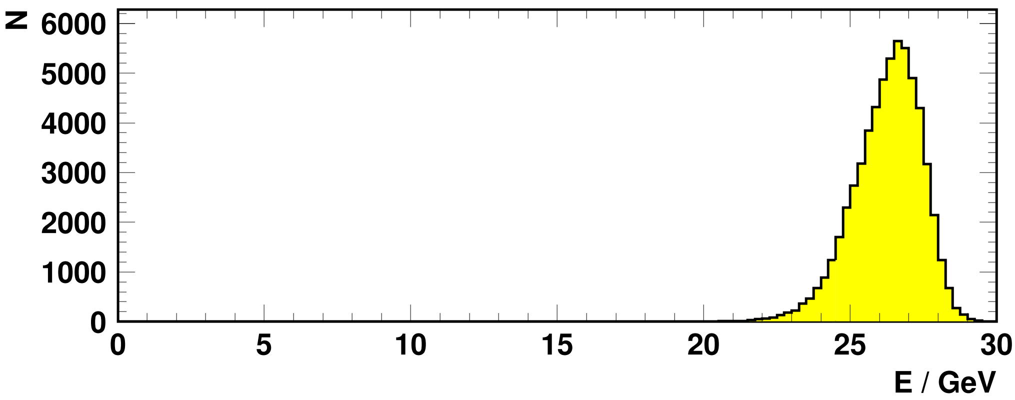



Abbildung 12.7: *Im Kalorimeter gemessene Energie nach allen Schnitten.*

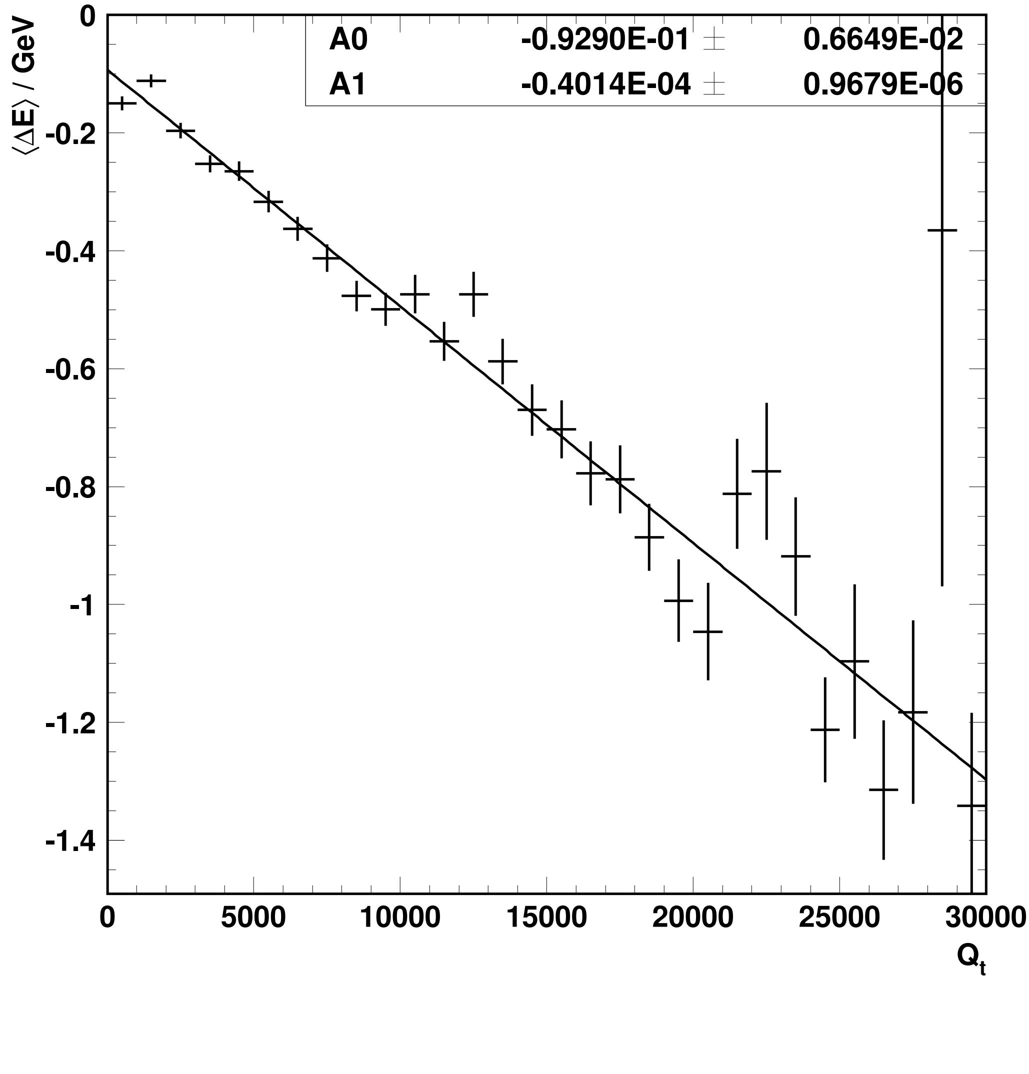



Abbildung 12.8: *Mittlere Energiedifferenz zwischen im Kalorimeter gemessener und aus der Doppelwinkelmethode vorhergesagten Energie als Funktion der in einem Konus um des Elektron bestimmten Ladung in der BDC.*

Abbildung 12.9 zeigt die Verteilung des Energieverlusts vor und nach der Korrektur. Sie bewirkt eine Verschiebung des Mittelwertes von $\langle \Delta E \rangle = -0.30 GeV$ nach $\langle \Delta E \rangle = -0.09 GeV$. Zusätzlich ergibt sich eine Reduktion der Breite von $\sigma_{\Delta E}(nkor) = 1.06 GeV$ zu $\sigma_{\Delta E}(kor) = 1.04 GeV$. Die Breite der unkorrigierten Verteilung setzt sich aus drei Komponenten zusammen:

- die Auflösung der Doppelwinkelenergie $\sigma_{2\alpha}$ ,
- die Auflösung der im SPACAL gemessenen Energie $\sigma_E$ ,
- der Energieverlust im *toten* Material $\sigma_{Mat}$ .

$$\sigma^2_{\Delta E}(nkor) = \sigma^2_{2\alpha} + \sigma^2_E + \sigma^2_{Mat}. \qquad (12.7)$$

In der korrigierten Verteilung ist $\sigma_{Mat} = 0$:

$$\sigma^2_{\Delta E}(kor) = \sigma^2_{2\alpha} + \sigma^2_E, \qquad (12.8)$$

woraus $\sigma_{Mat} = 200 MeV$ folgt.

Die Korrektur auf Energieverlust im *toten* Material bewirkt also eine Verbesserung der Energiemessung des Elektrons um $200 MeV$ bei $26 GeV$ mittlerer Energie, was umgerechnet eine Verbesserung um

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{4\%}{\sqrt{E(GeV)}} \qquad (12.9)$$

bedeutet. Dies ist verglichen zu der angestrebten Energieauflösung von $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{7\%}{\sqrt{E(GeV)}}$ eine große Korrektur.

Für die Messung der Strukturfunktion $F_2$ ist insbesondere bei kleinem y, was dem Energiebereich des kinematischen *peaks* entspricht, für den die Korrektur in diesem Kapitel entwickelt wurde, eine gute Kontrolle der systematischen Unsicherheit der Energiemessung erforderlich (vergleiche auch Abschnitt 1.2), die für das Kalorimeter $\delta E = 270 MeV$ beträgt. Wie Abbildung 12.8 zeigt, kommt es durch den Energieverlust zu einer einseitigen Verschiebung der Energie um bis zu $\delta E = 900 MeV$. Für 30% der Elektronen ist die Verschiebung größer als $\delta E = 270 MeV$, so daß der Energieverlust der dominierende Effekt für die Unsicherheit in $F_2$ bei kleinem $y$ ist. Die hier entwickelte Preschauer Korrektur erlaubt nun eine Korrektur für jedes einzelne Ereignis, was so zu einer deutlichen Verringerung der systematischen Unsicherheit führt.

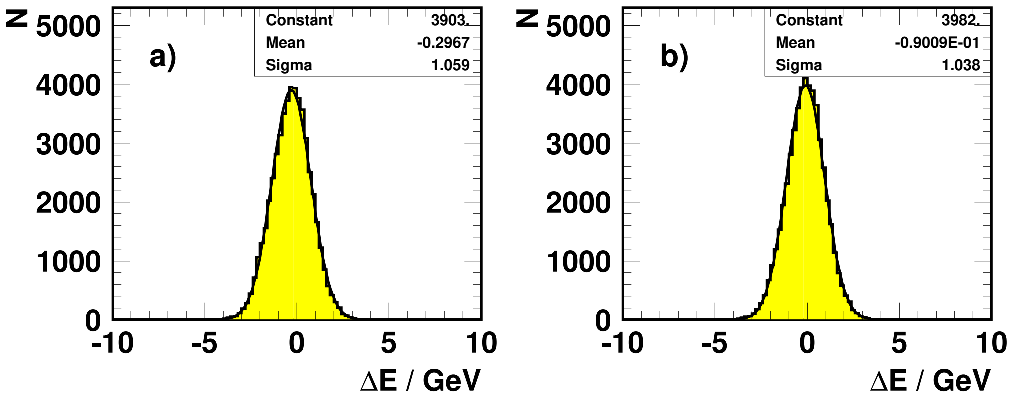



Abbildung 12.9: *Energiedifferenz zwischen im Kalorimeter gemessener und aus der Doppelwinkelmethode vorhergesagten Energie: a) ohne Korrektur, b) mit Korrektur.*

# Kapitel 13

# Zusammenfassung

Im Rahmen des Detektor upgrade Programms für das H1 Experiment wurde 1995 die Rückwärtsdriftkammer BDC in das Experiment eingebaut und in Betrieb genommen. Die Kammer lief über das ganze Jahr stabil und es traten keine längeren Ausfallzeiten auf, jedoch sind im Laufe des Jahres einzelne Sektoren mit Hochspannungsproblemen ausgefallen, so daß am Ende der Strahlzeit 10% der Kammer defekt waren. Die Fehler wurden lokalisiert und behoben, so daß für 1996 eine voll funktionsfähige Kammer zur Verfügung steht.

Aufgrund der Geometrie der BDC ist ein komplexes dreidimensionales Rekonstruktionsverfahren erforderlich, das außerdem den Ausfall einzelner Sektoren kompensieren kann. Der hier entwickelte Kalmanfilter leistet das geforderte.

Der systematische Fehler der Kalibration auf die Ortsmessung ist über den gesamten Driftweg kleiner als $100\mu m$ und die Einzelhitauflösung beträgt $\sigma_{Hit} = 340\mu m$, woraus sich die intrinsischen Auflösungen in den Spurparametern von $\Delta r < 0.05cm$ und $r * \Delta\phi < 0.5cm$ ergeben, was die Anforderungen an die Genauigkeit der Bestimmung des Streuwinkels des Elektrons erfüllt.

Die Messung der Effizienz der einzelnen Driftzelle ergab unter Weglassen der Randeffekte 96% für die großen und 94% für die kleinen Zellen, was befriedigend ist, 1996 aber noch optimiert werden kann. Der Lorentzwinkeleffekt an den Sektorrändern wurde nachgewiesen und $\alpha_L \approx 40^o$ abgeschätzt.

Zur Überprüfung der Gesamteffizienz wurde mit Spuren aus dem zentralen Detektor verglichen und eine mittlere Effizienz von 95% für Pionen gemessen. Die azimutalen Schwankungen der Effizienz konnten mit ausgefallenen Sektoren korreliert werden.

Die Effizienz für Elektronen beträgt im Mittel 97%, in voll funktionierenden Winkelbereichen 99%, so daß die BDC einen substantiellen Beitrag zur Elektronenidentifikation liefert. Die Ortsmessungen von BDC und SPACAL stimmen mit $\sigma_r = 0.36cm$ überein.

Der Energieverlust von Elektronen im Material vor der BDC wurde nachgewiesen und er beträgt bis zu $\langle\Delta E\rangle = 1GeV$. Eine Korrekturfunktion in Abhängigkeit von der in der BDC deponierten Ionisationsladung wurde aus den Daten abgeleitet, die eine Verbesserung der Energiemessung um $\Delta\sigma_E = 200MeV$ erlaubt.

Im Vergleich zu der vorher eingebauten Proportionalkammer BPC bringt die BDC für die Messung der Strukturfunktion $F_2$ folgende Verbesserungen: Die Auflösung und der systematische Fehler der Bestimmung des Streuwinkels wurde von $\delta\theta = 2.5mrad$ auf $\delta\theta \leq 0.5mrad$ gesenkt, was insbesondere die Systematik der $Q^2$ Bestimmung verbessert. Die für die Trennung von Elektronen und Pionen wichtige Übereinstimmung zwischen Spur und Clusterposition lassen einen Schnitt im ebenen Abstand von $\Delta d < 2cm$ zu, was eine Verbesserung um einen Faktor 2 gegenüber den alten Detektoren ist und die Ausdehnung des kinematischen Bereichs zu großen $y$ erlaubt. Völlig neu ist schließlich die Möglichkeit zur Korrektur des Energieverlusts, die eine systematische Verbesserung bei kleinem $y$ bewirkt.

Zusammenfassend ist festzustellen, daß die BDC im ersten Betriebsjahr die in sie gesetzten Erwartungen voll erfüllt hat und in den nächsten Jahren wichtige Beiträge für das Physikprogramm bei H1 und insbesondere für die Messung der Strukturfunktion $F_2$ bei kleinem $x$ liefern wird.

# Literaturverzeichnis

[1] B. Wiik,
Procedings of the workshop Physiks at HERA,
DESY (1991) Vol 1, 1.

[2] H1 Collaboration (I.Abt et al.),
The H1 detector at HERA,
DESY 94-103 (1994).

[3] H1-Collaboration (I.Abt et al.),
Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ in the Low-x Region at HERA,
Nuclear Physics B407 (1993) 515.

[4] F. Jacquet, A. Blondel,
Detectors for Charge Current Events,
DESY 79/48 (1979) S.391-394.

[5] K. Müller,
Measurement of the proton structure function $F_2$ at low Bjorken $x$ at the H1 experiment,
Dissertation, Universität Zürich (1994).

[6] H1 Collaboration,
Technical Proposal to built Silicon Tracking Detectors for H1,
DESY PRC 92/01 (1992).

[7] H1 Collaboration,
Performance of an Electromagnetic Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter for the H1-Detector,
DESY 95-165 (1995).

[8] The H1 Collaboration,
Technical Proposal to Upgrade the Backward Scattering Region of the H1 Detector,
DESY PRC 93/02 (1993).

[9] Rainer Wallny,
Diplomarbeit in Vorbereitung.

[10] Marco Werner,
Test eines Prototypen der Rückwärts-Driftkammer (BDC) des H1-Detektors mit einem Elektronenstrahl,
Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1994).

[11] Sebastian Hausmann,
Entwicklung des Steuer und Kontrollsystems für die Rückwärtsdriftkammer (BDC) des H1-Detektors und experimentelle Untersuchungen von Kammerprototypen,
Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1995).

[12] Rainer Wilhelm,
Aufbau eines Teststands zur Auslese von Testkammern für die Rückwärtsdriftkammer (BDC) des H1-Experiments und Bestimmung von Betriebsparametern mit verschiedenen Driftgasen,
Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1994).

[13] Malte Hildebrandt,
persönliche Mitteilung (1996).

[14] Pierre Billoir,
Progressive Track Recognition with a Kalman-like Fitting Procedure,
Computer Physics Communications 57 (1989) 390-394.

[15] R. Frühwirth,
Application of Kalman Filtering to track and Vertex Fitting,
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A262 (1987) 444-450.

[16] W. H. Press et al.,
Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing,
Cambridge (1986).

[17] Martin Mechenbier,
Der Einfluß nicht-sensitiven Detektormaterials auf die Elektronenrekonstruktion im Rückwärtsbereich von H1,
Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1994).

[18] Marco Werner,
persönliche Mitteilung (1996).

[19] S. Burke et al.,
Track Finding and Fitting in the H1 Forward Track Detektor,
DESY 95-132 (1995).

[20] Judith Katzy,
Dissertation in Vorbereitung.

[21] B. Schmidt,
persönliche Mitteilung (1996).

[22] S. Reinshagen,
Messung der Strukturfunktion $F_2$ bei kleinen Impulsüberträgen am H1-Experiment bei HERA,
Dissertation, Universität Hamburg (1995).

# Danksagung

Herrn Professor Dr. Franz Eisele danke ich für die intensive Betreuung der Arbeit, seine ständige Diskussionsbereitschaft und tatkräftige Unterstützung. Auch danke ich Herrn Professor Dr. Karlheinz Meier für die Begutachtung der Arbeit.

Außerdem möchte ich mich bei allen Mitgliedern der H1 Kollaboration und der Heidelberger HE Gruppe für das gute Arbeitsklima und die erfahrene Unterstützung bedanken, wobei ich besonders Frau Judith Katzy herausheben möchte, die mich durch *dick und dünn* begleitet hat.

Mein größter Dank gilt Sabine für ihre Unterstützung und für zwei Jahre telefonieren, Briefe schreiben und Zug fahren.