

Interner Bericht  
DESY F35D-96-07  
März 1996



# Azimutalwinkelverteilung von Jets in der tiefunelastischen Elektron - Proton Streuung

von

H. Przybilla

00144

Eigentum der **DESY** Bibliothek  
Property of **DESY** library  
Zugriff: 15. APR. 1996  
Access: 15. APR. 1996  
Leihzeit: / days  
Loan period: / days

**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"**

Azimutalwinkelverteilung von Jets in der  
tiefunelastischen Elektron -  
Proton Streuung

Henrik Przybilla ✓

II. Institut für Experimentalphysik  
der Universität Hamburg

Hamburg, 28. März 1996

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>2</b>
2.1	Tiefunelastische Streuung im Quark-Parton Modell . . . . .	2
2.2	Quanten-Chromo Dynamik . . . . .	3
2.3	Fragmentierung . . . . .	6
2.4	Voraussagen für Azimutalwinkelverteilungen . . . . .	6
<b>3</b>	<b>Experiment und Datenauswertung</b>	<b>14</b>
3.1	Der Zeus-Detektor . . . . .	14
3.1.1	Das Uran-Kalorimeter . . . . .	15
3.2	Berechnung der kinematischen Variablen . . . . .	16
3.3	Selektion der Ereignisse . . . . .	17
3.4	Jet-Algorithmen . . . . .	19
3.5	Elektronenrekonstruktion . . . . .	23
3.6	Monte-Carlo Simulationen . . . . .	23
3.6.1	Generierung der MC-Datensätze . . . . .	25
3.7	Ereignisrekonstruktion . . . . .	26
<b>4</b>	<b>Systematische Fehler</b>	<b>27</b>
4.1	Übersicht über die möglichen Rekonstruktionsfehler . . . . .	31
4.1.1	Zusätzliche Jets . . . . .	31
4.1.2	Photonen aus der QED-Bremsstrahlung . . . . .	32
4.1.3	Prozesse $O(\alpha_s^n)$ mit $n > 1$ . . . . .	34
4.1.4	Prozesse $O(\alpha_s^0)$ . . . . .	34
4.1.5	Einfluß der Elektronenfinder . . . . .	36
4.2	Einfluß des Proton-Rest Jets und der Detektorgeometrie . . . . .	40
4.3	Meßbarkeit der $\varphi$ -Winkel . . . . .	47
<b>5</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>51</b>
5.1	Analysespezifische Schnitte . . . . .	51
5.2	Sicherheit der Akzeptanzkorrektur . . . . .	54
5.3	Ergebnisse der Messungen . . . . .	55
5.4	Ausblick . . . . .	64
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>65</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Mit dem Doppel-Speicherring HERA besteht am DESY in Hamburg zum ersten Mal die Möglichkeit  $820\text{GeV}$  Protonen mit  $27\text{GeV}$  Elektronen zur Kollision zu bringen. Durch die maximal erzielbaren Werte des Quadrates des Impulsübertrages  $Q^2$  von  $\sim 40000\text{GeV}^2$  können Substrukturen bis zu einigen  $10^{-18}\text{m}$  aufgelöst werden. Die erstmals in Leptonen-Hadronen Stößen erreichbare invariante Masse des hadronischen Endzustandes von bis zu  $300\text{GeV}$  ermöglicht eine Fülle von neuen Messungen. Insbesondere in der tiefunelastischen Elektron-Proton Streuung (DIS) lassen sich neue Effekte beobachten. Zum Nachweis der Kollisionen sind an den Wechselwirkungszonen Süd und Nord zwei Experimente aufgebaut, ZEUS und H1.

Im naiven Quark-Partonen Modell (QPM) läßt sich die tiefunelastische Elektronen-Protonen Streuung als quasi-elastische Elektronen-Quark Streuung beschreiben. In der nächsten Ordnung in  $\alpha_s$  werden von der Quanten-Chromo Dynamik die Prozesse des QCD-Compton Effektes (QCDC)  $\gamma^*q \rightarrow qg$  und der Boson-Gluon Fusion (BGF)  $\gamma^*g \rightarrow q\bar{q}$  durch den Austausch eines Gluons beschrieben. Diese Prozesse stellen die Gruppe der  $2+1$  Jetereignisse dar, in denen neben dem Jet, der durch den Protonenrest gebildet wird, zwei Jets in der Stromfragmentierungsregion gemessen werden. Dabei wird jedem der durch die Prozesse  $O(\alpha_s^1)$  entstehenden Partonen je ein Jet in der Stromfragmentierung zugeordnet. Auf Grund des Betrages des Gluonen-Spins von 1 erwartet man Asymmetrien in den Azimutalwinkelverteilungen der Jets in den  $2+1$ -Jetereignissen.

Da der Betrag des Gluonen-Spins in der QCD zwingend notwendig ist, damit diese als renormalisierbare Eichtheorie analog zur Quanten-Elektro Dynamik (QED) formuliert werden kann, ist eine Messung des Spins von großem Interesse. Deshalb wurde auch schon von H. Georgi und H.D. Politzer 1978 die Messung der Asymmetrie der Azimutalwinkelverteilungen der Hadronen in Experimenten mit ruhenden Zielkernen vorgeschlagen [1]. Durch das Auftreten nicht-pertubativer QCD-Effekte [2] konnte die Asymmetrie in dem kinematischen Bereich, der den Experimenten mit ruhenden Zielkernen zugänglich ist, bisher nicht gemessen werden.

Mit dem Beschleuniger HERA sollten die Asymmetrien in den Winkelverteilungen der Teilchen des hadronischen Endzustandes besser nachweisbar sein [3], da auf Grund der hohen Maximalwerte für die invariante Masse des hadronischen Endzustandes  $W$  von bis zu  $W \simeq 300\text{GeV}$  die Teilchen in klaren Jetstrukturen auftreten. In dieser Diplomarbeit wird die Möglichkeit einer Messung von Azimutalwinkelverteilungen von Hadron-Jets in  $2+1$  Jetereignissen mit dem ZEUS-Detektor untersucht.

# Kapitel 2

## Theoretische Grundlagen

### 2.1 Tiefunelastische Streuung im Quark-Parton Modell

Bei der tiefunelastischen Elektronen-Protonen Streuung (engl: deep inelastic scattering: DIS) werden Elektronen unter Austausch von Feldquanten an Protonen gestreut, wobei das Quadrat des ausgetauschten 4<sup>er</sup>-Impulses  $Q^2$  groß ist ( $Q^2 \gtrsim 1 \text{ GeV}^2$ ). Diese Feldquanten sind Bosonen und können entweder elektrisch neutrale Teilchen - das virtuelle Photon  $\gamma^*$  bzw. das  $Z^0$ -Boson - oder die geladenen  $W^\pm$  Teilchen sein; dementsprechend unterscheidet man Streuprozesse mit neutralen oder geladenen Strömen. In dieser Analyse werden nur Ereignisse mit neutralen Strömen betrachtet, weil die exakte Messung des gestreuten Leptons zur Bestimmung der Azimutalwinkel benötigt wird. In dem untersuchten kinematischen Bereich  $40 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 640 \text{ GeV}^2$  ist der Austausch von  $Z^0$ -Teilchen aufgrund ihrer hohen Ruhemasse durch den Boson-Propagator stark unterdrückt, so daß die Streuung überwiegend durch den Austausch eines  $\gamma^*$ -Quants vermittelt wird.

Die Kinematik der Streuung kann durch die Variablen  $x$ ,  $y$ ,  $Q^2$  und  $W$  beschrieben werden (Tab. 2.1.1). Dabei ist  $q$  der zwischen Proton und Elektron ausgetauschte 4<sup>er</sup>

DIS Variablen		
Variable	Interpretation	Bereich bei HERA
$x = \frac{Q^2}{2Pq} = Q^2/2m_p\nu$	Impulsbruchteil des gestreuten Partons	$10^{-5} \leq x \leq 1$
$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k}$	Relativer Energieübertrag	$0 \leq y \leq 1$
$Q^2 = -q^2 = (k - k')^2$	Quadrat des Viererimpulsübertrages	$Q^2 \leq 10^5 \text{ GeV}^2$
$W^2 = (q + P)^2 = Q^2(1 - x)/x + m_p^2$	invariante Masse des hadronischen Endzustandes	$W \leq 314 \text{ GeV}$
$s = (k + P)^2$	Quadrat der Schwerpunktenenergie	
$\nu = \frac{Pq}{2m_p}$	Energieübertrag im Proton-Ruhesystem	

Tab. 2.1.1. Kinematische Variablen

Impuls,  $P$  ist der Impuls des Strahlprotons,  $k$ ,  $k'$  ist der Impuls des Strahlelektrons bzw. des gestreuten Elektrons und  $m_p$  bezeichnet die Ruhemasse des Protons. Es hat sich in Experimenten gezeigt, daß nur ein Teil des Gesamtimpulses des Protons am Stoßprozeß mit dem Elektron teilnimmt, und daher das Proton eine Substruktur,

sogenannte Partonen, haben muß. Der Wirkungsquerschnitt der  $e - P$  Streuung durch den Austausch eines  $\gamma^*$ -Quanten kann durch folgende Formel beschrieben werden [4]:

$$\frac{d^2\sigma_N}{dx dy} = \frac{8\pi\alpha^2 EM_p}{Q^4} ((1-y)\mathbf{F}_2(x, Q^2) + xy^2\mathbf{F}_1(x, Q^2))$$

Die Strukturfunktionen  $F_1$  und  $F_2$  beschreiben die Ladungsstruktur des Protons.  $F_1$  und  $F_2$  zeigen näherungsweise ein Skalenverhalten bezüglich der Variablen  $x$ , d.h. die Strukturfunktionen sind nicht von  $Q^2$  und  $\nu$  getrennt abhängig, sondern nur von der dimensionslosen Variablen  $x$ . Dieses im limes  $\nu, Q^2 \rightarrow \infty$  geltende Verhalten nennt man Bjorken Skalenverhalten, die Größe  $x$  wird auch mit  $x_{BJ}$  bezeichnet und stellt die Größe des Anteils des Protonimpulses dar, der an dem Streuprozeß mit dem Elektron teilnimmt. Das Bjorken Skalenverhalten ist ein Hinweis darauf, daß das  $\gamma^*$  an punktförmigen Streuzentren im Proton, die mit den oben erwähnten Partonen identifiziert werden, koppelt. Des weiteren wurde durch Experimente bestätigt, daß die Callan-Gross Relation für die Strukturfunktionen  $F_2(x) = 2xF_1(x)$  in guter Näherung gilt. Daraus folgt, daß die Partonen den Spin  $S = \frac{1}{2}$  haben. Aus der genaueren Analyse der Strukturfunktionen hat sich ergeben, daß die Partonen drittelzahlige Ladungen tragen. Partonen mit diesen Eigenschaften werden als "Quarks" bezeichnet. Im Rahmen dieses sogenannten "naiven" Quark-Partonen Modells (QPM) lassen sich die grundlegenden Phänomene der tiefunelastischen Streuung beschreiben. Danach kann die tiefunelastische Elektron-Proton Streuung als Summe von inkohärenten Elektron-Quark Wechselwirkungen aufgefaßt werden, und  $F_2$  läßt sich ausdrücken durch:

$$F_2 = \sum_i e_i^2 \cdot x \cdot f_i(x)$$

Der Summenindex  $i$  läuft über alle aktiven Quarksorten: up, down, strange, charm, beauty (und truth). Mit  $e_i$  ist die Ladung des Quarks  $i$  bezeichnet, mit  $f_i(x)$  die Wahrscheinlichkeit für ein Quark mit dem Flavor  $i$  und dem Impulsbruchteil  $x$  des Protons.

Der elementare DIS-Streuprozeß kann durch das in Bild 2.1.1 gezeigte Feynman Diagramm veranschaulicht werden.

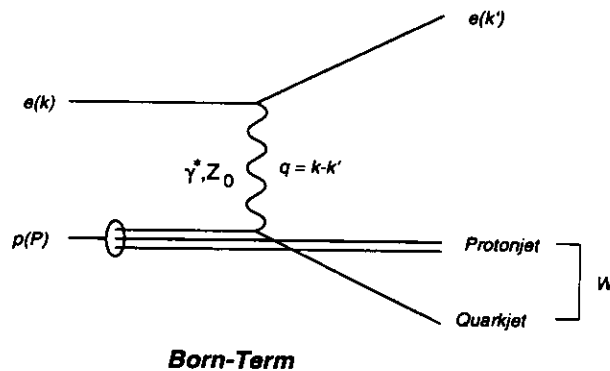


Fig. 2.1.1. Feynman Diagram für den Born Term der tiefunelastischen  $eP$ -Streuung im naiven Quark-Parton Modell

## 2.2 Quanten-Chromo Dynamik

Im naiven Quark-Parton Modell erwartet man, daß der Ausdruck  $\int F_2^{eP} dx \simeq \frac{1}{3}$  ist, wenn der gesamte Nukleonimpuls von den Quarks getragen wird. Experimentell wird

jedoch nur ein halb so großer Wert für dieses Integral gemessen ( $\int F_2^{eP} dx \approx 0.18$ ). Außerdem beobachtet man eine Verletzung des Skalenverhaltens von  $F_2$ . Beide Beobachtungen können dadurch erklärt werden, daß die Quarks im Proton nicht als freie Teilchen existieren, sondern miteinander über den Austausch von Teilchen wechselwirken. Diese Teilchen, die elektrisch neutral sind und den fehlenden Anteil des Protonimpuls tragen, werden als Gluonen (glue: engl., Leim) bezeichnet. Diese Gluonen sind die Eichbosonen der Quanten-Chromodynamik (QCD).

Die QCD ist eine nichtabelsche, renormalisierbare Eichtheorie, die analog zu der Quanten-Elektro-Dynamik (QED) formuliert ist. Die Farbe ist das Analogon zur elektrischen Ladung der QED, jedoch gibt es in der QCD drei Ladungszustände mit den drei Farben rot, blau und grün und ihren Antizuständen antirot, antiblau und antigrün. Stabile Objekte müssen den Gesamtfarbzustand "weiß" haben, das heißt, daß die Quarks in den Baryonen in einer additiven Mischung der drei Farben rot, blau und grün, in den Mesonen als subtraktive Überlagerung der Farben mit ihren Antifarben enthalten sein müssen, damit sich der Gesamtfarbzustand "weiß" ergibt. Die Farbzustände bilden eine spezielle unitäre Gruppe in drei Dimensionen (SU(3)), das ist eine nichtabelsche Gruppe mit acht Generatoren, die man als  $3 \times 3$  Matrizen, den Gell-Mann Matrizen, darstellen kann. Die acht Generatoren werden mit acht Gluonen identifiziert.

Aus der Forderung nach der lokalen Eichinvarianz der QCD folgt, daß die Gluonen untereinander wechselwirken, das heißt, daß sie selber Farbladung tragen. Aus der beschriebenen Struktur der QCD ergeben sich deutliche Unterschiede zur QED: Durch die Selbstwechselwirkung der Gluonen nimmt die effektive Farbladung der Quarks ab, d.h. der Betrag der Kopplungskonstante  $\alpha_s$ , wird bei wachsendem Impulsübertrag (entspricht kleineren Abständen) kleiner. Dieses Verhalten der Kopplungskonstanten wird mit dem Begriff "asymptotische Freiheit" beschrieben, weil die Quarks bei infinitesimal kleinem Abstand kräftefrei wären. Im Rahmen der QCD kann  $\alpha_s$  in folgender Form parametrisiert werden:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n) \cdot \ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)}$$

Dabei bezeichnet  $n$  die Anzahl der aktiven Quarksorten,  $\Lambda_{QCD}$  ist der Skalenparameter der QCD, der experimentell zu  $\Lambda_{\overline{MS}} = 234 \pm 26 \pm 50 GeV$  bestimmt worden ist [5].

In dem Bereich kleiner Abstände und hoher Impulsüberträge kann die DIS durch Störungstheorie in verschiedenen Ordnungen in  $\alpha_s$  beschrieben werden, weil  $\alpha_s$  deutlich kleiner als 1 ist:

- Der "Born-Term" Prozeß  $O(\alpha_s^0)$  findet ohne Beteiligung von Gluonen statt.
- Die beiden möglichen Prozesse in  $O(\alpha_s^1)$  sind der QCD-Compton Effekt (QCDC) und die Boson-Gluon Fusion (BGF); die entsprechenden Feynman Diagramme sind in Bild 2.2.1 gezeigt. Der QCD-Compton Effekt ist dadurch gekennzeichnet, daß das gestreute Quark ein Gluon abstrahlt. Wenn die Energie und der Abstrahlwinkel des Gluons groß genug sind, kann es einen vom Quark-Jet getrennt meßbaren hochenergetischen Jet erzeugen. Im BGF-Prozeß wechselwirkt ein Gluon unter Bildung eines Quark-Antiquark Paares mit dem virtuellen Boson.
- Die QCD-Korrekturen höherer Ordnung  $n$  sind mit  $\alpha_s^n$  unterdrückt, und können in erster Näherung vernachlässigt werden, wenn  $\alpha_s$  deutlich kleiner als 1 ist. Analysen des hadronischen Endzustandes bei HERA-Energien haben allerdings gezeigt, daß diese Prozesse nicht vernachlässigt werden können.



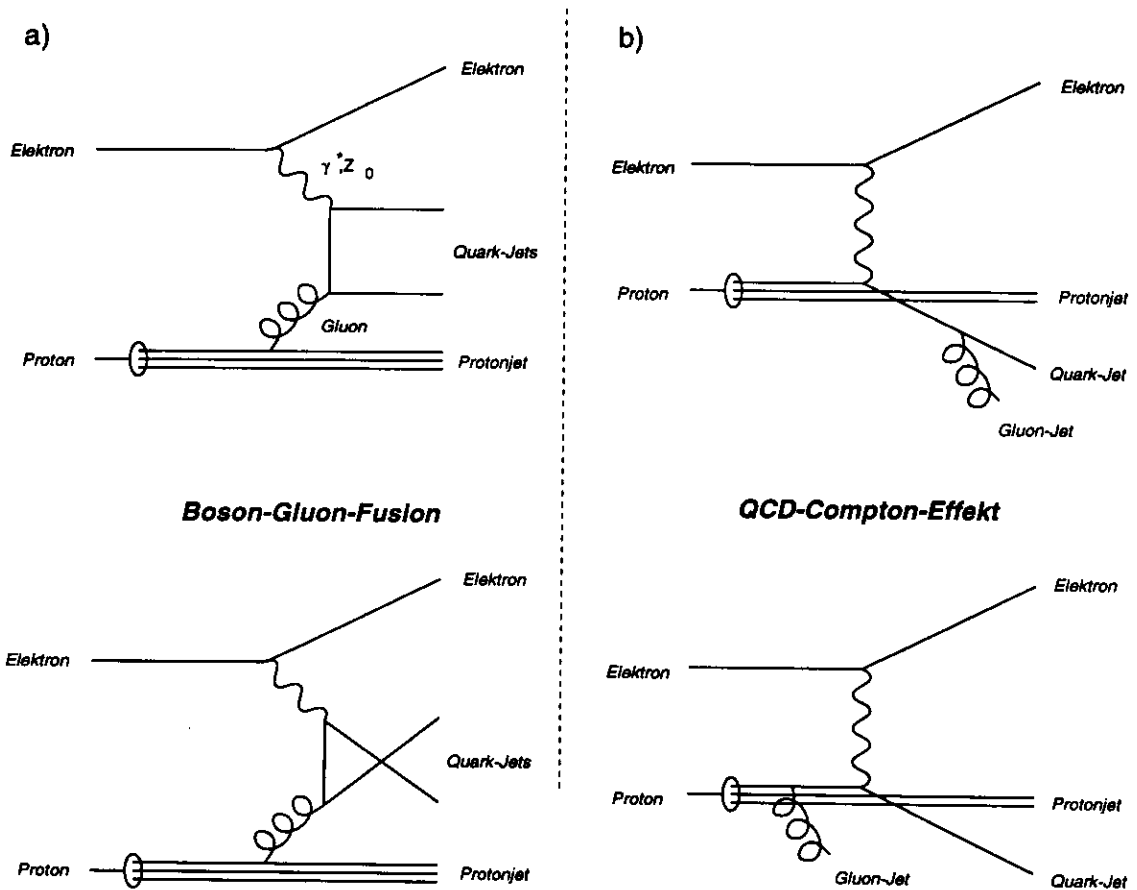


Fig. 2.2.1. Feynman Diagramme für  $O(\alpha_s^1)$  Prozesse in der tiefinelastischen  $eP$ -Streuung

In dem anderen Grenzfall bei großen Abständen liegt ein Einschluß der Quarks in begrenzte Raumgebiete, das sogenannte "confinement", vor. Dieser Einschluß kann durch ein mit der asymptotischen Freiheit korrespondierendem Ansteigen der Kopplungskonstante bei großen Abständen erklärt werden. Da aber eine Durchführung von Störungsrechnungen bei großen Werten von  $\alpha_s$  nicht möglich ist, ist es notwendig, im effektiven Quarkpotential einen Term einzuführen, der den Einschluß der Quarks beschreibt, und  $\alpha_s$  nicht enthält. Eine Möglichkeit dazu ist durch das Modell der Stringfragmentierung gegeben, daß in Kap 3.3 beschrieben ist.

Da Störungsrechnungen für die semi-inklusiven Verteilungen, die bei ZEUS gemessen werden, bisher nur in erster Ordnung in  $\alpha_s$  vollständig durchgeführt wurden, müssen für die Prozesse höherer Ordnung Näherungen gemacht werden. Dazu werden Partonverzweigungen simuliert, die zu einem Vielpartonen-Endzustand führen. Dabei muß beachtet werden, daß Energie und Transversalimpuls der durch Partonschauer-Prozesse produzierten Teilchen nicht größer sind, als Energie und Transversalimpuls eines Partons, dessen Erzeugung im Rahmen der vollständigen Matrixelementrechnung simuliert worden ist, um eine Doppelzählung der Teilchen zu vermeiden. Beispiele für solche Näherungsrechnungen sind das Partonschauermodell (PS), daß in dem sogenannten Lund Monte-Carlo verwendet wird [6] oder das Farb-Dipol Modell [7] (engl. color dipol modell, CDM). Als MEPS-Modell bezeichnet man die Kombination der Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeiten in erster Ordnung der Störungstheorie mit der Simulation des Partonschauers. Das Farb-Dipol Modell kann die Prozesse der Boson-Gluon Fusion nicht beschreiben, diese Prozesse müssen mit einer anderen Methode berechnet und in das Modell integriert werden. In dem in dieser Analyse verwendeten

Monte-Carlo Generator CDM-BGF des Programmes "ARIADNE" werden die BGF-Prozesse mit der Matrixelementrechnung in  $O(\alpha_s^1)$  wie im MEPS-Modell berechnet.

## 2.3 Fragmentierung

Durch den erwähnten Quarkeinschluß können die primären Teilchen der QCD, die Quarks und die Gluonen, nicht isoliert auftreten und von einem Detektor gemessen werden, sondern sie formieren unter Erzeugung von Quark-Antiquark Paaren farbneutrale Objekte, die Hadronen. Dieser als Fragmentierung bezeichnete Prozeß kann nur durch phänomenologische Modelle beschrieben werden. Ein Beispiel für ein solches Modell ist das Stringfragmentierungs-Modell, das in den in dieser Analyse verwendeten Monte-Carlo Simulationsprogrammen implementiert ist. In dem Stringfragmentierungs-Modell geht man von einem Ansatz für das Quarkpotential der Form

$$V = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + kr$$

für Mesonen und

$$V = -\frac{2}{3} \frac{\alpha_s}{r} + kr$$

für Baryonen aus. Für  $k$  wird ein Wert von  $k \simeq 0.85 \frac{\text{GeV}}{f_m}$  angenommen [8]. Bei einem Potential dieser Form steigt die potentielle Energie bei steigendem Abstand immer weiter an. Es wird ferner angenommen, daß sich die Wechselwirkung der Gluonen miteinander und das sich daraus ergebende Farbfeld als ein Farbschlauch (string) beschreiben läßt. Die im Farbschlauch gespeicherte Energie ist proportional zu seiner Länge. Die Bildung von Hadronen stellt man sich als Aufbrechen des Farbschlauchs vor, wobei sich an den Bruchstellen der Farbschläuche Quark-Antiquark Paare bilden. Beim Aufbrechen des Farbschlauches wird die Gesamtenergie auf die Unterabschnitte aufgeteilt.

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung für das Aufbrechen des Farbschlauches ist nicht durch das Modell bestimmt, sondern muß an die gemessenen Daten angepaßt werden. Nach dem Fragmentierungsprozeß liegen in den Streuereignissen Hadronen vor, die im Detektor gemessen werden können. Insbesondere bei hohen  $W$  sind die dynamischen Verteilungen der Hadronen zum großen Teil über die Verteilungen des partonischen Endzustands festgelegt. In Experimenten konnte deshalb eine Korrespondenz zwischen den Eigenschaften der Hadronen im Endzustand und den Partonen beobachtet werden, die als lokale Parton-Hadron Dualität<sup>1</sup> bezeichnet wird. Deshalb kann man aus der Betrachtung des hadronischen Endzustandes auf die entsprechenden Partonverteilungen schließen.

## 2.4 Voraussagen für Azimutalwinkelverteilungen

In dieser Arbeit werden die Azimutalwinkelverteilungen von Hadron-Jets im Breit-System betrachtet. Als Azimutalwinkel  $\varphi$  wird der Winkel zwischen der Streuebene des Elektrons und der Ebene, die vom virtuellen Photon und dem hochenergetischen Jet aufgespannt wird, bezeichnet (Bild 2.4.1). Auf diese Weise definiert jeder Jet im Streuereignis einen Winkel  $\varphi$ . Das Breit-System ist dadurch gekennzeichnet, daß durch das virtuelle Photon nur ein Impulsübertrag, aber kein Energieübertrag vermittelt wird. In diesem System sind, wie im  $\gamma^*$ -Proton Schwerpunktsystem (HCM), die Impulse von

<sup>1</sup>engl.: local parton-hadron duality, LPHD

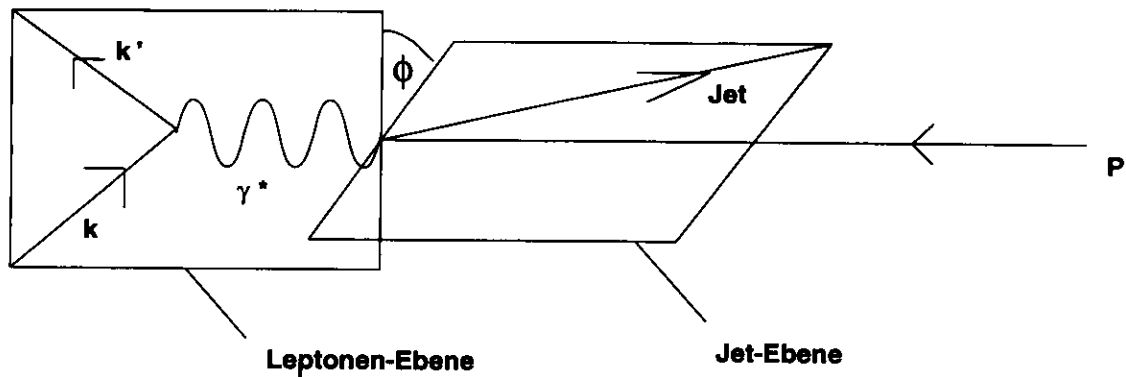


Fig. 2.4.1. Die Skizze zeigt die Definition des Azimutalwinkels  $\phi$

Photon und Proton kollinear. Die  $z$ -Achse wird durch die Richtung des Protonimpulses definiert. Die 4<sup>er</sup>-Impulse des virtuellen Photons und des Protons sind im Breit-System durch den Impulsübertrag  $Q$  und die Bjorken-Variable  $x$  gegeben:

$$q = (0, 0, -Q, 0)$$

$$p = (0, 0, \frac{Q}{2x}, \frac{Q}{2x})$$

Im naiven Quark-Parton Modell sind im Breit-System die Teilchen der Stromfragmentierung klar von denen des Protonen-Rest Jets getrennt. In dem Fall, daß  $O(\alpha_s^1)$ -Prozesse in die Betrachtung einbezogen werden, ist eine solche Unterscheidung streng genommen nicht immer gewährleistet, aber trotzdem kann auch dann in den meisten Fällen sehr gut zwischen den Teilchen aus der Stromfragmentierung und dem Proton-Rest unterschieden, und eine Analyse von QCD-Compton und BGF-Prozessen besonders gut durchgeführt werden [9].

In dieser Analyse werden die Azimutalwinkel von Ereignissen ausgewertet, die zwei Jets in der Stromfragmentierung haben. In jedem Ereignis werden also die Azimutalwinkel von zwei Jetebenen jeweils bezüglich der Leptonen-Ebene gemessen und in die Histogramme der Winkelverteilungen eingetragen. Da im Breit-System das virtuelle Photon keinen Transversalimpuls hat, müssen sich die Teilchen aus der Stromfragmentierung so balancieren, daß die Summe der Transversalimpulse null ergibt. Wenn aus den Teilchen zwei Strom-Jets rekonstruiert werden, dann müssen auch diese Jet zusammen einen verschwindenden Transversalimpuls haben. Dieses ist gleichbedeutend mit einer Differenz der Azimutalwinkel der Jets im Breit-System von  $180^\circ$ .

Es gibt zwei Gruppen von Mechanismen, die eine Asymmetrie der Azimutalwinkelverteilungen von Jets in der DIS erzeugen: zum einen QCD-Prozesse  $O(\alpha_s^1)$ , die perturbativ<sup>2</sup> berechnet werden können [1],[10], und zum anderen Effekte, die sich nicht störungstheoretisch behandeln lassen [2]. Für einen Test der QCD sind nur Prozesse der ersten Gruppe, also die QCDC- und BGF-Prozesse geeignet. Die theoretischen Berechnungen sagen eine Anisotropie der  $\phi$ -Verteilungen für diese Prozesse voraus, die sich durch eine Funktion in folgender Weise parametrisieren läßt:

$$\frac{d\sigma}{d\phi} = a + b \cdot \cos(\phi) + c \cdot \cos(2\phi)$$

<sup>2</sup>Als "perturbativ" werden Rechnungen bezeichnet, die auf der Störungstheorie basieren.

Als Maß für die Asymmetrie werden die Mittelwerte  $\langle \cos(\varphi) \rangle$  und  $\langle \cos(2\varphi) \rangle$  betrachtet, die aus den Koeffizienten berechnet werden:

$$\langle \cos(\varphi) \rangle = \frac{b}{2a}$$

$$\langle \cos(2\varphi) \rangle = \frac{c}{2a}$$

. Für die Werte von  $\langle \cos(\varphi) \rangle$  und  $\langle \cos(2\varphi) \rangle$  ergeben theoretische Rechnungen folgendes qualitatives Bild [11]:

- $\langle \cos(\varphi) \rangle$ : Für den QCDC-Prozeß werden Werte von der Größenordnung 10% erwartet, für BGF nimmt dieser Anteil nur verschwindend kleine Werte an.
- $\langle \cos(2\varphi) \rangle$ : Die  $\cos(2\varphi)$ -Asymmetrie wird bei QCD-Compton Ereignissen als vernachlässigbar klein erwartet, während die BGF-Ereignisse Verteilungen mit einer Asymmetrie aufweisen, die in der Größenordnung von einigen Prozent liegt.

Auf den ersten Blick erscheint die Messung der  $\cos(\varphi)$ -Asymmetrie in QCD-Compton Ereignissen vielversprechender, da der Effekt größer ist als die  $\cos(2\varphi)$ -Asymmetrie des BGF-Prozesses, und eine  $\cos(\varphi)$ -Asymmetrie i.a. leichter experimentell zu bestimmen ist. Doch stehen im Fall der hier präsentierten Analyse einige Gründe einer einfachen Messung der  $\cos(\varphi)$ -Asymmetrie entgegen:

- In dem kinematischen Bereich, in dem der größte Teil der in  $e - P$  Kollisionen bei HERA aufgezeichneten DIS -Ereignisse liegt, ist die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von QCD-Compton Ereignissen klein im Vergleich mit der des BGF-Prozesses. Deshalb erwartet man in dem hier analysierten Bereich eine Dominanz der  $\cos(2\varphi)$ -Asymmetrie. Die vergleichsweise geringe Anzahl der mit dem ZEUS-Detektor gemessenen QCD-Compton Ereignisse erlaubt zur Zeit keine Messung der  $\cos(\varphi)$ -Asymmetrie.
- Die Winkelverteilung für den Gluon-Jet weist eine negative Asymmetrie auf, d.h.  $\langle \cos(\varphi) \rangle$  ist kleiner als Null, die für den Quark-Jet aber eine positive Asymmetrie gleicher Größe. Wenn bei der Messung nicht zwischen Quark- und Gluonen-Jet unterschieden wird, addieren sich die Effekte, so daß eine isotrope Verteilung resultiert. Eine deutliche Asymmetrie bei QCD-Compton Ereignissen kann nur beobachtet werden, wenn Quark- und Gluonen-Jets unterschieden und separat ausgewertet werden können. Die Vorhersagen der azimuthalen Verteilungen<sup>3</sup> sind in Bild 2.4.2 für die Quark-Jets und in Bild 2.4.3 für die Gluon-Jets gezeigt. Die Größe dieser  $\cos(\varphi)$ -Asymmetrie beträgt 8.5% in dem kinematischen Bereich gemäß der Tabelle 5.1.1. Die Unterscheidung der Quark-Jets von den Gluon-Jet kann z.B. mit einem neuronalen Netz vorgenommen werden [3].
- In QCD-Compton Ereignissen hat der Gluon-Jet im statistischen Mittel eine kleinere Gesamtenergie als der Quark-Jet, da die Wahrscheinlichkeit der Abstrahlung von Gluonen mit fallender Gluonenenergie stark zunimmt. Ereignisse mit dieser Eigenschaft sind aber sehr viel anfälliger für Fehlrekonstruktionen der Jetstrukturen, als dies bei den BGF-Ereignissen der Fall ist, bei denen die Energiedifferenz der beiden Jets im Mittel kleiner ist.

<sup>3</sup>Bei den Winkelverteilungen ist auf der  $y$ -Achse mit  $N_i/N_{gesamt}$  die Häufigkeit der Ereignisse aufgetragen, wobei die Einträge in jedes Intervall durch die gesamte Anzahl der eingetragenen Jets geteilt worden ist. Die Verteilungen sind also auf eins normiert.

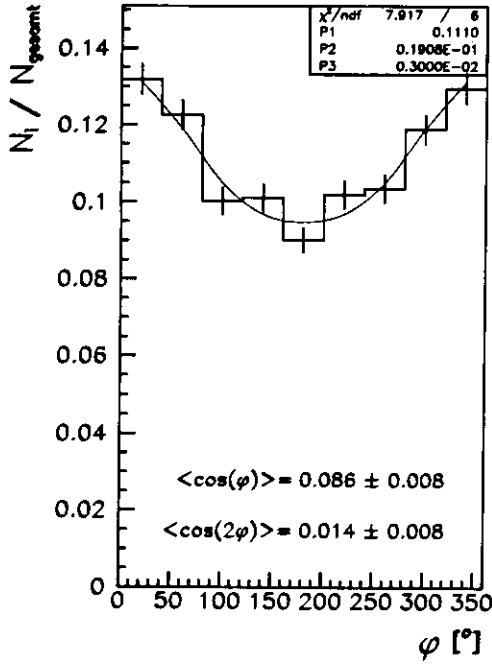


Fig. 2.4.2. Azimutalwinkelverteilung der Quarks in QCD-Compton Ereignissen, Voraussage einer Monte-Carlo Simulation mit der Matrizelement-Rechnung (ME)

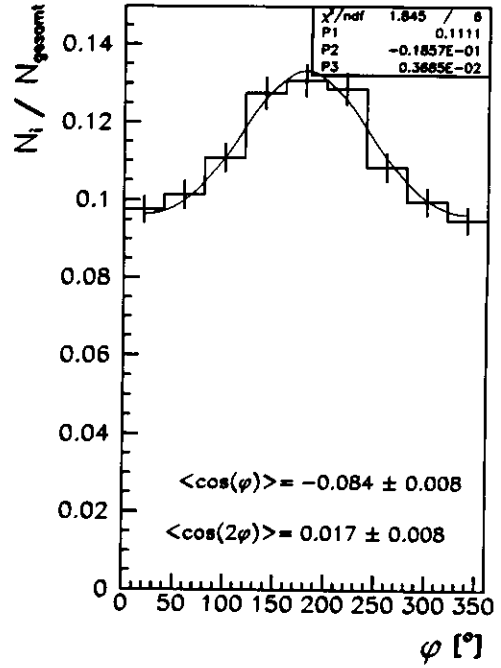


Fig. 2.4.3. Azimutalwinkelverteilung der Gluonen in QCD-Compton Ereignissen, Voraussage einer Monte-Carlo Simulation mit der Matrizelement-Rechnung (ME)

Neben diesen perturbativen Effekten gibt es noch einen nichtperturbativen Effekt, der eine signifikante Asymmetrie erzeugen kann. R.Cahn hat gezeigt, daß auch ein primordialer Transversalimpuls des gestoßenen Quarks eine Asymmetrie in der  $\varphi$ -Verteilung erzeugt, die sich in der gleichen Weise parametrisieren läßt [2]:

$$\frac{d\sigma}{d\varphi} = A - B\cos(\varphi) + C\cos(2\varphi)$$

$$B = R_1 \frac{K_t}{\sqrt{Q^2}}, C = R_2 \frac{K_t^2}{Q^2}$$

Die Koeffizienten  $R_1$  und  $R_2$  sind in vielfältiger Weise von den kinematischen Variablen abhängig, im allgemeinen wird erwartet, daß  $R_1$  wesentlich größer als  $R_2$  ist. Der primordialen Transversalimpuls  $K_t$  hat unter anderem einen Einfluß auf die Transversalimpulsverteilung von Hadronen in der DIS [12]. In Experimenten mit ruhenden Zielkernen ist für  $K_t$  ein Wert von  $K_t = 0.44\text{GeV}$  bestimmt worden [13]. Die Größe dieses nicht-perturbativen Effektes machte es unmöglich, in Experimenten mit ruhenden Zielkernen von der Asymmetrie der Hadronen-Verteilungen auf die Größe des Gluon-Spins zu schließen [14].

Der  $K_t$ -Effekt kann vernachlässigt werden, wenn  $Q^2$  größer als  $10\text{GeV}^2$  ist. Da bei HERA sehr hohe Werte von  $Q^2$  erreichbar sind, wird in dieser Analyse  $Q^2$  größer als  $40\text{GeV}^2$  gefordert, und somit werden die perturbativen Effekte zuverlässig ausgeschlossen. Auch die Asymmetrie der perturbativen Prozesse wird mit steigendem  $Q^2$

kleiner, aber diese Abnahme ist entsprechend dem Verhalten der Kopplungskonstante  $\alpha_s$ , nur logarithmisch in  $Q^2$ . Dadurch wird erwartet, daß bei HERA die Asymmetrien der Azimutalwinkelverteilungen zu ersten Mal klar beobachten lassen [15].

Ein weiterer Vorteil bei HERA ist, daß Ereignisse mit einem hohen Wert für die invariante Masse des hadronischen Endzustandes  $W$  von bis zu  $W_{max} \simeq 300\text{GeV}$  gemessen werden können. Dadurch treten die Teilchen des hadronischen Endzustandes in klaren Jetstrukturen auf. Bei der Messung von hochenergetischen Jets wird über die kinematischen Eigenschaften von vielen Teilchen gemittelt, und so die Fluktuationen von Partonschauer- und Hadronisierungsprozessen zumindest zum Teil ausgeglichen.

Eine quantitative Bestimmung der zu messenden Asymmetrien kann mit Modellrechnungen durchgeführt werden. Bei diesen Simulationsrechnungen werden zwei entscheidende Näherungen gemacht: Zum einen können Matrixelementrechnungen nur in  $O(\alpha_s^1)$  durchgeführt werden, zum anderen werden die Übergangswahrscheinlichkeiten nur mit den Amplitudenquadraten berechnet. Bei der Verwendung dieser Näherungen werden nicht die virtuellen Korrekturen berücksichtigt, die bei exakter Rechnung die Divergenzen in den Wirkungsquerschnitten für Gluonenabstrahlung bei verschwindender Gluonenenergie oder verschwindendem Abstrahlwinkel des Gluons kompensieren<sup>4</sup>. Um unphysikalisch hohe Wahrscheinlichkeiten für die Abstrahlung von Gluonen zu verhindern, muß der Parameter  $y_{min}$  eingeführt werden: Die Gluonen in den Prozessen  $O(\alpha_s^1)$  können erst ab einem Mindestwert ihrer relativen Energie  $y_{min}$  als unabhängige Teilchen behandelt werden. Ist das Quadrat der Masse des Quark-Gluon Systems  $m_{ij}^2$  kleiner als  $m_{min}^2 = y_{min} \cdot W^2$ , dann werden die 4<sup>er</sup>-Impulse von Quark und Gluon aufaddiert<sup>5</sup>. Der Wert für  $y_{min}$  muß so groß gewählt werden, daß die Wahrscheinlichkeit für die Gluonenabstrahlung nicht unphysikalisch hoch wird, aber andererseits darf  $y_{min}$  nicht zu hoch gewählt werden, um die Prozesse mit Gluonenabstrahlung nicht zu unterdrücken. In den neuesten Simulationsrechnungen wird  $y_{min}$  auf einen sehr kleinen Wert gesetzt, z.B.  $y_{min} = 10^{-4}$ , er wird aber für die Ereignisse angehoben, bei denen sich unphysikalisch hohe Abstrahlwahrscheinlichkeiten ergäben. Bei den für die Analyse verwendeten Simulationsrechnungen ist  $y_{min}$  auf  $y_{min} = 0.005$  gesetzt.

Die Größe der Asymmetrie der untersuchten Azimutalwinkelverteilungen hängt vom kinematischen Bereich der Analyse ab, deshalb muß an dieser Stelle im voraus auf den gewählten kinematischen Bereich eingegangen werden. Der Bereich ergibt sich aus der Tabelle 5.1.1, deren Schnitte im Lauf dieser Arbeit abgeleitet werden. Für die zahlreichen Histogramme, die in der Arbeit gezeigt werden, gilt, daß immer der sich aus der Tabelle 5.1.1 ergebende kinematische Bereich den Abbildungen zugrunde liegt, außer wenn in der Bildunterschrift ein abweichender Bereich angegeben ist. Der Schnitt auf die Anzahl der Kalorimeterzellen wird aber erst in Kapitel 5.1 eingeführt. Alle Verteilungen, die vor diesem Kapitel aufgetragen werden, beinhalten diesen Schnitt nicht.

Im Bild 2.4.4 ist die  $\varphi$ -Verteilung für Jets aus 2 + 1-Jetereignisse zu sehen, die aus den Partonen der Monte-Carlo Simulation rekonstruiert wurden.

Dabei sind Partonschauer-Prozesse einbezogen, und die Teilchen des partonischen Endzustandes mit einem Jetalgorithmus (s. Kap. 3.4) zu Parton-Jets zusammengefaßt worden. Die Größe der Asymmetrie, die von den MC-Simulationen für einen Wert für

<sup>4</sup>Dieses Verhalten der Wirkungsquerschnitte ist als infrarote b.z.w. kollineare Divergenz bekannt.

<sup>5</sup>Zusätzlich zu diesem mit  $W$  skalierenden Schnitt in  $m_{ij}$  gibt es noch einen festen Mindestwert von  $m_{ij}$ :  $m_{min} = 2\text{GeV}$ .

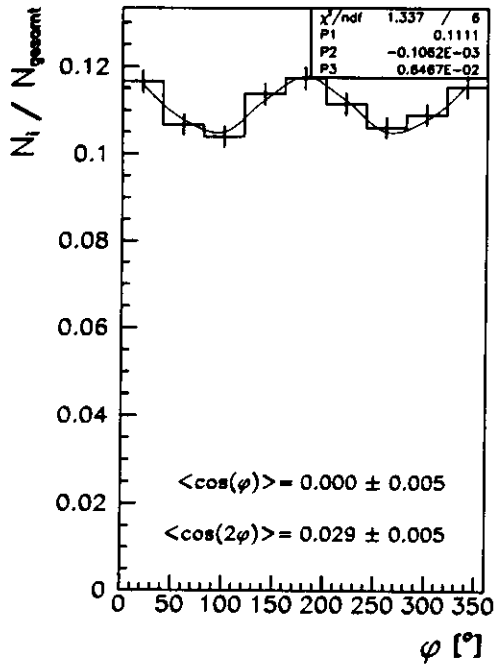


Fig. 2.4.4. Azimutalwinkelverteilung von Jets im Breit-System, die aus dem partonischen Endzustand einer Monte-Carlo Simulation (MEPS) rekonstruiert wurden (Partonen-Niveau),  $0.08 < y < 0.9$

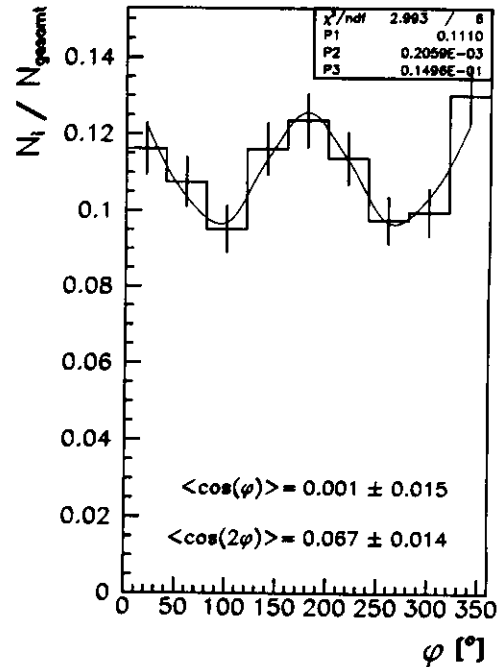


Fig. 2.4.5. Azimutalwinkelverteilung von Jets im Breit-System, MEPS-MC auf dem Partonen-Niveau wie in Bild 2.4.4, aber  $0.04 < y < 0.08$

$y_{min} = 0.005$  errechnet wird, beträgt in dem Bereich, in dem eine Analyse durchgeführt werden kann,  $(2.9 \pm 0.5)\%$ .

Eine große Asymmetrie in den Azimutalwinkelverteilungen ist bei kleinen Werten  $y$  zu beobachten. Bild 2.4.5 zeigt die Verteilung in dem Bereich  $0.04 < y < 0.08$ , in dem die Asymmetrie  $\langle \cos(2\varphi) \rangle$   $(6.7 \pm 1.4)\%$  beträgt. Allerdings ist die Messung von  $\varphi$ -Verteilungen in diesem Bereich sehr problematisch, was in den folgenden Kapiteln ausführlich dargestellt und begründet werden wird.

Der Einfluß des Parameters  $y_{min}$  auf die Voraussage von Asymmetrien kann in den Bildern 2.4.6 und 2.4.7 abgelesen werden, in denen die Vorhersagen für  $y_{min} = 0.01$  (2.4.6), und  $y_{min} = 0.0001$  (2.4.7) gezeigt werden.

Die Größe des Wertes von  $\langle \cos(2\varphi) \rangle$  ändert sich mit einer Variation von  $y_{min}$  von  $(1.2 \pm 0.4)\%$  bei  $y_{min} = 0.01$  auf  $(4.7 \pm 0.4)\%$  bei  $y_{min} = 0.0001$ . Der Wert von  $y_{min}$  kann nicht aus theoretischen Überlegungen abgeleitet werden, er muß durch Messungen erschlossen werden. Im Prinzip bieten die in dieser Arbeit betrachteten Asymmetrien eine Möglichkeit dazu, falls die Meßgenauigkeit hoch genug sein sollte.

Die Auswirkungen des Partonschauers auf die Azimutalwinkelverteilungen können an den Bildern 2.4.7 und 2.4.8 abgelesen werden, in denen das Resultat einer reinen Matrixelementrechnung mit einer Rechnung verglichen wird, bei der Partonschauerprozesse einbezogen werden. Der Partonschauer reduziert den Wert für  $\langle \cos(2\varphi) \rangle$

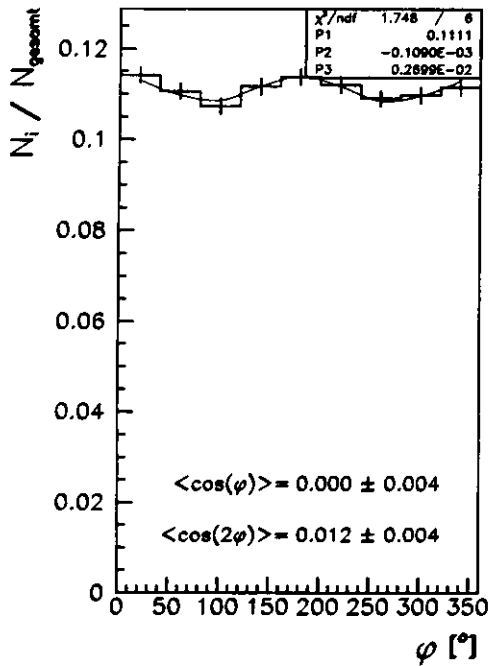


Fig. 2.4.6. Azimutalwinkelverteilung von Jets im Breit-System, MEPS-MC auf dem Partonen-Niveau,  $y_{\min} = 0.01$  (s. Text)

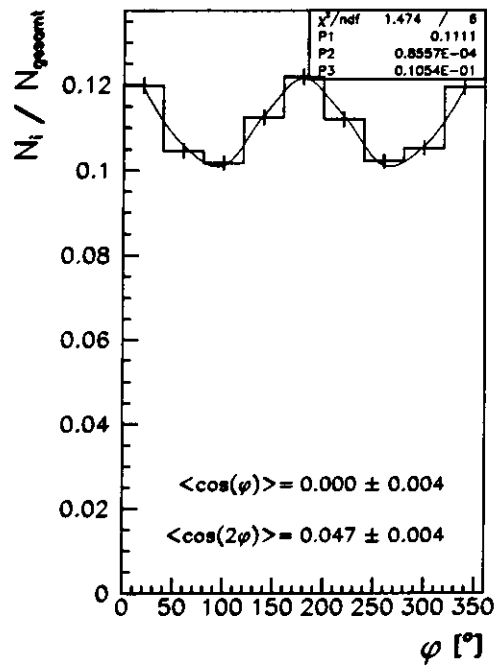


Fig. 2.4.7. Azimutalwinkelverteilung von Jets im Breit-System, MEPS-MC auf dem Partonen-Niveau,  $y_{\min} = 0.0001$  (s. Text)

um  $\sim 30\%$ .

Um die Modellabhängigkeit der Voraussagen zu testen, wurden auch die Winkelverteilungen von dem MC-Generator CDM-BGF ausgewertet. Die Voraussagen für die Azimutalwinkelverteilungen für die Partonen, die mit diesem Generator erzeugt wurden, sind in Bild 2.4.9 gezeigt. Die Asymmetrie dieser Verteilung beträgt  $(3.2 \pm 0.6)\%$  und ist damit mit der vom MEPS-Modell berechneten Größe der Asymmetrie verträglich.



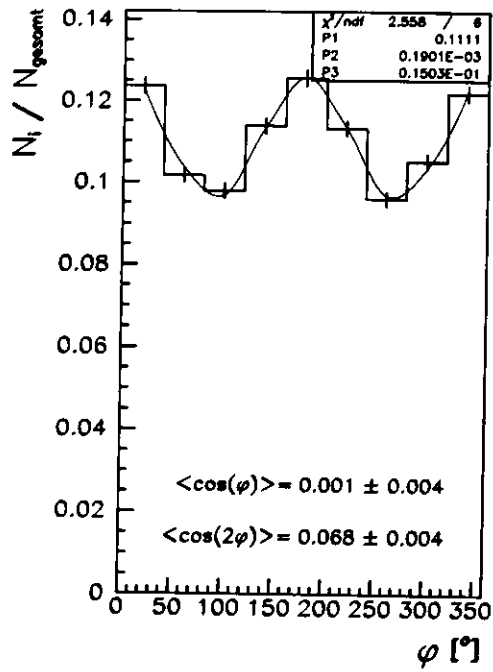


Fig. 2.4.8. Azimutalwinkelverteilung von Jets im Breit-System, 2+1-Jetereignisse auf dem Partonen-Niveau, keine Partonschauer-Prozesse,  $y_{min} = 0.0001$  (s. Text)

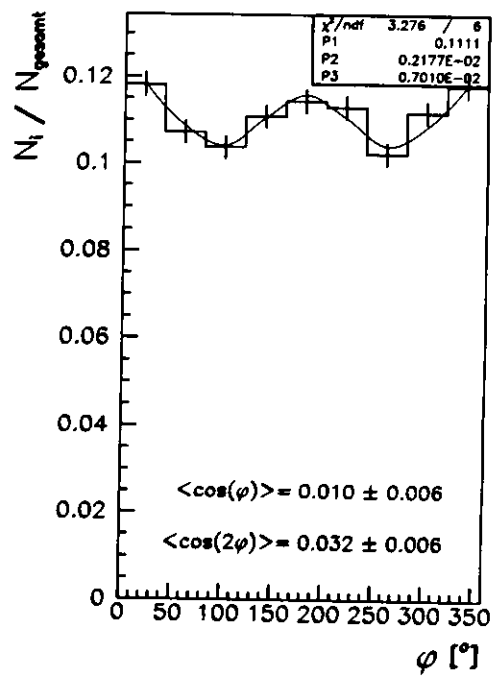


Fig. 2.4.9. Azimutalwinkelverteilung von Jets im Breit-System, CDM-BGF Monte-Carlo auf dem Partonen-Niveau

# Kapitel 3

## Experiment und Datenauswertung

### 3.1 Der Zeus-Detektor

Der Zeus-Detektor ist ein Vielzweck-Detektor, der in der Südhalle des Speicherrings HERA aufgebaut ist. Er wurde von 50 Instituten aus 10 Ländern zusammen geplant und aufgebaut. Das Hauptgewicht bei der Entwicklung wurde auf die Energiemessung durch das Kalorimeter gelegt. Der Detektor hat Gesamtabmessungen von  $12\text{m} \cdot 10\text{m} \cdot 19\text{m}$  bei einem Gewicht von  $3600\text{t}$ , davon alleine  $700\text{t}$  für das Kalorimeter. Der Aufbau des ZEUS-Detektor ist in den Bildern 3.1.1 und 3.1.2 gezeigt.

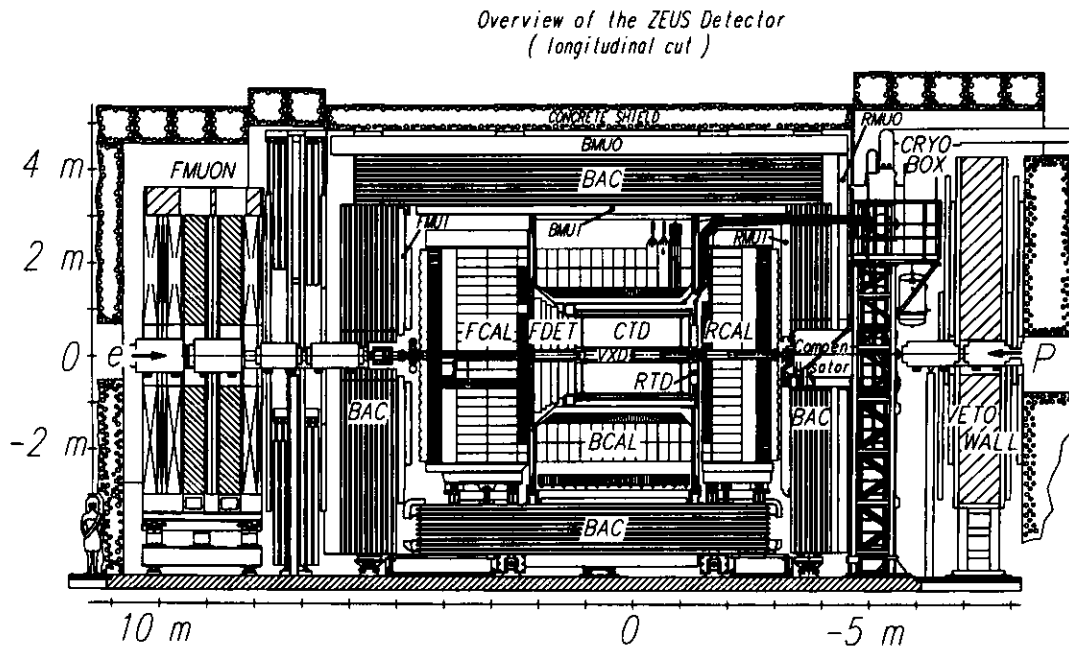


Fig. 3.1.1. Längsschnitt des ZEUS-Detektors

Für die Rekonstruktion der Streueignisse werden die Daten von verschiedenen Komponenten ausgewertet:

- Der Ort, an dem das Streueignis stattgefunden hat, wird mit einer hochauflösenden Driftkammer gemessen, die unmittelbar um das Strahlrohr angeordnet ist (VXD).

Overview of the ZEUS Detector  
(cross section)

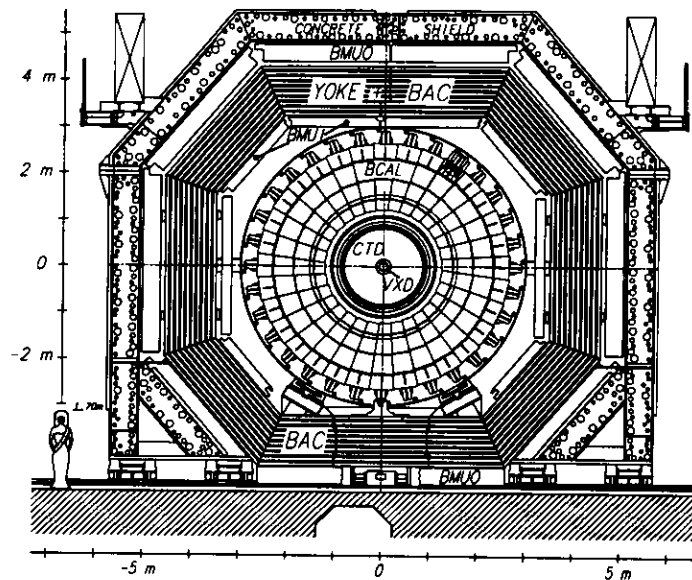


Fig. 3.1.2. Querschnitt des ZEUS-Detektors

- Die Spuren der geladenen Teilchen, die bei einem Streuereignis entstanden sind, werden von der zentralen Spurkammer (CTD) und planaren Driftkammern in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung<sup>1</sup> (FDET und RTD) aufgezeichnet.
- Die Energien der Teilchen können in der Kalorimetersektion des Detektors (FCAL, BCAL und RCAL) bestimmt werden.

Eine umfassende Darstellung des ZEUS-Detektors und der Funktion seiner Komponenten findet sich in [16] und in [17].

### 3.1.1 Das Uran-Kalorimeter

In der hier vorgestellten Analyse sind die Daten des Kalorimeters von großer Bedeutung, daher wird diese Detektorkomponente hier kurz beschrieben. Es handelt sich bei dem Kalorimeter um einen Sandwichaufbau aus Kunststoffszintillatorplatten mit Uran-Absorberschichten. Uran als Absorber hat drei wesentliche Vorteile:

- Uran hat durch seine hohe Kernmasse eine sehr kurze Wechselwirkungslänge, dadurch hat das Kalorimeter bei gegebenen Abmessungen eine höhere Energieabsorption.
- Durch die Nutzung der im Uran während der Abbremsung der Teilchen ablaufenden Kernprozesse als Signal kann das Kalorimeter vollkompensierend ausgelegt werden, d.h. daß die Signalhöhe für Elektronen oder Photonen und Hadronen gleicher Energie gleich groß ist.

<sup>1</sup>Mit der Vorwärtsrichtung wird die Richtung des Protonenstrahls bezeichnet, mit der Rückwärtsrichtung die des Elektronenstrahls.

- Die normalen Kernzerfälle des Urans stellen eine sehr konstante und präzise Eichquelle für die Kalibrierung und die Kontrolle des Antwortverhaltens des Kalorimeters dar.

Das Kalorimeter besitzt eine relative Energieauflösung von  $\frac{17\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}}$  für Elektronen und  $\frac{35\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}}$  für Hadronen, die absolute Energieeichung ist für Elektronen auf etwa 1% genau. Das Kalorimeter umschließt 99,8% des Raumwinkels im Laborsystem in der vorderen Hemisphäre und 99,5% in der hinteren Hemisphäre. Auf Grund dieser Eigenschaften sind gute Voraussetzungen für die Messung von Jets gegeben. Als Strahlteilchen werden seit 1994 in dem HERA-Elektronenring aus apparativen Gründen Positronen verwendet. Der Vorteil von Positronen gegenüber den Elektronen ist eine bis zu fünf mal längere Lebensdauer des Teilchenstrahls. Auf die in dieser Analyse betrachteten Streuprozesse hat diese Umstellung der Strahlteilchen keinen Einfluß, die Positronen werden in dieser Arbeit deshalb als Elektronen bezeichnet.

### 3.2 Berechnung der kinematischen Variablen

Aus den Daten der Kalorimeterzellen können  $4^{er}$ -Impulse von Quasi-Teilchen konstruiert werden, indem für die Gesamtenergie dieser Quasi-Teilchen die in den Zellen deponierte Energie eingesetzt wird, und für die Raumrichtung die Vektoren verwendet werden, die vom Wechselwirkungspunkt der Strahlteilchen zum Zentrum der jeweiligen Kalorimeterzelle zeigt:

$$V_x = E \cdot \sin(\vartheta) \cdot \cos(\varphi)$$

$$V_y = E \cdot \sin(\vartheta) \cdot \sin(\varphi)$$

$$V_z = E \cdot \cos(\vartheta)$$

$$V_E = E$$

Dabei bedeutet  $E$  die in der Zelle gemessene Energie,  $\vartheta$  und  $\varphi$  sind die polaren beziehungsweise azimuthalen Winkel der Zelle bezüglich des Wechselwirkungspunktes.

Aus der Kalorimeterinformation werden durch Zusammenfassen von mehreren Zellen zu sogenannten Clustern Teilchen, wie z.B. das gestreute Elektron, aber auch die hochenergetischen Jets rekonstruiert. Dazu werden die einzelnen Komponenten aller aus den Kalorimeterzellen errechneten  $4^{er}$ -Vektoren, die zu dem Objekt gehören, addiert. Auf diese Weise ergibt sich auch für Teilchen oder Jets ein resultierender  $4^{er}$ -Vektor. Die Raumrichtung dieser Objekte entspricht der Richtung ihres Energieschwerpunktes im Kalorimeter, wenn der Wechselwirkungspunkt der Strahlteilchen als Bezugspunkt gewählt wird. Die Lage des Wechselwirkungspunktes wird aus den Daten des Vertex-Detektors und der zentralen Spurkammer gewonnen. Falls von diesen Komponenten in einem Ereignis keine ausreichenden Informationen zur Verfügung stehen, kann die  $z$ -Komponente des Wechselwirkungspunktes aus der Zeitdifferenz zwischen dem Ansprechen des FCAL und des RCAL berechnet werden. Die  $x$  und  $y$ -Komponente werden dabei auf die nominalen Werte, d.h. auf null gesetzt. Falls auch aus der Kalorimeterinformation der Wechselwirkungspunkt nicht zuverlässig errechnet werden kann, werden die Nominalwerte  $\mathbf{V} = (0, 0, 0)$  dafür verwendet.

Die kinematischen Variablen der Streueignisse können auf verschiedene Weisen aus den mit dem ZEUS-Detektor gemessenen Daten berechnet werden, da bei der präzisen Messung des hadronischen Endzustandes und des gestreuten Elektrons redundante Informationen zur Verfügung stehen. Die meisten verwendeten Variablen werden

nach der Doppel-Winkel Methode berechnet, die Variablen werden mit dem Index "da" bezeichnet. Die verwendeten Formeln für die Rekonstruktion [18] sind hier zusammengestellt:

- $y_{da} = \frac{(1 - \cos\gamma_H) \sin\vartheta}{\sin\gamma_H + \sin\vartheta - \sin(\vartheta + \gamma_H)}$
- $Q_{da}^2 = 4E_e^2 \frac{(1 + \cos\vartheta) \sin\gamma_H}{\sin\gamma_H + \sin\vartheta - \sin(\vartheta + \gamma_H)}$
- $x_{da} = \frac{E_e \sin\gamma_H + \sin\vartheta + \sin(\vartheta + \gamma_H)}{E_p \sin\gamma_H + \sin\vartheta - \sin(\vartheta + \gamma_H)}$

Dabei ist  $\vartheta$  der Polarwinkel des gestreuten Elektrons,  $\gamma_H$  ist im QPM der Polarwinkel des gestreuten Quarks. Dieser Winkel kann aus den Kalorimeterinformationen auf folgende Weise berechnet werden:

$$\cos\gamma_H = \frac{(\sum_h p_x)^2 + (\sum_h p_y)^2 - (\sum_h E - P_z)^2}{(\sum_h p_x)^2 + (\sum_h p_y)^2 + (\sum_h E - P_z)^2}$$

Dabei bezeichnen  $E$ ,  $p_z$  die Energien bzw. die Transversalimpulse von den Quasiteilchen der Kalorimeterinformation, der Summationsindex  $h$  läuft dabei über alle Zellen der hadronischen Aktivität.

Die Energien der Strahlteilchen werden mit  $E_e$  für die Elektronen und mit  $E_p$  für die Protonen bezeichnet. In dieser Analyse werden Daten ausgewertet, die im Jahr 1994 mit dem ZEUS-Detektor genommen wurden. Die Strahlenergien betragen dabei  $E_e = 27.5 \text{ GeV}$  und  $E_p = 820 \text{ GeV}$ .

Bei der Auswahl der DIS-Ereignisse wird ein Schnitt auf den relativen Energieübertrag  $y$  vorgenommen, der nach der Jacquet-Blondel Methode berechnet wird:

- $y_{JB} = \frac{\sum_i E_i - P_{zi}}{2E_e}$

$E_i$  und  $P_{zi}$  bezeichnen dabei die Energie und den Transversalimpuls. Der Index  $i$  läuft über alle Objekte des hadronischen Endzustandes. Zur Unterdrückung des Untergrundes von Photoproduktionsereignissen<sup>2</sup> wird ein Schnitt auf  $y$  vorgenommen, bei dem  $y$  allein aus der Energie  $E'_e$  und dem Polarwinkel  $\vartheta_e$  des gestreuten Elektrons berechnet wird:

- $y_{ele} = 1 - \frac{E'_e}{2E_e} (1 - \cos\vartheta_e)$

### 3.3 Selektion der Ereignisse

Für die Analyse wurde je ein Datensatz von ZEUS-Daten und zwei verschiedenen Monte-Carlo-Simulationsrechnungen (MEPS und CDM-BGF) präpariert. Für die Analyse werden nur Ereignisse berücksichtigt, die die Selektionskriterien in Tabelle 3.3.1 erfüllen, und dadurch eine möglichst reine Menge von DIS-Ereignissen bilden.

- 1) Der Schnitt auf den Zeitpunkt des Ansprechens des RCAL dient der Unterscheidung von Ereignissen, bei denen Elektronen und Protonen der Teilchenstrahlen miteinander kollidiert sind, von den Untergrundereignissen, bei denen Strahlteilchen am Restgas oder am Strahlrohr gestreut wurden (Strahl-Gas Ereignisse).

<sup>2</sup>Als Photoproduktion werden Ereignisse bezeichnet, die von einem Photonen-austausch bei verschwindendem Impulsübertrag vom Elektron auf das Proton gekennzeichnet werden. Das Elektron verbleibt dabei im Strahlrohr, und wird nicht vom Detektor nachgewiesen. Falls eine andere Aktivität fälschlicherweise als gestreutes Elektron identifiziert wird, kann ein Photoproduktionsereignis in die Ereignismenge der DIS gelangen.

Nr.	Variable	Bereich
1.	T(RCAL)	$ T(RCAL)  < 3ns$
2.	z-Komp. des Vertex	$-50cm < z_{vertex} < 40cm$
3.	Relativer Energieübertrag	$y_{JB} > 0.04$
4.	$E'_e$	$E'_e > 10GeV$
5.	Elektronenposition im RCAL	$ x_{RCAL}  > 16cm$ oder $ y_{RCAL}  > 16cm$
6.	$\delta = \Sigma(E_i - P_{zi})$	$35GeV < \delta < 65GeV$
7.	Relativer Energieübertrag	$y_{ele} < 0.9$

Tab. 3.3.1. Selektionskriterien

- 2) Der Schnitt auf die Position des Wechselwirkungspunktes im ZEUS-Detektor soll einerseits weitere Strahl-Gas Ereignisse ausschließen, zum anderen soll er gewährleisten, daß die Streuereignisse im zentralen Bereich des Detektors stattgefunden haben, damit das Ereignis möglichst vollständig aufgezeichnet werden kann. Findet ein Streuereignis im Randbereich des Detektors statt, können viele der bei der Reaktion entstehenden Teilchen durch die Öffnungen für das Strahlrohr treten, ohne daß sie registriert werden können.
- 3) Im Detektor muß eine bestimmte Mindestmenge an Energie deponiert werden, damit die Kinematik des Streuereignisses zuverlässig rekonstruiert werden kann. Deshalb wird ein minimaler relativer Energieübertrag gefordert.
- 4) Die Identifikation von gestreuten Elektronen wird mit abnehmender Energie schwieriger, darum muß in dieser Analyse die Elektronen-Energie  $E'_e$  mindestens  $10GeV$  betragen.
- 5) Da für eine Auswertung der Jetrichtungen bezüglich der Elektronen-Ebene eine genaue Messung der Richtung des gestreuten Elektrons notwendig ist, muß der Bereich des Detektors in der direkten Umgebung des Strahlrohrs bei der Analyse ausgeschlossen werden. Wenn das Elektron sich zu nahe am Strahlrohr befindet, wird nicht seine gesamte Energie vom Detektor gemessen, weil ein Teil des Schauers sich in der inaktiven Zone des Strahlrohrs befindet. Dadurch wird die Elektronenenergie systematisch zu niedrig rekonstruiert. Die Position des Elektrons wird aus dem Energieschwerpunkt der Kalorimeterzellen, die dem Schauer zugeordnet werden, berechnet. In dem Fall, daß ein Teil der Energie des Elektrons im Strahlrohr verloren geht, wird dadurch das Elektron in zu großem Abstand zum Strahlrohr rekonstruiert. Zusätzlich ist die Auflösung des Detektors bezüglich des Azimutalwinkels im Laborsystem in der unmittelbaren Umgebung des Strahlrohrs gering. Um eine genaue Rekonstruktion des Elektrons zu gewährleisten, wird ein Abstand des rekonstruierten Elektrons von mindestens  $16cm$  in horizontaler oder vertikaler Richtung von der Strahllage im RCAL gefordert.
- 6), 7) Um den Anteil der Photoproduktionsereignisse möglichst gering zu halten, werden noch zwei Schnitte angewendet: Die Variable  $\delta$  ist definiert als  $\delta = \Sigma_i E_i - P_{zi}$ . Dabei sind  $E_i$ ,  $P_{zi}$  Energie bzw. Transversalimpuls der Teilchen, wobei die Summe über alle Teilchen des hadronischen Endzustandes läuft. Bei den selektierten DIS-Ereignissen beträgt  $\delta \approx 2 \cdot E_e$ , wohingegen bei den Photoproduktionsereignissen, bei denen das Elektron nicht im Detektor gemessen wird,  $\delta$  deutlich kleiner als  $2 \cdot E_e$  ist. Die meisten verbleibenden Photoproduk-

tionereignisse sind durch einen großen Wert in der Variable  $y_{ele}$  gekennzeichnet, wohingegen die DIS-Ereignisse mit den in diesem Abschnitt genannten Eigenschaften nur sehr selten große Werte von  $y_{ele}$  aufweisen.

Die Verteilung der so selektierten Ereignisse in der kinematischen Ebene von  $x$  und  $Q^2$  ist in Bild 3.3.1 zu sehen.

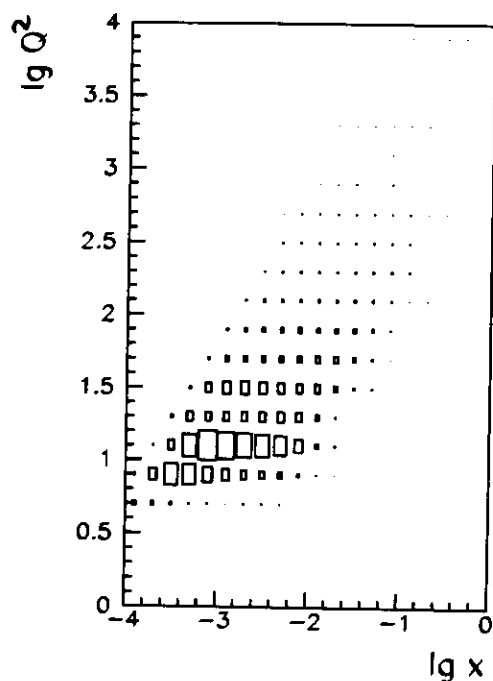


Fig. 3.3.1. Kinematische Ebene nach der Ereignisselektion (Tabelle 3.3.1)

### 3.4 Jet-Algorithmen

Ein großer Vorteil des Speicherringes HERA gegenüber den Experimenten mit ruhenden Zielkernen ist, daß bei hohen Energien des hadronischen Endzustands hochenergetische Jets beobachtet werden können. Bei der Analyse der Azimutalwinkelverteilungen werden nur die Raumrichtungen der beiden hochenergetischen Jets des hadronischen Endzustandes ausgewertet. Im Gegensatz dazu müssen bei der Messung der entsprechenden Winkel in Experimenten mit ruhenden Zielkernen die Azimutalwinkel aller im Kalorimeter gemessenen Hadronen berücksichtigt werden.

Die Rekonstruktion der Jets besteht darin, die Teilchen des hadronischen Endzustandes, bzw. die einzelnen Energiedepositionen im Kalorimeter zu Clustern zusammenzufassen. Dazu werden spezielle Algorithmen, die sogenannten "Jetfinder", verwendet. Bei der Rekonstruktion der Jets werden die Kalorimeterzellen, in denen Energie deponiert wurde, und die nahe beieinander liegen, sukzessive zu Clustern zusammengefügt. Für die Beurteilung des Abstands der Kalorimeterzellen oder der Cluster zueinander muß eine Abstandsvariable der Objekte eingeführt und eine Rechenvorschrift für das Zusammenfassen zweier Objekte festgelegt werden. Außerdem muß ein minimaler Abstand definiert werden, ab dem zwei Cluster als getrennte Jets

angesehen werden, und das Zusammenfassen der Objekte beendet wird. Dieser minimale Abstand wird als Auflösungsparameter bezeichnet; er beeinflusst maßgeblich die Eigenschaften der rekonstruierten Jets.

Bei einem geringen Auflösungsparameter werden in den Streueignissen viele getrennte Jets des hadronischen Endzustands rekonstruiert, wobei ein hoher Anteil der Jets nicht die primären Partonen des harten QCD-Subprozesses repräsentieren, sondern z.B. durch Abstrahlungen im Rahmen des Parton-Schauer Prozesses oder durch Fluktuationen bei der Hadronisierung entstanden sind. So entstandene Jets tragen nicht zu der Asymmetrie bei, die in dieser Analyse ausgewertet werden soll.

Wird dagegen ein großer Auflösungsparameter gewählt, entsprechen die  $4^{er}$ -Impulse, die den Jets zugeordnet werden, mit größerer Wahrscheinlichkeit den  $4^{er}$ -Impulsen der Partonen aus dem primären, harten QCD-Streuprozess. Allerdings nimmt mit steigendem Auflösungsparameter die Zahl der Ereignisse ab, bei denen zwei Strom-Jets rekonstruiert werden.

An dieser Stelle soll der in dieser Analyse verwendete Jetfinder, der "K<sub>t</sub>-Clus" Algorithmus vorgestellt werden [19] [20]. Das Flußdiagramm für den K<sub>t</sub>-Algorithmus ist in Bild 3.4.1 dargestellt.

Die Zellen des Kalorimeters werden unabhängig voneinander und wie masselose Teilchen behandelt. Es wird eine Abstandsvariable festgelegt, und die Abstände aller Zellen zueinander bestimmt. Im Fall des K<sub>t</sub>-Algorithmus ist die Abstandsvariable auf folgende Weise definiert:

$$d_{kl} = \frac{2\min(E_i^2, E_j^2)(1 - \cos(\vartheta_{ij}))}{Q^2}$$

Dabei sind  $E_i$ ,  $E_j$  die Energien, die in den Kalorimeterzellen deponiert wurden,  $\vartheta_{ij}$  ist die Winkeldifferenz, die die beiden Objekte vom Wechselwirkungspunkt aus zueinander haben. Die beiden Zellen mit dem geringsten Abstand in dieser Variablen zueinander werden zusammengefaßt, indem die Komponenten ihrer  $4^{er}$ -Vektoren addiert werden, und der resultierende Vektor als neues Objekt behandelt wird. Dieses Verfahren wird solange wiederholt, bis entweder alle Zellen zu einem übergeordneten Objekt zusammengefaßt sind, oder bis alle Abstände der Objekte zueinander oberhalb des Auflösungsparameters liegen. Diese verbliebenen Objekte werden als Jets bezeichnet.

Zusätzlich zu den Jets der Stromfragmentierung<sup>3</sup> gibt es bei der DIS noch den "Zuschauer-Jet", der von dem Proton-Rest erzeugt wird. Der überwiegende Teil des Proton-Rests verbleibt nach dem Streuprozess im Strahlrohr und wird nicht registriert. Durch das Farbfeld zwischen dem Proton-Rest und dem aus dem Proton gestreuten Quark werden zwischen den Hadronen der Stromfragmentierung und dem Protonen-Rest weitere Hadronen produziert. Es ist nicht möglich, eine einzelne dieser hadronischen Aktivitäten eindeutig entweder dem Proton-Rest oder der Stromfragmentierung zuzuordnen. In der Jet-Analyse muß der Einfluß dieser Aktivitäten berücksichtigt werden. Dazu kann bei der Rekonstruktion der Jet-Struktur ein zusätzliches (Pseudo-)Teilchen eingeführt werden, das den Proton-Rest repräsentiert. Der  $4^{er}$ -Vektor dieses Pseudo-Teilchens wird nach folgendem Schema berechnet:

---

<sup>3</sup>Als "Stromjets" werden die Jets bezeichnet, die auf das bei der Streuung ausgetauschte Boson, das den "Strom" darstellt, zurückgehen.



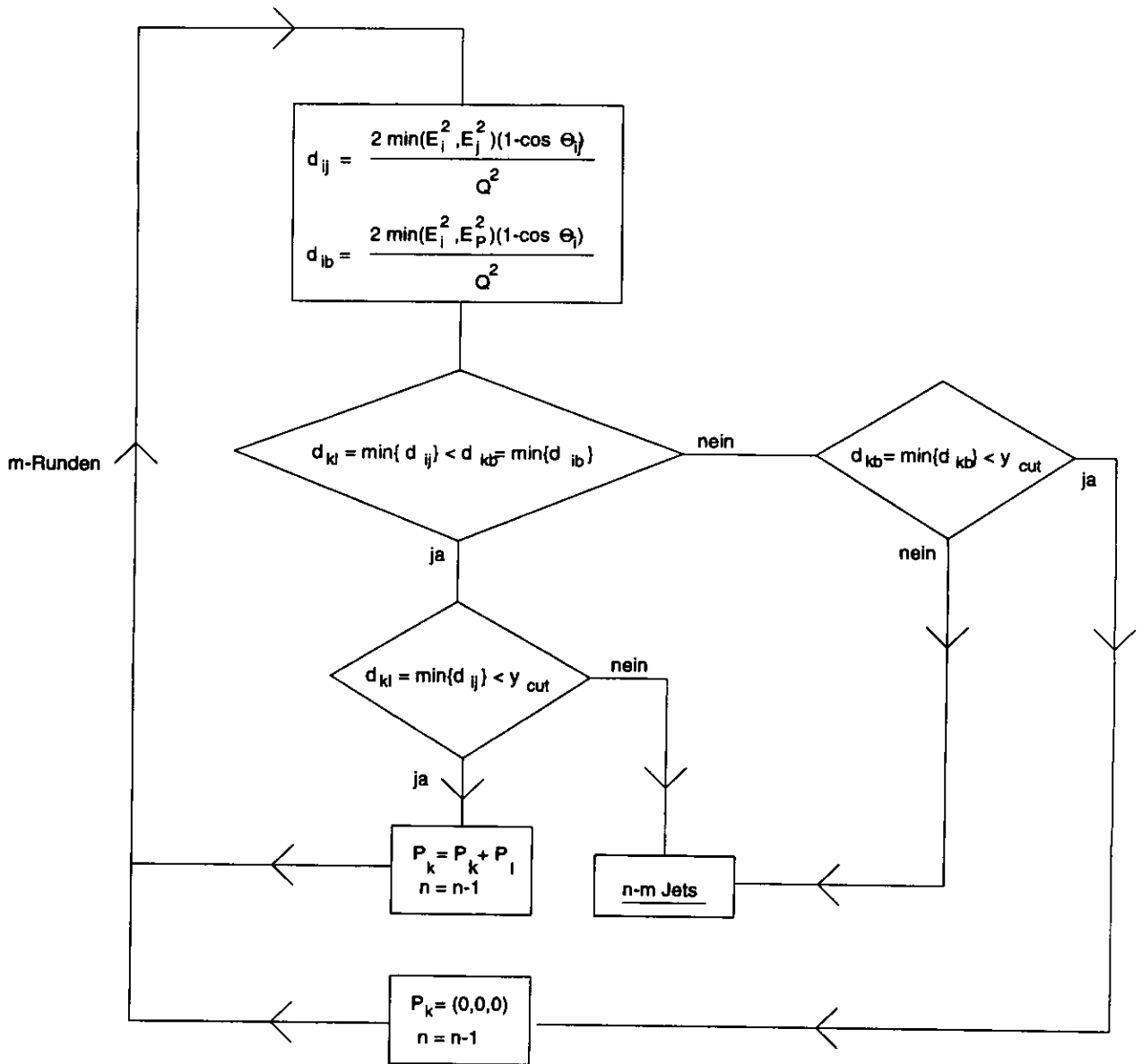


Fig. 3.4.1. Flußdiagramm des  $K_T$ -Jetalgorithmus

Am Anfang der Jetrekonstruktion stehen dem Algorithmus  $n$ -Objekte zur Verfügung. Diese Objekte sind auf dem Detektor-Niveau die einzelnen Zellen des Kalorimeters und auf dem MC-Partonen Niveau die Teilchen des partonischen Endzustandes. Im Lauf der Jetanalyse werden die Objekte, die am Anfang zur Verfügung stehen, zu größeren Einheiten zusammengefasst. Dazu werden zunächst jeweils alle Abstände der Objekte zueinander ( $d_{ij}$ ) und der Objekte zum einlaufenden Proton ( $d_{ib}$ ) berechnet. Wenn der kleinste Abstand zwischen zwei Objekten kleiner als der Auflösungsparameter  $y_{cut}$  ist, werden die 4<sup>er</sup>-Vektoren zu einem neuen Objekt addiert. Wenn allerdings der Abstand eines Objektes zum einlaufenden Proton kleiner ist, als der kleinste Abstand zwischen den Objekten, dann wird dieses Objekt aus der weiteren Rekonstruktion ausgeschlossen. Dieses Verfahren wird solange wiederholt, bis alle Abstände größer als der Auflösungsparameter  $y_{cut}$  sind. Es resultieren nach  $m$ -maligem Durchlaufen des Algorithmus  $n - m$  Jets.

$$\begin{aligned}
V_x &= 0 \\
V_y &= 0 \\
V_z &= P_z - \sum_i P_{zi} \\
V_E &= E_P - \sum_i E_i
\end{aligned}$$

Dabei ist  $E_P$  die Energie des Strahlprotons,  $P_z$  sein Impuls in der  $z$ -Richtung.  $E_i$  und  $P_{zi}$  die Energie bzw. der  $z$ -Impuls der Teilchen  $i$ , wobei der Index  $i$  über alle gemessenen Teilchen des hadronischen Endzustandes läuft. Bei der Rekonstruktion der Jets werden die Objekte, die in der Abstandsvariablen näher an dem Pseudo-Teilchen liegen, als an einem der Stromjets, zu diesem Pseudo-Teilchen hinzugefügt. Bei der Analyse des hadronischen Endzustands wird der Jet des Pseudo-Teilchens nicht berücksichtigt. In der Praxis erfolgt also die Zuordnung von hadronischer Aktivität zu dem Proton-Rest oder der Stromfragmentierung gemäß der im jeweiligen verwendeten Abstandsvariablen.

In der vorliegenden Analyse mit dem  $K_t$ -Algorithmus wurde nicht explizit ein Pseudo-Teilchen einbezogen, sondern statt dessen wurde bei der Rekonstruktion der Jets für jedes Objekt zusätzlich auch der Abstand  $d_{kb}$  zu dem einlaufenden Proton bestimmt. Falls dieser Abstand kleiner ist, als der Abstand zu den Objekten aus der Stromfragmentierung, wird das Objekt dem Protonen-Rest zugeordnet, indem es aus der Menge der Objekte, die dem Jetfinder zur Rekonstruktion der Strom-Jets zur Verfügung steht, ausgeschlossen wird. Das einlaufende Proton übernimmt also die Funktion des Pseudo-Teilchens. Der Impuls des Strahlprotons bleibt, im Gegensatz zu dem eines echten Pseudo-Teilchens, während der Jetrekonstruktion unverändert. In dieser Analyse wird die Funktion des Strahlprotons bei Jetrekonstruktion als "Pseudo-Teilchen" bezeichnet, obwohl das Strahlproton nicht als echtes Objekt verwendet wird.

Die Jets, die nicht eindeutig dem hadronischen Endzustand zugeordnet werden können, und trotz Einführung eines Pseudo-Teilchens separat rekonstruiert werden, werden im allgemeinen durch einen Schnitt auf die transversale Energie der Jets im Laborsystem aus der Analyse ausgeschlossen. Die Lage der hochenergetischen Jets im Kalorimeter ist vom Bereich des relativen Energieübertrages abhängig. Bei einem geringen Wert von  $y$  entstehen die Jets vor allem unter einem kleinen Polarwinkel  $\vartheta$  bezüglich der Strahlachse. Dadurch ist nicht nur die Gesamtenergie der Jets niedrig, sondern auch der relative Anteil des Transversalimpulses am Gesamtimpuls des Jets. Da übliche Schnittwerte für den Transversalimpuls ungefähr  $5\text{GeV}$  betragen, werden durch die Schnitte viele Ereignisse entfernt, die durch einen kleinen relativen Energieübertrag  $y$  gekennzeichnet sind. Aus diesem Grund wird in dieser Analyse kein Schnitt auf den Transversalimpuls angewendet.

Die Alternative zu dem Schnitt im Transversalimpuls der Jets ist ein direkter Schnitt in der Variable  $y$ . Da die Asymmetrie der azimuthalen Winkelverteilungen der Jets bei kleinen Werten von  $y$  besonders ausgeprägt ist, muß ein Schnitt im Transversalimpuls oder direkt in  $y$  sehr behutsam gewählt werden.

Am Beginn dieser Analyse wurde bei der Jetrekonstruktion auf die Parameter zurückgegriffen, mit denen in [21] die Jetanalyse durchgeführt wurde. So wurde z.B. der Wert für den Auflösungsparameter  $y_{cut} = 0.3$  übernommen. Es ergibt sich dabei eine  $2 + 1$  Jetrate von 14% im Bereich von  $80 < Q^2[\text{GeV}^2] < 160$  und  $y > 0.15$ , die mit den in [21] gemessenen Werten gut übereinstimmt. Für die Analyse der Azimu-

talwinkel hat sich herausgestellt, daß bei einem Schnittwert  $y_{cut} = 0.5$  der Anteil von Ereignissen  $O(\alpha_s^1)$  signifikant höher ist, und die Asymmetrien wesentlich besser meßbar sind. Deshalb wird in dieser Analyse der Wert  $y_{cut} = 0.5$  verwendet. Zusätzlich zu dem Wert von  $y_{cut}$  muß noch eine Skala gewählt werden, mit der die Variable  $d_{ij}$  berechnet wird. In dieser Analyse wird die nach der Doppel-Winkel-Methode berechnete Variable  $Q^2$  verwendet. In neueren Analysen der Jetmultiplizitäten wird auch ein Wert für  $y_{cut}$  von  $y_{cut} = 0.5$  verwendet, wobei jedoch  $Q^2$  nach einem anderen Schema berechnet wird[22]<sup>4</sup>.

### 3.5 Elektronenrekonstruktion

Die Analyse der Azimutalwinkelverteilungen von Jets erfordert eine präzise Messung des gestreuten Elektrons. Die Aufgabe der als Elektronenfinder bezeichneten Algorithmen besteht darin, aus den Kalorimetersignalen diejenigen herauszufinden, die vom gestreuten Elektron erzeugt worden sind. Dadurch kann eine Trennung der Aktivität, die auf das gestreute Elektron zurückgeht, von der hadronischen Aktivität vorgenommen werden. Insbesondere müssen bei der Analyse des hadronischen Endzustandes alle Zellen, die vom Elektron getroffen worden sind, ausgeschlossen werden.

Die Schauer, die im Kalorimeter von hochenergetischen Elektronen oder Photonen erzeugt werden, unterscheiden sich von hadronischen Schauern durch eine geringere laterale Ausdehnung, also durch einen kleineren Konus, innerhalb dessen die zugehörigen Zellen liegen, und durch eine kleinere Eindringtiefe der Schauer in das Kalorimeter. Für die Auswertung von Daten des ZEUS-Detektors stehen zwei grundlegend verschiedene Routinen zur Identifikation des gestreuten Elektrons zur Verfügung. Der erste verwendete Algorithmus ist das Programm EEXOTIC. Dieser Elektronenfinder arbeitet mit einem Satz von festen Schnitten auf Observable, die eine Unterscheidung von hadronischen und elektronischen Schauern ermöglichen. Der Elektronenfinder SINISTRA [23] identifiziert die Kalorimeterzellen, die zum gestreuten Elektron gehören mit Hilfe eines neuronalen Netzwerks [24]. Mit Hilfe des neuronalen Netzwerks werden Schnitte in Variablen vorgenommen, die einen vieldimensionalen Raum aufspannen. Die Schnitte werden durch ein sogenanntes "Training" mit künstlichen, vollständig bekannten Objekten optimiert, sodaß die Elektronenidentifizierung gleichzeitig möglichst sicher und effizient ist. SINISTRA ist insbesondere in der Lage, Kalorimetersignale, die von einem Elektron oder einem hochenergetischen Photon verursacht worden sind, auch von dicht benachbarter hadronischer Energie zu trennen.

### 3.6 Monte-Carlo Simulationen

Um Einflüsse der Detektorakzeptanz und Fehler bei der Rekonstruktion der Streueignisse bei der Messung von Physikverteilungen mit Hochenergieexperimenten zu kompensieren, müssen die mit dem Detektor gemessenen Verteilungen mit Modellrechnungen korrigiert werden. Dazu werden Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt, bei denen die Signale des Kalorimeters für physikalische Prozesse simuliert werden. Die physikalischen Prozesse wurden dabei in dieser Analyse auf der Basis der theoretischen Modellen ME, MEPS und CDM-BGF berechnet (s. Kapitel 2). Für die Korrektur

<sup>4</sup>In diesem Fall wird  $Q_{mix}^2 = s \cdot x_{elec} \cdot y_{JB}$  verwendet. Die Werte für  $Q_{mix}^2$  sind etwas niedriger als  $Q_{da}^2$ , das in der vorliegenden Analyse verwendet wird. Daher ist die Zwei-Jet-Rate mit  $Q_{da}^2$  als SkalenvARIABLE etwas geringer; auf der anderen Seite ist dadurch der Anteil der Prozesse  $O(\alpha_s^1)$  in der Ereignismenge höher.

der  $\varphi$ -Verteilungen wurden zusätzlich zu den Generatorverteilungen aus Kap. 2.4 MC-Simulationsrechnungen angefertigt, bei denen die Daten der Streueignisse in drei verschiedenen Stadien der Simulation zur Verfügung stehen:

- Auf dem **Partonen-Niveau** sind die Daten aller nach der Simulation des Partonschauers vorhandenen Partonen verfügbar. Die Partonen des Parton-Schauers können entweder im Anfangszustand (ISPS<sup>5</sup>) oder im Endzustand (FSPS<sup>6</sup>) entstehen. Für die Erstellung der Winkelverteilungen auf diesem Niveau sind die Partonen mit dem gleichen Jetfinder wie die Kalorimeterzellen des Detektors zu Jets zusammengefaßt worden.
- Auf dem **Hadronen-Niveau** sind zusätzlich die Hadronisierungsprozesse einbezogen worden. Die Teilchen auf diesem Niveau entsprechen den Teilchen, die in den Detektor eintreten.
- Auf dem **Detektor-Niveau** steht die simulierte Antwort des Kalorimeters auf die Teilchen zur Verfügung, die auf dem Hadronen-Niveau generiert worden sind.

Die Vorhersagen der azimuthalen Asymmetrien beziehen sich auf die Partonen, die am elementaren QCD Prozeß beteiligt sind. Im Experiment können aber nur Winkelverteilungen von Hadronen gemessen werden, die den Prozessen des Partonschauers, der Hadronisierung und Detektoreffekten unterworfen waren. Um die gemessenen Verteilungen mit den Vorhersagen vergleichen zu können, müssen Korrekturen dieser Effekte durchgeführt werden. Dazu wird eine sogenannte "bin-by-bin"<sup>7</sup>-Korrektur durchgeführt: Die Azimutalwinkelverteilungen werden diskretisiert, indem der Winkelbereich  $[0, 2\pi]$  in Subintervalle unterteilt wird. Die gemessene Verteilung wird mit einer auf eins normierten, aus Monte-Carlo Simulationen gewonnenen Korrekturfunktion bin für bin multipliziert. Die korrigierte Zahl von Einträgen im Intervall  $i$  wird mit  $N_i(k)$ , mit  $N_i(m)$  die Zahl der gemessenen Einträge bezeichnet. Aus Monte-Carlo Simulationen werden die entsprechende Anzahl der Einträge des MC-Partonen und MC-Detektor Niveaus für die Korrektur gewonnen.

$$N_i(k) = N_i(m) \cdot \frac{N_i(\text{MC} - \text{PartonenNiveau})}{N_i(\text{MC} - \text{DetektorNiveau})}$$

Diese Korrektur kann nur verwendet werden, wenn die Voraussagen der MC-Simulation auf dem Detektor-Niveau gut mit den gemessenen Daten übereinstimmen.

Die Wahl der Anzahl der Intervalle ist dabei von verschiedenen Faktoren abhängig:

- Je komplizierter die Struktur des Meßeffectes ist, desto mehr Intervalle werden gebraucht, um die Struktur mit der Messung aufzulösen.
- Die Anzahl der Subintervalle sollte der realen Auflösung des Detektors angepaßt sein, die im Fall der Azimutalwinkelverteilungen zu  $40^\circ$  abgeschätzt werden kann (Kapitel 4.3).
- Bei der beschränkten Statistik der gemessenen Daten muß die Anzahl der Kanäle beschränkt werden, um die relativen Fehler in den einzelnen Intervallen in einem vertretbaren Rahmen zu halten.

<sup>5</sup>ISPS: engl., initial state parton shower

<sup>6</sup>FSPS; engl., final state parton shower

<sup>7</sup>Ein "bin" bezeichnet ein Subintervall einer diskretisierten Verteilung.

Bei zu wenig Kanälen wird die Information nicht voll ausgenutzt, bei zu vielen steigen die statistischen Fehler an, ohne daß zusätzliche Information gewonnen werden kann. Da die Jets im Kalorimeter einen azimuthalen Öffnungswinkel von bis zu  $60^\circ$  haben [25], ist im Fall der Azimutalwinkel ist eine Einteilung des Vollwinkels in maximal zehn Kanäle sinnvoll [26].

### 3.6.1 Generierung der MC-Datensätze

Die Monte-Carlo Simulationen des MEPS-Modells werden nach dem in Bild 3.6.1 gezeigten Schema generiert. Die elementaren Prozesse auf dem Partonenniveau laufen

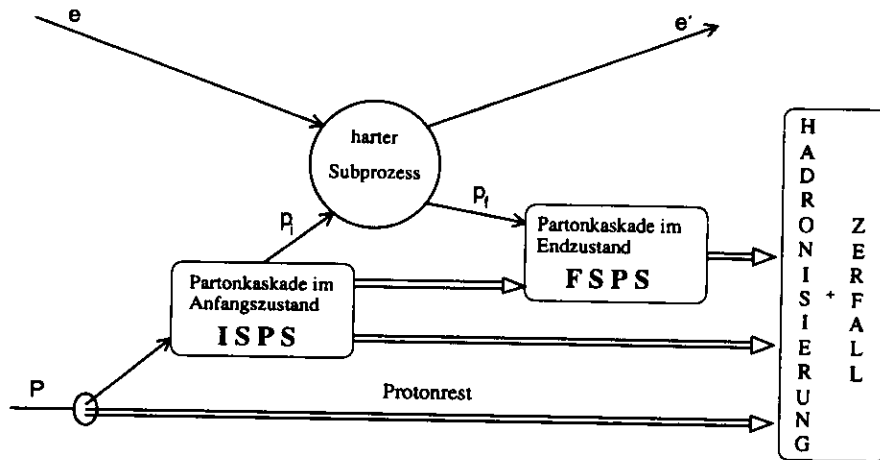


Fig. 3.6.1. Schema des MC-Generators

auf einer anderen Zeit- und Impulsübertragsskala ab, als die sich anschließende Hadronisierung. Darum können die Prozesse mit getrennten Algorithmen in der Simulation behandelt werden. Bei der folgenden Übersicht werden die in den einzelnen Schritten verwendeten Programme in Klammern angegeben.

Zuerst wird der harte Subprozess für ein Parton des Proton (*LEPTO*) mit der Matrixelementrechnung generiert. Die Prozesse höherer Ordnung in  $\alpha_s$  werden durch die Berechnung von Partonschauern im Anfangs- und Endzustand (*LEPTO*) berücksichtigt. Alternativ zu der Matrixelementrechnung und den Partonschauerprozessen wurde das Farbdipol-Modell (*ARIADNE*) verwendet.

Damit ist der partonische Endzustand in der Generierung erreicht. Durch das Farb-Dipol Modell kann die Boson-Gluon Fusion nicht beschrieben werden, deshalb muß in dem Programm "ARIADNE" die Berechnung der BGF-Ereignisse durch ein anderes Modell ergänzt werden. In dem verwendeten Programm wurden dazu die Matrixelementrechnung des Programmes "LEPTO" verwendet. Daher unterscheiden sich die Programme "LEPTO" und "ARIADNE" zwar in der Simulation von Prozessen mit Gluonabstrahlung, die Berechnung der BGF-Prozesse, die die  $\cos(2\varphi)$ -Asymmetrie erzeugen, erfolgt hingegen auf die gleiche Weise.

Die Hadronisierung der Partonen wird nach dem Lundmodell der Stringfragmentierung berechnet (*JETSET*). Zusätzlich wird auch die Abstrahlung von Photonen der QED-Bremsstrahlung simuliert (*HERACLES*) [27].

Die Signalantwort des ZEUS-Detektors auf die Teilchen wird in der abschließenden Detektorsimulation erstellt (*MOZART*).

### 3.7 Ereignisrekonstruktion

Zur Rekonstruktion der Azimutalwinkelverteilungen der  $2 + 1$ -Jetereignisse auf dem Detektor-Niveau wurden die Zellen des Kalorimeters, in denen Energie deponiert wurde, in das Breit-System transformiert. Die Berechnung des Impulsübertrages  $Q^2$ , der für die Transformation benötigt wird, wurde nach der Doppelwinkel-Methode durchgeführt. Zur Unterdrückung von Untergrundsignalen wurden isolierte Kalorimeterzellen, die in der elektromagnetischen Sektion weniger als  $0.1\text{GeV}$  oder in der hadronischen Sektion weniger als  $0.2\text{GeV}$  gemessen haben, aus der Analyse ausgeschlossen.

Die Richtung des gestreuten Elektrons wurde mit den Elektronen-Findern rekonstruiert, die Energie des Elektrons hingegen wurde mit der Doppel-Winkel Methode aus den Kalorimeterinformationen folgendermaßen errechnet:

$$E'_e = \frac{Q_{da}^2}{2 \cdot E_e \cdot (1 + \cos\vartheta_e)}$$

Dabei ist  $\vartheta_e$  der von dem Elektronenfinder rekonstruierte Polarwinkel des gestreuten Elektrons im Laborsystem.

Bei den MC-Studien wurden die generierten Teilchen des partonischen oder hadronischen Endzustandes an Stelle der Information der Kalorimeterzellen verwendet. Die kinematischen Variablen der Ereignisse stehen bei der MC-Simulation als wahre Werte des Generators zur Verfügung. Auf dem Partonen- und Hadronen-Niveau wurden diese wahren Werte der kinematischen Variablen für die Ereignisschnitte und die Lorenztransformation in das Breit-System verwendet, auf dem MC-Detektor Niveau wurden die Variablen aus den rekonstruierten Werten nach der Detektorsimulation auf die gleiche Weise wie bei den gemessenen Daten errechnet.

Der Jetalgorithmus  $K_t$ -Clus wurde in jedem Fall auf die Kalorimeterzellen bzw. auf die Teilchen der MC-Simulation angewendet, nachdem sie in das Breit-System transformiert worden sind.

Die in der Analyse verwendeten Ereignisse entsprechen einer integrierten Luminosität von  $2.96\text{pb}^{-1}$ . Die Daten der MEPS-Simulation, die auch auf dem Detektorniveau zur Verfügung stehen, beinhalten 178000 Ereignisse in einem Bereich  $Q^2 > 40\text{GeV}^2$ , das entspricht einer integrierten Luminosität von  $7.53\text{pb}^{-1}$ . In diesem Bereich ist im Fall der CDM-BGF MC-Simulation mit 151000 Ereignissen eine integrierte Luminosität von  $6.40\text{pb}^{-1}$  verfügbar.

# Kapitel 4

## Systematische Fehler

Die Genauigkeit einer Messung wird prinzipiell von unvermeidlichen Nebeneffekten begrenzt. Diese Effekte können in zwei Gruppen eingeteilt werden:

- **Rauschen:** Als Rauschen werden Nebensignale bezeichnet, die einen ungerichteten Untergrund darstellen, also den relativen Meßeffect zwar verkleinern, aber selber das zu messende Signal nicht verfälschen. Bei der Analyse der  $\varphi$ -Verteilungen würde z.B. ein zusätzlicher, in  $\varphi$  isotroper Anteil von Ereignissen mit zwei Jets ein als "Rauschen" zu bezeichnendes Nebensignal sein. Diese Ereignisse tragen nicht zur azimuthalen Asymmetrie bei, sie erhöhen nur den in  $\varphi$  isotropen Anteil der gemessenen Verteilungen.
- **Störeffekt:** Als Störeffekt sollen hier Signale bezeichnet werden, die der zu messenden Struktur eine in der Messgröße ebenfalls gerichtete Signalform überlagern, die nicht die gewünschten Informationen enthält. Beispielsweise stellt das Auftreten von zusätzlichen Jets im hadronischen Endzustand, die zwar nicht aus dem elementaren QCD-Prozeß stammen, aber trotzdem in einer Vorzugsebene relativ zu der Lepton-Streuebene liegen, einen Störeffekt dar.

Außerdem tritt bei jeder Messung eine Verringerung des charakteristischen Signals durch die begrenzte Auflösung der Messung auf. Die Quellen der systematischen Fehler bei der Analyse der Azimutalwinkelverteilungen der Jets werden in diesem Kapitel untersucht.

In Bild 4.0.1 ist genauso wie in Bild 2.4.4 die Azimutalwinkel-Verteilung der Partonen gezeigt, die vom Programm "LEPTO" nach dem MEPS-Modell (s. Kapitel 2.2) generiert worden ist. Der Unterschied zwischen den beiden Verteilungen ist, daß für die in Bild 4.0.1 gezeigten Ereignisse auch die Informationen der MC-Simulation auf dem Hadronen- und dem Detektor-Niveau zur Verfügung stehen, während in Bild 2.4.4 die Ergebnisse einer reinen MC-Generator Studie gezeigt sind. Die Durchführung der Detektor-Simulation benötigt sehr viel Rechenzeit, deshalb ist die Anzahl der Ereignisse in Bild 4.0.1, bei denen auch die Informationen des Detektor-Niveaus zur Verfügung stehen, geringer als die Anzahl der Ereignisse in Bild 2.4.4.

Der Wert der Asymmetrie  $\langle \cos(2\varphi) \rangle$  beträgt  $(2.9 \pm 1.1)\%$ , die Asymmetrie für Jets aus den Teilchen auf dem Hadronen-Niveau beträgt  $(3.2 \pm 0.6)\%$ ; diese Winkelverteilung ist in Bild 4.0.2 gezeigt. Die azimuthale  $\cos(2\varphi)$ -Asymmetrie der Jets ist also in der MC-Simulation auch nach der Hadronisierung in der gleichen Größe nachweisbar.

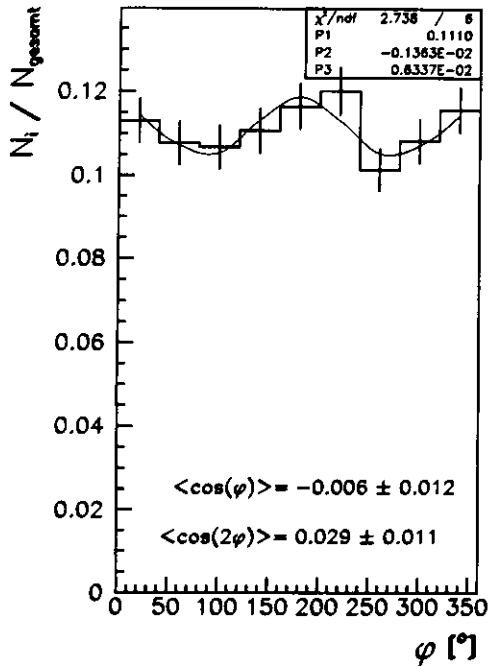


Fig. 4.0.1. Azimutalwinkelverteilung von Jets im Breit-System, MEPS-MC auf dem Partonen-Niveau

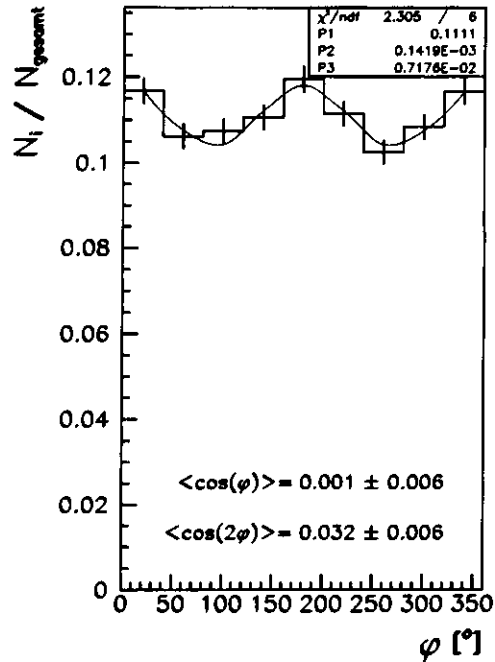


Fig. 4.0.2. Azimutalwinkelverteilung von Jets im Breit-System, MEPS-MC auf dem Hadronen-Niveau

Die mit den Informationen des Detektor-Niveaus berechnete Winkelverteilung in Bild 4.0.3 hingegen zeigt eine unerwartet stark anisotrope Struktur, die den auf dem Partonen-Niveau generierten Effekt bei weitem übertrifft.

Die Anisotropie auf dem Detektor-Niveau ist mit  $\langle \cos(2\varphi) \rangle = (9.1 \pm 1.1)\%$  dreimal so groß, wie die auf dem Partonen-Niveau, deshalb liegt der Schluß nahe, daß der Struktur des Messeffektes ein Störeffekt überlagert ist. Dieser Störeffekt führt dazu, daß in den Streueignissen hochenergetische Jets vermehrt in der Ebene liegen, die vom Strahlelektron und dem gestreuten Elektron aufgespannt wird, und vergrößert dadurch scheinbar die auf dem Detektorniveau gemessene Asymmetrie. Auch bei der Verwendung des anderen verfügbaren MC-Generator (CDM-BGF) zeigt sich dieser Effekt (Bild 4.0.4).

Daß dieser Störeffekt nicht nur bei den Monte-Carlo-Simulationen, sondern auch im Experiment auftritt, zeigt die mit dem ZEUS-Detektor gemessene Winkelverteilung in Bild 4.0.5. Der Effekt ist auch in früheren Messungen der Jetrichtungen mit dem ZEUS und dem H1 Detektor beobachtet [21], [28], aber nicht genauer untersucht worden. Da diese Schwierigkeiten nur in den Verteilungen auf dem Detektor-Niveau zu beobachten sind, ist zu vermuten, daß der Störeffekt durch Probleme bei der Jetidentifizierung und der Messung der Jetrichtungen auf dem Detektor-Niveau hervorgerufen wird.

Es gibt zwei Verteilungen, die über die Zuverlässigkeit der Korrektur der Detektordaten mit den Monte-Carlo Simulationen Auskunft geben:

- Das Verhältnis der Detektor-Daten zu den MC-Daten auf dem Detektorniveau, das beschreibt, wie genau die physikalischen Prozesse und die Detektorantwort von den MC-Rechnungen simuliert werden (Bild 4.0.6).



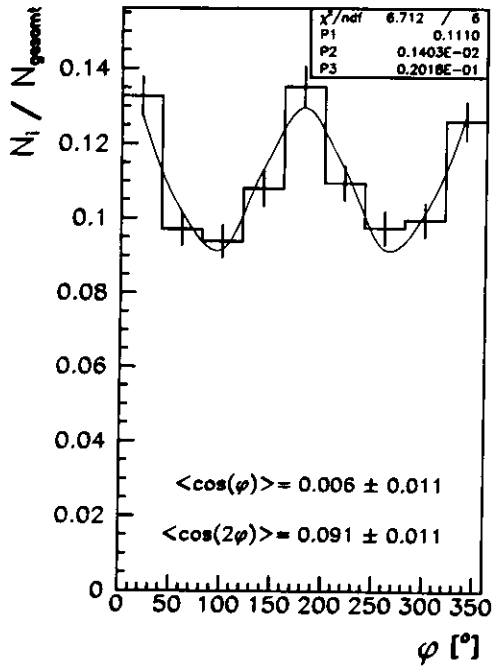


Fig. 4.0.3. Azimutalwinkelverteilung von Jets im Breit-System, MEPS-MC auf dem Detektor-Niveau

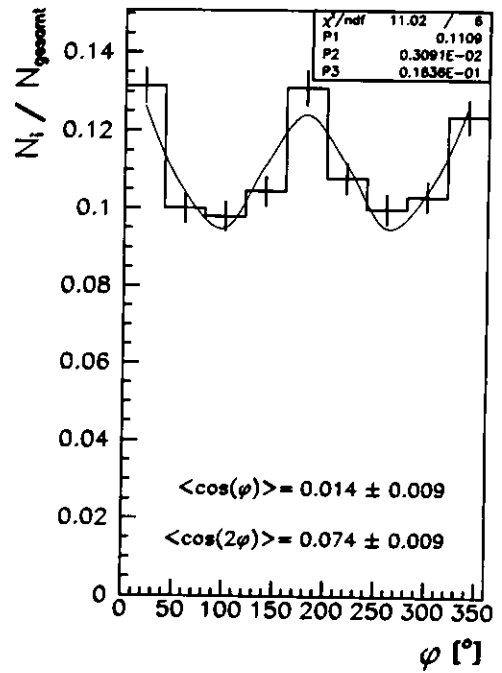


Fig. 4.0.4. Azimutalwinkelverteilung von Jets im Breit-System, CDM-BGF Monte-Carlo auf dem Detektor-Niveau

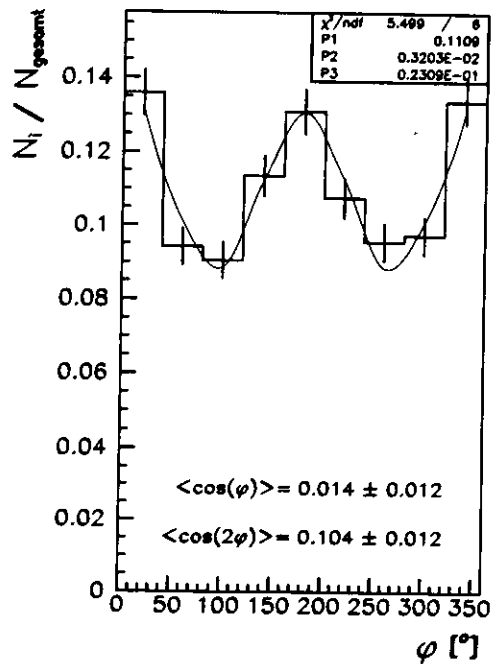


Fig. 4.0.5. Azimutalwinkelverteilung von Jets im Breit-System, ZEUS Daten

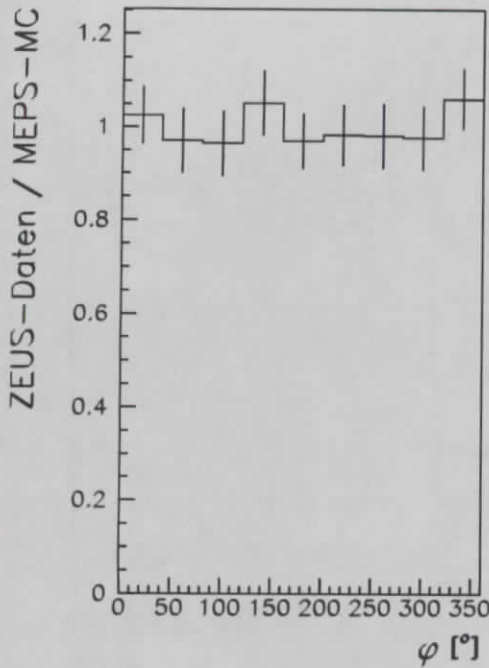


Fig. 4.0.6. *Verhältnis der Winkelverteilungen der Jets aus 2 + 1-Jetereignissen: ZEUS-Daten / MEPS Monte-Carlo (Detektor-Niveau)*

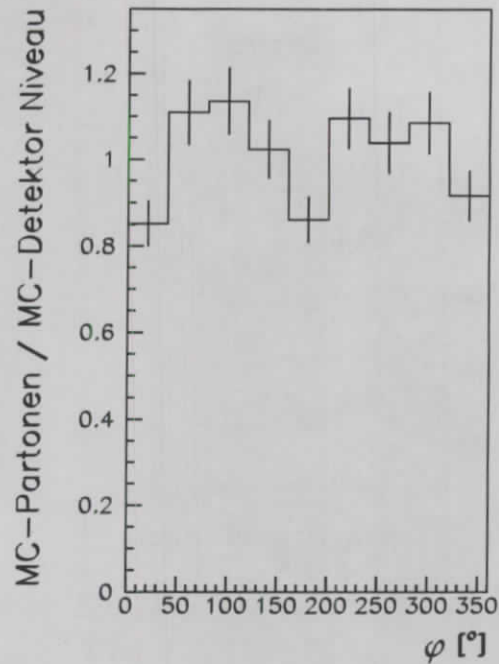


Fig. 4.0.7. *Verhältnis der Winkelverteilungen der Jets aus 2 + 1-Jetereignissen: MEPS-MC Partonen / MEPS-MC Detektor-Niveau*

- Die Korrekturfunktion, also das Verhältnis der generierten MC-Daten auf dem Partonenniveau zu den MC-Daten auf dem Detektorniveau. Die Korrekturfunktion ist in Bild 4.0.7 gezeigt. Die Variation der Korrekturfunktion sollte nicht größer sein, als die des Messeffekts. Wenn die Korrekturfunktion zu groß ist, dann müssen die Effekte, die die Diskrepanz zwischen den Verteilungen erzeugen, genau bekannt sein, damit der Korrektur vertraut werden kann.

Der Quotient aus den Verteilungen der ZEUS-Daten und den Monte-Carlo Simulationen auf dem Detektor-Niveau (Bild 4.0.6) legt den Schluß nahe, daß die Abläufe der realen Streuprozesse in den Simulationen annähernd richtig beschrieben werden; aber die Korrekturfunktion in Bild 4.0.7 zeigt eine starke Abweichung von eins. Dieses stellt für die Messung der azimuthalen Asymmetrie mit der Größe von einigen Prozent aber ein großes Problem dar, weil die Messung des erwarteten Effektes nicht nur durch die Höhe des Störeffektes stark erschwert wird, sondern auch insbesondere durch die Lage der Überhöhungen in der Variablen  $\varphi$  bei  $\varphi = 0^\circ/360^\circ$  und  $\varphi = 180^\circ$ : Die Maxima der erwarteten  $\cos(2\varphi)$ -Verteilung fallen mit den durch den Störeffekt hervorgerufenen Überhöhungen zusammen. Der Störeffekt ist in der Monte-Carlo Simulation auf dem Detektorniveau und in den gemessenen Daten in ähnlicher Stärke vertreten, dadurch wird ein Einfluß des Störeffekts zwar im Prinzip durch eine Akzeptanzkorrektur verhindert, da der zu erwartende Meßeffect aber sehr klein ist, kann schon ein geringer Unterschied in der Stärke des Störeffektes zwischen den gemessenen und den simulierten Detektordaten den Meßeffect in der Größe stark verändern oder sogar vollständig

vortäuschen. Für eine solide Analyse muß also ein scharfes Kriterium für die Unterscheidung von Störeffekt und Meßeffect gefunden werden.

Dazu müssen aufbauend auf der Ereigniselektion aus Kapitel 3.3, deren Ziel es ist, eine möglichst große und reine Gruppe von DIS-Ereignissen auszuwählen, weitere analysespezifische Schnitte in den Ereignisvariablen angewendet werden.

## 4.1 Übersicht über die möglichen Rekonstruktionsfehler

Es hat sich in dieser Untersuchung herausgestellt, daß es zwei verschiedene Klassen von Störeffekten gibt, die eine starke Verzerrung der Azimutalwinkelverteilungen bewirken. Diese Störeffekte haben eine ganze Reihe von verschiedenen Ursachen, die im folgenden Kapitel beschrieben werden:

- 1) Das Auftreten von zusätzlichen Jets im hadronischen Endzustand, die jedoch nicht aus einem QCD-Prozeß der DIS stammen, stellt eine potentielle Fehlerquelle dar.
- 2) Der Einfluß von hochenergetischen Photonen aus der QED-Bremsstrahlung auf die  $\varphi$ -Verteilungen wird untersucht.
- 3) Außerdem wird der Einfluß von Prozessen, die nicht  $O(\alpha_s^1)$  sind (Born-Term und höhere Ordnungen in  $\alpha_s$ ) geklärt.
- 4) Das Auftreten von Rekonstruktionsfehlern der Elektronenfinder stellt eine weitere Fehlerquelle dar.
- 5) Durch die Konstruktion eines Jets, der dem Proton-Rest Jet entspricht, können die Azimutalwinkelverteilungen der Strom-Jets beeinflußt werden. Außerdem können durch die Existenz der inaktiven Zone des ZEUS-Detektors auf Grund des HERA-Strahlrohrs die Winkelverteilungen auf dem Detektor-Niveau verzerrt werden.

Da die Einflüsse der einzelnen Fehlerquellen sehr vielschichtig sind, wird im folgenden versucht, die beiden Klassen der Störeffekte ausführlich abzuleiten.

### 4.1.1 Zusätzliche Jets

Im Kalorimeter werden Signale auch von Teilchen verursacht, die nicht aus dem QCD-Prozeß stammen, der analysiert werden soll. Diese Untergrundsignale können bei der Jetrekonstruktion, möglicherweise mit anderen, von Hadronen erzeugten Signalen, zu einem Jet zusammengefügt werden. Wenn der Jetfinder in diesem Fall zwei Jets findet, wird das Ereignis in die Ereignismenge der Analyse aufgenommen, obwohl das Ereignis ursprünglich nur einen Jet in der Stromfragmentierungsregion hatte. Dieser zusätzliche Jet repräsentiert also nicht ein primäres Parton des harten Subprozesses der DIS. Wenn es einen Mechanismus gibt, der diese Jets unter bestimmten Vorzugswinkeln im Bezugssystem des Streueignisses entstehen läßt, kann ein solcher Störeffekt den Meßeffect leicht überdecken.

Die Winkeldifferenz im Azimutalwinkel  $\Delta\varphi$  kann dabei nicht als Kriterium verwendet werden, um zwischen Ereignissen, bei denen beide Jets aus dem QCD-Prozeß stammen, und den Ereignissen mit einem zusätzlichen Jet zu unterscheiden. In allen Fällen, in denen mit dem  $K_t$ -Algorithmus zwei Jets gefunden worden sind, beträgt die

Azimutalwinkeldifferenz zwischen den Jets  $\Delta\varphi \sim 180^\circ$ . In Bild 4.1.1 ist gezeigt, daß selbst bei den Ereignissen des Born-Terms, bei denen zwei Jets rekonstruiert wurden, die Winkeldifferenz  $180^\circ$  beträgt, obwohl in diesem Fall diese Winkeldifferenz nicht auf die Impulsbilanz des harten QCD-Subprozesses zurückgeführt werden kann.

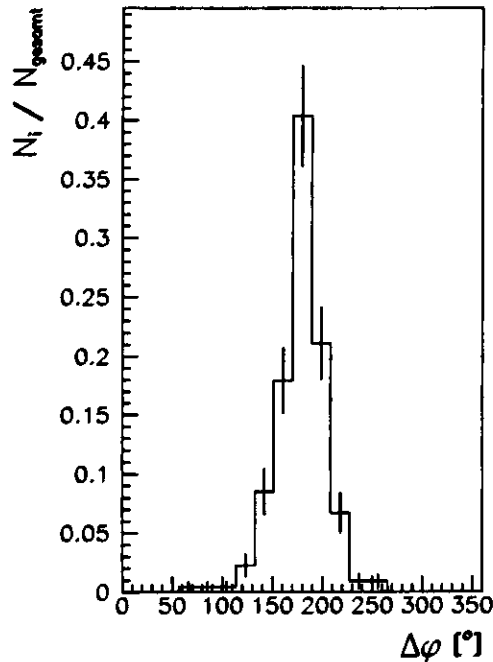


Fig. 4.1.1. Verteilung der Azimutalwinkeldifferenzen  $\Delta\varphi$  der beiden Jets der Stromfragmentierung, MEPS-MC auf dem Detektor-Niveau. Es wurden nur Ereignisse des Born-Terms berücksichtigt, in denen auf Grund von Rekonstruktionsfehlern zwei Jets gefunden wurden.

#### 4.1.2 Photonen aus der QED-Bremsstrahlung

Beim DIS-Prozeß wird vom Elektron häufig ein hochenergetisches QED-Bremsphoton abgestrahlt. Die Abstrahlung kann dabei entweder im Anfangszustand (ISR<sup>1</sup>), oder im Endzustand (FSR<sup>2</sup>) erfolgen.

Da die Photonen überwiegend in einem kleinen Konus um das Elektron abgestrahlt werden, wird im allgemeinen angenommen, daß die Photonen aus der ISR im Strahlrohr verbleiben und nicht vom Detektor registriert werden. Die Photonen aus der FSR sollten zusammen mit dem gestreuten Elektron in einem Cluster gemessen, und somit für die Analyse des hadronischen Endzustandes gemeinsam mit dem Elektron ausgeschlossen werden. Aus diesen Gründen sollte die Abstrahlung eines QED-Photons keinen Einfluß auf die Azimutalwinkelverteilungen haben. Dennoch ist der Störeffekt in der Gruppe von Ereignissen mit einem hochenergetischen QED-Bremsphoton vermehrt vertreten, wie in Bild 4.1.2 zu sehen ist.

Die Abstrahlung eines QED-Photons durch das Elektron kann auf drei verschiedene Weisen einen Einfluß auf die Azimutalwinkelverteilungen haben:

<sup>1</sup>ISR: engl., initial state radiation

<sup>2</sup>FSR: engl., final state radiation

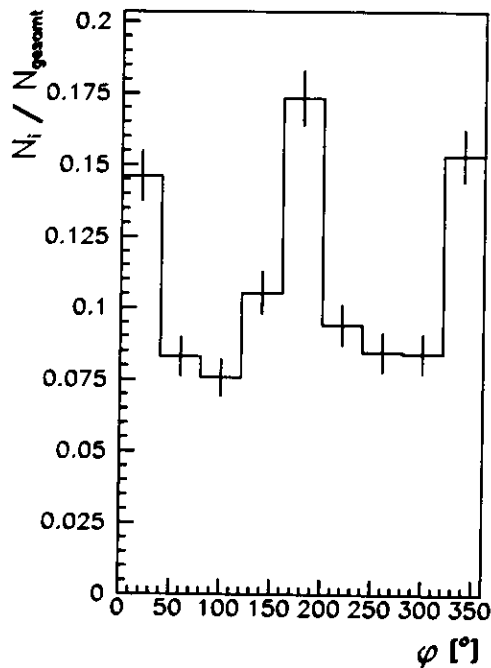


Fig. 4.1.2. Azimutalwinkelverteilung von Jets, MEPS-MC auf Detektor-Niveau. Bei den gezeigten Ereignissen wurden ein hartes QED-Photon abgestrahlt

- Wenn das Elektron ein Photon abgestrahlt, daß nicht mit dem gestreuten Elektron in einem gemeinsamen Cluster im Kalorimeter gemessen wird, dann werden falsche Werte für den Energie- und Impulsübertrag vom Elektron auf das Proton rekonstruiert. Dadurch wird der Vektor für die Transformation in das Breit-System falsch berechnet, und auch die Lage der Lepton-Ebene und der Jet-Ebene beeinflußt. Diese Fehlerquelle ist im Vergleich zu den anderen Störeffekten von geringer Bedeutung, und wird in dieser Analyse vernachlässigt.
- Falls das Photon der QED-Bremsstrahlung aus der Analyse des hadronischen Endzustandes nicht ausgeschlossen wird, dann kann dadurch ein zusätzlicher Jet im Sinne von Kapitel 4.1.1 erzeugt werden. Solche Jets liegen in der Nähe des gestreuten Elektrons, und erzeugen dadurch einen Störeffekt bei der Messung der Azimutalwinkelverteilungen.
- Bei der Rekonstruktion des gestreuten Elektrons kann es dazu kommen, daß die Aktivität, die vom QED-Photon erzeugt wird, als gestreutes Elektron mißidentifiziert wird, falls das echte gestreute Elektron und das  $\gamma$  getrennt voneinander rekonstruiert werden. In diesem Fall wird das echte gestreute Elektron nicht aus der Analyse des hadronischen Endzustands ausgeschlossen, und erzeugt einen zusätzlichen Jet. Auch dieser Jet liegt systematisch in der Nähe des rekonstruierten Elektrons, das in diesem Fall dem QED-Photon entspricht.

Der in Bild 4.1.2 gezeigte Störeffekt wird ein gleicher Weise von Ereignissen hervorgerufen, die ein hartes Photon aus der ISR (Bild 4.1.3) oder aus der FSR (Bild 4.1.4) aufweisen.

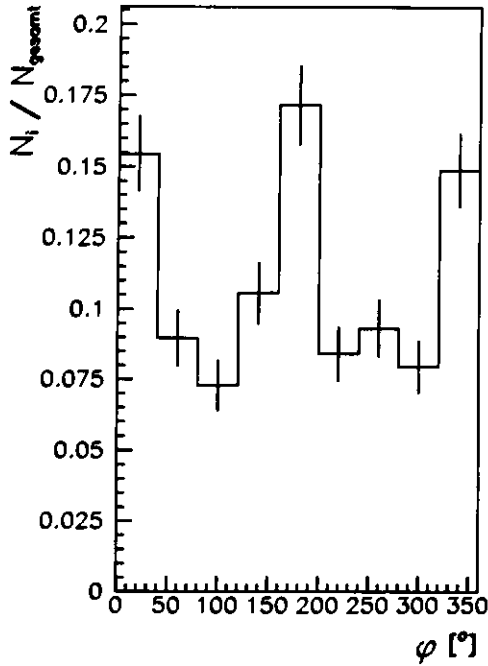


Fig. 4.1.3. *Azimutalwinkelverteilung von Jets, MEPS-MC auf Detektor-Niveau. Bei den gezeigten Ereignissen wurden ein hartes QED-Photon der ISR abgestrahlt.*

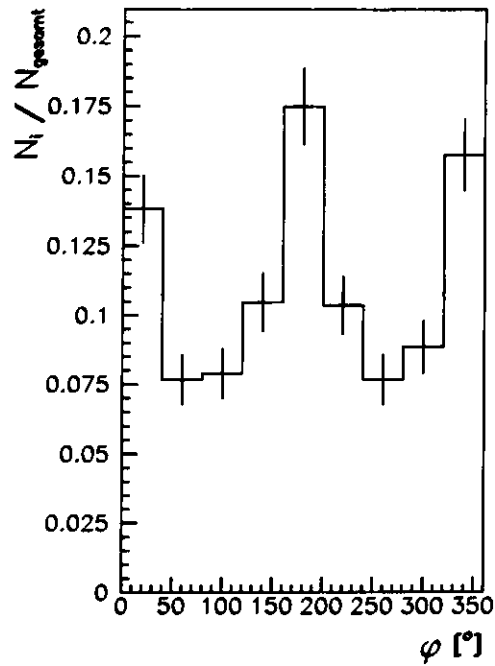


Fig. 4.1.4. *Azimutalwinkelverteilung von Jets, MEPS-MC auf Detektor-Niveau. Bei den gezeigten Ereignissen wurden ein hartes QED-Photon der FSR abgestrahlt.*

#### 4.1.3 Prozesse $O(\alpha_s^n)$ mit $n > 1$

Die Ereignisse, die von QCD-Prozessen höherer Ordnungen als der ersten Ordnung  $\alpha_s$  initiiert worden sind, und bei denen -im Prinzip- mehr als zwei Stromjets gemessen werden müßten, können beim gegebenen Auflösungsparameter des Jetalgorithmus als  $2 + 1$  Jetereignisse klassifiziert werden. Bei diesen Ereignissen höherer Ordnung gibt es zur Zeit noch keine theoretischen Voraussagen für die Azimutalwinkelverteilungen, die auf vollständiger Matrixelementrechnung basieren. Wie in Kap. 2.2 ausgeführt wurde, werden die Multi-Partonen Verzweigungsprozesse im Partonschauer oder im Farb-Dipol-Modell berücksichtigt. Die Prozesse des Parton-Schauers allein zeigen keine azimutale Asymmetrie. Der Einfluß dieser Gruppe von Ereignissen auf die Winkelverteilungen wird in dieser Analyse nicht weiter betrachtet.

#### 4.1.4 Prozesse $O(\alpha_s^0)$

Es gibt Prozesse, bei denen der elementare QCD-Prozeß  $O(\alpha_s^0)$  ist, und bei denen Gluonen nur im Rahmen der Partonschauerprozesse erzeugt worden sind. Solche Ereignisse werden im Folgenden als Ereignisse  $O(\alpha_s^0)$  oder Born-Ereignisse bezeichnet. Diese Ereignisse stellen die Klasse der  $1 + 1$ -Jet Ereignisse dar, da bei ihnen nur ein Jet in der Stromfragmentierungsregion erwartet wird.

Durch Rekonstruktionsfehler können aber auch bei den Born-Ereignissen zwei Jets rekonstruiert werden. Die Winkelverteilungen für solche Ereignisse sind in den Bildern

4.1.5 und 4.1.6 zu sehen, wobei die Rekonstruktion der gestreuten Elektronen der Ereignisse in Bild 4.1.5 mit dem Elektronenfinder SINISTRA, in Bild 4.1.6 mit EXXOTIC vorgenommen wurde<sup>3</sup>.

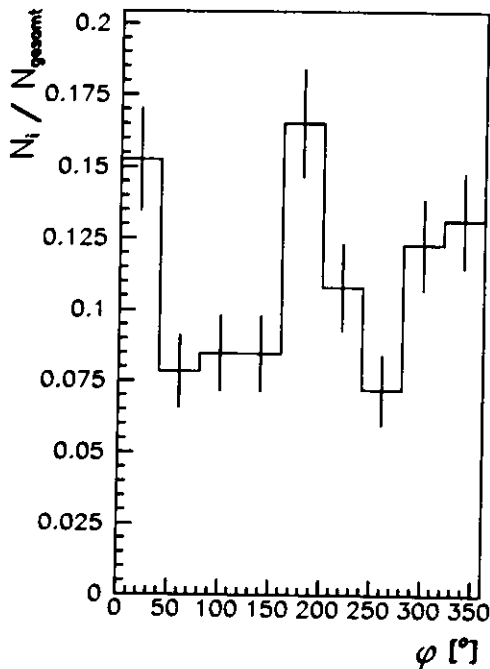


Fig. 4.1.5. Azimutalwinkelverteilung von Jets im Breit-System, MEPS-MC auf Detektor-Niveau, nur Prozesse des Born-Terms, Elektronenrekonstruktion mit SINISTRA,  $y > 0.04$

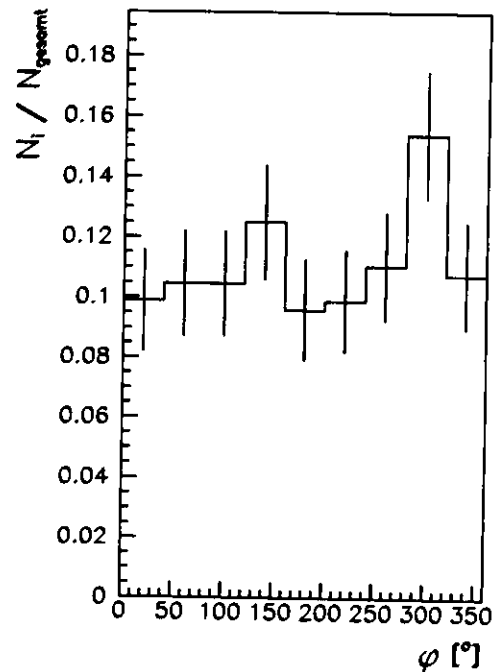


Fig. 4.1.6. Azimutalwinkelverteilung von Jets im Breit-System, MEPS-MC auf Detektor-Niveau, nur Prozesse des Born-Terms, Elektronenrekonstruktion mit EXXOTIC,  $y > 0.04$

Die Verteilung in 4.1.6 ist im Rahmen der statistischen Fehler mit einer Gleichverteilung gut verträglich. Dieses ist auch zu erwarten, da ja keine  $O(\alpha_s^1)$ -Prozesse an den Streueignissen beteiligt sind, und angenommen wird, daß nicht-perturbative Effekte bei den analysierten Ereignissen mit einem Impulsübertrag von  $Q^2 > 40 \text{ GeV}^2$  keinen meßbaren Einfluß auf die  $\varphi$ -Verteilungen haben sollten. Die Verteilung in Bild 4.1.5 hat hingegen eine starke Anreicherung von Ereignissen, die den oben beschriebenen Störeffekt tragen. Zur Erklärung dieser Tatsache muß beachtet werden, daß die Ereignisse mit dem Born-Term als zugrunde liegendem Prozeß gerade dann als  $2 + 1$ -Jetereignisse klassifiziert werden, wenn eine Fehlrekonstruktion der Jetstruktur vorliegt, da bei diesen Ereignissen nur ein Stromjet erwartet wird.

Sollte ein Prozeß existieren, der zusätzliche Jets in einem Ereignis generiert, dann wird dadurch ein Born-Ereignis häufig zwei rekonstruierte Jets beinhalten. Born-Ereignisse ohne den Störeffekt werden aber nur sehr selten in die hier betrachtete

<sup>3</sup>Auf Grund der geringen Anzahl der Born-Ereignisse in der Gruppe der  $2 + 1$ -Jetereignisse mußte für die Auftragung der Winkelverteilungen der  $y$ -Bereich auf  $0.04 < y < 0.9$  ausgeweitet werden.

Menge von 2 + 1-Jetereignissen gelangen. Daher ist es verständlich, daß die Gruppe der Born-Ereignisse mit zwei rekonstruierten Jets häufig den Störeffekt beinhalten können.

An den Unterschieden der Winkelverteilungen der Bilder 4.1.5 und 4.1.6 wird deutlich, daß die Elektronenrekonstruktion eine große Rolle bei der Messung der Azimutalwinkelverteilungen spielen kann. Die Unterschiede in den Winkelverteilungen, die sich nur aus der Verwendung verschiedener Elektronenfinder ergeben, werden in der weiteren Arbeit ausführlich behandelt.

Aus den genannten Gründen kann es durch einen Störeffekt, der in einem Ereignis zusätzliche Jets erzeugt, zu einer Migration von Born-Ereignissen in die Gruppe der 2 + 1-Jet Ereignisse kommen.

Bei den QCD-Compton Ereignissen, bei denen mit hoher Wahrscheinlichkeit ein Gluon mit geringer Energie oder kleinem Abstrahlwinkel auftritt, wird die 2 + 1-Jetstruktur häufig nicht aufgelöst, und der Quarkjet mit dem Gluonjet als ein gemeinsamer Jet rekonstruiert. Durch einen Störeffekt, der zusätzliche Jets erzeugt, kann auch hierbei eine 2 + 1-Jetstruktur vorgetäuscht werden. Dadurch entsteht eine Klasse von Ereignissen  $O(\alpha_s^1)$ , die zwei Jets in der Stromfragmentierung haben, aber trotzdem zum Störeffekt beitragen: Nur ein Jets stammt aus dem QCD-Prozeß, der andere aus dem Störeffekt.

#### 4.1.5 Einfluß der Elektronenfinder

Bei den in den Bildern 4.0.1 bis 4.1.4 gezeigten Verteilungen wurde das gestreute Elektron mit SINISTRA rekonstruiert. Ein Einfluß der Elektronen-Rekonstruktion auf die Azimutalwinkelverteilung von Jets wird im allgemeinen vernachlässigt, jedoch wurde in Kapitel 4.1.2 ausgeführt, daß Fehler bei der Rekonstruktion der gestreuten Elektronen einen erheblichen Einfluß auf die Winkelverteilungen haben können.

Bei der Rekonstruktion der gestreuten Elektronen aus den Daten der Kalorimeters können verschiedene Fehler auftreten.

- Es kann kein Elektron gefunden werden, obwohl das Streueignis durch den Austausch von neutralen Strömen vermittelt wurde. Diese Ereignisse gelangen nicht in die Datenmenge der Analyse.
- Es kann eine Aktivität im Kalorimeter als Elektron identifiziert werden, die nicht auf das wahre gestreute Elektron zurückgeht. Diese Aktivität kann entweder von einem Photon aus der QED-Bremstrahlung verursacht werden, oder aus einer hadronischen Aktivität bestehen. In diesem Fall wird das echte gestreute Elektron nicht aus der Analyse des hadronischen Endzustands ausgeschlossen, und kann das Auftreten von zusätzlichen Jets verursachen.
- QED-Bremsphotonen können unter einem so großen Winkel abgestrahlt werden, daß sie als isolierte Objekte im Kalorimeter gemessen werden können (large angle radiation). In diesem Fall kann die vom QED-Bremsphoton im Kalorimeter deponierte Energie entweder als mißidentifizierte hadronische Energie oder als mißidentifizierte gestreute Elektronen behandelt werden. Auf diese Weise können die QED-Photonen einen großen Einfluß auf die Winkelverteilungen haben.

Das Auftreten von Kalorimeterzellen im hadronischen Endzustand, die von einem QED-Photon getroffen worden sind, stellt im eigentlichen Sinn keinen Rekonstruktionsfehler des Elektronenfinders dar. Der Einfachheit halber wird diese Möglichkeit aber



auch hier behandelt, weil sie eng mit der Arbeitsweise der Elektronenfinder verknüpft ist.

Ein Störeffekt, der die erhöhten Zählraten bei  $0^\circ/360^\circ$  und  $180^\circ$  in den Winkelverteilungen der ZEUS-Daten in Bild 4.0.5 verursacht, konnte durch MC-Simulationen genau identifiziert werden: Es treten in den Winkelverteilungen Ereignisse auf, bei denen einer der beiden rekonstruierten Jets nicht auf ein Parton des QCD Basis-Prozesses zurückgeht. Dieser zusätzliche Jet beinhaltet gestreute Elektronen oder QED-Bremsphotonen, die nicht zum hadronischen Endzustand gehören. Die Jets dieses Störeffektes sind also nicht hadronischer sondern "elektronischer" Natur. Der  $K_t$ -Algorithmus rekonstruiert auch bei diesen Ereignissen die beiden Jets mit einer Differenz des Azimutalwinkels von  $\Delta\varphi = 180^\circ$ . Da diese zusätzlichen Jets nur auf dem Detektorniveau rekonstruiert werden, haben die betroffenen Ereignisse überwiegend nur einen Jet auf dem MC-Partonen Niveau.

Der Einfluß der Fehler der Elektronenrekonstruktion auf die  $\varphi$ -Verteilungen kann anhand der folgenden Bildern nachvollzogen werden: In Bild 4.1.7 ist die  $\varphi$ -Verteilung für alle Ereignisse gezeigt, bei denen ein Elektron oder  $\gamma$  in Jets enthalten ist, und die gestreuten Elektronen mit dem Programm SINISTRA rekonstruiert worden sind. Bei der in Bild 4.1.8 gezeigten Winkelverteilung hingegen wurde das Elektron mit dem Elektronenfinder EEXOTIC rekonstruiert.

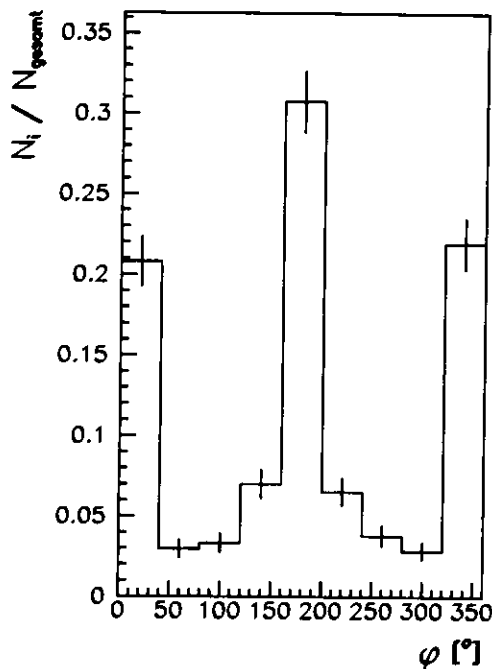


Fig. 4.1.7. Azimutalwinkelverteilung von Jets im Breit-System, MEPS-MC auf Detektor-Niveau,  $\gamma$  oder  $e'$  in einem der Jets enthalten, Elektronenrekonstruktion mit SINISTRA,  $y > 0.04$

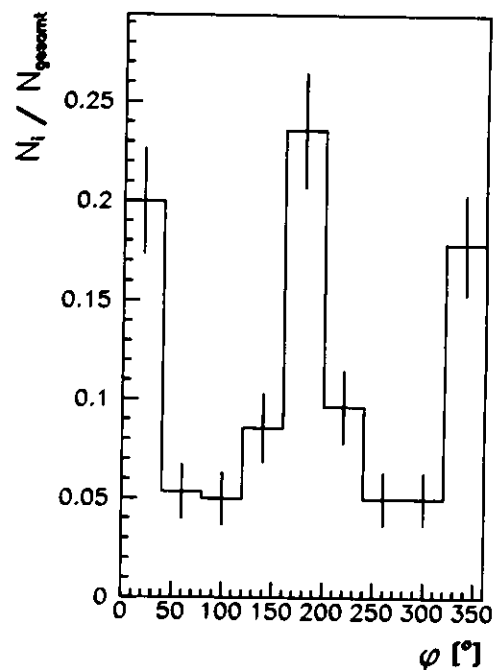


Fig. 4.1.8. Azimutalwinkelverteilung von Jets im Breit-System, MEPS-MC auf Detektor-Niveau,  $\gamma$  oder  $e'$  in einem der Jets enthalten, Elektronenrekonstruktion mit EEXOTIC,  $y > 0.04$

Es erhebt sich die Frage, ob die Häufigkeit der Rekonstruktionsfehler der Elektronenfinder so groß ist, daß damit die Störeffekte, die bei der Analyse der Azimutalwinkelverteilungen auftreten, erklärt werden können.

Mit den MC-Simulationen kann das Resultat der Elektronenfinder überprüft werden, weil in diesem Fall auch die wahre Herkunft der Kalorimetersignale bekannt ist. In den Tabellen 4.1.1 und 4.1.2 wird eine Übersicht über die Verteilung der verschiedenen Ereignisklassen gegeben. Es wurden bei der Untersuchung auf der Basis von Monte-Carlo Simulationen 3485 2+1-Jetereignisse im Fall von EEXOTIC und 3839 Ereignisse im Fall von SINISTRA ausgewertet, die in dem kinematischen Bereich der Tabelle 5.1.1 liegen, wobei aber der Bereich des relativen Energieübertrages  $y$  zu kleineren Werten von bis zu  $y = 0.04$  ausgeweitet wurde.

In der Tabelle werden die Ereignisse als "korrekt rekonstruiert" bezeichnet, bei denen weder ein QED-Bremsphoton, noch ein gestreutes Elektron in einem der beiden hochenergetischen Jets enthalten ist, mit "e' im Jet" diejenigen, bei denen ein Elektron im Jet, mit " $\gamma$  im Jet", diejenigen, bei denen ein QED-Bremsphoton enthalten ist. In dem Fall, daß sowohl ein Elektron als auch ein  $\gamma$  enthalten ist, wird das Ereignis in die Kategorie "e' und  $\gamma$  im Jet" eingeordnet.

Diese Einordnungen bezüglich der Elektronen- und  $\gamma$ -Rekonstruktion werden nach verschiedenen Ereignisklassen getrennt aufgeführt. Zum einen werden die Ereignisklassen differenziert nach möglichen Abstrahlungen eines QED-Bremsphotons betrachtet. Bei den Streuereignissen kann entweder kein QED-Bremsphoton, ein ISR- oder ein FSR-Bremsphoton abgestrahlt werden<sup>4</sup>. Zum anderen werden die Ereignisklassen bezüglich ihres QCD-Basisprozesses aufgeschlüsselt dargestellt: Born-Term, QCD-Compton, BGF-Prozeß. Zusätzlich wird die Verteilung der Streuereignisse auf drei verschiedene Intervalle des relativen Energieübertrages  $y$  angegeben. Bei der Rekon-

<b>EEXOTIC Fehlerübersicht</b>				
Ereignistyp	korrekt rekonstruiert	e' im Jet	$\gamma$ im Jet	e' und $\gamma$ im Jet
Kein QED- $\gamma$	2172	5	-	-
ISR	556	23	66	0
FSR	616	13	35	2
Summe	3344	41	101	2
Born-Term	220	16	8	1
QCD Compton	723	16	42	1
BGF	2402	9	51	0
Summe	3345	41	101	2
y: [0.04;0.08]	631	6	11	0
y: [0.08;0.15]	718	0	19	0
y: [0.15;0.9]	1996	35	71	2
Summe	3345	41	101	2

Tab. 4.1.1. Rekonstruktionsfehler von EEXOTIC

struktion der gestreuten Elektronen mit EEXOTIC wurde nur in zwei Ereignissen sowohl das wahre gestreute Elektron als auch das QED-Bremsphoton in einem Jet gefunden. In 4.0% der Fälle ist ein mit dem gestreuten Elektron korreliertes Teilchen im hochenergetischen Jet gefunden worden.

<sup>4</sup>Bei der Aufgliederung der Ereignisse bezüglich des Bremsstrahlungsprozesses fehlt ein "korrekt rekonstruiertes" Ereignis. Dieses Ereignis hat ein  $\gamma$ -Quant aus einem QED-Compton Prozeß.

In der Tabelle 4.1.2 ist die entsprechende Aufstellung für SINISTRA angegeben. Bei der Verwendung von SINISTRA ist die im Vergleich zu EEXOTIC sehr hohe Rate

SINISTRA Fehlerübersicht				
Ereignistyp	korrekt rekonstruiert	$e'$ im Jet	$\gamma$ im Jet	$e'$ und $\gamma$ im Jet
Kein QED- $\gamma$	2246	12	-	-
ISR	545	37	<b>209</b>	5
FSR	626	40	<b>139</b>	11
Summe	3417	89	<b>348</b>	16
Born-Term	248	25	53	2
QCD Compton	728	39	162	6
BGF	2442	25	133	8
Summe	3418	89	348	16
y: [0.04;0.08]	654	7	40	0
y: [0.08;0.15]	724	5	60	3
y: [0.15;0.9]	2040	77	245	13
Summe	3418	89	348	16

Tab. 4.1.2. Rekonstruktionsfehler von SINISTRA

von Ereignissen mit einem  $\gamma$  in einem der beiden Jets auffällig. Der Anteil von Ereignissen, bei denen in den Jets ein gestreutes Elektron oder ein QED-Bremsphoton auftaucht, beträgt 11%. Da diese Ereignisse extrem anisotrop sind, reicht diese Zahl von Ereignissen aus, um den Störeffekt, den man in den Winkelverteilungen auf dem Detektor-Niveau bei der Verwendung von SINISTRA gefunden hat, zu erklären.

Die Winkelverteilungen für die Ereignisse, bei denen das gestreute Elektron oder ein QED-Bremsphoton in den Jets gefunden wurde, sind für die Verwendung von EEXOTIC in den Bildern 4.1.9, 4.1.10 und für die Verwendung von SINISTRA in den Bildern 4.1.11 und 4.1.12 angegeben.

Der Grund für die abweichenden Verteilungen bei einem im Jet auftretenden gestreuten Elektron kann darin liegen, daß SINISTRA in diesem Fall das  $\gamma$  als Elektron identifiziert, EEXOTIC dagegen eher eine hadronische Aktivität bevorzugt. Diese hadronische Aktivität ist aber nicht mit dem Elektron korreliert, was erklären kann, daß die Verteilung isotroper in  $\varphi$  ist.

An den Aufstellungen der Fehler der Elektronenfinder kann abgelesen werden, daß die Ereignisse mit einem BGF-Prozeß deutlich seltener einen elektronischen Jet enthalten, als diejenigen des Born- oder QCDC-Prozesses. Das ist darauf zurückzuführen, daß die BGF Ereignisse eine ausgeprägtere Jetstruktur mit im Mittel gleichen Energien der Quark- und Antiquark-Jets haben. Die Aufschlüsselung des  $y$ -Bereiches zeigt außerdem, daß Ereignisse mit einem großen relativen Energieübertrag bevorzugt Jets mit einem Elektron enthalten. Dieses ist verständlich, weil das gestreute Elektron in solchen Ereignissen nur wenig Energie hat, und andere Teilchen dadurch leichter als Elektronen mißidentifiziert werden können.

Bei der Verwendung von EEXOTIC sind 140 aus 3485 Ereignissen (4%) aufgetreten, bei denen ein mit dem Elektron korreliertes Teilchen in einen hochenergetischen Jet eingeschlossen ist. Bei der Verwendung von SINISTRA beträgt dieser Anteil 421

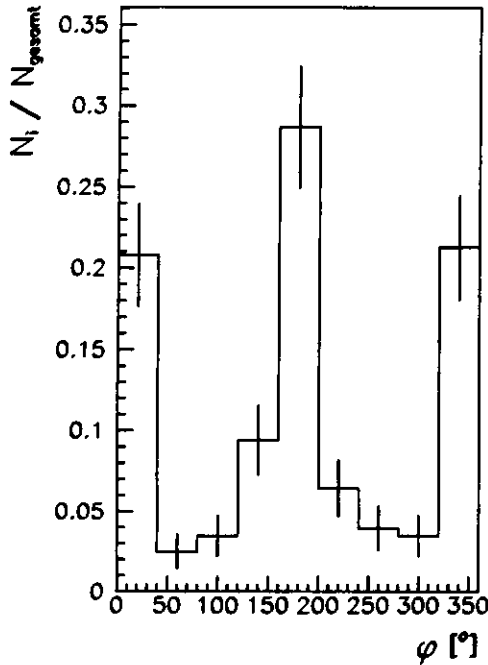


Fig. 4.1.9. Azimutalwinkelverteilung von Jets im Breit-System, MEPS-MC auf Detektor-Niveau,  $\gamma$  in einem der Jets enthalten, Elektronenrekonstruktion mit EEXOTIC,  $y > 0.04$

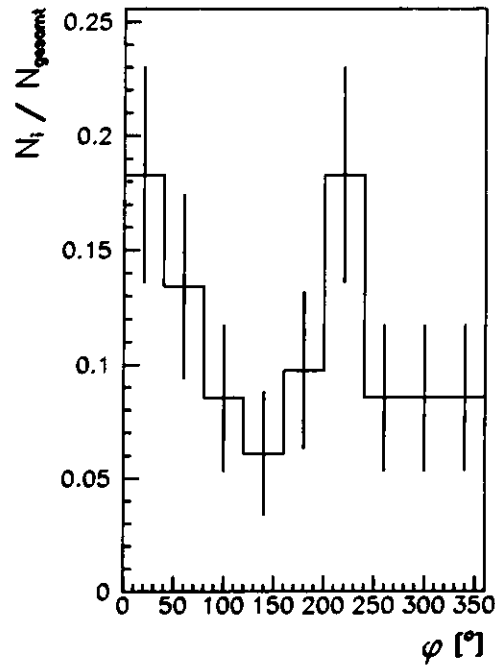


Fig. 4.1.10. Azimutalwinkelverteilung von Jets im Breit-System, MEPS-MC auf Detektor-Niveau,  $e'$  in einem der Jets enthalten, Elektronenrekonstruktion mit EEXOTIC,  $y > 0.04$

von 3839 Ereignissen (11%). Diese Ereignisse müssen aus der Analyse zuverlässig ausgeschlossen werden. Dazu werden im Kapitel 5.1 Methoden entwickelt. Es wurde zunächst versucht, den Anteil von mißidentifizierten Ereignissen durch Schnitte auf die von SINISTRA errechnete Wahrscheinlichkeit, daß die Elektronenidentifikation korrekt ist, zu verringern. Auch mit höchsten Mindestwerten für die Wahrscheinlichkeit konnte keine signifikante Verbesserung der Reinheit der Ereignisgruppe erreicht werden, ebenso wenig wie durch das Ausschließen der Ereignisse, in denen mehr als ein Kandidat für das Elektron gefunden wurde. Für die Messung der azimutalen Winkelverteilungen von Jets ist eine Rekonstruktion der gestreuten Elektronen mit SINISTRA nicht geeignet.

Die höhere Rate von Rekonstruktionsfehlern bei SINISTRA ist darauf zurückzuführen, daß SINISTRA darauf ausgelegt ist, elektromagnetische Aktivitäten im Kalorimeter auch von dicht benachbarten hadronischen Clustern zu trennen. Einerseits hat SINISTRA dadurch mehr elektro-magnetische Cluster zu Verfügung, die als Elektron identifiziert werden können, auf der anderen Seite kann SINISTRA dadurch wahrscheinlich auch die gestreuten Elektronen sehr gut von Photonen aus der QED-Bremsstrahlung trennen, die in der Umgebung der Elektronen registriert werden.

## 4.2 Einfluß des Proton-Rest Jets und der Detektorgeometrie

Neben dem Störeffekt der Elektronenfinder, der in Kapitel 4.1.5 beschrieben wurde, gibt es eine zweite Klasse von Störeffekten, die zu einer starken Verzerrung der Azi-

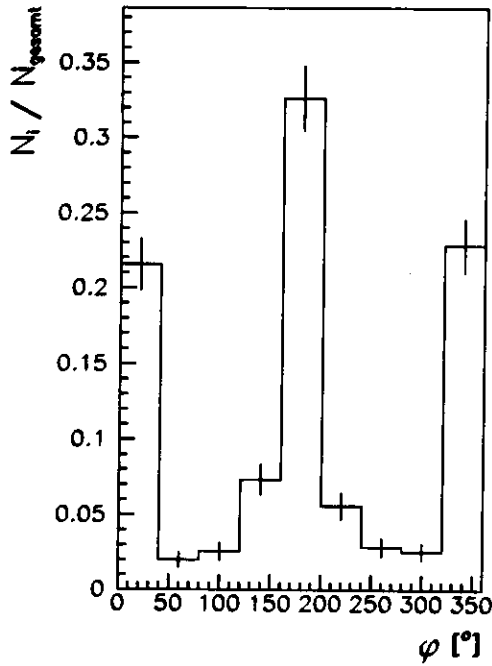


Fig. 4.1.11. Azimutalwinkelverteilung von Jets im Breit-System, MEPS-MC auf Detektor-Niveau,  $\gamma$  in einem der Jets enthalten, Elektronenrekonstruktion mit SINISTRA,  $y > 0.04$

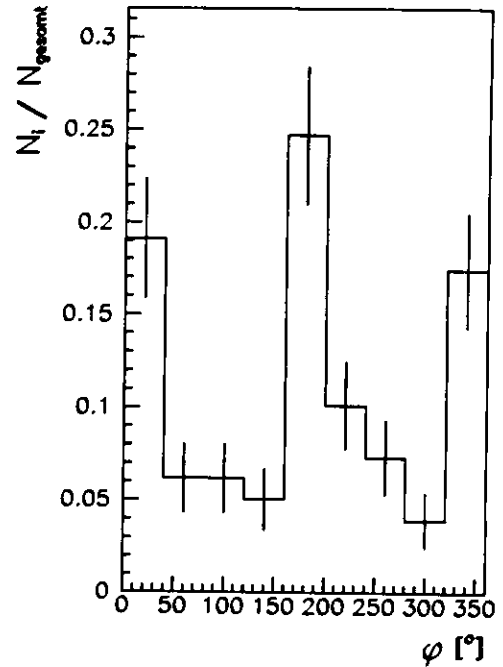


Fig. 4.1.12. Azimutalwinkelverteilung von Jets im Breit-System, MEPS-MC auf Detektor-Niveau,  $e'$  in einem der Jets enthalten, Elektronenrekonstruktion mit SINISTRA,  $y > 0.04$

mutalwinkelverteilungen führen. Bei der Rekonstruktion der Jetstruktur der Streuergebnisse wird, wie in Kapitel 3.4 beschrieben, ein Proton-Rest Jet berücksichtigt. Zu diesem Jet sollen bei der Jetrekonstruktion alle Teilchen gerechnet werden, die aus der Fragmentierung des Protons stammen, während in den Strom-Jets nur die Teilchen zusammengefaßt werden sollen, die aus dem harten QCD-Prozeß stammen. Das Pseudo-Teilchen, in dessen Nähe der Proton-Rest Jet rekonstruiert wird, ist kollinear mit dem einlaufenden Strahl-Elektron, und liegt deshalb in der Ebene, die vom Strahl-Elektron und dem gestreuten Elektron aufgespannt wird. Auch nach der Transformation aller Teilchen in das Breit-System, in dem die Jets rekonstruiert werden, liegt das Pseudo-Teilchen, und damit auch der Proton-Rest Jet, in der Leptonen-Ebene, relativ zu der die Azimutalwinkel der Jets gemessen werden.

Durch Fehler bei der Zuordnungen der Teilchen zu dem Proton-Rest können die azimutalen Winkelverteilungen der rekonstruierten Strom-Jets beeinflusst werden, denn in der Region, in der der Proton-Rest Jet liegt, kann kein separater Strom-Jet rekonstruiert werden. Der Mindestabstand eines Strom-Jets vom Strahl-Proton ist durch den Auflösungsparameter des Jetfinders gegeben. Wenn der Strom-Jet näher am Pseudo-Teilchen liegt, wird er zum Proton-Rest gerechnet, und damit aus der Analyse des hadronischen Endzustandes ausgeschlossen.

Da das Pseudo-Teilchen bei der Transformation in das Breit-System nicht isotrop abgebildet wird, sondern in der Leptonen-Ebene liegt, folgt daraus ein vermindertes Auftreten von Strom-Jets in der Leptonen-Ebene. In den Azimutalwinkelverteilun-

gen sind daher auf Grund dieses Effektes die Zählraten bei  $\varphi = 0^\circ/360^\circ$  oder  $180^\circ$  vermindert. Die Auswirkungen dieses Effektes können nicht so einfach quantifiziert werden, wie im Fall der Rekonstruktionsfehler der QED-Bremsphotonen und der gestreuten Elektronen, weil es keine eindeutige Möglichkeit gibt, Teilchen entweder der Stromfragmentierung oder dem Proton-Rest Jet zuzuordnen.

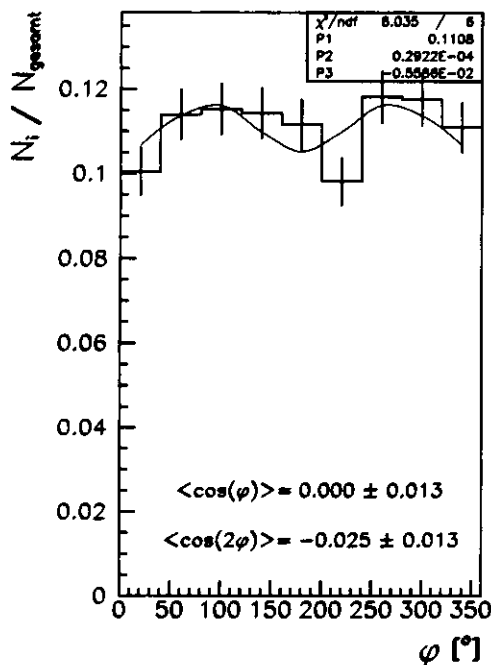


Fig. 4.2.1. Azimutalwinkelverteilung von Jets im Breit-System, 2 + 1-Jetereignisse auf dem Partonen-Niveau, nur Partonschauer-Prozesse,  $0.08 < y < 0.15$

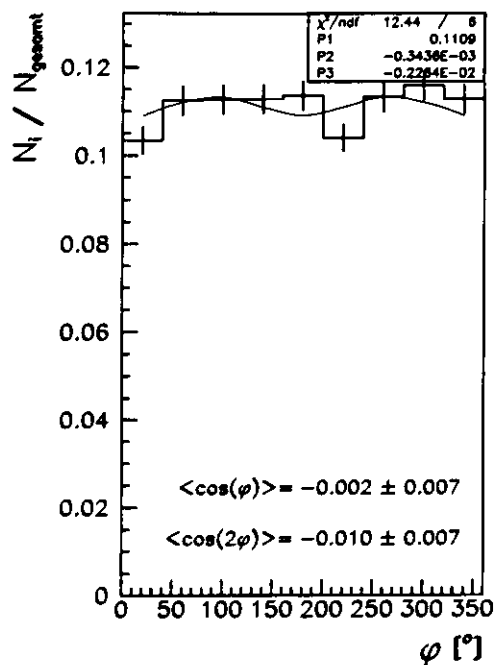


Fig. 4.2.2. Azimutalwinkelverteilung von Jets im Breit-System, 2 + 1-Jetereignisse auf dem Partonen-Niveau, nur Partonschauer-Prozesse,  $0.08 < y < 0.9$

Auf Grund dieser Einflüsse können die Azimutalwinkelverteilungen scheinbar eine  $\langle \cos(2\varphi) \rangle$ -Asymmetrie auch bei Ereignissen aufweisen, bei denen keine solche Asymmetrie von QCD-Prozessen generiert worden ist. In Bild 4.2.1 und Bild 4.2.2 sind die Azimutalwinkelverteilungen von Jets gezeigt, die nur von Partonschauer-Prozessen, und daher isotrop in  $\varphi$ , generiert worden sind. Die Winkelverteilung dieser Ereignisse hat im Bereich  $0.08 < y < 0.15$  einen Anteil einer negativen  $\cos(2\varphi)$ -Asymmetrie ( $-2.5 \pm 1.3\%$ ) (Bild 4.2.1). Auf dem Parton-Niveau wird die Winkelverteilung durch den Einfluß des Proton-Rest Jets demnach so verzerrt, daß sich systematisch zu kleine Werte der  $\cos(2\varphi)$ -Asymmetrie ergeben. Für den in Tabelle 5.1.1 definierten Bereich kann aus der Verteilung in Bild 4.2.2 abgeschätzt werden, daß die Generator-Verteilungen des Partonen-Niveaus durch die Anwendung des Jetfinders auf die Partonen eine um  $\sim 1\%$  geringere  $\cos(2\varphi)$ -Asymmetrie zeigen.

Da die Asymmetrie in Bild 4.2.1 vom Einfluß des Proton-Rest Jets herrührt, wird der Effekt sich vergrößern, wenn man einen kinematischen Bereich betrachtet, in dem die Strom-Jets unter kleinem Winkel  $\vartheta_{Lab}$  liegen. Mit abnehmendem Abstand der

Strom-Jets zum Proton-Rest Jet wird die Unterscheidung von Strom-Jets und Proton-Rest schwieriger. Es werden einerseits mehr Objekte aus der Stromfragmentierung dem Proton-Rest Jets zugeordnet, aber andererseits können auch Teilchen aus der Fragmentierung des Strahlprotons in Jets der Stromfragmentierung gelangen, die eine Erhöhung der Zählraten von Jets bewirken, die in der Leptonen-Ebene liegen.

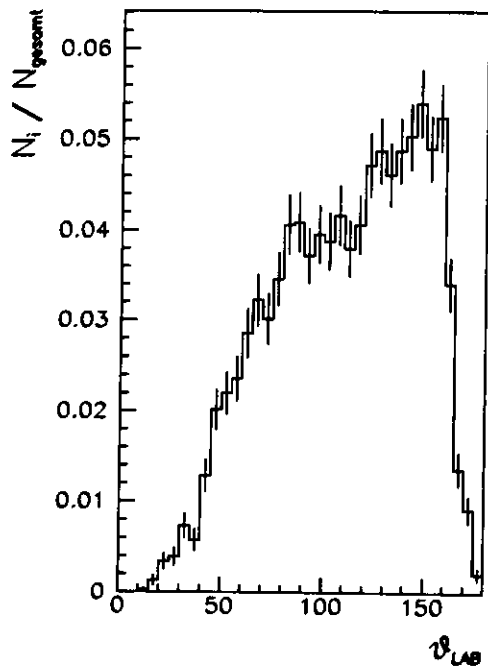


Fig. 4.2.3. Polarwinkelverteilung der Jets im Laborsystem, MEPS-MC auf Detektor-Niveau,  $0.08 < y < 0.9$

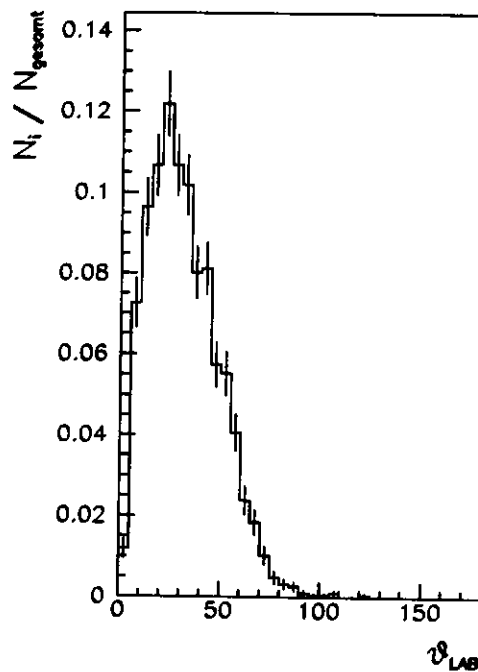


Fig. 4.2.4. Polarwinkelverteilung der Jets im Laborsystem, MEPS-MC auf Detektor-Niveau,  $0.04 < y < 0.08$

Die Bilder 4.2.3 und 4.2.4 zeigen, daß die  $\vartheta_{Lab}$ -Verteilungen von Jets stark von dem betrachteten  $y$ -Intervall abhängen. In dem in Tabelle 5.1.1 definierten kinematischen Bereich  $0.08 < y < 0.9$  werden Jets hauptsächlich bei  $\vartheta_{Lab} > 50^\circ$  rekonstruiert, in dem Bereich  $0.04 < y < 0.08$  hingegen vornehmlich bei  $\vartheta_{Lab} < 50^\circ$

Als nächstes soll der Fall untersucht werden, daß aus einer Aktivität, die in der Nähe des Pseudo-Teichens liegt und nicht aus der Strom-Fragmentierung stammt, ein Strom-Jet rekonstruiert wird. Dadurch können zusätzliche Jets auftreten, die nicht auf den QCD-Basis Prozeß zurückgehen, und die bevorzugt in der Leptonen-Ebene liegen. Um das zu zeigen, wurden Jets im Laborsystem mit einem Polarwinkel von  $\vartheta = 20^\circ$  generiert, wobei für den Azimutalwinkel im Laborsystem eine Gleichverteilung angenommen wurde. Diese Jets wurden mit den Boostvektoren von den Ereignissen, die im kinematischen Bereich  $0.04 < y < 0.08$  liegen, in das Breit-System transformiert<sup>5</sup>. Die Azimutalwinkelverteilung dieser Jets im Breit-System ist in Bild 4.2.5 angegeben.

<sup>5</sup>In Bild 4.2.4 ist gezeigt, daß ein Winkel der Strom-Jets von  $\vartheta_{Lab} = 20^\circ$  häufig in diesem  $y$ -Bereich vertreten ist, außerdem liegt dieser Winkel im Grenzbereich zwischen der Strom-Fragmentierung und dem Proton-Rest.

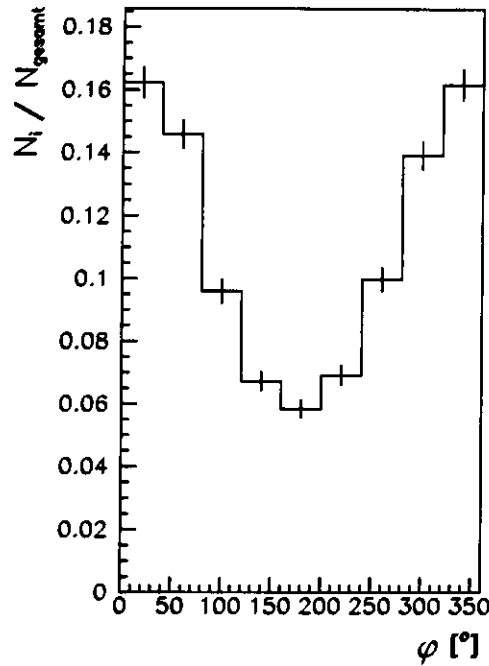


Fig. 4.2.5. *Azimutalwinkelverteilung von Jets im Breit-System ausgehend von einer isotropen  $\varphi$ -Verteilung im Laborsystem mit  $\vartheta_{\text{Lab}} = 20^\circ$*

Obwohl im Laborsystem keine azimutale Asymmetrie angenommen wurde, kommt es durch die Transformation in das Breit-System zur Ausbildung einer Vorzugsebene, in der die Jets liegen. Es wird angenommen, daß die Teilchen des Proton-Rest Jets und die Teilchen aus der Hadronisierung von Partonen aus dem Parton-Schauer auch keine azimutale Asymmetrie im Laborsystem aufweisen. Falls aus solchen Teilchen in Streueignissen Jets rekonstruiert werden, sind nach der Transformation in das Breit-System bei  $\varphi = 0^\circ/360^\circ$  und  $180^\circ$  zusätzliche Jets zu beobachten.

In Bild 4.2.7 ist die Winkelverteilung auf dem Detektorniveau des MEPS-Monte-Carlo für den  $y$  Bereich  $0.04 < y < 0.08$  zu sehen. Obwohl aus dieser Verteilung alle Ereignisse ausgeschlossen wurden, bei denen ein Jet Zellen des  $e'$  oder eines QED-Bremsphotons enthält, ist in dieser Verteilung immer noch eine starke Anisotropie zu sehen, die deutlich größer als die Voraussage der MC-Simulation in Bild 4.2.6 ist. Die starken Überhöhungen in Bild 4.2.7 werden hauptsächlich von Ereignissen verursacht, die sich im Laborsystem unter kleinem Winkel zum Strahlrohr befinden. In Bild 4.2.8 ist die Untermenge der Ereignisse aus Bild 4.2.7 gezeigt, bei denen nach einer Transformation in das Laborsystem mindestens einer der beiden Jets einen Winkel  $\vartheta_{\text{lab}}$  von weniger als  $20^\circ$  hat. Auch bei dieser Azimutalwinkelverteilung sind keine Jets enthalten, die durch eine Fehlrekonstruktion des Elektronenfinders verursacht wurden. Auf dem Detektor-Niveau werden also aus Teilchen, die nahe an dem Strahlrohr liegen, und nicht auf den QCD-Basis Prozeß zurückgehen, zusätzliche Jets rekonstruiert. Aus der in Bild 4.2.7 gezeigten Verteilung folgt, daß sich aus diesem Grund in dem Bereich  $0.04 < y < 0.08$  keine  $\cos(2\varphi)$ -Asymmetrie aus den QCD-Prozessen  $O(\alpha_s^1)$  auf dem Detektor-Niveau zuverlässig messen läßt. Deshalb muß dieser Bereich aus der Analyse ausgeschlossen werden.



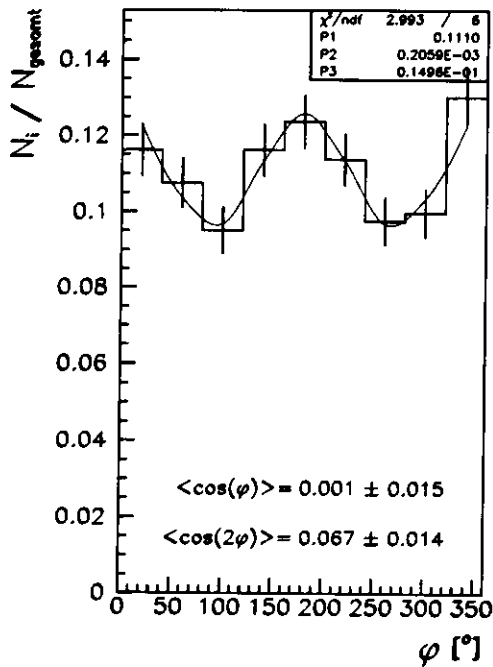


Fig. 4.2.6. Azimutalwinkelverteilung von Jets im Breit-System, 2+1-Jet-ereignisse auf Parton-Niveau, MEPS-MC,  $0.04 < y < 0.08$

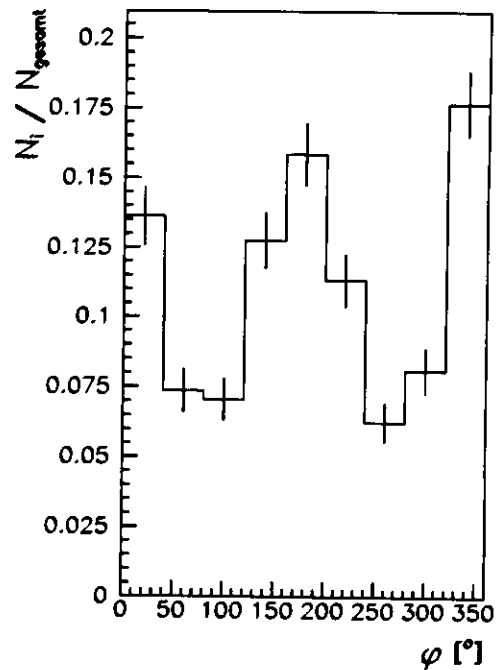


Fig. 4.2.7. Azimutalwinkelverteilung von Jets im Breit-System, MEPS-MC auf Detektor-Niveau, keine  $e'$  oder  $\gamma$  in den Jets enthalten,  $0.04 < y < 0.08$

Auf dem Detektor-Niveau führen die Teilchen des Proton-Rest Jets insbesondere bei kleinen Werten von  $y$  zu einer starken Erhöhung der Zählraten in Azimutalwinkelverteilungen bei den Winkeln, die der Leptonen-Ebene entsprechen, wohingegen auf dem Partonen-Niveau sogar eine Verminderung der Zählraten resultieren kann (Bild 4.2.1). Es stellt sich die Frage, warum die Auswirkungen des Proton-Rest Jets auf dem Detektor-Niveau so verschieden von den Auswirkungen auf dem Parton-Niveau sind. Dieser Unterschied resultiert aus dem Einfluß der Detektorgeometrie bei der Auswertung der ZEUS-Daten und der MC-Simulation auf dem Detektorniveau. Zur Verdeutlichung des Einflusses der Detektorgeometrie auf die Jetrekonstruktion ist in Bild 4.2.9 schematisch die Energieverteilung als Funktion des Polarwinkels  $\vartheta_{Lab}$  für ein Ereignis gezeigt, bei dem ein Strom-Jet in der Nähe des Pseudo-Teilchens liegt.

Da auf dem Parton-Niveau in der ganzen Region zwischen dem Strom-Jet und dem Pseudo-Teilchen Aktivität vorhanden ist, ist es wahrscheinlich, daß der Strom-Jet durch die Jetrekonstruktion auf diesem Niveau zu dem Proton-Rest hinzuaddiert wird. Die Folge davon ist, wie oben gezeigt wurde, eine verminderte Zählrate von Jets in der Leptonen-Ebene in den Winkelverteilungen der Strom-Jets auf dem Partonen-Niveau.

In dem unteren Bild ist die gleiche Situation aus dem Detektor-Niveau gezeigt. Durch die inaktive Zone des Detektors bei kleinen Polarwinkeln sind viele Teilchen des Proton-Rest Jets nicht nachgewiesen worden, daher existiert eine Zone zwischen dem Pseudo-Teilchen und der Kalorimeteraktivität, in der keine Teilchen vorhanden sind. Die Aktivität des Proton-Rests und des Strom-Jets wird bei der Jetrekonstruktion auf dem Detektor-Niveau zunächst zu einem Objekt zusammengefaßt, und wenn der

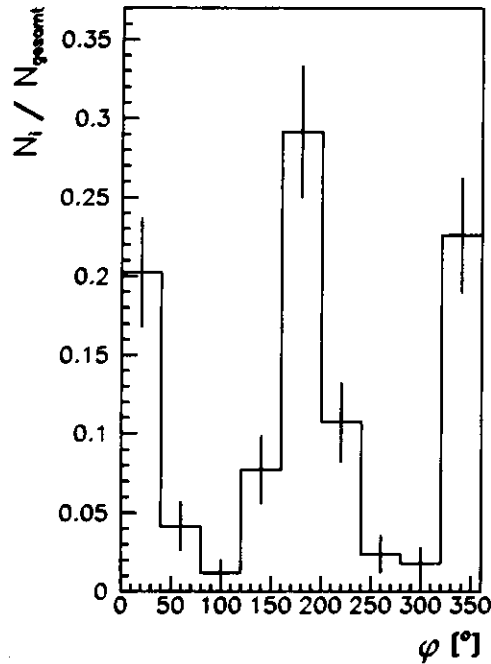


Fig. 4.2.8. Azimutalwinkelverteilung von Jets im Breit-System, MEPS-MC auf Detektor-Niveau, es sind keine  $e'$  oder  $\gamma$  in den Jets enthalten,  $0.04 < y < 0.08$ , von mindestens einem Jet ist  $\vartheta_{\text{lab,Jet}} < 20^\circ$

Abstand dieses Objektes zu dem Pseudo-Teilchen größer als der Auflösungsparameter des Jetfinders ist, wird es als ein Strom-Jet rekonstruiert. Es ist aber ebenso möglich, daß auch ohne die Existenz eines Strom-Jets aus Teilchen, die auf dem Partonen-Niveau zum Proton-Rest gerechnet werden, auf dem Detektor-Niveau ein separater Jet rekonstruiert wird. Dieser Mechanismus ist für das Auftreten von zusätzlichen Jets auf dem Detektor-Niveau verantwortlich, die zu dem Störeffekt führen, der in der Verteilung in Bild 4.2.7 zu sehen ist.

Die hier geschilderten Effekte führen zu unterschiedlichen Verteilungen des relativen Energieübertrages  $y$  auf dem Detektor-Niveau und dem Partonen-Niveau, wie in Bild 4.2.10 zu sehen ist. Bei kleinen Werten von  $y$ , die einem kleinen Winkel zwischen dem Strahl-Proton und den Strom-Jets entsprechen, ist ein deutlicher Unterschied in den Verteilungen zu erkennen: Dadurch, daß es auf dem Detektor-Niveau eine Zone in  $\vartheta_{\text{Lab}}$  ohne gemessene Aktivität gibt, werden bei kleinen Werten von  $y$  deutlich mehr Jets rekonstruiert, die auf dem Partonen-Niveau dem Proton-Rest Jet zugeordnet worden sind.

Es kann dabei nicht festgestellt werden, welche "die richtige" Verteilung ist. Auf dem Detektor-Niveau können leichter Jets aus Teilchen rekonstruiert werden, die aus der Fragmentierung des Protons herrühren, während auf dem Partonen-Niveau leichter Strom-Jets, die bei kleinen Winkeln mit kleinen Transversalimpulsen auftreten, dem Proton-Rest Jet zugerechnet werden. Aus der Tatsache, daß einerseits die Winkelverteilungen der Jets, die nur durch Parton-Schauer Prozesse erzeugt werden, auf dem Partonen-Niveau eine negative  $\langle \cos(2\varphi) \rangle$ -Asymmetrie zeigen können, aber andererseits die Jets des MEPS-MC auf dem Detektor-Niveau insbesondere bei kleinen  $y$  einen

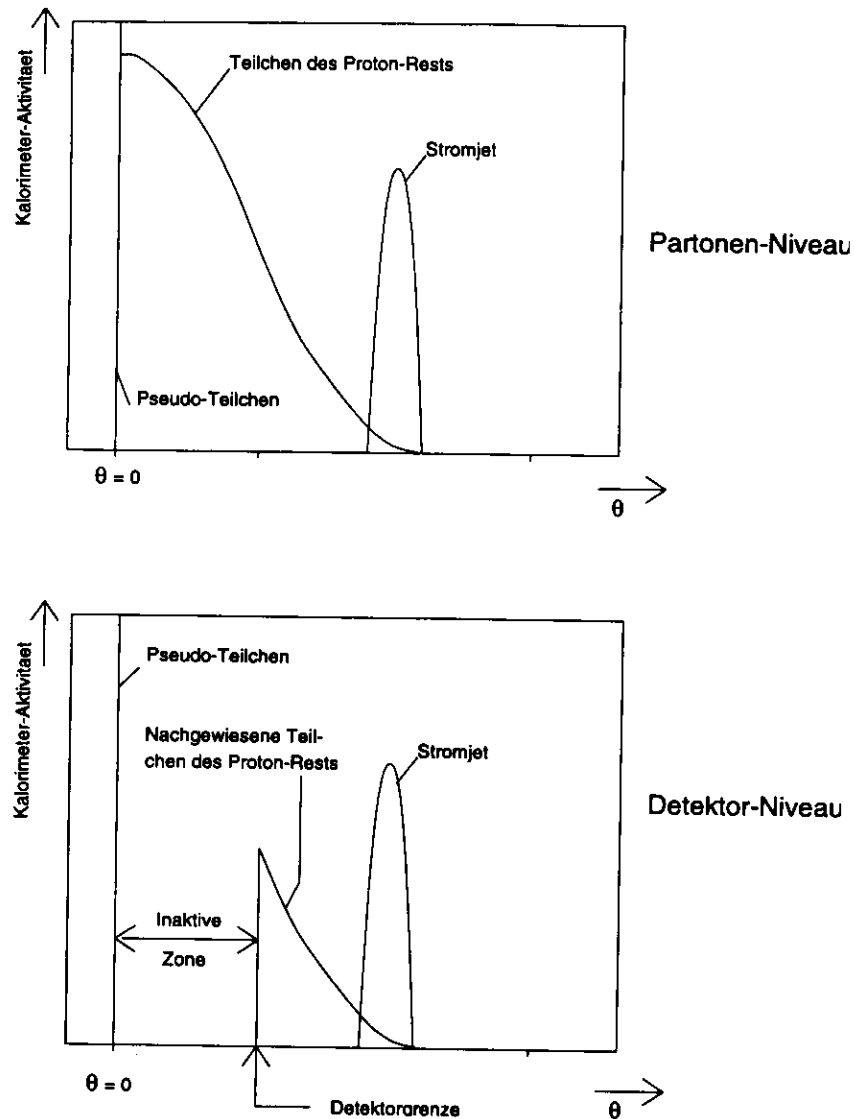


Fig. 4.2.9. Skizze zum Einfluß der Detektorgeometrie und des Proton-Rest Jets

deutlichen Störeffekt mit Überhöhungen der Zählraten von Jets in der Leptonen-Ebene zeigen, kann geschlossen werden, daß beide beschriebenen Prozesse einen Einfluß auf die Winkelverteilungen haben können.

### 4.3 Meßbarkeit der $\varphi$ -Winkel

Die generelle Genauigkeit der Messung der Azimutalwinkel kann mit der Gruppe der  $1 + 1$ -Jetereignisse abgeschätzt werden: In Bild 4.3.1 ist der generierte Azimutalwinkel gegen den rekonstruierten Azimutalwinkel der Jets im Breit-System für  $1 + 1$ -Jetereignisse aufgetragen.

In Bild 4.3.2 ist der Absolutbetrag der Differenz der Azimutalwinkel zwischen den Jets auf dem Detektor-Niveau und den Jets auf dem Partonen-Niveau gezeigt. Es ist zu erkennen, das es einen großen Anteil von Ereignissen gibt, bei denen die Azimutalwinkel der Jets auf dem Detektor- und dem Partonen-Niveau völlig unabhängig voneinander rekonstruiert werden.

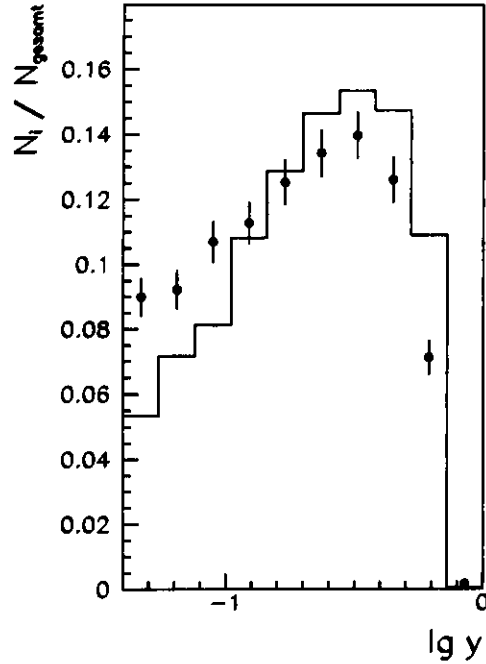


Fig. 4.2.10. Vergleich der  $y$ -Verteilungen des MEPS-MC für 2 + 1-Jetereignisse: Das Histogramm zeigt die Verteilung aus dem Partonen-Niveau, die Punkte das Detektor-Niveau der MEPS-Simulation

Dieser Vergleich der Azimutalwinkel auf dem Detektor-Niveau und dem Partonen-Niveau kann auch bei den 2 + 1-Jetereignissen durchgeführt werden, allerdings muß dabei eine Zuordnung der Jets auf dem Partonen-Niveau zu denen auf dem Detektor-Niveau vorgenommen werden. Dazu wird die Abstände in der Variablen

$$\delta r = \sqrt{(\varphi_{parton} - \varphi_{detektor})^2 + (\eta_{parton} - \eta_{detektor})^2}$$

zwischen den Jets der beiden Niveaus berechnet<sup>6</sup>. Ausgewählt wird die Zuordnung der Jets auf dem Partonen-Niveau zu den Jets auf dem Detektor-Niveau, bei der die Summe der Abstände zwischen den Jets der beiden Niveaus minimal ist. Als Ergebnis ist in Bild 4.3.4 die Verteilung der Winkeldifferenzen zwischen den Jets der beiden Niveaus angegeben, und in Bild 4.3.3 eine Gegenüberstellung der Winkel gezeigt.

Für die Auflösung der Azimutalwinkel der 2 + 1-Jetereignisse ergibt sich aus einer Anpassung einer Exponentialfunktion an die Verteilung in Bild 4.3.4 im Bereich von  $0^\circ$  bis  $40^\circ$  eine Halbwertsbreite der Verteilung von  $FWHH = 10.4^\circ$ . Die Genauigkeit der Winkelrekonstruktion bei den 2 + 1-Jetereignissen ist also viel besser als bei den 1 + 1-Jetereignissen. Der Grund dafür liegt darin, daß diese Vergleiche der Winkel nur für die Ereignisse durchgeführt werden kann, bei denen auf dem Partonen-Niveau und auf dem Detektor-Niveau jeweils die gleiche Anzahl Strom-Jets rekonstruiert wurden. Dadurch werden bei den 2 + 1-Jetereignissen vorzugsweise Ereignisse ausgewählt, die eine sehr klare und dadurch einfach zu rekonstruierende Jetstruktur haben.

<sup>6</sup>Als polare Variable wird  $\eta = -\ln(\tan(\frac{\theta}{2}))$  verwendet.

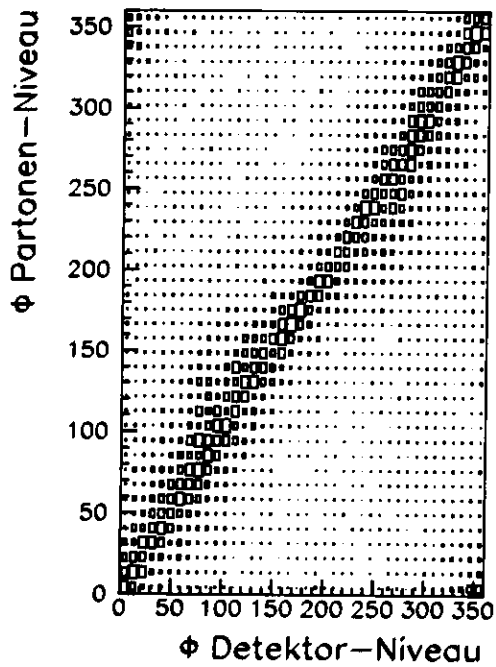


Fig. 4.3.1. *Generierter Azimutalwinkel (y-Achse) gegen rekonstruierten Azimutalwinkel (x-Achse) im Breit-System für 1+1-Jetereignisse*

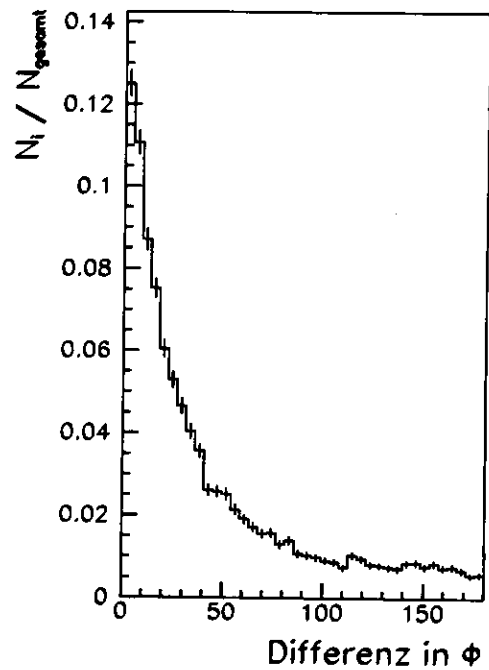


Fig. 4.3.2. *Differenz in  $\phi$  zwischen generiertem und rekonstruiertem Jet im Breit-System für 1+1-Jetereignisse.*

In der Gruppe der 1 + 1-Jetereignisse ist dies nicht der Fall, hier können häufig bei einem Ereignis auf den unterschiedlichen Niveaus verschiedene Aktivitäten als Strom-Jet rekonstruiert werden.

Die azimuthale Jetstruktur der 2 + 1-Jetereignisse wird demnach in der MC-Studie auf dem Detektor-Niveau im kinematischen Bereich der Analyse gut rekonstruiert. Da die Monte-Carlo Simulationen die Messung realer Streuprozesse in guter Näherung beschreibt, kann eine Messung der Azimutalwinkel von Jets mit dem ZEUS-Detektor prinzipiell durchgeführt werden.

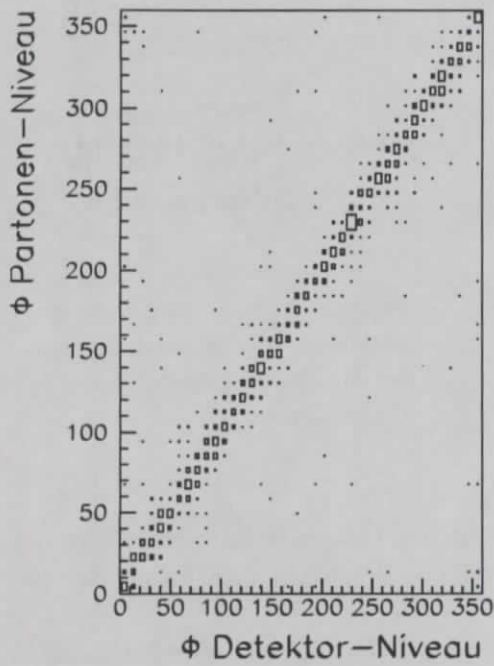


Fig. 4.3.3. Generierter Azimutalwinkel ( $y$ -Achse) gegen rekonstruierten Azimutalwinkel ( $x$ -Achse) im Breit-System für 2+1-Jetereignisse

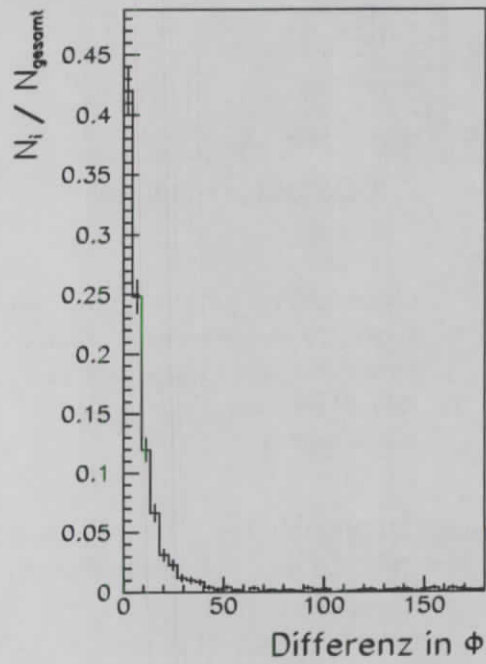


Fig. 4.3.4. Differenz in  $\phi$  zwischen generierten und rekonstruierten Jet im Breit-System für 2+1-Jetereignisse.

# Kapitel 5

## Ergebnisse

In den vorangegangenen Kapiteln wurde gezeigt, daß es zwei Klassen von Effekten gibt, die zu einer systematischen Verzerrung von Azimutalwinkelverteilungen führen:

- 1. Es treten Jets auf, die sich nicht auf ein Parton des QCD Basis-Prozesses zurückführen lassen, und entweder aus gestreuten Elektronen oder aus Photonen der QED-Bremsstrahlung bestehen. In diesen Fällen liegen die Richtungen der zusätzlichen Jets vorzugsweise in der Leptonen-Ebene. Da die Azimutalwinkelverteilungen bezüglich der Leptonen-Ebene gemessen werden, führen die zusätzlichen Jets zu einer Erhöhung der Zählrate in den Verteilungen der Azimutalwinkel von Jets bei  $0^\circ/360^\circ$ . Da der  $K_t$ -Algorithmus die beiden Jets aus der Stromfragmentierung in  $2 + 1$ -Jetereignissen vorzugsweise unter einer Winkeldifferenz von  $\sim 180^\circ$  im Azimutalwinkel rekonstruiert, folgt daraus auch eine erhöhte Zählrate bei  $180^\circ$ . Diese Klasse von Störeffekten tritt nicht auf dem MC-Hadronen und dem MC-Partonen Niveau auf, da in diesen Fällen das Elektron nicht mit einem Elektronenfinder bestimmt wird, sondern direkt die Information des vom Generator verwendeten  $4^{er}$ -Vektors des Elektrons genommen wird.
- 2. Der Vektor, der der Richtung des Proton-Rest Jets und der Richtung der Mittelachse des ZEUS-Strahlrohrs entspricht, wird bei einer Transformation in das Breit-System nicht isotrop in der Variablen  $\varphi$  abgebildet. Es treten dabei zwei Effekte auf: Zum einen werden in der Richtung des Protonen-Rest keine Strom-Jets rekonstruiert, daraus folgt eine verminderte Zählrate der Jets bei  $0^\circ/360^\circ$  und  $180^\circ$ . Zum anderen können aus den Kalorimetersignalen von Teilchen aus dem Proton-Rest Jet oder von Teilchen des Farbfeldes zwischen dem Proton-Rest Jet und der Stromfragmentierung Jets gebildet werden, die nach einer Transformation in das Breit-System sehr anisotrop im Azimutalwinkel sind. Dadurch kann es zu einer erhöhten Zählrate in den Verteilungen der Azimutalwinkel von Jets bei  $0^\circ/360^\circ$  und  $180^\circ$  kommen.

Um einen Einfluß der Störeffekte auf die Azimutalwinkelverteilungen auszuschließen, werden im folgenden spezielle Schnitte abgeleitet.

### 5.1 Analysespezifische Schnitte

Tabelle 5.1.1 zeigt die resultierenden Schnitte, die aus den Selektionskriterien der Tabelle 3.3.1 und den analysespezifischen Schnitten bestehen.

Nr.	Variable	Bereich
1.	T(RCAL)	$ T(RCAL)  < 3ns$
2.	z-Komp. des Vertex	$-50cm < z_{vertex} < 40cm$
3.	Relativer Energieübertrag	$y_{JB} > 0.04$
4.	$E'_e$	$E'_e > 10GeV$
5.	Elektronenposition im RCAL	$ x_{RCAL}  > 16cm$ oder $ y_{RCAL}  > 16cm$
6.	$\delta = \Sigma(E_i - P_{zi})$	$35GeV < \delta < 65GeV$
7.	Relativer Energieübertrag	$y_{ele} < 0.9$

Nr.	Variable	Rekons. Schema	Bereich	Anteil (s. Text)
8.	$Q^2$	DA	$40GeV^2 < Q^2 < 640GeV^2$	6.77%
9.	$x$	DA	$x < 0.1$	99.7%
10.	$y$	DA	$0.08 < y$	71.9%
11.	Anzahl der Zellen		Anz. der Zellen $\geq 12$	90.8%

Tab. 5.1.1. Selektionskriterien und Ereignisschnitte

- In Kapitel 4.2 wurde gezeigt, daß in dem Bereich des relativen Energieübertrages  $0.04 < y < 0.08$  eine Messung der Azimutalwinkelverteilungen auf Grund der zweiten Gruppe von Störeffekten mit den bisherigen Methoden nicht durchgeführt werden kann, deshalb wird dieser Bereich aus der Analyse ausgeschlossen.
- Die Jets, die aus Rekonstruktionsfehlern der Elektronenfinder resultieren, bestehen in den meisten Fällen ausschließlich aus den mißidentifizierten Elektronen oder aus  $\gamma$ -Quanten aus der QED-Bremsstrahlung. Elektromagnetische Jets haben im Uran-Kalorimeter einen wesentlich kleineren Öffnungswinkel und eine kleinere Eindringtiefe als hadronische Jets. Dadurch ist bei diesen Jets das Verhältnis der Kalorimeter-Zellen der EMC-Sektion relativ zu den Zellen der HAC-Sektion größer, und die absolute Gesamtanzahl der Zellen pro Jet viel kleiner. Insbesondere die letztgenannte Eigenschaft der elektronischen Jets kann als ein scharfes Kriterium zur Unterscheidung der Jets aus dem Störeffekt von denen aus dem hadronischen Endzustand benutzt werden.

In Bild 5.1.1 ist die Anzahl der Zellen desjenigen der beiden Jets zu sehen, der mehr Zellen enthält. Das unschraffierte Histogramm enthält dabei alle Ereignisse, in denen in keinem der beiden Jets Zellen des Elektrons oder QED-Bremsphotons enthalten sind, in dem schraffierten Histogramm hingegen sind die Ereignisse zu sehen, bei denen in einem der beiden Jets Zellen des Elektron oder QED-Bremsphotons enthalten sind. In Bild 5.1.2 ist die entsprechende Verteilung für den zweiten Jet mit weniger Zellen zu sehen. Bei diesen Bildern wurde zur Rekonstruktion der gestreuten Elektronen das Programm SINISTRA verwendet. Bei einer Rekonstruktion der Elektronen mit EEXOTIC haben die Jets, die das Elektron oder das  $\gamma$  enthalten, sehr ähnliche Eigenschaften, nur die Anzahl der Jets mit einem  $e'$  oder  $\gamma$  ist viel kleiner.

Der Jet, der die  $e$ - oder  $\gamma$ -Zellen enthält, ist bis auf wenige Ausnahmen der 2. Jet mit weniger Zellen, er unterscheidet sich durch eine viel geringere Zellenanzahl von den Jets, die keine Zellen des Elektrons oder  $\gamma$  enthalten. Indem man fordert, daß jeder Jet mindestens zwölf Kalorimeterzellen umfassen soll, kann der



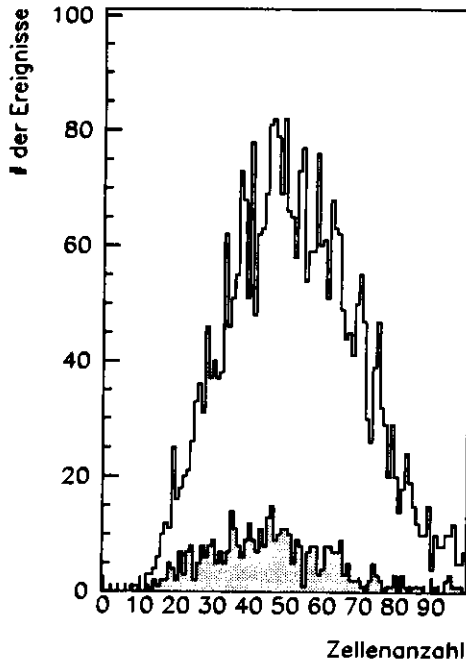


Fig. 5.1.1. Anzahl der einem Jet zugeordneten Kalorimeterzellen für denjenigen Jet in 2 + 1-Jetereignissen, dem mehr Zellen zugeordnet sind. Schattiertes Histogramm: Jet enthält Zellen von  $e'$  oder  $\gamma$ . Unschattiertes Histogramm: Jet enthält keine Zellen vom  $e'$  oder  $\gamma$ .  $y > 0.04$ . Elektronenrekonstruktion mit Sinistra

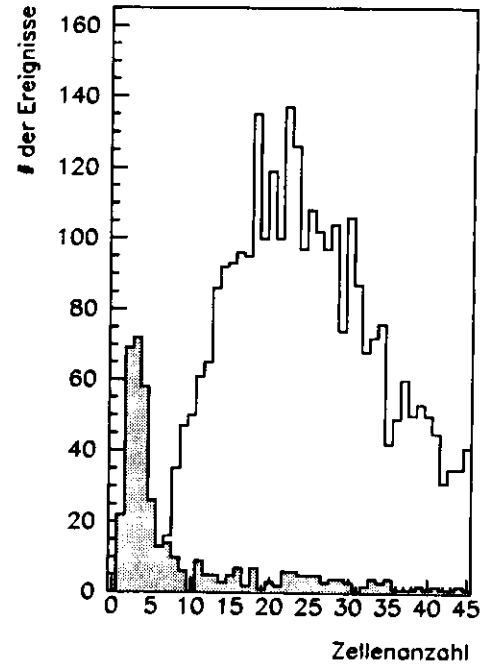


Fig. 5.1.2. Anzahl der einem Jet zugeordneten Kalorimeterzellen für denjenigen Jet in 2 + 1-Jetereignissen, dem weniger Zellen zugeordnet sind. Schattiertes Histogramm: Jet enthält Zellen von  $e'$  oder  $\gamma$ . Unschattiertes Histogramm: Jet enthält keine Zellen vom  $e'$  oder  $\gamma$ .  $y > 0.04$ . Elektronenrekonstruktion mit Sinistra

Störeffekt drastisch reduziert werden. Die verbliebenen Ereignisse mit einer Anzahl von mehr als zwölf Zellen pro Jet und Zellen vom  $e$  oder  $\gamma$  im Jet haben eine weniger problematische Winkelverteilung, weil in den Fällen weitere, meistens hadronische Energie in den Jets des Störeffektes enthalten ist. In allen folgenden Verteilungen auf dem Detektor-Niveau ist der Schnitt auf die Anzahl der Kalorimeterzellen berücksichtigt, und die Rekonstruktion der Elektronen wird mit dem Programm "EEXOTIC" vorgenommen.

- Bei der Konstruktion von Jets des hadronischen Endzustandes bei niedrigen Werten von  $Q^2$  tauchen weitere Störeffekte auf. Um diese Effekte auszuschließen, werden nur Ereignisse aus dem Bereich  $40\text{GeV}^2 < Q^2 < 640\text{GeV}^2$  berücksichtigt.
- Die QCD-Compton Ereignisse tragen einerseits nicht zur  $\cos(2\varphi)$ -Asymmetrie bei, sind aber andererseits sehr anfällig für eine Mißidentifizierung der Jet-Strukturen. Daher ist die Intention des Schnittes  $x < 0.1$ , den kinematischen Bereich,

in dem hauptsächlich QCD-Compton Ereignisse auftreten, abzutrennen. In dem kinematischen Bereich, in dem die Analyse durchgeführt wird, ist dieser Schnitt aber nahezu inaktiv.

Mit den in Tabelle 3.3.1 angegebenen Selektionskriterien wurden 35371 Ereignisse gefunden, die vom  $K_T$ -Algorithmus als 2+1-Jetereignisse klassifiziert worden sind. Der nach den jeweiligen analysespezifischen Schnitten verbleibende Anteil an Ereignissen ist in der Spalte "Anteil" angegeben.

Nach allen Schnitten verbleiben 1559 Ereignisse. Die Effektivität der Schnitte kann mit den Monte-Carlo Simulationen überprüft werden.

Bei der MC-Simulation mit dem MEPS-Generator erfüllten 2602 der 2+1-Jetereignisse die Kriterien der Tabelle 5.1.1. In dieser Gruppe befinden sich 44 Ereignisse, die ein gestreutes Elektron oder QED-Bremsphoton in einem Jet enthalten, das entspricht einem Anteil von nur 1.7%. Die  $\varphi$ -Verteilung dieser Ereignisse ist in Bild 5.1.3 gezeigt. Bei diesen Ereignissen ist -wie erwähnt- häufig zusätzliche hadronische Aktivität in den

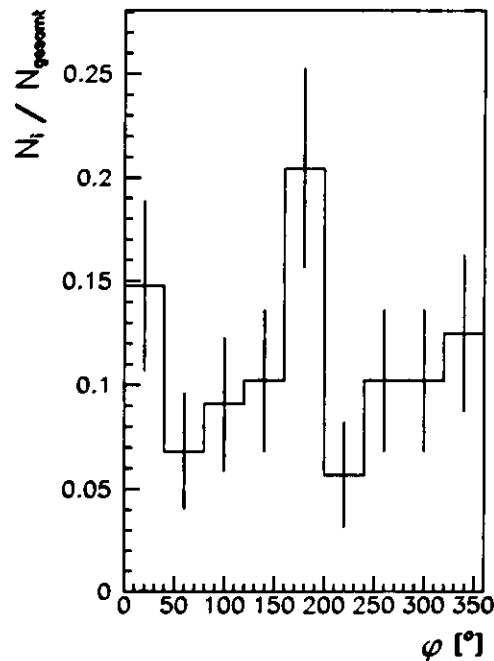


Fig. 5.1.3. Azimutalwinkelverteilung von Jets im Breit-System, einer der beiden Jets enthält ein  $e'$  oder  $\gamma$ . MEPS-MC auf Detektor-Niveau, kinematische Schnitte nach Tabelle 5.1.1

Jets mit dem Elektron oder  $\gamma$  enthalten, sodaß die Richtung der Jets nicht so stark in den Bereichen des Azimutalwinkels von  $\varphi = 0^\circ/360^\circ$  und  $180^\circ$  konzentriert sind.

## 5.2 Sicherheit der Akzeptanzkorrektur

Bei einer Akzeptanzkorrektur von  $\varphi$ -Verteilungen wird die Korrekturfunktion aus dem Verhältnis der Winkelverteilungen auf dem Partonen- und dem Detektor-Niveau gewonnen. Falls in der Ereignisgruppe auf dem Detektor-Niveau nur eine geringe Anzahl der Ereignisse enthalten ist, aus der die Verteilung auf dem Partonen-Niveau besteht,

dann sind die Verteilungen des Detektor-Niveaus und des Partonen-Niveaus schon deshalb wenig korreliert.

In MEPS MC-Simulationen beträgt in der Gruppe der 2 + 1-Jetereignisse des Detektor-Niveaus der Anteil der Ereignisse, die auch auf dem Partonen-Niveau zwei Jets enthalten, nur 30%. Der Anteil der Ereignisse, die einen Prozeß  $O(\alpha_s^1)$  als Basisprozeß haben beträgt jedoch 92%. Daraus folgt, daß eine Akzeptanzkorrektur nach dem üblichen Schema zwar nicht anwendbar ist, daß aber die Menge der 2 + 1-Jetereignisse, die bei den ZEUS-Daten rekonstruiert wurde, einen sehr hohen Anteil an Ereignissen  $O(\alpha_s^1)$  beinhalten wird.

In der Gruppe der Ereignisse  $O(\alpha_s^1)$  werden die QCD-Compton Ereignisse häufiger als die BGF-Ereignisse mit nur einem Jet rekonstruiert. Auf dem Partonen-Niveau werden nur bei 3.9% aller QCD-Compton Ereignisse<sup>1</sup> zwei Jets rekonstruiert, wohingegen 17% aller BGF-Ereignisse mit zwei Jets in der Stromfragmentierung rekonstruiert wurden. Die entsprechenden Anteile auf dem Detektor-Niveau betragen 14% bei den QCDC und 29% bei den BGF-Ereignissen. Diese Diskrepanz zwischen den beiden Basis-Prozessen  $O(\alpha_s^1)$  ist eine Folge aus der unterschiedlichen Jetstruktur der beiden Ereignisgruppen, wie schon in Kapitel 2.4 ausgeführt wurde: Während die Jets der BGF-Ereignisse bevorzugt gleich große Gesamtenergien haben, ist der Gluonen-Jet in den QCD-Compton Ereignissen häufig viel schwächer als der Quark-Jet. Darum wird in vielen Fällen diese Struktur vom Jetfinder nicht aufgelöst, und der Gluonen-Jet dem Quark-Jet hinzuaddiert.

Trotz der relativ guten Rekonstruktionssicherheit der 2 + 1-Jetereignisse auf dem Detektor-Niveau kann mit den vorliegenden Daten keine zuverlässige Akzeptanzkorrektur durchgeführt werden, weil von der Gruppe der  $O(\alpha_s^1)$  Ereignisse, die auf dem Partonen-Niveau mit nur einem Jet rekonstruiert worden sind, nicht bestimmt werden kann, welche Azimutalwinkelverteilung vorliegen würde, wenn diese Ereignisse korrekt mit zwei Stromjets rekonstruiert worden wären. Diese Winkelverteilung muß nicht der Verteilung der Ereignisse entsprechen, die auf dem Partonen-Niveau korrekt als 2 + 1-Jetereignisse vorliegen, und deren Anteil an den Gesamtereignissen wiederum für eine sichere Akzeptanzkorrektur zu gering ist.

### 5.3 Ergebnisse der Messungen

Die kinematische Region der 2 + 1-Jetereignisse, die aus den Schnitten der Tabelle 5.1.1 folgen, ist in Bild 5.3.1 zu sehen.

Mit den so ausgewählten 2 + 1-Jetereignissen werden im folgenden einige Verteilungen aufgetragen. In Bild 5.3.2 ist die  $\eta$ -Verteilung (Datenpunkte) im Breitsystem mit der MEPS Vorraussage verglichen.

Der verwendete MEPS-Generator generiert zu wenig Jets bei großen  $\eta$ . Dieses Verhalten ist in anderen Analysen dargelegt worden [29]. In Bild 5.3.3 ist die entsprechende Gegenüberstellung für den Transversalimpuls, in Bild 5.3.4 für die Jetvariable  $Z_p$  gezeigt. Die gemessene Transversalimpulsverteilung stimmt ab einem Wert von  $P_t = 5\text{GeV}$  gut mit den Modellvoraussagen überein. Die Abweichung bei den kleinen Werten von  $P_t$  hängt mit der oben erwähnten Eigenschaft des MEPS-Generators zusammen, daß er bei großen Werten von  $\eta$ , die einem kleinen Polarwinkel entsprechen,

<sup>1</sup>Für diesen Vergleich wurden nur Ereignisse betrachtet, die mit einem oder zwei Strom-Jets auf dem jeweiligen Niveau rekonstruiert wurden.

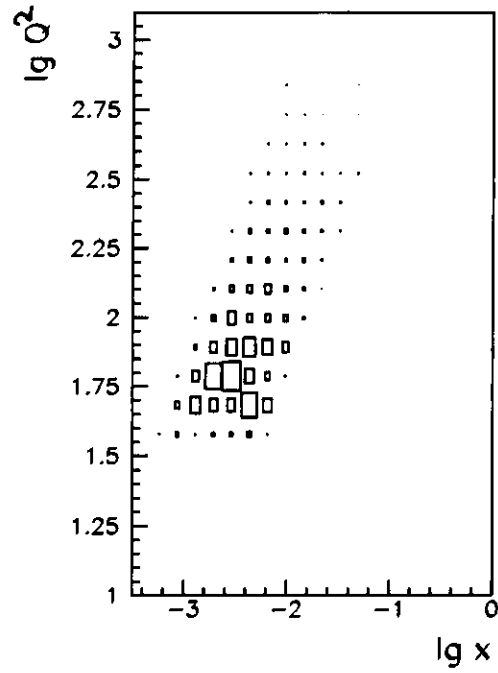


Fig. 5.3.1. Kinematische Ebene der 2-Jet Ereignisse, Schnitte nach Tabelle 5.1.1

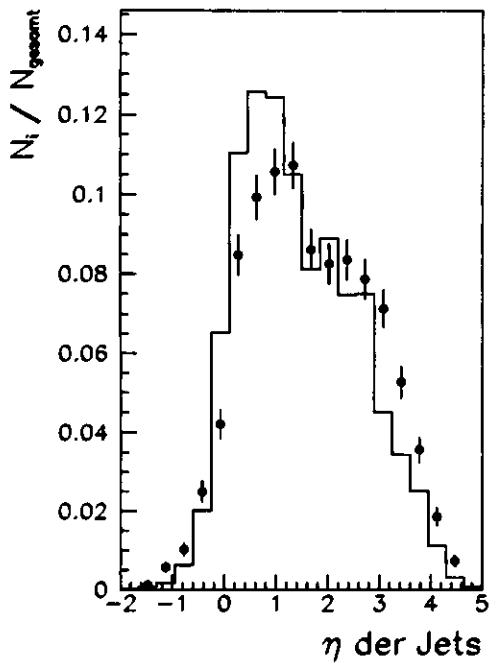


Fig. 5.3.2.  $\eta$ -Verteilung der Jets im Breit-System, Histogramm: MEPS-MC, Punkte: ZEUS-Daten

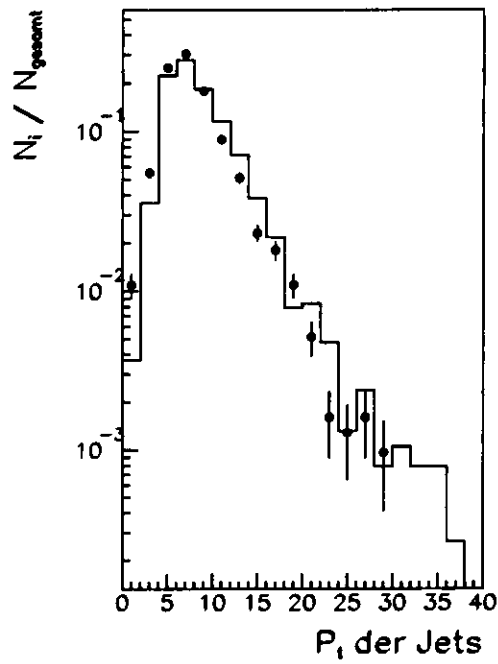


Fig. 5.3.3.  $P_t$ -Verteilung der Jets im Breit-System, Histogramm: MEPS-MC, Punkte: ZEUS-Daten

weniger Jets generiert, als gemessen werden. Dadurch treten weniger Jet mit einem kleinen Transversalimpuls auf.

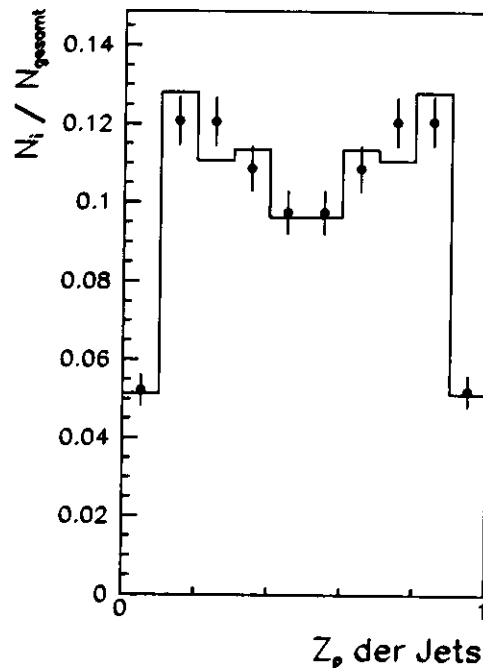


Fig. 5.3.4.  $Z_p$ -Verteilung der Jets im Breit-System, Histogramm: MEPS-MC, Punkte: ZEUS-Daten

Die Variable  $Z_p$  repräsentiert die Polarwinkelverteilung der Jets:

$$Z_p = \frac{1}{2}(1 - \cos\vartheta_{Jet})$$

Dabei ist  $\vartheta_{jet}$  der Polarwinkel der Jets. Die Variable  $Z_p$  kann näherungsweise durch

$$Z_p \simeq \frac{E_{Jet} - P_{z,Jet}}{\sum_i E_{Jet} - P_{z,Jet}}$$

errechnet werden. Dabei bedeuten  $E_{Jet}$ ,  $P_{z,Jet}$  die Energie, bzw. den Transversalimpuls der Jets, und die Summe im Nenner läuft über alle Jets der Stromfragmentierung.

Im Fall der Variable  $Z_p$  stimmt die Modellvoraussage gut mit der gemessenen Verteilung überein.

In Bild 5.3.5 ist noch einmal die vom MEPS-Generator erzeugte Verteilung für die Partonen gezeigt, in Bild 5.3.6 die korrespondierende Detektor-Verteilung im Azimutalwinkel. Die mit dem ZEUS Detektor gemessene Verteilung ist in Bild 5.3.7 aufgetragen.

Auf dem Detektor-Niveau der MEPS-Simulation resultiert ein um  $(1.7 \pm 1.7)\%$  geringerer Wert für  $\langle \cos(2\varphi) \rangle$  als in den gemessenen ZEUS-Daten. Das MEPS-Modell beschreibt also die gemessenen Daten einigermaßen korrekt.

Da in der Messung nur eine  $\cos(2\varphi)$ -Asymmetrie nachgewiesen werden soll, kann auch mit folgender Methode ein Vergleich des MEPS-Modells mit den gemessenen Daten vorgenommen werden. Es wird in diesem Fall nur der Bereich  $[0^\circ; 180^\circ]$  im

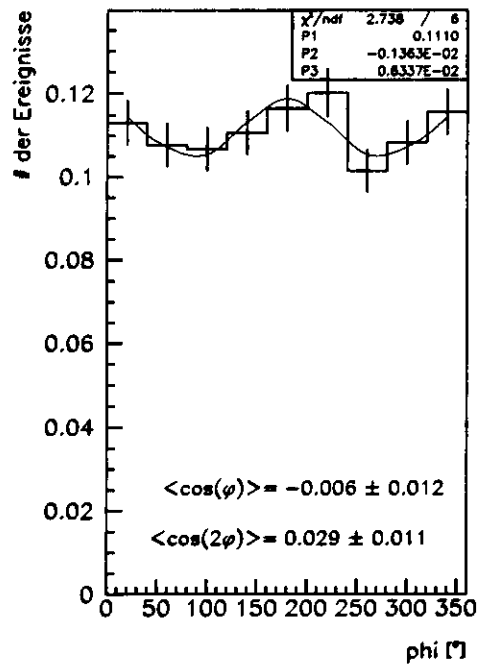


Fig. 5.3.5. Azimutalwinkelverteilung von Jets im Breit-System, MEPS-MC auf Parton-Niveau

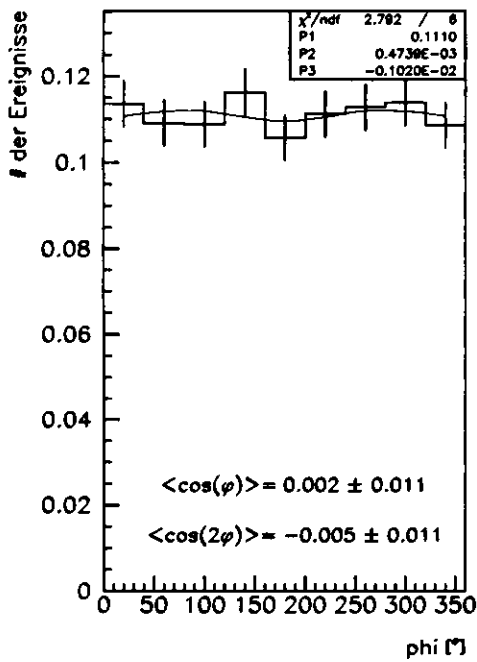


Fig. 5.3.6. Azimutalwinkelverteilung von Jets im Breit-System, MEPS-MC auf Detektor-Niveau

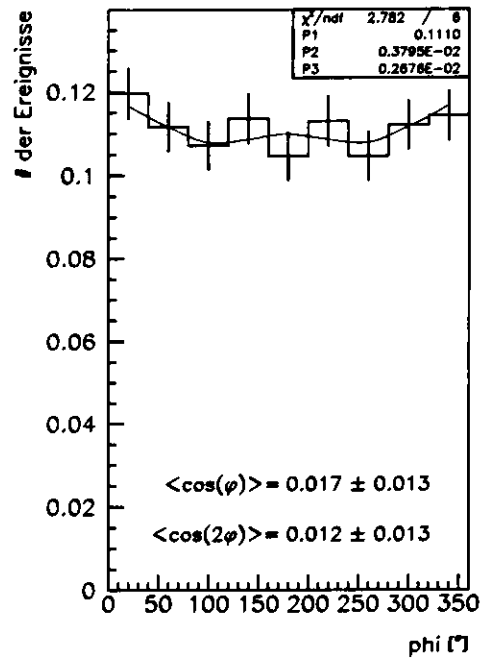


Fig. 5.3.7. Azimutalwinkelverteilung von Jets im Breit-System, ZEUS-Daten

Winkel der Jetebene relativ zur Leptonen-Ebene betrachtet. Falls sich ein Winkel der Jetebene von mehr als  $180^\circ$  ergibt, wird für diese Rechnung von dem Winkel  $180^\circ$  abgezogen. Auf diese Weise wird eine vorhandene  $\cos\varphi$ -Asymmetrie unterdrückt. Bei der Anpassung wird dementsprechend die Funktion

$$y = a + b \cdot \cos(2\varphi)$$

gewählt, die keinen Term mit  $\cos\varphi$  enthält. Diese Parametrisierung ergibt andere Werte für die  $\cos(2\varphi)$  Asymmetrie. Für die ZEUS-Daten erhält man  $\langle \cos(2\varphi) \rangle = (0.3 \pm 1.2)\%$ , auf dem MC-Detektor Niveau  $\langle \cos(2\varphi) \rangle = (-1.8 \pm 1.1)\%$ . Der quadratisch addierte Fehler ist in diesem Fall 1.6%, die Differenz zwischen den Verteilungen 2.1%.

Mit dem CDM-BGF MC-Generator steht ein anderer Zugang zu den Winkelverteilungen zur Verfügung. Die mit diesem Generator generierte Partonen- und Detektorverteilung sind in Bild 5.3.8 und Bild 5.3.9 gezeigt.

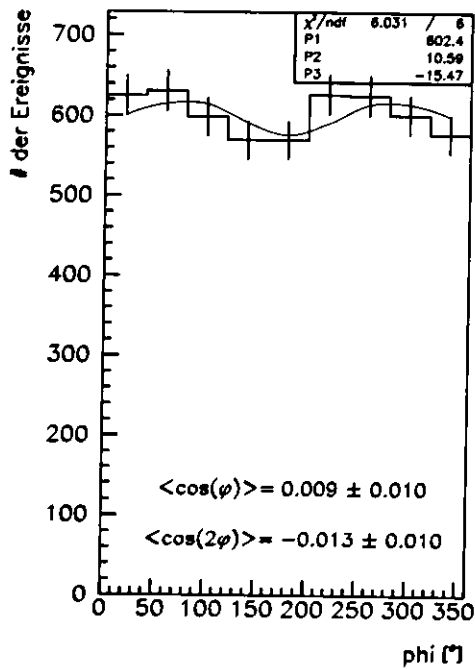


Fig. 5.3.8. Azimutalwinkelverteilung von Jets im Breit-System, CDM-BGF MC auf Detektor-Niveau

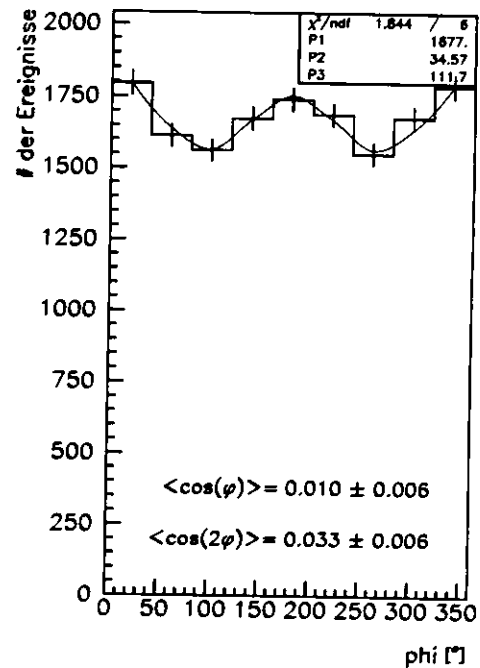


Fig. 5.3.9. Azimutalwinkelverteilung von Jets im Breit-System, CDM-BGF MC auf Partonen-Niveau

Die Asymmetrie auf dem Detektor-Niveau der CDM-BGF MC-Simulation hat einen negativen Wert für  $\langle \cos(2\varphi) \rangle$  von  $(-1.3 \pm 1.0)\%$ . Die Differenz zu den ZEUS-Daten beträgt  $(2.5 \pm 1.6)\%$ . Der negative Wert der Asymmetrie stammt aus dem Störeffekt, der in Kapitel 4.2 behandelt wurde. Der Unterschied in den Modellvoraussagen der beiden MC-Modelle auf dem Detektor-Niveau ist beachtenswert, insbesondere weil das CDM-BGF MC auf dem Partonen-Niveau sogar eine minimal größere Asymmetrie berechnet hat. Die Berechnung des partonischen Endzustands mit dem Farb-Dipol Modell beschreibt die gemessenen Daten schlechter als das Parton-Schauer Modell. Die

Ursache kann darin liegen, daß der partonische Endzustand aus dem Farb-Dipol Modell eine größere laterale Ausdehnung hat, und dadurch die Rekonstruktion von Strom-Jets erst in größerem Abstand vom Proton-Rest erlaubt. Die Unterschiede zwischen den Modellen sind allerdings nicht sehr groß.

Die Abweichung der Voraussagen der MC-Simulationen für das Detektor-Niveau von den gemessenen Daten beträgt ca 2%, und ist damit bei der Größe der zur Verfügung stehenden Statistik nicht signifikant.

Die Größe der Asymmetrien der Winkelverteilungen auf dem Partonen-Niveau der MC-Simulationen zeigt eine starke Abhängigkeit von den Modell-Parametern. In Tabelle 5.3.1 sind die Einflüsse der Modellannahmen zusammengefaßt.

$y_{min}$ (LEPTO)	$y_{cut}$ ( $K_t$ -Clus)	$\langle \cos(2\varphi) \rangle$
0.01	0.3	1.2%
0.005	0.3	2.2%
0.0001	0.3	4.7%
0.005	0.5	2.9%

Tab. 5.3.1. Auswirkungen von Änderungen in den MC-Simulationen

Eine genauere Untersuchung der Ereignisse, die sowohl auf dem Partonen-Niveau als auch auf dem Detektor-Niveau der MEPS-Simulation mit zwei Jets in der Strom-Fragmentierung rekonstruiert wurden, zeigt noch einmal die Relevanz der in Kapitel 4.2 untersuchten Störeffekte. In Bild 5.3.10 ist die Azimutalwinkelverteilung der Ereignisse mit zwei Jets auf dem Parton-Niveau der MEPS-Simulation angegeben, die auch auf dem Detektor-Niveau mit zwei Jets rekonstruiert wurden. In Bild 5.3.11 ist die Verteilung der identischen Ereignisse auf dem Detektor-Niveau zu sehen. Die Ereignisse in der Winkelverteilung in Bild 5.3.10 bilden dementsprechend eine Untermenge der Ereignisse in Bild 5.3.5, die Verteilung in Bild 5.3.11 eine Untermenge der Ereignisse in Bild 5.3.6. Die Forderung, daß sowohl auf dem Partonen-Niveau als auch auf dem Detektor-Niveau zwei Jets in der Strom-Fragmentierung rekonstruiert werden, führt dazu, daß auf den beiden Niveaus weniger Strom-Jets in der Leptonen-Ebene gefunden werden. Die Tatsache, daß die beiden Verteilungen einander sehr ähnlich sind, ist durch die gute Auflösung der Azimutalwinkel in dieser Ereignisgruppe (s. Bild 4.3.4) in jedem Fall gegeben. Beide Verteilungen weisen einen deutlich negativen Wert von  $\langle \cos(2\varphi) \rangle$  auf, der auf den Einfluß der Rekonstruktion eines Proton-Rest Jets und der Detektor-Geometrie zurückgeführt werden kann. Aus diesen Verteilungen folgt, daß bei einem Streu-Ereignis vermehrt dann die Jetstruktur auf dem Partonen- und dem Detektor-Niveau in der gleichen Weise aufgelöst werden kann, wenn die Jets der Stromfragmentierung nicht in der Nähe des Proton-Rest Jets liegen.

Die Gruppe der auf dem Detektor-Niveau als 2 + 1-Jetereignisse gemessenen Ereignisse (Bild 5.3.6) setzt sich zusammen aus Ereignissen mit einem BGF-Prozeß einerseits und den Born- und QCDC- Ereignissen andererseits. Die beiden einzelnen Verteilungen sind in den Bildern 5.3.12 und 5.3.13 gezeigt.

Die Verteilung auf dem Parton-Niveau in Bild 5.3.5 setzt sich aus den entsprechenden Verteilungen der Bilder 5.3.14 und 5.3.15 zusammen.



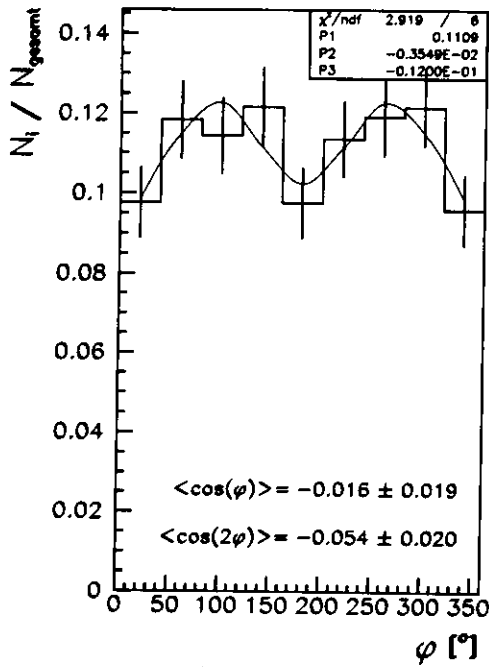


Fig. 5.3.10. Azimutalwinkelverteilung der Jets auf dem Partonen-Niveau der MEPS-Simulation. Bei den verwendeten Ereignissen wurden sowohl auf dem Partonen-Niveau als auch auf dem Detektor-Niveau genau zwei Jets in der Strom-Fragmentierung rekonstruiert.

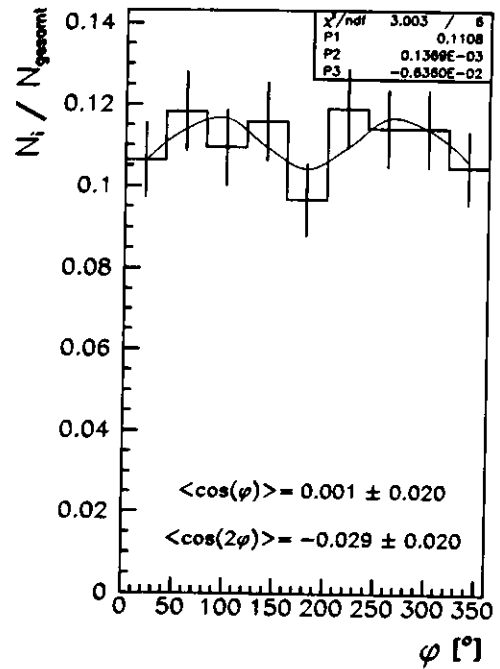


Fig. 5.3.11. Azimutalwinkelverteilung der Jets auf dem Detektor-Niveau der MEPS-Simulation. Bei den verwendeten Ereignissen wurden sowohl auf dem Partonen-Niveau als auch auf dem Detektor-Niveau genau zwei Jets in der Strom-Fragmentierung rekonstruiert.

Mit der zur Verfügung stehenden Statistik kann auf dem Detektor- nicht zwischen den beiden Ereignisgruppen unterschieden werden. Auf dem Partonen-Niveau ist die Anzahl der QDCD- und Born-Ereignisse zu gering, um eine Aussage über die entsprechende Winkelverteilung zu machen. Die gezeigten Verteilungen sind in allen Fällen eine Überlagerung von verschiedenen Störeffekten mit den von den QCD-Prozessen generierten Winkelverteilungen.

Solange die Empfindlichkeit der Störeffekte nicht quantitativ erfaßt sind, kann keine Aussage über die Größe der azimutalen Asymmetrien von Jets in 2 + 1-Jetereignissen in der tiefunelastischen Streuung gemacht werden.

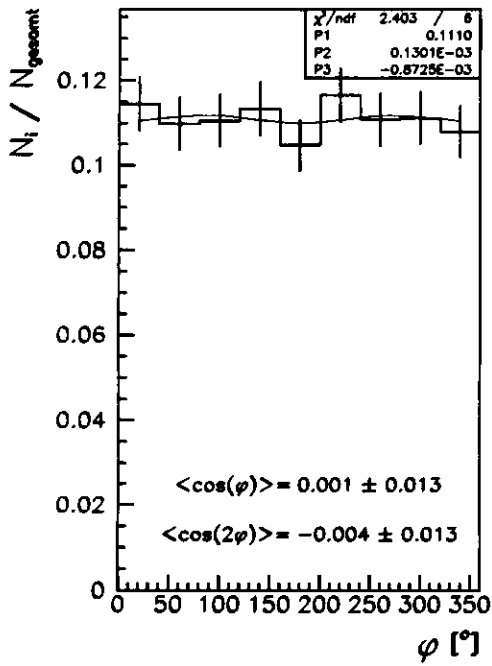


Fig. 5.3.12. Azimutalwinkelverteilung von Jets im Breit-System, Detektor-Niveau. Es sind nur Ereignisse des BGF-Prozesses eingetragen.

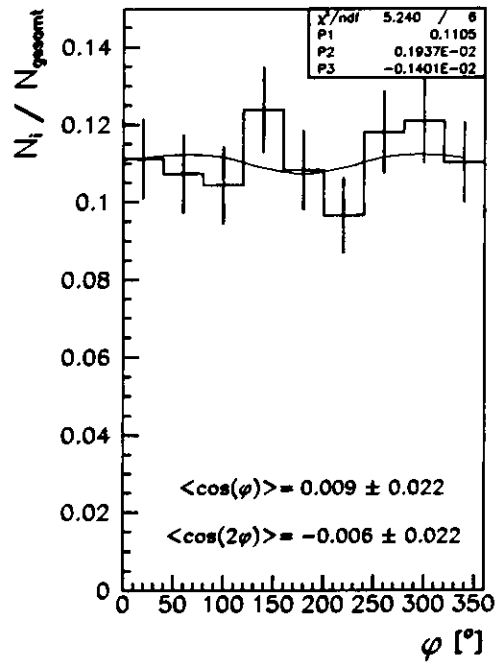


Fig. 5.3.13. Azimutalwinkelverteilung von Jets im Breit-System, Detektor-Niveau. Es sind nur Ereignisse des QCDC-Prozesses und des Born-Terms eingetragen.

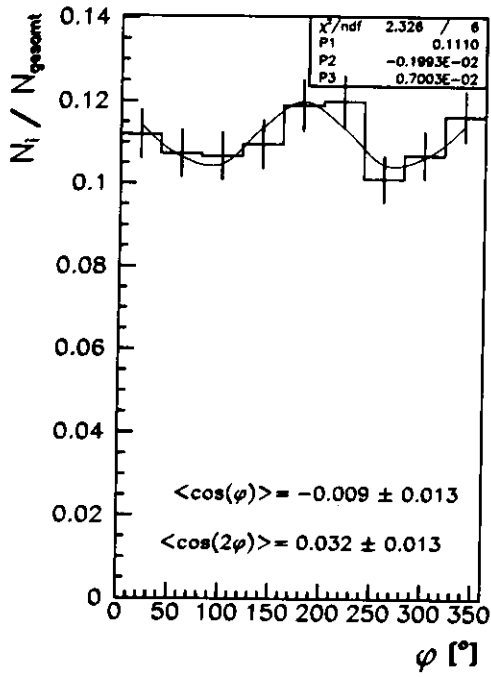


Fig. 5.3.14. Azimutalwinkelverteilung von Jets im Breit-System, Parton-Niveau. Es sind nur Ereignisse des BGF-Prozesses eingetragen.

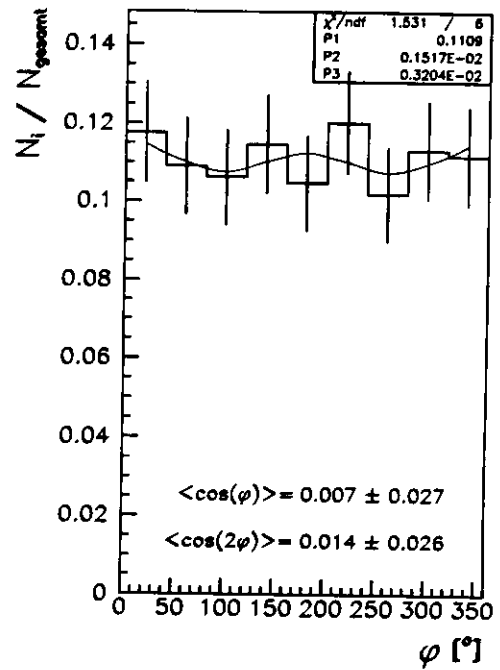


Fig. 5.3.15. Azimutalwinkelverteilung von Jets im Breit-System, Partonen-Niveau. Es sind nur Ereignisse des des QCDC-Prozesses und des Born-Terms eingetragen.

## 5.4 Ausblick

Die Messung der Azimutalwinkelverteilungen der Jets in 2 + 1-Jetereignissen ist inkonklusiv, weil die Winkelverteilungen insbesondere auf dem Detektor-Niveau von Störeffekten verzerrt werden, deren Einfluß mit den zur Zeit vorhandenen MC-Simulationen nicht quantifiziert werden kann. Die Störeffekte sind untrennbar mit dem Meßeffect, der von BGF-Ereignissen hervorgerufen wird, verbunden.

Um die Größe der Störeffekte genau zu erfassen, müssen weitere umfangreiche MC-Studien durchgeführt werden. Die Studien müssen auf dem Detektor-Niveau der MC-Simulation 2 + 1-Jetereignisse einschließen, bei denen keine Asymmetrie in  $\varphi$  durch die BGF-Prozesse generiert worden ist. Die Jetstruktur der Ereignisse dieser MC-Studien muß dabei allerdings genau der Jetstruktur der BGF-Ereignisse entsprechen, da jede Differenz z.B. in der Gesamtenergie oder in dem Transversalimpuls der Jets zu abweichenden Einflüssen der Störeffekte führt. Dazu ist es notwendig, bei einer MC-Simulation die generierte Azimutalwinkelverteilung der Partonen des QCD-Basis Prozesses durch eine isotrope Verteilung zu ersetzen, dabei aber die Energien und Polarwinkel der Partonen unverändert zu lassen. Durch einen Vergleich der aus dieser Simulation erhaltenen Azimutalwinkelverteilungen von 2 + 1-Jetereignissen auf dem Detektor-Niveau mit der Verteilung, die sich mit einer durch die QCD-Prozesse in  $\varphi$  gerichteten Partonen-Verteilung ergibt, können die Auswirkungen der Störeffekte quantitativ erfaßt werden.

Um darüberhinaus die generelle Empfindlichkeit der Messung der Azimutalwinkel in 2 + 1-Jetereignissen zu bestimmen, müssen die von den BGF-Prozessen erzeugten Asymmetrien zum Beispiel durch eine Veränderung des Parameters  $y_{min}$  des MEPS-Generators variiert, und die Einflüsse auf die Azimutalwinkelverteilungen auf dem Detektor-Niveau studiert werden.

Die MC-Simulation zeigt, daß bei kleinen relativen Energieüberträgen  $y$  eine ausgeprägte Asymmetrie der Winkelverteilungen auf dem Partonen-Niveau festzustellen ist. Das Ansteigen des Wertes für  $\langle \cos(2\varphi) \rangle$  bei kleinen  $y$  kann einerseits auf den BGF-Prozeß zurückgehen, aber es ist andererseits auch möglich, daß die Einflüsse des Proton-Rest Jets diesen Anstieg auf dem Partonen-Niveau verursachen.

Durch die oben genannten MC-Studien kann auch die Frage geklärt werden, ob der Analysebereich auf kleinere Werte von  $y$  ausgeweitet werden kann.

Die in dieser Arbeit herausgearbeiteten Ereignisschnitte sollten auch in anderen Bereichen der Jetanalyse Beachtung finden, da die hier untersuchten Störeffekte generell in 2 + 1-Jetereignissen vorhanden sind, auch wenn sie sich unter Umständen nicht so sichtbar auf die betrachteten Verteilungen physikalischer Variablen auswirken.

# Kapitel 6

## Zusammenfassung

Es wurden Daten von tiefunelastischen Streuprozessen im Breit-System mit zwei Jets in der Stromfragmentierung im kinematischen Bereich  $0.08 < y < 0.9$  und  $40\text{GeV}^2 < Q^2 < 640\text{GeV}^2$  ausgewertet. Auf dem Partonen-Niveau erhält man vom BGF-Prozeß eine  $\cos(2\varphi)$ -Asymmetrie in den Azimutalwinkelverteilungen der Stromjets. Auf dem Detektor-Niveau treten starke systematische Verzerrungen der Winkelverteilungen auf, die eine große Asymmetrie der Winkelverteilungen in den ZEUS-Daten und den Monte-Carlo Simulationen auf dem Detektor-Niveau vortäuschen.

Die Ursachen dieser Verzerrungen sind zum einen Fehler bei der Rekonstruktion des gestreuten Elektrons und das Auftreten von harten QED-Bremsphotonen in Jets der Stromfragmentierung. Zum anderen hat die Berücksichtigung eines Proton-Rest Jets und die Geometrie des ZEUS-Detektors einen starken Einfluß auf die Winkelverteilungen.

Es wurden Verfahren entwickelt, um die störenden Effekte weitgehend aus der Analyse auszuschließen. In den Daten kann die Existenz einer azimutalen Asymmetrie der Jets in 2 + 1-Jetereignissen in der tiefunelastischen Streuung nicht mit einer statistischen Signifikanz nachgewiesen werden, der Wert für  $\langle \cos(2\varphi) \rangle$  beträgt bei mit dem ZEUS-Detektor gemessenen Daten  $(1.2 \pm 1.3)\%$ .

Die Rekonstruktion des Proton-Rest Jets hat auch auf die Winkelverteilungen auf dem Partonen-Niveau einen Einfluß, der zu einer scheinbaren Verringerung der  $\cos(2\varphi)$ -Asymmetrie auf dem Partonen-Niveau um ca. 1% führt. Die Größe der Asymmetrie auf dem Partonen-Niveau hängt darüberhinaus stark von Modellannahmen bei der Generierung der Streueignisse mit dem MEPS-Modell und der Rekonstruktion der Jets mit dem Jet-Algorithmus ab. Insbesondere der Abschneide-Parameter  $y_{min}$  des MC-Generators "LEPTO" hat einen großen Einfluß auf die generierten Asymmetrien. Durch die Variation dieses Parameters von 0.01 auf 0.0001 ändert sich der Wert der generierten Asymmetrie von  $(1.2 \pm 0.4)\%$  auf  $(4.7 \pm 0.4)\%$ .

Bei der Simulation der Streueignisse mit dem MEPS-Modell erhält man auf dem Partonen-Niveau bei der Verwendung eines Wertes von  $y_{min} = 0.005$  eine Asymmetrie von  $(2.9 \pm 0.5)\%$ , und auf dem Detektor-Niveau der Simulation  $(-0.5 \pm 1.1)\%$ .

# Literaturverzeichnis

- [1] H. Georgi, H.D. Politzer, Clean Tests of Quantum Chromodynamics in  $\mu p$  Scattering, Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 3.
- [2] R. Cahn, Azimuthal Dependence in Leptoproduction: a simple Parton Modell Calculation, Phys. Lett. 78B (1978) 269.
- [3] V. Hedberg et al., Asymmetries in Jet Azimuthal Distributions as a Test of QCD, Proceedings of the Workshop "Physics at Hera", Hamburg, DESY (1992)
- [4] E. Lohrmann, Hochenergiephysik, 4. Aufl., Stuttgart: Teubner (1992), 165.
- [5] Particle Physics Booklet, AIP July 1994
- [6] G. Ingelman: LEPTO version 6.1, Proceedings of the Workshop "Physics at Hera", Hamburg, DESY (1992)
- [7] L. Lönnblad: Ariadne version 4, Computer Physics Communication, 71 (1992)
- [8] D.H. Perkins, Hochenergiephysik, Addison-Wesley (1991), 319.
- [9] K.H. Streng et al., Quark and Gluon Jets in the Breit Frame of Lepton-Nucleon Scattering, Z. Phys. C 2 (1979), 237.
- [10] A. Mendez et al., QCD Effects in Semi-Inclusive Neutrino Processes, Nucl. Phys. B148, (1979) 499.
- [11] G. Köpp et al., Angular asymmetries in hadron distributions of neutrino-nukleon reactions in quantum chromodynamics, Nuclear Physics B144 (1978), 123.
- [12] EMC-Collab., M. Arneodo et al., Comparison between hadronic final states produced in  $\mu p$  and  $e^+ e^-$  interactions, Z. Phys. C 35 (1987), 417.
- [13] EMC-Collab., Arneodo et al., Measurement of Hadron Azimuthal Distributions in Deep Inelastic Muon Proton Scattering, Z. Phys. C34 (1987), 277.
- [14] Messung der Azimutalwinkelverteilungen von Hadronen in der tiefinelastischen Müon-Proton-Streuung, N. Pavel, Wuppertal, WU-D 83-7
- [15] J. Chay et al., Azimuthal asymmetry in lepton-proton scattering at high energies, Phys. Rev. D 45/1 (1992)
- [16] U. Holm (Editor), The ZEUS Detector, Status Report 1993
- [17] ZEUS-Collab., M. Derrick et al., a measurement of  $\sigma_{TOT}(\gamma P)$  at  $\sqrt{s} = 210 GeV$ , Phys. Lett. B 293 (1992) 465.

- [18] Bentvelsen et al., Reconstruction of  $(x, Q^2)$  and extraction of structure function in neutral current scattering at HERA, Proceedings of the Workshop "Physics at Hera", Hamburg, DESY (1992).
- [19] S. Catani et al., Longitudinally-invariant  $k_{\perp}$ -clustering algorithms for hadron-hadron collisions, Nucl.Phys.B406(1993) 187.
- [20] M. Seymour, KTCLUS Programmpaket, Lund Universität, (1994)
- [21] S. Magill et al., Di-Jet Rates in DIS Using the Kt Algorithm, Zeus-95-029
- [22] B. Musgrave, persönliche Mitteilung.
- [23] H. Abramowicz et al., Neural Network Based Electron Identification, DESY 95-054
- [24] H. Abramowicz et al., Electron Identification with Neural Networks at ZEUS, ZEUS 93-117
- [25] ZEUS-Collab, Observation of Two-Jet Production in Deep Inelastic Scattering at HERA, DESY 93-030
- [26] T. Doyle, persönliche Mitteilung
- [27] A. Kwiatowski et al., Proceedings of the Workshop "Physics at Hera", Hamburg, DESY (1992), 1294.
- [28] C. Jacobsson, Jet Azimuthal Angle Asymmetries in Deep Inelastic Scattering as a test of QCD, Lund, LUNFD6/(NFFL-7093) 1994
- [29] M. Derrick et al., Jet Produktion in high  $Q^2$  deep-inelastic ep scattering at HERA, Z. Phys. C 67, 81-92 (1995)

# Tabellenverzeichnis

2.1.1 <i>Kinematische Variablen</i> . . . . .	2
3.3.1 <i>Selektionskriterien</i> . . . . .	18
4.1.1 <i>Rekonstruktionsfehler von EEXOTIC</i> . . . . .	38
4.1.2 <i>Rekonstruktionsfehler von SINISTRA</i> . . . . .	39
5.1.1 <i>Selektionskriterien und Ereignisschnitte</i> . . . . .	52
5.3.1 <i>Auswirkungen von Änderungen in den MC-Simulationen</i> . . . . .	60