

Interner Bericht  
DESY F14-87-03  
Mai 1987

MONTE-CARLO-UNTERSUCHUNGEN ZUR SPURERKENNUNG  
UND IMPULSAUFLÖSUNG IN DER H1-JETKAMMER

von

F. Sefkow

Eigentum	Y	Bibliothek
Property		Library
Zugriff	13. JUL 1987	
Accession		
Leihfrist	1	days
Loan period		

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

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

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

# MONTE-CARLO-UNTERSUCHUNGEN ZUR SPURERKENNUNG UND IMPULSAUFLÖSUNG IN DER H1-JETKAMMER

FELIX SEFKOW

II. Institut für Experimentalphysik  
Universität Hamburg

18. Mai 1987

## Abstract

The H1 detector for the study of ep interactions at HERA has a central jet chamber to measure the momenta of individual charged particles in jets. The cells of the drift chamber are inclined with respect to the radial direction in order to compensate the Lorentz angle geometrically. In this work a pattern recognition program for the H1 jet chamber has been developed, which is derived from the method used for the JADE detector. Special problems arising from the Lorentz angle compensating geometry and their treatment are described in detail. The reconstruction efficiency is 98% for tracks with momenta  $p_{\perp} > 0.6 \text{ GeV}/c$  in the central region ( $30^{\circ} < \theta < 150^{\circ}$ ). Using this program a Monte Carlo study with Lund charged current events has been performed. The momentum resolution for tracks in jets was calculated by comparing the reconstructed momenta with the original values.

## Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>1 Grundlagen</b>	<b>5</b>
1.1 HERA	5
1.2 e-p-Reaktionen bei HERA	6
1.3 Der H1-Detektor	13
1.4 Driftkammern	13
1.5 Die zentrale Jetkammer bei H1	16
1.6 Ziel und Methode dieser Studie	19
<b>2 Simulation</b>	<b>21</b>
2.1 Das Lund-Modell	21
2.2 Detektorsimulation	24
2.2.1 Koordinatensystem	24
2.2.2 Propagation im Magnetfeld	24
2.2.3 Wechselwirkung mit Materie	25
2.2.4 Driftzeitberechnung	27
2.2.5 Berücksichtigung der Detektorauflösung	28
2.2.6 Graphik-System	29
<b>3 Spurerkennung</b>	<b>30</b>
3.1 Die Methode der Spurerkennung	31
3.2 Berücksichtigung der H1-Geometrie	35
3.2.1 Neue Begrenzung des Arbeitsfeldes	36
3.2.2 Punkte an den Grenzen	36
3.2.3 Exakte Krümmungsberechnung	37
3.2.4 Behandlung mehrfach benutzter Meßpunkte	38
3.3 Allgemeine Verbesserungen	38
3.3.1 Überprüfung des Punktmusters einer Spur	38
3.3.2 Verwendung der rz-Ebene	39
3.4 Grenzen des Verfahrens und Erweiterungsmöglichkeiten	39
<b>4 Ergebnisse</b>	<b>45</b>
4.1 Impulsauflösung für isolierte Spuren	46
4.2 Eigenschaften der simulierten Ereignisse	49
4.2.1 Auswahl der Ereignisse und kinematischer Bereich	49

4.2.2	Eigenschaften der Jets	50
4.3	Messung des Jet-Impulses	55
4.4	Assoziation rekonstruierter Spuren mit Original-Daten	58
4.5	Nachweiswahrscheinlichkeit	59
4.6	Impulsauflösung für einzelne Spuren in Jets	60
Zusammenfassung		63
A Anhang		65
A.1	Parameter der lorentzwinkelkompensierenden Geometrie	65
A.2	Berechnung der Krümmungen für das Spurerkennungs-Histogramm	67
Literaturverzeichnis		68
Danksagung		71

## Einleitung

Die bisher experimentell beobachteten Wechselwirkungen der Elementarteilchen können heute im Rahmen des sogenannten Standardmodells gut beschrieben werden. Die vereinheitlichte Theorie der elektroschwachen Kräfte ist durch die Entdeckung der W- und Z-Bosonen ausgezeichnet bestätigt worden. Die Quantenchromodynamik (QCD) liefert qualitativ gute Übereinstimmung mit der Phänomenologie stark wechselwirkender Teilchen, wenn auch der heutigen Experimenten zugängliche Bereich kleiner Impulsüberträge sich exakten Berechnungen noch entzieht.

Aus theoretischer Sicht jedoch bleibt das Standardmodell in mehreren Punkten unbefriedigend. Es enthält zu viele freie Parameter (z.B. die Quark- und Leptonmassen), es bereitet Schwierigkeiten bei der Ausdehnung auf höhere Energiebereiche, und es bietet keine Möglichkeit zur Verbindung mit Gravitation. Zu seiner Erweiterung gibt es zahlreiche Vorschläge; die gegenwärtigen Hauptströmungen beinhalten entweder eine Substruktur von Quarks und Leptonen, oder aber Supersymmetrie. Keiner der Kandidaten ist bisher durch experimentelle Hinweise ausgezeichnet, doch gibt es gute Gründe dafür, daß die "Neue Physik" sich schon bei Energien unterhalb der Größenordnung 1 TeV zeigen sollte.

Die Erweiterung des kinematischen Bereichs tief inelastischer Lepton-Nukleon-Streuxperimente um zwei Größenordnungen in  $Q^2$  ermöglicht quantitative Überprüfungen der QCD und ist eine der besten Motivationen für den Bau des Elektron-Proton-Speicherringes HERA [1]. Er soll 1990 bei DESY in Hamburg fertiggestellt werden und wird die Untersuchung von Elektron-Proton-Kollisionen bei Schwerpunktsenergien bis zu 314 GeV erlauben. Die Suche nach "exotischen Phänomenen" wird neben der Messung der Proton-Strukturfunktionen eine dominante Rolle bei HERA spielen und möglicherweise Wege zur Physik jenseits des Standardmodells aufzeigen [2].

Die Endzustände der e-p-Kollisionen werden mit Großdetektoren gemessen, die einen großen Teil des Raumwinkels erfassen und Komponenten zur Spurmessung geladener Teilchen, elektromagnetische und Hadronen-Kalorimeter sowie Myon-Nachweissysteme haben. Die vorliegende Arbeit stellt einen Beitrag zur Vorbereitung des von der H1-Kollaboration geplanten Experiments dar.

Die zentrale Jetkammer des H1-Detektors dient der Rekonstruktion der Ereignistopologien und soll die Messung der Impulse geladener Teilchen auch innerhalb der auftretenden Jets ermöglichen. Um die Einflüsse der bei HERA-Ereignissen zu erwartenden Spurdichten im Zusammenspiel mit der Detektorgeometrie abzuschätzen, ist die Messung von e-p-Ereignissen in der Jetkammer mit Monte-Carlo-Methoden simuliert worden; die Entwicklung eines Spurerkennungsverfahrens zur Rekonstruktion der Ereignisse bildete einen Schwerpunkt der Arbeit. Aus dem Vergleich der rekonstruierten Werte mit den ursprünglichen Daten ergeben sich Aufschlüsse über die Leistungsfähigkeit des Detektors, insbesondere die

Impulsauflösung für Spuren geladener Teilchen in Jets.

Im folgenden Kapitel werden die Grundlagen dieser Studie kurz zusammengestellt; dabei wird auf die Physik der e-p-Reaktionen und die Funktionsweise von Driftkammern eingegangen, und es wird die Methode der Untersuchung genauer erläutert. Das nächste beschreibt dann die Erzeugung der Ereignisse und die Simulation des Detektorverhaltens und der Messung. Darauf folgt die ausführliche Erläuterung des Spurrekonstruktionsverfahrens und einiger besonderer mit der Geometrie der Jetkammer zusammenhängender Probleme. Im vierten Kapitel schließlich wird das Auswerteverfahren beschrieben, und es werden die Ergebnisse der Untersuchung aufgeführt und diskutiert; eine Zusammenfassung bildet den Schluß.

# Kapitel 1

## Grundlagen

Für diese Untersuchung sind sowohl die Eigenschaften von HERA-Ereignissen als auch die des Detektors wichtig. Die folgenden Abschnitte sollen einige Grundlagen bereitstellen, auf die später zurückgegriffen wird, und den Rahmen der Arbeit erhellen.

Nach einer kurzen Vorstellung des Beschleunigers HERA wird auf die physikalischen Prozesse in der Elektron-Proton-Streuung und die zu erwartenden Endzustände eingegangen; dabei werden die zur Charakterisierung der Kinematik eines Ereignisses benutzten Variablen eingeführt.

Der H1-Detektor wird dargestellt, und nach einigen Erläuterungen zur Funktionsweise von Driftkammern folgt eine Beschreibung der zentralen Jetkammer. Schließlich werden Ziele und Methode dieser Untersuchung skizziert.

### 1.1 HERA

Die Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA [3] besteht aus zwei getrennten Magnetsystemen für Protonen und Elektronen in einem  $6.3\text{ km}$  langen Ringtunnel (Abb. 1.1). Die maximale Energie beträgt für die Protonen  $820\text{ GeV}$  und für die Elektronen  $30\text{ GeV}$ ; begrenzt durch die erreichbare Stärke der magnetischen Führungsfelder im ersten und durch Synchrotronstrahlungsverluste im zweiten Fall. An vier Wechselwirkungspunkten treffen die Strahlen (unter  $0^\circ$ ) aufeinander; damit stehen für die Kollisionen Schwerpunktsenergien bis zu  $314\text{ GeV}$  und Impulsüberträge (zum Quadrat) bis zu  $98400(\text{GeV}/c)^2$  zur Verfügung.

Es wird eine Luminosität von  $1.5 \cdot 10^{31}\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$  angestrebt, das ergibt, über eine Zeit von 155 Tagen integriert,  $200\text{ pb}^{-1}$ . Sie soll u. a. durch die hohe Zahl von 210 Teilchenpaketen ('bunches') in den Strahlen erreicht werden; das daraus resultierende kurze Zeitintervall von  $96\text{ ns}$  zwischen zwei Begegnungen ('bunch crossings') stellt besondere Anforderungen an die Experimente.

Die technische Herausforderung der Anlage liegt in der supraleitenden Konstruktion der Protonen-Magnete. Das angestrebte Nennfeld der Dipole von  $4.5\text{ T}$  läßt sich konventionell nicht sinnvoll verwirklichen. Da Eisen zur Feldformung nicht mehr in Frage kommt, kommen zu den kryotechnischen Problemen enorme mechanische Präzisionsanforderungen hinzu.

Eine weitere Besonderheit stellen die Spin-Rotatoren dar, die eine longitudinale Polarisation des Elektronenstrahls herstellen und damit empfindliche Tests der elektroschwachen Wechselwirkung erlauben sollen.

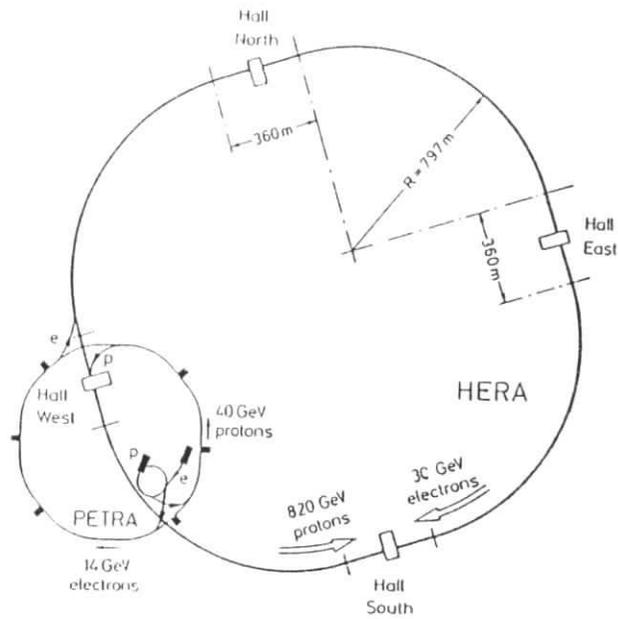


Abbildung 1.1: Die Speicherringanlage HERA. (Aus [3])

## 1.2 e-p-Reaktionen bei HERA

Den Impulsüberträgen bei HERA entsprechen Wellenlängen, die viel kleiner sind als der Radius des Protons. Das Elektron "sieht" daher direkt die Quarks im Innern; in diesem Sinne ist HERA eigentlich ein "Elektron-Quark-Collider".

Dementsprechend kann die tief inelastische Elektron-Proton-Streuung im Quark-Parton-Modell als inkohärente Superposition elastischer Streuung an freien, punktförmigen Spin- $\frac{1}{2}$ -Konstituenten beschrieben werden. Die Wechselwirkungen der Quarks untereinander und die anschließende Hadronisation gehen in die Berechnung der Wirkungsquerschnitte nicht ein, da sie sich in Bereichen kleinerer Impulsüberträge (oder größerer Zeiten) abspielen als der Parton-Prozess.

Die wichtigsten Reaktionen (nach dem Standardmodell) sind die Streuung durch Austausch eines neutralen Stroms (*neutral current*; NC), also eines Photons  $\gamma$  oder  $Z^0$ -Bosons, oder aber eines geladenen Stroms (*charged current*; CC), also eines  $W^\pm$ -Bosons. Das Lepton im Endzustand ist im ersten Fall wieder ein Elektron, im zweiten Fall hingegen ein Neutrino, das im Detektor nicht nachgewiesen werden kann. Die Graphen niedrigster Ordnung zeigt Abb. 1.2, die Topologien verdeutlicht Abb. 1.3.

Die Ereignisraten werden allerdings dominiert von der sogenannten Photoproduktion, dem Austausch eines quasi-reellen Photons ( $q^2 \approx 0$ ). — Neben der einfachen Streuung spielt Photon-Gluon-Fusion eine wichtige Rolle als Hauptquelle für schwere Quarks (Abb. 1.4).

Zur lorentzinvarianten Beschreibung der Kinematik eines einfachen Streuereignisses wer-

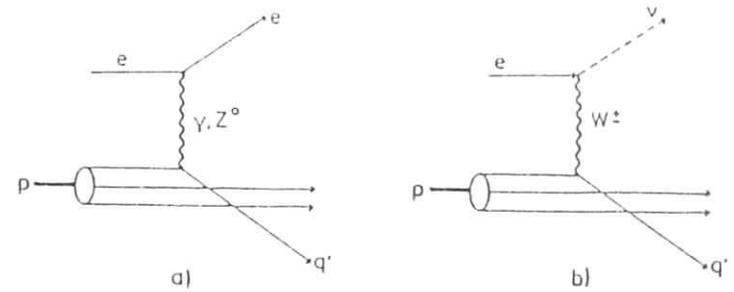


Abbildung 1.2: Diagramm für Neutral Current (a) und Charged Current (b) Streuung. (Aus [3])

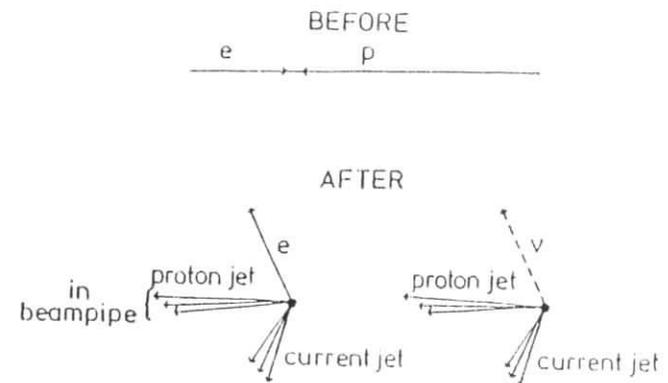


Abbildung 1.3: Topologien der tief inelastischen Streuereignisse bei HERA. (Aus [3])

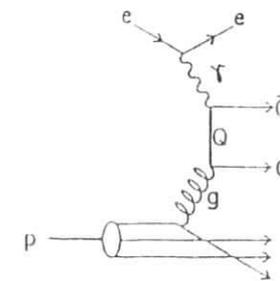


Abbildung 1.4: Quark-Antiquark-Produktion durch Photon-Gluon-Fusion. (Aus [3])

den die Viererimpulse des einlaufenden (auslaufenden) Leptons mit  $k$  ( $k'$ ) und des des Protons mit  $p$  bezeichnet.<sup>1</sup> Die im Formalismus der tief inelastischen Streuung benutzten Variablen  $x$  und  $y$  können durch den Zusammenhang mit den Mandelstam-Variablen definiert werden (vgl. z. B. [4,5]).

Mit

$$s = (k + p)^2 \quad \sqrt{s} = \text{Schwerpunktsenergie} \quad (1.1)$$

$$t = (k - k')^2 \equiv -Q^2 \quad \text{Vierer-Impulsübertrag zum Quadrat} \quad (1.2)$$

$$u = (p - k')^2 \quad (1.3)$$

ist

$$-t = xys \quad (1.4)$$

$$-u = (1 - y)s \quad (1.5)$$

Das einlaufende Quark trägt den Impuls

$$\vec{p} = x'p \quad (1.6)$$

und für die analog ( $p \leftrightarrow \vec{p}$ ) definierten Variablen des e-q-Subprozesses gilt im Grenzfall vernachlässigbarer Ruhemassen<sup>2</sup>

$$\hat{s} = x's \quad (1.7)$$

$$\hat{t} = t \quad (1.8)$$

$$\hat{u} = x'u \quad (1.9)$$

Elastische Streuung bedeutet

$$\hat{s} + \hat{t} + \hat{u} = 0 \quad (1.10)$$

woraus

$$x' = \frac{-t}{s + u} = x \quad (1.11)$$

folgt.

Die Bjorken-Skalenvariable  $x$  mißt also im Parton-Modell den Impulsanteil des Quarks am Proton-Impuls.  $y$  hängt im Schwerpunktsystem von Quark und Elektron nur vom Lepton-Streuwinkel  $\theta_{cm}$  ab:

$$y = 1 + \frac{u}{s} = \frac{Q^2}{xs} \approx \frac{kk'}{kp} \approx \frac{1}{2}(1 - \cos \theta_{cm}) \quad (1.12)$$

Die Polardiagramme verdeutlichen den Zusammenhang mit den Impulsbeträgen und -winkeln im Laborsystem (Abb. 1.5).

Der Idee des Parton-Modells folgend ergeben sich nun Wirkungsquerschnitte aus

$$\left( \frac{d^2\sigma}{dt du} \right)_{ep} = \sum_i \int_0^1 dx f_i(x) \left( \frac{d^2\sigma}{dt du} \right)_{eq_i} \quad (1.13)$$

<sup>1</sup>Es bedeutet  $k = (k_0, k_1, k_2, k_3) = (k_0, \vec{k})$ , und die Metrik ist durch  $k^2 = k_0^2 - k^2 = +m^2$  definiert.

<sup>2</sup>z. B.  $\hat{s} = (k + \vec{p})^2 \approx 2x'kp - x's$

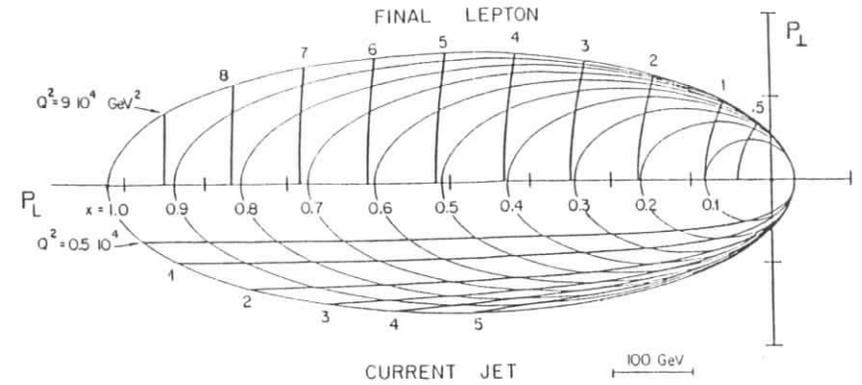


Abbildung 1.5: Polardiagramm.

Man erhält die Impulse von Lepton und current jet im Endzustand, indem man die Schnittpunkte der eingezeichneten Linien für konstante  $x$ - und  $Q^2$ -Werte mit dem Ursprung verbindet. (Aus [1])

wobei über alle Quarks (flavours) summiert wird. Die Funktionen  $f_i$  geben die Wahrscheinlichkeiten  $f_i(x) dx$  an, ein Quark der Sorte  $i$  mit Impulsanteil zwischen  $x$  und  $x + dx$  zu finden.

Die Quantenelektrodynamik (QED) liefert z. B. für die Streuung unpolarisierter Elektronen an Quarks durch Ein-Photon-Austausch

$$\left( \frac{d\sigma}{dQ^2} \right)_{eq_i \rightarrow eq_i}^{\gamma} = \frac{2\pi\alpha^2 e_i^2}{Q^4} \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2} \quad (1.14)$$

oder

$$\left( \frac{d\sigma}{dy} \right)_{eq_i \rightarrow eq_i}^{\gamma} = \frac{2\pi\alpha^2 e_i^2}{Q^4} \hat{s}(1 + (1 - y)^2) \quad (1.15)$$

wobei  $e_i$  die Quarkladungen (in Einheiten der Elementarladung  $e$ ) sind. Daraus folgt wegen

$$\left( \frac{d^2\sigma}{dx dy} \right)_{ep \rightarrow eX}^{\gamma} = \sum_i f_i(x) \left( \frac{d\sigma}{dy} \right)_{eq_i \rightarrow eq_i}^{\gamma} \quad (1.16)$$

für den e-p-Prozess

$$\left( \frac{d^2\sigma}{dx dy} \right)_{ep \rightarrow eX}^{\gamma} = \frac{4\pi\alpha^2 s}{Q^4} x \left( \frac{y^2}{2} + (1 - y) \right) \sum_i e_i^2 f_i(x) \quad (1.17)$$

Ein allgemeiner Ansatz – ohne die Parton-Hypothese – für tief inelastische Streuung liefert

$$\left( \frac{d^2\sigma}{dx dy} \right)_{ep \rightarrow eX}^{\gamma} = \frac{4\pi\alpha^2 s}{Q^4} (xy^2 F_1(x, Q^2) + (1 - y) F_2(x, Q^2)) \quad (1.18)$$

mit den Strukturfunktionen  $F_1$  und  $F_2$ , die durch die Formfaktoren für elektrische und magnetische Streuung ausgedrückt werden können; durch Vergleich mit (1.17) können sie identifiziert werden.

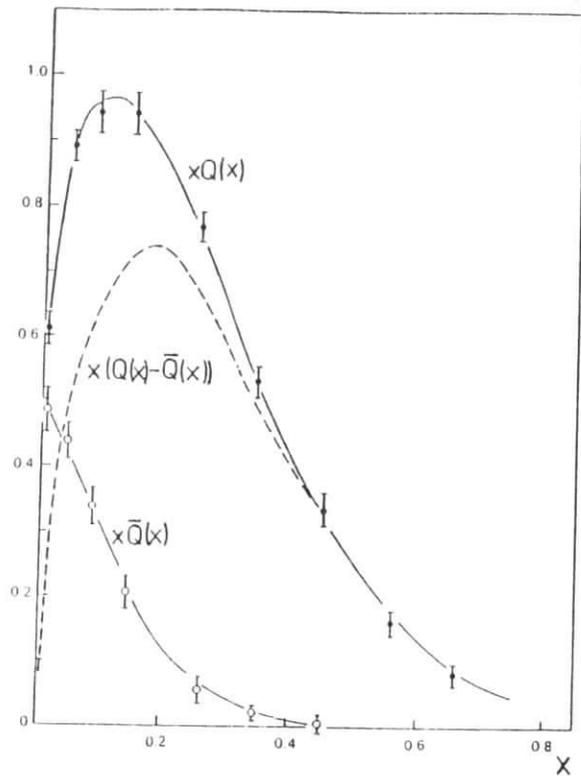


Abbildung 1.6: (Impulsgewichtete) Verteilung der Impulsanteile von Quarks ( $xQ(x)$ ) und Antiquarks ( $x\bar{Q}(x)$ ) aus dem See - im Nukleon.  $x(Q(x) - \bar{Q}(x))$  gibt die Verteilung der Valenzquarks wieder. Aus Neutrino-Streudaten. (Aus [15])

Wie für Dirac-Teilchen zu erwarten, erfüllen sie die Callan-Gross-Relation

$$2xF_1(x) = F_2(x) = \sum_i x t_i^2 f_i(x) \quad (1.19)$$

Daß sie nicht von  $Q^2$ , sondern nur von der dimensionslosen Variablen  $x$  abhängen, wird als *Bjorken-scaling* bezeichnet. Die experimentelle Beobachtung dieses Verhaltens war der erste direkte Hinweis auf punktförmige Konstituenten im Innern des Protons. Abb. 1.6 zeigt die Beiträge von Quarks und Antiquarks (aus dem See) zu den Strukturfunktionen.

Nach dem gleichen Verfahren erhält man unter Berücksichtigung der elektroschwachen Kopplungen und der massiven W- und Z-Propagatoren die vollständigen Ausdrücke für Neutral-Current (NC)- und Charged-Current (CC)- Streuung [3]. — Einen Überblick über die Raten bei HERA gibt Abb. 1.7

Bei "näherem Hinschauen" allerdings erweist sich auch das Parton-Modell nur als Näherung. Je größer die Impulsüberträge werden, umso mehr wird auch die 'Wolke' (vorwiegend niederenergetischer) Quarks aufgelöst, die jedes Parton wegen der Gluon-

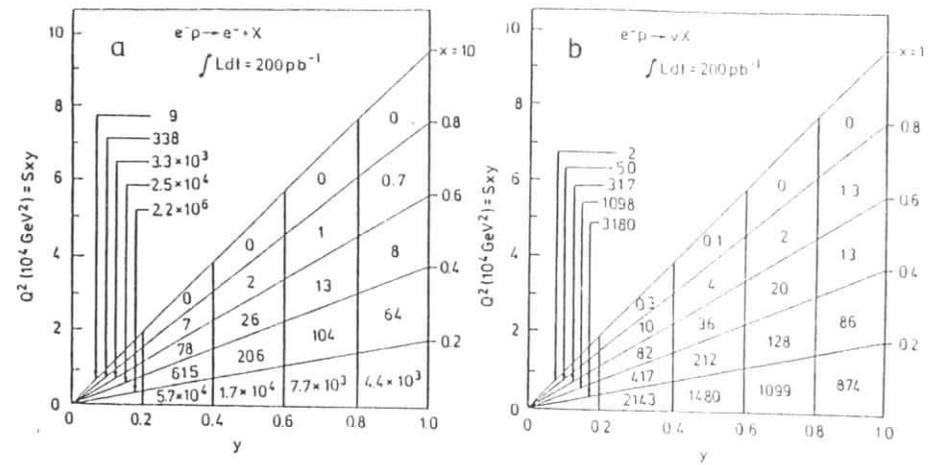


Abbildung 1.7: Ereignisraten für verschiedene kinematische Bereiche. (a) Neutral Current; (b) Charged Current. ( $x, y > 0.01$ ) (Aus [3])

Bremsstrahlung umgibt. Das führt zu einer  $Q^2$ -Abhängigkeit der Strukturfunktionen, die als *scaling violations* bereits beobachtet wurden. Sie können in der QCD berechnet werden, und bei HERA wird erstmals eine genaue Überprüfung dieser Vorhersagen möglich sein.

Schließlich sei noch darauf hingewiesen, daß die Ströme, die zwischen Elektron und Quark ausgetauscht werden können, nicht nur die des Standardmodells sein müssen.  $e$ - $p$ -Reaktionen sind prädestiniert zur Erzeugung von Teilchen mit Elektron-Quantenzahl, etwa Leptoquarks oder skalare (Supersymmetrie-) Elektronen. Die Topologien solcher Ereignisse unterscheiden sich zum Teil ganz drastisch von denen der oben beschriebenen, so daß für "exotische Prozesse" oft sehr klare Signaturen gegeben sind [6]. Abb. 1.8 zeigt als Beispiel das supersymmetrische Gegenstück zur NC-Streuung.

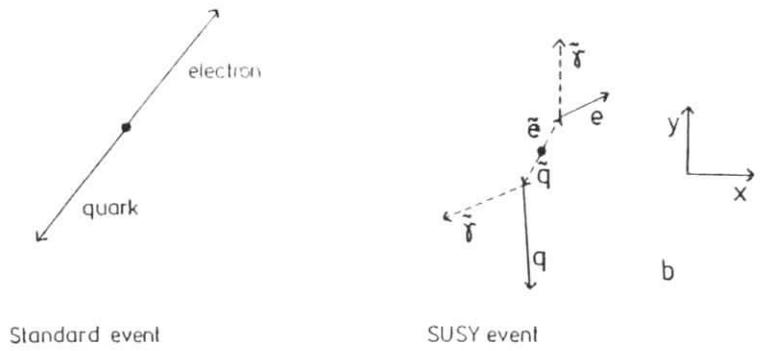
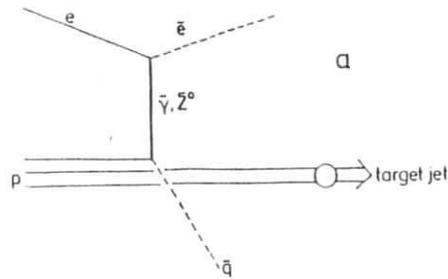


Abbildung 1.8: Erzeugung der Supersymmetrie-Teilchen Squark und Selektion durch Photino- oder Zino-Austausch. (a) Graph. (b) Topologie. (Aus [6])

### 1.3 Der H1-Detektor

Für einen Detektor bei HERA ergeben sich einige generelle Anforderungen. Die spezielle Kinematik verlangt zunächst eine asymmetrische Bauweise. Zur Messung der Strukturfunktionen des Protons müssen  $x$  und  $Q^2$  möglichst genau bestimmt werden; bei CC-Ereignissen steht dazu nur der Quark-Jet zur Verfügung. Die insbesondere im Vorwärtsbereich (= Protonrichtung) auftretenden hohen Impulse (einige Hundert  $GeV/c$ ) können nur mit totalabsorbierenden Kalorimetern gemessen werden; sie sollten hohe Granularität (Winkelauflösung) und gute Energieauflösung haben. Daneben kommt der Lepton-Identifikation und -Messung eine zentrale Rolle bei HERA-Experimenten zu. Schließlich ist eine maximale Hermitizität die Voraussetzung zur Untersuchung von Reaktionen, in denen Neutrinos produziert werden, und besonders auch für "exotische Ereignisse", für die "fehlende Energie" eine häufige Signatur ist.

Abb. 1.9 zeigt einen Schnitt (parallel zur Strahlachse) durch den H1-Detektor [7]. Die wichtigsten Komponenten sind das Spurkammersystem, im Zentralbereich (1) aus der Jetkammer und zwischenliegenden z-Kammern, im Vorwärtsbereich (2) aus Driftkammern mit radialer und planarer Drahtanordnung bestehend. Es wird von elektromagnetischen (3.5) und Hadron-Kalorimetern (4) mit Blei- bzw. Stahl-Absorbern in flüssigem Argon umgeben. Die supraleitende Spule (6) zur Erzeugung des Magnetfeldes im Innendetektor befindet sich außerhalb des Kalorimeter-Kryostaten. Ihr Eisenjoch ist instrumentiert und dient damit zugleich noch als "tail catcher" und Myonfilter. Der ganze Detektor ist schließlich von Myon-Kammern (9) umgeben.

### 1.4 Driftkammern

Eine Driftkammer [8] ist ein positionsempfindlicher Strahlungsdetektor, der die Ionisation beim Durchgang geladener Teilchen durch ein Gas benutzt, um deren Bahn zu messen.

Sie besteht im Prinzip aus der mehrfachen Wiederholung der Anordnung aus Abb. 1.10 in einem gasgefüllten Behälter. Die Gaszusammensetzung beeinflusst die Eigenschaften der Kammer wesentlich; häufig werden Mischungen aus Edelgasen und Kohlenwasserstoffen benutzt. Das elektrische Feld bewirkt die Trennung der bei der Ionisation erzeugten Ladungen; die beweglicheren Elektronen werden auf der Anode gesammelt, wo das Signal elektronisch ausgelesen wird.

Längs seiner Bahn verliert das hochenergetische Teilchen in inelastischen Stößen mit den Gasatomen Energie (einige  $keV/cm$ )<sup>3</sup>, hauptsächlich durch Ionisation. Die entstandenen Elektron-Ion-Paare (typischerweise  $10 \dots 50/cm$ ) treten rasch in thermisches Gleichgewicht mit dem Gas und dem elektrischen Feld, dabei kann sich ihre Zahl noch um das  $\sim 3$ fache erhöhen (Cluster-Bildung). Es stellt sich eine makroskopisch konstante Geschwindigkeit ein, die für ein Gas bei gegebenem Druck nur noch von der Feldstärke ( $\sim 1 kV/cm$ ), abhängt. Die Driftgeschwindigkeit liegt für die Elektronen im Bereich  $40 mm/\mu s$ , für die Ionen ist sie 3 Größenordnungen kleiner.

Im radialsymmetrischen Teil des Feldes, in der Nähe des nur einige  $1/100 mm$  dicken

<sup>3</sup>Die hier und im folgenden angegebenen Größenordnungen hängen zum Teil stark vom Gas und von der Geometrie ab. Sie sollen hier nur einen Eindruck von den Prozessen vermitteln.

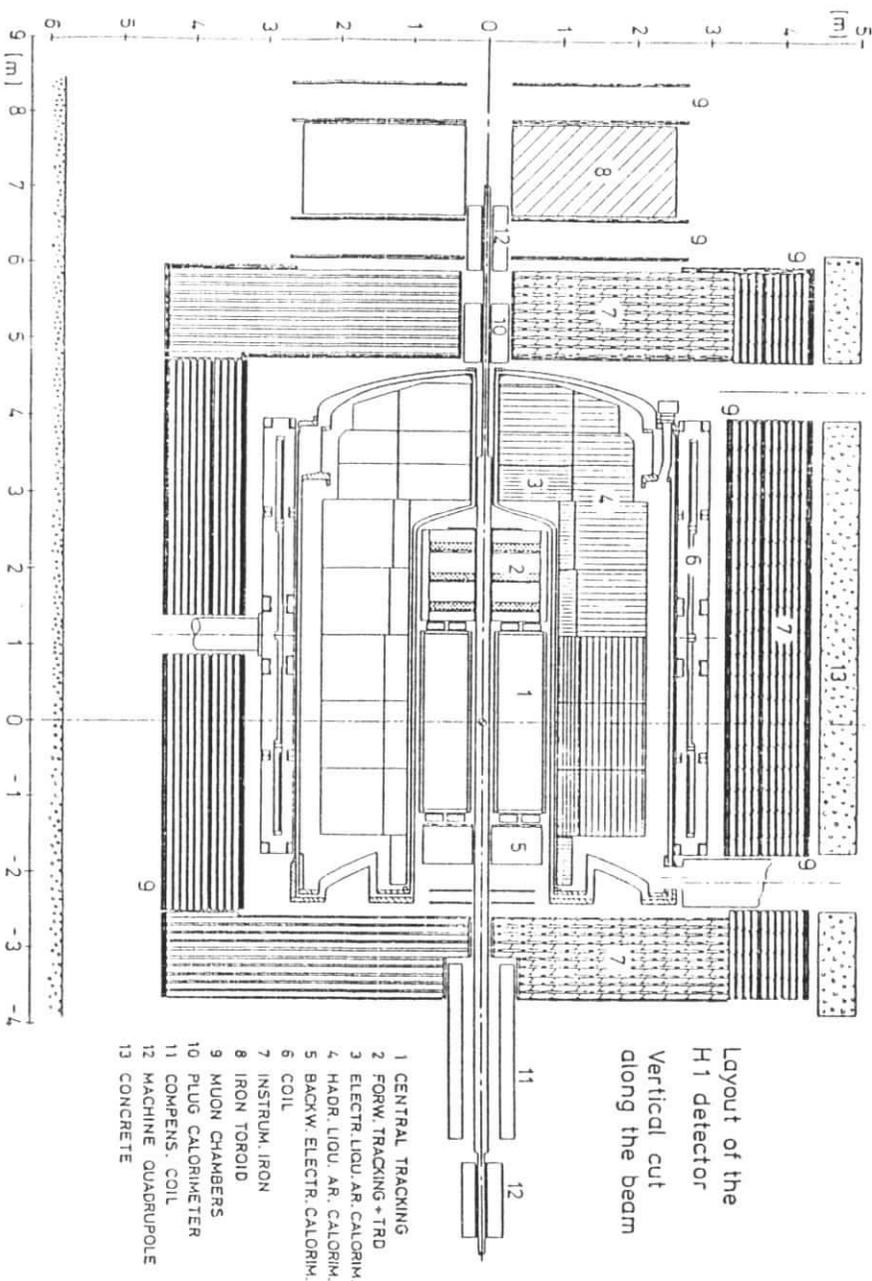


Abbildung 1.9: Der H1 Detektor. Vertikaler Schnitt entlang der Strahlachse. (Aus [7])

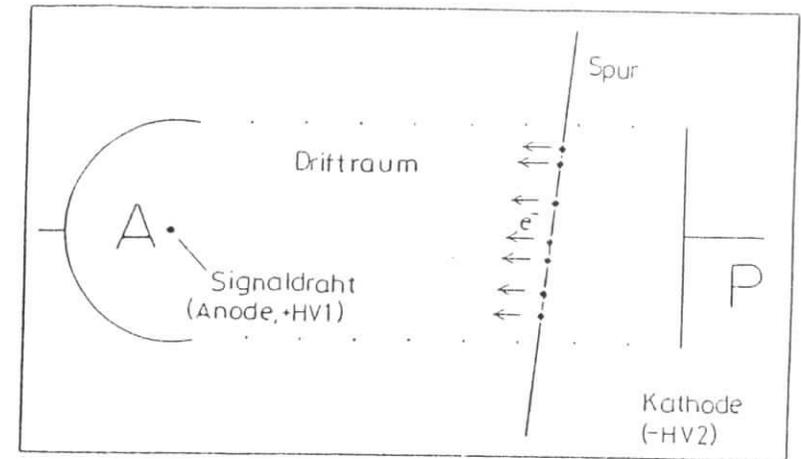


Abbildung 1.10: Schematischer Aufbau einer Driftkammer. (Aus [16])

Anodendrahts, kann die zwischen zwei Stößen gewonnene kinetische Energie größer werden als die Ionisationsenergie des Zählgas. Die dadurch ausgelöste Lawinentladung führt zu einem meßbaren Signal, da die auf dem Draht ankommende Ladungsmenge die in der Primäronisation erzeugte um das  $10^3 \dots 10^7$  fache übersteigt (*Gasverstärkung*) [8,9].

Gemessen wird die Zeitdifferenz zwischen einem vom Teilchen prompt ausgelösten Startsignal und dem Puls an der Anode, dessen zeitlicher Verlauf wesentlich durch die Ankunftszeitverteilung der Elektronen von verschiedenen Punkten der Spur bestimmt wird. Bei Kenntnis der Feldgeometrie und der Driftgeschwindigkeit als Funktion des elektrischen Feldes ergibt sich dann im Prinzip aus der Laufzeit der Ort der Primäronisation. In der Praxis muß diese Orts-Driftzeit-Beziehung experimentell ermittelt werden. Dabei ist die Ankunftszeit der *zuerst* eintreffenden Elektronen maßgeblich (nur sie ist eindeutig). Bei der Verwendung von Zeit-Digital-Wandlern (TDCs), die für den Anstieg des Pulses empfindlich sind, ist das klar; bei ultraschnellen Analog-Digital-Wandlern (*Flash-ADCs*) bei denen der ganze Puls zur Auswertung zur Verfügung steht, bleibt das eingeschränkt auch noch gültig.

Wenn an *beiden* Drahtenden die Pulshöhe ausgelesen wird, so erhält man aus der Differenz auch die Koordinate längs des Drahtes (*charge division*). Die Summe kann zur Teilchenidentifikation benutzt werden, da sie zum spezifischen Energieverlust, wie ihn die Bethe-Bloch-Formel beschreibt, proportional ist, sofern die Kammer im entsprechenden Bereich betrieben wird.

Die physikalischen Grenzen der Ortsauflösung einer Driftkammer liegen im Primärprozess und in den Transporteigenschaften des Gases. Die Energien der durch Ionisation betriebenen Elektronen liegen zwar typischerweise im Bereich weniger  $eV$ , doch auf einige werden bis zu mehreren  $keV$  übertragen. Durch deren Reichweite bekommt die Spur eine endliche 'Breite' (im Bereich  $20 \dots 30 \mu m$ ). Die statistische (Poisson-) Verteilung der Primäronisation längs der Spur spielt vor allem im inhomogenen Teil des Feldes eine Rolle. In größerer Entfernung vom Draht hingegen dominiert die Verbreiterung der Verteilung der driftenden Elektronen

durch Diffusion.

Technisch ist die Auflösung vor allem durch die Genauigkeit der Zeitmessung ( $\sim 1\text{ ns}$ ) und die Präzision des mechanischen Aufbaus, also der Drahtpositionierung, begrenzt.

Für die Messung dicht benachbarter Spuren ist die Doppelpulsauflösung von entscheidender Bedeutung. Sie wird durch die zeitliche Breite des Signals ( $\sim 50\text{ ns}$ ) bestimmt. Sie ist am kleinsten, wenn die Spur auf einer Isochronen verläuft, d. h. wenn die an verschiedenen Punkten der Spur erzeugte Ladung zur gleichen Zeit am Signaldraht ankommt.

## 1.5 Die zentrale Jetkammer bei H1

Das Spurkammersystem des H1-Detektors [7] dient der Rekonstruktion der Ereignistopologien. Es soll eine gute Impulsauflösung im unteren Energiebereich ( $\approx 40\text{ GeV}$ ) und die Trennung benachbarter Spuren gewährleisten.

Wegen der besonderen Kinematik bei HERA ist es in Vorwärts- und Zentraldetektoren getrennt, außerdem werden im Zentralbereich die Koordinaten längs der Strahlachse ( $z$ ) und in der Ebene senkrecht dazu ( $r\phi$ ) in separaten Kammern, den zentralen z-Kammern und der Jetkammer (CJC), gemessen.

Die Zellstruktur der CJC ist in Abb. 1.11 wiedergegeben.<sup>4</sup> Sie besteht aus zwei 'Superschichten' oder Ringen mit jeweils 32 bzw. 48 Zellen. In jeder Zelle sind 32 Signaldrähte parallel zur Strahlrichtung gespannt, in einer gegen die radiale Richtung geneigten Ebene.<sup>5</sup> Zwischen je zwei Signaldrähten befinden sich zwei Potentialdrähte zur Feldformung. Zusätzliche Felddrähte an den Rändern sollen dort auftretende Inhomogenitäten kompensieren. Die die Zellen trennenden Kathodenebenen werden ebenfalls von Drähten gebildet (65 pro Zelle). Feldlinien und Isochronen einer Zelle zeigt Abb. 1.12.

Die Kammer wird in einem Magnetfeld ( $1.2\text{ T}$ , parallel zur Strahlachse) betrieben, wodurch überhaupt die Impulsmessung durch die Bestimmung der Bahnkrümmung möglich wird. Das hat jedoch auch Konsequenzen für die senkrecht zum Magnetfeld erfolgende Bewegung der Driftelektronen. Ihre Bahn zwischen zwei Stößen ist ebenfalls nicht mehr gerade, sondern durch die Lorentzkraft gekrümmt. Im Mittel stellt sich aber ein konstanter Winkel  $\alpha_L$  zwischen Geschwindigkeit und elektrischem Feld ein, der Lorentzwinkel heißt und in erster Näherung gegeben ist durch

$$\tan \alpha_L = \frac{v_D B}{\mathcal{E}} \quad (1.20)$$

( $v_D$ : Driftgeschwindigkeit,  $B$ : Magnetfeld,  $\mathcal{E}$ : elektrische Feldstärke). Man erwartet  $\alpha_L = 30^\circ$  bei der Verwendung von Xenon.

Die geneigte Anordnung der Driftzellen soll diesen Effekt ausgleichen (Lorentzwinkelkompensation). Damit liegt der annähernd radiale Verlauf hochenergetischer Spuren vom

<sup>4</sup>Während des Verlaufs der vorliegenden Untersuchung ist das Design mehrfach geändert worden. Die betrachtete Variante hat noch Draht- und Zellenzahl wie im Technical Proposal, jedoch bereits z- und Proportionalkammern zwischen den beiden Jetkammer-Ringen statt, wie dort noch vorgesehen, außerhalb davon. Vergleiche Abb. 3.5 auf Seite 40.

<sup>5</sup>Zur Auflösung der Links-Rechts-Ambiguität liegen sie nicht genau in der Ebene, sondern sind alternierend nach beiden Seiten heraus um  $200\text{ }\mu\text{m}$  versetzt (staggering).

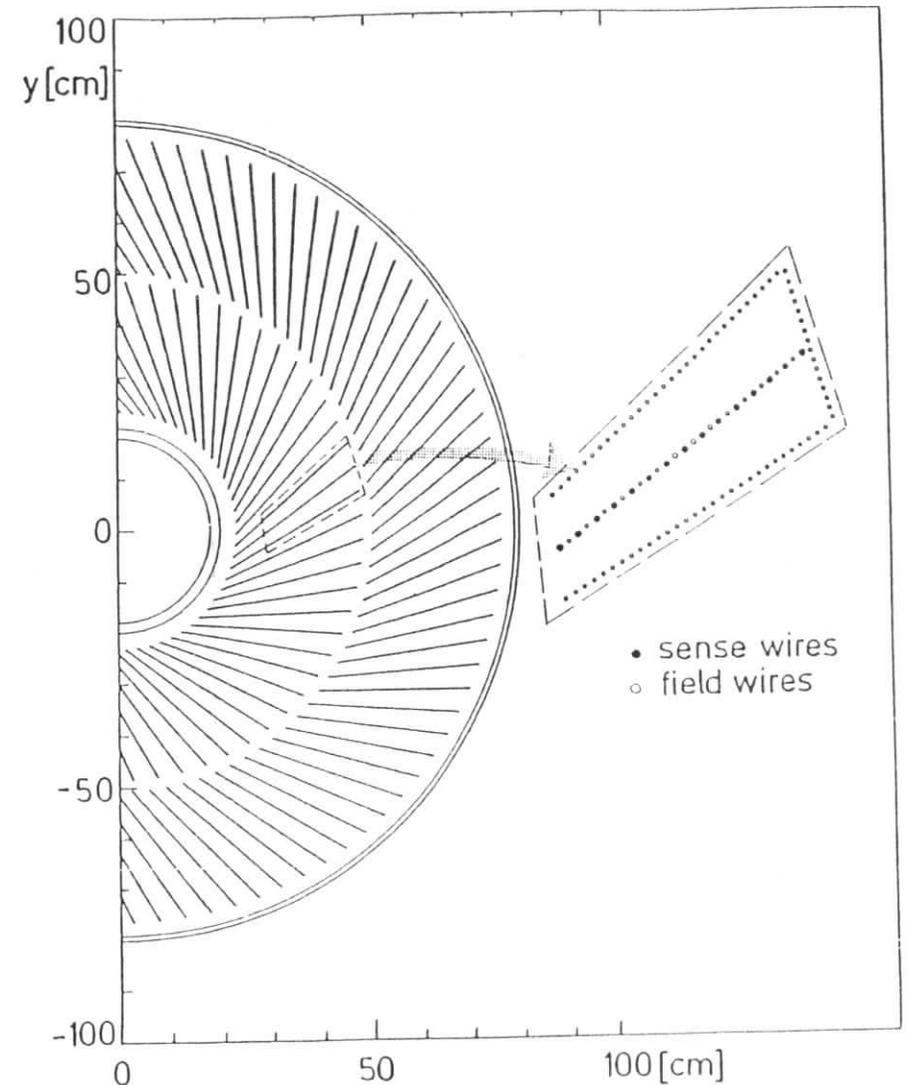


Abbildung 1.11: Zellstruktur der H1-Jetkammer, wie im Technical Proposal vorgesehen. (Aus [7])

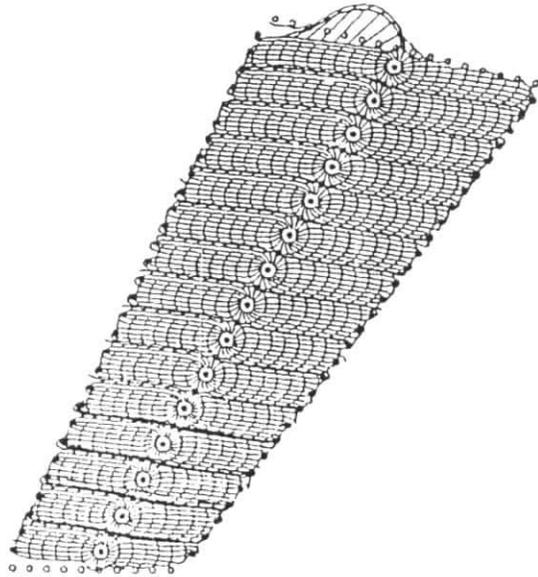


Abbildung 1.12: Feldlinien und Isochronen einer geeigneten Zelle mit 15 Drähten. (Aus [7])

Wechselwirkungspunkt wieder größtenteils senkrecht zur Driftrichtung. So stimmt er optimal mit dem Verlauf der Isochronen überein; diese Bauweise kommt also vor allem der Doppelpulsauflösung zugute.

Weitere Vorteile der geeigneten Zellgeometrie liegen in der Reduzierung "toten Raums", d. h. der Bereiche, in denen es keine auf Signaldrähten endenden Driftlinien gibt, und in der sehr nützlichen Tatsache, daß (fast) jede Spur die Drahtebenen mehrfach kreuzt. Die so erzeugten schnellen Signale (kurze Driftwege) können für Trigger-Zwecke verwendet werden. Außerdem wird dadurch die Kalibration der Kammer (Bestimmung der Driftgeschwindigkeit  $v_D$  und des Zeitnullpunktes  $t_0$ ) wesentlich erleichtert. Der Möglichkeit zur Kontrolle von  $t_0$  bei einzelnen Spuren<sup>9</sup> kommt bei HERA besondere Bedeutung zu, da die längsten Driftzeiten ( $\sim 1.5 \mu s$  für  $\sim 5 cm$ ) mehr als das 10-fache des Abstandes zwischen zwei 'bunch crossings' betragen.

Die Signalauslese der Jetkammer erfolgt jeweils an beiden Drahtenden mit empfindlichen Vorverstärkern. Daran angeschlossene ultraschnelle Analog-Digital-Wandler (*Flash-ADCs*) digitalisieren die Pulse in  $10 ns$ -Intervallen; das ermöglicht in Verbindung mit effizienten Algorithmen zur Pulsformanalyse eine Zeitmessung mit  $\sim 1 ns$  Genauigkeit.

Erst mit *Flash-ADCs* ist auch die angestrebte Doppelpulsauflösung realisierbar. Bei der Verwendung von TDCs muß die Amplitude des ersten Pulses erst unter den Schwell-

<sup>9</sup>Bei felderhafter Annahme von  $t_0$  lassen sich die Spurstücke beiderseits der Drahtebene nicht verbinden. Bei einer nicht kreuzenden Spur ergibt sich lediglich eine nicht feststellbare Verschiebung.

wert des Diskriminators fallen, bevor ein zweiter gemessen werden kann. Die Zeitauflösung verschlechtert sich aber bei höherer Schwelle. Ein als Doppelpuls erkanntes schrittweise digitalisiertes Signal dagegen erlaubt durch Subtraktion des ersten Pulses noch eine gute Zeitmessung beim zweiten.

Insgesamt sollen folgende Werte erreicht werden:

- eine Ortsauflösung in  $r\phi$  von  $\sigma_z = 100 \mu m$ ,
- eine z-Auflösung von  $\sigma_z = 25 mm$ ,
- eine Doppelpulsauflösung entsprechend  $\sigma_{DH} = 2.5 mm$ .

## 1.6 Ziel und Methode dieser Studie

Gegenstand der vorliegenden Untersuchung ist die Simulation von HERA-Ereignissen in der zentralen Jetkammer und deren Rekonstruktion, mit dem Ziel, die Leistungsfähigkeit des Detektors bei der Messung der Endzustände abzuschätzen.

Während die Impulsauflösung für isolierte Spuren aus der Ortsauflösung, der geometrischen Anordnung der Meßpunkte und der Materieverteilung berechnet werden kann, sind zur Ermittlung der Auflösung von Spuren in *Jets* Monte-Carlo-Methoden unumgänglich.

Um die Impulse einzelner Teilchen zu messen, müssen die Ortskoordinaten, die aus den von allen Teilchen des Ereignisses erzeugten Signalen berechnet wurden, wieder einzelnen Spuren zugeordnet werden ('*pattern recognition*'). Aufgrund der endlichen Orts- und Doppelpulsauflösung kommt es dabei – insbesondere bei hohen Spurdichten – zu unvermeidlichen Fehlern. Deren Einfluß auf das Ergebnis hängt stark von den Ereignis-topologien und auch von der Detektorgeometrie ab und kann deshalb nur durch Simulationsrechnungen ermittelt werden.

Es ist klar, daß auch das Verfahren zur Spurerkennung diesen beiden Faktoren Rechnung tragen muß, und die Übertragbarkeit einer bei einem Experiment bewährten Methode auf ein anderes steht keineswegs *a priori* fest. Es war ein wesentliches Ziel dieser Arbeit, zu überprüfen, ob das für die Jetkammer des JADE-Detektors [10] am Speicherring PETRA, bei der die Driftzellen radialsymmetrisch angeordnet sind, benutzte Verfahren [11] im Prinzip auf die Situation beim H1-Experiment angewandt werden kann.

Es wurde deshalb ein Spuerkennungsprogramm für die H1-Jetkammer mit geeigneten Zellen entwickelt, das von dieser Methode Gebrauch macht.

Mit Hilfe dieses Programms ist dann die Monte-Carlo-Studie erstellt worden, deren einzelne Schritte nachstehend zusammen aufgeführt sind; sie stellen zugleich die Module des benutzten Programmapparats dar.

1. Zunächst werden die kinematischen Variablen der Ereignisse von einem Zufallsgenerator gemäß den Wirkungsquerschnitten ausgewählt. Ein Monte-Carlo-Programm führt dann die Quark-Fragmentation durch und liefert die Vierervektoren der längerlebigen Teilchen des physikalischen Endzustands.
2. Das Detektor-Monte-Carlo-Programm propagiert die Teilchen im Detektor unter Berücksichtigung ihrer Wechselwirkung mit der durchquerten Materie. Es simuliert den Meßprozess einschließlich Auflösungsvermögen und erzeugt die Signale.

3. Daran schließt sich die oben erwähnte **Spurerkennung** an: aus den 'gemessenen' Driftzeiten werden Spuren rekonstruiert, und aus deren Parametern dann Teilchen- und Jetimpulse berechnet.
4. Durch die **Assoziation** und den **Vergleich** der rekonstruierten Spuren mit den Originaldaten aus Schritt 1 wird die Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit und der Impulsauflösung für einzelne Spuren in den Jets ermöglicht.

Ausführliche Beschreibungen dieser Punkte enthalten die folgenden Kapitel.

## Kapitel 2

### Simulation

Mit "*Monte Carlo*" wird die Methode der probabilistischen Computersimulation bezeichnet. Sie ist zu einem wichtigen Hilfsmittel der experimentellen und theoretischen Physik (z. B. Gittereichtheorien) geworden.

Bei dem hier gestellten Problem liegt die Verwendung eines Zufallszahlen-Generators auf der Hand, da sowohl die Topologien der Jeteignisse starken Fluktuationen unterworfen sind, als auch die Auflösung des Detektors letztendlich statistischer Natur ist. Die Undurchführbarkeit eines analytischen Lösungsansatzes dagegen ist angesichts der kombinatorischen Vielfalt des Problems offensichtlich.

Die folgenden Abschnitte beschreiben die "Erzeugung" von HERA-Ereignissen und ihre Verwandlung in "Meßdaten", wie ein gedachter Detektor sie liefern würde. Zunächst wird das LUND-Modell erläutert, das dem Monte-Carlo-Programm für die Quark-Fragmentation zugrundeliegt. Dann wird auf einige wichtige Einzelheiten der Detektorsimulation eingegangen.

#### 2.1 Das Lund-Modell

Ein Quark im Endzustand von Elektron-Proton-Reaktionen ist nicht direkt beobachtbar; an seine Stelle tritt ein Jet, ein Bündel von in einem engen Konus emittierten Hadronen (und einigen Photonen und Leptonen von Zerfällen), wie es etwa auch bei der  $q\bar{q}$ -Produktion in  $e^+e^-$ -Kollisionen der Fall ist.

Dieses Phänomen der *Quark-Fragmentation* oder *Hadronisation* kann qualitativ im Rahmen der QCD erklärt werden; es hängt eng mit dem *confinement* zusammen, der Tatsache, daß nur farblose Quark-Kombinationen stabil sind. Die nicht-abelsche Struktur der Theorie zugrundeliegenden Eichgruppe  $SU(3)$  führt zu einer Kopplung der Gluonen untereinander, in solcher Weise, daß die effektive Kopplungskonstante mit wachsenden Abständen (oder kleineren Impulsüberträgen) zunimmt. Die Folge ist, daß danach Quarks nur als Hadron-Konstituenten existieren können, und daß diese Effekte störungstheoretisch nicht zu behandeln sind.

Während man also Prozesse im Bereich hoher  $Q^2$ -Werte (z. B. die Raten für die Emission harter Gluonen oder Parton-Wirkungsquerschnitte) recht gut berechnen kann, ist zum Vergleich mit den Experimenten die Beschreibung der Fragmentation mit phänomenologischen Modellen zur Zeit der einzige Weg. Es gibt dafür verschiedene Ansätze, eines davon, das

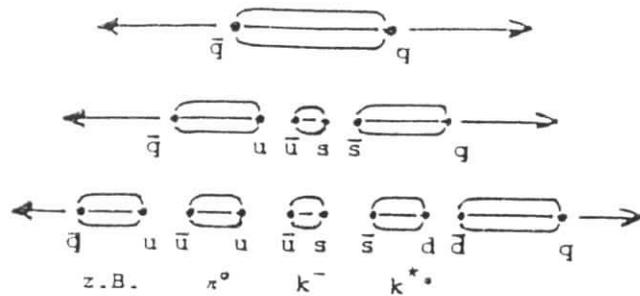


Abbildung 2.1: Erzeugung von Mesonen im Feld zweier sich voneinander entfernender Quarks.

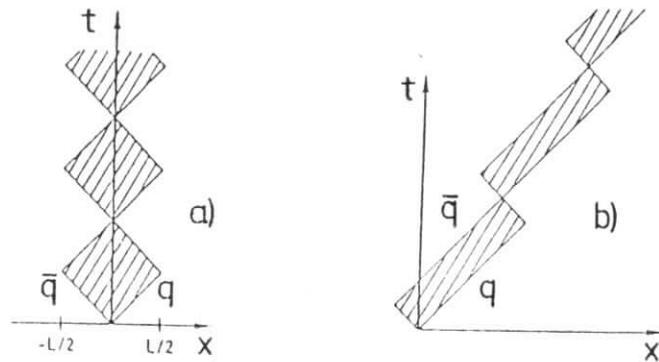


Abbildung 2.2: Zwei masselose Quarks mit konstanter anziehender Kraft im *yoyo-mode*. (a) im CMS, (b) in einem relativ zum CMS bewegten System. (Aus [12])

bisher gute Übereinstimmung mit den gemessenen Daten geliefert hat, ist das von der Lund-Gruppe entwickelte Modell [12].

Es basiert auf der QCD-motivierten Vorstellung, daß die den Gluon-Austausch zwischen zwei Quarks darstellenden Farbflußlinien aufgrund der genannten 3-Gluon-Kopplung in einem engen "Flußschlauch" beschränkt bleiben. Das Feld zwischen den sich entfernenden Quarks hat eine konstante Energiedichte ( $\kappa \approx 1 \text{ GeV}/\text{fm} = 0.2 \text{ GeV}^2$ ), und damit ergibt sich mit wachsendem Abstand eine zunehmende Wahrscheinlichkeit für die Produktion von Quark-Antiquark-Paaren, die mit den bereits bestehenden Quarks zu Hadronen kombinieren können (Abb. 2.1).

Eine kausale und lorentzinvariante Beschreibung der Dynamik dieses Systems liefert der sog. masselose relativistische *string* mit impulstragenden Enden in 1+1 Dimensionen. Ausgegangen wird von einem Zustand des Strings, der treffend *yo-yo-mode* genannt wird (Abb. 2.2). Durch das Aufbrechen des Strings und die Bildung von  $q\bar{q}$ -Paaren<sup>1</sup> ergibt sich

<sup>1</sup>Diquarks werden genauso beschrieben, so daß auch Baryonen produziert werden können.

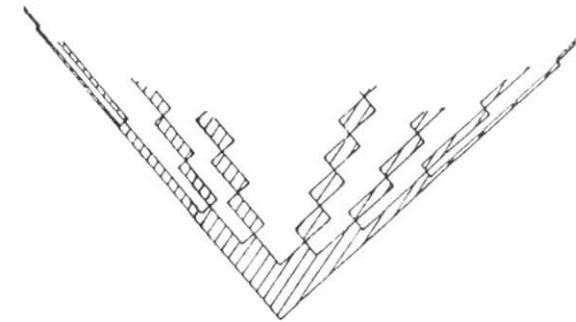


Abbildung 2.3: Abschließendes Bild der Hadron-Kaskade. (Aus [12])

das in Abb. 2.3. gezeigte Bild der Hadron-Kaskade.

Wenn die Quarks Masse tragen sollen, können die Paare nicht an einem Punkt erzeugt werden, sondern es wird dazu Feldenergie verbraucht. Die Produktion massiver Quarkpaare bzw. allgemein solcher mit Transversalimpuls wird dann als Tunnelprozeß mit einer Wahrscheinlichkeit

$$P \propto \exp(-\pi m^2/\kappa) \cdot \exp(-p_{\perp}^2/\sigma) \quad (2.1)$$

( $m$ : Masse,  $p_{\perp}$ : Transversalimpuls,  $\sigma \approx 0.45 \text{ GeV}^2$ )<sup>2</sup> beschrieben. D. h., man hat eine starke Unterdrückung schwerer Quarks und eine gaußförmige Transversalimpulsverteilung.

Die Verteilung der Longitudinalimpulse ergibt sich aus einer iterativen Monte-Carlo-Rechnung, die dadurch ermöglicht wird, daß man nach der Bildung eines Hadrons immer eine Lorentztransformation vornehmen kann, so daß das verbleibende System wie das ursprüngliche mit herunterskalierten Energie aussieht. Die Prozedur ist beendet, wenn die Energie nicht mehr zur Formation neuer Teilchen ausreicht.

Eine wichtige Eigenschaft dieses Modells ist, daß es nicht eigentlich die Quarks sind, die "fragmentieren", sondern die Hadronen werden aus dem Feld produziert. Ihre Zuordnung zu einem der Jets bzw. Quarks ist relativ künstlich und *nicht* lorentzinvariant. Ein besonderer Vorzug des Modells liegt neben der Energieerhaltung in jedem Schritt vor allem in der Möglichkeit, harte Gluon-Bremstrahlung zu beschreiben durch die Einführung transversaler Anregungen des Strings ("kinks").

Für diese Untersuchung wurde das bei DESY zur Verfügung stehende Programm für Leptonproduktion [14] benutzt, das von der Version 4.3G des Programms JETSET [13] zur Quarkfragmentation Gebrauch macht.

Es liefert neben Informationen über das simulierte Ereignis auf Parton-Ebene eine Liste aller Teilchen des Jets im Endzustand, also ihre Art und Ladung, ihre Entstehungsorte und die Energie-Impuls-Vierervektoren. Außer der reinen Hadronisation behandelt das Programm auch die Zerfälle kurzlebiger Baryonen und Mesonen ( $\Delta$ ,  $p$ ,  $\eta$ , ...) in beobachtbare bzw. stabile Teilchen ( $\pi$ ,  $\mu$ ,  $K$ ,  $e$ ,  $p$ ,  $n$ ,  $\nu$ ). Die Daten dieser letzteren werden als Eingabe für das Detektor-Monte-Carlo-Programm benutzt.

<sup>2</sup>Im Prinzip ist  $\sigma = \kappa/\pi$ , doch kommen hier Effekte aus weicher Gluon-Bremstrahlung ins Spiel, so daß man  $\sigma$  als freien Parameter behält.

## 2.2 Detektorsimulation

Das Detektor-Monte-Carlo-Programm berechnet die Bahnen der Teilchen unter Berücksichtigung ihrer spezifischen Wechselwirkung mit dem Magnetfeld und mit Materie in einer vorgegebenen Anordnung.<sup>3</sup> Es berechnet ebenfalls die Signale, die von den Teilchen erzeugt würden, mit dem Ziel, möglichst realistische Datensätze zu erstellen, ähnlich den vom Experimentierbetrieb gelieferten.

Bei der für die Hochenergiephysik typischen Komplexität von Meßapparaturen und Auswertverfahren ist dies oft der einzige Weg, einen Vergleich zwischen Theorie und Experiment durchzuführen. Außerdem sind solche Monte-Carlo-Daten für die Entwicklung und Erprobung von Analyseprogrammen unentbehrlich.

Dabei stellt sich als erstes die Frage, wieweit Elementarprozesse detailliert simuliert werden sollen, oder ob ihre Berücksichtigung durch die Angabe statistischer Verteilungen ausreicht. Die Antwort hängt einerseits von der gewählten Aufgabenstellung ab, andererseits aber vor allem von der verfügbaren Rechenzeit und möglicherweise auch vom programmier-technischen Aufwand.

Zum Beispiel verbietet sich die quantenmechanische Behandlung aller zur Messung in einer Jetkammer beitragenden Driftelektronen von selbst. Während jedoch die semiklassische Simulation des Transportprozesses (unter Verwendung der Wirkungsquerschnitte) durchaus sinnvoll zum Verständnis der Detektoreigenschaften beitragen kann, so mag es bei der Untersuchung von Spurrekonstruktionsproblemen genügen, diese Einflüsse global durch eine Driftzeit-Auflösungsfunktion zu beschreiben. Hingegen ist es dafür wichtig, daß die durch die Doppelpuls-Auflösung bedingten Verluste von der jeweils tatsächlichen Spurkonfiguration abhängen.

Bei der Entwicklung der für diese Studie benötigten Programme wurde weitgehend auf ein Programm des JADE-Experiments zurückgegriffen, das sich wegen struktureller Ähnlichkeiten im Bereich der zentralen Jetkammer [10] dafür besonders anbot.

Im folgenden sollen lediglich einige Einzelheiten der Simulation dokumentiert werden; außer einer neuen Parametrisierung von Geometrien vom H1-Typ, die im Anhang erläutert wird, sowie einigen programmtechnischen Umformatierungen und Verallgemeinerungen sind keine wesentlichen Veränderungen gegenüber dem JADE - Monte Carlo vorgenommen worden.

### 2.2.1 Koordinatensystem

Es wird ein rechtshändiges kartesisches Koordinatensystem  $(x, y, z)$  mit der (positiven)  $z$ -Achse in Protonenrichtung verwendet. In der  $(xy)$ -Ebene werden auch Polarkoordinaten  $(r, \phi)$  benutzt ( $\phi = 0$  für  $y = 0$  und  $x > 0$ ).

### 2.2.2 Propagation im Magnetfeld

Die Bahn eines geladenen Teilchens im homogenen Magnetfeld wird durch eine Helix um die Feldrichtung beschrieben. Der Radius  $r$  der Projektion in diese Richtung hängt vom Betrag

des Feldes  $B$  und von der Impulskomponente senkrecht dazu ( $p_{\perp}$ ) ab gemäß

$$p_{\perp} = eBr \quad (2.2)$$

oder, in gebräuchlichen Einheiten,

$$r[m] = \frac{p_{\perp}[GeV/c]}{10^{-9}c[m/s] \cdot B[T]} \quad (2.3)$$

( $c$ : Lichtgeschwindigkeit,  $e$ : Elementarladung).

Bei der Simulation zeigt das Magnetfeld von  $1.2 T$  in (negative)  $z$ -Richtung; Inhomogenitäten ( $< 2\%$ ; [7]) werden nicht berücksichtigt. Die Bahn in der  $(r, \phi)$ -Ebene wird durch einen Polygonzug mit einer Schrittweite von  $2.5 mm$  und den Eckpunkten auf der tatsächlichen Bahn angenähert. Der Fehler (Abstand zwischen Sehne und Kreisbogen) ist selbst für eine Spur mit  $p_{\perp} = 100 MeV$  kleiner als  $3 \mu m$ .

Im folgenden ist mit dem **Transversalimpuls**  $p_{\perp}$  immer die Impulskomponente senkrecht zur  $z$ -Achse gemeint.

### 2.2.3 Wechselwirkung mit Materie

Die schrittweise Berechnung der Bahn ermöglicht es, bei der Spurverfolgung der Teilchen an jeder Stelle ihre spezifische Wechselwirkung mit dem Detektormaterial zu berücksichtigen. Bei geladenen Teilchen geht es dabei vor allem um den Energieverlust durch Ionisation und Bremsstrahlung sowie um die Vielfachstreuung; außerdem ist die Paarerzeugung durch Photonen wichtig.

#### Energieverlust durch Ionisation

Der Energieverlust geladener Teilchen durch inelastische Stöße mit den Hüllenelektronen ist im Mittel pro Weglänge durch die Bethe-Bloch-Formel gegeben:

$$\frac{dE}{dx} = - \frac{4\pi N_L z^2 e^4}{m_e c^2} \frac{Z}{A} \rho \frac{1}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (2.4)$$

( $N_L$ : Loschmidtsche Zahl,  $c$ : Lichtgeschwindigkeit,  $e$ : Elementarladung,  $m_e$ : Elektronenmasse;  $Z, A, \rho, I$ : Kernladungszahl, Atommassenzahl, Dichte und Ionisationspotential des Materials;  $z$ : Ladung des Teilchens (in Einheiten von  $e$ ),  $\beta$ : Geschwindigkeit (in Einheiten von  $c$ )) [15]

$\frac{dE}{dx}$  ist unabhängig von der Teilchenmasse, fällt zunächst mit  $\frac{1}{\beta^2}$  für nichtrelativistische Teilchen, und steigt nach einem Minimum bei  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2} \approx 3$  logarithmisch an. Dieser durch die relativistische Zunahme des transversalen elektrischen Feldes des Teilchens bedingte Anstieg wird durch die Polarisation des Mediums wieder begrenzt; in Festkörpern auf etwa 10% über dem minimalen Wert. Die Formel beschreibt diesen Effekt nicht

In der Simulation wird der Energieverlust für  $\beta > 0.97$  nach Bethe-Bloch berechnet, andernfalls gleich dem eines minimalionisierenden Teilchens gesetzt.

<sup>3</sup>Außerdem werden dabei die Zerfälle längerlebiger instabiler Teilchen ( $\pi^{\pm}, K^{\pm}, K_L^0$ ) behandelt.

## Bremsstrahlung

Bei der Streuung von leichten Teilchen im Coulomb-Feld von Kernen kann es zur Abstrahlung von harten Photonen kommen. Für schwere Teilchen ist dies vernachlässigbar; für Elektronen <sup>4</sup> jedoch dominiert der Energieverlust durch Bremsstrahlung über den Ionisationsverlust. Im Mittel ist er proportional zur Energie  $E$ :

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{E}{X_0}; \quad (2.5)$$

die Materialkonstante  $X_0$  heißt *Strahlungslänge* [15].

Im Programm wird der Effekt für Elektronen simuliert und zum Ionisationsverlust addiert. Falls die Energie des abgestrahlten Photons größer als  $10 \text{ MeV}$  ist, wird es im Detektor weiterverfolgt.

## Vielfachstreuung

Bei der Coulombstreuung an Kernen kommt es wegen der größeren Masse des Streuzentrums (verglichen mit Elektronen) zwar nur zu sehr kleinen Energieüberträgen, wohl aber zu merklichen Ablenkungen. Nach der Rutherford-Formel werden jedoch kleine Winkel stark bevorzugt, so daß beim Durchqueren eines Mediums der gesamte Streuwinkel das Resultat vieler kleiner Ablenkungen ist.

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P(\Theta)$  für das Auftreten eines Vielfach-Streuwinkels  $\Theta$  ist annähernd gaußförmig [15]:

$$P(\Theta) d\Theta = \frac{1}{\Theta_0 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\Theta^2}{2\Theta_0^2}\right) d\Theta, \quad (2.6)$$

und für die Breite wird im Monte-Carlo-Programm eine empirische Formel von Highland (s. [16]) benutzt:

$$\Theta_0 = \frac{19.7 \text{ MeV}/c}{p\beta} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + \frac{1}{9} \log_{10}\left(\frac{x}{X_0}\right)\right] \quad (2.7)$$

Sie hängt also von der Dicke  $x$  des Materials in Einheiten der Strahlungslänge  $X_0$  ab und ist umgekehrt proportional zum Impuls  $p$  und zu  $\beta$ . — Bei kleinen Impulsen ist die Vielfachstreuung entscheidend für die Impulsauflösung des Detektors.

Zur Simulation wird  $\Theta_0$  nach (2.7) berechnet und eine Zufallszahl nach (2.6) ermittelt.

## Konversion von Photonen

Für Photonen mit Energien über  $\sim 100 \text{ MeV}$  ist der Wirkungsquerschnitt für  $e^+e^-$ -Paarerzeugung energieunabhängig, und die Konversion ist der dominierende Prozeß gegenüber photoelektrischer Absorption oder Compton-Streuung [15]. Die mittlere freie Weglänge beträgt

$$\langle l \rangle = \frac{7}{9} X_0.$$

Es werden sowohl primäre Photonen vom Wechselwirkungspunkt (aus  $\pi^0$ -Zerfällen) als auch hochenergetische aus Elektron-Bremsstrahlung im Detektor verfolgt und konvertiert. Die Elektronen und Positronen werden der Liste zu propagierender Teilchen angefügt.

<sup>4</sup> mit Energien oberhalb von  $\sim 50 \text{ MeV}$

	Material	Innenradius	Dicke	Dicke in Einheiten von $X_0$
Strahlrohr	Aluminium	110 mm	2.0 mm	2.25 %
Innere z + MWPC	diverse	150 mm	50 mm	2.0 %
Innerer Zylinder	CFK	202 mm	2.5 mm	1.1 %
Außere z + MWPC + 2 Zylinder	diverse CFK	498 mm	76 mm	4.0 %

Tabelle 2.1: Abmessungen und angenommene Strahlungslängen der Materie in der Spurkammer

## Verteilung der Materie im Detektor

Eine Übersicht über die im Simulationsprogramm angenommenen Materialkonstanten gibt Tabelle 2.1. Im Falle der z- und Proportionalkammern war nur eine erste Schätzung möglich; für die Strahlungslänge von CFK <sup>5</sup> lag eine Herstellerangabe vor [17]. Die zur  $\frac{dE}{dx}$ -Berechnung nötigen Parameter sind denen der Rohacell-Stützen der JADE-Jetkammer entnommen (ebenfalls Kunststoffe mit dünnen Metallteilen). Die Materieverteilung der inneren Kammern sowie die der äußeren einschließlich der beiden CFK-Zylinder ist als homogen angenommen worden. Für das Kammergas wurde eine Strahlungslänge von  $X_0 = 30 \text{ m}$  angesetzt.

## 2.2.4 Driftzeitberechnung

In der Praxis wird bei der Auslese der Jetkammer die Laufzeit der zuerst am Draht eintreffenden Driftelektronen gemessen. Von welchem Punkt der Spur diese tatsächlich stammen, hängt von der Lage der Spur relativ zum Verlauf der Isochronen in der Zelle ab. Die Feldgeometrie in unmittelbarer Nähe des Signaldrahtes geht hier entscheidend ein.

Um den Effekt prinzipiell zu berücksichtigen, ist im Simulationsprogramm der Driftraum durch einen radialsymmetrischen Teil um den Draht (für Abstände  $r = s = \frac{1}{2} D_{sw} \cos \alpha_L$ ,  $D_{sw}$ : Abstand benachbarter Signaldrähte,  $\alpha_L$ : Lorentzwinkel) und einen homogenen Teil im übrigen Bereich approximiert worden (Abb. 2.4) [16]. Vgl. auch Abb. 1.12.

Als Driftdistanz wird der kürzeste Weg zwischen Draht und Teilchenbahn in dieser Geometrie bestimmt. Es ist gerade der, dessen radialer Teil senkrecht zur Spur verläuft, wovon man sich leicht durch eine Parallelverschiebung der Spur, bis sie tangential zum Kreis  $r = s$  liegt, überzeugen kann. Bei einer Neigung der Bahn um  $\delta = 13^\circ$  gegen die Senkrechte zur Driftrichtung ist die so gemessene Distanz um  $\epsilon = s(1/\cos \delta - 1) = 100 \mu\text{m}$  kürzer als bei einer senkrechten Spur.

Nachdem alle Teilchen eines Ereignisses eines nach dem anderen bis zum Rand des Detektors verfolgt worden sind, müssen die Signale noch nach Drahten zusammengefaßt und nach Driftzeiten geordnet werden.

<sup>5</sup> Kohlefaserverstärkter Kunststoff

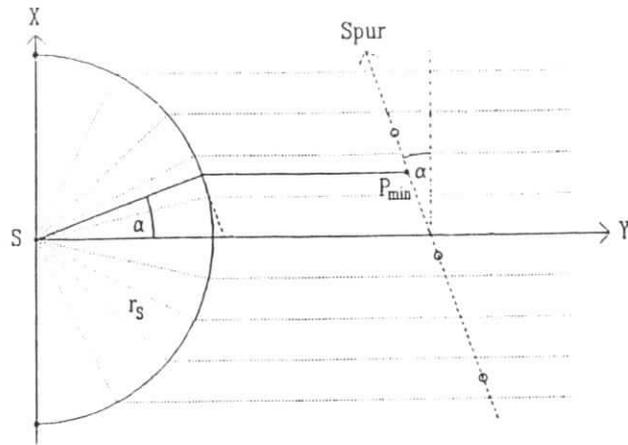


Abbildung 2.4: Zur Driftzeitberechnung in der Simulation angenommene Feldgeometrie. (Aus [16])

### 2.2.5 Berücksichtigung der Detektorauflösung

Die Einflüsse der endlichen Auflösung des Detektors werden in einem separaten Programm simuliert, um die rechenzeitaufwendige Teilchenverfolgung nicht bei einer eventuellen Variation der Auflösungsparameter wiederholen zu müssen.

#### Ortsauflösung

Die Driftzeiten in den Monte-Carlo-Rohdaten sind ganze Zahlen, die die Driftstrecke in Einheiten von  $5 \mu m$  messen. (Diese Einheit wird beibehalten.) Zu diesem Wert wird ein "Fehler" addiert, eine Zufallszahl, die entsprechend einer um Null zentrierten Normalverteilung mit der Breite der Ortsauflösung ermittelt wird. Da einschlägige Testdaten fehlten, wurde auf die Simulation einer driftzeitabhängigen Ortsauflösung verzichtet. Im gesamten Driftraum wird

$$\sigma_x = 100 \mu m$$

angenommen.

#### z-Auflösung

Das Verfahren bei der z-Auflösung ist im Prinzip das gleiche; hier wurde

$$\sigma_z = 24 mm (\pm 1\% \text{ der Drahtlänge})$$

eingesetzt.

### Doppelpulsauflösung

Für die Dauer der zeitlichen Breite des Pulses, der von einem Signaldraht ausgelesen wird, kann an demselben Draht kein zweites Signal gemessen werden.

Stellt es sich nach der unabhängigen Simulation aller Teilchen eines Ereignisses und dem Sortieren der Signale heraus, daß zwei einem Draht zugeordnete Driftzeiten eine Differenz kleiner als

$$\sigma_{DH} = 2.5 mm$$

haben, so wird das "später" eingetroffene Signal gelöscht, und die "Totzeit", in der weitere nicht zugelassen sind, entsprechend verlängert.

### Synchrotronstrahlungs-Untergrund

Im Experimentierbetrieb ist immer ein Untergrund aus Synchrotronstrahlung von den Teilchen im Speicherring vorhanden, der stark von der Einstellung des Strahlführungssystems im Beschleuniger abhängt. Dadurch werden zusätzliche Signale in der Jetkammer erzeugt.

Um dies zu berücksichtigen, wurden von einem Zufallsgenerator weitere 100 Driftdaten pro Ereignis berechnet und zu gleichen Teilen auf die beiden Ringe der Kammer verteilt. Die Rate entspricht realistischen Schätzungen [7].

### 2.2.6 Graphik-System

Computergraphik zur visuellen Darstellung von Ereignissen in der Jetkammer, auf dem Bildschirm oder gedruckt, ist ein unverzichtbares Hilfsmittel zur Entwicklung von Spurrekonstruktionsprogrammen.

Ausgehend von Programmen der JADE-Kollaboration konnte ein interaktives Graphik-System entwickelt werden, das die lorentzwinkelkompensierende Geometrie der H1-Kammer voll berücksichtigt.

# Kapitel 3

## Spurerkennung

Das Problem der Spurerkennung besteht darin, die Driftdaten eines Ereignisses wieder einzelnen Spuren zuzuordnen, so daß durch eine Anpassungsrechnung an die daraus berechneten Ortskoordinaten die Bahnparameter und damit die Impulse und Richtungen der Teilchen ermittelt werden können.

Bei einem typischen Ereignis mit 7 Spuren, die die Kammer in radialer Richtung verlassen, hat man es mit etwa 1000 Raumpunkten zu tun, wenn man bedenkt, daß bei einem einzelnen Signal nicht festzustellen ist, auf welcher Seite des Drahtes die Ionisation stattgefunden hat. *Pattern recognition* bedeutet, darin ein Muster von Teilchenbahnen zu erkennen.

Dabei treten die folgenden prinzipiellen Schwierigkeiten auf:

1. Die eben erwähnte *Links-Rechts-Ambiguität*
2. Die endliche *Ortsauflösung* bewirkt, daß die gemessenen Punkte nicht auf einer idealen Bahn liegen.
3. Die in Abschnitt 2.2.4 erläuterte Abhängigkeit der Driftzeit vom *Winkel der Spur* relativ zur Driftrichtung kann erst berücksichtigt werden, wenn die Spur bereits annähernd bekannt ist. Vorher liegt darin ein systematischer Fehler, der zur Ortsauflösung hinzukommt.
4. Wegen der begrenzten *Doppelpulsauflösung* werden bei dicht benachbarten Spuren Signale über längere Strecken 'abgeschattet'.
5. Signale vom Synchrotronstrahlungs-*Untergrund* müssen abgetrennt werden.
6. Das geometrische Muster der Spuren selber ist vielfältig. Durch *Energieverlust* und *Vielfachstreuung* treten Abweichungen von der idealen Kreisbahn auf, außerdem machen sich Zerfälle geladener Teilchen manchmal nur durch einen leichten 'Knick' in der Spur bemerkbar. Sekundärspuren aus  $\gamma$ -Konversionen oder etwa  $K^0$ -Zerfällen kommen nicht vom Wechselwirkungspunkt.

Bei den zur Analyse der Experimente verwendeten Programmen wird angestrebt, möglichst die gesamte Information, die in den aus einer Driftkammer ausgelesenen Daten enthalten ist, auszuschöpfen und "alle" Spezialfälle zu berücksichtigen. Im allgemeinen erfordern die Algorithmen eine lange Entwicklungszeit und werden sehr kompliziert. Eine sorgfältige Optimierung ist erst mit "echten" experimentellen Daten möglich.

Von dem für diese Studie entwickelten Verfahren kann nicht erwartet werden, daß es all den Ansprüchen gerecht wird, die an solche Programme gestellt werden. In Anbetracht der Zielsetzung ist das auch gar nicht nötig.

Das kritische Problem der Spurerkennung, auch im Hinblick auf die physikalische Leistungsfähigkeit des Detektors, ist die Auflösung der Spuren hochenergetischer Teilchen vom Wechselwirkungspunkt in dichten Jets. Darauf beschränkt sich das im folgenden erläuterte Verfahren. Ausgangspunkt für die Entwicklung bildete eine stark vereinfachte Version der bei JADE benutzten Programme [11], die zur *online*-Datenanalyse verwendet wurde.

Nach der Erläuterung der einzelnen Schritte der Methode wird detailliert auf die Behandlung von Problemen, die mit der lorentzwinkelkompensierenden Zellgeometrie zusammenhängen, eingegangen. Einige allgemeine Verbesserungen des Programms werden ebenfalls vorgestellt. Schließlich werden die Grenzen des Verfahrens und Erweiterungsmöglichkeiten diskutiert.

### 3.1 Die Methode der Spurerkennung

Da die Kammer eine Ortsmessung in der  $(r\phi)$ -Ebene mit sehr viel größerer Genauigkeit erlaubt als in  $z$ -Richtung, wird zur Spurfindung lediglich die Driftzeit-Information verwendet.<sup>1</sup> Charakteristisch für das Verfahren ist weiterhin, daß es grundsätzlich mit Ortskoordinaten arbeitet.

#### 1. Schritt: Transformation der Driftdaten in Raumkoordinaten; Vorbereitung des Arbeitsfeldes

Zunächst wird der *äußere* Ring der Jetkammer nach Zellen abgesucht, in denen mehr als 5 Signale gemessen wurden. In einem solchen Fall wird ein *Arbeitsfeld* angelegt:

Aus den Driftzeiten dieser und benachbarter Zellen werden Ortskoordinaten in der  $(xy)$ -Ebene berechnet, in einem gemeinsamen Koordinatensystem mit Ursprung im Wechselwirkungspunkt, dessen  $x$ -Achse durch die Mitte der zentralen Zelle geht. Dabei wird die Driftdistanz nach beiden Seiten des zugehörigen Drahtes entlang der Driftrichtung der jeweiligen Zelle abgetragen. Das bedeutet nach Abschnitt 2.2.4, man geht von einem Spurverlauf senkrecht dazu aus.

Außerdem wird hier die  $z$ -Koordinate aus den mit den Driftzeiten abgespeicherten Signalamplituden am linken ( $A_L$ ) und rechten ( $A_R$ ) Drahtende berechnet nach

$$z = \frac{A_L - A_R}{A_L + A_R} \cdot l \quad (3.1)$$

( $l$ : Drahtlänge).

#### 2. Schritt: Suche nach Linien-Elementen

In der zentralen Zelle wird, von *außen* beginnend, nach Linien-Elementen gesucht. Ein *Linien-Element* besteht aus 3 gemessenen Punkten, an die folgende Forderungen gestellt werden:

<sup>1</sup>In einer später (Abschn. 3.3.2) besprochenen Erweiterung wird die  $z$ -Information doch noch benutzt.

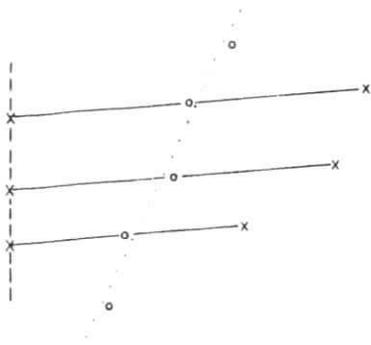


Abbildung 3.1: Zur Auflösung der Links-Rechts-Ambiguität. Wegen der seitlichen Versetzung der Signaldrähte (Kreise) aus der Drahtebene (gepunktet) heraus liegen die Spiegelpunkte (rechts) nicht auf einer Geraden.

1. Sie dürfen vorher keiner Spur zugeordnet worden sein.
2. Sie müssen zu drei aufeinanderfolgenden Drähten gehören.
3. Sie müssen annähernd auf einer Geraden liegen, die keinen zu großen Winkel mit der Drahtebene einschließt.<sup>2</sup>
4. Sie müssen eine Auflösung der *Links-Rechts-Ambiguität* unter Benutzung der seitlichen Versetzung der Signaldrähte gegeneinander (*staggering*) erlauben (Abb. 3.1).

Die weiteren Schritte werden für jedes gefundene Linien-Element durchgeführt.

### 3. Schritt: Füllen eines Krümmungs-Histogramms

Dieser zentrale Schritt der Spurerkennung ist (wie der vorangegangene auch) dem Vorgehen des menschlichen Auges gar nicht unverwandt. Für *jeden Punkt* des Arbeitsfeldes wird die *Krümmung* des Kreisbogens berechnet, der durch die Hinzunahme des *Ursprungs* und des (Schwerpunkts des) *Linien-Elements* definiert ist (Abb. 3.2), und in ein *Histogramm* eingetragen

Das Vorhandensein einer Spur zeigt sich dann durch ein *scharfes Maximum* in dem Histogramm, da sich für die zugehörigen Punkte immer etwa der gleiche Wert ergibt, während die übrigen Punkte mehr oder weniger zufällig verteilte Einträge liefern (Abb. 3.3). Oder, anders ausgedrückt, auf dem Kreisbogen durch einen beliebigen Punkt liegen sehr viel weniger weitere Punkte als auf dem durch einen Spurpunkt.

Das Linien-Element wird lediglich benutzt, um den Nullpunkt der Histogramm-Achse festzulegen; man macht jedoch im Voraus keine weitere Annahme über die Lage der Spur.

<sup>2</sup>Da die Links-Rechts-Ambiguität noch nicht aufgelöst ist, ist der Winkel zur  $x$ -Achse nicht definiert.

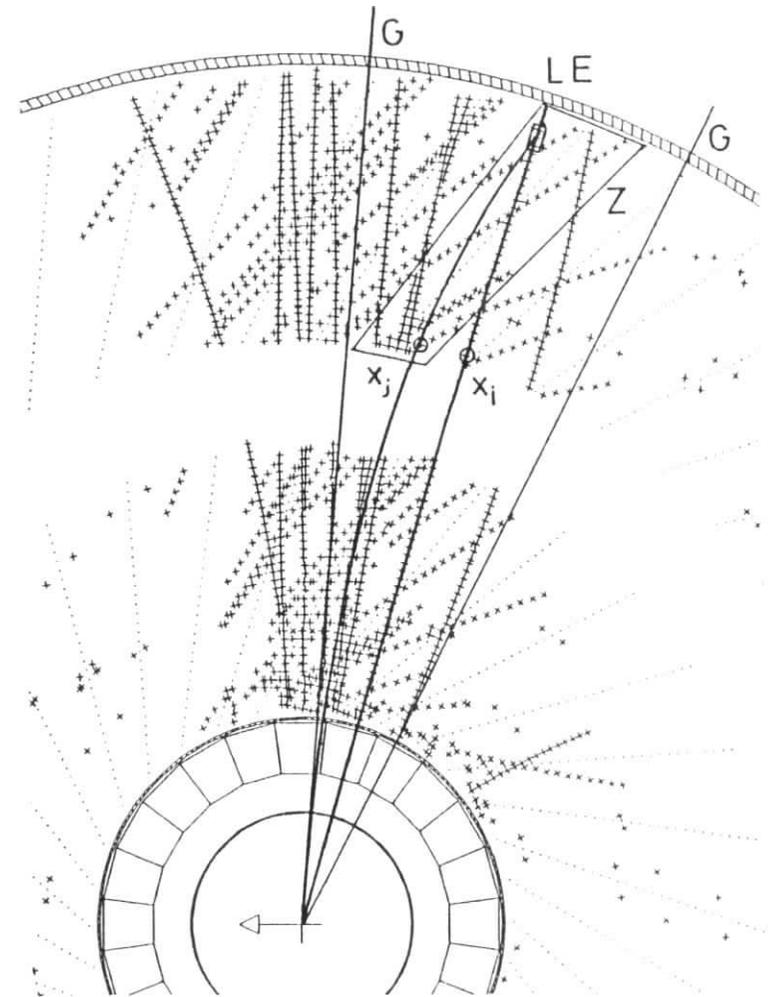


Abbildung 3.2: Zur Veranschaulichung der Histogramm-Methode. Punkte wie  $x_i$ , die auf der Spur liegen, liefern alle denselben Krümmungswert, während Punkte wie  $x_j$  stark fluktuierende Werte liefern. – Ebenfalls eingezeichnet sind die zentrale Zelle (Z), die Grenzen des Arbeitsfeldes (G) (s. Abschn. 3.2.1) und das Linien-Element (LE).

Einträge pro Intervall

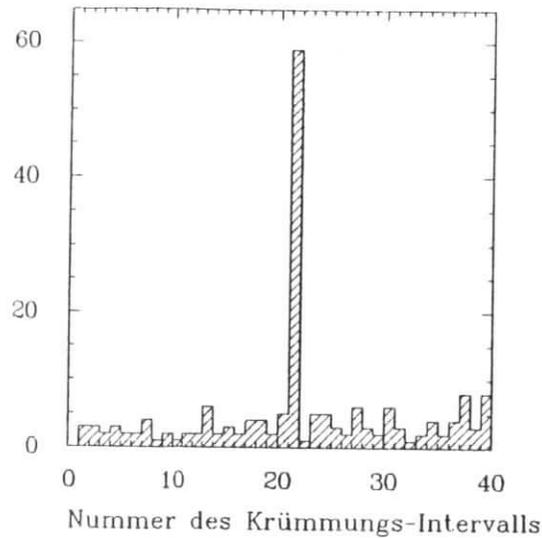


Abbildung 3.3: Histogramm der Krümmungen zu Abb. 3.2. Die Intervallbreite beträgt  $0.02\text{ m}^{-1}$ ; der Nullpunkt ist so gewählt, daß der aus dem Limen-Element allein berechnete Wert bei der Nummer 20 liegt.

Statt die Spur 'Punkt für Punkt' zusammensetzen, erhält man so (fast) alle 'auf einen Schlag'.

#### 4. Schritt: Selektion und Anpassungsrechnung

Der letzte Schritt besteht aus einer iterativen Prozedur, in der die Zuordnung der Punkte und die Parametrisierung der Bahn vorgenommen wird.

Zunächst werden die Punkte, die zum Histogramm-Maximum beigetragen haben, selektiert und markiert. Dazu werden die Krümmungen nochmals berechnet und mit dem nun bekannten häufigsten Wert verglichen.

Dann wird nach der Methode der kleinsten Quadrate eine Parabel an die markierten Punkte angepaßt. Dabei wird der Ursprung mitbenutzt.

Auf die Anpassungsrechnung folgt wieder eine Selektion: die vorherige Markierung wird "vergessen", und stattdessen werden Punkte markiert, die in der Nähe der Parabel liegen.<sup>3</sup>

An die nun ausgewählten Punkte wird wiederum eine Parabel angepaßt, diesmal ohne Benutzung des Ursprungs.

Zuletzt werden nochmals die Punkte markiert, die gut mit der Anpassungsrechnung verträglich sind, und der Spur zugeordnet. Die Breite der "Straße"<sup>4</sup> darf jetzt etwas

<sup>3</sup>D. h., sie haben kleine Residuen  $\delta = |y - f(x)|$ , wenn  $(x, y)$  die Koordinaten des Punktes und  $f(x)$  der Funktionswert der Parabel bei  $x$  sind.

<sup>4</sup>Maximaler Wert für  $\delta$

größer sein als bei der Selektion nach der ersten Anpassung, bei der die Lage der Spur im wesentlichen festgelegt wird.

Stellt sich eine deutliche Veränderung gegenüber der vorangegangenen Selektion heraus, so werden die letzten beiden Schritte einmal wiederholt.

Als Krümmungsradius der Bahn wird der Mittelwert der Krümmungen der Parabel an Anfangs- und Endpunkt sowie in der Mitte dazwischen (mit Gewichten 1:1:2) gebildet.

Die Anpassung der Parabel ist ein analytisch lösbares Problem und folglich in einem Zug durchführbar. Ein Kreis kann dagegen nur iterativ angepaßt werden, was sehr viel mehr Rechenzeit beansprucht. Andererseits ist der Fehler durch die Parabelnäherung für hochenergetische Spuren (zumindest oberhalb  $\sim 1\text{ GeV}$ ) klein im Verhältnis zur Meßgenauigkeit.<sup>5</sup>

#### 5. Schritt: Anpassungsrechnung in der rz-Ebene

In der  $(rz)$ -Ebene findet keine eigentliche Spurerkennung statt. An die in  $(r\phi)$  einer Spur zugeordneten Punkte wird nach der Methode der kleinsten Quadrate eine Gerade angepaßt.<sup>6</sup> Es findet lediglich eine Iteration ähnlich der im 4. Schritt statt, bei der Punkte mit großen Residuen bezüglich der ersten Anpassung für die zweite aussortiert werden.

Mit den in den beiden folgenden Abschnitten beschriebenen Modifikationen benötigt das Programm eine Rechenzeit von etwa  $100\text{ ms}$  pro gefundener Spur auf einem Computer vom Typ IBM 3081K.

Es ist allerdings auch nicht im Hinblick auf die Geschwindigkeit optimiert worden, und in Anbetracht der gewachsenen Datenmenge liegt der Wert im Rahmen der Erwartungen (vgl. [11]).

### 3.2 Berücksichtigung der H1-Geometrie

Das Verfahren benutzt bereits von einer frühen Stufe an Ortskoordinaten; dadurch wird die geometrische Anordnung der Drahtpositionen gleichsam eliminiert. Die Umstellung von radialsymmetrischen Driftzellen auf die lorentzwinkelkompensierende Geometrie der H1-Jetkammer ist daher im Grunde trivial.

Bei der Berechnung der Drahtpositionen und der Raumpunkte aus den Driftdaten braucht lediglich die Prozedur aus der Simulation invertiert zu werden. Es wird die gleiche Parametrisierung der Geometrie verwendet; vergleiche dazu den Anhang.

Einige Aspekte verlangen dennoch eine gesonderte Berücksichtigung. Sie sind zwar eher technischer Natur, werden jedoch zu Dokumentationszwecken im folgenden erläutert. Die Grenzen des Arbeitsfelds mußten neu bestimmt werden, dabei sind besondere Effekte an

<sup>5</sup>Zwar beträgt bei einer Parabel, deren Radius einer Spur mit Transversalimpuls  $1\text{ GeV}$  entspricht, die Differenz der Krümmungen im Scheitel und  $0.3\text{ m}$  entfernt davon  $\sim 2\%$ . Das ist jedoch nur eine sehr grobe obere Grenze für den Fehler; der Mittelwert der Krümmungsradien liegt im allgemeinen sehr viel näher an dem des Kreises, an dessen Punkte angepaßt wurde.

<sup>6</sup>Die Projektion der Helix in die  $(rz)$ -Ebene ist eine Sinus-Kurve. Da der Kammerradius  $r_a$  klein gegen den Bahnradius ist, sind die Argumente des Sinus klein gegen 1, und die Annäherung durch eine Gerade ist im Rahmen der Meßgenauigkeit gerechtfertigt.

den Rändern zu beachten. Außerdem war eine genauere Berechnung der Krümmung für das Histogramm erforderlich, sowie eine andere Behandlung bereits zugeordneter Meßpunkte.

### 3.2.1 Neue Begrenzung des Arbeitsfeldes

In der JADE-Version des Programms besteht das Arbeitsfeld aus der zentralen Zelle und den beiden an sie angrenzenden des äußeren Rings sowie den drei entsprechenden des inneren. Beim Betrachten der H1-Zellgeometrie wird sofort klar, daß es bei einer Übernahme dieser Wahl hochenergetische radiale Spuren gibt, die ein genügend langes Stück in der zentralen Zelle verlaufen und trotzdem teilweise außerhalb des Bereichs liegen.

Offensichtlich muß als Arbeitsfeld ein Kreis- oder besser Zylinder-Sektor gewählt werden. Dazu wird auf jeder Seite in beiden Ringen noch jeweils eine Zelle hinzugenommen,<sup>7</sup> und bei den berechneten Ortskoordinaten wird überprüft, ob sie in einem um die Mitte der zentralen äußeren Zelle zentrierten Azimutwinkelbereich liegen. (Als zentrale Zelle des inneren Rings muß die der äußeren nächstliegende ermittelt werden; wegen der unterschiedlichen Zellenzahl pro Ring steht eine 'innere angrenzende' nicht eindeutig fest.)

Es ist zu beachten, daß die azimutale Breite des Arbeitsfeldes eine untere Grenze für den Transversalimpuls rekonstruierbarer Spuren setzt. Der von einer Spur mit Transversalimpuls  $p_{\perp}$  und Radius  $r$  überstrichene Azimutwinkel  $\Delta\phi$  ist gegeben durch

$$\sin \Delta\phi = \frac{R}{2r} = \frac{R [m] \cdot 0.3B [T]}{2 \cdot p_{\perp} [GeV/c]} \quad (3.2)$$

( $R$ : Radius des letzten Signaldrahts = 0.83 m), wobei für  $r$  (2.3) verwendet wurde.

Eine Spur ist genau dann in mindestens einem Arbeitsfeld ganz enthalten, wenn der von ihr überstrichene Winkelbereich nicht größer ist als der Überlapp zweier Arbeitsfelder. Da als Schrittweite der Abstand zweier Zellen im äußeren Ring durch den Algorithmus vorgegeben ist, ist dieser Überlapp  $\Delta\phi_{max} = \Delta\phi_{AF} - 360^\circ/n_{c,2}$ , wobei  $\Delta\phi_{AF}$  die Breite des Feldes und  $n_{c,2}$  die Zahl der Zellen im äußeren Ring ist.

Andererseits hängt der Rechenzeitbedarf maßgeblich von der Größe des Arbeitsfeldes ab, da vor allem die Krümmungen für das häufig ermittelte Histogramm für jeden darin enthaltenen Punkt berechnet werden und auch in den Selektionsschritten der gesamte Bereich abgesucht wird.

Es wurde ein Bereich gewählt, der 3 Zellen des äußeren Rings entspricht (s. Abb. 3.2), also  $\Delta\phi_{max} = (3 - 1)/48 \cdot 360^\circ = 15^\circ$ , was

$$p_{\perp, min} = 0.58 \text{ GeV}/c \quad (3.3)$$

bedeutet.

### 3.2.2 Punkte an den Grenzen

An den Grenzen des Arbeitsfeldes kommt es vor, daß von den beiden aus einer Driftzeit berechneten Punkten nur einer innerhalb des Bereichs liegt. Bei einer radialsymmetrischen Zellgeometrie, wo die Grenzen mit den Zellgrenzen zusammenfallen, ist das ausgeschlossen.

<sup>7</sup>Es könnten, je nach Gesamtzahl der Zellen, auch noch mehr erforderlich sein.

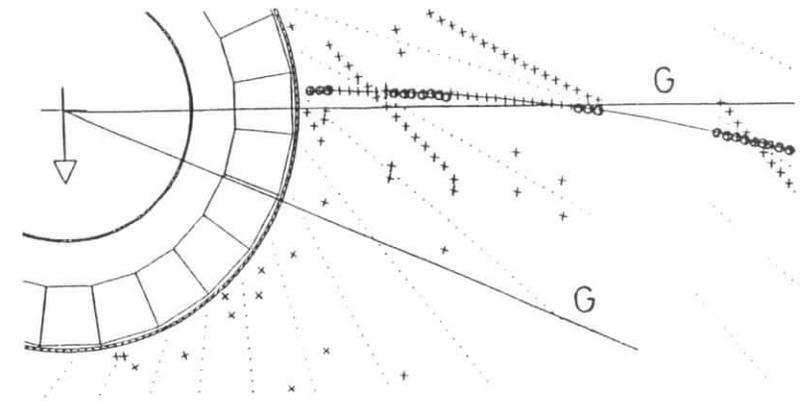


Abbildung 3.4: Eine Spur an der Grenze (G) des Arbeitsfeldes. Die zur Rekonstruktion der Spur in diesem Arbeitsfeld zur Verfügung stehenden Punkte sind durch kleine Kreise gekennzeichnet.

Hier hingegen führt das insofern zu Problemen, als die programmtechnische Einheit des Feldes ein solches Punkte-Paar ist, und wenn die Punkte nicht einzeln gekennzeichnet werden,<sup>8</sup> so muß das Paar zunächst aufgenommen werden, wenn wenigstens einer im betrachteten Kreissektor liegt.

Bei einer gekrümmten Spur, die teilweise, im (radial) inneren Bereich, außerhalb des Sektors liegt, stehen dann trotzdem auf diesem Stück einige Punkte zur Rekonstruktion zur Verfügung, weil deren 'Spiegelpunkte' innerhalb des Sektors liegen (Abb. 3.4).

Es ist jedoch klar, daß die Spur besser im nächsten Arbeitsfeld rekonstruiert würde, in dem dann alle Punkte enthalten sind. Die Rekonstruktion muß daher 'künstlich' verhindert bzw. verschoben werden, wenn nach der ersten Anpassungsrechnung festgestellt wird, daß die Spur nicht ganz im Bereich liegt.

### 3.2.3 Exakte Krümmungsberechnung

In der Ausgangsversion des Programms wird für die Berechnung der Krümmungen, die in das Histogramm eingetragen werden, eine Formel benutzt, die die  $y$ -Koordinaten<sup>9</sup> nur bis zur 1. Ordnung berücksichtigt. Da die zentrale Zelle, in der nach Linien-Elementen gesucht wird, selbst bereits einen größeren  $y$ -Bereich überdeckt, als dies in einer radialsymmetrischen Geometrie der Fall ist, sind die durch die Näherung bedingten Fehler ebenfalls größer, und zwar auch für hochenergetische Spuren.

Andererseits muß die Intervallbreite des Histogramms so klein sein, daß auch bei hohen Spurdichten nicht mehr als ein Eintrag pro Drahtlage zum Maximum beiträgt; ansonsten ist keine vernünftige Anpassungsrechnung durchführbar. Wegen der erwarteten guten Dop-

<sup>8</sup>womit das Problem auch gelöst wäre

<sup>9</sup>Koordinaten senkrecht zu der  $x$ -Achse, die vom Ursprung durch die Mitte der zentralen Zelle geht

pepulsauflösung der H1-Kammer mußten die Intervalle tatsächlich etwa halbiert werden, so daß auch aus diesem Grunde eine genaue Formel nötig wurde.

Ihre elementare Ableitung ist im Anhang aufgeführt.

### 3.2.4 Behandlung mehrfach benutzter Meßpunkte

Wegen der begrenzten Doppelpulsauflösung ist es durchaus sinnvoll, dasselbe gemessene Punktepaar für die Rekonstruktion verschiedener, dort dann dicht benachbarter Spuren zu verwenden, wobei beide Lösungen der Links-Rechts-Ambiguität vorkommen können. Das Programm verlangt lediglich von den Punkten des Linien-Elements, daß sie vorher nicht benutzt worden sein dürfen; für die nachfolgenden Schritte wird die Einschränkung fallengelassen.

Allerdings werden in der ursprünglichen Version des Programms vorher zugeordnete Punkte nicht in ein neues Arbeitsfeld aufgenommen. Das ist zwar insofern inkonsequent, als damit eine willkürliche Unterscheidung zwischen Zuordnungen gemacht wird, je nachdem, ob sie in einem vorigen oder in dem gerade betrachteten Arbeitsfeld vorgenommen wurden. Jedoch kommen Mehrfachbenutzungen über längere Spurstücke nur bei hochenergetischen radialen Spuren vor, und in der radialsymmetrischen Zellgeometrie sind solche Spuren im allgemeinen nicht benachbart, wenn sie Linien-Elemente in verschiedenen äußeren Zellen haben. Andererseits brachte die Maßnahme eine merkliche Ersparnis an Rechenzeit, die wesentlich von der Zahl der Punkte im Arbeitsfeld abhängt.

In der H1-Geometrie liegt der Fall jedoch anders; es kann durchaus vorkommen, daß zu der einer ersten dicht benachbarten zweiten Spur erst in der nächsten äußeren Zelle ein "gutes" Linien-Element gefunden wird, während viele zu ihrer Rekonstruktion benötigte Punkte im vorigen Arbeitsfeld bereits einmal zugeordnet wurden.

Das heißt, zugeordnete Punkte müssen zwar als solche dauerhaft markiert werden, auf ihre Aufnahme in die nächsten Arbeitsfelder kann aber nicht verzichtet werden.

## 3.3 Allgemeine Verbesserungen

Das Problem der Spurerkennung besteht nicht nur darin, möglichst alle Spuren zu finden, sondern auch zu vermeiden, daß nicht korrelierte Meßpunkte als Spuren interpretiert werden. In dieser Hinsicht hatte sich das Programm noch verbesserungsbedürftig gezeigt.

Im folgenden werden Ergänzungen des Algorithmus erläutert, durch die solche Fehlrekonstruktionen praktisch ausgeschlossen werden konnten.

### 3.3.1 Überprüfung des Punktmusters einer Spur

Ein grobes Kriterium, um eine 'zufällige' Spur zu entdecken, ist die Gesamtzahl der verwendeten Punkte. Man darf dabei jedoch nicht allzu strenge Anforderungen stellen, da auch bei 'echten' Spuren Punkte fehlen, etwa durch ausgefallene Drähte, ungewöhnlich große Fehler bei der Orts- bzw. Driftzeitmessung oder vor allem Abschattung durch benachbarte Spuren (Doppelpulsverluste).

Eine bessere Überprüfung ist durch die genaue Untersuchung des Punktmusters einer Spur, d. h. der Abfolge von vorhandenen und fehlenden Punkten, möglich. Dabei wird

bei all den Drahtlagen, wo ein Punkt hätte gemessen werden können, kontrolliert, ob etwa das Fehlen durch Abschattung erklärbar ist, wozu die übrigen an dem betreffenden Draht gemessenen Driftzeiten herangezogen werden. Einzelne "Aussetzer", die zwischen gut mit der angepaßten Kurve verträglichen Punkten liegen, sind ebenfalls eher tolerierbar als andere, deren Umgebung die Vermutung systematischer Fehler bereits nahelegt. Sind permanent schadhafte Drähte bekannt, ist deren Berücksichtigung ohnehin unumgänglich.

Nach der Auswertung solcher Zusatzinformationen können dann strengere Kriterien aufgestellt werden, die die zulässige Länge, Zahl, und Anordnung "unerklärbarer" Lücken betreffen, und Fehlrekonstruktionen sicherer ausgeschlossen werden.

### 3.3.2 Verwendung der rz-Ebene

Die Spuren von Teilchen, die nicht in den zentralen Polarwinkelbereich emittiert werden, sondern die Jetkammer durch eine Endplatte verlassen, enden in der ( $r\phi$ )-Ebene entsprechend weit vor der äußeren Begrenzung. Bei solchen Spuren besteht die Gefahr, daß radial weiter außen liegende Punkte, die zufällig in ihrer Verlängerung liegen, zu ihrer Rekonstruktion mitbenutzt werden, was wegen des langen 'Hebelarms' dieser Punkte oft zu merklichen Fehlern bei der Impulsmessung führt.

Nach der Durchführung der Anpassungsrechnung in der ( $rz$ )-Ebene läßt sich jedoch der Durchstoßpunkt der Spur berechnen und damit der maximale Radius, den Spurpunkte haben dürfen. Stellt sich dann heraus, daß die Spur unzulässig verlängert wurde, so werden Selektion und Anpassungsrechnung in der ( $r\phi$ )-Ebene mit einer Beschränkung der maximalen Drahtlage wiederholt.

## 3.4 Grenzen des Verfahrens und Erweiterungsmöglichkeiten

Die modifizierte Version erfüllt die gestellten Aufgaben gut. Ein Beispiel sei durch die hier gezeigten Bilder gegeben.

In Abb. 3.5 sind sämtliche aus den Simulationsdaten berechneten Meßpunkte in der Jetkammer eingezeichnet.

In der Ausschnittsvergrößerung (Abb. 3.6) stellen die durchgezogenen Linien die rekonstruierten Spuren dar. Nicht gefundene Spuren sind durch gepunktete Linien (zwischen den Jetkammer-Ringen und außerhalb) angedeutet. Die durchgehende Spur (a) hat einen Transversalimpuls von weniger als  $0.5 G \cdot V/c$  und liegt damit unterhalb der Grenze (3.3). Das Spurpaar im rechten Teil des Bildes (b) stammt aus einem im zwischenliegenden Detektormaterial konvertierten Photon.

Abb. 3.7 zeigt schließlich das Ergebnis: es sind nur die rekonstruierten Spuren und die ihnen zugeordneten Meßpunkte (jetzt ohne Spiegelpunkte) eingezeichnet.

Quantitative Angaben der Leistungsfähigkeit des Programms finden sich im 4. Kapitel. In diesem Abschnitt sollen zuvor die Grenzen, die dem Verfahren prinzipiell inhärent sind, diskutiert und Erweiterungsmöglichkeiten aufgezeigt werden.

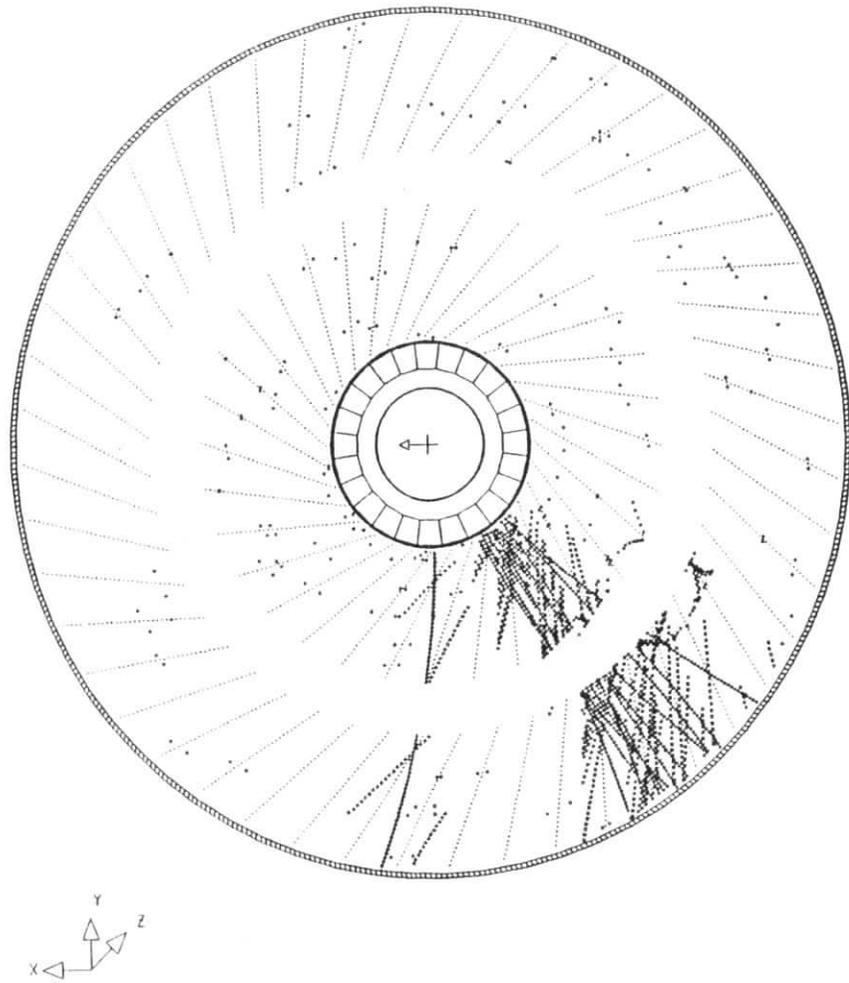


Abbildung 3.5: Alle Meßpunkte eines Ereignisses in der  $(r\phi)$ -Ebene der Jetkammer.

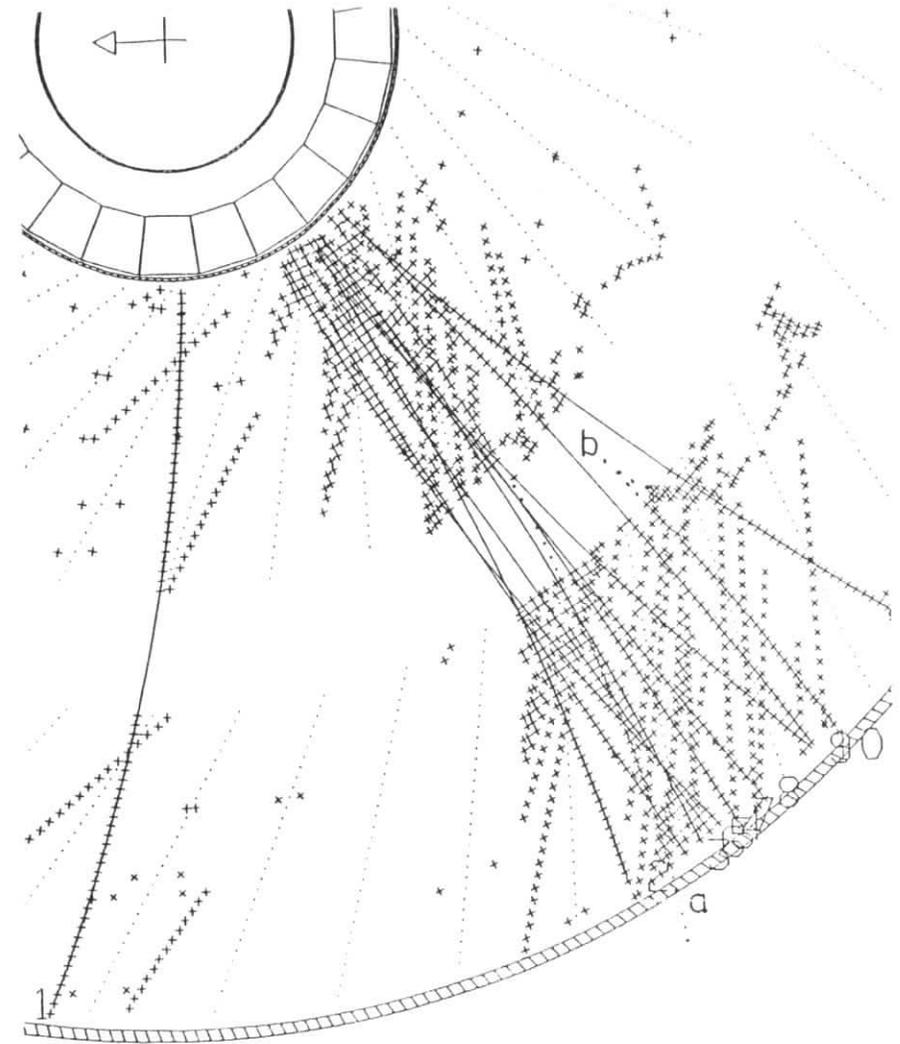


Abbildung 3.6: Meßpunkte eines Ereignisses und rekonstruierte Spuren (durchgezogene Linien) in der  $(r\phi)$ -Ebene der Jetkammer. (Gepunktet: nicht rekonstruierte Spuren.)

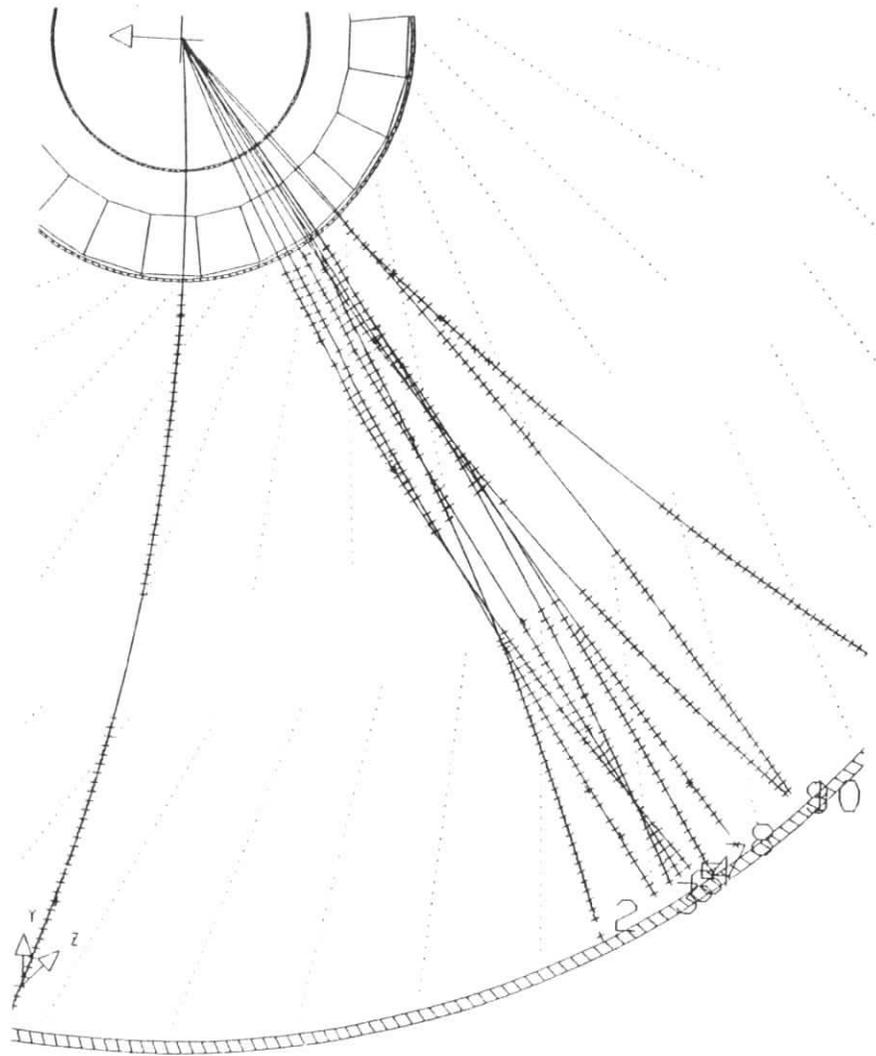


Abbildung 3.7: Rekonstruierte Spuren und ihnen zugeordnete Meßpunkte (ohne Spiegelpunkte).

## Beschränkung auf hochenergetische Primärspuren

Eine untere Grenze für den Transversalimpuls rekonstruierbarer Spuren ergibt sich, wie bereits erwähnt (Abschn. 3.2.1), aus der Breite des Arbeitsfeldes und natürlich auch aus der Verwendung der Parabel-Näherung für die Parametrisierung der Bahn.

Dabei ist zu bedenken, daß die Rekonstruktion niederenergetischer, stark gekrümmter Spuren im allgemeinen ein anderes Vorgehen als bei "steifen" Spuren erfordert. Wegen des Energieverlusts und größerer Winkel der Spuren zur Driftrichtung dürfen bei der Suche (Schritte 3 und 4) nicht so strenge Anforderungen gestellt werden; es kommen größere Abweichungen von der idealen Kreisbahn vor. Außerdem macht sich die Vielfachstreuung stärker bemerkbar. Da das Strahlrohr und die innere Tankwand starke Streuzentren vor der Kammer darstellen, ist die Benutzung des Wechselwirkungspunktes selbst bei Primärspuren nicht mehr angemessen. Bei starker Streuung in den äußeren z- und Proportionalkammern könnte es ferner sinnvoller sein, die Spuren getrennt in den einzelnen Ringen zu rekonstruieren und dann zusammensetzen.

Man wird also eher, gegebenenfalls stückweise, Kreise ohne Benutzung des Ursprungs anpassen, wobei dann auch Sekundärspuren aus Konversionen und Zerfällen gefunden werden können. Dazu darf allerdings auch im Histogramm-Schritt der Wechselwirkungspunkt nicht mehr benutzt werden.<sup>10</sup> Für die zahlreichen hochenergetischen Spuren wäre das jedoch viel zu aufwendig.

Andererseits hat man hier fast nie Doppelspurprobleme, so daß die Erkennung keine prinzipiellen Schwierigkeiten bereitet, zumal, wenn die meisten, zu hochenergetischen Spuren gehörenden Signale zuvor aussortiert worden sind. Insofern ist ein *mehrstufiges* Verfahren durchaus angemessen, und das hier betrachtete kann als Vorstufe angesehen werden. (Stünde es nicht mehr allein, sollte man z. B. unter dem Gesichtspunkt der Rechenzeit ein sogar noch schmaleres Arbeitsfeld erwägen.)

## Begrenzung des Polarwinkelbereichs

Eine weitere Beschränkung, und zwar eine untere für die Spurlänge und damit auf den zentralen Polarwinkelbereich, ergibt sich daraus, daß nur im äußeren Ring nach Linien-Elementen gesucht wird.

Zwar liegt eine Erweiterung des Suchbereichs auf die Zellen des inneren Rings auf der Hand, jedoch kommen hier die HERA-typischen Ereignistopologien ins Spiel. Die in den Vorwärtsbereich emittierten Jets haben höhere Energien und Multiplizitäten, und bei diesen engen Bündeln mit vielen fast geraden Spuren sind Doppelspurprobleme wesentlich kritischer.

Die Messung der Bahnen von Teilchen, die unter sehr kleinen Polarwinkeln emittiert werden, ist Aufgabe des Spurkammer-Systems im Vorwärtsteil des Detektors (vgl. Abb. 1.9). Es gibt jedoch einen intermediären Bereich, in dem eine zuverlässige Rekonstruktion nur unter Verwendung der Daten aus Vorwärts- und Zentral-Kammer sinnvoll möglich ist. Das

<sup>10</sup>Das Problem bekommt dann eine zusätzliche Dimension. Entweder müssen zum Linien-Element jeweils alle Paare von Punkten hinzugenommen werden, oder man erhält für einzelne Punkte als Lösung der Kreisgleichung Geraden im Parameterraum und muß dann nach einer Häufung von Schnittpunkten in der Ebene suchen.

an sich sehr wichtige Problem der Verbindung dieser beiden Detektorkomponenten geht allerdings über den Rahmen dieser Arbeit hinaus.

## Doppelspurprobleme

Doppelspuren, also Spuren, die sich über längere Stücke gegenseitig abschatten, erfahren in dem vorliegenden Programm keine über die Standard-Prozedur hinausgehende Behandlung; jedoch haben eventuelle Fehler in der Rekonstruktion der Ereignisse praktisch nur bei solchen Spuren ihre Ursache.

Manche Spuren könnten gar nicht rekonstruiert werden, wenn zu ihrer Erkennung nur Punkte benutzt würden, die keiner anderen Spur zuzuordnen sind. Verwendet man hingegen viele "fremde" Punkte für die Anpassungsrechnung, so macht man möglicherweise große Fehler bei der Impulsmessung, denn der mehrfach benutzte Punkt ist ja kein Mittelwert für alle Spuren in der Nähe, sondern nur richtig für diejenige mit der kleinsten Driftzeit am betreffenden Draht. "Fremde" Punkte liegen also systematisch neben der Spur; bei sehr hochenergetischen Teilchen kann das sogar die falsche Bestimmung des Ladungsvorzeichens zur Folge haben.

Der Kompromiß zwischen Impulsauflösung und Nachweisvermögen wurde hier (vgl. Abschn. 3.2.4) extrem zugunsten des letzteren gewählt. Nötig wäre in diesen Fällen eine sorgfältige Prüfung aller Punkte auf ihre Verwendbarkeit für die Anpassungsrechnung, die sich an die eigentliche Erkennung sämtlicher Spuren anschließt.

## Winkelabhängige Korrektur der Ortskoordinaten

Schließlich sei noch darauf hingewiesen, daß die im Prinzip leicht mögliche Korrektur der Ortskoordinaten zur Berücksichtigung ihrer Abhängigkeit vom Winkel der Spur in der benutzten Programmversion nicht vorgenommen wird. Die spurwinkelabhängige Orts-Driftzeit-Beziehung wurde in Abschn. 2.2.4 erläutert; wenn die Spur erkannt ist und ihre Lage in erster Näherung ermittelt, so kann und sollte die Korrektur vor der Durchführung weiterer Anpassungsrechnungen und Zuordnungen angebracht werden.

Dabei ist zu beachten, daß der Effekt gerade in der lorentzwinkelkompensierenden Geometrie eine stärkere Rolle spielt als in einer radialsymmetrischen. Dort ist er hauptsächlich für stark gekrümmte Spuren von Bedeutung, während man bei radialen geraden Spuren mit der ersten Annahme (etwa: parallel zur Drahtebene) keinen Fehler macht, der größer ist als der halbe Öffnungswinkel der Zelle. In der geneigten Zelle vom H1-Typ dagegen sind die Driftlinien auch überall parallel, aber sie überdeckt einen weitaus ( $\sim 2$ fach) größeren Azimutwinkelbereich, und in die Korrektur geht der Winkel quadratisch ein. Andererseits ändert sie ihr Vorzeichen bei jedem Durchqueren der Drahtebenen und bei jedem Wechsel von einer Zelle in die andere, was in der geneigten Geometrie viel häufiger vorkommt.

Wird die Korrektur nicht im nachhinein angebracht, so ist im Mittel eine Verbesserung der Auflösung hochenergetischer Spuren zu erwarten, wenn man die "erste Annahme" über die Lage der Spur von der Drahtlage (und möglicherweise auch der Driftzeit) abhängig macht

# Kapitel 4

## Ergebnisse

In diesem Kapitel werden nun die Ergebnisse der Monte-Carlo-Studie vorgestellt; sie geben Aufschlüsse über die Leistungsfähigkeit des Detektors und des entwickelten Spurerkennungsverfahrens.

Die Programme sind zunächst mit einzelnen isolierten Spuren getestet worden, hier sind Vergleiche mit Vorhersagen über die Impulsauflösung möglich.

Sodann sind Charged-Current-Ereignisse mit dem LUND-Programm erzeugt und so ausgewählt worden, daß sie im Endzustand einen Jet im Zentralbereich haben. Ihre Eigenschaften werden diskutiert. Zunächst wurde damit untersucht, wie gut sich der von den geladenen Teilchen getragene Teil des Jetimpulses rekonstruieren läßt.

Um nach der Detektorsimulation und der Spurerkennung die Daten der rekonstruierten Spuren einzeln mit den Monte-Carlo-Daten vergleichen zu können, war die Entwicklung eines Assoziationsverfahrens erforderlich, das im Prinzip erläutert wird. Die wichtigsten Resultate sind dann die Nachweiswahrscheinlichkeit für Spuren von Teilchen unterschiedlicher Impulsbereiche und die Impulsauflösung für Einzelspuren in Jets.

Eine allgemeine Bemerkung zur Beurteilung der Untersuchungsmethode sei jedoch vorangeschickt. Um die maximale Leistungsfähigkeit eines gegebenen Algorithmus zur Spurerkennung zu erreichen, müßten eigentlich sämtliche Parameter, die bei der Entscheidung über das Akzeptieren oder Zurückweisen von Spurkandidaten oder einzelnen Meßpunkten eingehen, genau optimiert werden. Dieses sog. *tuning* lohnt sich aber in der Regel nur, wenn die tatsächliche Auflösung des Detektors aus dem Experimentierbetrieb bekannt ist. Im Rahmen dieser Entwicklung wurde es nur begrenzt durchgeführt.

Für Monte-Carlo-Studien wie diese erwächst daraus eine wesentliche Beschränkung: die Ergebnisse sagen immer nur etwas über die Kombination Detektor + Analyseprogramme aus.

Es wäre z. B. zwar interessant, zu untersuchen, wie sich eine Verschlechterung der Auflösungsgrößen  $\sigma_x$  oder  $\sigma_{DH}$  auswirkt. Doch müßte dazu jeweils das Spurerkennungsprogramm neu optimiert werden, um "objektive" Daten über die Leistungsfähigkeit des Detektors zu erhalten.

Deswegen ist Vorsicht angebracht gegenüber Daten, die sich mit demselben Rekonstruktionsprogramm bei unterschiedlicher Detektor-Auflösung ergeben. Ein offensichtlich widersinniges Ergebnis ist z. B., daß bei idealem Doppelpulstrennungsvermögen ( $\sigma_{DH} = 0$ )

weniger Spuren gefunden werden als mit  $\sigma_{DH} = 2.5 \text{ mm}$ .<sup>1</sup> Es werden darum hier keine Ergebnisse aufgeführt wie etwa die Nachswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von  $\sigma_{DH}$ .

## 4.1 Impulsauflösung für isolierte Spuren

Um zu überprüfen, ob das Programm einzelne Effekte richtig reproduziert, sind zunächst "Ereignisse" mit nur einem Teilchen erzeugt worden. dabei kann man den Simulationen eigenen Vorteil ausnutzen, daß sich Effekte wie etwa die Vielfachstreuung einfach "abschalten" lassen.

Für die Impulsauflösung sind im wesentlichen <sup>2</sup> zwei Fehlerquellen maßgeblich: Vielfachstreuung und Meßfehler bei den Spurpunkten in der  $(r\phi)$ -Ebene. (In diesem Abschnitt ist mit "Impuls" immer der Transversalimpuls gemeint.)

Der durch Vielfachstreuung bedingte relative Fehler des Impulses ist impulsunabhängig; es gilt

$$\left(\frac{\sigma(p)}{p}\right)_{VJ_s} \propto \frac{\sqrt{X}}{lB} \quad (4.1)$$

( $X$ : Dicke des durchquerten Materials in Einheiten von Strahlungslängen,  $l$ : radialer Abstand zwischen erstem und letztem Meßpunkt,  $B$ : Magnetfeld) [18].

Die Meßfehler in den Spurpunkten wirken sich so aus, daß die Krümmungen der Bahnen mit konstanter absoluter Genauigkeit gemessen werden können, wobei die gemessenen Krümmungen gaußförmig um den wahren Wert verteilt sind. Da der Impuls proportional zum Kehrwert der Krümmung ist, ist die Verteilung der Impulse dagegen unsymmetrisch und zeigt Ausläufer zu hohen Impulsen. Für kleine Fehler gilt aber das Fehlerfortpflanzungsgesetz:

$$\sigma(p) = \sigma\left(\frac{1}{p}\right) \cdot \left|\frac{\partial p}{\partial(1/p)}\right| = \sigma\left(\frac{1}{p}\right) p^2, \quad (4.2)$$

und der relative Impulsfehler ist proportional zum Impuls:

$$\left(\frac{\sigma(p)}{p}\right)_{Mf} \propto \frac{\sigma_x}{l^2 B} p \quad (4.3)$$

( $\sigma_x$ : Ortsauflösung) [18].

Für die Fehler bei den Spurpunkten gibt es neben der endlichen Ortsauflösung noch eine weitere Quelle: die nicht durchgeführte Winkelkorrektur bei der Berechnung der Koordinaten aus den Driftzeiten (vgl. Abschn. 2.2.4 und 3.4). Ihr Einfluß kann ermittelt werden durch den Vergleich mit einer Simulationsrechnung, bei der ein überall homogenes Driftfeld angenommen wurde.

Die Abbildungen 4.1 und 4.2 zeigen die Impulsaufösungen für Einzelspuren unter unterschiedlichen Bedingungen bei der Simulation. Es wurden jeweils 100 Spuren (Pionen) für jedes Vorzeichen und jeden Impulswert (0.5, 1, 2, ..., 64 GeV/c) erzeugt, und zwar alle unter  $\theta = 90^\circ$  und zufallsverteilten Azimutwinkeln. Neben dem relativen Fehler  $\frac{\sigma(p)}{p}$

<sup>1</sup>Das liegt daran, daß dann einerseits zu viele Punkte im Histogramm Maximum enthalten sind, andererseits aber das mittlere Residuum bei einer Anpassungsrechnung an alle diese Punkte so groß wird, daß der Kandidat verworfen wird.

<sup>2</sup>Energieverlust spielt in dem betrachteten Impulsbereich keine Rolle.

<sup>3</sup>mit einer statistischen Ungenauigkeit von jeweils 10%.

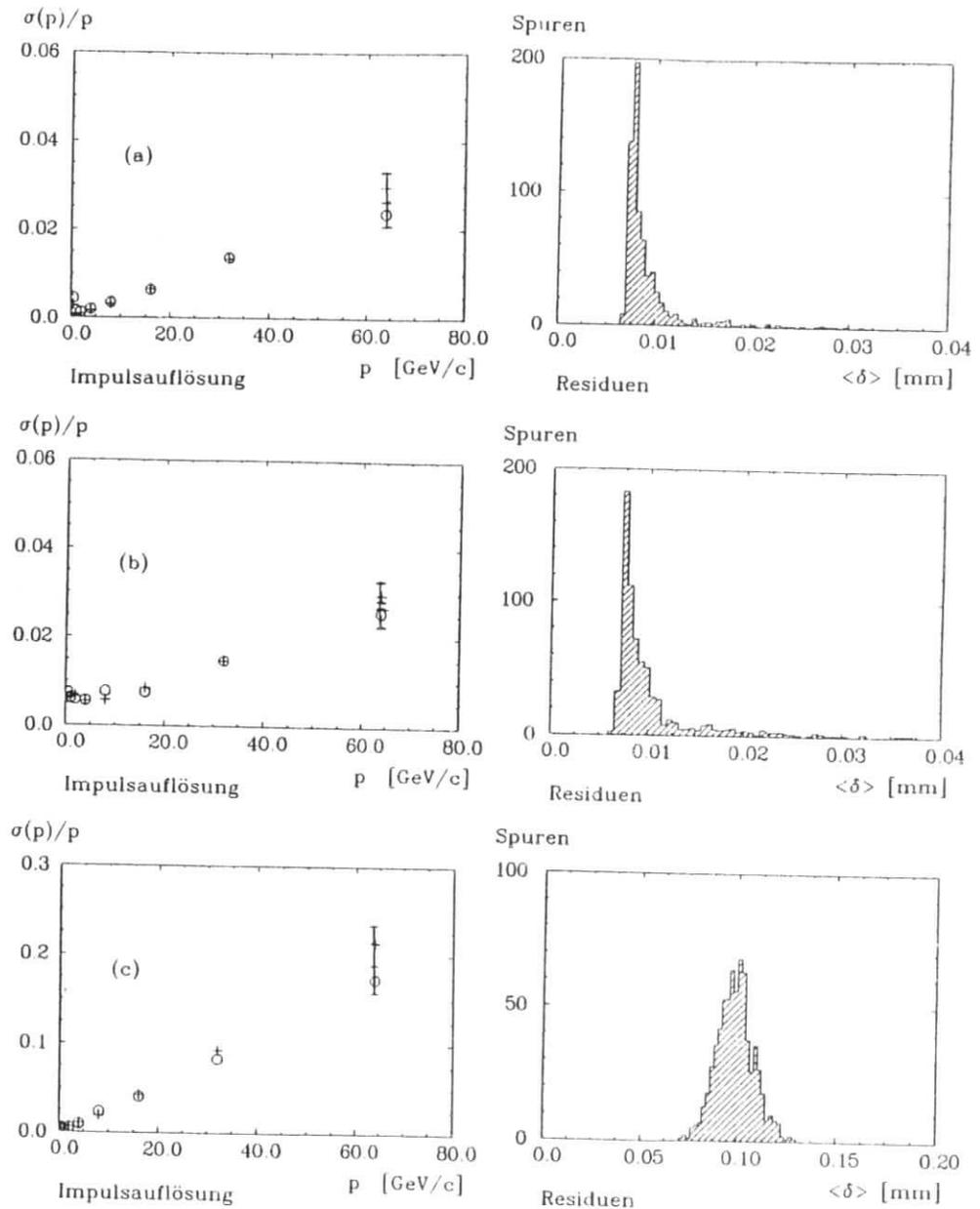


Abbildung 4.1: Relativer Impulsfehler  $\sigma(p)/p$  in Abhängigkeit vom Impuls  $p$  und Verteilung der mittleren Residuen ( $\delta$ ) für einzelne Spuren.

Kreuze:  $\pi^+$ , Kreise:  $\pi^-$ . Statistischer Fehler nur bei großen Werten eingezeichnet. Residuen nur für ein Vorzeichen und  $p \geq 1 \text{ GeV}/c$ .

(a) maximale Rechengenauigkeit, (b) mit Vielfachstreuung, (c) mit  $\sigma(x) = 100 \mu\text{m}$

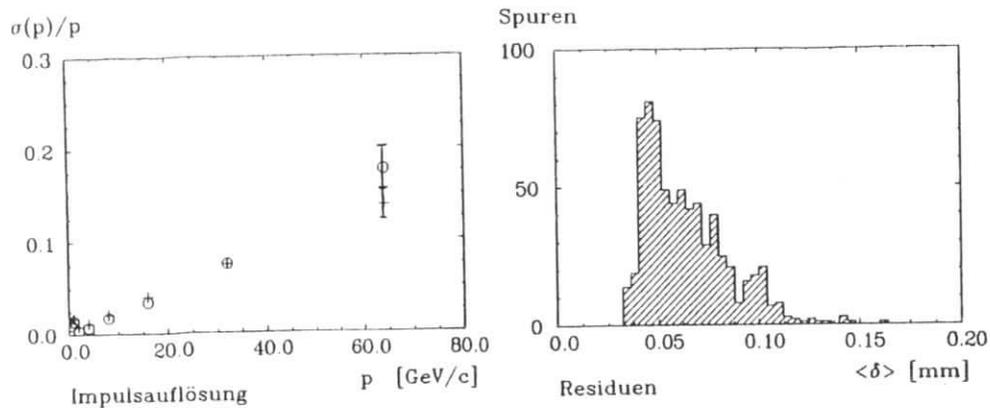


Abbildung 4.2: Relativer Impulsfehler  $\sigma(p)/p$  in Abhängigkeit vom Impuls  $p$  und Verteilung der mittleren Residuen ( $\delta$ ) für einzelne Spuren. (Wie Abb. 4.1)  
Nur Einfluß des inhomogenen Feldes wie in Abb. 2.4.

ist die Verteilung der mittleren Residuen  $\langle \delta, \phi \rangle_{rms}$  gezeigt, d. h. der *root mean squares* der Abstände der Punkte einer Spur von der angepaßten Kurve, die ein Maß für die Ortsauflösung darstellen. (Man beachte die unterschiedlichen Maßstäbe an den Achsen.)

Abb. 4.1(a) gibt sozusagen die Rechengenauigkeit wieder. Alle Effekte sind abgeschaltet, und die Fehler rühren lediglich von der Intervallbreite der Driftzeitwerte ( $0.005\text{ mm}$ ) her und bei niederenergetischen Spuren von der Parabel-Näherung (Ausläufer zu hohen Residuen).

Abb. 4.1(b) zeigt den Einfluß der Vielfachstreuung, eine konstante Anhebung des relativen Fehlers.

In Abb. 4.1(c) ist die Verteilung dargestellt, die man für eine Ortsauflösung von  $\sigma_x = 100\ \mu\text{m}$  bei Abschaltung aller übrigen Effekte erhält. Das lineare Verhalten nach (4.3) ist gut reproduziert, und die Erwartung aus dem Technical Proposal [7],  $\sigma(p) = 0.3\% \cdot p^2$ ,  $p$  in  $\text{GeV}/c$ , wird erfüllt.

Bis hierher war ein überall homogenes Driftfeld angenommen worden. Abb. 4.2 zeigt im Vergleich dazu den Einfluß des radialsymmetrischen Teils des Feldes in Drahtnähe, also der spurwinkelabhängigen Orts-Driftzeit-Beziehung. Er liegt durchaus in der Größenordnung der durch die Ortsauflösung bedingten Fehler. Da der Fehler im Verlauf der Spur oft sein Vorzeichen ändert, wirkt er sich auch so ähnlich aus. Die Verteilung der Residuen ist stark asymmetrisch, da der Effekt bei niederenergetischen Spuren besonders groß wird. Dort überwiegt er sogar gegenüber der Vielfachstreuung. (Eine signifikante Abhängigkeit vom Azimutwinkel konnte nicht festgestellt werden.)

Abb. 4.3 zeigt schließlich die Auflösung bei Berücksichtigung sämtlicher Effekte in der Simulation. Im hochenergetischen Limes ergibt sich

$$\sigma(p) = 0.35\% \cdot p^2, \quad p \text{ in } \text{GeV}/c.$$

Wenn die Winkelkorrektur der Ortskoordinaten vorgenommen wird, so ist  $\sigma(p)/p = 0.3\% (\text{GeV}/c)^{-1}$  zu erwarten. Der Effekt wurde simuliert, obwohl er prinzipiell korrigierbar ist, weil er eine realistische zusätzliche Erschwernis bei der Spurerkennung darstellt.

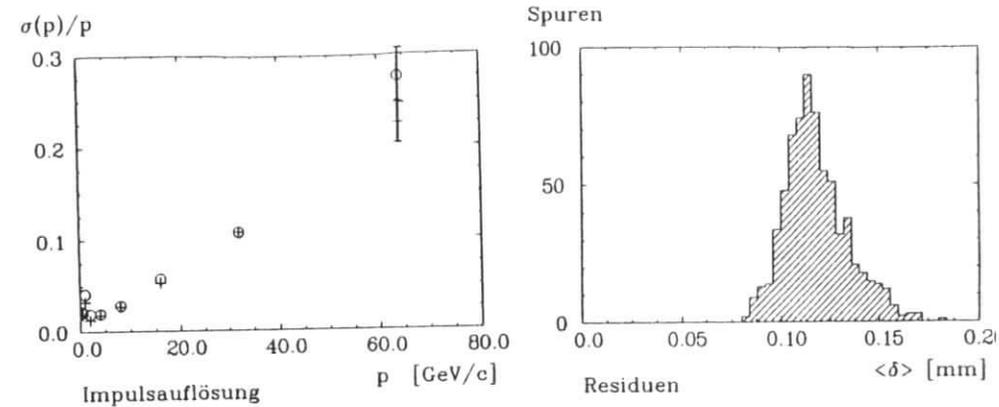


Abbildung 4.3: Relativer Impulsfehler  $\sigma(p)/p$  in Abhängigkeit vom Impuls  $p$  und Verteilung der mittleren Residuen ( $\delta$ ) für einzelne Spuren. (Wie Abb. 4.1)  
Sämtliche Effekte mitberücksichtigt.

## 4.2 Eigenschaften der simulierten Ereignisse

In diesem Abschnitt wird zunächst die Auswahl der Jet-Ereignisse beschrieben und der zugängliche kinematische Bereich erörtert. Dann werden einige ihrer topologischen Eigenschaften betrachtet.

### 4.2.1 Auswahl der Ereignisse und kinematischer Bereich

Mit dem LUND-Programm sind Charged-Current-Ereignisse  $e p \rightarrow \nu X$  erzeugt worden, und zwar dem physikalischen Wirkungsquerschnitt gemäß über den kinematischen Bereich verteilt, wobei für den Impulsübertrag

$$Q^2 \geq 1000 (\text{GeV}/c)^2$$

und für die SkalenvARIABLE

$$0.01 \leq x \leq 1$$

verlangt wurde, da der Wirkungsquerschnitt für kleine  $Q^2$ -Werte extrem ansteigt. (Elektron und Proton im Anfangszustand haben HERA-Energien 30 bzw. 820  $\text{GeV}$ .)

Von diesen Ereignissen sind solche ausgewählt worden, die außer dem *target jet* nur noch einen weiteren Jet im Endzustand haben:  $e p \rightarrow \nu + q + qq$ . Es wurden also harte Gluon-Bremstrahlung und Photon-Gluon-Fusion ausgeschlossen. Damit ist die Ereignistopologie eindeutig festgelegt, und man hat später keine Probleme mit der Jet-Definition.

Wegen der Beschränkung des Spurerkennungsprogramms auf den zentralen Polarwinkelbereich wurde weiterhin für die Ereignisse gefordert, daß das Quark (der *current jet*) unter einem Winkel

$$45^\circ \leq \theta_q \leq 135^\circ \quad (4.4)$$

emittiert wird. In Anbetracht der typischen Jet-Öffnungswinkel sollte dadurch eine ausreichende Spurlänge in der Jetkammer für fast alle Teilchen gewährleistet sein.

Abb. 4.4(a) zeigt die Verteilung sämtlicher generierter Ereignisse vom "1-Jet-Typ" über die  $(x, Q^2)$ -Ebene. Die Verteilung der für den Zentralbereich selektierten Ereignisse zeigt Abb. 4.4(b). Man schließt durch die Einschränkung auf mittlere Polarwinkel also keineswegs bestimmte  $x$ - oder  $Q^2$ -Werte aus; es ist jedoch auch anschaulich klar, daß auf Partonen mit höheren Impulsen ( $\propto x$ ) auch größere Impulse übertragen werden müssen, um eine Streuung in den Innendetektorbereich zu erhalten.

Man kann zeigen, daß unter Vernachlässigung der Ruhmassen der gegen die Proton-Richtung gemessene Streuwinkel des Quarks  $\theta_q$  gegeben ist durch

$$\cos \theta_q = \frac{\tilde{p}_0(1-y) - k_0 y}{\tilde{p}_0(1-y) + k_0 y} \quad (4.5)$$

wobei  $\tilde{p}_0 = x p_0$  und  $k_0$  die Energien des einlaufenden Quarks bzw. Elektrons und  $y$  die Skalenvariable sind (vgl. Abschn. 1.2). Daraus folgt <sup>4</sup>

$$y = \frac{\tilde{p}_0 \sin^2 \frac{\theta_q}{2}}{\tilde{p}_0 \sin^2 \frac{\theta_q}{2} + k_0 \cos^2 \frac{\theta_q}{2}} \quad (4.6)$$

und die Bedingung (4.4) bedeutet

$$\frac{x^2}{x+0.21} < \frac{Q^2}{s} < \frac{x^2}{x+0.006} \quad (4.7)$$

Diese Grenzen sind in Abb. 4.4 ebenfalls eingezeichnet.

Die Zahl der selektierten Ereignisse beträgt 400.

#### 4.2.2 Eigenschaften der Jets

Hier sollen nun einige Eigenschaften der Jets im Endzustand der auf Parton-Ebene ausgewählten Ereignisse behandelt werden.

Die Verteilung der Polarwinkel aller Teilchen aller Ereignisse zeigt Abb. 4.5. Es ist zu erkennen, daß der *target jet* im Labor-System einen großen Teil der Gesamtmultiplizität davonträgt,<sup>5</sup> der Schnitt auf den *current jet*-Winkel zeichnet sich ebenfalls ab. Dazwischen gibt es einen Bereich, in dem die Zuordnung zu einem der Jets nicht eindeutig möglich ist.

Für diese Untersuchung wurde der Jet einfach durch einen Schnitt im Polarwinkel definiert: alle Teilchen mit  $\theta > 30^\circ$  gehören dazu. In Abb. 4.6 ist die Summe der Energien aller so dem Quark-Jet zugeordneten Teilchen gegen die Energie des Quarks aufgetragen; man sieht, daß die Definition sinnvoll ist.

Einen Eindruck vom Öffnungswinkel der Jets gibt Abb. 4.7. Die Verteilung der Differenzen zwischen Teilchen- und Quark-Polarwinkel zeigt wiederum eine Asymmetrie zur Proton-Seite hin.

In der Jetkammer sind allerdings nur geladene Teilchen meßbar. Abb. 4.8 zeigt, daß die

<sup>4</sup>Die im cmc-System immer mögliche Rückwärtsstreuung bleibt für masselose Teilchen eine solche in jedem System. Deshalb ist hier  $y = 1$  für alle  $\theta_q$ . Es ist jedoch klar, daß nicht für alle  $x$ -Werte alle Jet-Winkel kinematisch erlaubt sind.

<sup>5</sup>Das erste Intervall enthält ~3400 Einträge für  $\theta = 1.5^\circ$ .

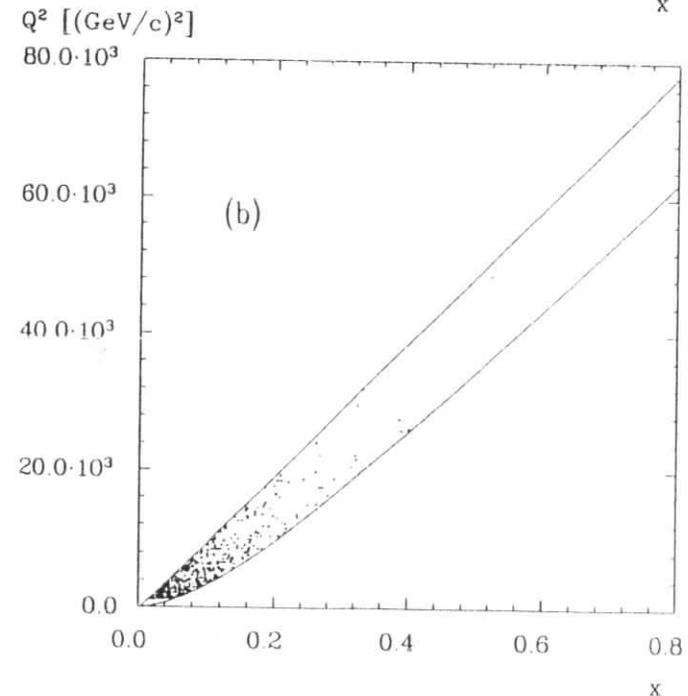
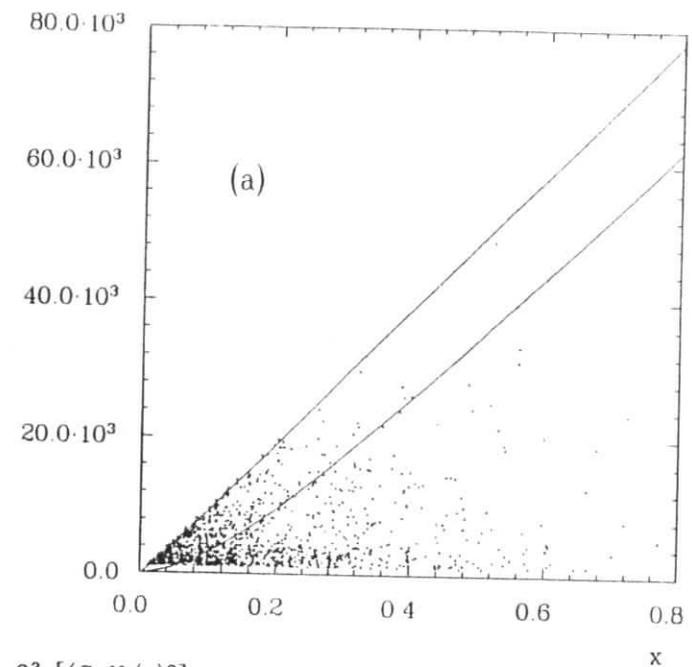


Abbildung 4.4: Verteilung der erzeugten Charged-Current-Ereignisse  $e p \rightarrow \nu q q \bar{q}$  in der  $(x, Q^2)$ -Ebene. (a) alle Ereignisse, (b) für den Zentralbereich  $45^\circ < \theta_q < 135^\circ$  selektierte Ereignisse.

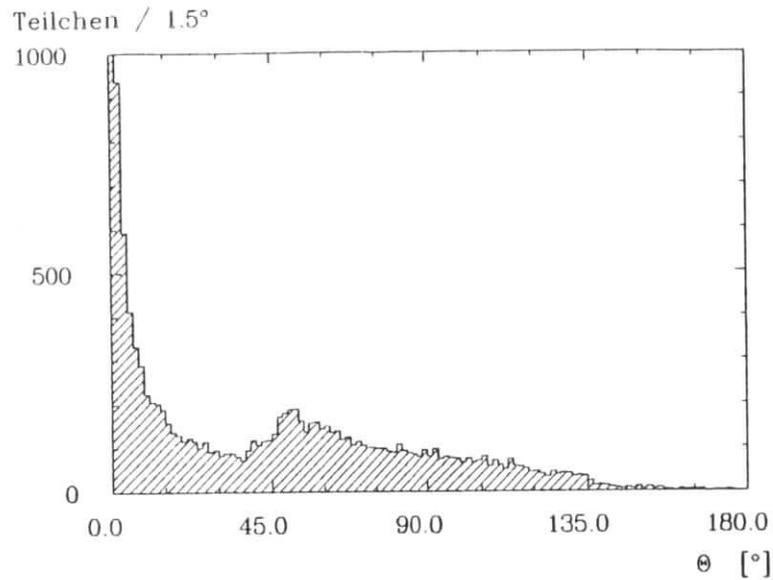


Abbildung 4.5: Polarwinkelverteilung für alle Teilchen im Endzustand der ausgewählten Ereignisse.

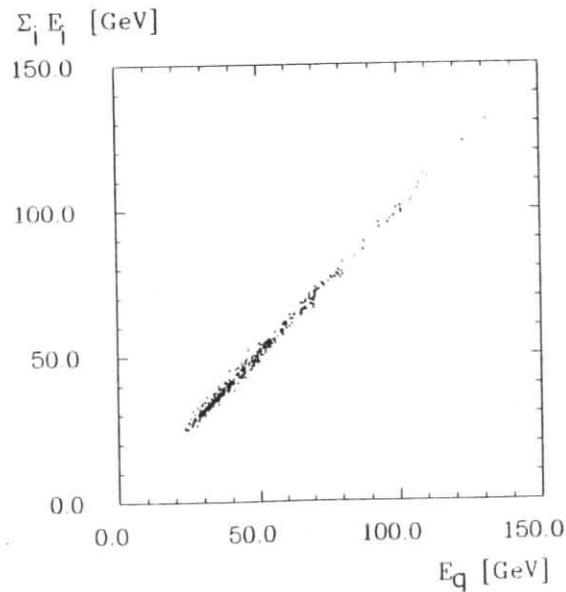


Abbildung 4.6: Korrelation zwischen der Summe der Energien aller dem Jet zugeordneten Teilchen ( $\sum_i E_i$ ) und der Quark Energie  $E_q$ .

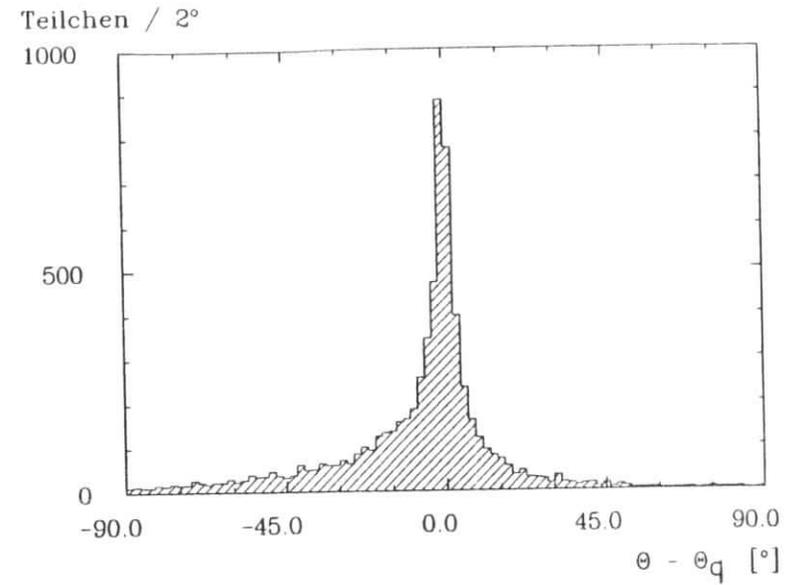


Abbildung 4.7: Verteilung der Differenzen zwischen den Polarwinkeln  $\theta$  aller Teilchen und dem des current-Quarks,  $\theta_q$ , des jeweiligen Ereignisses.

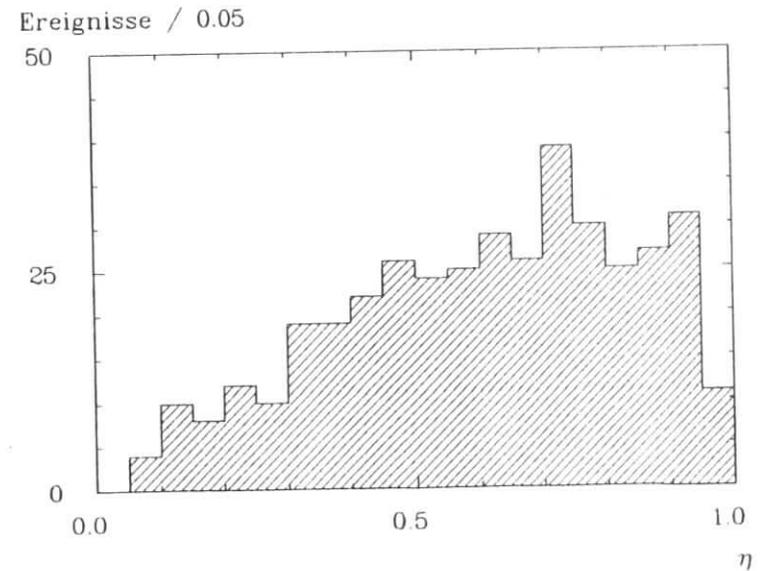


Abbildung 4.8: Verteilung des Quotienten  $\eta$  aus der Summe der Energien der geladenen und der Summe der Energien aller Teilchen eines Jets.

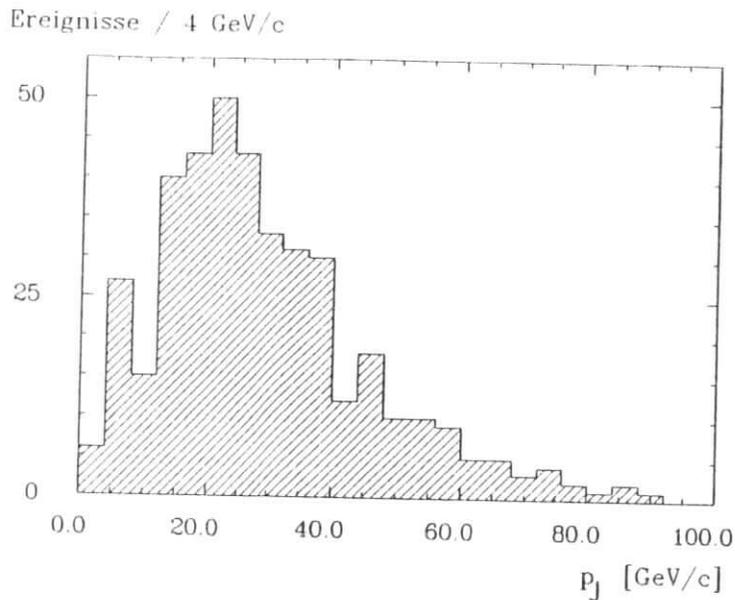


Abbildung 4.9: Verteilung der Jet-Impulse  $p_J$ .

Verteilung des Quotienten aus 'geladener Energie'<sup>6</sup> und Gesamtenergie des Jets sehr breit ist. Daraus wird deutlich, daß etwa für das Problem, wie weit sich durch Messung des Jets mit der Spurkammer allein die Kinematik eines Ereignisses rekonstruieren läßt, die Physik des Hadronisationsprozesses eine weitaus entscheidendere Rolle spielt als Details des Detektors oder der Spurerkennung. Auf einen Vergleich der gemessenen Impulse mit Parton-Daten wurde deshalb verzichtet.

Insgesamt sollen die Graphiken zeigen, daß man bei den ausgewählten Ereignissen zwar praktisch alle geladenen Teilchen des Jets mit dem Innendetektor "sieht", jedoch nur einen stark fluktuierenden Anteil der Energie.

Im folgenden wird mit **Jet-Impuls** der Betrag der Vektorsumme der (3er-)Impulse aller geladenen Teilchen des Jets bezeichnet:

$$p_J := \left| \sum_{(\text{charged particles})} \vec{p}_i \right| \quad (4.8)$$

Die Verteilung der Jet-Impulse der betrachteten Ereignisse gibt Abb. 4.9 wieder; der Mittelwert beträgt

$$\langle p_J \rangle = 29.1 \text{ GeV}/c .$$

Weiterhin wird ein Teilchen **meßbar** genannt, wenn sein Transversalimpuls und seine Richtung eine Rekonstruktion innerhalb der prinzipiellen Grenzen des Spurerkennungsprogramms erlauben. Es muß sich also um ein Primärteilchen vom Wechselwirkungspunkt

<sup>6</sup>Summe der Energien der geladenen Teilchen des Jets

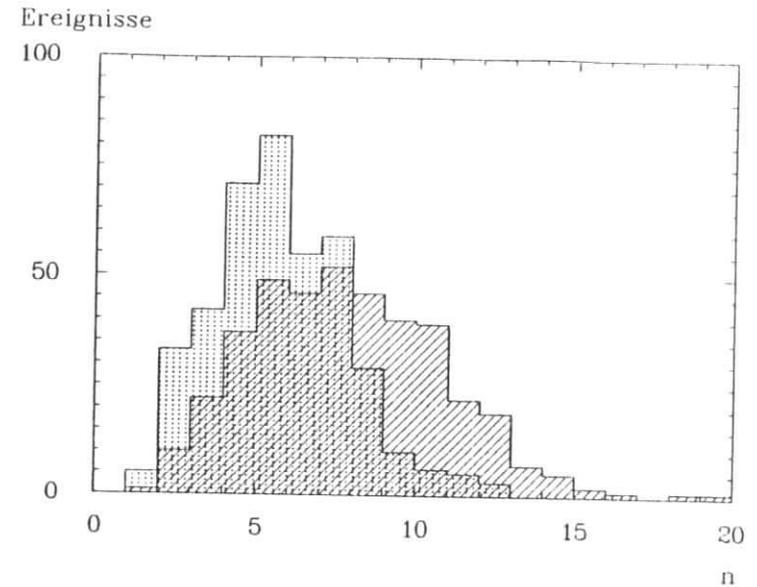


Abbildung 4.10: Verteilung der Multiplizitäten  $n$  geladener Teilchen. (schraffiert): alle Primärteilchen, (gepunktet): meßbare Teilchen.

handeln, für das

$$p_{\perp} > 0.6 \text{ GeV}/c \quad (4.9)$$

und

$$30^\circ < \theta < 150^\circ \quad (4.10)$$

gelten. In Abb. 4.10 ist die Verteilung der geladenen Multiplizitäten der Jets gezeigt, und zwar einmal (schraffiert) der gesamten, und, gepunktet, der im eben definierten Sinne meßbaren. Die Mittelwerte sind

$$\langle n_{\text{charged}}^{\text{tot}} \rangle = 7.4$$

und

$$\langle n_{\text{charged}}^{\text{meßb}} \rangle = 5.3 .$$

(Sekundärspuren aus Konversionen und Zerfällen sind darin jeweils nicht enthalten.) Durch den "Meßbarkeits"-Schnitt verliert man im Mittel nur 2% der Jetenergie

Schließlich ist in Abb. 4.11 das Spektrum der Transversalimpulse der meßbaren Teilchen dargestellt.

### 4.3 Messung des Jet-Impulses

Als erstes wurde nun untersucht, wie gut sich der Jet-Impuls rekonstruieren läßt. Dazu wurde er aus den Bahnparametern aller vom Spurerkennungsprogramm gefundenen Teilchen

Teilchen / 0.5 GeV/c

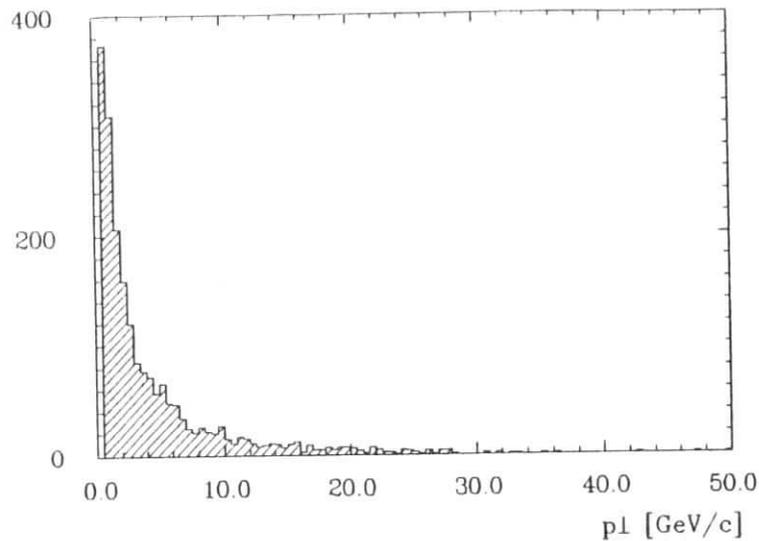


Abbildung 4.11: Verteilung der Transversalimpulse  $p_{\perp}$  der einzelnen geladenen Teilchen aller Ereignisse.

berechnet und mit dem Wert verglichen, der sich aus den Viererimpulsen der simulierten Primärteilchen ergibt.

Die Korrelation dieser Werte gibt Abb. 4.12 wieder. Mit einer Abweichung von weniger als 10% wurden 76% der Ereignisse rekonstruiert, bei 13% der Ereignisse zeigen sich Abweichungen von mehr als 20%. Beschränkt man sich auf die 86% der Ereignisse, bei denen der Jet-Impuls innerhalb von 3 Standardabweichungen genau gemessen wird, so beträgt der Fehler

$$\left\langle \frac{\sigma(p_J)}{p_J} \right\rangle_{rms} = 6.0\%$$

Die Ursache für die bei einigen Ereignissen auftretenden sehr großen Fehler liegt zum Teil darin, daß Spuren nicht erkannt worden sind; der größte Beitrag rührt jedoch von grob falsch bestimmten Impulsen einzelner Teilchen her, wobei diese durch Fehlzuordnungen von Meßpunkten in Doppelspuren zustande gekommen sind.

Man kann, wenn auch unter Vorbehalten, dieses Ergebnis mit einer früher durchgeführten Studie vergleichen. Dort war die Messung von mit dem LUND-Programm erzeugten HERA-Ereignisse mit dem JADE-Detektor-Monte-Carlo-Programm simuliert worden. Dabei sind für die Orts- und Doppelpuls-Auflösung sowie für das Magnetfeld die für den H1-Detektor erwarteten Werte eingesetzt worden. Die Geometrie der Anordnung war jedoch unverändert, so daß die Daten mit einem voll ausgereiften Spurerkennungsprogramm analysiert werden konnten.

Damit ließ sich eine Jetimpuls-Auflösung von 3% erreichen, und weniger als 10% der

$p_J$  [GeV/c] (rekonstruiert)

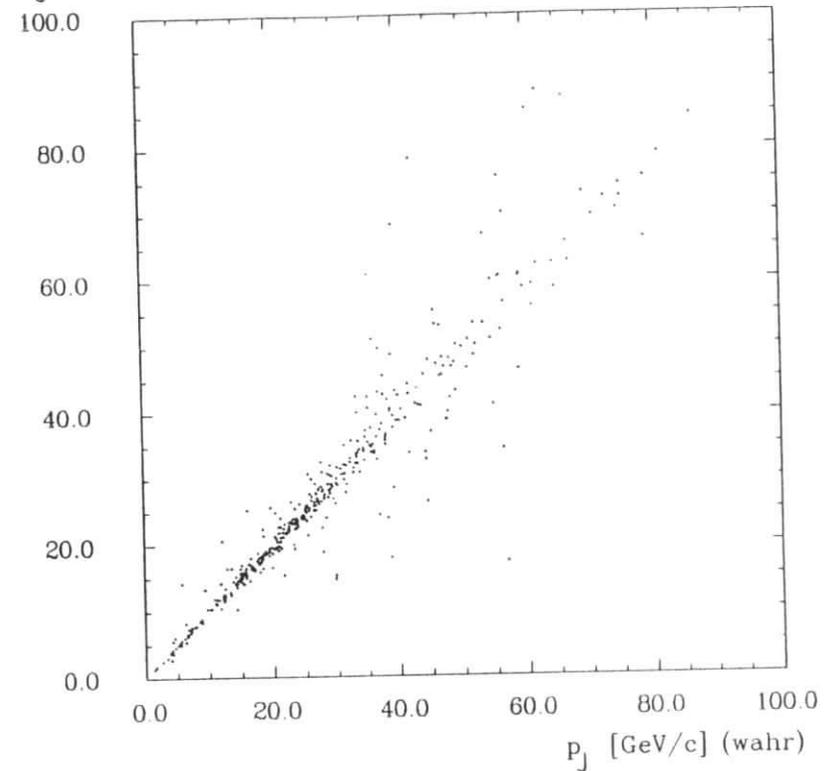


Abbildung 4.12: Korrelation zwischen gemessenem und wahren Jetimpuls  $p_J$ . (Erläuterung im Text)

Ereignisse  $\bar{\tau}$  zeigten Abweichungen von mehr als 20%. Allerdings waren dort die "gemessenen" Werte nicht mit den Viererimpulsen verglichen worden, sondern mit Bahndaten, die während der Simulation gespeichert werden. D. h., Effekte wie etwa Ablenkung durch Vielfachstreuung heben sich auf, und Sekundärteilchen, z. B. aus  $\gamma$ -Konversionen, werden mitberücksichtigt. Trotzdem gibt dieser Vergleich einen Eindruck davon, welche Verbesserungen bei einer Weiterentwicklung der Spurerkennungsprogramme zu erwarten sind.

<sup>7</sup>6% ohne Untergrundsimulation und 11% bei 200 zufälligen Signalen pro Ereignis. Man beachte, daß das Programm nicht für die bessere Auflösung optimiert war.

## 4.4 Assoziation rekonstruierter Spuren mit Original-Daten

Die Betrachtung der Größe Jet-Impuls erlaubt nur indirekte Rückschlüsse auf die Funktionalität des Spurerkennungsprogramms, und über einzelne Spuren läßt sich gar nichts sagen. Genauere Aussagen lassen sich machen, wenn man die Daten der rekonstruierten Ereignisse Spur für Spur mit den als Eingabe für die Simulation verwendeten Original-Daten vergleichen kann.

Im Prinzip ist diese Möglichkeit durch das Graphik-System gegeben, und die Ursachen einzelner Spurerkennungsfehler lassen sich in der Tat nur durch visuelle Überprüfung ermitteln. Für die Bestimmung statistischer Größen wie der Spurnachweiswahrscheinlichkeit oder der Einzelspur-Impulsauflösung ist die Methode aber zu zeitaufwendig.

Grundsätzlich ist die Rückverfolgung des Informationsflusses bei einer Simulationsrechnung kein Problem. Im allgemeinen wird dieses *trace back* dadurch ermöglicht, daß während der Rechnung die Zuordnung von Driftkammersignalen zu Teilchen und umgekehrt gespeichert wird. Man muß dann dafür sorgen, daß die Information bei den folgenden Umordnungen (Sortieren nach Driftzeiten, Einfügen von Untergrundsignalen, Löschen von Doppelpulsen) erhalten bleibt, was mit dem Sortierproblemen eigenen Aufwand verbunden ist. Wenn die Spuren erkannt sind, so läßt sich über die benutzten Punkte das zugehörige Teilchen ermitteln. Bei hohen Spurdichten, wo viele Signale abgeschattet und viele "fremde" Punkte für die Rekonstruktion einzelner Bahnen benutzt werden, ist auch diese aufwendige Methode nicht absolut sicher.<sup>8</sup>

Das für diese Untersuchung entwickelte Verfahren verfolgt einen anderen Ansatz. Es stellt im Grunde die Programmierung des Vorgehens mit bloßem Auge am Graphik-Bildschirm dar. Dabei geht man davon aus, daß Spuren sich am ehesten dort identifizieren lassen, und zwar einfach aufgrund ihrer Lage im Raum, wo sie ausreichenden Abstand zu anderen haben. Bei der überwiegenden Zahl der Spuren ist das ganz außen der Fall.

Man nutzt dazu aus, daß während der Simulationsrechnung Bahnparameter (Krümmungen, Koordinaten des ersten und letzten Spurpunktes in der Kammer und die Richtungen dort) gespeichert werden, so daß eine sehr genaue Information darüber vorliegt, wo die Teilchen "wirklich" gewesen sind, z. B. auch nach eventuellen Ablenkungen durch Vielfachstreuung. Die Zuordnung von diesen Bahndaten zu den ursprünglichen Viererimpulsen der Teilchen ist ebenfalls gegeben (und eindeutig).

Technisch verfährt man nun so, daß man die Spuren sowohl aufgrund der wahren Bahndaten als auch aufgrund der in der Spurerkennung bestimmten bis zu einem einheitlichen Radius (bis zur äußeren Tankwand) linear extrapoliert und die  $\phi$ -Koordinate dort berechnet. Daraufhin sucht man zu jeder gefundenen Spur eine Original-Spur, deren  $\phi$ -Koordinate am extrapolierten Punkt innerhalb enger Grenzen übereinstimmt. Als zusätzliches Kriterium wird das Ladungsvorzeichen überprüft.

Zunächst wird verlangt, daß die Differenz der  $\phi$ -Werte kleiner als  $0.1^\circ$  ist, das entspricht bei einem Radius von  $0.84\text{ m}$  einem Abstand von  $1.5\text{ mm}$ , der deutlich unterhalb der Doppelpulsauflösung liegt. Erst wenn in diesem Intervall kein Kandidat gefunden wird, wird

<sup>8</sup>Das gilt besonders für das hier benutzte Spurerkennungsprogramm, das in seiner gegenwärtigen Entwicklungsphase noch die (fast) beliebig häufige Benutzung von Meßpunkten für mehrere Spuren erlaubt.

Spurkandidaten /  $0.002^\circ$

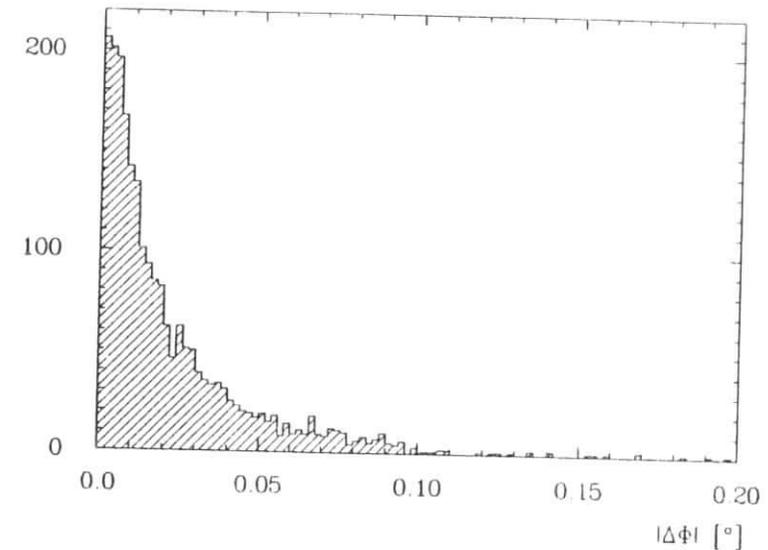


Abbildung 4.13: Verteilung der Differenzen der  $\phi$ -Koordinate am extrapolierten Spurpunkt  $|\Delta\phi|$  für alle Kandidaten.

die Suche einmal mit der doppelten Breite wiederholt, dies deshalb, weil man bei mehreren Kandidaten den mit dem am besten übereinstimmenden Impuls wählen muß. Abb. 4.13 zeigt die Verteilung der  $\phi$ -Differenzen für alle Kandidaten.

Das Verfahren funktioniert deshalb so gut, weil Teilchen, deren Bahnen sich zufällig am äußeren Rand der Kammer kreuzen, meistens nicht dasselbe Ladungsvorzeichen haben oder zumindest stark unterschiedliche Impulse. (Das Impulskriterium kommt aber nur bei etwa 2% der Spuren zur Anwendung.) Nur bei einem von hundert Ereignissen kommt es vor, daß dieselbe Original-Spur zwei verschiedenen rekonstruierten zugeordnet wird. In 396 Ereignissen ist die Assoziation eineindeutig.

## 4.5 Nachweiswahrscheinlichkeit

Um die Wahrscheinlichkeit für den Nachweis einzelner Spuren zu bestimmen, kann man nicht einfach die Multiplizität des rekonstruierten Jets mit der des ursprünglichen vergleichen. Es kommt häufiger vor, daß Spuren mit  $p_{\perp} < 0.6\text{ GeV}/c$  oder  $\theta > 30^\circ$  gefunden werden, doch selbst wenn man bei den Original-Daten denselben Schnitt auf die "Meßbarkeit" ((4.9) und (4.10)) anlegt wie bei den rekonstruierten, ist das Ergebnis immer noch größer als 1. Das liegt vor allem daran, daß auch hochenergetische Elektronen, die vom im Strahlrohr oder in der inneren Tankwand konvertierten Photonen stammen, im Spurerkennungsprogramm gefunden werden (72 Spuren). Außerdem kommen "Wanderungen" über die Meßbarkeitsgrenzen vor, die das Ergebnis verfälschen.

Impulsbereich $p_{\perp} [GeV/c]$	wahre Gesamtzahl der Spuren	efficiency $\epsilon$	$3\sigma$ -efficiency $\epsilon_{3\sigma}$
0.6 ... 2.0	903	98.4 %	95.1 %
2.0 ... 8.0	821	98.8 %	91.5 %
8.0 ... 32.0	352	96.9 %	88.4 %
> 32.0	8	87.5 %	87.5 %
> 0.6	2084	98.2 %	92.0 %

Tabelle 4.1: Nachweiswahrscheinlichkeiten  $\epsilon$  und  $\epsilon_{3\sigma}$  für verschiedene Transversalimpulsbereiche. (Erläuterung der Größen im Text)

Bei der Verwendung des Assoziationsverfahrens können solche Effekte erkannt und ausgeschlossen werden. Es werden nur die 396 Ereignisse mit eindeutiger Zuordnung betrachtet. Sodann werden in den Vergleich nur meßbare Primärteilchen einbezogen.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit oder *efficiency*  $\epsilon$  wird definiert als das Verhältnis der gefundenen und mit einem meßbaren Primärteilchen assoziierten Spuren zur wahren Gesamtzahl der meßbaren Spuren.

Insgesamt sind von 2084 meßbaren Primärspuren Spuren 2047 gefunden worden, 37 nicht. In 24 Ereignissen fehlte jeweils eine, in 4 Ereignissen fehlten jeweils zwei Spuren. In weiteren 5 stimmte zwar die Zahl der gefundenen überein, doch ist jeweils eine Spur aufgrund falsch gemessenen Ladungsvorzeichens nicht assoziiert worden. Bei 7 Ereignissen wurde eine Spur zuviel rekonstruiert.

Ein noch genaueres Bild ergibt sich nach dem Vergleich der gemessenen Transversalimpulse mit den tatsächlichen. Nach der Bestimmung der Impulsauflösung (siehe nächster Abschnitt) wurde eine " $3\sigma$ -efficiency"  $\epsilon_{3\sigma}$  definiert, die angibt, welcher Anteil der meßbaren Primärspuren gefunden, assoziiert und innerhalb von 3 Standardabweichungen im Transversalimpuls gemessen wird:

$$|1/p_{\perp}^{meas} - 1/p_{\perp}^{true}| < 3\sigma(1/p_{\perp})$$

Dieses Kriterium wird noch von 1924 Spuren erfüllt. Nach Impulsbereichen aufgeschlüsselt, ergeben sich die Werte in Tabelle 4.1. Es ist noch die für die statistische Genauigkeit maßgebliche Zahl der in jedem Bereich enthaltenen Spuren mit aufgeführt.

## 4.6 Impulsauflösung für einzelne Spuren in Jets

Zur Bestimmung der Transversalimpuls-Auflösung wurde der mit dem Spurerkennungsprogramm bestimmte Wert von  $1/p_{\perp}$  für jede gefundene und mit einem ursprünglich simulierten Teilchen assoziierte Spur mit dem wahren Wert verglichen.

Für isolierte Spuren sollte sich für die Differenzen der Impuls-Kehrwerte eine Gaußverteilung mit impulsunabhängiger Breite ergeben. Aufgrund von Rekonstruktionsfehlern und Doppelpulsverlusten bei hohen Spurdichten zeigen sich jedoch Ausläufer zu höheren Beträgen.

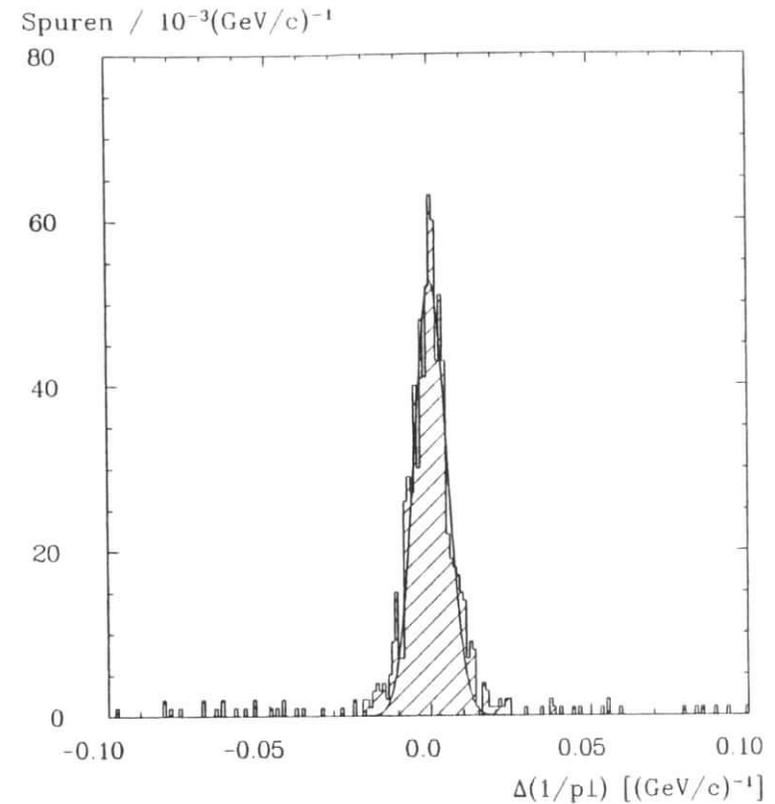


Abbildung 4.14: Verteilung der Differenzen  $\Delta(1/p_{\perp}) = 1/p_{\perp}^{meas} - 1/p_{\perp}^{true}$  für die assoziierten Spuren mit  $2 GeV/c < p_{\perp} < 8 GeV/c$ . Zusätzlich ist eine angepaßte Gaußfunktion eingezeichnet.

Als **Impulsauflösung**  $\sigma(1/p_{\perp})$  wurde die Wurzel aus der mittleren quadratischen Abweichung (*root mean square*) in einem iterativen Verfahren bestimmt, bei dem die Grenzen des Bereichs, über den gemittelt wird, solange verändert werden, bis dessen Breite genau drei Standardabweichungen beträgt:

$$\sigma(1/p_{\perp}) := \langle (1/p_{\perp}^{meas} - 1/p_{\perp}^{true})_{rms} \rangle, \quad (4.11)$$

Dieser Wert ist gegenüber Einzelwerten mit sehr großen Fehlern ("Ausreißern") nicht so empfindlich wie das nicht beschränkte Mittel und gibt im Gegensatz dazu die Breite der Verteilung gut wieder. Die Verteilung der Differenzen der inversen Transversalimpulse für das Intervall  $2 GeV/c < p_{\perp} < 8 GeV/c$  zeigt Abb. 4.14.

Die Tabelle 4.2 zeigt die Ergebnisse für verschiedene Impulsbereiche. Die für die statistische Genauigkeit maßgebliche Zahl  $n$  der Spuren innerhalb  $3\sigma$  ( $\sigma(\sigma(1,p)) = \sigma(1,p)/\sqrt{n}$ ) können der Tabelle 4.1 entnommen werden.

Impulsbereich $p_{\perp} [GeV/c]$	Impulsauflösung $\sigma(1/p_{\perp}) [(GeV/c)^{-1}]$	außerhalb $3\sigma$ $(1 - \epsilon_{3\sigma}/\epsilon)$
0.6 ... 2.0	0.0104	3.3 %
2.0 ... 8.0	0.0063	7.4 %
8.0 ... 32.0	0.0058	8.8 %
> 32.0	0.0039	0
$\geq 0.6$	0.0084	6.0 %

Tabelle 4.2: Transversalimpuls-Auflösung für verschiedene Bereiche. (vgl. Gl. 4.2)

Im Transversalimpulsbereich unterhalb  $2 GeV/c$  dominieren – wie bei isolierten Spuren – noch die Einflüsse von Vielfachstreuung und der winkelabhängigen Orts-Driftzeit-Beziehung, die natürlich auch bei den bei den höherenergetischen mit zu Buche schlägt. Der Wert für Teilchen mit  $p_{\perp} > 32 GeV/c$  ist mit sehr großer statistischer Unsicherheit behaftet.

Im zentralen Bereich von 2 bis  $32 GeV/c$  ergibt sich (mit (4.2)) eine Auflösung von

$$\sigma(p) = 0.6 \% \cdot p^2, \quad p \text{ in } GeV/c.$$

Sie ist erwartungsgemäß schlechter als bei isolierten Spuren. Innerhalb der Jets werden Signale wegen der endlichen Doppelpulsauflösung abgeschattet, was auf Kosten der Spurlänge geht (vgl. (4.3)), da dies hauptsächlich im radial inneren Bereich geschieht. Zusätzliche Fehler entstehen hier vor allem auch durch Verwendung von Meßpunkten benachbarter Spuren für die Anpassungsrechnung.

Schließlich wurde nach derselben Methode die Auflösung für den Polarwinkel bestimmt <sup>9</sup> zu

$$\sigma(\theta) = 16 \text{ mrad}.$$

Der Wert stimmt gut mit den Vorhersagen [7] überein.

<sup>9</sup> $\sigma(\theta)$  ist proportional zu  $\sin^2 \theta$ . Der hier angegebene Wert wurde aus der Verteilung für alle Spuren bestimmt.

## Zusammenfassung

Mit der zentralen Jetkammer des H1-Detektors, der für die Untersuchung von Elektron-Proton-Reaktionen bei HERA geplant ist, sollen die Impulse von geladenen Teilchen auch in Jets mit hohen Spurdichten gemessen werden.

Die Driftzellen der Kammer sind gegen die radiale Richtung geneigt, um den Lorentzwinkel geometrisch zu kompensieren. Sie wird in einem Magnetfeld von  $B = 1.2 T$  betrieben, und es soll eine Ortsauflösung von  $\sigma_x = 100 \mu m$  sowie eine Doppelpulsauflösung von  $\sigma_{DH} = 2.5 mm$  erreicht werden.

In dieser Arbeit wurde ein Spurerkennungsprogramm für die H1-Jetkammer entwickelt. Es rekonstruiert Teilchen mit Transversalimpulsen  $p_{\perp} > 0.6 GeV/c$ , die vom Wechselwirkungspunkt in den zentralen Polarwinkelbereich ( $30^\circ < \theta < 150^\circ$ ) emittiert werden, mit einer Wahrscheinlichkeit von 98 %.

Damit ist gezeigt, daß die für die JADE-Jetkammer (mit radialer Driftzellenanordnung) verwendete Methode, auf der es aufbaut, im Prinzip übertragen werden kann. Die besonderen Probleme, die dabei durch die lorentzwinkelkompensierende Geometrie entstehen, und die Maßnahmen zu ihrer Berücksichtigung sind ausführlich erläutert worden.

Mit Hilfe dieses Programms wurde eine Monte-Carlo-Studie erstellt zur Bestimmung der Impulsauflösung der Driftkammer, und zwar für einzelne Teilchen in Jets, wie sie in den Endzuständen bei HERA erwartet werden.

Dazu wurden Charged-Current-Ereignisse mit dem LUND-Programm erzeugt. Die für den zentralen Innendetektorbereich ausgewählten Ereignisse haben eine mittlere Multiplizität von 7.4 geladenen Teilchen, die einen Gesamtimpuls von im Mittel  $29.1 GeV/c$  tragen. Ihre Messung in der Jetkammer wurde mit einem Monte-Carlo-Programm simuliert, das u. a. auch die Wechselwirkung der Teilchen mit dem Detektormaterial, die Einflüsse des inhomogenen Driftfeldes und die Detektorauflösung berücksichtigt.

Die Transversalimpulsauflösung für Teilchen in Jets konnte bestimmt werden durch den Vergleich der rekonstruierten Werte mit den Originaldaten. Das zur Assoziation der Spuren entwickelte Verfahren benutzt die  $\phi$ -Koordinate des Spurendpunktes und das Ladungsvorzeichen. Im Bereich  $2 GeV/c < p_{\perp} < 32 GeV/c$  ergibt sich  $\sigma(p_{\perp})/p_{\perp}^2 = 0.006 (GeV/c)^{-1}$  (rms); 8% der Meßwerte zeigen Abweichungen größer als  $3\sigma$ . Die Verschlechterung der Auflösung gegenüber der für isolierte Spuren ( $0.0035 (GeV/c)^{-1}$ ) ist vor allem durch die kürzere Spurlänge bei Doppelpulsverlusten im noch nicht aufgefächerten Teil des Jets und durch manchmal fehlerhafte Zuordnung von Meßpunkten benachbarter Spuren zu erklären. Außerdem wurde jeweils die im Prinzip korrigierbare Abhängigkeit der Orts-Driftzeit-Beziehung vom Spürwinkel nicht bei der Auswertung berücksichtigt.

Der gesamte von den geladenen Teilchen des Jets getragene Impuls läßt sich mit einer Genauigkeit von 6% (rms) rekonstruieren; bei 13% der Ereignisse ist die Abweichung

größer als 20%. Bei weiterer Optimierung der Spurerkennungsprogramme ist noch eine Verbesserung der Impulsauflösung zu erwarten.

## Anhang A

Zu Dokumentationszwecken sind hier einige elementare geometrische Relationen aufgeführt. Die beim Rechnen in der lorentzwinkelkompensierenden Geometrie benutzten Parameter werden erläutert, und die zur Berechnung der bei der Spurerkennung histogrammierten Krümmungen benutzte Formel wird abgeleitet.

### A.1 Parameter der lorentzwinkelkompensierenden Geometrie

Vom Algorithmus der Spurerkennung her ist es sinnvoll, in einem Koordinatensystem zu arbeiten, dessen  $x$ -Achse durch die *Mitte* der Zelle geht. Weiterhin ist es praktisch, den Wechselwirkungspunkt als Ursprung zu behalten; dann gehen alle Systeme durch einfache Drehungen auseinander hervor.

Abb. A.1 zeigt eine Signaldrahtebene in einem solchen System. Die verwendeten Parameter sind darin eingezeichnet, ebenso einige uminterpretierte "historische" Variablen".

Um die Drahtpositionen festzulegen, genügen 4 Parameter für jeden Ring::

$R_M$  Abstand des Mittelpunkts der Drahtebene vom Ursprung  
(Name im Programm: RHLFCL)

$\phi_0$  Winkel zwischen dieser  $x$ -Achse und der  $x$ -Achse des Detektorsystems für die erste Zelle  
(Name im Programm: FIZER0)

$\alpha_l$  Neigungswinkel der Drahtebene gegen die  $x$ -Achse im *Mittelpunkt*  
(Name im Programm: ALPTLT)

$D_{SW}$  Abstand der Signaldrähte voneinander in der Ebene  
(Name im Programm: DISTSW)

Bei JADE wurde der Abstand des ersten Signaldrahtes vom Ursprung ( $R_{fsw}$ , FSENSW) und das radiale Increment von Draht zu Draht ( $r_{incr}$ , RINCR) benutzt. Letzteres ist *keine* Konstante in der geneigten Zelle. Die Variablen werden weiter verwendet, aber jetzt auf die  $x$ -Achse bezogen (siehe Skizze). Man beachte, daß die *staggering*-Variable  $\delta_{sw}$  weiterhin die seitliche Versetzung der Signaldrähte gegeneinander senkrecht zur Drahtebene mißt.

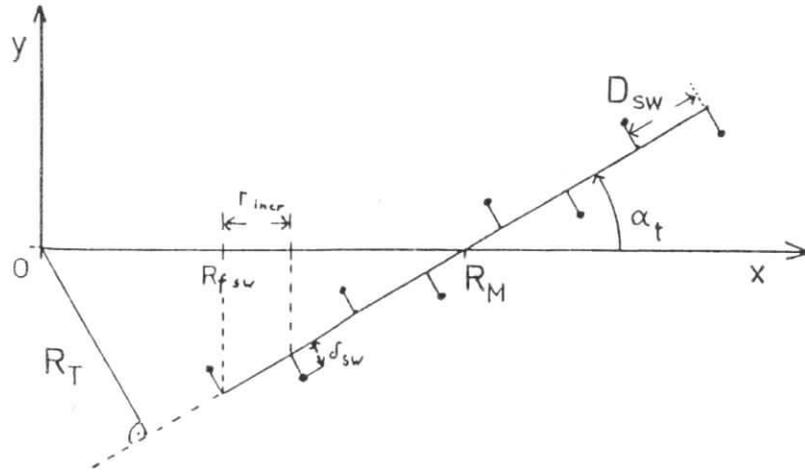


Abbildung A.1: Koordinatensystem mit Drahtebene; zur Erläuterung der verwendeten Parameter.

Die Drahtebenen eines Rings sind alle tangential zu einem Kreis um den Ursprung. Dessen Radius

$$R_T := R_M \sin \alpha_t \quad (\text{A.1})$$

wird häufiger benötigt; er ist vorzeichenbehaftet.

In der Simulationsrechnung muß z. B. für einen gegebenen Spurpunkt  $(x, y)$  bzw.  $(R, \phi)$  in der Jetkammer als erstes festgestellt werden, in welcher Zelle er sich befindet. Dazu wird die Tangente durch den Punkt an denselben Kreis gelegt (Abb. A.2). Der Punkt befindet sich dann in der  $n$ -ten Zelle, wenn

$$\varphi + \phi_T - \alpha_t \stackrel{<}{>} \phi_0 + (n - 1 \pm \frac{1}{2}) \Delta \phi \quad (\text{A.2})$$

( $\Delta \phi = 360^\circ / \text{Zahl der Zellen}$ ), und  $\phi_T$  ist durch

$$\sin \phi_T = R_T / R \quad (\text{A.3})$$

gegeben. Die weiteren Koordinaten-Transformationen bis in den Driftraum des nächstliegenden Signaldrahts sind dann trivial.

In technischen Beschreibungen der Kammer sind meist Drahtkoordinaten im kartesischen Detektorsystem angegeben. Die obigen Parameter erhält man folgendermaßen:

Seien  $\vec{x}_{j,l} = (x_{j,l}, y_{j,l})$  die Koordinaten des ersten (letzten) Signaldrahtes der ersten Zelle. Dann sind die Polarkoordinaten von

$$\vec{x}_M := \frac{1}{2}(\vec{x}_f + \vec{x}_l)$$

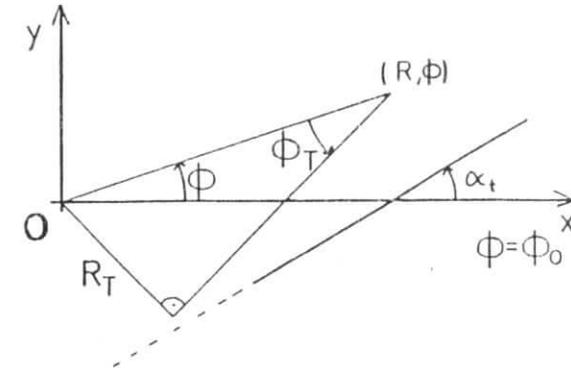


Abbildung A.2: Zur Ermittlung der einen Punkt umgebenden Zelle.

gerade  $(R_M, \phi_0)$ , und der Neigungswinkel  $\alpha_t$  ergibt sich aus

$$\cos \alpha_t = \frac{(\vec{x}_l - \vec{x}_f)(\vec{x}_l + \vec{x}_f)}{|\vec{x}_l - \vec{x}_f| |\vec{x}_l + \vec{x}_f|} = \frac{R_l^2 - R_f^2}{LR_M} \quad (\text{A.4})$$

( $L$ : Länge der Zelle,  $R_{f,l} = |\vec{x}_{f,l}|$ ).

Die für diese Studie verwendeten Werte der Parameter entsprechen der Version JZJ 32 [19].

## A.2 Berechnung der Krümmungen für das Spurerkennungs-Histogramm

Es wird für jeden aus den Driftzeiten berechneten Punkt  $\vec{x}_i = (x_i, y_i)$  des Arbeitsfeldes ein Kreisbogen durch diesen Punkt, den Schwerpunkt des Linien-Elements  $(\bar{x}, \bar{y})$  und den Ursprung  $(0, 0)$  gelegt. Er ist durch drei Parameter festgelegt, nämlich den Radius  $r$  und die Koordinaten des Mittelpunktes  $\vec{m} = (s, h)$  (Abb. A.3)<sup>1</sup>

Da auch der Ursprung die Kreisgleichung

$$(\vec{x} - \vec{m})^2 = r^2 \quad (\text{A.5})$$

erfüllt, ist  $m^2 = s^2 + h^2 = r^2$ , und indem man auch  $(x_i, y_i)$  und  $(\bar{x}, \bar{y})$  einsetzt, erhält man

$$h = \frac{1}{2} \frac{x(x_i^2 + y_i^2) - x_i(\bar{x}^2 + \bar{y}^2)}{\bar{x}y_i - x_i\bar{y}} \quad (\text{A.6})$$

und

$$s = \frac{1}{2\bar{x}} (\bar{x}^2 + \bar{y}^2 - 2\bar{y}h), \quad (\text{A.7})$$

<sup>1</sup>Bei dem gezeigten Kreis sind die Mittelpunkts-Koordinaten  $(s, h)$

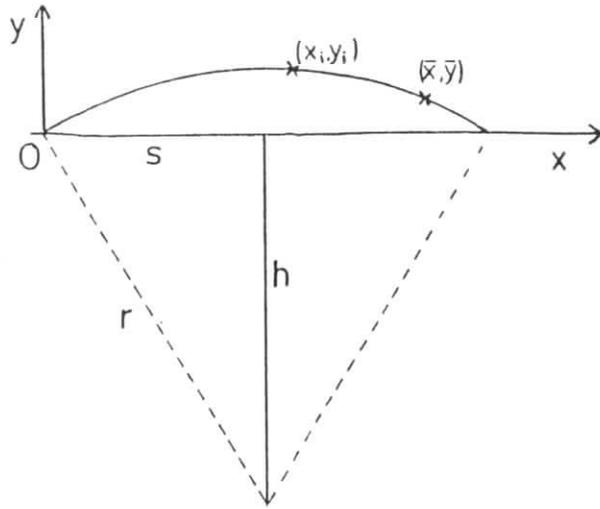


Abbildung A.3: Zur Berechnung der Krümmungen.

Es genügt, eine der beiden Größen zu betrachten. Für hochenergetische Teilchen ist  $h^2 \gg s^2$ , also  $h \approx r$ , und es wird die Größe

$$C := \frac{1}{2h} \quad (\text{A.8})$$

histogrammiert und mit "Krümmung" bezeichnet.

Die alte Formel lautete:

$$C' = \frac{\bar{x}y_i - x_i\bar{y}}{\bar{x}x_i(x_i - \bar{x})}$$

Sie geht durch die vereinfachende Annahme  $y_i^2 \ll x_i^2$  und  $\bar{y}^2 \ll \bar{x}^2$  aus Gl. (A.6) und (A.8) hervor.  $C'$  ist jedoch, im Gegensatz zu  $C$ , nicht konstant, wenn alle Punkte ideal auf einem Kreisbogen liegen. Für die in der H1-Geometrie auftretenden  $y$ -Werte werden die Variationen in  $C'$  zu groß.

## Literaturverzeichnis

- [1] *Study on the Proton-Electron Storage Ring Project HERA*, ECFA 80/42, DESY HERA 80/01 (1980)
- [2] *Proc. Workshop Experimentation at HERA*, NIKHEF, Amsterdam, June 1983, DESY HERA 83/20 (1983)
- [3] G. Wolf, *HERA: Physics, Machine and Experiments*, DESY preprint 86-089 (1986)
- [4] F. Halzen, A. D. Martin, *Quarks and Leptons*, New York 1984
- [5] E. Lohrmann, K.-H. Mess, *Remarks on the Kinematics of ep Collisions at HERA*, DESY HERA 83/08 (1983)
- [6] R. J. Cashmore et al., *Exotic Phenomena in High Energy ep Collisions*, Phys. Rep. 122 (1985) 275
- [7] H1 Collaboration, *Technical Proposal for the H1-Detector*, Hamburg 1986
- [8] F. Sauli, *New Developments in Gaseous Detectors*, CERN-EP/82-130 (1982)  
G. Charpak, F. Sauli, *High Resolution Electronic Particle Detectors*, CERN-EP/84-35 (1984)  
F. Sauli, *Experimental Techniques*, CERN-EP/86-143 (1986)
- [9] A. H. Walenta, *Review of the Physics and Technology of Charged Particle Detectors* (Lectures SLAC Summer Institute on Particle Physics, July 1983), Preprint U-GH Siegen Si-83-23 (1983)
- [10] H. Drumm et al., *Experience with the Jet-Chamber of the JADE Detector at PETRA*, Nucl. Instr. Meth. 176 (1980) 333
- [11] J. Olsson et al., *Pattern Recognition Programs for the JADE Jet-Chambers*, Nucl. Instr. Meth. 176 (1980) 403
- [12] B. Andersson, G. Gustavson, G. Ingelmann, T. Sjöstrand, *Parton Fragmentation and String Dynamics*, Phys. Rep. 97 (1983) 31
- [13] T. Sjöstrand, *The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation*, Comp. Phys. Comm. 27 (1982) 243
- [14] G. Ingelmann, *The Lund Monte Carlo for Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering*, 1983 (unveröffentlicht)

- [15] D. H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, 2<sup>nd</sup> Ed., London 1982
- [16] J. Hagmann, *Untersuchungen zur (...) Detektorkombination Vektorkammer-Jetkammer*, Diplomarbeit, Hamburg 1984
- [17] J. Bürger, *private Mitteilung*
- [18] R. L. Gluckstern, *Uncertancies in Track Momentum and Direction, Due to Multiple Scattering and Measurement Errors*, Nucl. Instr. Meth. 24 (1963) 381
- [19] J. Bürger, *Wire Positions for H1 Central Jet-Chamber (Version with interleaved MWPC and z-Chambers)*, Interne Notiz 17.4.86

## Danksagung

Zunächst möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. V. Blobel für das interessante Thema, seine stetige Hilfsbereitschaft und die freundliche Unterstützung der Arbeit herzlich bedanken.

Die Zusammenarbeit mit Herrn Dr. P. Steffen hat mir viel Freude gemacht; er hat in vielen Diskussionen zum Konzept der Arbeit beigetragen. Dafür und für die Hilfe bei der Entwicklung der Spurerkennungsprogramme danke ich ihm besonders.

Herr Dr. J. Meyer hat mich ebenfalls in physikalischen Fragen beraten. Ihm und Herrn Prof. Dr. H. Spitzer danke ich außerdem für die Verbindung zu den aktuellen Arbeiten der H1-Kollaboration.

Für die angenehme Arbeitsatmosphäre möchte ich mich bei allen Mitgliedern der Gruppe F14 bedanken. Die zahlreichen freundschaftlichen Diskussionen mit den Herren J. Ahme, M. Feindt, J. H. Peters und E. Schenuit haben ebenso zum Gelingen der Arbeit beigetragen wie ihre ständige Hilfsbereitschaft bei allen Problemen mit dem Rechnersystem.

Schließlich möchte ich noch Herrn Dr. J.-E. Olsson für die Einweisung in das JADE-Graphik-System und Herrn Dr. J. Gayler für die Bereitstellung der Lund-Ereignisse danken.