

1

Triggerstudien für den Rückwärtsbereich  
des HERA H1-Detektors

Ulrich Kühn

# Triggerstudien für den Rückwärtsbereich des HERA H1-Detektors

Ulrich Kühn

Diplomarbeit  
Universität Hamburg  
I. Institut für Experimentalphysik

26. Februar 1990

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Der H1-Detektor</b>	<b>5</b>
1.1	Kalorimeter . . . . .	8
1.1.1	Das Rückwärtskalorimeter BEMC . . . . .	8
1.2	Spurkammern . . . . .	13
1.3	Zeitmessung . . . . .	13
1.4	Der Trigger . . . . .	13
<b>2</b>	<b>eP- und Untergrundereignisse</b>	<b>16</b>
2.1	eP-Wechselwirkungen . . . . .	16
2.2	Kinematik . . . . .	18
2.3	Untergrundereignisse . . . . .	20
<b>3</b>	<b>Struktur der NC-Ereignisse</b>	<b>23</b>
3.1	Die Monte-Carlo-Programme zur Erzeugung der Ereignisse . . . . .	23
3.2	NC-Ereignisse . . . . .	24
3.2.1	Ereignisse mit Elektronen und weiteren Teilchen im BEMC . . . . .	24
3.2.2	Ereignisse ohne Energiedeposition im Zentralbereich . . . . .	30
3.3	Zusammenfassung . . . . .	33
<b>4</b>	<b>Zählraten im BEMC</b>	<b>36</b>
<b>5</b>	<b>Rekonstruktion der kinematischen Variablen</b>	<b>44</b>
5.1	Genauigkeit der Messungen mit dem BEMC . . . . .	44
5.2	Jacquet-Blondel-Analyse . . . . .	46
5.2.1	Grundlagen . . . . .	46
5.2.2	Ergebnisse . . . . .	47
<b>6</b>	<b>Triggerstudien nach Detektorsimulation</b>	<b>54</b>
6.1	Das Simulationsprogramm H1SIM . . . . .	54
6.2	Energiekalibration des BEMC in H1SIM . . . . .	55
6.3	Die Elemente des Triggers . . . . .	59
6.3.1	Kalorimeter . . . . .	59
6.3.2	Z-Vertex . . . . .	63
6.3.3	Kombination von MWPC und Kalorimeter . . . . .	63
6.3.4	Die TOF-Vetowände . . . . .	63
6.4	Datensätze . . . . .	64
6.5	Triggerraten . . . . .	64
6.5.1	Schwelle in $E_{BEMC}$ . . . . .	65

6.5.2	Kombination mehrerer Energieschwellen . . . . .	73
6.5.3	Spuren im Zentralbereich . . . . .	74
6.5.4	Sonstige Untersuchungen . . . . .	75
6.6	Fazit . . . . .	75
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>87</b>
<b>A</b>	<b>Herleitung der Formeln von Jacquet und Blondel</b>	<b>89</b>
<b>B</b>	<b>Arbeitsmethode für die Triggerstudien mit H1SIM</b>	<b>93</b>

Im Jahre 1990 soll der Speicherring HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage), der zur Zeit auf dem Gelände des DESY in Hamburg gebaut wird, in Betrieb gehen. In der Anlage sollen Protonen und Elektronen unter hohen Energien zur Kollision gebracht und die Reaktionsprodukte in zwei Großdetektoren, H1 und ZEUS, nachgewiesen werden.

Strukturfunktionen des Protons sind bisher ausschließlich an festen Targets in Elektron-, Myon- und Neutrinostrahlen gemessen worden. Der zugängliche kinematische Bereich wurde durch immer höhere Schwerpunktsenergien ständig erweitert. BCDMS hat die Strukturfunktion bei  $x \approx 0.1$  und  $10 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$  gemessen, SLAC deckte bei gleichem Wert von  $x$  den Bereich  $1 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 10 \text{ GeV}^2$  ab [1]. Im Bereich, in dem *beide* kinematischen Variablen  $x$  und  $Q^2$  klein sind, ist die Strukturfunktion des Protons noch weitgehend unbekannt. Bei der hohen bei HERA erreichten Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s} = 314 \text{ GeV}$  wird ein weiter zusätzlicher Bereich der Messung zugänglich sein. Es sollte möglich sein, Strukturfunktionen bis hinunter zu  $x < 10^{-4}$  und  $Q^2 < 10 \text{ GeV}^2$  zu messen. Die hier zu erwartenden Ergebnisse sollen Auskunft über die Natur der starken Wechselwirkung geben. Strukturfunktionen können durch inklusive Messungen bestimmt werden, d.h. im Falle neutraler Ströme durch Messung der Zählraten und damit des Wirkungsquerschnitts für das gestreute Elektron. Für kleine Werte von  $x$  und  $Q^2$  wird dies i.a. im rückwärtigen Kalorimeter BEMC nachgewiesen. Sowohl im Trigger als auch in der Ereignisanalyse wird also dort ein Signal verlangt werden. Ereignisse mit einer solchen Signatur sind Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

Zusätzlich zu den eP-Wechselwirkungen produzieren sowohl der Elektron- als auch der Protonstrahl Untergrundereignisse, von denen in dieser Arbeit nur letztere behandelt werden. Aufgrund der räumlichen Ausdehnung des Strahlrohrs und der Unmöglichkeit, ein perfektes Vakuum im Strahlrohr zu erzeugen, entstehen beim Durchflug der Protonen durch den Detektorbereich Untergrundereignisse, deren Produkte die Detektoren erreichen können. Da die Reaktion des Protons mit dem Restgas des Strahlrohrs auf der starken Wechselwirkung beruht, ergeben sich hierdurch wesentlich höhere Zählraten als die der elektroschwachen Elektron-Proton-Wechselwirkung. Diese Untergrundereignisse sind möglichst zugunsten der physikalisch relevanten Reaktionen, d.h. inelastischer Elektron-Proton-Streuung im Bereich kleiner Werte von  $x$  und  $Q^2$ , zu unterdrücken, wobei ein möglichst großer Bestandteil der letzteren erhalten bleibt. Der hierfür benötigte Trigger muß die Informationen des Detektors verwerten und somit zu einer Entscheidung über den Wert der dort gespeicherten Information gelangen.

Die zu erwartenden Untergrundereignisse treten aufgrund ihrer Entstehung durch das Proton aus dessen Richtung zumeist unter kleinem Winkel in den Detektor ein. Ihre Energiedeposition im rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeter BEMC ist i.a. gering, weshalb sich eine Abfrage auf dessen Energie gut für die Unterdrückung des Untergrunds eignet. Auch andere Triggerelemente im rückwärtigen oder zentralen Bereich des H1-Detektors lassen sich sinnvoll zur Unterscheidung von eP- und Untergrundereignissen einsetzen.

Um zu untersuchen, welche Unterdrückung des Untergrundes bei möglichst weitgehender Erhaltung der physikalisch interessanten Ereignisse zu erreichen

ist, müssen die Strukturen der verschiedenen Ereignistypen miteinander verglichen werden, um sinnvolle Triggerbedingungen zu erhalten. In Kap. 1 wird der H1-Detektor (insbesondere das BEMC) beschrieben, auf den sich die Triggerstudien beziehen. Kap. 2 beschreibt die Art der Wechselwirkung, die physikalisch interessante Ergebnisse zeigen soll (tiefinelastische  $eP$ -Streuung) und die deshalb den Trigger möglichst unbeschadet durchlaufen muß, sowie die Entstehung der Untergrundereignisse. Kap. 3 beschäftigt sich mit der genaueren Struktur der  $eP$ -Ereignisse auf der Ebene der Vierervektoren und soll ein Anhaltspunkt für spätere detaillierte Triggerstudien sein. Hierfür werden Ereignisse mit dem Monte-Carlo-Programm LEPTO erzeugt. In Kap. 4 werden die absoluten Zählraten im BEMC bei diesen Ereignissen dargestellt. Kap. 5 zeigt die Genauigkeit der Rekonstruktion der kinematischen Variablen mittels zweier verschiedener Verfahren. Kap. 6 enthält Triggerstudien nach einer Simulation des Detektors mit H1SIM. Für das Simulationsprogramm werden Energiekalibrationsfaktoren für das BEMC berechnet. Danach wird für Ereignisse, die mit LEPTO erzeugt wurden, mit H1SIM das Ansprechen des Detektors simuliert. Die Ergebnisse verschiedener Triggerbedingungen für Untergrund und tiefinelastische  $eP$ -Wechselwirkung werden dargestellt. Kap. 7 enthält eine Zusammenfassung der wichtigsten Resultate.

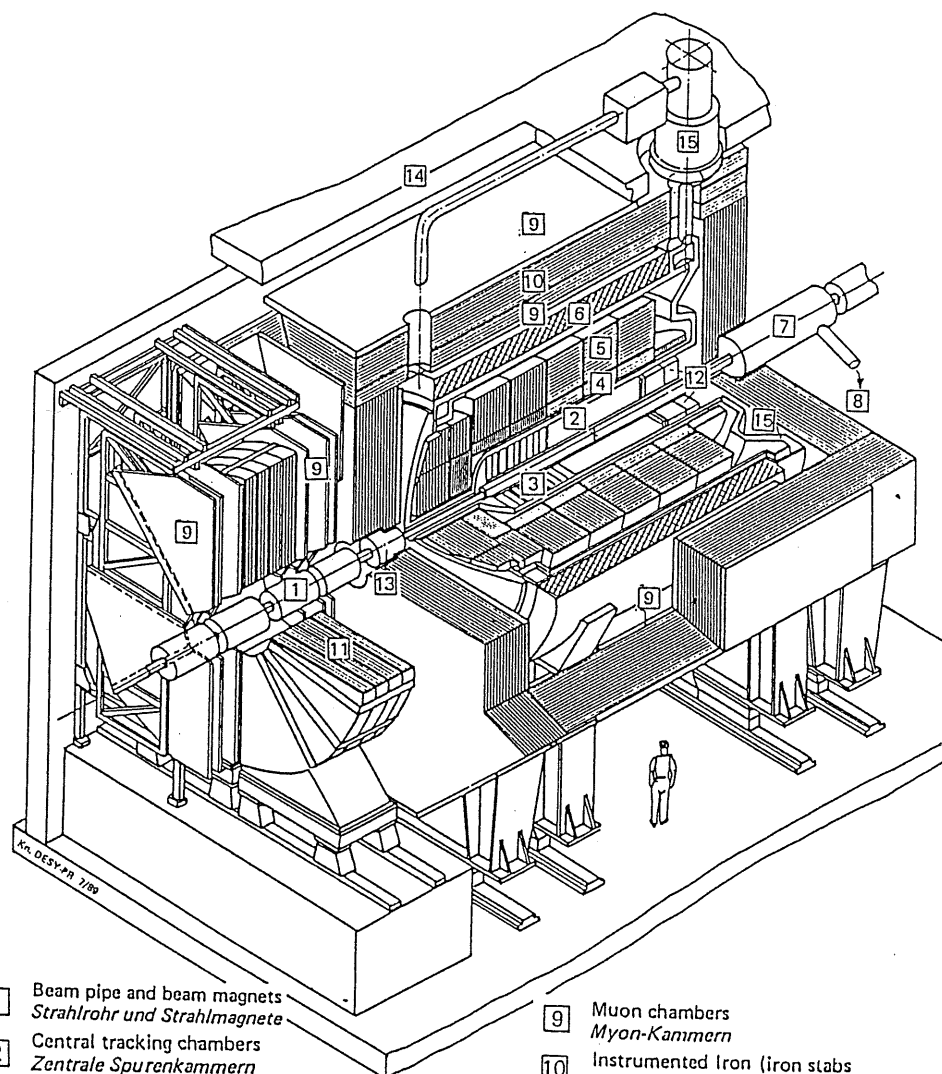
# Kapitel 1

## Der H1-Detektor

Die geometrische Struktur des H1-Detektors ist auf Abb. 1.1 im perspektivischen Aufriß und in Abb. 1.2 im Längsschnitt dargestellt. Der Detektor besteht aus folgenden Teilen:

- (1) Strahlrohr und Strahlmagnete
- (2) Zentrale Spurenkammern
- (3) Vorwärtsspurkammern
- (4) Elektromagnetisches Kalorimeter
- (5) Hadronisches Kalorimeter
- (6) Supraleitende Spule
- (7) Kompensationsmagnet
- (8) Helium-Kälteanlage
- (9) Myonkammern
- (10) Instrumentiertes Eisen
- (11) Myon-Toroid-Magnet
- (12) Rückwärtiges elektromagnetisches Kalorimeter (BEMC)
- (13) Plug-Kalorimeter
- (14) Betonabschirmung
- (15) Flüssigargon-Kryostat

Nicht dargestellt ist die rückwärtige Vieldrahtproportionalkammer (BMWP), die zwischen BEMC und den zentralen Spurkammern liegt, sowie das für die Untergrundunterdrückung wichtige Szintillatorplattensystem TOF, das vom BEMC aus auf der Eintrittsseite des Protonstrahls liegt. Das Proton tritt auf den Zeichnungen von rechts in den Detektor ein, das



- |   |  |    |   |
|---|--|----|---|
| 1 | Beam pipe and beam magnets<br><i>Strahlrohr und Strahlmagnete</i>  | 9  | Muon chambers<br><i>Myon-Kammern</i>  |
| 2 | Central tracking chambers<br><i>Zentrale Spurenkammern</i>   | 10 | Instrumented Iron (iron slabs<br>+ streamer tube detectors)<br><i>Instrumentiertes Eisen (Eisenplatten +<br/>Streamerröhren-Detektoren)</i> |
| 3 | Forward tracking chambers and Transition radiators<br><i>Vorwärtspurkammern und Übergangsstrahlungsmodul</i> | 11 | Muon toroid magnet<br><i>Myon-Toroid-Magnet</i>   |
| 4 | Electromagnetic Calorimeter (lead)<br><i>Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei)</i>                          | 12 | Warm electromagnetic calorimeter<br><i>warmes elektromagnetisches Kalorimeter</i>   |
| 5 | Hadronic Calorimeter (stainless steel)<br><i>Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl)</i>                        | 13 | Plug calorimeter (Cu, Si)<br><i>Vorwärts-Kalorimeter</i>  |
| 6 | Superconducting coil (1.2 T)<br><i>Supraleitende Spule (1,2 T)</i>   | 14 | Concrete shielding<br><i>Betonabschirmung</i>   |
| 7 | Compensating magnet<br><i>Kompensationsmagnet</i>  | 15 | Liquid Argon cryostat<br><i>Flüssig Argon Kryostat</i>  |
| 8 | Helium cryogenics<br><i>Helium Kälteanlage</i>   |    |   |

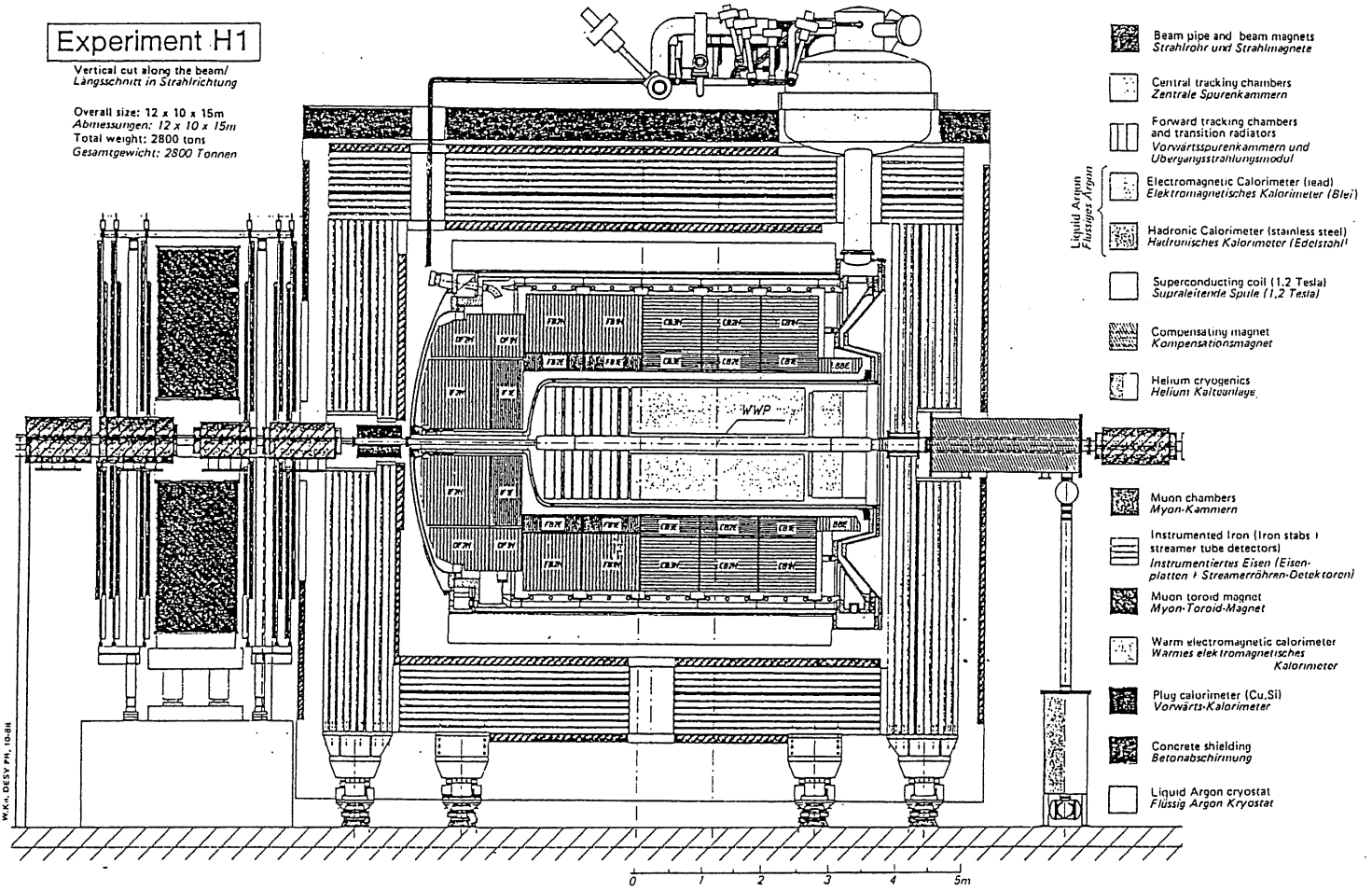
Abb. 1.1: Perspektivische Ansicht des H1-Detektors (nach [20])



# Experiment H1

Vertical cut along the beam/  
Längsschnitt in Strahlrichtung

Overall size: 12 x 10 x 15m  
Abmessungen: 12 x 10 x 15m  
Total weight: 2800 tons  
Gesamtgewicht: 2800 Tonnen



- Beam pipe and beam magnets  
Strahlrohr und Strahlmagnete
- Central tracking chambers  
Zentrale Spurenkammern
- Forward tracking chambers and transition radiators  
Vorwärtsspurenkammern und Übergangstrahlungsmodul
- Electromagnetic Calorimeter (lead)  
Elektronenmagnetisches Kalorimeter (Blei)
- Hadronic Calorimeter (stainless steel)  
Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl)
- Superconducting coil (1.2 Tesla)  
Supraleitende Spule (1,2 Tesla)
- Compensating magnet  
Kompensationsmagnet
- Helium cryogenics  
Helium Kälteanlage
- Muon chambers  
Myon-Kammern
- Instrumented Iron (Iron stabs + streamer tube detectors)  
Instrumentiertes Eisen (Eisenplatten + Streamerröhren-Detektoren)
- Muon toroid magnet  
Myon-Toroid-Magnet
- Warm electromagnetic calorimeter  
Warmes elektronenmagnetisches Kalorimeter
- Plug calorimeter (Cu, Si)  
Vorwärts-Kalorimeter
- Concrete shielding  
Betonabschirmung
- Liquid Argon cryostat  
Flüssig Argon Kryostat

Abb. 1.2: Längsschnitt durch den H1-Detektor

Elektron von links. In Abb. 1.2 ist der Punkt der Wechselwirkung eingezeichnet. Aufgrund der deutlich höheren Energie der Protonen ( $820 \text{ GeV}$  gegenüber  $30 \text{ GeV}$  der Elektronen) erhalten viele Reaktionsprodukte einen Impuls in Protonrichtung. Deshalb wird die Flugrichtung des Protons als Vorwärtsrichtung bezeichnet und die Orte und Impulse in dieser Richtung positiv gemessen. Die aus dem Energieunterschied folgende Vorwärtsorientierung der Reaktionsprodukte erklärt die starke Asymmetrie in der Konstruktion der Kalorimeter. In Kap. 5 wird sich allerdings zeigen, daß für die Messung der kinematischen Variablen im Bereich kleiner Werte von  $x$  und  $Q^2$  eine größere Symmetrie des Detektors von Vorteil gewesen wäre. Die dort auftretenden Schwierigkeiten ergeben sich aus dem Fehlen eines hadronischen Kalorimeters in Rückwärtsrichtung. Die Bedeutung der verschiedenen Komponenten des H1-Detektors soll in diesem Kapitel kurz skizziert werden. Die Subdetektoren können in drei Kategorien zusammengefasst werden:

- (1) Kalorimeter
- (2) Spurkammern
- (3) Zeitmessung

## 1.1 Kalorimeter

Kalorimeter, d.h. Detektoren für die Energiemessung der einfliegenden Teilchen, werden für große Impulse der Teilchen benutzt. Die Länge, in der ein bestimmter großer Teil der gesamten Energie deponiert wird, nimmt dabei nur mit dem Logarithmus der Teilchenenergie zu. Der größte Teil des Detektors wird durch das Flüssig-Argon-Kalorimeter abgedeckt. Es umfaßt einen Winkelbereich von etwa  $4^\circ < \vartheta < 152^\circ$  und ist unterteilt in einen inneren elektromagnetischen und einen äußeren hadronischen Teil. Stahl bzw. Blei dienen als Absorber und die Auslese erfolgt durch flüssiges Argon.

Im Rückwärtsbereich befindet sich das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter BEMC, auf das im Rahmen dieser Arbeit genauer eingegangen wird. Der abgedeckte Winkel beträgt etwa  $150^\circ$  bis  $176^\circ$ .

In extremer Vorwärtsrichtung ( $1.5^\circ < \vartheta < 4^\circ$ ) erfolgt die Messung mithilfe des PLUG-Kalorimeters. Es besteht aus Kupferscheiben und Siliziumkristallen. Als Detektor für nicht in den anderen Komponenten deponierte Energie dient das instrumentierte Eisen ("tail catcher"), das den gesamten Detektor umgibt. Es mißt auch einen Teil der in Rückwärtsrichtung fliegenden Hadronen hinter dem BEMC.

### 1.1.1 Das Rückwärtskalorimeter BEMC

Das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter BEMC (Backward ElectroMagnetic Calorimeter) des H1-Detektors dient dazu, die Energie und den Winkel des auslaufenden Elektrons einer Reaktion, die durch neutrale Ströme vermittelt wird, zu bestimmen. Die Messung der Energie beruht – wie bei allen Kalorimetern im H1-Detektor – auf dem Sampling-Prinzip, bei dem abwechselnd Lagen

des absorbierenden Materials, hier Blei, und eines aktiven Materials, hier Szintillatoren, angeordnet sind. Ein im Mittel konstanter Anteil der Schauerenergie wird in den Szintillator-Schichten deponiert und über Wellenlängenschieber an den Seiten der einzelnen Module in Photodioden ausgelesen. Das BEMC besteht aus 88 Modulen (stacks) (Abb. 1.3), von denen 56 einen quadratischen Querschnitt von  $16 \times 16 \text{ cm}^2$  haben. Um dem gesamten Kalorimeter einen kreisförmigen Querschnitt zu geben, befinden sich am äußeren und inneren Rand verschiedene Module mit dreieck- und trapezförmigem Querschnitt. Alle Module sind aus 50 Lagen Szintillator von 4 mm Dicke und 49 Lagen Blei der Dicke 2.5 mm aufgebaut. Eine teilweise geschwärzte Papierschicht zwischen den Blei- und Szintillatorplatten sorgt für eine Homogenisierung des Lichtsignals in Querrichtung des stacks. Insgesamt ergeben sich 22 Strahlungslängen  $X_0$  für einen geraden Einschub. Das Schauermaximum, d.h. die Tiefe der maximalen Energiedeposition, liegt für Elektronen von 5 GeV bei  $5 - 6 X_0$ , für solche der Energie 30 GeV bei etwa  $6 - 7 X_0$ . Die Module sind insgesamt 40 cm lang.

Die Lichtsignale werden über Wellenlängenschieber (WLS) ausgelesen, in denen das blaue Szintillationslicht, das durch den Schauer entsteht, in grünes Licht umgewandelt wird. Dieses wird entlang der WLS zu den Photodioden am Ende geleitet. Dort wird das Licht in elektrische Impulse umgesetzt, die in noch am Modul befindlichen Vorverstärkern verstärkt und später nach Impulsformung (shaping) digitalisiert werden.

Die quadratischen Module sind mit zusätzlichen Wellenlängenschiebern ausgerüstet, die nur 15 Lagen Szintillator am Ende des Moduls auslesen. Das Verhältnis zwischen den Signalen der Haupt- und Zusatzwellenlängenschieber ist für Elektron- und Pionschauer unterschiedlich und dadurch bei deren Unterscheidung hilfreich. Die Lage der langen WLS ist in Abb. 1.3 durch Striche parallel zu den Kanten der stacks markiert. In Abb. 1.4 ist ein quadratisches Modul in zwei zueinander senkrechten Längsansichten gezeigt. Die WLS bedecken jeweils senkrecht zur Blickrichtung den gesamten stack. Die langen WLS sind in der Mitte geteilt und ermöglichen hiermit eine bessere Ortsbestimmung. Zwischen Szintillator- bzw. Bleiplatten und Wellenlängenschiebern wird ein konstanter Abstand mittels mehrerer 0.3 mm dicker Nylon-Fäden gewährleistet. Dies vermindert Rückreflexionen in den Szintillator. Auf der Stackaußenseite sind die Wellenlängenschieber durch weißes, teilweise geschwärztes Papier abgeschlossen, was der Erhöhung der Lichtausbeute und der Homogenisierung des Signals in Längsrichtung des stacks dient. Die äußere Hülle des Moduls bildet ein 0.2 mm dickes Stahlblech. Sämtliche stacks werden in eine Aluminiumtonne zwischen einer Frontplatte und rückwärtigen Trägern eingehängt. Der Abstand der Frontplatte vom Wechselwirkungspunkt beträgt 144 cm.

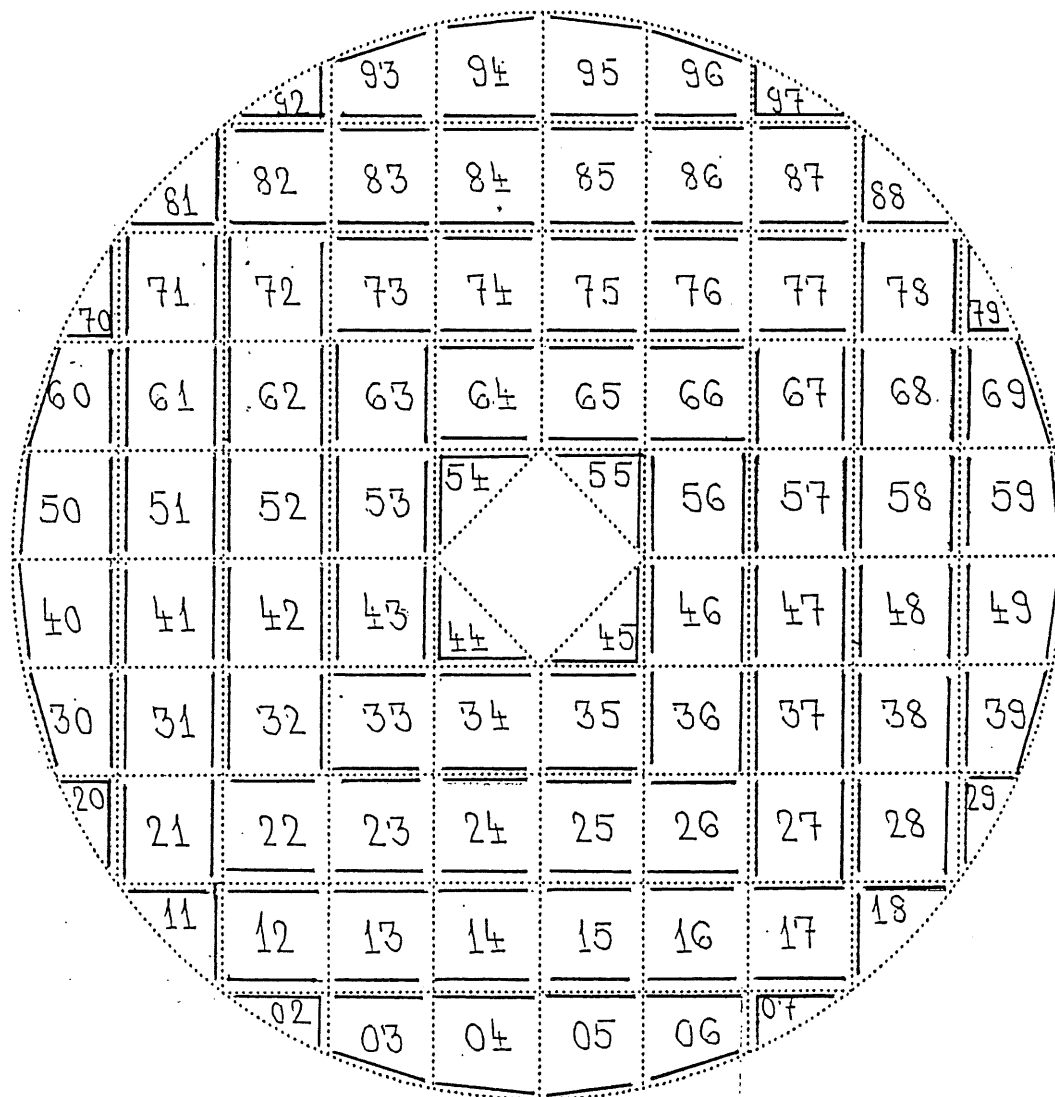


Abb. 1.3: Aufsicht auf das BEMC, die Position der langen Wellenlängenschieber ist markiert

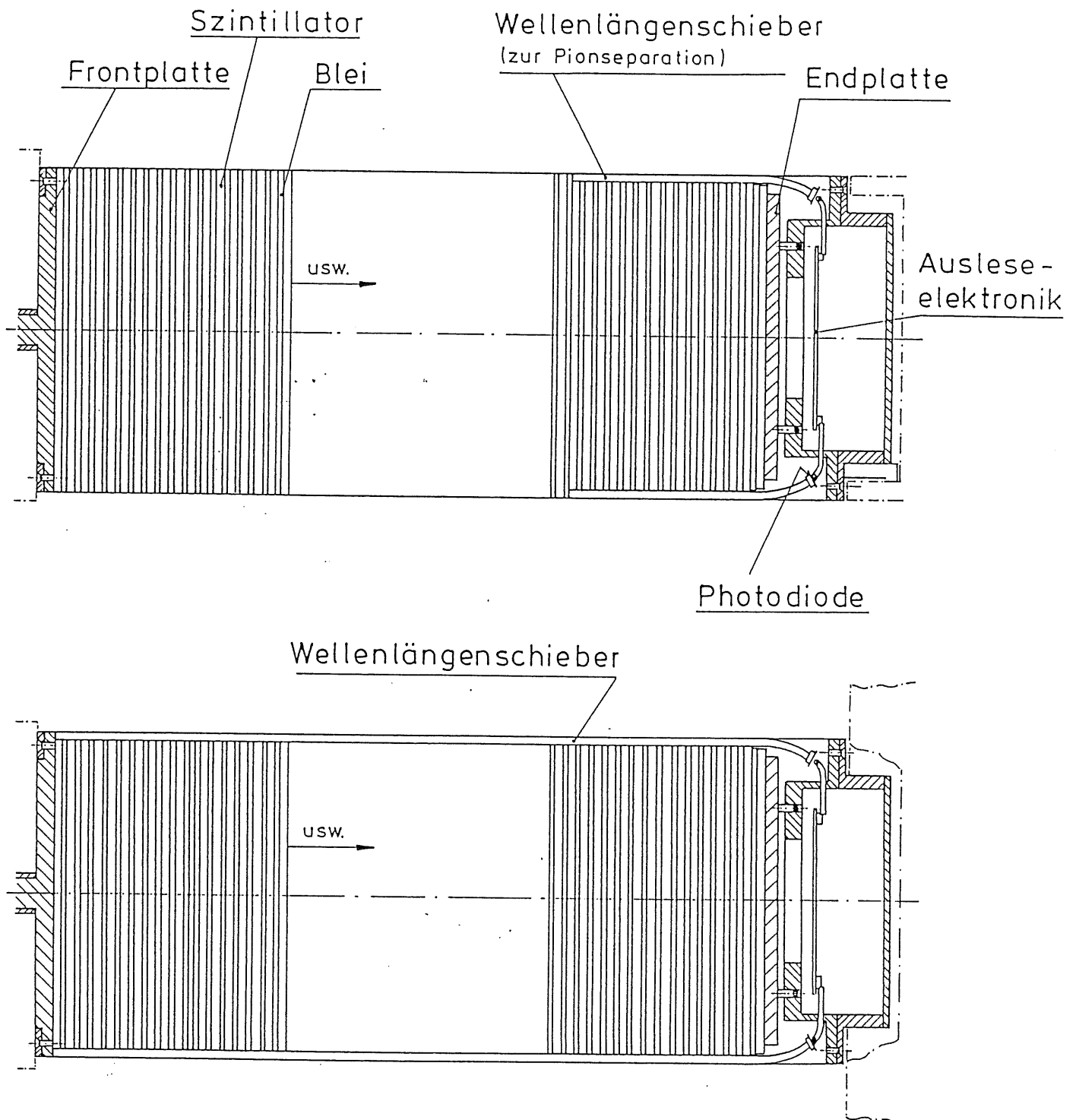


Abb. 1.4: Längsschnitt durch ein quadratisches BEMC-Modul

Wenn die Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton am Punkt  $z=0$  stattfindet, so ergeben sich Grenzen für den Winkel, unter dem ein vom Wechselwirkungspunkt kommendes Elektron vom BEMC noch gemessen werden kann. Die Winkel betragen (jeweils für den äußersten Rand des Detektors)  $3.3^\circ$  und  $29.4^\circ$ , gemessen in Rückwärtsrichtung.

Das BEMC läßt sich in drei Winkelbereiche einteilen, die in Abb. 1.5 dargestellt sind:

- a Eintritt des Elektrons in das BEMC durch das Strahlrohr, d.h. innerer Randbezirk  
 $3.3^\circ < \vartheta < 4.4^\circ$
- b Bereich, in dem das Elektron die gesamte Länge des Detektors durchläuft und i.a. der gesamte Schauer im BEMC deponiert wird  
 $4.4^\circ < \vartheta < 23.2^\circ$
- c äußerer Randbezirk  
 $23.2^\circ < \vartheta < 29.4^\circ$

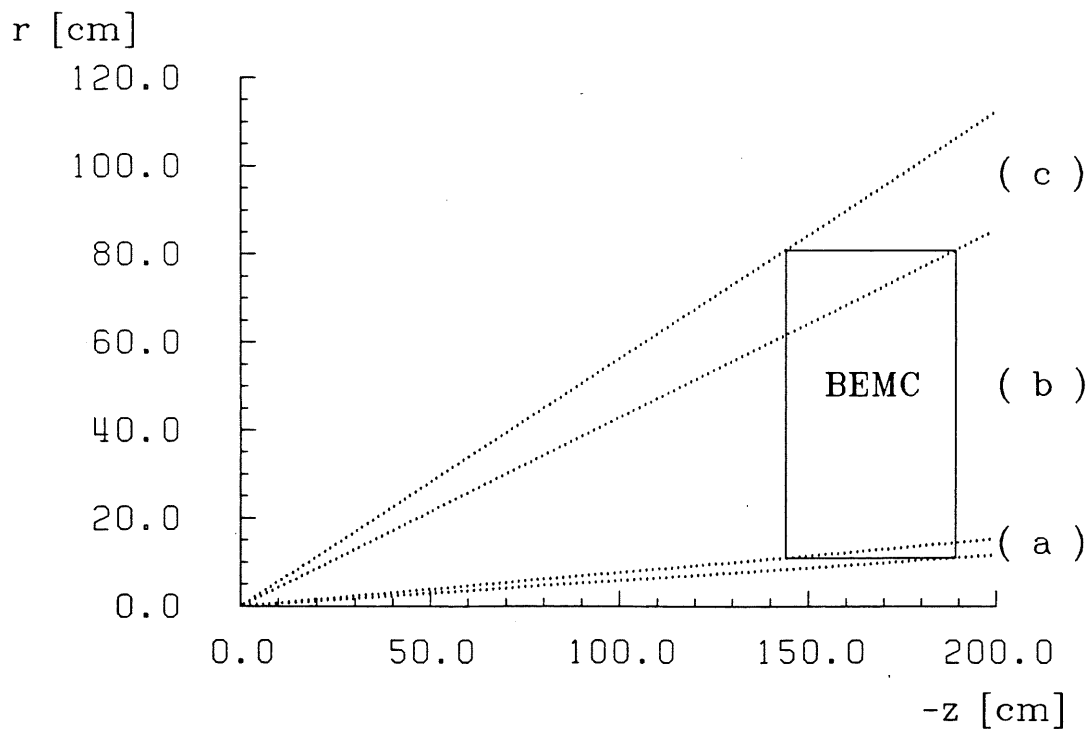


Abb. 1.5: Nach Strahlungslängen unterschiedene Bereiche des BEMC

## 1.2 Spurrkammern

Der Innenbereich des H1-Detektors ist in Abb. 1.6 dargestellt. Ein System von Spurrkammern dient der Vermessung der geladenen Spuren. Die zylindrisch zur Strahlachse angeordneten zentralen Jetkammern dienen der Messung der Koordinaten  $r$  und  $\phi$  der Teilchenspuren, können aber  $z$  nur sehr ungenau bestimmen, weshalb zusätzlich innere und äußere Z-Kammern benötigt werden. Diese befinden sich, wie auch die zentralen Proportionalkammern, auf der Innen- bzw. Außenseite der zentralen Jetkammern. In Vorwärtsrichtung befinden sich Driftkammern, deren Auslesedrähte teilweise parallel (planar), teilweise radial angeordnet sind, sowie weitere Proportionalkammern. In Rückwärtsrichtung befindet sich die rückwärtige Proportionalkammer.

Unter Verwendung der Driftkammern wird aus der Krümmung der Teilchenspuren im Magnetfeld von  $1.2 \text{ Tesla}$  der Impuls der Teilchen bestimmt. Die Proportionalkammern lassen eine deutlich schnellere, wenn auch ungenauere, Messung der Spuren zu. In für den Trigger hinreichend kurzer Zeit bestimmen sie den Vertex, d.h. den Ort der Wechselwirkung und stellen zusammen mit bestimmten Kalorimeterkomponenten eine Verbindung zwischen deponierter Energie und Spur fest.

## 1.3 Zeitmessung

Das TOF-System (Time Of Flight), das in Protonrichtung vor dem BEMC liegt, soll als Negativ-Trigger funktionieren, indem Untergrundereignisse mit einer dort zu einer falschen Zeit erfolgten Energiedeposition verworfen werden. Das System besteht aus zwei Szintillatorwänden, zwischen denen eine Koinzidenz der Signale gefordert wird. Die Auslese erfolgt mittels Sekundärelektronenvervielfältigern (photomultiplier), die mit planarer Dynodenanordnung auch bei einem Magnetfeld von  $1.2 \text{ Tesla}$  genügend große Verstärkung liefern.

## 1.4 Der Trigger

Im HERA-Speicherring laufen in entgegengesetzter Richtung Pakete von Elektronen und Protonen, die einander alle  $96 \text{ ns}$  begegnen. Die im Detektor registrierten Signale stammen aus der Elektron-Proton-Kollision oder einer Untergrundreaktion. Aufgrund der Zählrate im Detektor, die weit über der Auslesekapazität der Elektronik liegt, muß eine Auswahl vorgenommen werden. Es handelt sich primär um ein zeitliches Problem:

Die Zeit, die zum Auslesen und Speichern der Information der verschiedenen Subdetektoren benötigt wird, ist groß im Vergleich zum Zeitintervall, das zwischen der Kollision zweier Teilchenpakete liegt. Deshalb ist eine schnelle Entscheidung notwendig, die nicht alle Informationen des gesamten Detektors nutzt, sondern bestimmte schnell verfügbare Werte verwendet, die mit einer einfachen Abfrage zu einer ja/nein Entscheidung führen. Dabei sollen natürlich die physikalisch interessanten Ereignisse bevorzugt ausgewählt werden, wohingegen der Untergrund möglichst weitgehend unterdrückt werden muß. Untergrundereig-

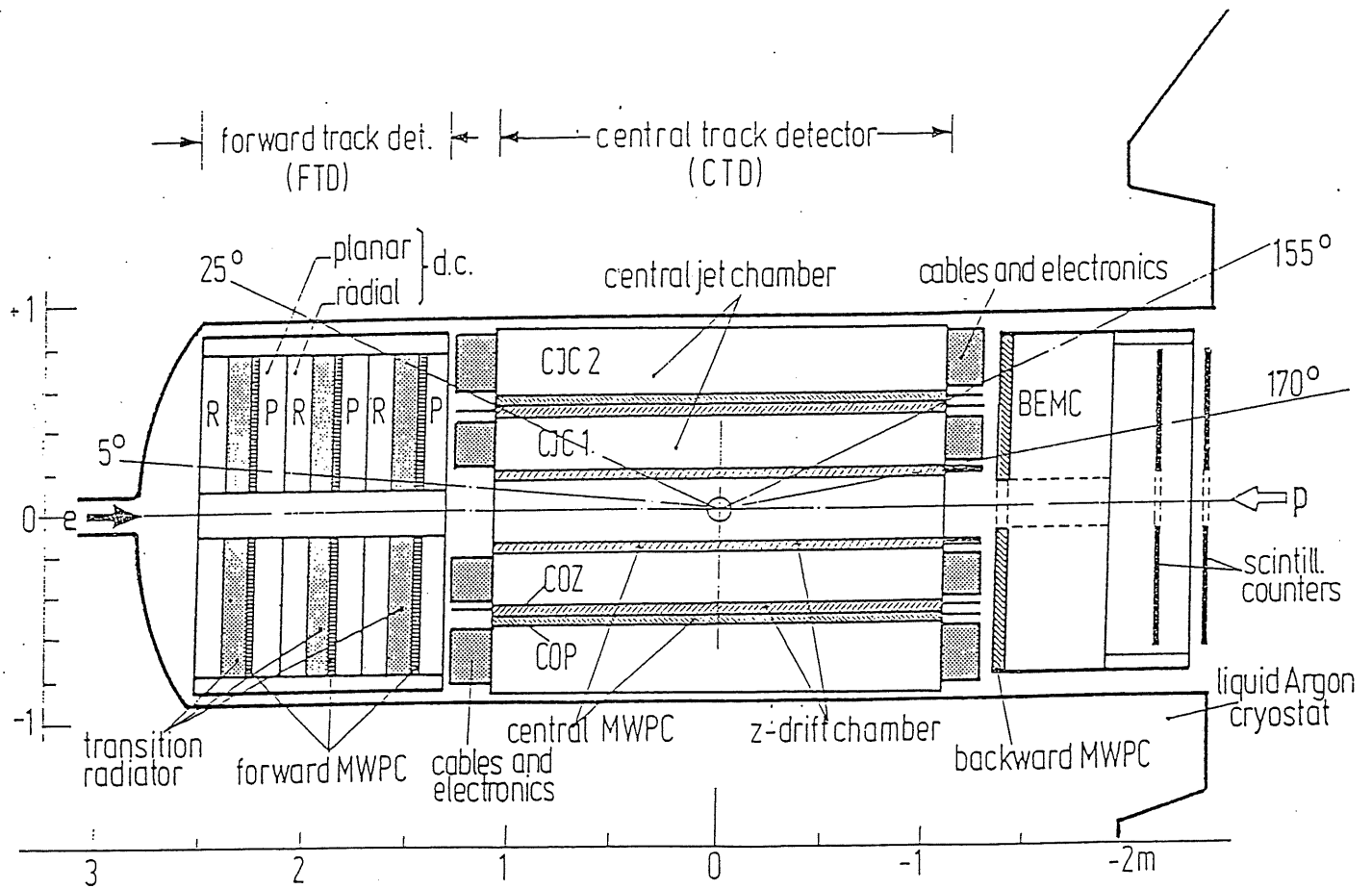


Abb. 1.6: Innerer Bereich des H1-Detektors (nach [19])



nisse sollen zum frühestmöglichen Zeitpunkt verworfen werden. Es ist also notwendig, bestimmte Bedingungen festzulegen, unter denen ein Ereignis als "physikalisch" anzusehen und der weiteren Auswertung zuzuführen ist. Die Elektronik muß zur Zeit *jeder* Strahlkollision aufnahmebereit sein, da ein physikalisch interessantes Ereignis auftreten kann. Die erste Triggerstufe darf deshalb keine Totzeit besitzen.

Aber auch die Logik der ersten Triggerstufe ist nicht so schnell, daß sie eine Entscheidung innerhalb des Zeitintervalls zwischen zwei Strahlkreuzungen fällen kann. Vielmehr durchlaufen die elektronischen Signale eine "pipeline", deren Länge für die erste Stufe des Kalorimetertriggers etwa  $2.0 \mu s$  beträgt. Nach dieser Zeitspanne muß die Triggerentscheidung über das vorliegende Ereignis getroffen sein.

Die erste Triggerstufe wird aus den genannten Zeitgründen durch eine fest installierte Logik repräsentiert und kann daher nur eine grobe erste Entscheidung über die Ereignisse liefern. Diese wird vorraussichtlich aus Energieabfragen bezüglich mehrerer, in verschiedenen Teildetektoren zu bildenden Energiesummen und einigen weiteren speziellen Eigenschaften (Existenz eines Vertex, Zeitrichtigkeit (kein Veto vom TOF), Anzahl und Struktur der Spuren etc.) bestehen.

Ereignisse, die diesen Trigger unbeschadet durchlaufen haben, werden dann drei weiteren Triggerstufen zugeführt, in denen aufgrund der durch die erste Entscheidung erfolgten Zählratenreduktion jetzt mehr Zeit zur Verfügung steht und die deshalb kompliziertere Algorithmen zur Entscheidung heranziehen können.

# Kapitel 2

## eP- und Untergrundereignisse

### 2.1 eP-Wechselwirkungen

Da das Elektron nicht der starken Wechselwirkung unterliegt, erfolgt die eP-Wechselwirkung elektroschwach, d.h. durch Austausch der Eichbosonen  $\gamma$  und  $Z^0$  (neutrale Ströme, NC) sowie  $W^+$  und  $W^-$  (geladene Ströme, CC), siehe Abb. 2.1. In der vorliegenden Arbeit wird die über neutrale Ströme erfolgende tiefinelastische Streuung betrachtet. Dabei wird im Gegensatz zur elastischen Streuung ein Teil der Schwerpunktsenergie für die Erzeugung neuer Teilchen verwandt.

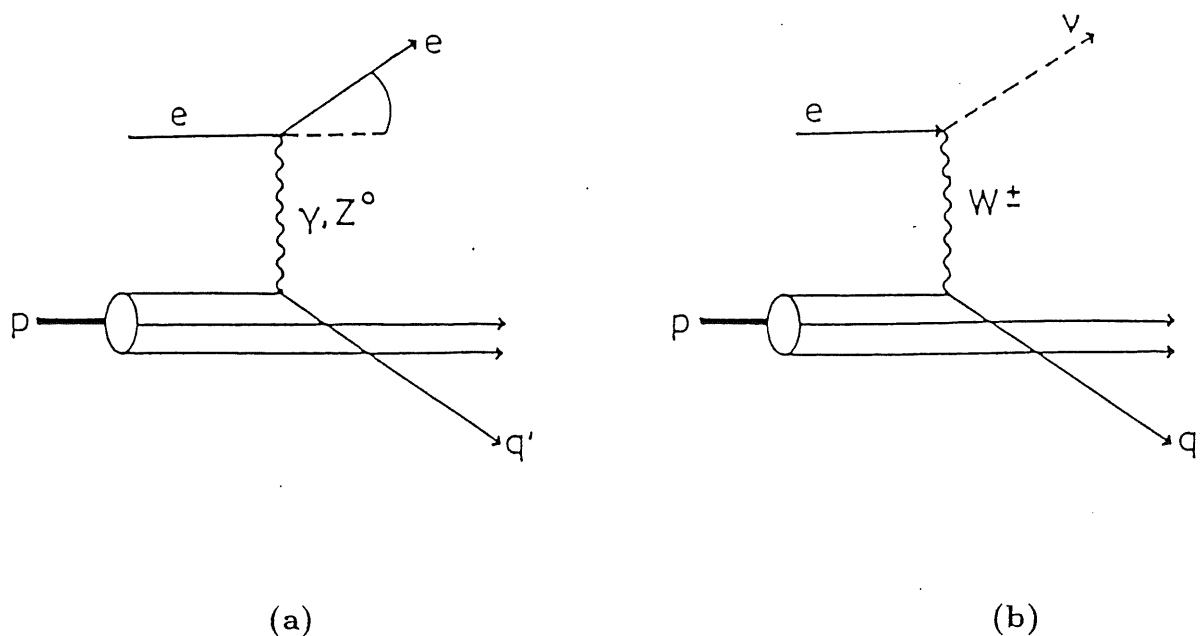


Abb. 2.1: Feynman-Diagramme für NC- und CC-Wechselwirkungen, nach [4]

Eine Deutung des Streuprozesses wird durch das Quark-Parton-Modell gegeben, in der das Proton als Strom parallel fliegender Partonen betrachtet wird. Die Streuung des Leptons erfolgt elastisch an einem dieser Partonen. Die Wech-

selwirkung zwischen den Quarks wird im Rahmen der QCD durch den Austausch von Gluonen erklärt.

Da die Quarks nicht frei existieren (confinement), werden als Produkte der Reaktion Bündel von Hadronen (Jets) beobachtet. Dies erklärt man folgendermaßen:

Die Energie der Wechselwirkung zwischen den Quarks nimmt mit deren Abstand stark zu und reicht bei zunehmendem Abstand aus, um neue Quark–Antiquark–Paare zu erzeugen. Diese wiederum können mit den restlichen Quarks zu Hadronen koppeln, die dann im Detektor beobachtet werden können. Dieser Prozeß läßt sich z.B. mit dem Lund–String–Fragmentationsmodell [2] beschreiben.

Bei den in Abb. 2.1 dargestellten NC–Ereignissen entstehen zwei Jets: Der Spectator Jet und der Current Jet. Während ersterer dadurch entsteht, daß die zwei Partonen, die an der Reaktion nicht teilnehmen (spectators), ein Bündel von Teilchen in Vorwärtsrichtung erzeugen, erhält der durch das angestoßene Quark entstehende Current Jet durch den Impulsübertrag einen Streuwinkel. Letzterer sollte also im Gegensatz zum Spectator Jet im Detektor nachzuweisen sein.

Die Tatsache, daß Quarks zusätzlich Gluonen abstrahlen können, verändert die Form der Ereignisse und muß in der Analyse berücksichtigt werden. Die QCD–Korrekturen niedrigster Ordnung sind:

- Gluon–Bremsstrahlung : Das Auftreten dieses Prozesses (Abb. 2.2(a)) führt zu einer  $Q^2$ –Abhängigkeit in den Strukturfunktionen (scaling violation). Außerdem kann im Endzustand neben dem Current Jet ein weiterer Jet (Gluon Jet) auftreten.
- Boson–Gluon–Fusion : Durch diesen Prozeß wird ein Quark–Antiquark–Paar erzeugt (Abb. 2.2(b)). Dies ist der dominante Prozeß für die Erzeugung schwerer Quarks (Charm, Bottom, Top). Das erzeugte Paar fragmentiert ebenfalls und führt zu einem weiteren Jet.

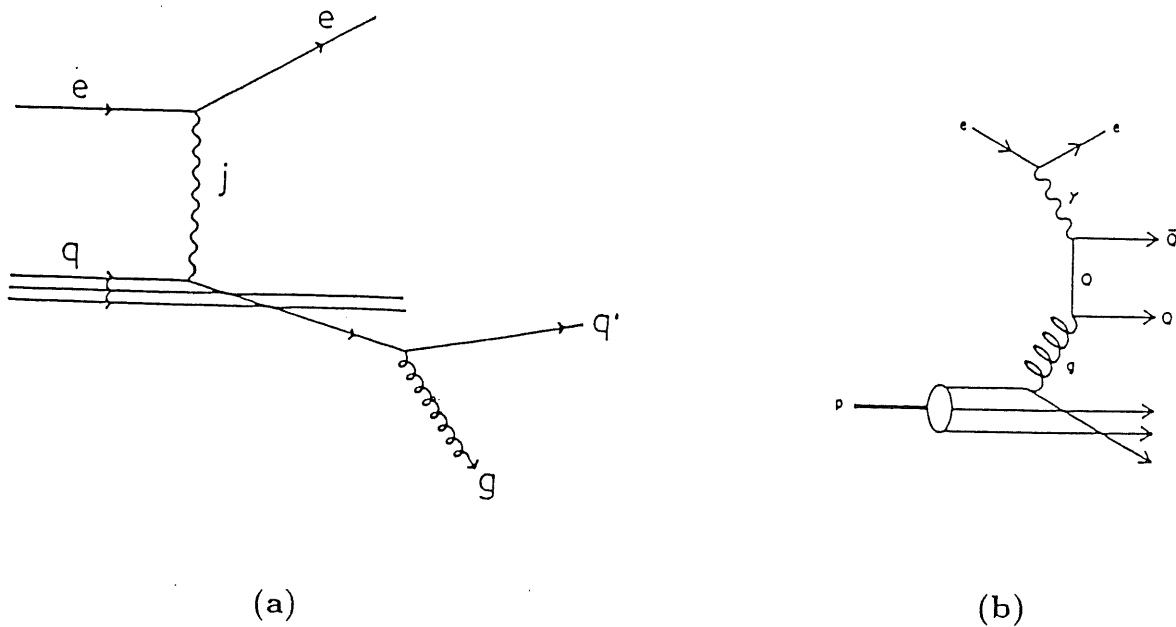


Abb. 2.2: Feynman-Diagramme für NC-Wechselwirkungen, niedrigste Ordnung der Störungstheorie, nach [4]

## 2.2 Kinematik

Für die physikalischen Aussagen über das Ereignis sind die kinematischen Variablen  $x$ ,  $y$  und  $Q^2$  interessant. Es gelten folgende Definitionen:

$$\begin{aligned}
 q &= k - k_{aus} \\
 Q^2 &= -q^2 \\
 \nu &= \frac{qP}{M_p} \\
 x &= \frac{Q^2}{2M_p\nu} \\
 y &= \frac{\nu}{\nu_{max}} = \frac{qP}{kP} \\
 s &= (k + P)^2
 \end{aligned}$$

Die verwandten Symbole haben dabei folgende Bedeutung:

- $k$  Viererimpuls des einlaufenden Elektrons
- $k_{aus}$  Viererimpuls des auslaufenden Elektrons
- $P$  Viererimpuls des einlaufenden Protons
- $M_p$  Masse des Protons

Diese Variablen hängen mit den im BEMC meßbaren Größen  $E_{aus}$ , der Energie des auslaufenden Leptons sowie  $\vartheta$ , dem Winkel, unter dem das Elektron den Wechselwirkungspunkt verläßt, zusammen. Unter Vernachlässigung der Teilchenmassen gegenüber den Energien gilt (zitiert nach [3], zur Herleitung siehe Anhang A):

$$Q^2 = 4E_e E_{aus} \sin^2 \vartheta / 2 \quad (2.1)$$

$$x = \frac{E_{aus} \sin^2 \vartheta / 2}{E_p (1 - E_{aus} / E_e \cos^2 \vartheta / 2)} \quad (2.2)$$

$$y = 1 - E_{aus} / E_e \cos^2 \vartheta / 2 \quad (2.3)$$

mit

- $E_p$  Energie des Protons
- $E_e$  Energie des einlaufenden Elektrons
- $E_{aus}$  Energie des auslaufenden Elektrons

Aus diesen Gleichungen läßt sich die Genauigkeit der Bestimmung der kinematischen Variablen in Abhängigkeit von der Genauigkeit der Messung der Energie  $E_{aus}$  bestimmen (siehe Kap. 5.1).

Aus Gl. 2.1 – 2.3 folgt:

$$E_{aus} = E_e - \frac{Q^2}{4E_p x} + \frac{Q^2}{4E_e} \quad (2.4)$$

$$\vartheta = 2 \arcsin \left( \sqrt{\frac{Q^2}{4E_e E_{aus}}} \right) \quad (2.5)$$

Abb. 2.3 – 2.4 zeigen die Abhängigkeit der Parameter  $x$  und  $Q^2$  von  $\vartheta$  und  $E_{aus}$  und umgekehrt. Es wurden die Linien konstanter Energien und Winkel in der Ebene, die durch  $\log(Q^2)$  und  $\log(x)$  aufgespannt wird (Abb. 2.3), dargestellt und ebenso die Linien konstanter  $x$  und  $Q^2$  in der  $\vartheta, E_{aus}$ -Ebene (Abb. 2.4). Die Wahl der Werte für den Winkelbereich ergibt sich aus der Akzeptanz des BEMC, siehe Abb. 1.5. Abb. 2.5 zeigt die Abhängigkeit der Variable  $y$  von  $x$  und  $Q^2$ . Zur Verdeutlichung sind Linien konstanter Elektronenergie eingetragen. Es fällt auf, daß für kleine Werte von  $x$  und  $Q^2$  die Linien konstanter  $y$  und konstanter Energie parallel verlaufen.

## 2.3 Untergrundereignisse

Hier sollen die zwei wichtigsten (und deshalb in der vorliegenden Arbeit betrachteten) Klassen von Untergrundereignissen erwähnt werden, die beide durch das Proton verursacht werden:

- Strahl–Restgas–Ereignisse: Erzeugung von Sekundärteilchen durch starke Wechselwirkung des Protons mit den Restgasatomen ( $H_2$ ,  $CO_2$ ) im Strahlrohr ("beamgas events"), zur Theorie siehe [5]
- Strahlrohrwand–Ereignisse mit Sekundärteilchen, die durch Kollision des Protons mit der Strahlrohrwand ausgelöst werden ("beamwall events")

Im weiteren Verlauf der Diplomarbeit werden i.a. die Begriffe Beamwall- und Beamgas-Ereignisse verwandt, da sich diese Sprechweise eingebürgert hat. Die Beamgas-Ereignisse entstehen auf der langen geraden Strecke, die in Proton-Richtung vor dem H1-Detektor liegt. Im Strahlrohr wechselwirken Protonen mit den Restgasatomen und die Reaktionsprodukte bewegen sich in Richtung auf den Detektor. Die Zählrate, d.h. die Anzahl der pro Sekunde im Detektor registrierten Ereignisse, ist wesentlich größer als die der eP-Ereignisse, weil die Strahl–Restgas–Reaktionen auf der starken Wechselwirkung beruhen und außerdem eine deutlich größere Wechselwirkungszone zur Verfügung haben.

Die Beamwall-Ereignisse entstehen hauptsächlich am letzten Quadrupolmagneten vor dem Detektor. Die Sekundärteilchen erreichen den Detektor unter kleinem Winkel und schauern an den zwischen BEMC und Strahlrohr befindlichen Blenden gegen die Synchrotronstrahlung auf. Diese Ereignisse stellen dadurch, daß sie erst hinter der TOF-Vetowand in den Detektor eintreten, ein großes Problem dar.

Beide Ereignistypen weisen durch die Art ihrer Entstehung eine starke Vorwärtsorientierung auf. Besonders für die Strahl–Restgas–Ereignisse wird allgemein angenommen, daß die Fragmente nahezu die gleiche Geschwindigkeit wie das Proton aufweisen, daher gleichzeitig mit diesem den H1-Detektor erreichen und durch eine Zeitmessung verworfen werden können.

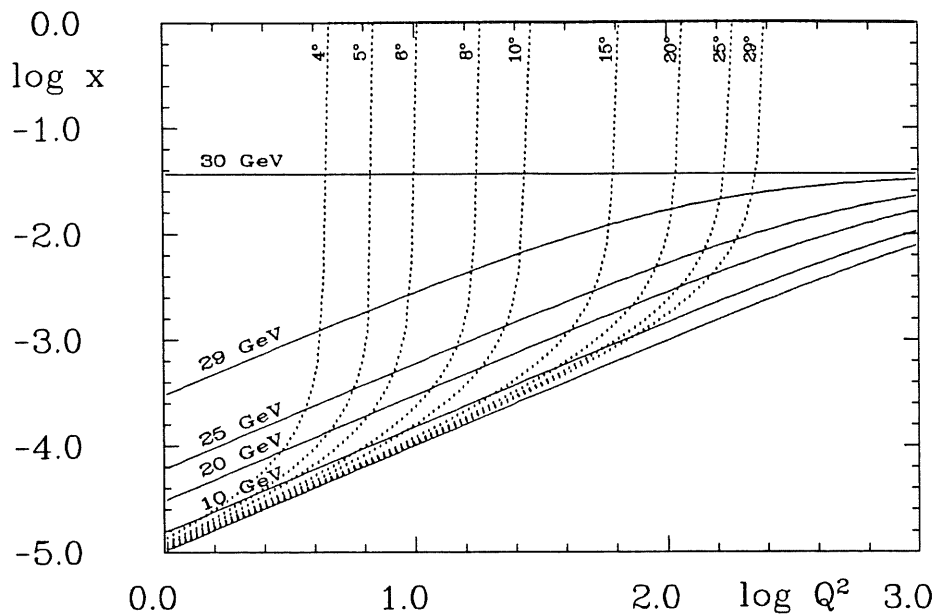


Abb. 2.3: Linien konstanten  $\vartheta$  (gepunktet) und  $E_{aus}$  (durchgezogen) des Elektrons in der  $\log Q^2 - \log x$ -Ebene

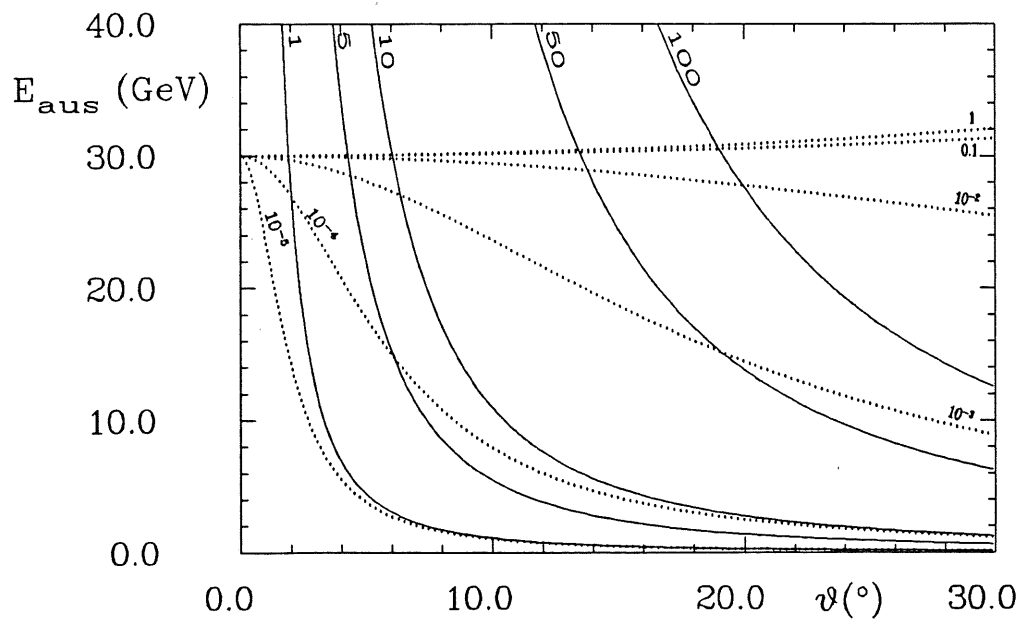


Abb. 2.4: Linien konstanten  $x$  (gepunktet) und  $Q^2$  (durchgezogen) in der  $\vartheta - E_{aus}$ -Ebene des Elektrons

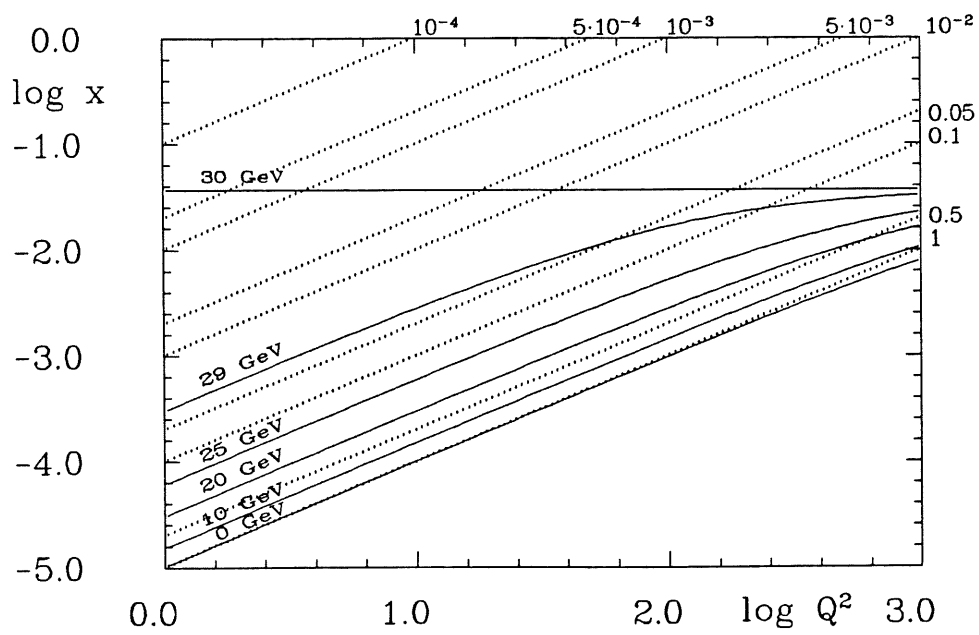


Abb. 2.5: Linien konstanten  $y$  (gepunktet) und  $E_{aus}$  (durchgezogen) des Elektrons in der  $\log Q^2 - \log x$ -Ebene



# Kapitel 3

## Struktur der NC-Ereignisse

### 3.1 Die Monte-Carlo-Programme zur Erzeugung der Ereignisse

Die hier mit Monte-Carlo-Simulationen durchgeführten Untersuchungen sollen Auskunft über die Struktur des Ereignisses geben, insbesondere in Bezug auf das BEMC. Die hierfür erstellten Programme benutzen die Programme LEPTO von G. Ingelmann [6], JETSET von T. Sjöstrand [7] sowie HFLGEN von G. Ingelmann und G. Schuler [8].

Für die Strukturfunktion des Protons sind in LEPTO sechs verschiedene Parametrisierungen vorgesehen, von denen – wenn nicht anders vermerkt – die "EHLQ 1"-Parametrisierung von Eichten, Hinchliffe, Lane und Quigg benutzt wurde, wie in [9] dargestellt. Für kleine Werte von  $Q^2$  allerdings divergiert diese und wird für  $Q^2 < 5\text{GeV}^2$  durch einfache Skalierungsfunktionen ersetzt, in der nur die Gluonen und die Valenzquarks berücksichtigt werden. Die Erzeugung schwerer Quark-Antiquark-Paare durch Boson-Gluon-Fusion wird über HFLGEN gesteuert. Für die Fragmentation wurde in JETSET die Methode der "First Order Matrix Elements" verwandt.

Die Wechselwirkung findet in der Simulation durch neutrale Ströme statt (elektromagnetisch oder schwach), denn das auslaufende Lepton soll als Elektron im BEMC meßbar sein.

Es können in LEPTO Schnitte in den kinematischen Variablen gesetzt werden, um Ereignisse in den vom Benutzer gewünschten Bereichen zu erzeugen. In den folgenden Simulationen wurde  $W^2 > 5\text{GeV}^2$  und  $Q^2 > 1\text{GeV}^2$  gewählt ( $W$  ist die Gesamtenergie des erzeugten hadronischen Systems). Für die weiteren durch den Benutzer veränderbaren Parameter (z.B. Massen der Quarks) wurde, wenn nicht anders angegeben, die in den Programmen vorhandene Voreinstellung beibehalten.

Die für die Untersuchung der Ereignisse wichtigen Ergebnisse der genannten Programme sind in einer Vierervektorliste abgespeichert, welche die Teilchenart, Impulse, Energien, Massen und die "Geschichte" aller an der Reaktion beteiligten Teilchen enthält.

## 3.2 NC-Ereignisse

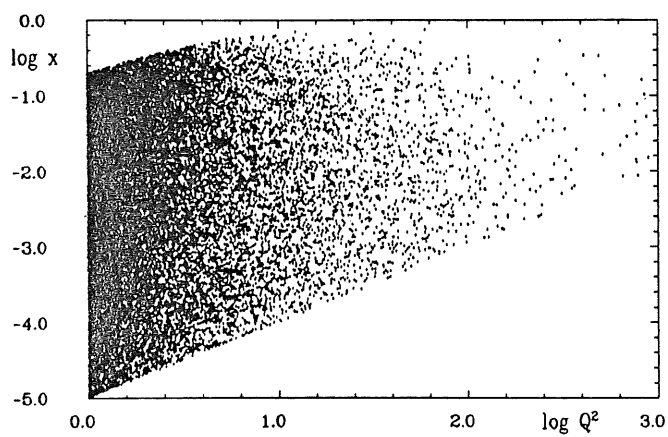
Im folgenden wird die Struktur der Ereignisse untersucht, bei denen die Wechselwirkung durch neutrale Ströme erfolgt. Die Ereignisse wurden mit den oben beschriebenen Programmen erzeugt. Von der in LEPTO bzw. JETSET erzeugten Vierervektorliste wurden im folgenden Energie und Winkel der Teilchen sowie die Teilchenart benutzt. Die Untersuchung vernachlässigt zunächst sämtliche Detektoreigenschaften mit Ausnahme der räumlichen Position. Es soll hier versucht werden, sinnvolle Aussagen über die Struktur der Ereignisse zu treffen, um einen Anhaltspunkt für die Qualität später getroffener Aussagen eines komplexen Simulationsprogramms (H1SIM) zu bekommen. Dabei wird nach einer Einteilung in verschieden intensiv zu untersuchende Ereignisklassen gesucht. Außerdem werden einige erste Aspekte von Problemen der Ereigniskonstruktion betrachtet.

Bei den hier betrachteten Bereichen kleiner Werte von  $x$  und  $Q^2$  läßt sich das Elektron aufgrund des kleinen Impulsübertrags (wenn es nicht im Strahlrohr "verschwindet") in Rückwärtsrichtung im H1-Detektor (d.h. im BEMC) nachweisen und zur Bestimmung der Kinematik verwenden. Die Verteilung der kinematischen Variablen ist in Abb. 3.1 zu sehen. Dabei ist  $Q^2$ , wie auch im folgenden, in  $GeV^2$  angegeben. Die Zählrate steigt stark an bei kleinen Werten von  $Q^2$ , wie in Abb. 3.1(c) ersichtlich wird (zu den absoluten Zählraten siehe Kap. 4). In den Histogrammen von  $x$  und  $y$  (Abb. 3.1(d,e)) ist zu sehen, daß diese Verteilungen kein ausgeprägtes Maximum besitzen. Die Energieverteilung der Elektronen besitzt eine Häufung bei ca.  $30 GeV$  (Abb. 3.1(f)). Die Verteilung von  $\vartheta$  (siehe Abb. 3.2(a)) zeigt ein Maximum bei etwa  $2^\circ$ . Dies hängt von dem Schnitt in  $Q^2$  ab. Bei kleineren Werten des Impulsübertrags wird auch der Ablenkwinkel des Elektrons kleiner; im Experiment wird die Winkelverteilung ihr Maximum bei  $\vartheta = 0^\circ$  zeigen.

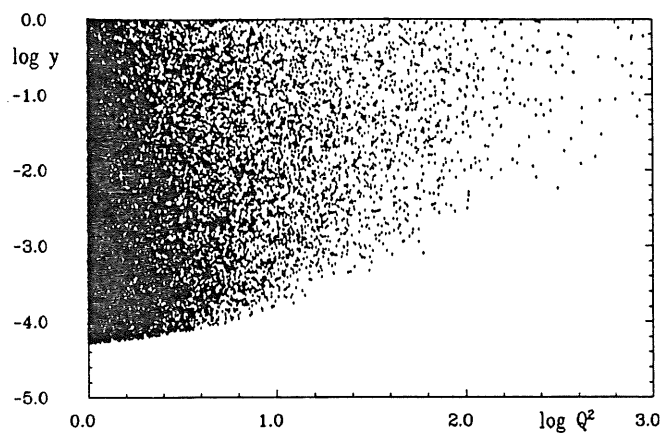
Die kinematischen Variablen sollen mit Hilfe des BEMC bestimmt werden, indem der Ablenkungswinkel  $\vartheta$  und die Energie des aus dem Wechselwirkungspunkt auslaufenden Elektrons gemessen werden (Gl. 2.1 – 2.3). Abb. 1.5 zeigt den Bereich des Streuwinkels  $\vartheta$ , unter dem das Elektron in das BEMC eintreten kann. Für eine möglichst genaue Messung ist notwendig, daß der elektromagnetische Schauer vollständig im BEMC enthalten ist. Abb. 3.3 zeigt die Verteilung der kinematischen Variablen für Ereignisse, bei denen das Elektron in diesem Bereich (Abb. 1.5(b)) auf das BEMC trifft. Durch die Einschränkung des Winkelbereichs fällt der Bereich von  $Q^2 < 2.5 GeV^2$  für die Analyse fast vollständig fort außer in dem physikalisch interessanten Fall sehr kleiner  $x$ . Die Winkelverteilung der Elektronen ist in Abb. 3.2(b) zu sehen.

### 3.2.1 Ereignisse mit Elektronen und weiteren Teilchen im BEMC

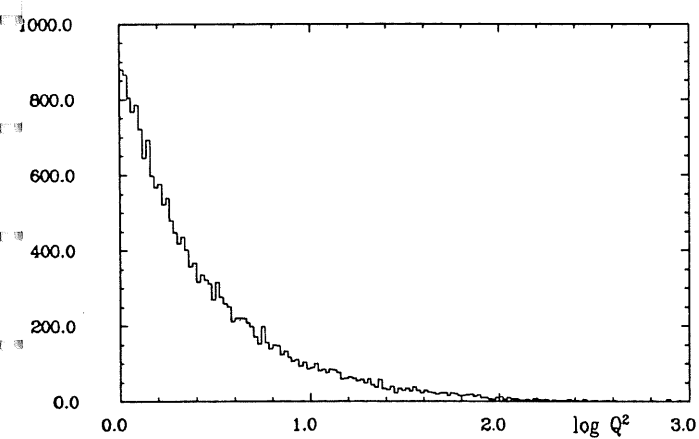
Um die Bestimmung der kinematischen Variablen durch Messung von  $E$  und  $\vartheta$  zuzulassen, muß das Elektron eindeutig identifiziert werden. Um die Bereiche zu ermitteln, in denen dies problematisch ist, muß bestimmt werden, in welchen Fällen weitere Teilchen in das BEMC eintreten. Da 84 % der auf das BEMC



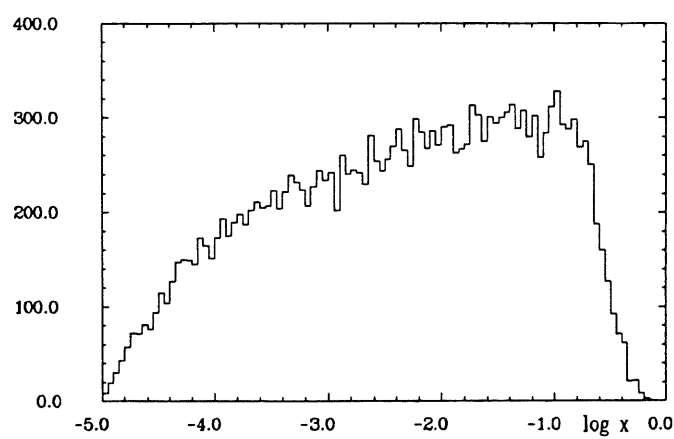
(a)



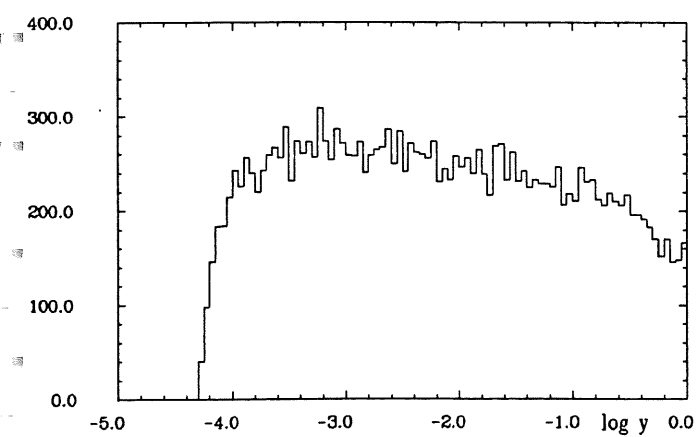
(b)



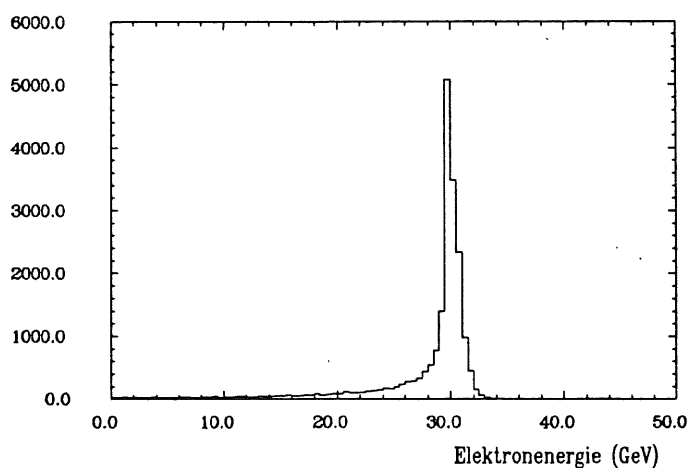
(c)



(d)

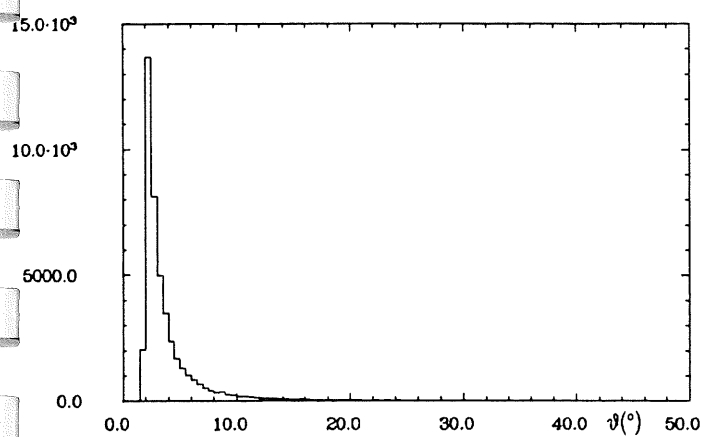


(e)

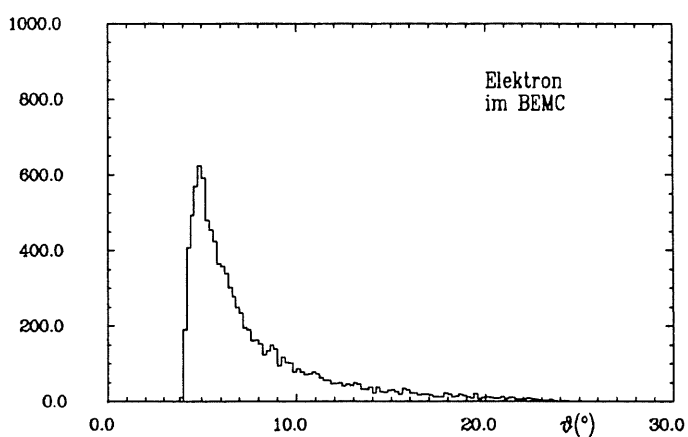


(f)

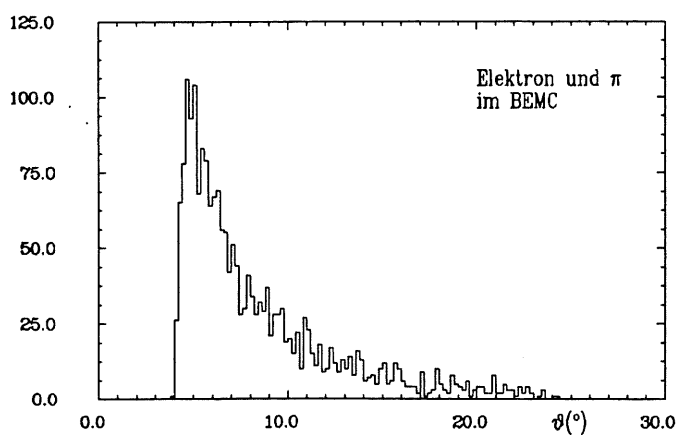
Abb. 3.1: Häufigkeitsverteilung der kinematischen Größen bei NC-Reaktionen



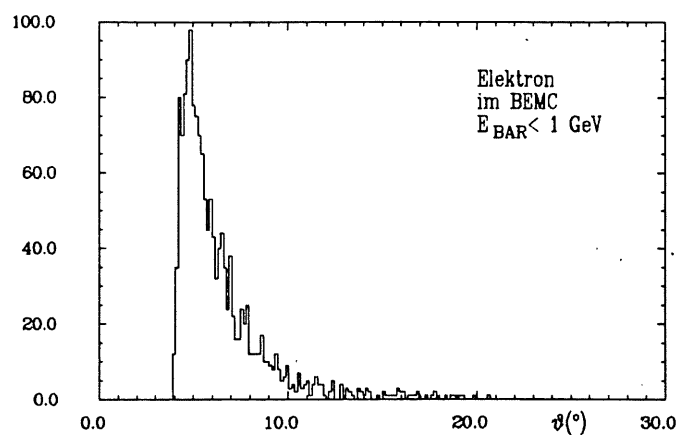
(a)



(b)

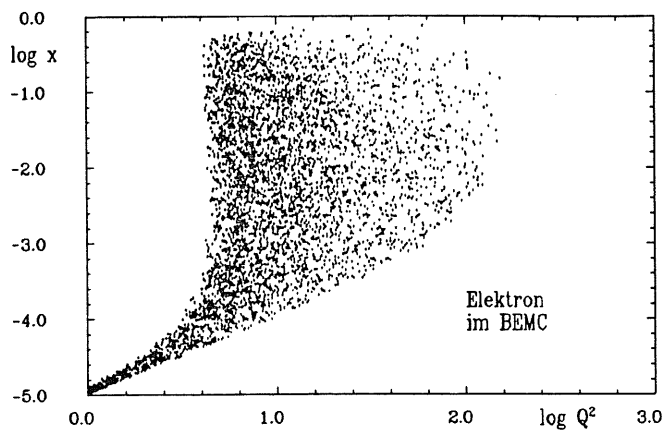


(c)

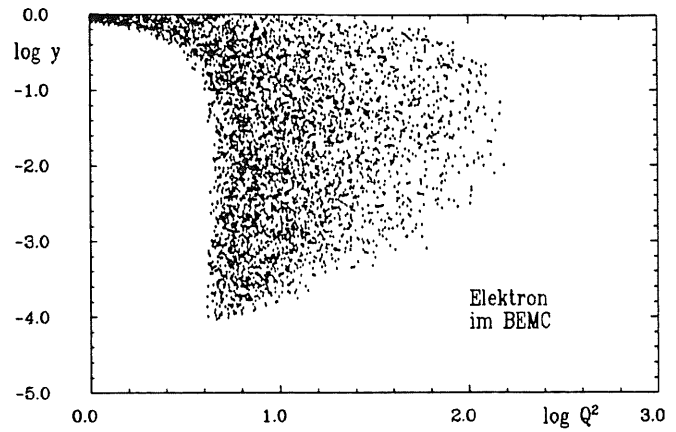


(d)

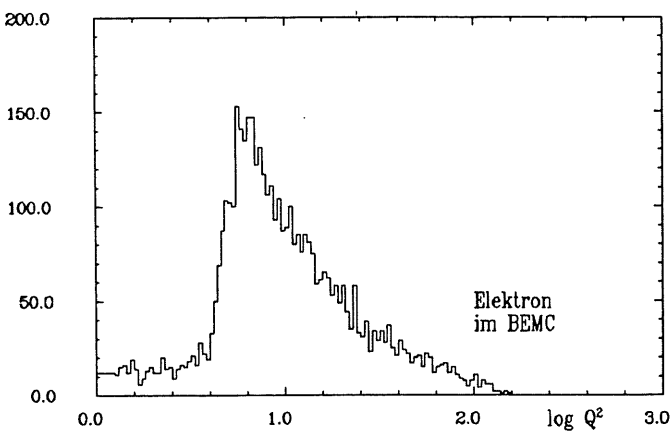
Abb. 3.2: Streuwinkel  $\vartheta$  des Elektrons



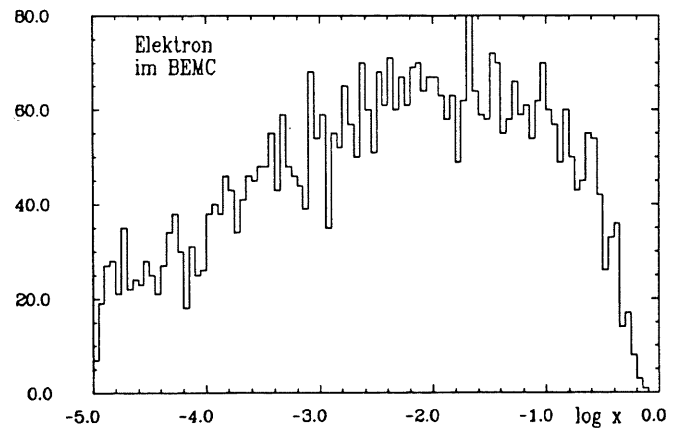
(a)



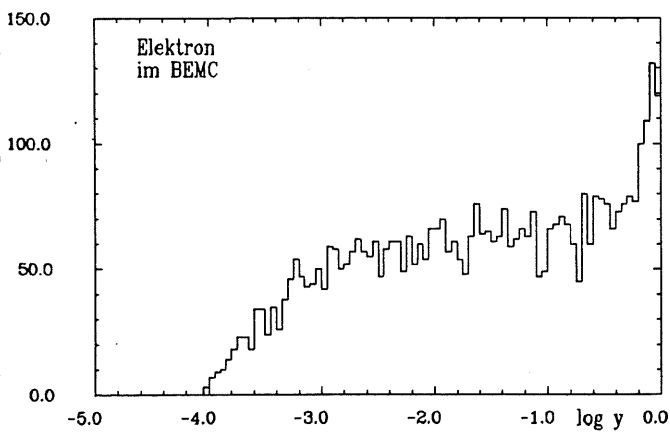
(b)



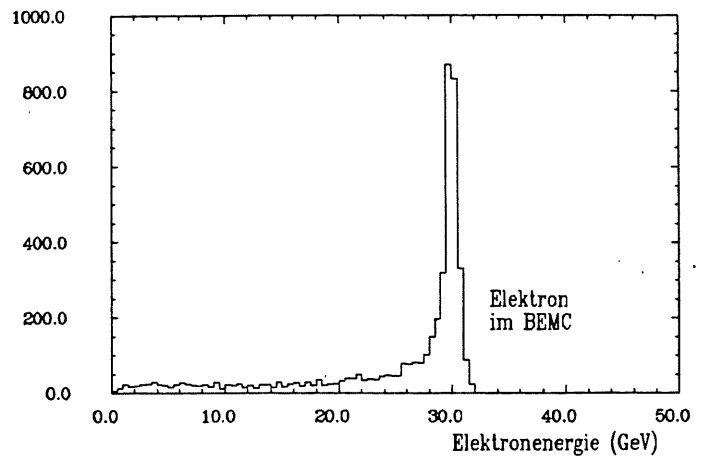
(c)



(d)

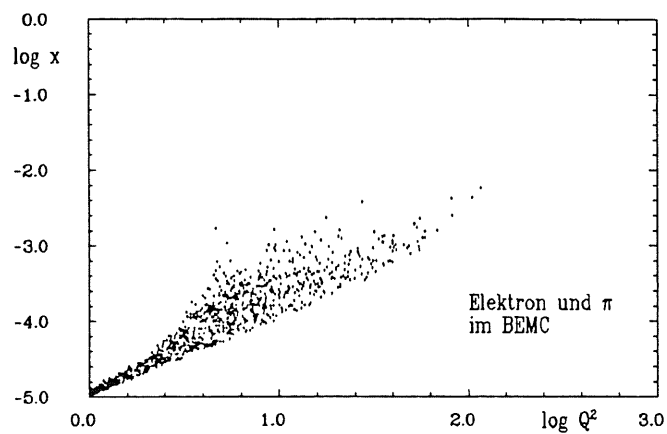


(e)

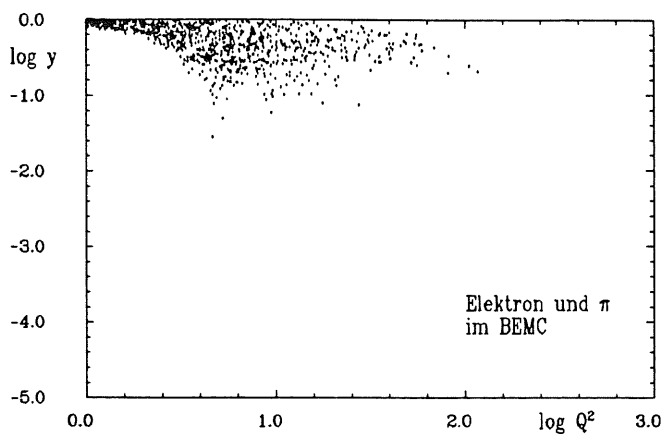


(f)

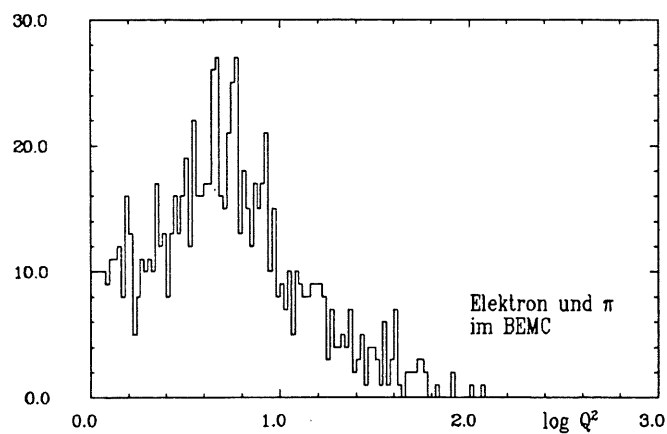
Abb. 3.3: Häufigkeitsverteilung der kinematischen Größen bei NC-Reaktionen, Elektron im BEMC



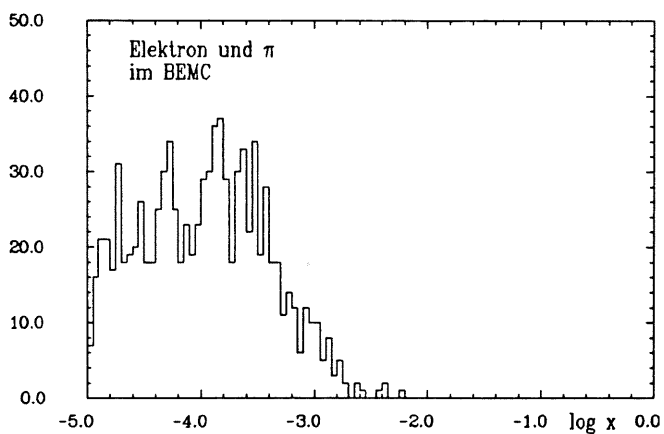
(a)



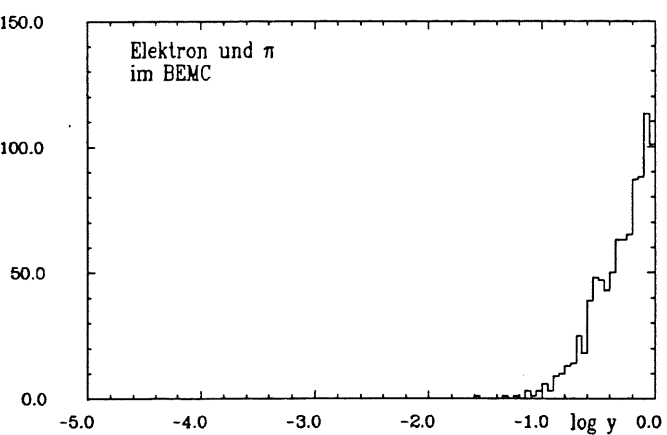
(b)



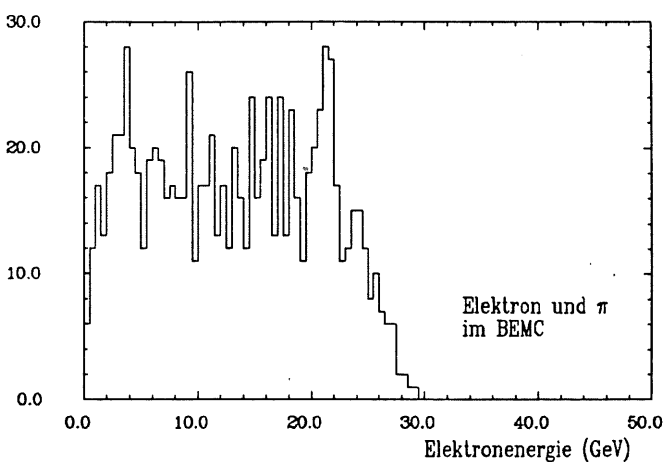
(c)



(d)



(e)



(f)

Abb. 3.4: Häufigkeitsverteilung der kinematischen Größen bei NC-Reaktionen, Elektron und Pion im BEMC

treffenden (und 88 % der im Gesamtdetektor registrierten) Teilchen bei NC-Reaktionen geladene Pionen und Photonen als Zerfallsprodukt neutraler Pionen sind, kann man die Untersuchung auf diese Teilchen beschränken.

Da die neutralen Pionen im BEMC nach deren Zerfall als Photonen gemessen werden, zeigen sie ein ähnliches Schauerprofil wie Elektronen, wohingegen die geladenen eine andere Form der Energiedeposition zeigen und entweder als minimal ionisierende Teilchen 40 MeV deponieren oder einen hadronischen Schauer auslösen. Letztere zeigen also im Mittel einen kleineren Energieanteil im BEMC. Die Darstellungen in Abb. 3.4 zeigen die Verteilung der kinematischen Variablen für Ereignisse, bei denen das Elektron und mindestens ein geladenes Pion das BEMC treffen. Hier ist der Bereich mit  $y > 0.1$  (Abb. 3.4(e)) betroffen. Die Energieverteilung des Elektrons (Abb. 3.4(f)) weist bei dieser Ereignisklasse keine Überhöhung auf und ist zwischen 0 und 30 GeV etwa konstant.

Es stellt sich die Frage, in welchem Bereich die nichtleptonischen Teilchen im BEMC wesentlich zur dort deponierten Energie beitragen. Dazu wurde zunächst die Energie des Elektrons in Abhängigkeit von  $y$  aufgetragen (Abb. 3.7). Es zeigt sich, daß diese mit sehr großem  $y$  klein wird, wie auch schon Abb. 2.5 in Kap. 2.2 zu entnehmen ist.

Die Verteilung der BEMC-Energie gegen  $y$  ist in Abb. 3.8 zu sehen. Dazu wurden die Energien aller das BEMC treffenden Teilchen aufsummiert. (Im allgemeinen muß aber beachtet werden, daß die Pionen oft als minimal ionisierende Teilchen das BEMC passieren, wodurch die insgesamt deponierte Energie kleiner wird. Die wirklich im BEMC "gesehene" Energie liegt also zwischen den beiden Verteilungen.) Es ist festzustellen, daß sich die Probleme für Werte von  $y > 0.1$  ergeben, da dort das Elektron eine beliebig kleine Energie haben kann und keine direkte Korrelation zwischen BEMC- und Elektronenergie zu beobachten ist.

	im BEMC		in einem stack	
	rel. Häufigkeit in %	rel. Energie in %	rel. Häufigkeit in %	rel. Energie in %
1 Pion	6	12	10	27
2 Pionen	10	17	8	45
> 2 Pionen	39	36	7	80

Tab. 3.1: Ereignisse mit Pion und Elektron im BEMC bzw. im selben stack, Häufigkeit bezogen auf alle Ereignisse in %, Verhältnis der Pionenergie zur Elektronenergie in %.  $y > 0.1, Q^2 > 3$ .

**Probleme der Elektronseparation im Bereich  $y > 0.1$**  Die speziellen Probleme in der Separation des Elektrons sollen in Abb. 3.5 beleuchtet werden. Nur der Bereich mit  $y > 0.1$  wird gezeigt, da ansonsten der Effekt der Pionen zu vernachlässigen ist. Dargestellt wurde das Verhältnis der gesamten pionischen Energie im BEMC bzw. in einem stack zur Energie des Elektrons im selben stack. Die Bedingung "im selben stack" wurde hier einfach durch die Forderung

des Abstands einer halben Stackbreite zwischen Pion und Elektron im BEMC genähert. Wie man sieht, entsteht ein großer Fehler, falls die Stackenergie mit der Elektronenergie gleichgesetzt wird. Tab. 3.1 quantifiziert diesen Sachverhalt.

In diesen Fällen müssen also zusätzliche Vorrichtungen (im besonderen die kurzen Wellenlängenschieber) zur Separation herangezogen werden. Welchen Beitrag das Eisenkalorimeter hinter dem BEMC zu dem Problem der Separation liefern kann, wurde hier nicht untersucht.

### 3.2.2 Ereignisse ohne Energiedeposition im Zentralbereich

Betrachten wir als nächstes die Ereignisse, bei denen die erzeugten Hadronen nur den Vorwärtsbereich des Detektors treffen, also im zentralen und rückwärtigen Bereich keine Energie deponieren. Diese Ereignisse lassen sich durch eine Abfrage nach der Energie im zentralen Bereich des Flüssig-Argon-Kalorimeters ("Barrel") von den anderen unterscheiden. Hier soll angenommen werden, daß sich das Barrel von der Grenze des BEMC bis  $30^\circ$  in Vorwärtsrichtung erstreckt. Abb. 3.6 zeigt den Bereich der kinematischen Variablen und die Elektronenergie unter der Voraussetzung, daß die Barrel-Energie, d.h. die Summe der Energien aller unter diesem Winkelbereich den Wechselwirkungspunkt verlassenden Teilchen, kleiner als  $1 \text{ GeV}$  ist. Im Vergleich von Abb. 3.4 und Abb. 3.6(d),(e) zeigt sich, daß sich im Falle kleiner Barrelenergie fast sicher nur das Elektron im BEMC befindet. Die Energie weist ein scharf begrenztes Maximum zwischen  $29$  und  $32 \text{ GeV}$  auf und läßt somit eine Verwendung dieser Ereignisse zur Energiekalibration des BEMC zu. Wie in Kap. 5.1 gezeigt wird, lassen sich die kinematischen Variablen, insbesondere  $x$ , hier nicht messen.

Bei kleiner Barrelenergie ist die Winkelverteilung der Elektronen extrem steil, d.h. das Elektron läuft selten unter großem Winkel in das BEMC (dargestellt in Abb. 3.2(d)). Das führt dazu, daß die Kalibration für die weiter außen gelegenen stacks deutlich länger benötigt als für die Module, die näher am Strahlrohr liegen. Bei Vergleich von Abb. 3.7 und Abb. 3.9 wird dies klar: Die Bereiche kleiner Werte von  $y$ , bei denen die Elektronenergie in der Nähe von  $30 \text{ GeV}$  liegt, zeigen sehr selten einen großen Streuwinkel des Elektrons (dies drückt sich dann in den Zählraten aus, siehe Kap. 4).

Aufgrund der starken Ausrichtung (in Vorwärtsrichtung) des Untergrunds könnte sich eine Abfrage auf die Barrel-Energie für eine Unterscheidung von den eP-Ereignissen im Bereich großer Werte von  $y$  eignen. Auch hier kann allerdings aufgrund der oben beschriebenen Einschränkungen dieser Betrachtungen nur eine erste Vorstellung erlangt werden.

In Abb. 3.10 fällt auf, daß die Barrelenergie von  $y$  abhängt. Dies ist mit der Richtung des Current Jets zu erklären: im Bereich kleiner Werte von  $x$  und  $Q^2$  ist dieser unter einem größeren Winkel von der Protonrichtung abgelenkt.



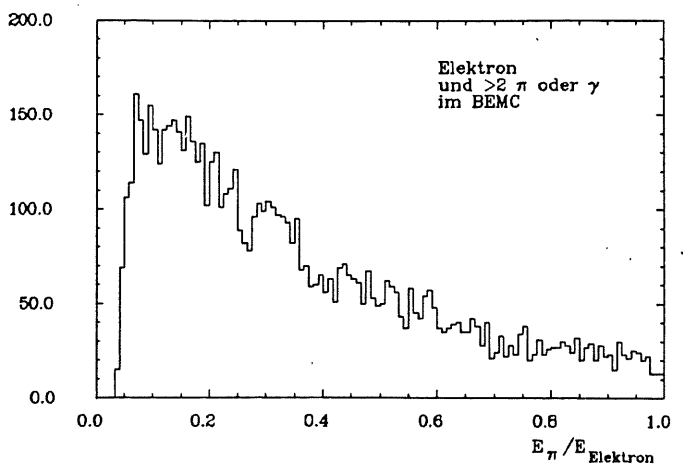
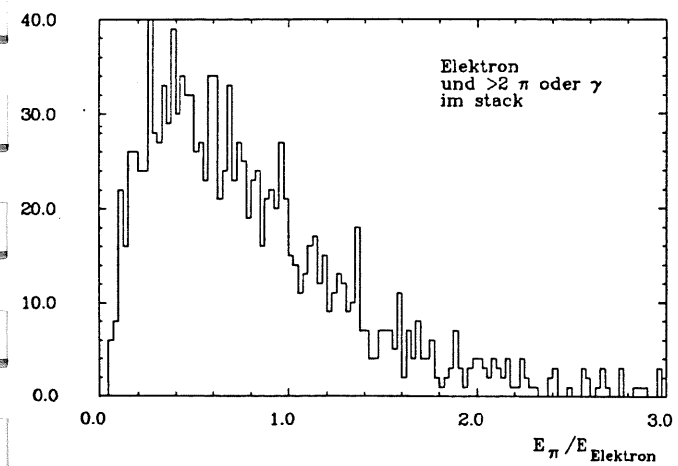
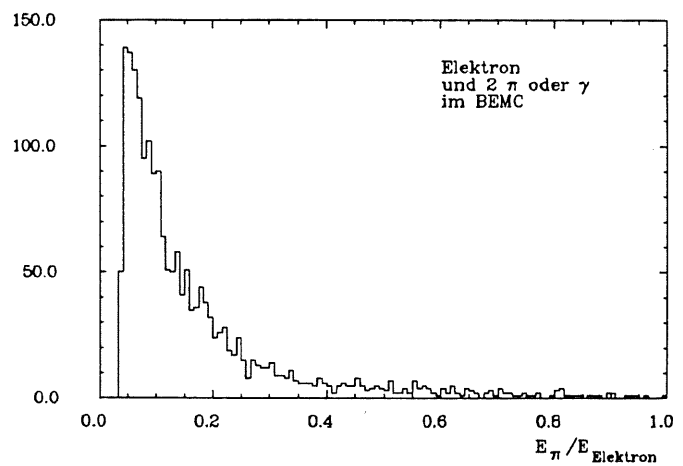
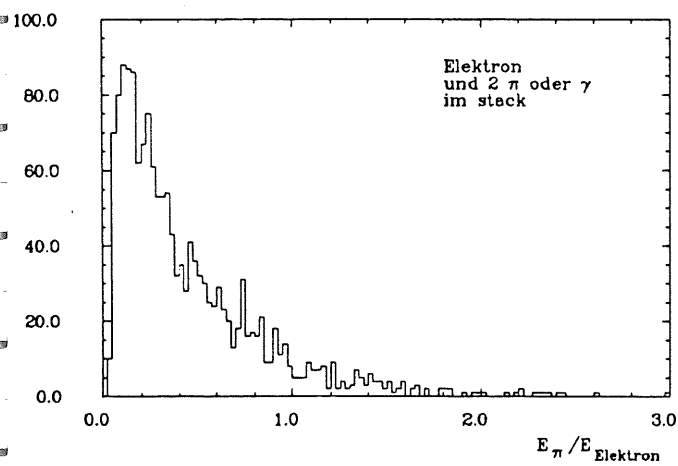
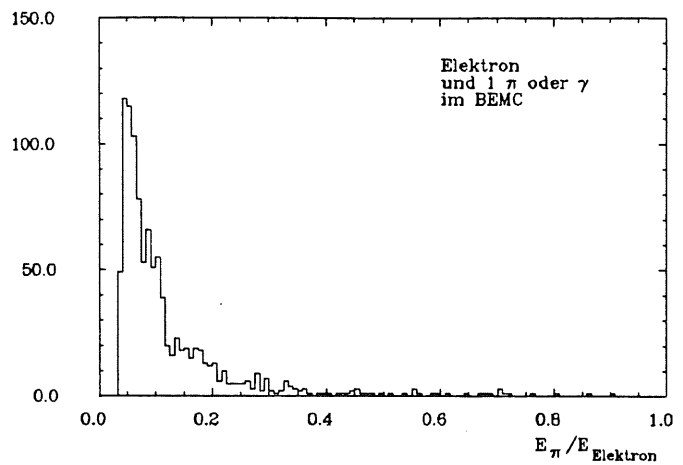
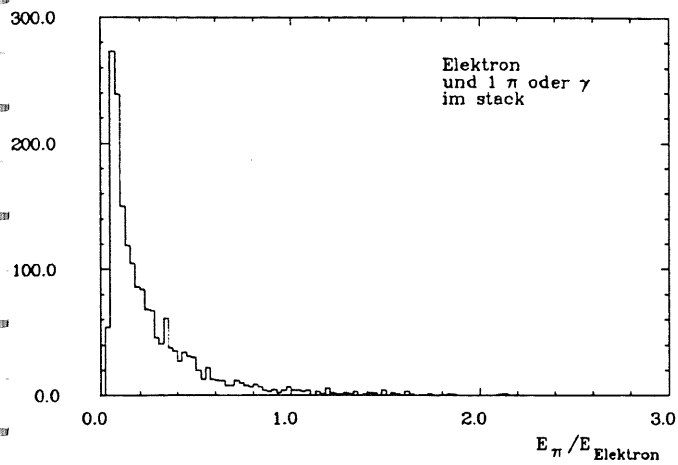
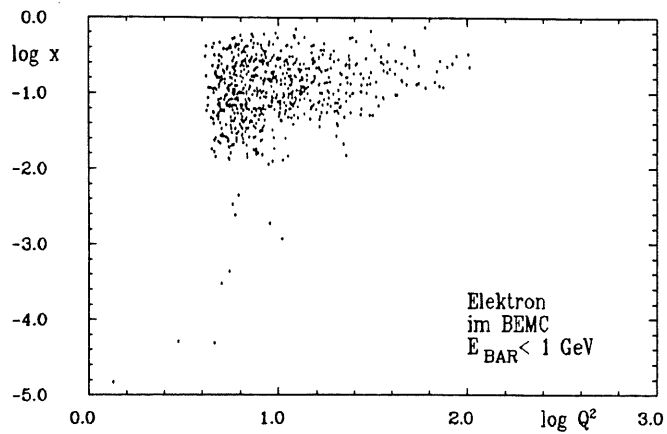
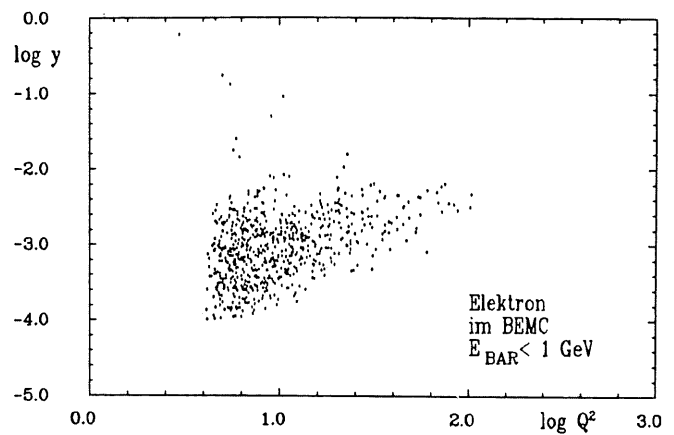


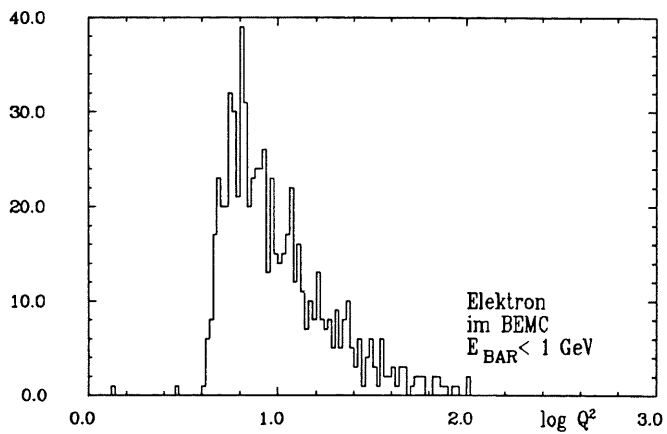
Abb. 3.5: Verhältnis der Pion / Elektronenergie,  $y > 0.1$



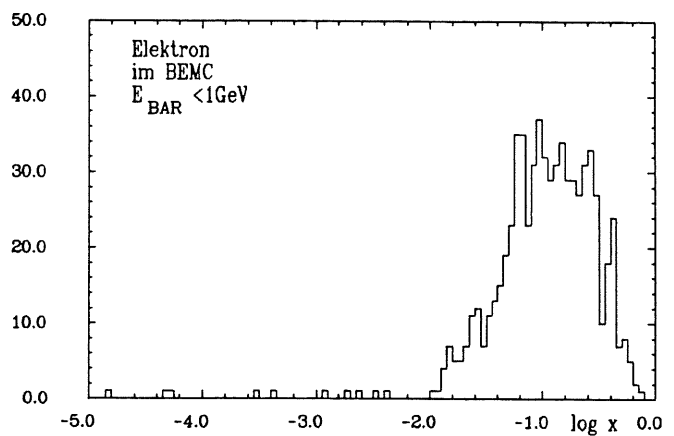
(a)



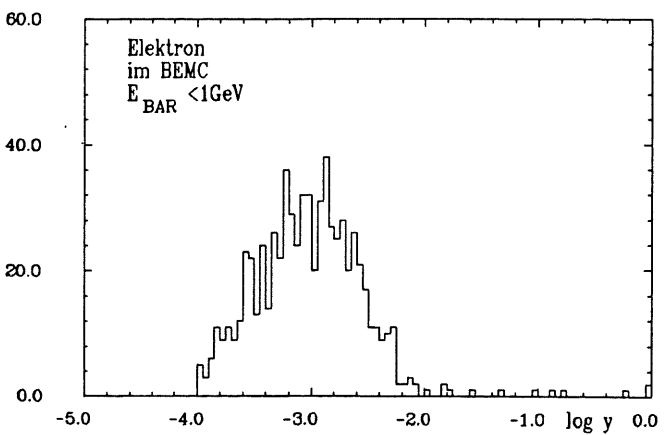
(b)



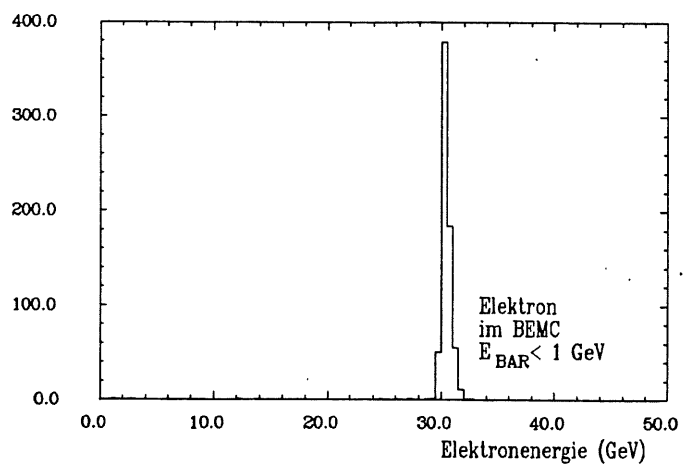
(c)



(d)



(e)



(f)

Abb. 3.6: Häufigkeitsverteilung der kinematischen Größen bei NC-Reaktionen, Elektron im BEMC und  $E_{\text{BAR}} < 1 \text{ GeV}$

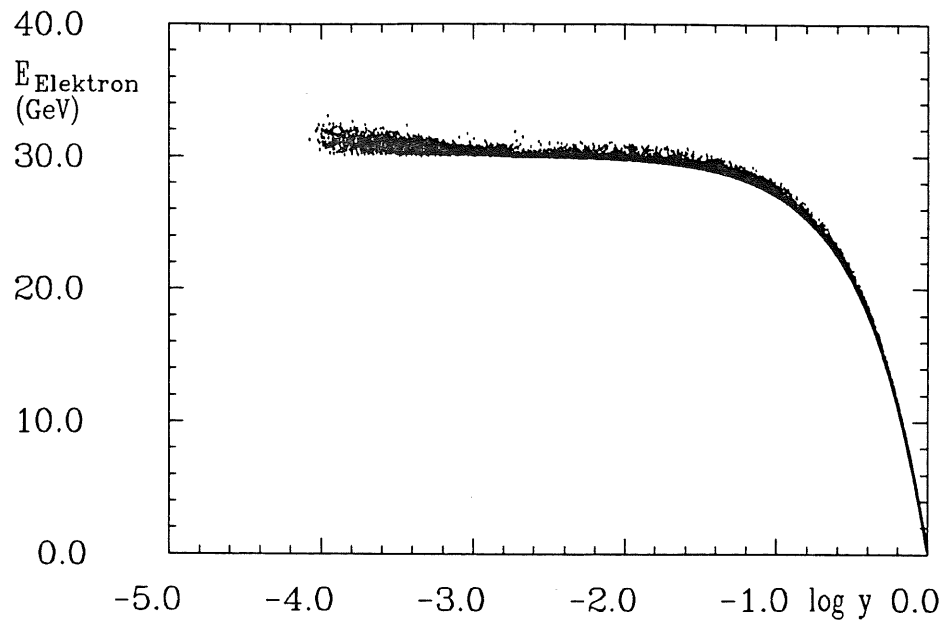
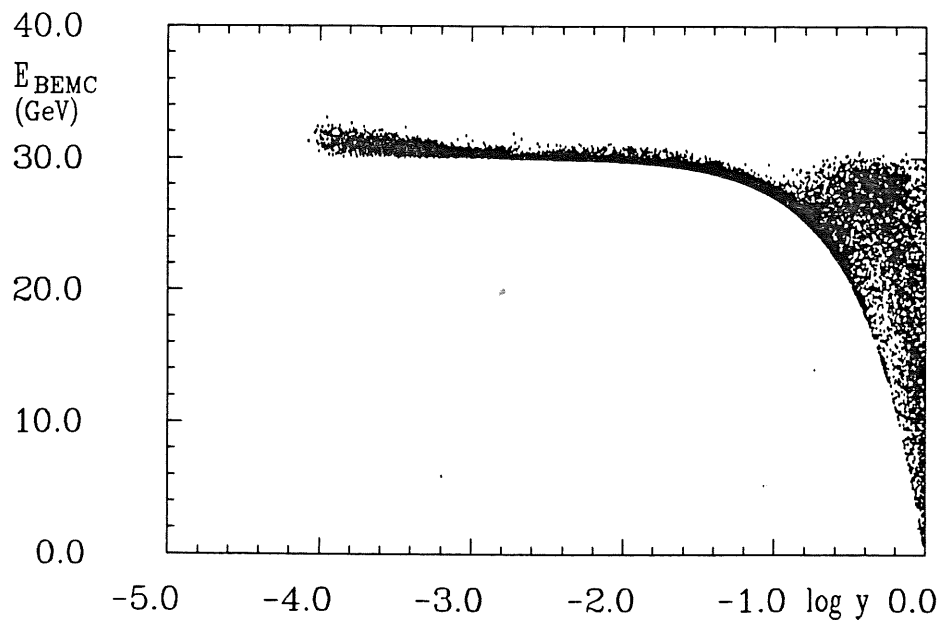
### 3.3 Zusammenfassung

Zusammenfassend ist zu sagen, daß sich unter den Ereignissen, bei denen das Elektron auf das BEMC trifft, zwei Bereiche vollständig unterschiedlicher Charakteristik unterscheiden lassen:

- Ereignisse im Bereich  $x > 0.01$ ,  $y < 0.01$  : Diese Ereignisse verfügen oft über eine sehr kleine Energiedeposition im Barrel, da der Current Jet stark nach vorne orientiert ist. Das Elektron hat eine scharfe Energieverteilung (Abb. 3.6(f)). Wie in Kap 5.1 zu sehen ist, lassen sich bei diesen Ereignissen die kinematischen Variablen nicht bestimmen. Die Ereignisse sind leicht durch eine hohe Schwelle der BEMC-Energie zu triggern und dienen der Kalibration<sup>1</sup> des BEMC.
- Ereignisse im Bereich  $y > 0.1$  : Diese Ereignisse, die im Bereich kleiner Werte von  $x$  und  $Q^2$  zu finden sind (siehe Abb. 3.4), sind für physikalische Resultate interessant. Die Energie des Elektrons kann sehr kleine Werte annehmen. Die insgesamt im BEMC registrierte Energie ist höher als die Elektronenergie, da auch Pionen und Photonen auf das BEMC auftreffen (Abb. 3.7, 3.8). Die Pionen können Schwierigkeiten bei der Erkennung des Elektrons verursachen (Abb. 3.5). Diese physikalisch interessanten Ereignisse können nicht ausschließlich durch eine hohe Schwelle der BEMC-Energie getriggert werden. Vielmehr müssen Triggerbedingungen gefunden werden, die zusätzlich zu einer geeigneten BEMC-Schwelle die Information anderer Subdetektoren beinhalten. Dabei ist zu hoffen, daß sich für physikalische Ereignisse und Untergründereignisse unterschiedliche Verhältnisse ergeben. Eine wesentliche Rolle könnte hierbei der zentrale Bereich (Barrel) des Flüssig-Argon-Kalorimeters spielen.

---

<sup>1</sup>Die Kalibration mit quasielastischen Elektronen vom Wechselwirkungspunkt ist nicht trivial. Besonders für den äußeren Bereich deponiert das Elektron seine Energie in mehreren stacks; die Eichung kann also nur von innen nach außen erfolgen

Abb. 3.7:  $E_{\text{Elektron}}$  gegen  $\log y$ Abb. 3.8:  $E_{\text{BEMC}}$  gegen  $\log y$

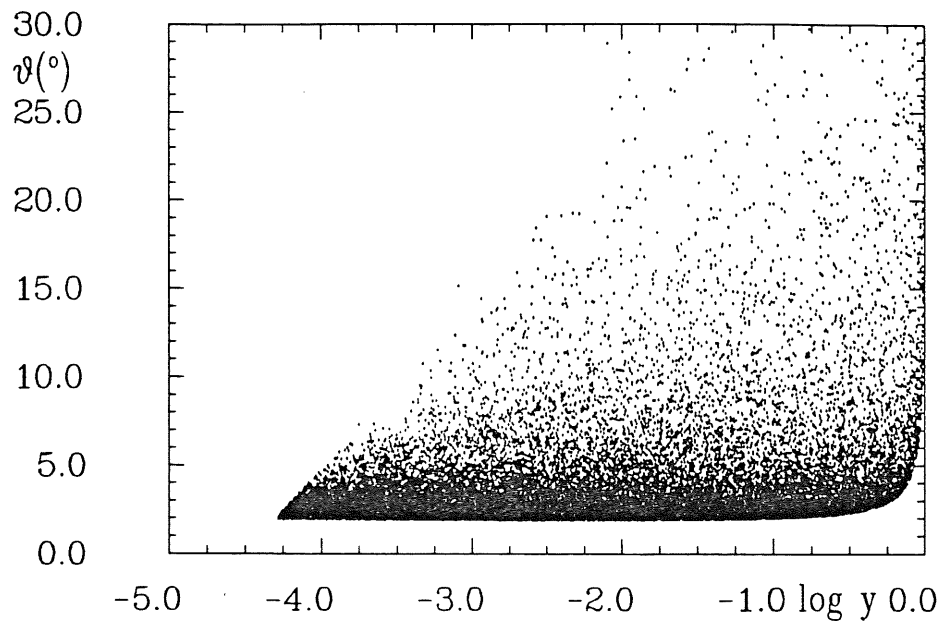


Abb. 3.9: Streuwinkel  $\vartheta$  des Elektrons gegen  $\log y$

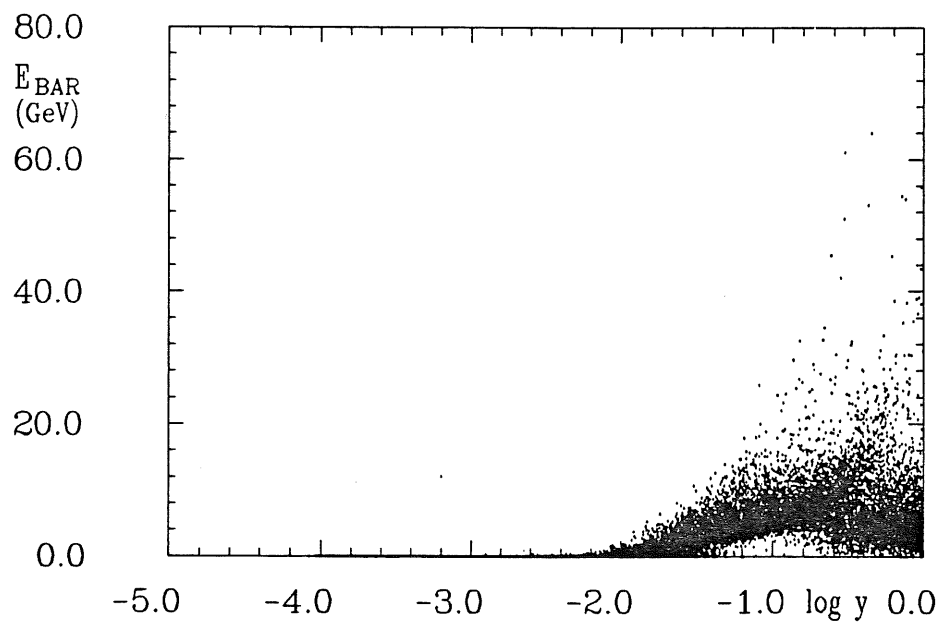


Abb. 3.10:  $E_{\text{BAR}}$  gegen  $\log y$

# Kapitel 4

## Zählraten im BEMC

Die hier angestellten Untersuchungen sollen Auskunft über die im BEMC zu erwartenden Zählraten geben. Sie wurden wiederum mit Hilfe von LEPTO, JETSET und HFLGEN bestimmt.

Tab. 4.1 zeigt die Zählraten pro Sekunde in den verschiedenen kinematischen Bereichen für alle in LEPTO implementierten Parametrisierungen der Strukturfunktionen. Dabei wurden dieselben Schnitte wie in Kap. 3 gesetzt. Die Luminosität wurde hier wie auch im folgenden mit

$$L = 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

angenommen. Die Raten umfassen alle Ereignisse, d.h. ein Auftreffen des Elektrons auf das BEMC wird hier nicht gefordert. Für die einzelnen Parametrisierungen (EHLQ [9]; DO heißt Duke-Owens [11] und GHR Gluck-Hoffmann-Reya [10]; numerierte Parametrisierungen deuten auf mehrere von denselben Autoren vorgeschlagenen Varianten hin) wurden jeweils 30 - 40 000 Ereignisse generiert; damit entsprechen einer Zählrate von 1/s i.a. ca. 4 000 erzeugten Ereignisse und dies führt zu einem Fehler der Raten, der knapp über der gewählten Rundungsgenauigkeit liegt. Es zeigt sich, daß sich die Ergebnisse für die verschiedenen Parametrisierungen hauptsächlich in den Bereichen kleiner Werte von  $x$  und  $Q^2$  unterscheiden, also dort, wo noch keine Meßwerte aus anderen Experimenten vorliegen.

Tab. 4.2 zeigt die Zählraten für Elektronen pro Sekunde in den verschiedenen Regionen des BEMC<sup>1</sup>; wiederum ist die oben genannte Luminosität vorausgesetzt. In dieser Tabelle wie in sämtlichen folgenden wird die "EHLQ1"-Parametrisierung benutzt. Die Werte sind in den Randbereichen der Tabelle kleiner als in Tab. 4.1, da nicht bei jedem Ereignis das Elektron auf das BEMC auftrifft. Abweichungen in den anderen Bereichen sind teilweise durch statistische Fluktuationen zu erklären.

Wenn man berücksichtigt, daß der Punkt der Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton nicht notwendigerweise bei  $z = 0$  liegt, erhält man die in Tab. 4.3 dargestellten Zählraten. Dabei wurde angenommen, daß die Verteilung der WW-Punkte gleichförmig zwischen  $z = +150$  und  $z = -150$  mm ist. Es zeigt sich, daß der Einfluß der Verschmierung minimal ist, weshalb er im folgenden vernachlässigt wird.

<sup>1</sup>Die verschiedenen Regionen sind wie in Abb. 1.5 bezeichnet

Es treffen nicht nur Elektronen auf das BEMC, sondern auch andere Teilchen. Die Zählraten sind in Tab. 4.4 nach Art der Teilchen dargestellt; die Kinematik umfaßt den gesamten vom BEMC erfaßten Bereich (Achtung: unterschiedliche Rundungsgenauigkeiten). Zum Vergleich: Tab. 4.5: Zählraten für Ereignisse mit geladenen Strömen. Wie deutlich sichtbar ist, sind die Raten völlig vernachlässigbar, weil bei kleinen Werten von  $Q^2$  die elektromagnetische gegenüber der schwachen Wechselwirkung um Zehnerpotenzen überwiegt:

$$\frac{1}{(Q^2 + m_{W\pm}^2)^2} \ll \frac{1}{Q^4}$$

Um die Zählraten für Ereignisse, bei denen schwere Quarks durch Boson-Gluon-Fusion erzeugt werden, zu ermitteln, wurde das Programm HFLGEN benutzt. Die Zählraten wurden für die Paarerzeugung jeder schweren Quarksorte einzeln bestimmt. Dies geschah einerseits wiederum für die Elektronen in den verschiedenen Bereichen von  $x$  und  $Q^2$  (Tab. 4.6 – 4.10), andererseits für alle in das BEMC eintretenden Teilchen (Tab. 4.7 – 4.11). Es zeigt sich, daß die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung schwerer Quarks mit zunehmender Masse derselben stark abnimmt und sich hauptsächlich im Bereich sehr kleiner Werte von  $x$  abspielt.

Zusammenfassend kann festgestellt werden: Die durch neutrale Ströme vermittelten Ereignisse haben ihr Maximum im Bereich kleiner Werte von  $x$  und  $Q^2$ . Besonders die Erzeugung der schweren Quarks findet hauptsächlich in diesem Bereich statt. Die Ergebnisse für die verschiedenen Parametrisierungen der Strukturfunktion unterscheiden sich hier deutlich. Die Verschmierung des Vertex hat auf die Raten keinen großen Einfluß. Ein großer Anteil der Elektronen tritt, besonders bei Ereignissen mit Erzeugung von schweren Quarks, durch das Strahlrohr in das BEMC ein. Die gesamte Rate von Ereignissen, bei denen das Elektron das BEMC trifft, beträgt bei einer Luminosität von  $L = 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  etwa 2.5 Hz.

	0.0 < $\log Q^2$ < 0.5		0.5 < $\log Q^2$ < 1.0		1.0 < $\log Q^2$ < 1.5		1.5 < $\log Q^2$ < 2.0		2.0 < $\log Q^2$ < 2.5	
1	0.08	0.08	0.17	0.16	0.08	0.08	$2.5 \cdot 10^{-2}$	2.6	$0.8 \cdot 10^{-2}$	0.7
> $x$ >	0.09	0.10	0.18	0.18	0.08	0.09	2.8	2.2	1.0	1.1
0.1	0.08	0.10	0.17	0.19	0.09	0.09	2.7	3.1	0.9	1.0
$10^{-1}$	1.36	1.66	0.48	0.58	0.18	0.21	$6.0 \cdot 10^{-2}$	7.3	$1.6 \cdot 10^{-2}$	2.1
> $x$ >	1.38	1.58	0.48	0.54	0.18	0.18	6.6	8.6	2.1	1.7
$10^{-2}$	1.46	1.08	0.52	0.39	0.21	0.12	7.3	4.1	2.1	1.3
$10^{-2}$	1.24	1.88	0.40	0.63	0.17	0.25	$6.8 \cdot 10^{-2}$	9.3	$1.6 \cdot 10^{-2}$	1.7
> $x$ >	1.24	1.57	0.38	0.51	0.17	0.18	7.3	5.6	1.8	1.4
$10^{-3}$	1.53	0.95	0.63	0.29	0.25	0.09	7.2	2.6	1.8	0.4
$10^{-3}$	1.03	1.67	0.29	0.53	0.10	0.17	$1.6 \cdot 10^{-2}$	2.0	0.	0.
> $x$ >	1.05	1.34	0.29	0.39	0.10	0.09	1.5	0.8	0.	0.
$10^{-4}$	1.30	0.84	0.42	0.23	0.12	0.05	1.5	0.4	0.	0.
$10^{-4}$	0.44	0.74	0.05	0.08	0.	0.	0.	0.	EHLQ1	DO2
> $x$ >	0.47	0.60	0.06	0.06	0.	0.	0.	0.	EHLQ2	GHR
$10^{-5}$	0.56	0.39	0.07	0.05	0.	0.	0.	0.	DO1	SIMPLE

Tab. 4.1: Zählraten pro Sekunde in verschiedenen kinematischen Bereichen bei einer Luminosität von  $L = 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$



	0.0 $< \log Q^2 <$ 0.5	0.5 $< \log Q^2 <$ 1.0	1.0 $< \log Q^2 <$ 1.5	1.5 $< \log Q^2 <$ 2.0	2.0 $< \log Q^2 <$ 2.5
1. $> x >$ 0.1	$3.7 \cdot 10^{-2}$ 0. 0.	.13 .12 0.	0. $7.9 \cdot 10^{-2}$ 0.	0. $2.3 \cdot 10^{-2}$ 0.	0. $3.4 \cdot 10^{-3}$ $3.0 \cdot 10^{-3}$
0.1 $> x >$ $10^{-2}$	$3.7 \cdot 10^{-2}$ 0. 0.	.23 .18 0.	0. .15 0.	0. $5.4 \cdot 10^{-2}$ 0.	0. $7.3 \cdot 10^{-3}$ $6.2 \cdot 10^{-3}$
$10^{-2}$ $> x >$ $10^{-3}$	$2.4 \cdot 10^{-2}$ 0. 0.	.19 .16 0.	0. .14 0.	0. $5.2 \cdot 10^{-2}$ $2.1 \cdot 10^{-3}$	0. $2.4 \cdot 10^{-3}$ $5.1 \cdot 10^{-3}$
$10^{-3}$ $> x >$ $10^{-4}$	$5.7 \cdot 10^{-2}$ 0. 0.	.11 .15 0.	0. $7.7 \cdot 10^{-2}$ $1.3 \cdot 10^{-3}$	0. $6.7 \cdot 10^{-3}$ $2.6 \cdot 10^{-3}$	0. 0. 0.
$10^{-4}$ $> x >$ $10^{-5}$	$7.2 \cdot 10^{-2}$ $3.6 \cdot 10^{-2}$ 0.	$7.8 \cdot 10^{-4}$ $4.5 \cdot 10^{-2}$ 0.	0. 0. 0.	0. 0. 0.	a b c

Tab. 4.2: Zählraten der Elektronen pro Sekunde in verschiedenen kinematischen Bereichen, aufgeschlüsselt nach den Eintrittsbereichen des Elektrons in das BEMC

	0.0 $< \log Q^2 <$ 0.5	0.5 $< \log Q^2 <$ 1.0	1.0 $< \log Q^2 <$ 1.5	1.5 $< \log Q^2 <$ 2.0	2.0 $< \log Q^2 <$ 2.5
1. $> x >$ 0.1	$3.8 \cdot 10^{-2}$ 0. 0.	.13 .12 0.	0. $7.9 \cdot 10^{-2}$ 0.	0. $2.3 \cdot 10^{-2}$ 0.	0. $3.7 \cdot 10^{-3}$ $2.7 \cdot 10^{-3}$
0.1 $> x >$ $10^{-2}$	$4.9 \cdot 10^{-2}$ 0. 0.	.22 .18 0.	0. .15 0.	0. $5.4 \cdot 10^{-2}$ 0.	0. $7.7 \cdot 10^{-3}$ $6.2 \cdot 10^{-3}$
$10^{-2}$ $> x >$ $10^{-3}$	$3.6 \cdot 10^{-2}$ 0. 0.	.18 .16 0.	0. .14 0.	0. $5.1 \cdot 10^{-2}$ $2.1 \cdot 10^{-3}$	0. $2.4 \cdot 10^{-3}$ $5.1 \cdot 10^{-3}$
$10^{-3}$ $> x >$ $10^{-4}$	$5.5 \cdot 10^{-2}$ 0. 0.	.11 .15 0.	0. $7.7 \cdot 10^{-2}$ $1.8 \cdot 10^{-3}$	0. $6.8 \cdot 10^{-3}$ $2.5 \cdot 10^{-3}$	0. 0. 0.
$10^{-4}$ $> x >$ $10^{-5}$	$7.2 \cdot 10^{-2}$ $3.8 \cdot 10^{-2}$ 0.	$2.3 \cdot 10^{-4}$ $4.4 \cdot 10^{-2}$ 0.	0. 0. 0.	0. 0. 0.	a b c

Tab. 4.3: Wie in Tab. 4.2, mit Vertexverschmierung

	Eintritt durch Strahlrohr	vollständig enthaltene Schauer	Äußerer Rand
Alle Teilchen	10100	40900	8100
Prim. Elektronen	9000	13600	230
Sek. Elektronen	30	90	30
Photonen	610	12400	4000
Sonstiges	500	14800	3800

Tab. 4.4: Zählraten im BEMC pro 10000 Sekunden für verschiedene Teilchen, neutrale Ströme

	Eintritt durch Strahlrohr	vollständig enthaltene Schauer	Äußerer Rand
Alle Teilchen	0.02	2.19	1.02
Sek. Elektronen	0.	$7.5 \cdot 10^{-3}$	$7.5 \cdot 10^{-3}$
Photonen	$7.5 \cdot 10^{-3}$	0.77	0.40
Sonstiges	$1.5 \cdot 10^{-2}$	1.4	0.62

Tab. 4.5: Zählraten im BEMC pro 10000 Sekunden für verschiedene Teilchen, geladene Ströme

	0.0 $< \log Q^2 <$ 0.5	0.5 $< \log Q^2 <$ 1.0	1.0 $< \log Q^2 <$ 1.5	1.5 $< \log Q^2 <$ 2.0	2.0 $< \log Q^2 <$ 2.5
1. $> x >$ 0.1	0. 0. 0.	0. $9.2 \cdot 10^{-5}$ 0.	0. $4.1 \cdot 10^{-4}$ 0.	0. $1.8 \cdot 10^{-4}$ 0.	0. $1.4 \cdot 10^{-4}$ $9.2 \cdot 10^{-5}$
0.1 $> x >$ $10^{-2}$	$2.8 \cdot 10^{-4}$ 0. 0.	$3.4 \cdot 10^{-3}$ $5.6 \cdot 10^{-3}$ 0.	0. $8.5 \cdot 10^{-3}$ 0.	0. $6.0 \cdot 10^{-3}$ 0.	0. $1.2 \cdot 10^{-3}$ $6.4 \cdot 10^{-4}$
$10^{-2}$ $> x >$ $10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$ 0. 0.	$1.4 \cdot 10^{-2}$ $1.9 \cdot 10^{-2}$ $4.6 \cdot 10^{-5}$	0. $2.7 \cdot 10^{-2}$ 0.	0. $1.3 \cdot 10^{-2}$ $1.2 \cdot 10^{-3}$	0. $6.0 \cdot 10^{-4}$ $1.4 \cdot 10^{-3}$
$10^{-3}$ $> x >$ $10^{-4}$	$8.9 \cdot 10^{-3}$ $2.3 \cdot 10^{-4}$ $1.4 \cdot 10^{-4}$	$1.6 \cdot 10^{-2}$ $4.5 \cdot 10^{-2}$ $3.7 \cdot 10^{-4}$	0. $2.9 \cdot 10^{-2}$ $1.3 \cdot 10^{-3}$	0. $2.5 \cdot 10^{-2}$ $7.4 \cdot 10^{-4}$	0. 0. 0.
$10^{-4}$ $> x >$ $10^{-5}$	$1.6 \cdot 10^{-2}$ $1.6 \cdot 10^{-2}$ $7.8 \cdot 10^{-4}$	$3.7 \cdot 10^{-4}$ $1.6 \cdot 10^{-2}$ $4.1 \cdot 10^{-4}$	0. 0. 0.	0. 0. 0.	a b c

Tab. 4.6: Zählraten der Elektronen im BEMC pro Sekunde in verschiedenen kinematischen Bereichen für  $c\bar{c}$ -Ereignisse, etwa 10.000 Ereignisse

	Eintritt durch Strahlrohr	vollständig enthaltene Schauer	Äußerer Rand
Alle Teilchen	1070	11680	3000
Prim. Elektronen	770	2300	60
Sek. Elektronen	3	77	24
Photonen	130	3900	1300
Sonstiges	180	5400	1600

Tab. 4.7: Zählraten pro 10000 Sekunden für verschiedene Teilchen,  $c\bar{c}$ -Ereignisse

	0.0 $< \log Q^2 <$ 0.5	0.5 $< \log Q^2 <$ 1.0	1.0 $< \log Q^2 <$ 1.5	1.5 $< \log Q^2 <$ 2.0	2.0 $< \log Q^2 <$ 2.5
1. $> x >$ 0.1	0. 0. 0.	0. 0. 0.	0. 0. 0.	0. 0. 0.	0. $1.7 \cdot 10^{-6}$ $2.6 \cdot 10^{-6}$
0.1 $> x >$ $10^{-2}$	0. 0. 0.	$8.5 \cdot 10^{-7}$ $6.0 \cdot 10^{-6}$ 0.	0. $4.8 \cdot 10^{-5}$ 0.	0. $1.0 \cdot 10^{-4}$ 0.	0. $4.3 \cdot 10^{-5}$ $3.9 \cdot 10^{-5}$
$10^{-2}$ $> x >$ $10^{-3}$	$5.1 \cdot 10^{-6}$ 0. 0.	$7.7 \cdot 10^{-5}$ $1.7 \cdot 10^{-4}$ 0.	0. $4.2 \cdot 10^{-4}$ $2.6 \cdot 10^{-6}$	$8.5 \cdot 10^{-7}$ $5.2 \cdot 10^{-4}$ $4.2 \cdot 10^{-5}$	0. $2.7 \cdot 10^{-5}$ $7.2 \cdot 10^{-5}$
$10^{-3}$ $> x >$ $10^{-4}$	$9.4 \cdot 10^{-5}$ $3.4 \cdot 10^{-6}$ $8.5 \cdot 10^{-7}$	$2.2 \cdot 10^{-4}$ $6.6 \cdot 10^{-4}$ $1.4 \cdot 10^{-5}$	0. $6.8 \cdot 10^{-4}$ $3.3 \cdot 10^{-5}$	0. $8.3 \cdot 10^{-5}$ $4.4 \cdot 10^{-5}$	0. 0. 0.
$10^{-4}$ $> x >$ $10^{-5}$	$2.5 \cdot 10^{-4}$ $2.7 \cdot 10^{-4}$ $2.6 \cdot 10^{-5}$	$4.3 \cdot 10^{-6}$ $2.7 \cdot 10^{-4}$ $1.8 \cdot 10^{-5}$	0. 0. 0.	0. 0. 0.	a b c

Tab. 4.8: Wie Tab. 4.6,  $b\bar{b}$ -Ereignisse, etwa 10.000 Ereignisse

	Eintritt durch Strahlrohr	vollständig enthaltene Schauer	Äußerer Rand
Alle Teilchen	12	201	71
Prim. Elektronen	9	47	3
Sek. Elektronen	0	2	1
Photonen	1	69	32
Sonstiges	2	84	35

Tab. 4.9: Zählraten pro 10000 Sekunden für verschiedene Teilchen,  $b\bar{b}$ -Ereignisse

	0.0 $< \log Q^2 <$ 0.5	0.5 $< \log Q^2 <$ 1.0	1.0 $< \log Q^2 <$ 1.5	1.5 $< \log Q^2 <$ 2.0	2.0 $< \log Q^2 <$ 2.5
1. $> x >$ 0.1	0.	0.	0.	0.	0.
0.1 $> x >$ $10^{-2}$	0.	0.	0.	0.	0.
$10^{-2}$ $> x >$ $10^{-3}$	0.	0.	0.	0.	0.
$10^{-3}$ $> x >$ $10^{-4}$	$2.2 \cdot 10^{-9}$ 0. 0.	$3.7 \cdot 10^{-9}$ $2.2 \cdot 10^{-7}$ $1.5 \cdot 10^{-9}$	0. $4.5 \cdot 10^{-7}$ $4.3 \cdot 10^{-8}$	0. $1.1 \cdot 10^{-7}$ $6.2 \cdot 10^{-8}$	0. $5.1 \cdot 10^{-9}$ 0.
$10^{-4}$ $> x >$ $10^{-5}$	$1.6 \cdot 10^{-7}$ $3.0 \cdot 10^{-7}$ $5.1 \cdot 10^{-9}$	0. $3.1 \cdot 10^{-7}$ $1.3 \cdot 10^{-8}$	0. 0. 0.	0. 0. 0.	a b c

Tab. 4.10: Wie Tab. 4.6,  $t\bar{t}$ -Ereignisse, etwa 9.000 Ereignisse

	Eintritt durch Strahlrohr	vollständig enthaltene Schauer	Äußerer Rand
Alle Teilchen	$3 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$
Prim. Elektronen	$3 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-3}$
Sek. Elektronen	0.	$2 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$
Photonen	$3 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$7 \cdot 10^{-3}$
Sonstiges	$1 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$7 \cdot 10^{-3}$

Tab. 4.11: Zählraten pro 10000 Sekunden für verschiedene Teilchen,  $t\bar{t}$ -Ereignisse

# Kapitel 5

## Rekonstruktion der kinematischen Variablen

### 5.1 Genauigkeit der Messungen mit dem BEMC

Wie in Kap. 3 gesehen, lassen sich nicht alle kinematischen Bereiche mit dem BEMC analysieren. Für die erreichbaren Gebiete ist wichtig zu wissen, wie gut sich die zu bestimmenden Größen, die kinematischen Variablen  $x$ ,  $y$  und  $Q^2$ , ermitteln lassen. In Kap. 2 ist dargestellt, wie diese mit der Energie und dem Streuwinkel des Elektrons zusammenhängen. Die Genauigkeit der Bestimmung der kinematischen Variablen durch das BEMC hängt wesentlich nur von der Güte der Energiemessung ab, da der Winkel des Elektrons mit der Proportionalkammer vor dem BEMC wesentlich genauer gemessen werden kann. Die Ungenauigkeit der Energiemessung berechnet sich nach [12] bei einem beliebigen Kalorimeter wie folgt:

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)^2 = \left(\frac{a_0}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{a_1}{\sqrt{E}}\right)^2 + (a_2 \ln E)^2 + \left(a_3 \frac{\sqrt{N_{ch}}}{E}\right)^2 + (a_4)^2$$

Die einzelnen Fehler werden hier als voneinander unabhängig angenommen und daher quadratisch addiert, wobei die Terme folgende Bedeutung haben:

$a_0$ : **Sampling-Fluktuationen** Diese entstehen durch die endliche Dicke der Struktur, in der eine bestimmte Energie gesammelt wird (hier je eine Schicht Blei und Szintillator) und beruht auf der Poissonstatistik für die eingesammelten Photonen

$a_1$ : **Photonenstatistik** Nur wichtig für homogene Kalorimeter

$a_2$ : **Fluktuationen durch Randeffekte** Entstehen durch longitudinale und laterale Ausdehnung des Schauers, was dazu führen kann, daß die Energie nicht vollständig im Absorber deponiert wird

$a_3$ : **Detektorrauschen** Abhängig von der Anzahl der Auslesekanäle  $N_{ch}$ ; hier das Rauschen der Photodioden

$a_4$ : **Restliche Fehler**

Fehler von $x <$	$y >$
5%	0.62
10%	0.24
20%	0.12
30%	0.09
40%	0.07
50%	0.06
Fehler von $y <$	$y >$
5%	0.32
10%	0.17
20%	0.09
30%	0.06
40%	0.05
50%	0.04

Tab. 5.1:  $y$ -Bereiche, in denen  $x$  und  $y$  durch das BEMC meßbar sind

In unserem Fall spielen nur drei Beiträge (Sampling-Fluktuationen, Diodenrauschen und restliche Fehler) eine wesentliche Rolle, so ist nach [24]:

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{c_1}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{c_2}{E}\right)^2 + (c_3)^2$$

Die Werte der Parameter konnten nach Messungen am DESY-Teststrahl [24], wie folgt bestimmt werden:

- $c_1 = 9.3\%$
- $c_2 < 10\%$
- $c_3 < 1\%$

Aus diesem Fehler lassen sich nun die Fehler der kinematischen Variablen bestimmen. Aufgrund der extrem nichtlinearen Abhängigkeit dieser Werte von der Energie wurde auf Fehlerfortpflanzung verzichtet und stattdessen die Werte bei Einsetzen der falsch gemessenen Energie bestimmt.

Im gesamten durch das BEMC erfassbaren kinematischen Bereich gilt:

$$\frac{\Delta Q^2}{Q^2} < 5\%$$

Dagegen lassen sich  $x$  und  $y$  nicht überall gleich genau messen. Die Bereiche, in denen  $x$  und  $y$  mit einem bestimmten vorgegebenen Fehler gemessen werden, zeigen Abb. 5.1 und 5.2 ( $Q^2$  wieder in  $GeV^2$  angegeben). Eine Darstellung in  $y$  gibt Tab. 5.1.

## 5.2 Jacquet–Blondel–Analyse

### 5.2.1 Grundlagen

Die hier untersuchte Methode, die kinematischen Variablen aus den Impulsen der Hadronen (und Photonen) zu berechnen, wurde erstmals von F. Jacquet und A. Blondel in [13] vorgestellt; siehe auch [14]. Notwendig ist eine solche Methode offensichtlich für Wechselwirkungen, die durch geladene Ströme (CC) vermittelt werden, da sich das hier als Elektronneutrino auslaufende Lepton nicht nachweisen läßt. Aber auch für Reaktionen, die durch neutrale Ströme vermittelt werden, kann sich dieses Verfahren als nützlich erweisen, da es Bereiche im BEMC gibt, in denen sich  $x$  mittels des Elektrons nur ungenau bestimmen läßt. Im idealen Fall könnte mittels dieses Verfahrens das Elektron identifiziert werden oder aber mithilfe der durch das Elektron bestimmten Werte die Energiekalibration in den Kalorimetern überprüft werden.

Die folgenden Formeln lassen sich unmittelbar aus der Kinematik herleiten. Im Gegensatz zum leptonischen Reaktionspartner fragmentiert das Proton in viele Reaktionsprodukte, so daß die kinematischen Größen aus Summen über viele Teilchen gebildet werden müssen und entsprechende Fehlerquellen vorliegen. Es ergibt sich mit

$$p_l = -p_z$$

und

$$p_t^2 = p_x^2 + p_y^2$$

aus der Erhaltung der Energie, des Longitudinal- und des Transversalimpulses:

$$\sum_i E_i = E_e y + E_p (1 - xy) \quad (5.1)$$

$$\sum_i p_{li} = E_e y - E_p (1 - xy) \quad (5.2)$$

$$(\sum_i p_{ti})^2 = 4E_e E_p xy (1 - y) \quad (5.3)$$

(Herleitung siehe Anhang A). Dies wurde wie folgt umgewandelt und für die Monte-Carlo-Simulation verwandt: Aus Gl. 5.1 und 5.2 folgt unmittelbar :

$$y = \sum_i \frac{E_i - p_{zi}}{2E_e} \quad (5.4)$$

Aus Gl. 5.3 folgt dann:

$$x = \frac{(\sum_i p_{xi})^2 + (\sum_i p_{yi})^2}{4E_e E_p y (1 - y)} \quad (5.5)$$

und zusammen mit

$$x = \frac{Q^2}{4E_e E_p y} \quad (5.6)$$



(siehe Kap. 2.1) ergibt sich

$$Q^2 = \frac{(\sum_i p_{xi})^2 + (\sum_i p_{yi})^2}{1 - y} \quad (5.7)$$

Dabei erstreckt sich die Summe über alle auslaufenden "hadronischen" Teilchen, also alle sekundären Teilchen im Ereignis außer dem primären Elektron. Es erwies sich als vorteilhaft, für die Berechnung der kinematischen Variablen in dieser Reihenfolge die Gl. 5.4, 5.7 und 5.6 zu verwenden.

## 5.2.2 Ergebnisse

Es wurde angenommen, daß für alle Teilchen, die den H1-Detektor treffen, eine fehlerfreie Bestimmung von Impulsen und Winkeln möglich ist. Die auftretenden Ungenauigkeiten ergeben sich dann lediglich durch die Reaktionsprodukte, deren Bahn im Strahlrohr verläuft; die Größen dieser Teilchen gehen nicht in die Impulssummen ein<sup>1</sup>. Aus den Impulsen der Teilchen, die den Detektor treffen, wurden die kinematischen Variablen ermittelt. Dem gegenübergestellt werden Berechnungen, die berücksichtigen, daß nur für Elektronen und Photonen im BEMC eine eindeutige Energiemessung möglich ist. Alle weiteren das BEMC treffenden Teilchen (hauptsächlich Pionen) fallen dann für die Summenbildung ebenfalls fort. Für das Strahlrohr wurde in beiden Richtungen ein Maximalwinkel von 0.07 rad angenommen, d.h. das PLUG-Kalorimeter geht nicht in die Impulssummen ein. Ebenfalls wurde der Einfluß des "tail catchers" nicht berücksichtigt.

Die Ereignisse wurden mit LEPTO und HFLGEN erzeugt und nach den verschiedenen kinematischen Bereichen aufgeschlüsselt. Die Histogramme in Abb. 5.3 - 5.5 zeigen die Fehler der verschiedenen kinematischen Variablen, aufgeschlüsselt nach drei Bereichen in  $y$ . Es zeigt sich, daß gerade in den Bereichen, wo eine Messung am interessantesten wäre, nämlich für  $y > 0.1$  (Abb. 5.5), der Wegfall der hadronischen Energie für das BEMC einen wesentlichen Einfluß auf die Genauigkeit von  $x$ ,  $y$  und  $Q^2$  hat. Es handelt sich dabei um den kinematischen Bereich, in dem überhaupt eine wesentliche Anzahl von Hadronen in das BEMC eindringt (Abb. 3.6).

Dieses Resultat verbessert sich geringfügig, wenn gefordert wird, daß sich das Elektron im BEMC befindet, wie im Vergleich von Abb. 5.5 und 5.6 ersichtlich. Hier wäre dann ein Vergleich der durch das Elektron und durch die Hadronen ermittelten Werte möglich. Ob eine derart ungenaue Messung allerdings dazu dienen kann, das Elektron zu identifizieren (und damit dann eine genauere Messung zu ermöglichen) bleibt zweifelhaft. Aufgrund der asymmetrischen Verteilung des Fehlers ist es hier auch schwierig, diesem einen Zahlenwert zuzuweisen. Für  $10^{-3} < y < 10^{-2}$  kann immerhin die volle Breite auf halber Höhe der Verteilungen bestimmt werden: für  $x$  beträgt diese 70%, für  $y$  40% und für  $Q^2$  70%. Es zeigt sich, daß ohne ein hadronisches Kalorimeter im Rückwärtsbereich die Messung der kinematischen Variablen im Bereich großer Werte von  $y$  mittels der Methode von Jacquet und Blondel sehr ungenau wird.

<sup>1</sup>Durch die Ungenauigkeiten der Energiemessung besonders in den hadronischen Kalorimetern ergeben sich natürlich weitere Fehler

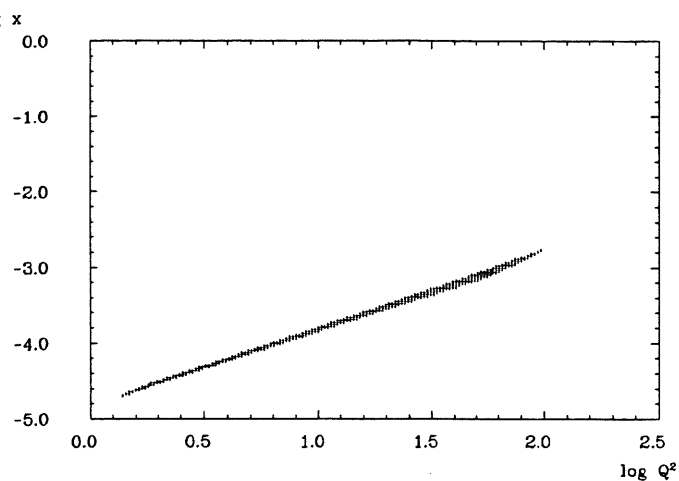
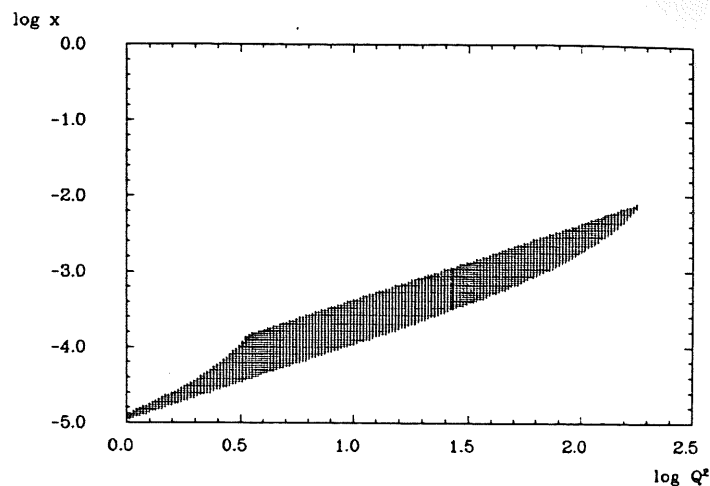
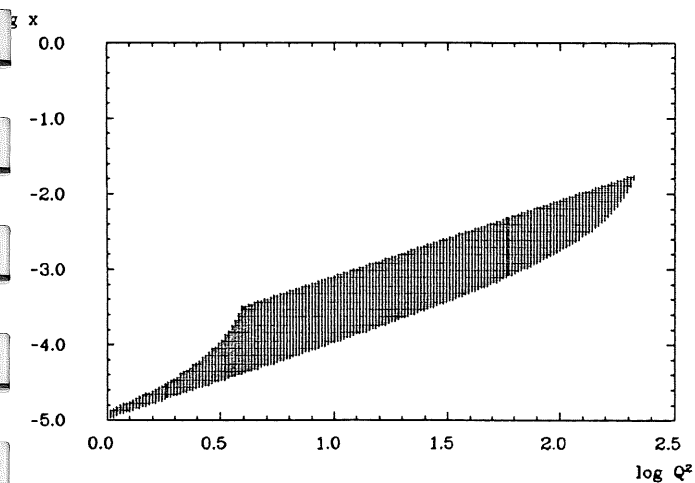
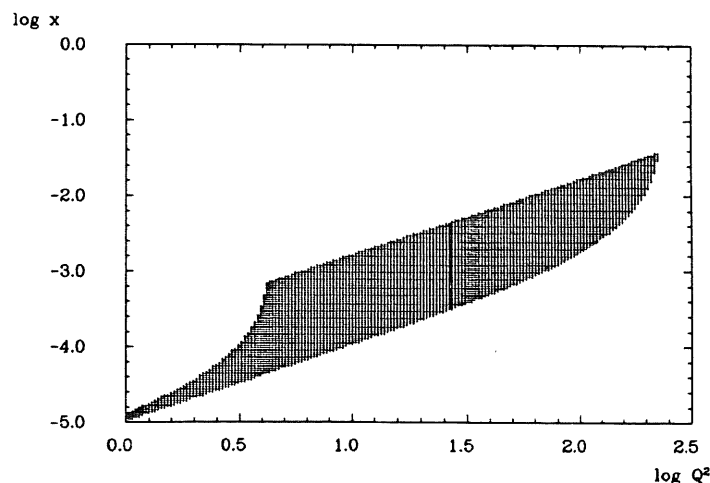
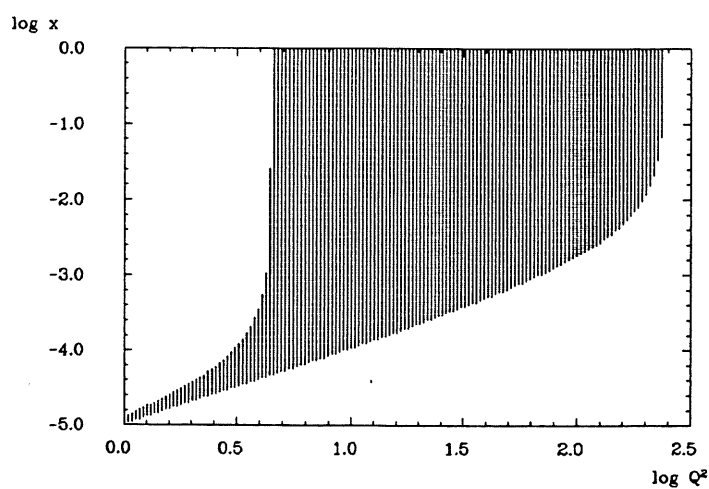
Fehler von  $x < 5\%$ Fehler von  $x < 10\%$ Fehler von  $x < 20\%$ Fehler von  $x < 50\%$ Gesamter BEMC - Bereich  $4^\circ < \vartheta < 29^\circ$ 

Abb. 5.1: Kinematische Bereiche, in denen  $x$  mit vorgegebenen Fehlern durch das BEMC gemessen werden kann

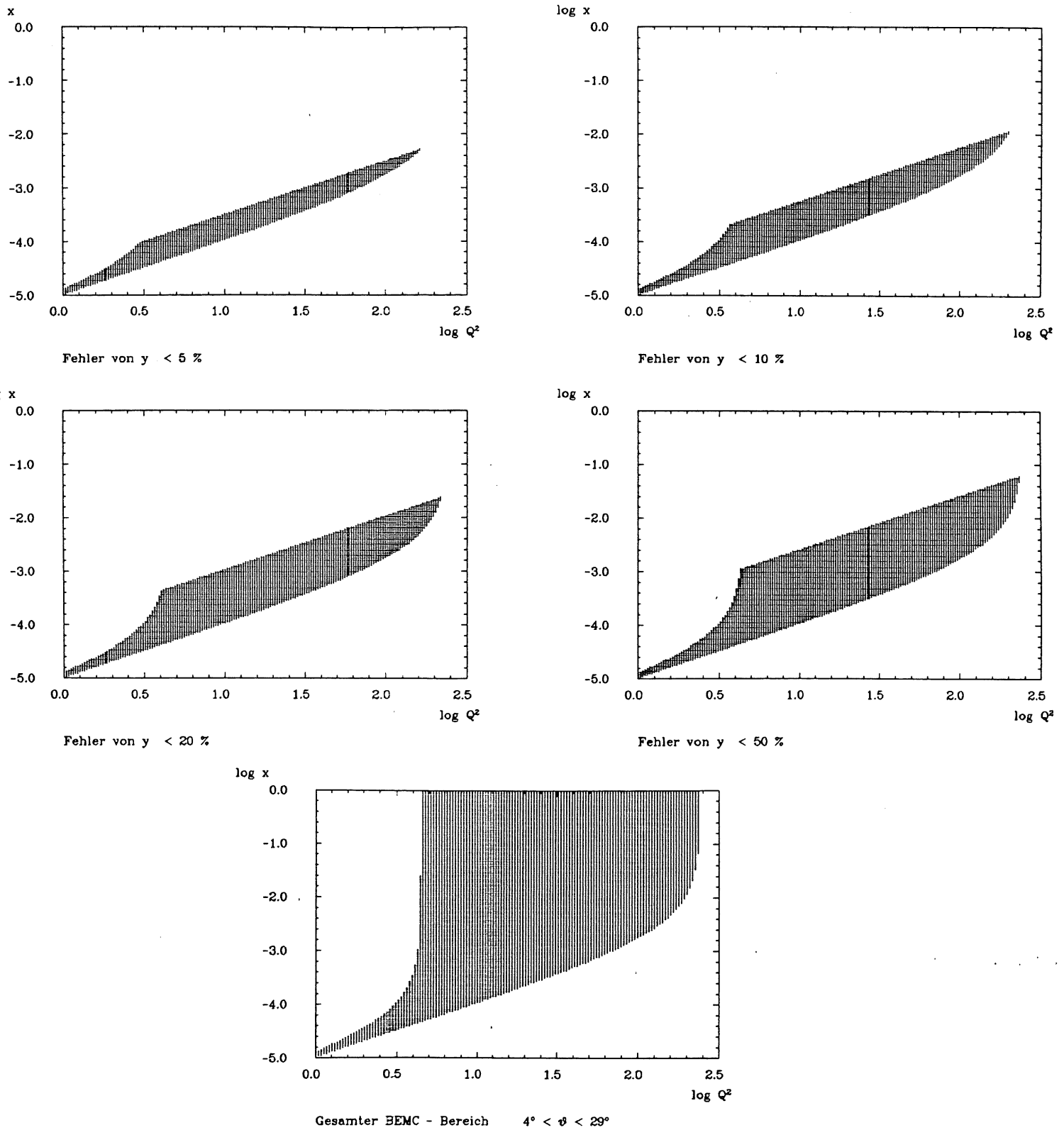


Abb. 5.2: Kinematische Bereiche, in denen  $y$  mit vorgegebenen Fehlern durch das BEMC gemessen werden kann

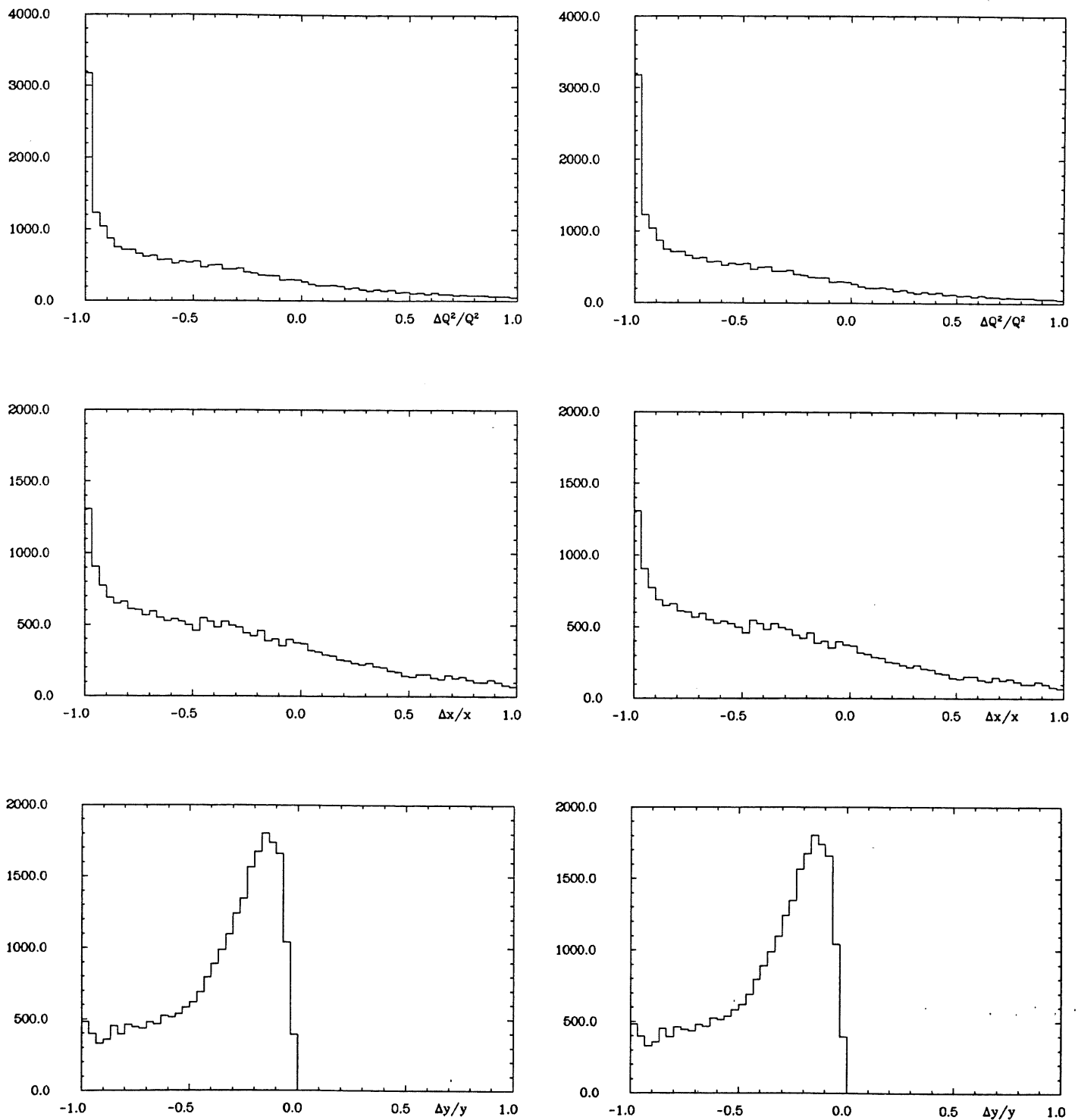


Abb. 5.3: Fehler der kinematischen Variablen für  $10^{-3} < y < 10^{-2}$ , links: BEMC mißt die Energie aller Teilchen, rechts: BEMC mißt alle Photonen und Elektronen

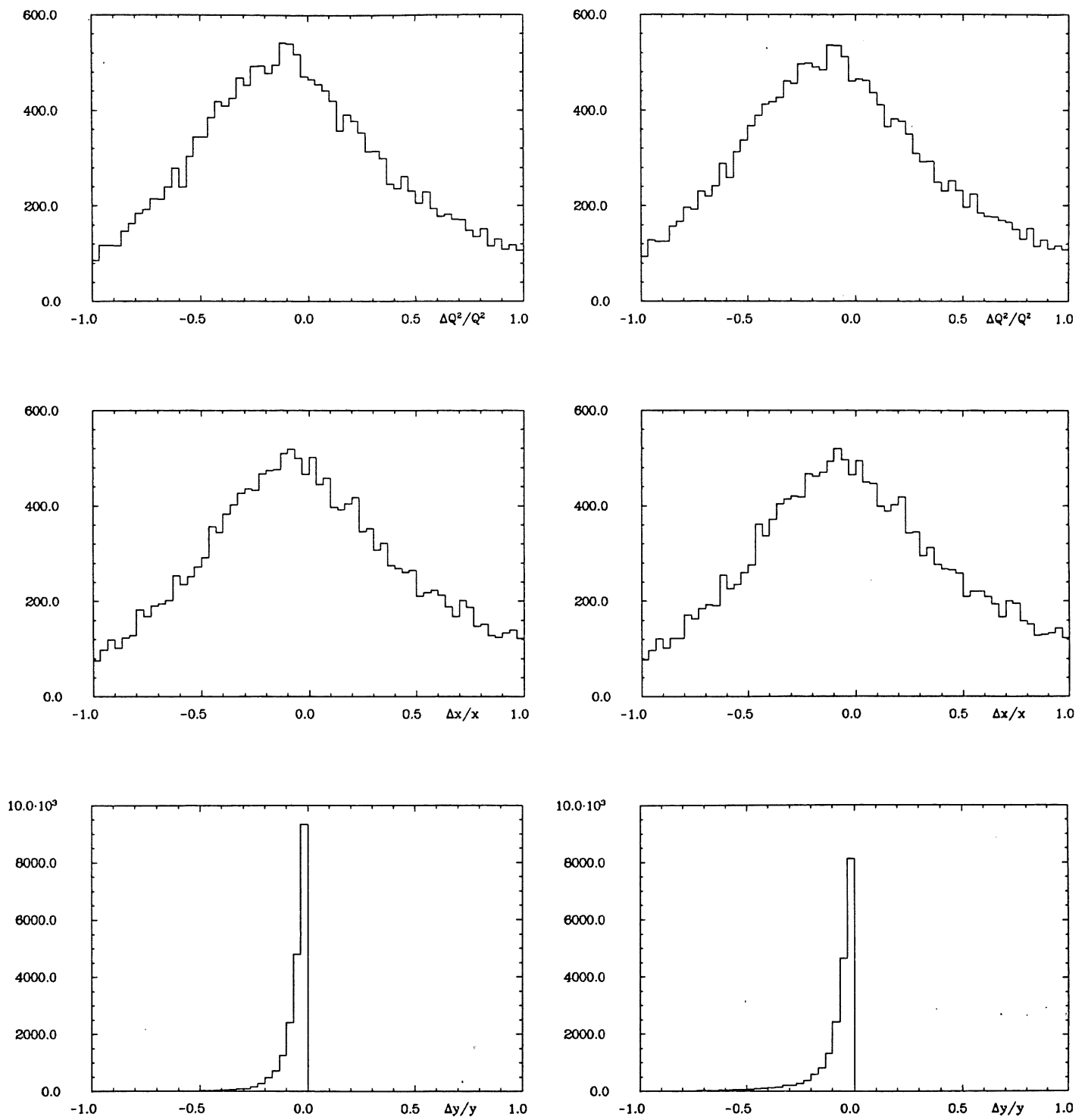


Abb. 5.4: Fehler der kinematischen Variablen für  $10^{-2} < y < 10^{-1}$ , links: BEMC mißt die Energie aller Teilchen, rechts: BEMC mißt alle Photonen und Elektronen

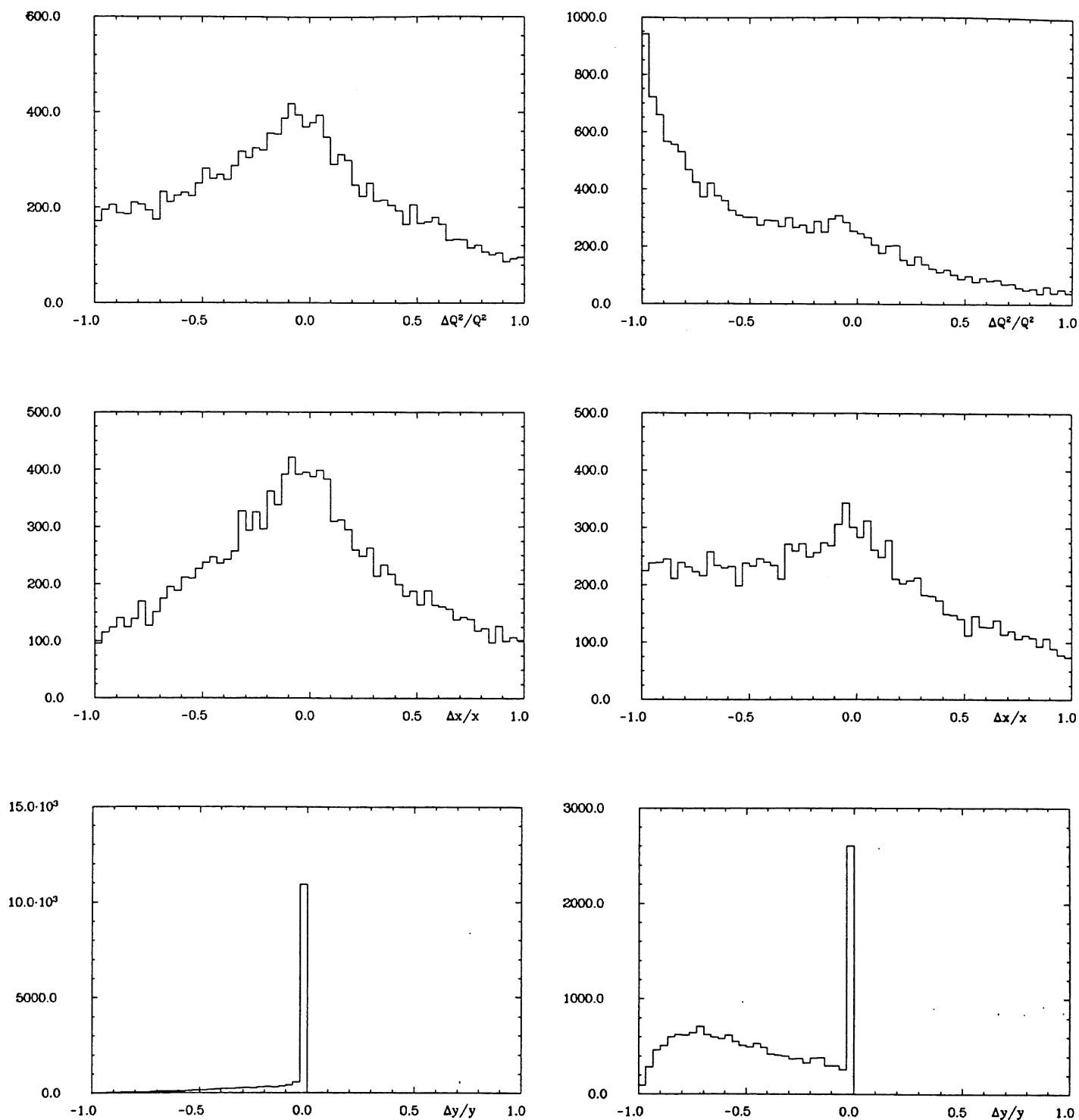


Abb. 5.5: Fehler der kinematischen Variablen für  $10^{-1} < y < 1$ , links: BEMC mißt die Energie aller Teilchen, rechts: BEMC mißt alle Photonen und Elektronen

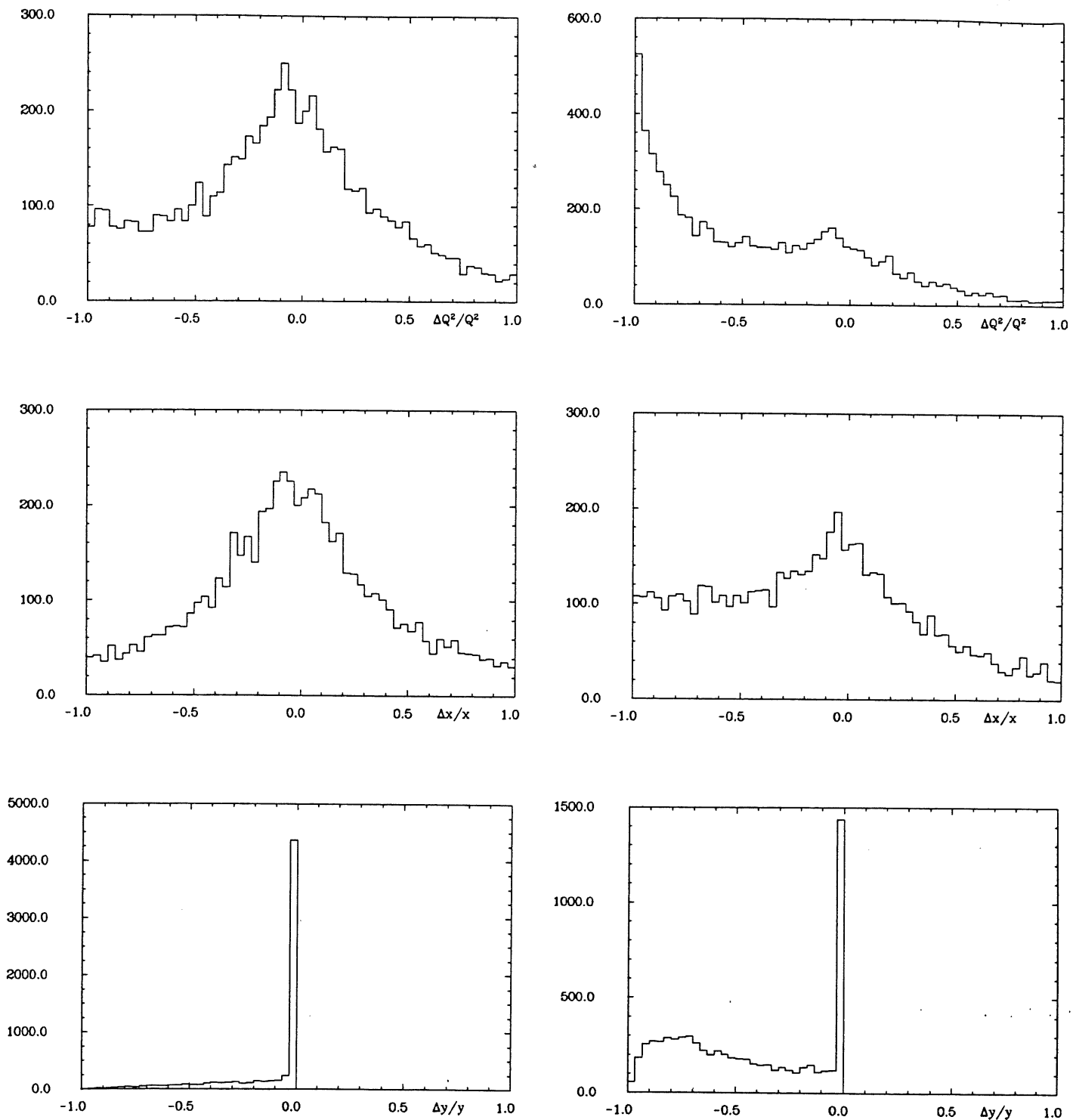


Abb. 5.6: Fehler der kinematischen Variablen für  $10^{-1} < y < 1$ , links: BEMC mißt die Energie aller Teilchen, rechts: BEMC mißt alle Photonen und Elektronen, Elektron im BEMC

# Kapitel 6

## Triggerstudien nach Detektorsimulation

### 6.1 Das Simulationsprogramm H1SIM

Um die Antwort des H1-Detektors auf die Ereignisse am Wechselwirkungspunkt sowie die Untergrundereignisse zu simulieren, wurde das Programmpaket H1SIM verwandt. Es besteht aus drei separaten Stufen, die nacheinander oder auch einzeln aufgerufen werden können (wobei die zweite Stufe das Ergebnis der ersten, die dritte das der zweiten benötigt) :

- "GEANT" : Physikalische Antwort des Detektors
- "DIGI" : Digitalisierungsstufe
- "TRIG" : Triggerstufe

Alle Daten werden mittels des Bankoperationssystems BOS [15] verarbeitet. Die erste Stufe ("GEANT") benötigt als Eingabe die Vierervektoren der generierten Ereignisse, die Ausgabe erfolgt in sogenannten "hit banks". Diese enthalten die xyz-Koordinaten von Ein- und Austritt der Teilchen in die bzw. aus den für die Spurverfolgung sensitiven Detektorkomponenten sowie Energiedeposition für die Kalorimeter. Z.B. enthält die Bank, die hier für das BEMC erzeugt wird, für jeden stack, in dem eine Energiedeposition stattfindet, die Nummer des stacks und die Energie, die in jeder Diode gesehen wird.

Die zweite ("DIGI") Stufe transformiert die "hit banks" in "digi banks", welche die Information im Detektor in einem Format enthalten, das dem von realen Ereignissen äquivalent ist: Kanalnummern, Auslesedrahtadressen, ADC-Einträge etc.

Im dritten Teil ("TRIG") werden die Triggerinformationen aus den "digi banks" ermittelt und in den "trigger banks" abgelegt. Hier werden z.B. verschiedene Kalorimeterkomponenten zu Triggertürmen zusammengefaßt oder eine Information über den Z-Vertex gebildet. Die Triggerbedingung als solche, d.h. die Kombination einzelner Triggerelemente ist nur sehr grob definiert, die letztendliche Entscheidung über die Triggerbedingungen ist dem Benutzer überlassen. Ein besonderes Problem für die Simulation der Kalorimeter stellen die *Abschneideenergien* dar, d.h. diejenigen Energiewerte, ab denen ein Teilchen eines Schauers nicht mehr weiterverfolgt wird, sondern an der entsprechenden Stelle quasi



Schnitt in MeV	$E_{vis}/E_e$ in %	$\Delta E_{vis}/E_{vis}$ in %
200	2.0	–
100	3.0	2.0
50	4.0	1.5
20	6.0	1.5
10	8.5	1.5

Tab. 6.1: Anteil der sichtbaren Energie (sampling fraction) und Breite der Verteilung (sampling fluctuations) in % der Energie des einlaufenden Teilchens für ein Elektron von  $E_e = 10 \text{ GeV}$ ,  $\varphi = 15^\circ$ ,  $\vartheta = 30^\circ$ , verschiedene Abschneideenergien

”steckenbleibt” und seine Energie dort deponiert. Sind diese Schnitte sehr klein, so erhöht sich die Laufzeit des Programms dramatisch, sind sie aber größer, so wird der Anteil der sichtbaren Energie an der Gesamtenergie (”sampling fraction”) kleiner und die relative Energieungenauigkeit (”sampling fluctuations”) größer. Die kleinere ”sampling fraction” kann dabei problemlos durch einen entsprechend gewählten Kalibrationsfaktor ausgeglichen werden, jedoch bleibt die *relative* Energieungenauigkeit genauso groß, ist also größer als bei kleineren Schnitten.

Es ist also sicherlich geboten, für eine möglichst exakte Simulation der Wirklichkeit kleine Schnitte zu bevorzugen. Für die in dieser Arbeit durchgeführte Simulation des Ansprechens des H1-Detektors auf die eP-Ereignisse wurde eine Abschneideenergie von  $10 \text{ MeV}$  gewählt.

## 6.2 Energiekalibration des BEMC in H1SIM

Zur Feststellung der Energiekalibrationsfaktoren als Funktion der Abschneideenergie wurden Ereignisse generiert, die aus lediglich einem Elektron mit genau definierten Werten des Winkels und der Energie bestanden. Die Winkel wurden so gewählt, daß der Schauer möglichst in einem der stacks vollständig enthalten war, um zunächst Fluktuationen, die durch die Materialien zwischen den stacks hervorgerufen werden könnten, zu vermeiden. Zwei Reihen von Werten wurden so erzeugt:

- Elektronenergie  $10 \text{ GeV}$  bei variabler Abschneideenergie
- Abschneideenergie  $50 \text{ MeV}$  bei variabler Elektronenergie

Abb. 6.1 und Abb. 6.2 stellen die Verteilung der Energiedeposition dar. Die Ergebnisse sind in Tab. 6.1 dargestellt. Als Wert für die deponierte Energie wurde zunächst einfach das Maximum der Verteilung gewählt, da die geringe Anzahl der Werte eine Funktionsanpassung nicht sinnvoll erscheinen ließ. Es zeigt sich bei Betrachtung von Abb. 6.1 und 6.2, daß der prozentuale Anteil der

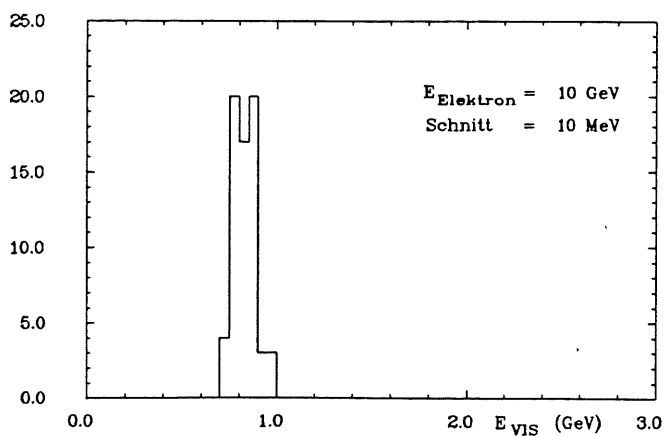
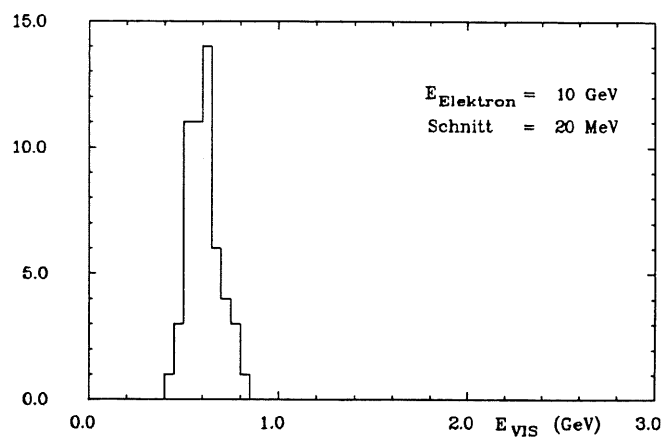
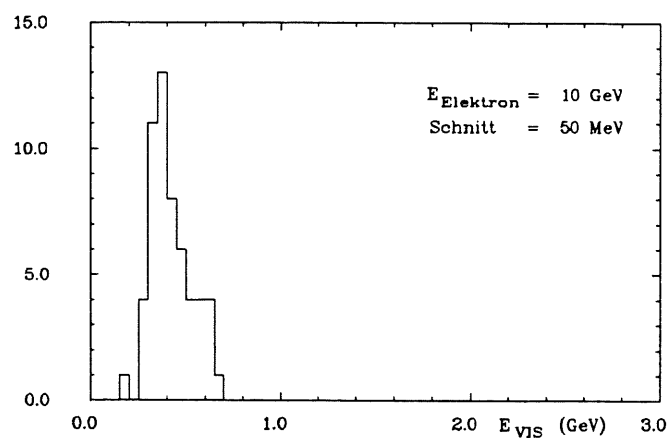
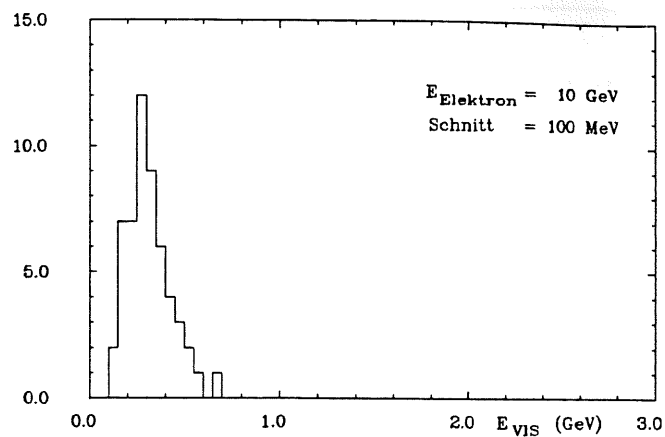
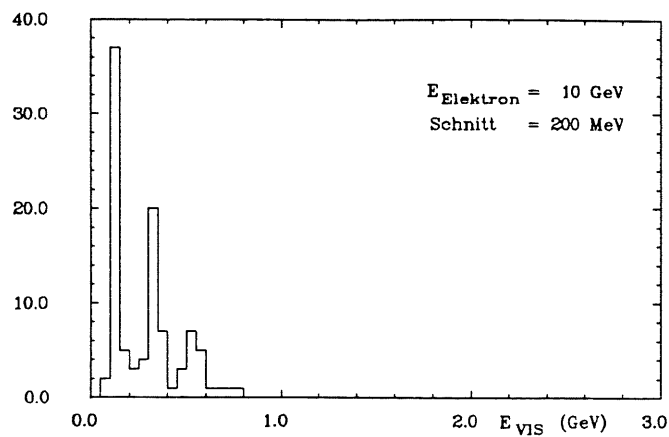


Abb. 6.1: Im BEMC sichtbare Energie für verschiedene Abschneideenergien

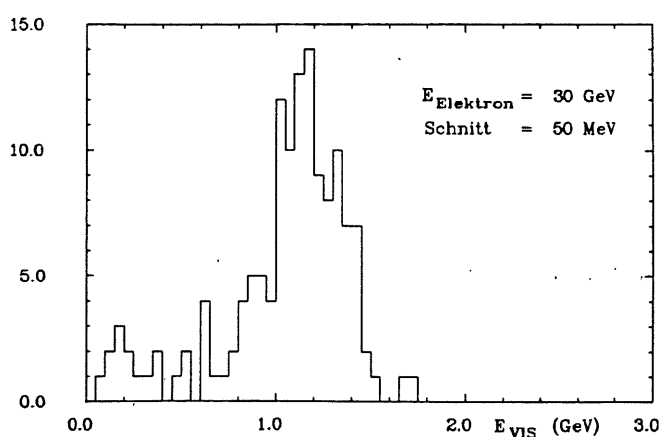
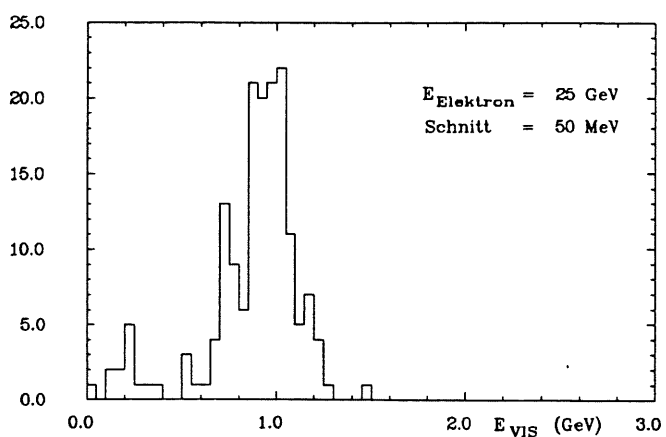
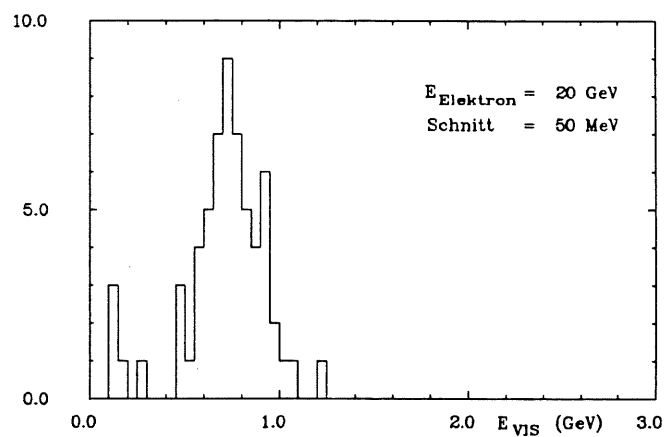
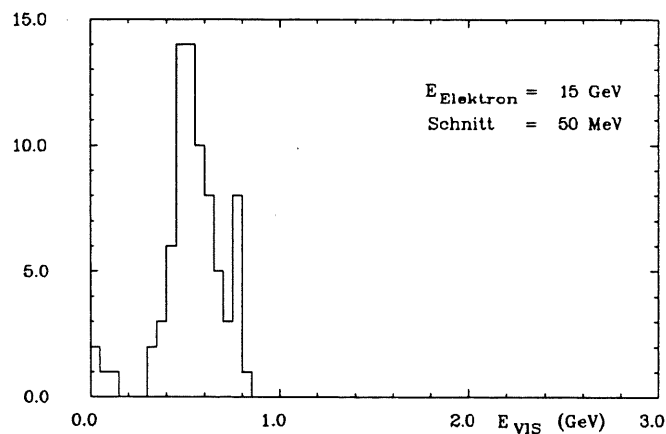
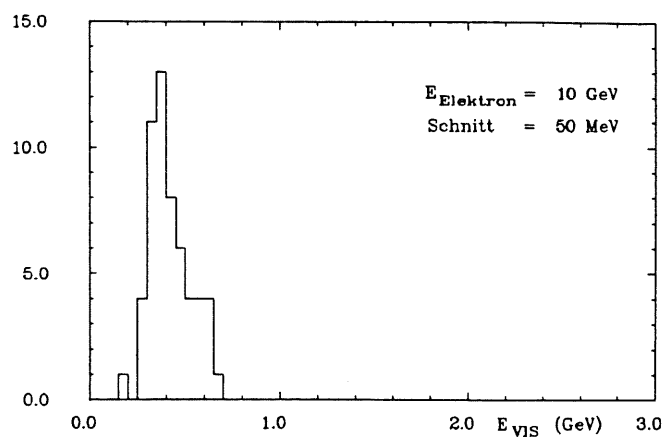
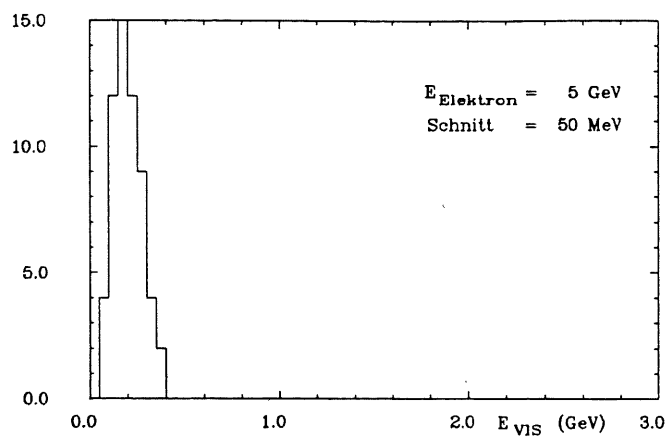


Abb. 6.2: Im BEMC sichtbare Energie für verschiedene Einschußenergien des Elektrons

sichtbaren Energie von der Energie des einlaufenden Elektrons unabhängig ist und daß er sich für eine Extrapolation des Schnittes nach 0 gegen den theoretisch erwarteten Wert von 13% bewegt. Der Kehrwert dieser Zahlen ergibt die Kalibrationsfaktoren, mit denen aus der deponierten Energie die Einschußenergie berechnet wird.

Die hier ermittelten Werte gingen als erste Näherung in die Kalibrationsroutine der Triggerstufe des HISIM ein.

Bei den Untersuchungen mit höheren Einschußenergien und variablen Schnitten fiel ein weiterer Effekt auf: zu große Abschneideenergien können suggerieren, daß der gesamte Schauer sich auf einen stack beschränkt, während realistischere Bedingungen die Energie auf mehrere verteilen. Es ergeben sich dann für die Ereignisrekonstruktion total verschiedene Muster (siehe Abb. 6.3). Aufgetragen ist dort die in den verschiedenen stacks deponierte Energie gegen die x- und y-Zählung der stacks (die direkt mit der Position korreliert ist, siehe Abb. 1.3). Die ansprechenden stacks sind unmittelbar benachbart.

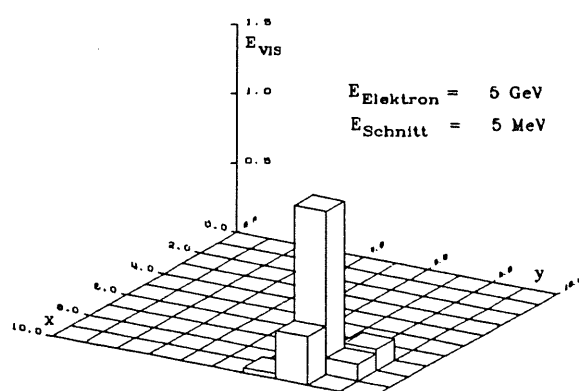
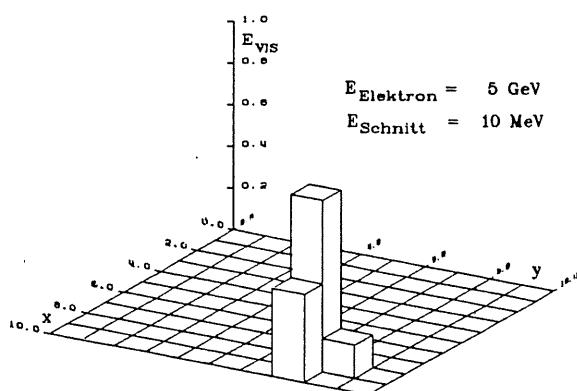
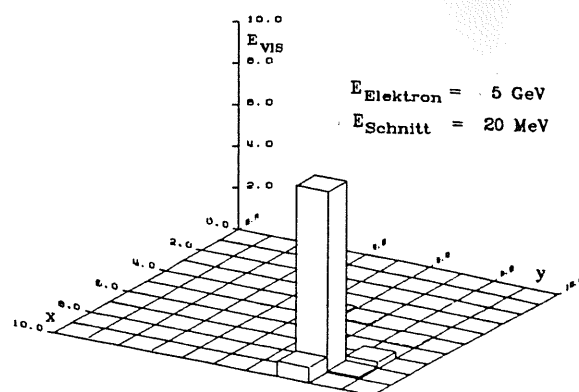
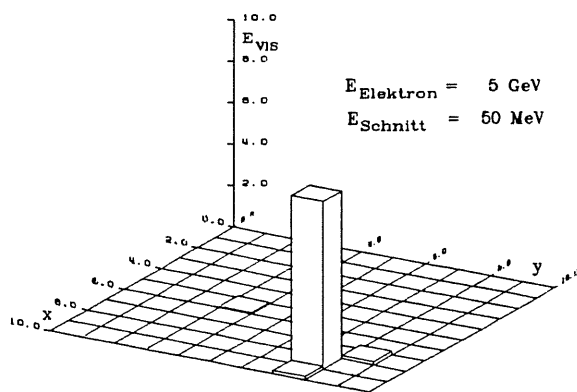


Abb. 6.3: Sichtbare Energie  $E_{VIS}$  in willkürlichen Einheiten, Einschußenergie 5 GeV, konstanter Winkel: bei kleineren Abschneideenergien werden Teile des Schauers in direkt benachbarten stacks deponiert

## 6.3 Die Elemente des Triggers

### 6.3.1 Kalorimeter

Im Triggermodul des Detektor-Simulationsprogramms H1SIM werden, wie auch später im Experiment, verschiedene Energiesummen gebildet. Diese Energiesummen wiederum setzen sich aus Energien zusammen, die in sogenannten Großtürmen gemessen werden. Ein solcher Großturm ist eine grobe Zusammenfassung verschiedener Kalorimeterkomponenten. Die Segmentierung dieser Türme in  $\vartheta$  ist in Abb. 6.4 dargestellt. Die zusätzliche Unterteilung in  $\phi$  ist äquidistant, die Feinheit derselben kann im Bild aus den bei den verschiedenen Segmenten befindlichen Zahlen entnommen werden. Die Numerierung der Unterteilung längs der Strahlachse beginnt beim ersten Flüssig-Argon-Bereich mit 0. (Nr. 14 und 15 befinden sich dann im BEMC, siehe Abb. 6.5)

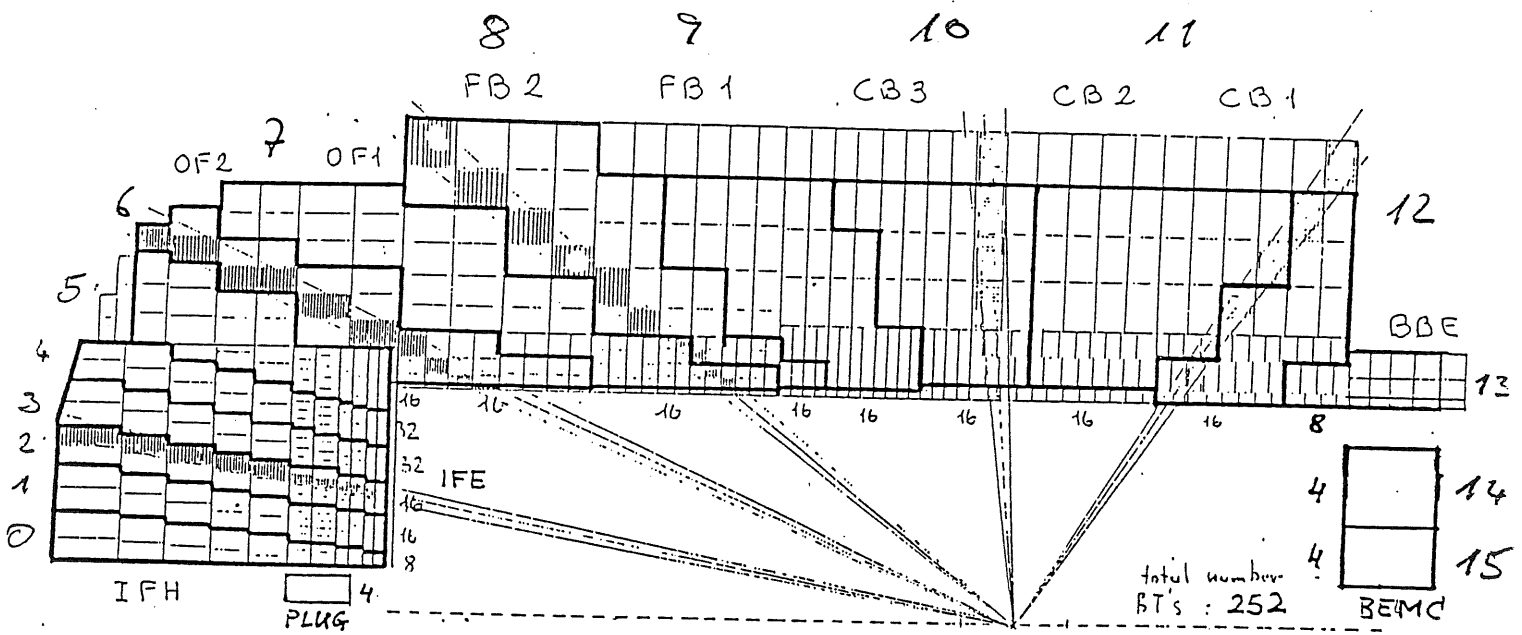


Abb. 6.4: Einteilung der Kalorimeter-Großtürme, nach [20]

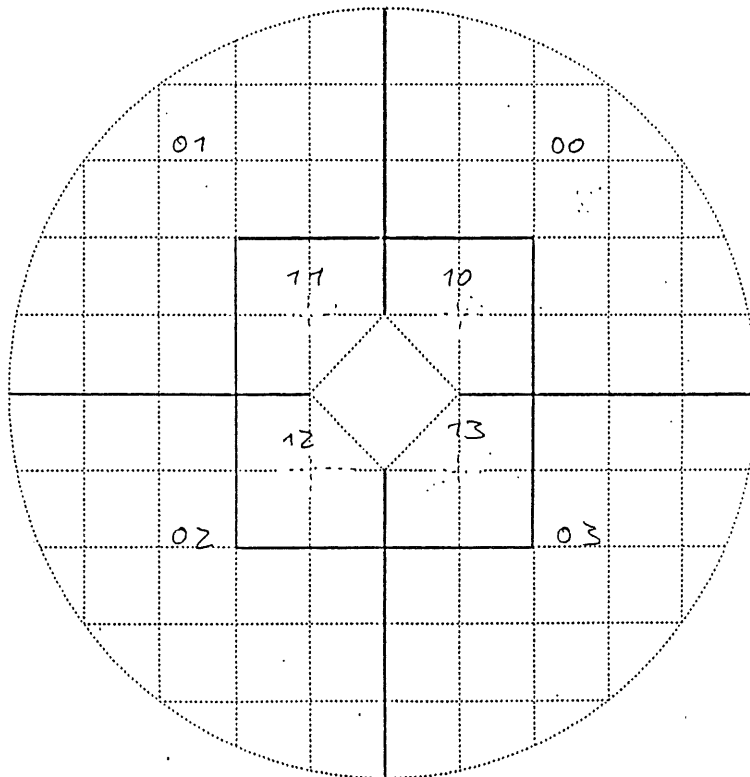
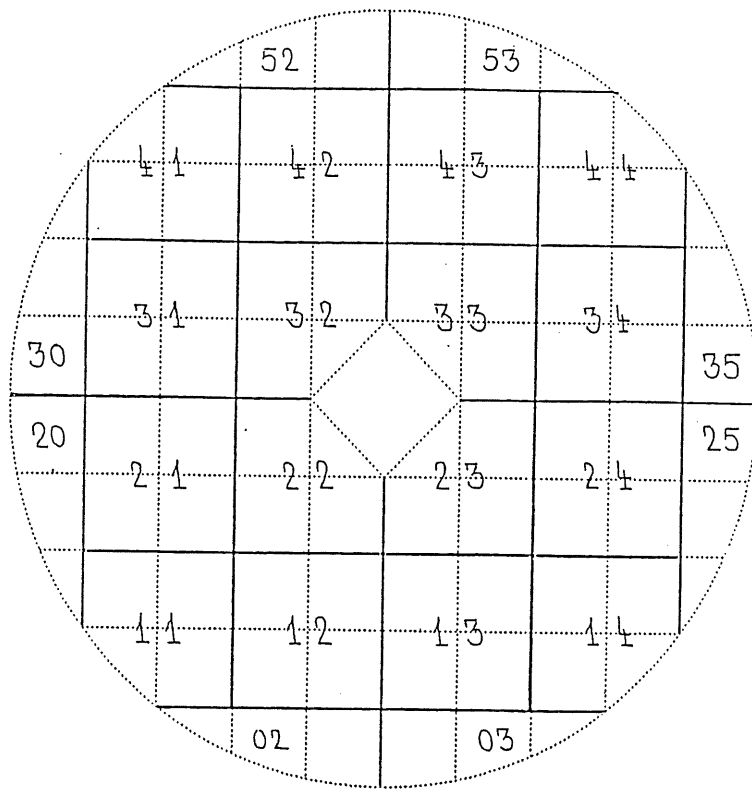


Abb. 6.5: Einteilung der BEMC-Trigger- und Großtürme

Folgende Energiesummen werden aus der Energie der Großtürme gebildet:  
gesamte transversale Energie

$$E_{TRAN} = \sum_i E_i \sin(\vartheta_i) \quad (6.1)$$

gesamte fehlende Transversalenergie

$$E_{MISS} = \sqrt{E_x^2 + E_y^2} \quad (6.2)$$

mit

$$E_x = \sum_i E_i \sin \vartheta_i \cos \phi_i \quad (6.3)$$

$$E_y = \sum_i E_i \sin \vartheta_i \sin \phi_i \quad (6.4)$$

innere Vorwärtsenergie

$$E_{IF} = \sum_{i_\vartheta=0}^5 E_{i_\vartheta} \quad (6.5)$$

Energie im Vorwärtsbarrel

$$E_{FB} = \sum_{i_\vartheta=6}^9 E_{i_\vartheta} \quad (6.6)$$

Energie im Zentralbarrel

$$E_{CB} = \sum_{i_\vartheta=10}^{13} E_{i_\vartheta} \quad (6.7)$$

Energie im BEMC

$$E_{BEMC} = \sum_{i_\vartheta=14}^{15} E_{i_\vartheta} \quad (6.8)$$

Energie im PLUG

$$E_{PLUG} \quad (6.9)$$

Vorwärtsenergie

$$E_{FOR} = E_{PLUG} + E_{IF} \quad (6.10)$$

Barrenergie

$$E_{BAR} = E_{CB} + E_{FB} \quad (6.11)$$

Rückwärtsenergie

$$E_{BACK} = E_{BAR} + E_{BEMC} \quad (6.12)$$

Gesamtenergie

$$E_{TOT} = E_{BACK} + E_{FOR} \quad (6.13)$$

Für die mit einem Winkel gewichteten Energiesummen  $E_{TRAN}$ ,  $E_x$  und  $E_y$  werden mittlere Winkel für die Großtürme verwandt, die Summen erstrecken sich über alle Kalorimeter. Die Werte für  $E_{IF}$ ,  $E_{FB}$  und  $E_{CB}$  werden über den gesamten Bereich von  $\phi$  in drei verschiedenen  $\vartheta$ -Regionen des Flüssig-Argon-Kalorimeters gebildet.  $E_{BEMC}$  bzw.  $E_{PLUG}$  bezeichnet die Gesamtenergie in diesen Kalorimetern.



### 6.3.2 Z-Vertex

Sowohl im Vorwärts- als auch im Zentralbereich befinden sich Proportionalkammern (MWPC in Abb. 1.6), deren Kathoden segmentiert sind. Ein vom Wechselwirkungspunkt kommendes Teilchen beschreibt eine Spur, die sich aus der Kombination der verschiedenen angesprochenen Segmente rekonstruieren läßt. Die Segmente werden zu diesem Zweck paarweise kombiniert und daraus alle *möglichen* Spuren ermittelt. Die Schnittstelle dieser Spuren mit der  $z$ -Achse ist ein möglicher Startpunkt des Teilchens. Alle derartigen Punkte werden in das Z-Vertex-Histogramm eingetragen, um zu ermitteln, an welchem Ort das Proton und Elektron miteinander in Wechselwirkung traten. Dort ergibt sich bei einem Ereignis im Detektor dann eine Überhöhung des Histogramms. In der verwendeten Version von H1SIM wurde für einen Vertex in einem bestimmten  $z$ -Bereich gefordert, daß:

$$\frac{N_{Max} - N_{Unter}}{\sqrt{N_{Max}}} \geq 1.5$$

Dabei ist  $N_{Max}$  die Anzahl der Einträge im Maximum der Verteilung,  $N_{Unter}$  die mittlere Anzahl der Einträge in den übrigen Kanälen der Verteilung.

### 6.3.3 Kombination von MWPC und Kalorimeter

Eine weitere Methode für die Unterdrückung des Untergrunds ergibt sich aus der Tatsache, daß eine bei einem physikalischen Ereignis gemessene Energiedeposition in einem der Großtürme durch ein Teilchen deponiert wird, welches vom Wechselwirkungspunkt kommt und daher eine von dort auf den Turm hinweisende Spur besitzt. Wenn sich einem Turm durch eine Segmentkombination der Proportionalkammern eine solche Spur zuweisen läßt, so stellt dies eine gute Verifikation für ein physikalisches Ereignis als Quelle der Energiedeposition dar und dieselbe wird für "gut" befunden. Der entsprechende Turm soll im folgenden mit  $BT_V$  (validated big tower, "guter" Großturm) bezeichnet werden. Im H1-Detektor ist die Segmentierung der Proportionalkammern und der Großtürme leicht unterschiedlich, dadurch können bis zu drei in  $\vartheta$  benachbarte  $BT_V$ 's, die von nur einer Kammerspur berührt werden, ansprechen. Die Übereinstimmung in  $\phi$  ist eindeutig. Die Großtürme im Zentralbereich, die für den Trigger betrachtet wurden, sind in 5  $\vartheta$ - und 16  $\phi$ -Bereiche unterteilt. In der vorliegenden H1SIM-Version wurden die Türme nur dann für "gut" befunden, wenn eine Kombination der Kammer-Segmente vorlag, die auf den peak im Z-Vertex-Histogramm oder in einen unmittelbar benachbarten Bereich desselben hinwies. (Zu den Triggern, an denen zentrale Proportionalkammern beteiligt sind, siehe auch [16].)

### 6.3.4 Die TOF-Vetowände

Das letzte hier beschriebene Triggerelement, das von den vorhergehenden unabhängig ist, stellt das schon in Kap. 1 erwähnte TOF-System dar. Die Teilchen der Untergrundereignisse kommen etwa gleichzeitig mit dem Proton im sensitiven Bereich des H1-Detektors an. Dies führt zur Möglichkeit einer Zeitabfrage:

Da der Abstand zwischen TOF und Wechselwirkungspunkt bekannt ist, kann zusammen mit der Geschwindigkeit der Teilchen eine früheste Zeit nach der Strahlkreuzung ermittelt werden, in der ein Ansprechen des TOF "erlaubt" ist. Früher dort gemessene Signale deuten offensichtlich auf Teilchen hin, die von der Protonenseite in den Detektor eindringen. Ereignisse mit zu früh oder zu spät eintreffenden Teilchen sind zu verwerfen.

## 6.4 Datensätze

Für die Erstellung der Triggerraten wurde ein Datensatz von Ereignissen neutraler Ströme (NC) mit den Programmen LEPTO und HFLGEN angelegt und das Ansprechen des Detektors mit H1SIM simuliert. Aus den Überlegungen in Kap. 3 ergab sich eine Unterteilung der Ereignisse durch einen Schnitt in  $y$ . Ereignisse mit  $y < 0.1$  sind physikalisch weniger interessant und durch hohe Werte von  $E_{BEMC}$  charakterisiert.

Die physikalisch interessanteren Ereignisse mit  $y > 0.1$  sind schwerer zu erfassen und müssen genauer untersucht werden. Deshalb wurden für die Erzeugung der Ereignisse folgende Schnitte gesetzt:  $y > 0.1$ ,  $Q^2 > 2.5 \text{ GeV}^2$ ,  $W^2 > 3 \text{ GeV}^2$ . Der Schnitt in  $Q^2$  ergibt sich aus der Forderung, daß möglichst viele primäre Elektronen im BEMC nachgewiesen werden können und somit kinematische Messungen möglich sind.

Die Ereignisse in dem Bereich sehr kleiner  $x$  konnten durch diesen Schnitt nicht betrachtet werden. Die Kinematik der Ereignisse, bei denen das Elektron auf das BEMC auftrifft (und nur solche werden im folgenden betrachtet) ist in Abb. 6.6 zu sehen. Von den 1800 erzeugten Ereignissen sind dies 1300. Für den Untergrund wurden bestehende Datensätze verwandt.

## 6.5 Triggerraten

Um zu einer Vorstellung zu gelangen, welche Energieschwellen für den Trigger geeignet sind, wurden für eP- (Abb. 6.7 und 6.8) und Untergrundereignisse (Beamgas Abb. 6.9 und 6.10, Beamwall Abb. 6.11 und 6.12) sämtliche erwähnten Energiesummen aufgetragen. Dabei wurden die Ereignisse, die in einer bestimmten Energiesumme einen Wert von 0 aufwiesen, für das betreffende Histogramm nicht berücksichtigt, da dies durch die Anzahl der Einträge im ersten Kanal des Histogramms oft unlesbar geworden wäre (besonders oft gilt dies in den Barrel-Bereichen, die Histogramme für  $E_{FB}$ ,  $E_{CB}$ ,  $E_{BAR}$  haben daher deutlich weniger Einträge). Die Werte der BEMC-Energie sind bei den eP-Ereignissen in Abb. 6.7(d) zu groß, da der Kalibrationsfaktor laut [25] für die dreieckigen Module an den Rändern des BEMC kleiner als für die quadratischen sein muß. Dies konnte in der vorliegenden Simulation nicht berücksichtigt werden, sollte aber in spätere Kalibrationsroutinen des H1SIM eingehen.

Bei Betrachtung der Energiesummen im Vergleich der verschiedenen Ereignisarten (Abb. 6.7, 6.9 und 6.11 fällt zunächst auf, daß eine Schwelle in  $E_{BEMC}$  sicherlich ein guter Startpunkt für die Untersuchung ist. Weiterhin ist zu beobachten, daß im allgemeinen die Beamwall-Ereignisse in fast allen Energiesum-

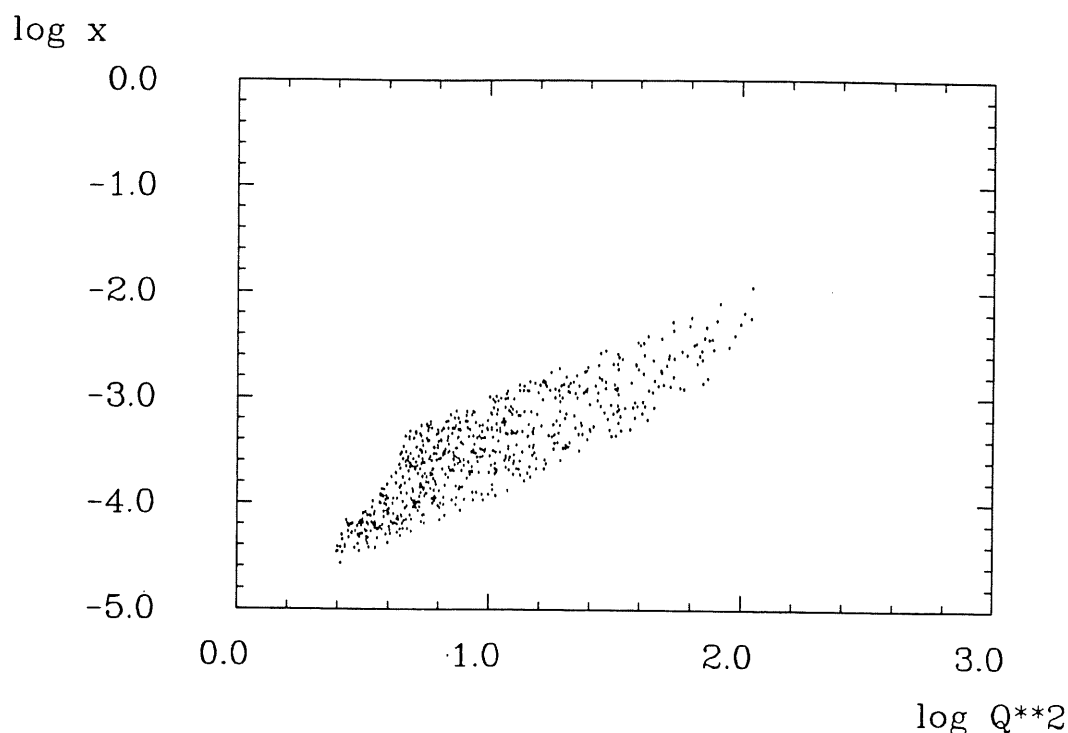


Abb. 6.6: Kinematischer Bereich der betrachteten Ereignisse

men größere Werte zeigen als die Beamgas-Ereignisse, daher sicherlich schlechter durch Energieschwellen zu unterdrücken sind. Die Gesamtenergie  $E_{TOT}$  weist für die eP-Ereignisse eine gaußartige Verteilung auf, deren Schwerpunkt bei etwa 50 – 60 GeV liegt (siehe Abb. 6.8(e)).

In den Darstellungen ab Abb. 6.13 wird die Rate der getriggerten Ereignisse in % gegen die verschiedenen Bedingungen als Graphik gezeigt. Um die Darstellungen nicht zu unübersichtlich zu gestalten, wurde auf Fehlerbalken verzichtet. Für eine Fehlerabschätzung kann dienen, daß etwa 1300 Physik-, 1000 Beamwall- und 8000 Beamgas-Ereignisse betrachtet wurden. Die aufgetragenen Energieschwellen sind stets in GeV gemessen. Aus den genannten Gründen wurde zunächst der Einfluß einer Energieschwelle im BEMC betrachtet.

### 6.5.1 Schwelle in $E_{BEMC}$

Für die eP-Ereignisse wurde der Einfluß betrachtet, den die Energieschwellen auf die Verteilung der kinematischen Variablen zeitigen. Es ist zu erwarten, daß der Bereich mit dem größten Wert von  $y$  auch die größten Probleme aufwirft, da die Energie des Elektrons dort sehr klein ist. Der betrachtete  $y$ -Bereich wurde daher wiederum aufgeteilt, und zwar in 5 äquidistante Bereiche in  $\log y$ . Von diesen wird später nur der letzte gesondert betrachtet.

Die relative Triggerrate wurde in Abb. 6.13 als Funktion der BEMC-Energieschwelle aufgetragen, wieder für alle drei Ereignistypen. Der Untergrund ist im linearen und im logarithmischen Maßstab dargestellt; die eP-Ereignisse sind einmal insgesamt ( $y > 0.1$ ) und einmal im Bereich größter Werte von  $y$  darge-

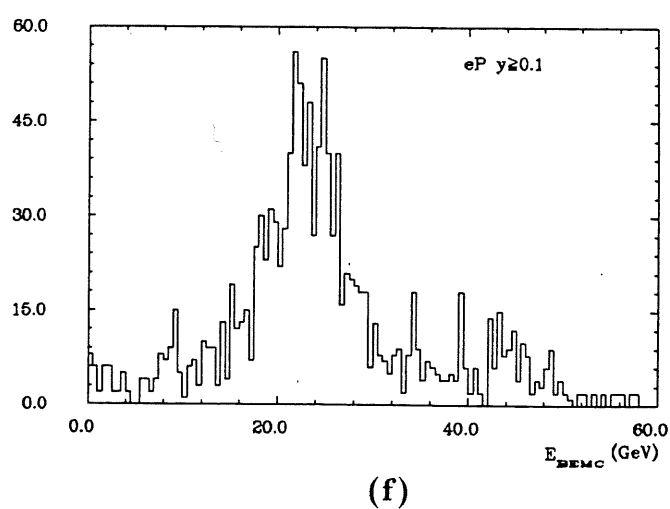
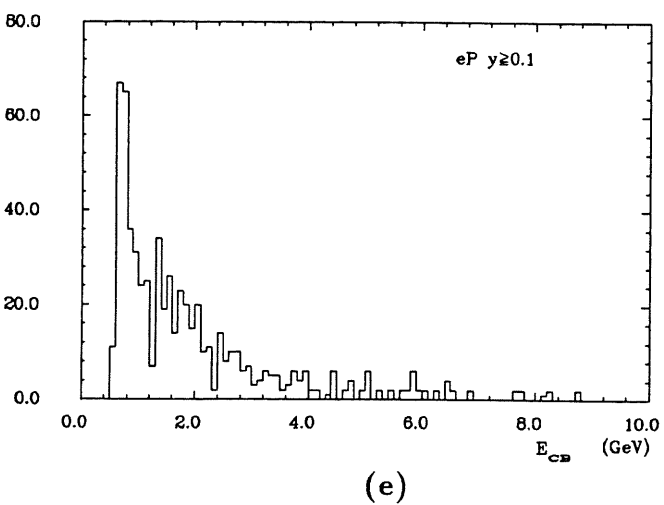
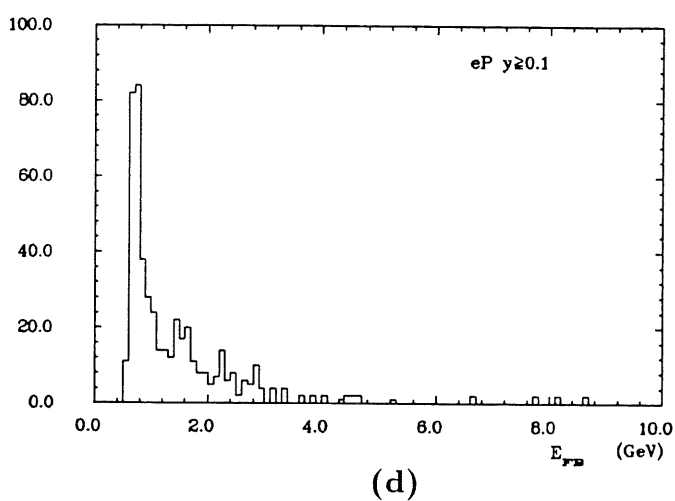
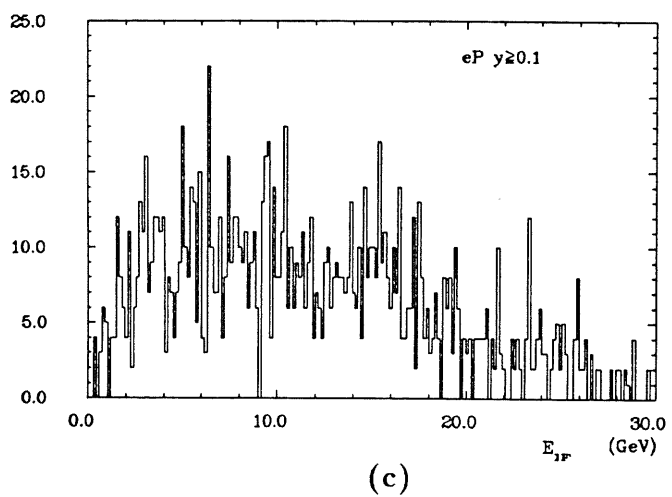
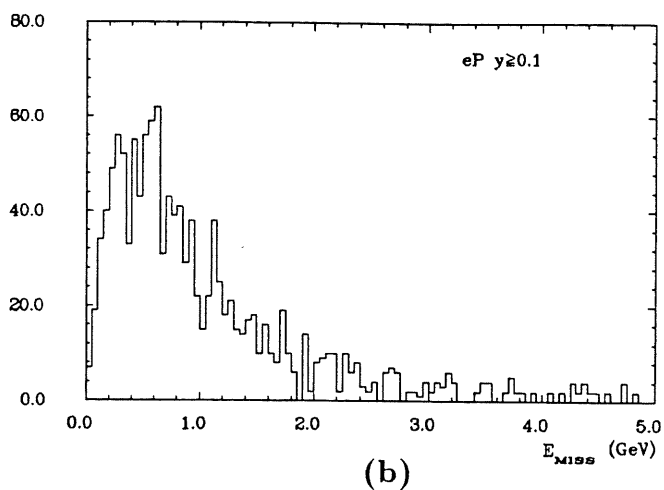
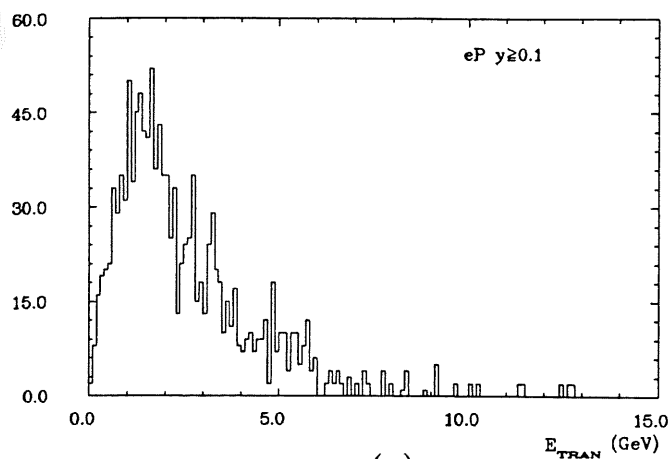


Abb. 6.7: Histogramme der Energiesummen für  $eP$ -Ereignisse, Elektron im BEMC

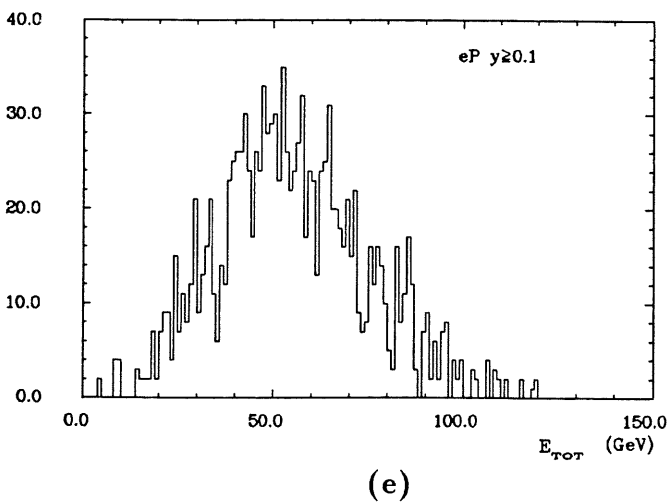
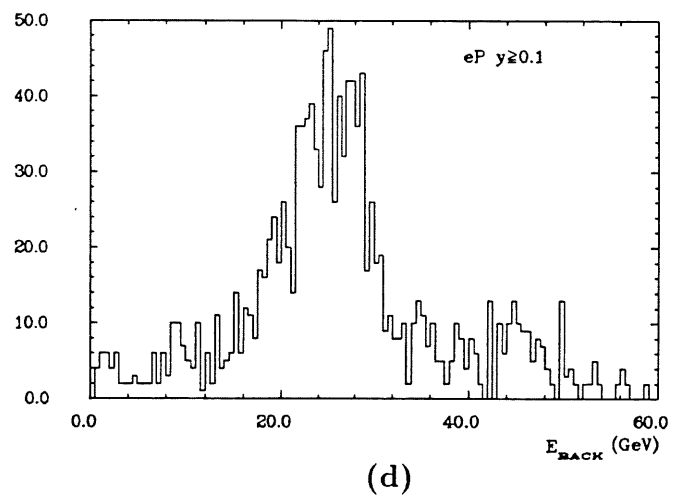
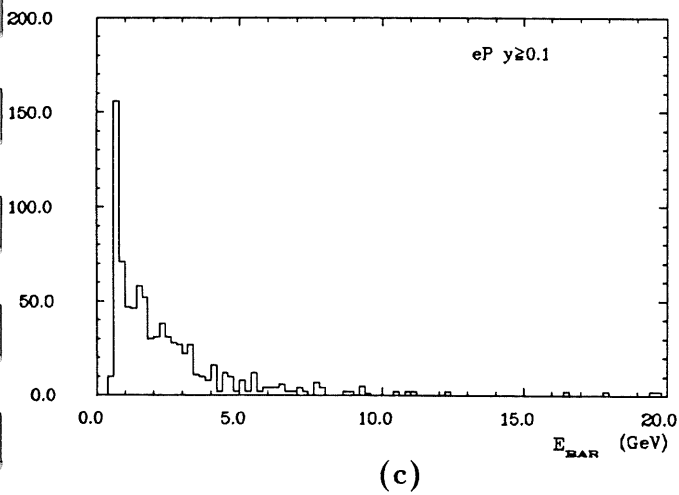
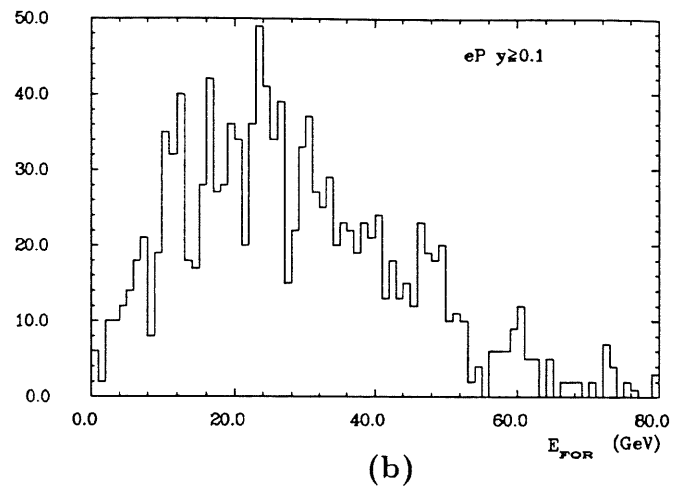
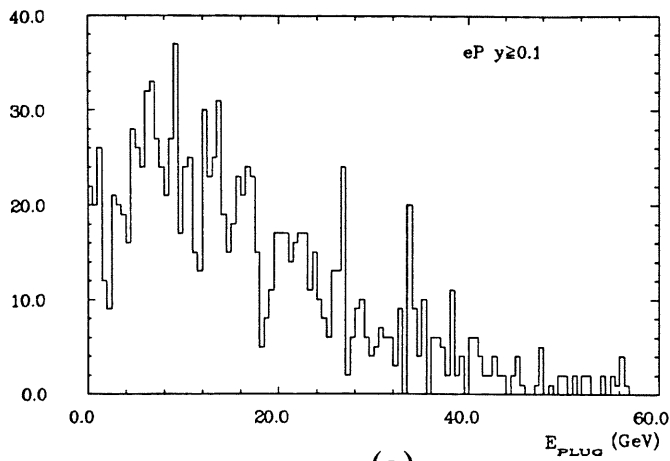


Abb. 6.8: Histogramme der Energiesummen für  $eP$ -Ereignisse, Elektron im BEMC

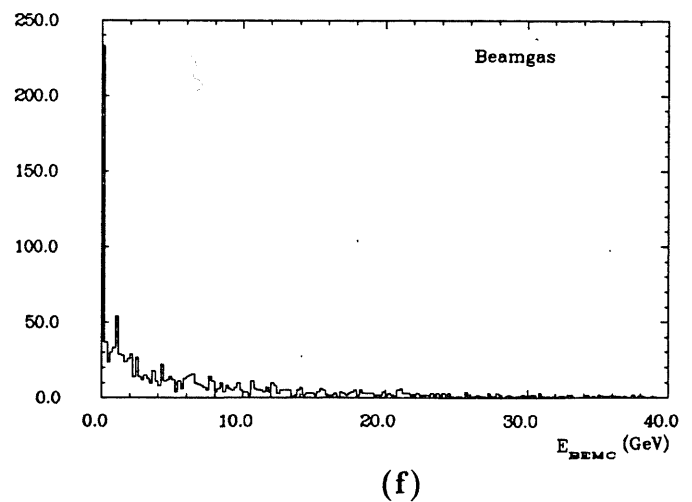
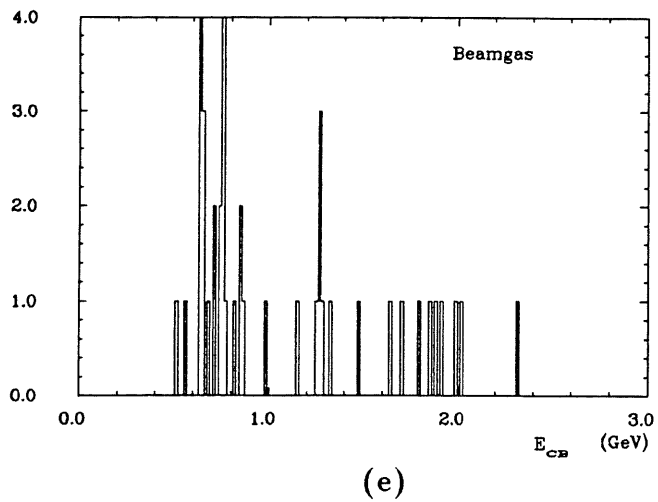
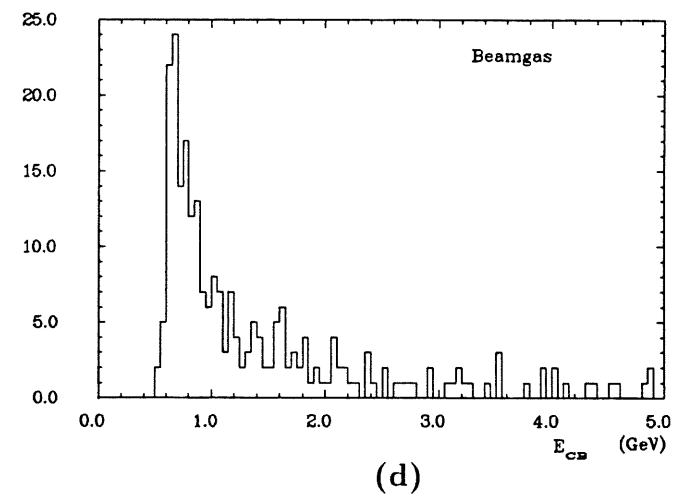
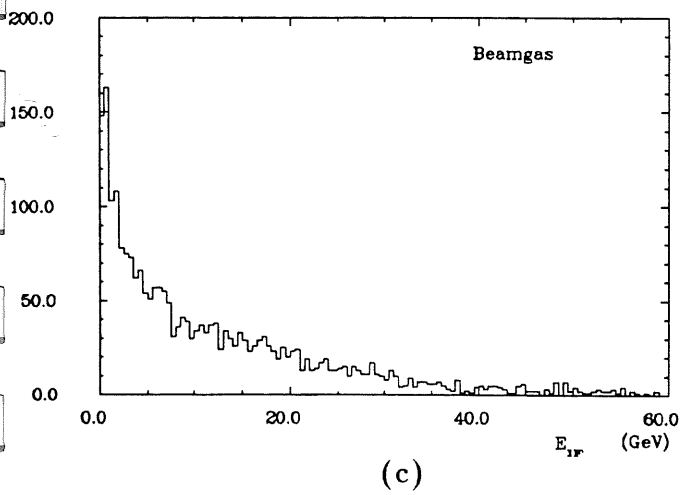
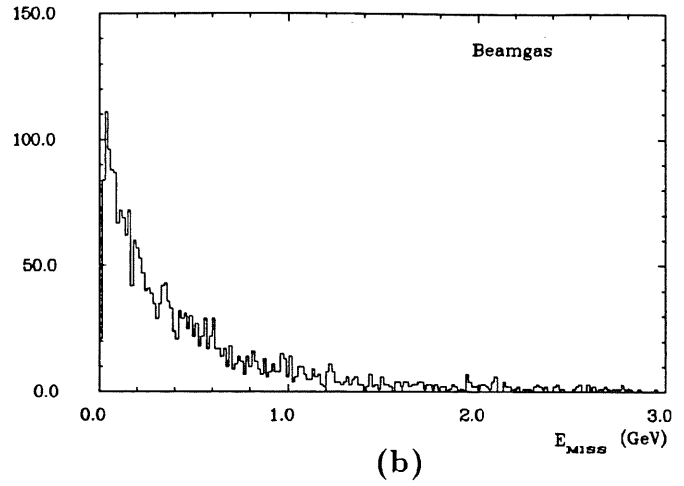
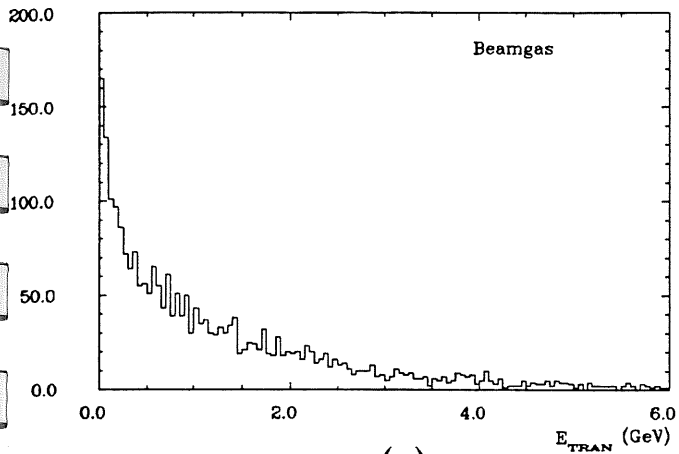
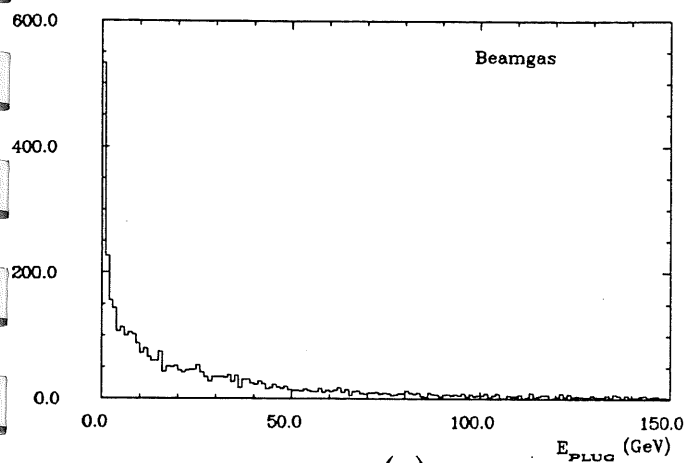
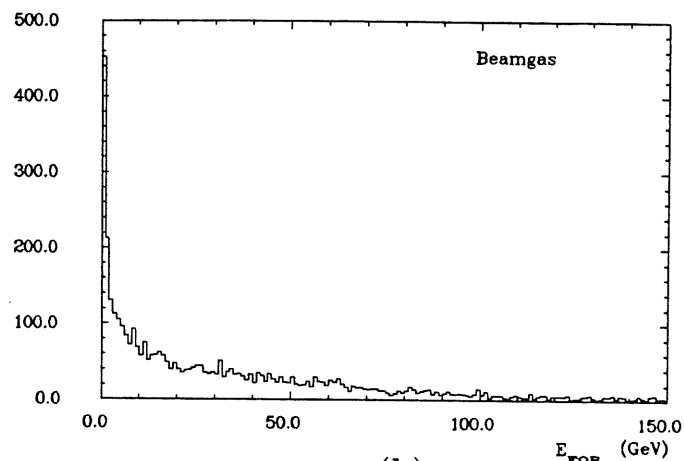


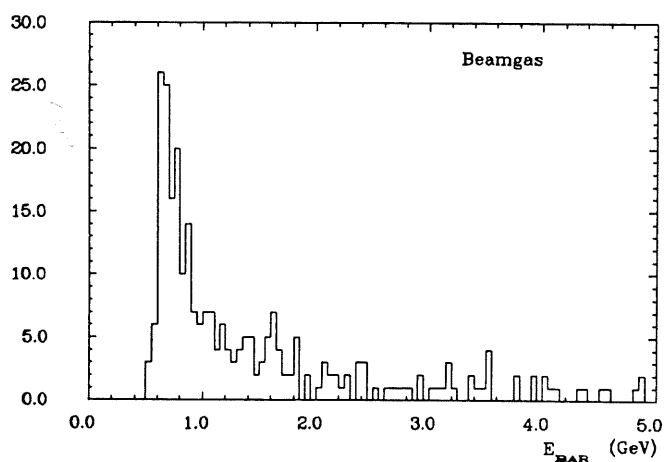
Abb. 6.9: Histogramme der Energiesummen für Beamgas-Ereignisse



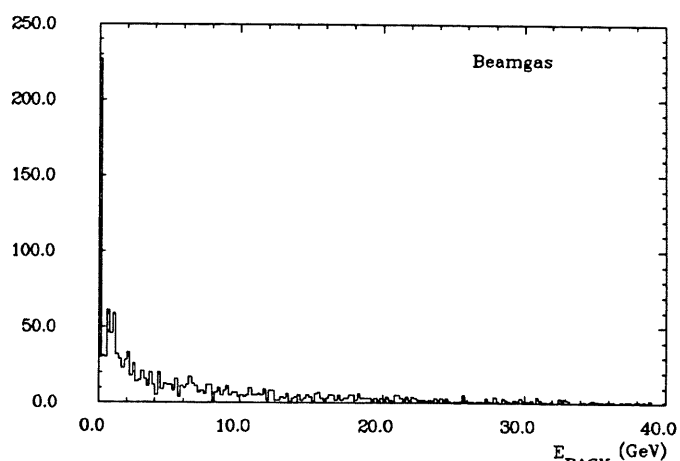
(a)



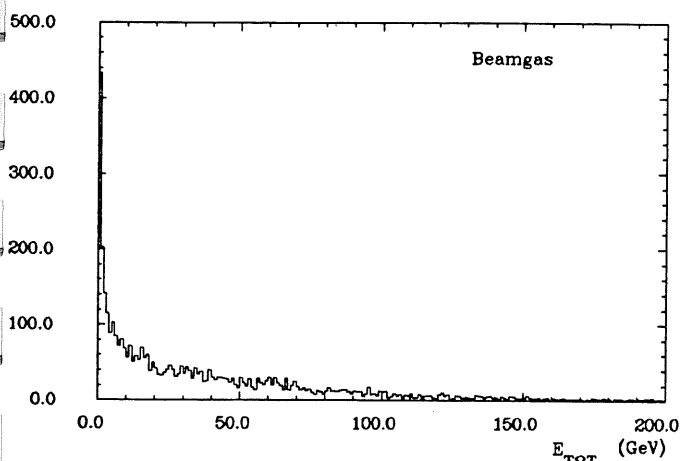
(b)



(c)



(d)



(e)

Abb. 6.10: Histogramme der Energiesummen für Beamgas-Ereignisse

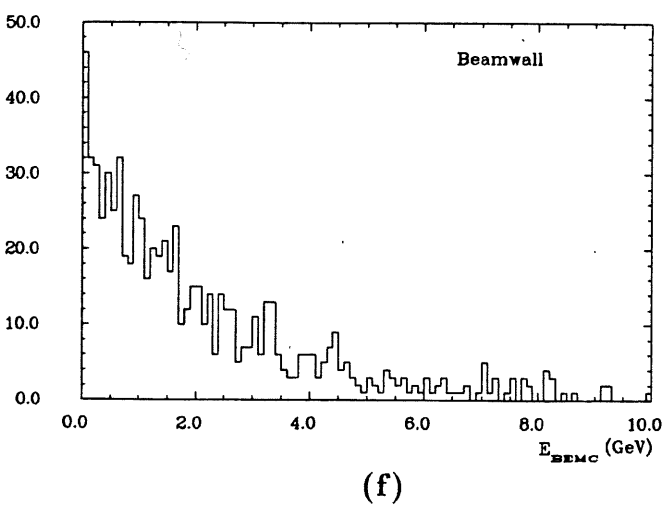
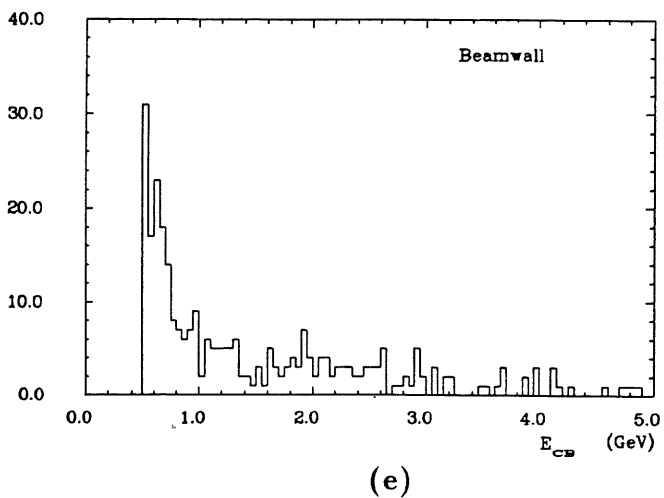
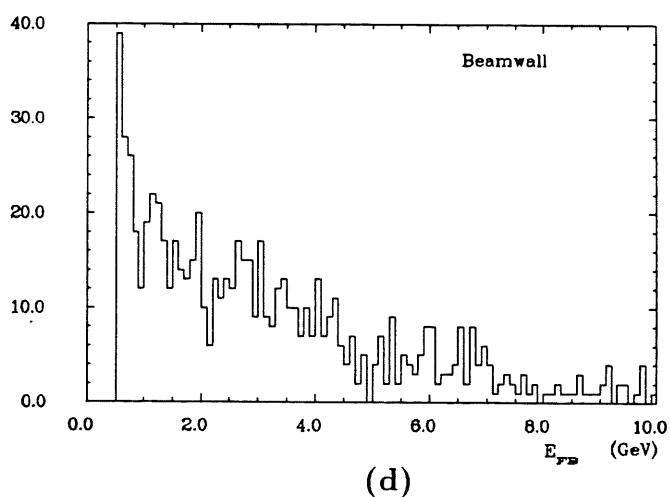
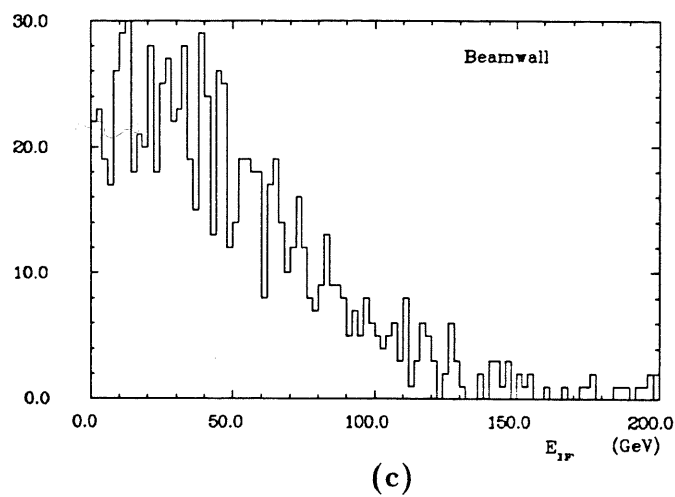
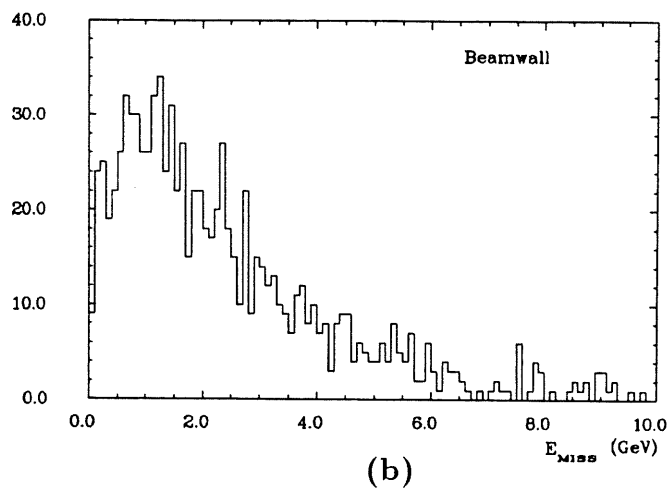
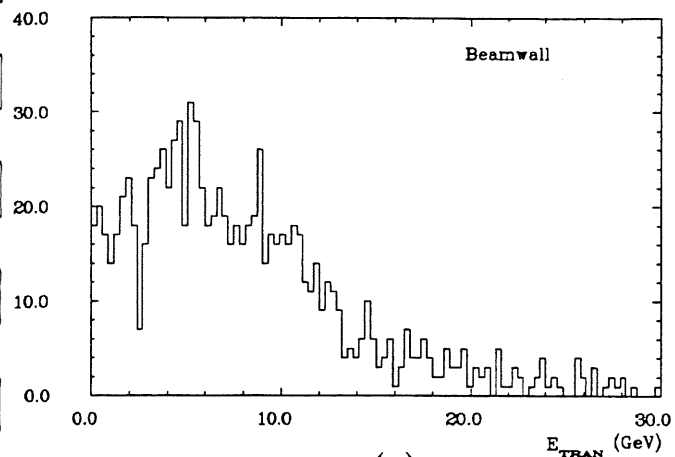
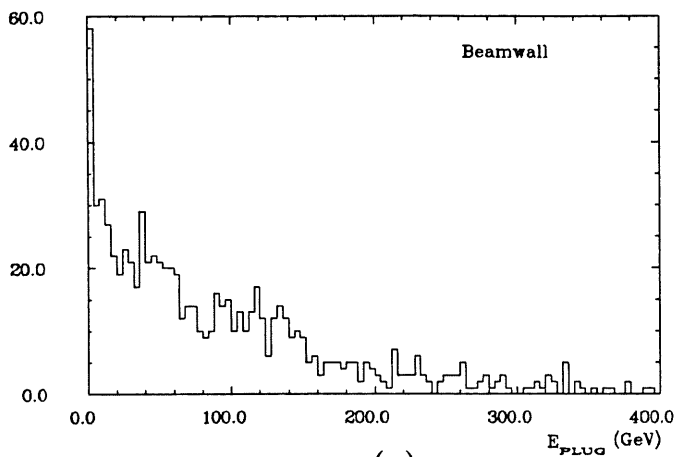
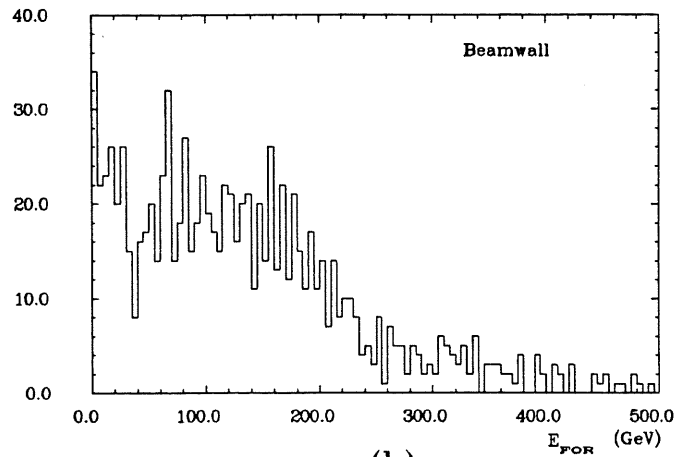


Abb. 6.11: Histogramme der Energiesummen für Beamwall-Ereignisse

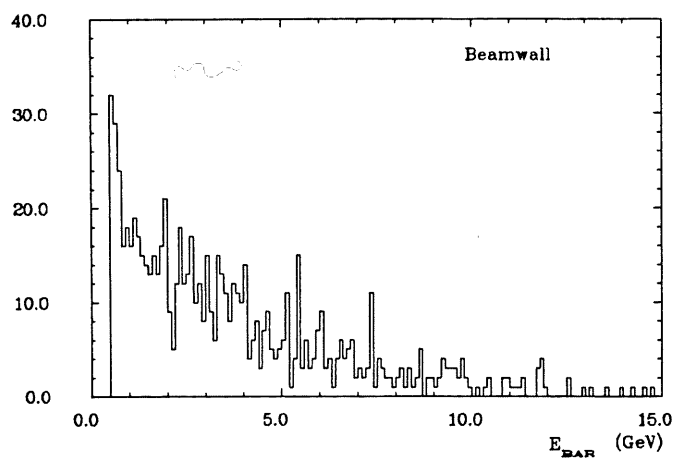




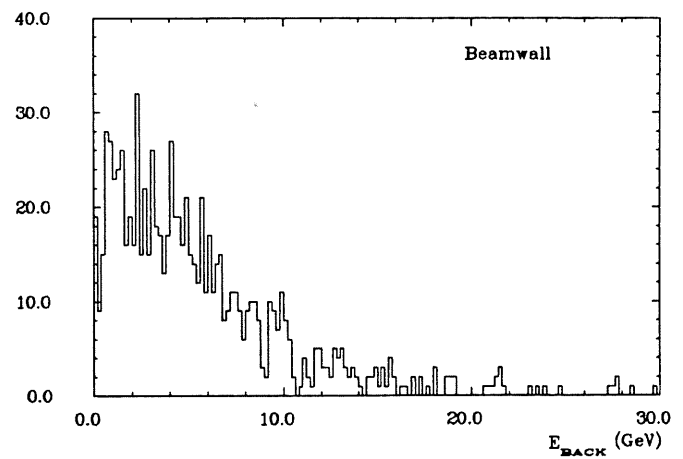
(a)



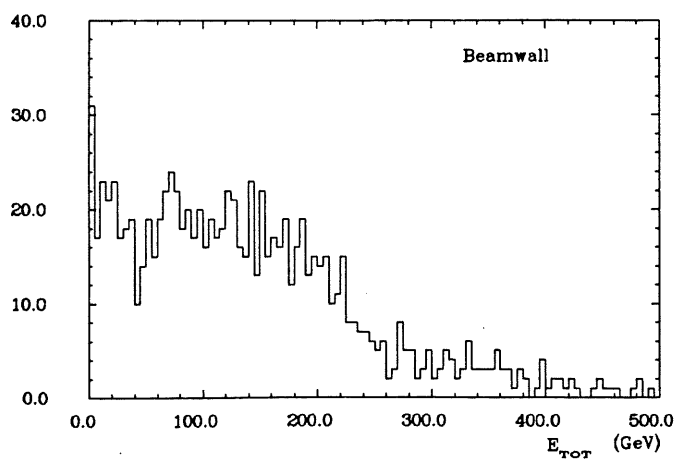
(b)



(c)



(d)



(e)

Abb. 6.12: Histogramme der Energiesummen für Beamwall-Ereignisse

stellt ( $\log y > -0.2$ , d.h.  $y > 0.63$ ). Letzterer reagiert auf BEMC-Schwellen empfindlicher (zur Abhängigkeit zwischen  $y$  und  $E_{BEMC}$  siehe Abb. 3.8). Aus der Abbildung geht deutlich hervor, daß eine Schwelle der BEMC-Energie von mehr als 10 GeV eine ungeeignete Triggerbedingung für die eP-Ereignisse wäre; der Bereich großer  $y$  wird bei dieser Bedingung überproportional unterdrückt. In der später erfolgenden Betrachtung kombinierter Trigger wurde deshalb stets 10 GeV als höchste Schwelle gewählt.

Insgesamt zeigt sich durch Forderung einer Schwelle in der BEMC-Energie ein deutlicher Unterschied im Verhalten der verschiedenen Ereignisklassen; bei der Bedingung einer Energieschwelle von 10 GeV kann der Untergrund gegenüber der Physik um ein bis zwei Größenordnungen gedrückt werden; die Ereignisse aus den Strahlrohrwandkollisionen (Beamwall) werden etwas besser unterdrückt als die Restgasereignisse (Beamgas). Die erreichte Unterdrückung reicht jedoch bei den hohen Zählraten für den Untergrund nicht aus. Deshalb wurde die Kombination mehrerer Energieschwellen untersucht.

### 6.5.2 Kombination mehrerer Energieschwellen

In diesem Abschnitt wird der Effekt der Kombination einer Schwelle in der BEMC-Energie mit Schwellen in  $E_{BAR}$ ,  $E_{FOR}$  und  $E_{PLUG}$  untersucht. Diese Überlegungen orientieren sich an der aus den Energiehistogrammen in Abb. 6.8, 6.10 und 6.12 ((a),(b) und (c)) erlangten Vermutung, daß zumindest bei den Beamgas-Ereignissen durch diese Kombinationen eine weitere Unterdrückung zu erzielen sein sollte.

In der weiteren Darstellung (außer Abb. 6.15) sind im allgemeinen die Triggerraten für den Untergrund im logarithmischen, die Raten für eP-Ereignisse im linearen Maßstab dargestellt. Dabei ist die Skala für den Untergrund so gewählt, daß exakt 1 getriggertes Ereignis aus dem jeweiligen Datensatz noch darzustellen ist.

#### Schwellen in $E_{BEMC}$ und $E_{PLUG}$ oder $E_{FOR}$

Abb. 6.15 zeigt die Effekte von zwei gleichzeitig geforderten Energieschwellen ( $E_{BEMC}$  UND  $E_{FOR}$  sowie  $E_{BEMC}$  UND  $E_{PLUG}$ ). Die Werte der Schwellen für die BEMC-Energie ergeben sich stets in gleicher Weise aus den in den Kurven verwandten Symbolen, deren Bedeutung in Abb. 6.14 dargestellt ist.

Schwellen in  $E_{FOR}$  und  $E_{PLUG}$  haben kaum Einfluß auf die Untergrund-Zählrate, was aus der starken Vorwärtsorientierung des Untergrunds zu erklären ist. Die Unterdrückung ergibt sich fast ausschließlich durch die Schwelle der BEMC-Energie und wird durch die zusätzliche Bedingung nicht verbessert. Die physikalischen Ereignisse hingegen werden dadurch stärker unterdrückt. Für alle folgenden Untersuchungen wurden deshalb diese beiden Energiesummen nicht mehr betrachtet.

#### Schwellen in $E_{BEMC}$ und $E_{BAR}$

Eine sinnvollere Möglichkeit scheint die Verbindung von BEMC- und Barrel-Energieschwellen darzustellen. In Abb. 6.16 wird dies für den Untergrund gezeigt. Zusätzlich zu den reinen Energiekombinationen wurde betrachtet: Die Existenz eines Vertex, die Zeitrichtigkeit des Ereignisses (das TOF-System lieferte in diesem Fall kein Zeitveto) bzw. die Kombination all dieser Bedingungen. Für die Bereiche der Barrel-Schwelle, in denen keine Einträge zu finden sind, wurde kein einziges Ereignis getriggert (d.h für Beamgas weniger als 1 von 8000, für Beamwall weniger als 1 von 1000). Bei der Untersuchung der Beamwall-Ereignisse kann hier die Unterdrückung durch das TOF-System nicht beschrieben werden, da die Zeitinformation nicht simuliert wurde. Es werden bei diesen Ereignissen Teilchen sehr unterschiedlicher Geschwindigkeit erzeugt. Nach [23] ist überdies in Planung, die problematische Blende gegen die Synchrotronstrahlung weiter aus dem Detektor hinaus zu verlegen und ein kleineres TOF zwischen diesem und dem BEMC zu installieren, so daß hier eine bessere Unterdrückung erzielt werden kann.

Abb. 6.17 zeigt die Auswirkungen derselben Bedingungen auf die eP-Ereignisse. Durch die Art der Erzeugung der Datensätze (bei der alle Teilchen zur richtigen Zeit vom Vertex starteten und somit nicht in ein verbotenes Zeitfenster eintre-

ten konnten) ergab sich hier natürlich nie ein Zeitveto; diese (immer erfüllte) Bedingung wird nicht mit aufgeführt. Es zeigt sich deutlich, daß die Forderung nach einer Schwelle in  $E_{BAR}$  auch die eP-Ereignisse in einer extremen Weise unterdrückt.

### 6.5.3 Spuren im Zentralbereich

Weiterhin wurde untersucht, ob sich eine weitere wesentliche Unterdrückung des Untergrundes durch die Forderung nach Spuren im Zentralbereich des Detektors ergibt. Für die Suche nach zwei zentralen echt verschiedenen Spuren wurden die  $BT_V$ 's mit einer einfachen Methode ausgewertet: Zunächst wurde im Zentralbereich nach dem Winkel  $\vartheta$  gesucht, unter dem die meisten Großtürme ansprachen. Als Kriterium für die Unterscheidung zweier Spuren wurde betrachtet, daß diese Einträge in  $\phi$  deutlich getrennt sein sollten, d.h.: Es sollten 2  $BT_V$ 's angesprochen haben, zwischen denen nichtgetriggerte Türme liegen. Der maximal mögliche Abstand in  $\phi$  zweier solcher Türme ergibt sich zu  $180^\circ$  oder 8 Segmenten, entsprechend weniger bei mehr getriggerten Türmen. Es wurde nun gefordert, daß für deutlich unterscheidbare Spuren mindestens ein oder zwei nichtgetriggerte Türme zwischen je zwei der getriggerten Türmen liegen sollten. Damit beträgt der Abstand dieser Spuren dann mindestens 2 oder 3 Segmente in  $\phi$ , also etwa  $45-70^\circ$ .

Im Auftrag gegen die Schwelle der BEMC-Energie ergeben sich die Triggerraten, die in Abb. 6.18 dargestellt sind. Des Weiteren findet sich (Abb. 6.19 – 6.20) wiederum ein Auftrag gegen die Barrel-Schwelle bei gleichzeitiger Forderung einer Schwelle der BEMC-Energie. Die Bedeutung der Symbole für die BEMC-Schwelle findet sich wieder in Abb. 6.14.

Wie sich zeigt, ist in der Tat eine starke Unterdrückung des Untergrundes zu erreichen. Die Forderung nach zwei echt verschiedenen zentralen Spuren liefert gegenüber Forderung eines Z-Vertex etwa den Faktor 2 für Beamwall, für Beamgas etwa den Faktor 2–10, je nach Art der Kombination mit anderen Bedingungen.

### 6.5.4 Sonstige Untersuchungen

Zuletzt wurden einige weitere Untersuchungen durchgeführt, deren Ergebnisse hier nicht als Effizienzkurven dargestellt sind. Einige ausgewählte Werte fanden Eingang in die Tabellen in Kap. 6.6.

Es wurde untersucht, ob sich eine sinnvolle Unterdrückung durch  $E_{BEMC}$  UND ( $E_{BAR}$  ODER  $E_{FOR}$ ) ergibt. Wie den Werten in den Tabellen zu entnehmen ist, ist dies nicht der Fall. Zwar werden bei diesen Triggerbedingungen die physikalisch interessierenden Ereignisse teilweise deutlich besser erhalten als bei den obigen Raten, jedoch gilt dasselbe für den Untergrund in verstärktem Maße.

Eine weitere untersuchte Bedingung bezieht sich auf das BEMC allein: da bekannt ist, daß der Untergrund einen kleinen Winkel zur  $z$ -Achse hat, sollte der stack maximaler Energiedeposition dicht an der Strahlachse liegen; die deponierte Energie ist kleiner als bei  $eP$ -Ereignissen. Allgemein wäre also eine gleichzeitige Schwelle für Modul-Energie und Modul-Winkel für die Untergrundreduzierung geeignet. Die Werte für diese Größen müssen für Physik und Untergrund mit verschiedenen Werten skaliert werden, da sie mit verschiedenen Schnitten in der Energie der Sekundärteilchen erzeugt wurden. Auch diese Überlegung lieferte aber keine überzeugenden Ergebnisse.

## 6.6 Fazit

Mittels geeigneter Methoden lassen sich die Untergrundereignisse um verschiedene große Faktoren unterdrücken. Die maximale Unterdrückung (bei "noch sichtbarer Physik") ergibt sich für die Restgas-Ereignisse zu etwa 4, für die Strahlrohrwand-Ereignisse zu 2 Größenordnungen. Die Ereignisse aus der Kollision des Protons mit der Strahlrohrwand stellen also das weitaus größere Problem dar.

Die wichtigsten Triggerraten sollen tabellarisch dargestellt werden. Alle Raten sind in % der auftretenden Ereignisse angegeben. Zwei zentrale Spuren bedeutet stets einen Abstand von mindestens drei Segmenten in  $\varphi$ , d.h. zwei ungetriggerte Großtürme liegen zwischen den angesprochenen. In Tab. 6.2 und Tab. 6.3 sind verschiedene Bedingungen durch logisches UND verknüpft. Die Entscheidung über die genaue Triggerbedingung, die anzusetzen ist, wird sicherlich erst im Lauf des Experiments fallen können. Es kann allerdings schon festgestellt werden, daß eine Kombination von BEMC- und Zentralbereich, möglichst in Kombination mit einer Abfrage auf ein Zeitveto, den Untergrund gut unterdrückt und einen Großteil der Physik triggert. Der Einfluß von zwei guten Bedingungen auf die Form der  $y$ -Verteilung der  $eP$ -Ereignisse ist in Abb. 6.21 dargestellt.

eP-Physik		Beamgas	Beamwall	BEMC Schwelle	weitere Bedingungen
$y > .1$	$y > .63$				
92.5	86	50.5	14	1	Vorwärts-Schwelle 10 GeV
91	85	10	8.5	5	ODER
87	70.5	3	5.5	10	Barrel-Schwelle 1 GeV
77	69	50.5	12	1	Vorwärts-Schwelle 20 GeV
76	67.5	10	7.5	5	ODER
73	57	3	4.5	10	Barrel-Schwelle 1 GeV

Tab. 6.2: Raten für verschiedene Bedingungen, Verknüpfung UND

Folgende Aufstellung gibt ein Verhältnis zwischen der vermuteten Zählrate bei Betrieb des Detektors und der Anzahl der Ereignisse in den Dateien:

**eP-Physik:** insgesamt 0.5 Hz

**Beamgas:** 1 Ereignis = 15 Hz, insgesamt etwa  $10^5$  Hz. Dieser Wert ist berechnet für einen Druck von  $3 \cdot 10^{-9}$  Torr (Restgasmischung 50%  $H_2$ , 50%  $O_2$ ) bei einer angestrebten Zahl von  $2 \cdot 10^{13}$  Protonen im Speicherring (optimale Luminosität  $L = 2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) [26]

**Beamwall:** 1 Ereignis = 20 Hz, insgesamt etwa  $2 \times 10^4$  Hz [26]

Um die erwarteten Untergrundraten in der ersten Triggerstufe auf etwa 10 Hz zu reduzieren, müßte auf jeden Fall eine Schwelle auch in der Barrel-Energie oder die Forderung nach Existenz von zentralen Spuren akzeptiert werden. Dies unterdrückt aber auch die interessante Physik um den Faktor 3 bis 10. Zudem wäre für die Barrel-Schwelle eine exakte Energiemessung im Flüssig-Argon-Kalorimeter notwendig, da, wie hier gesehen, die Triggerraten für die eP- und die Untergrundereignisse sehr empfindlich auf die Schwelle reagieren.

Eine weitere, nicht untersuchte Möglichkeit wäre eine Kombination aus Z-Vertex, TOF und einer höheren BEMC-Schwelle (ca. 20 GeV). Es ergibt sich aber das Problem, daß mit steigender BEMC-Schwelle stets der in  $y$  akzeptierte Bereich zu kleineren Werten hin verschoben wird (noch akzeptierte Ereignisse bei höheren  $y$ -Werten liefern die BEMC-Energie dann offensichtlich durch eine Vielzahl von Hadronen, was Probleme für die Rekonstruktion aufwerfen kann).

eP-Physik $y > .1$ $y > .63$		Beamgas	Beamwall	BEMC Schwelle	weitere Bedingungen
100	100	18	51	1	
97	99	10.5	10	5	
92	84	6.5	3	10	
57	46	0.72	8.4	1	Z-Vertex
56	46	0.62	1.9	5	
54	38	0.46	1.0	10	
37	29	0.13	2.8	1	2 zentrale Spuren
37	29	0.09	0.83	5	
36	26	0.08	0.52	10	
100	100	6.8		1	TOF: kein Veto
97	99	3.1		5	
92	84	1.7		10	
57	46	0.31		1	Z-Vertex TOF: kein Veto
56	46	0.23		5	
54	38	0.18		10	
45.5	25	3.0	42	1	Barrel-Schwelle 1 GeV
44.5	25	1.5	8.8	5	
43	20	1.2	2.6	10	
32	21	0.15	7.7	1	Z-Vertex Barrel-Schwelle 1 GeV
31	21	0.13	1.7	5	
30	16	0.12	0.8	10	
45.5	25	0.62		1	TOF: kein Veto Barrel-Schwelle 1 GeV
44.5	25	0.32		5	
43	20	0.25		10	
32	21	0.07		1	Z-Vertex TOF: kein Veto Barrel-Schwelle 1 GeV
31	21	0.05		5	
30	16	0.04		10	
21	15	0.04	2.7	1	2 zentrale Spuren Barrel-Schwelle 1 GeV
21	12	0.04	0.83	5	
20	12	0.04	0.52	80	
37	29	0.052		1	2 zentrale Spuren TOF: kein Veto
37	29	0.013		5	
36	26	0.013		10	
21	15	0.013		1	2 zentrale Spuren TOF: kein Veto Barrel-Schwelle 1 GeV
21	12	0.013		5	
20	12	0.013		10	

Tab. 6.3: Raten für verschiedene Bedingungen, Verknüpfung UND

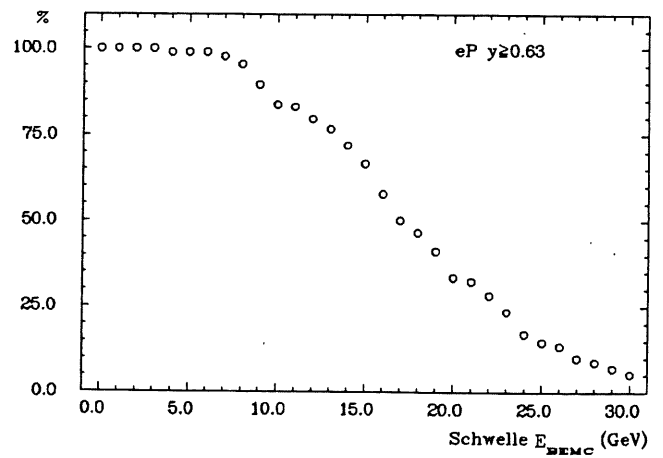
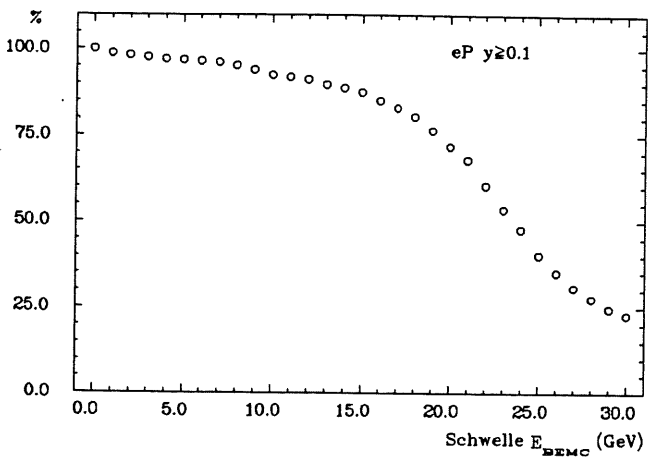
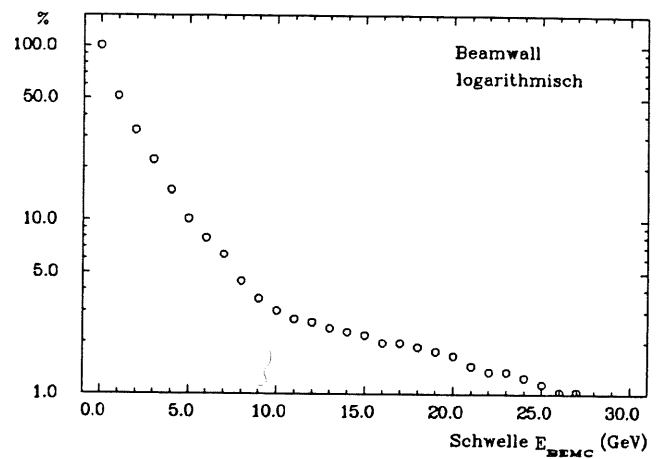
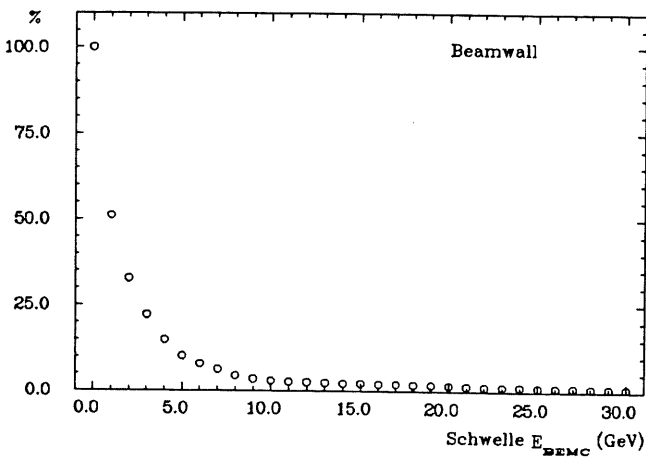
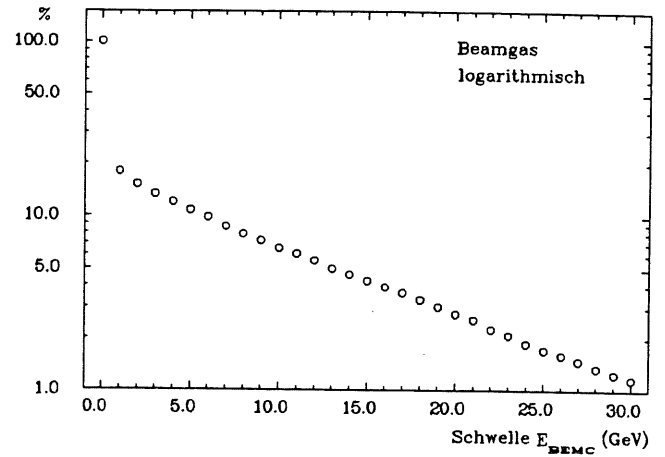
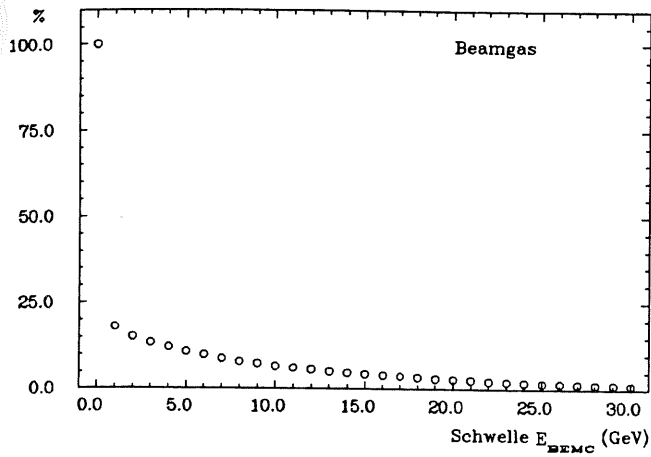


Abb. 6.13: Triggerraten gegen Schwelle der BEMC-Energie



●	Schwelle $E_{BEMC}$	0 GeV
○	Schwelle $E_{BEMC}$	1 GeV
□	Schwelle $E_{BEMC}$	2 GeV
◇	Schwelle $E_{BEMC}$	3 GeV
△	Schwelle $E_{BEMC}$	4 GeV
▽	Schwelle $E_{BEMC}$	5 GeV
■	Schwelle $E_{BEMC}$	10 GeV

Abb. 6.14: Bedeutung der Symbole für Schwellen von  $E_{BEMC}$

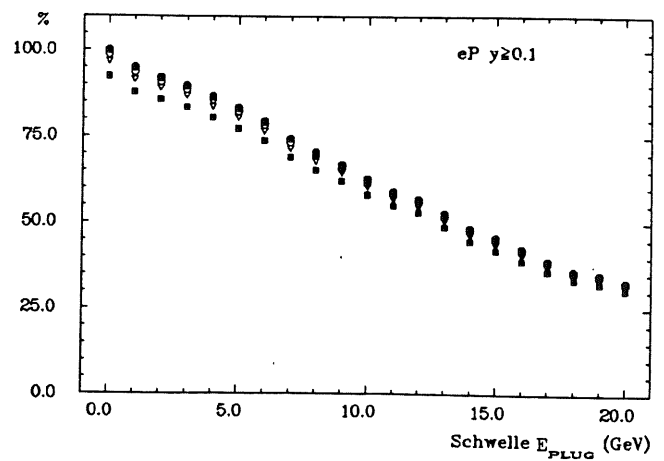
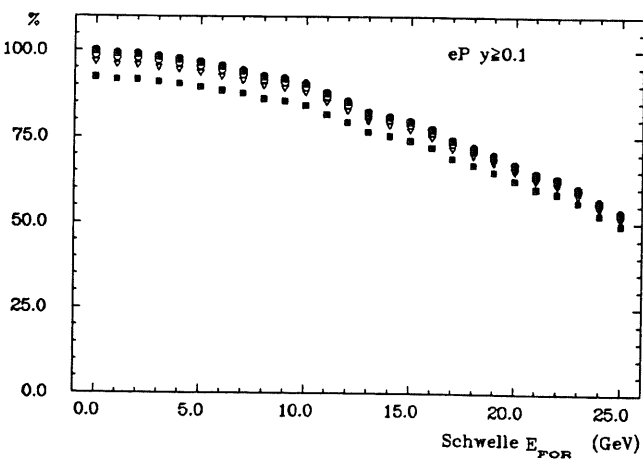
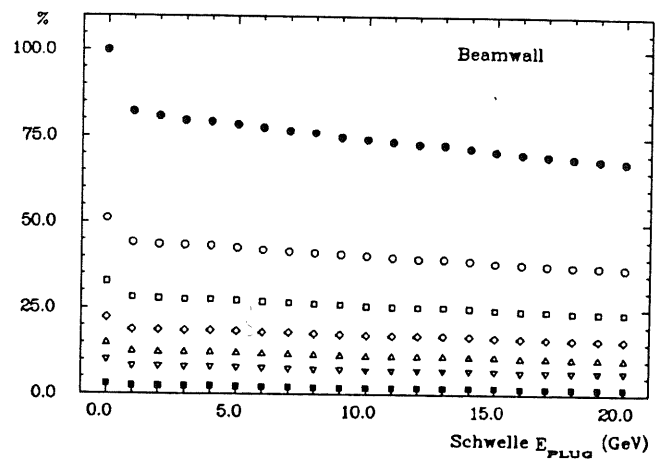
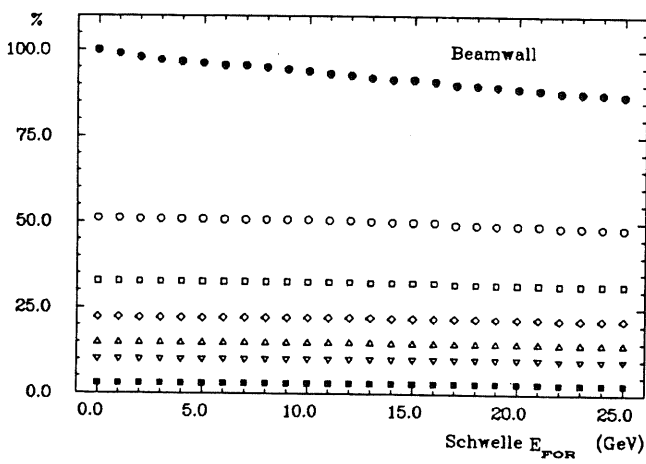
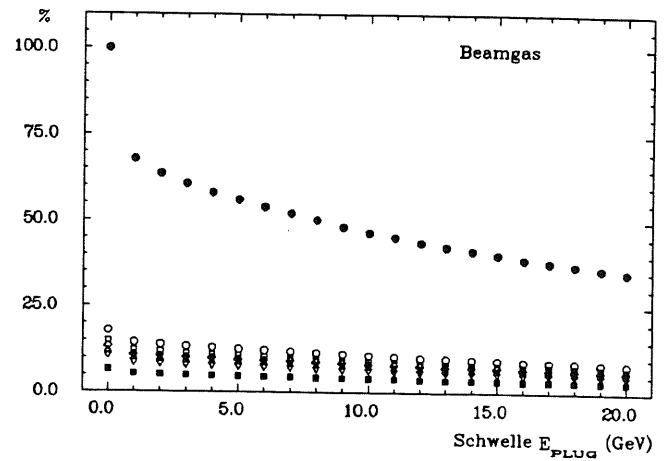
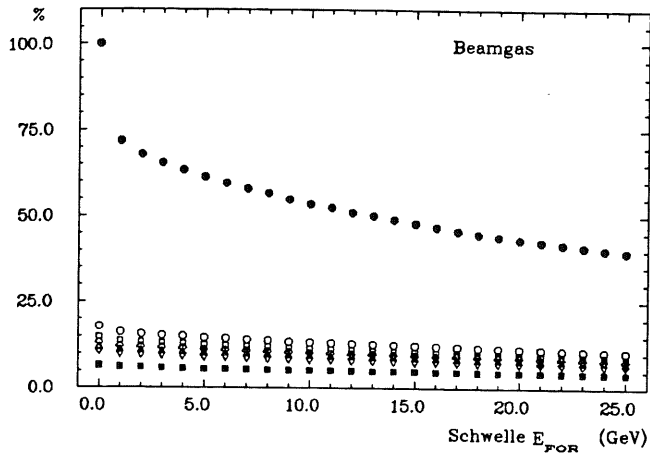


Abb. 6.15: Triggerrate gegen Schwellen in der Plug- und Vorwärtsenergie, BEMC-Schwellen 0 - 10 GeV (Bedeutung der Symbole in Abb. 6.14)

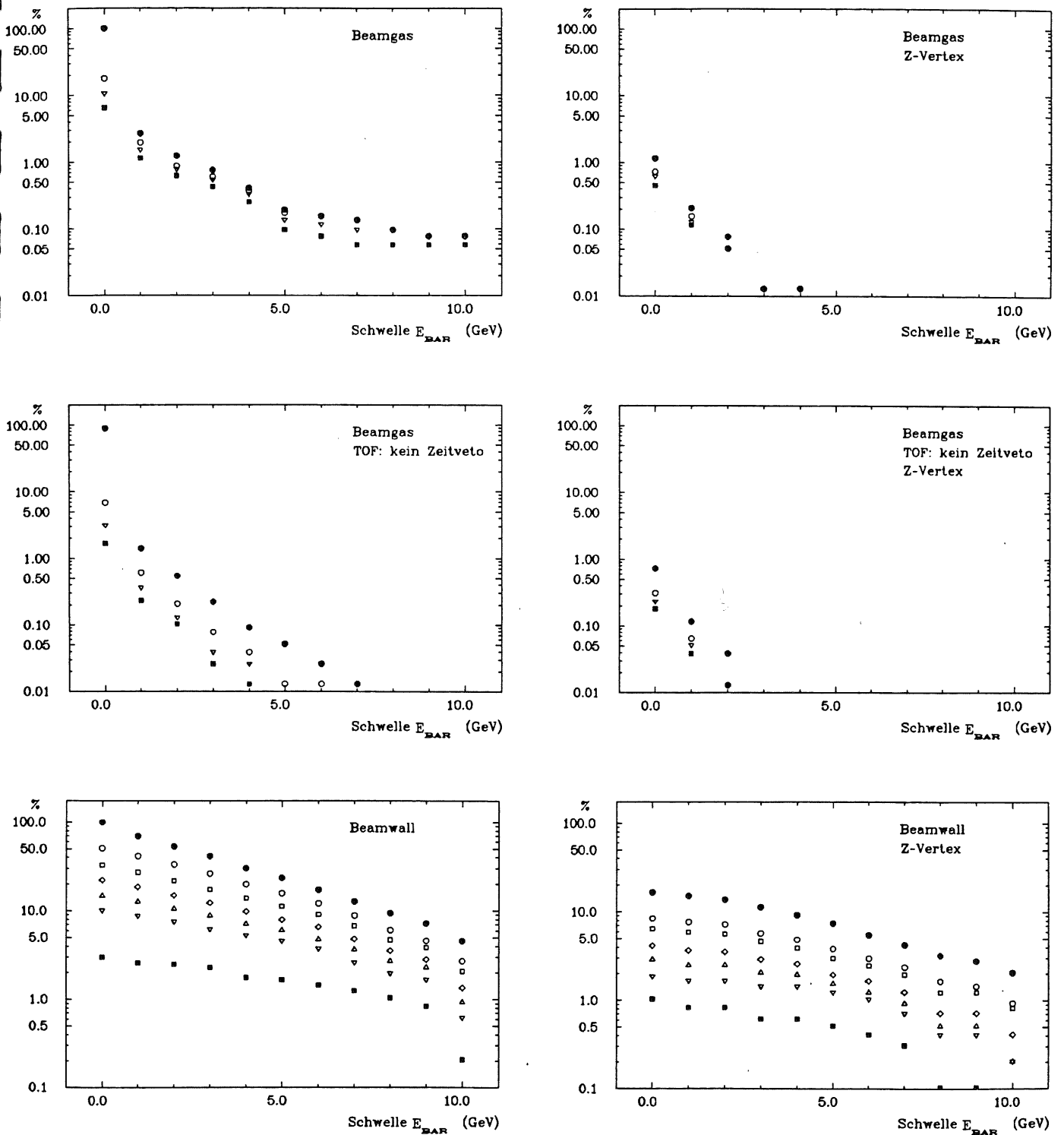


Abb. 6.16: Triggerrate der Untergrundereignisse gegen Schwellen in der Barrelenergie, BEMC-Schwellen 0 – 10 GeV (Bedeutung der Symbole in Abb. 6.14)

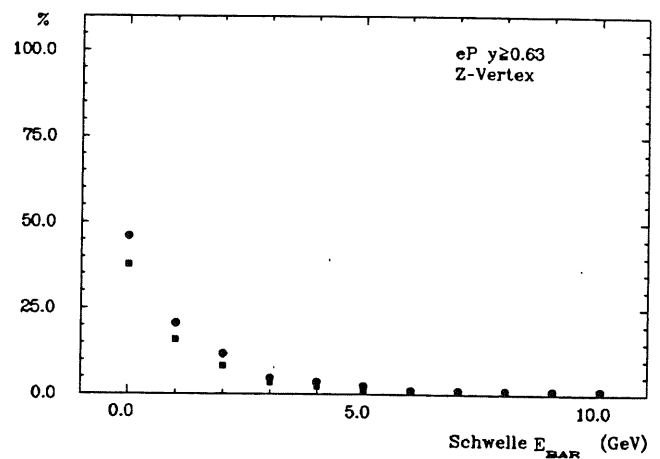
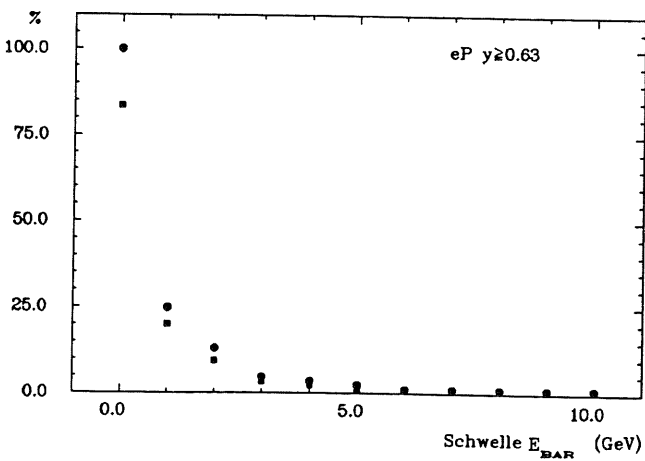
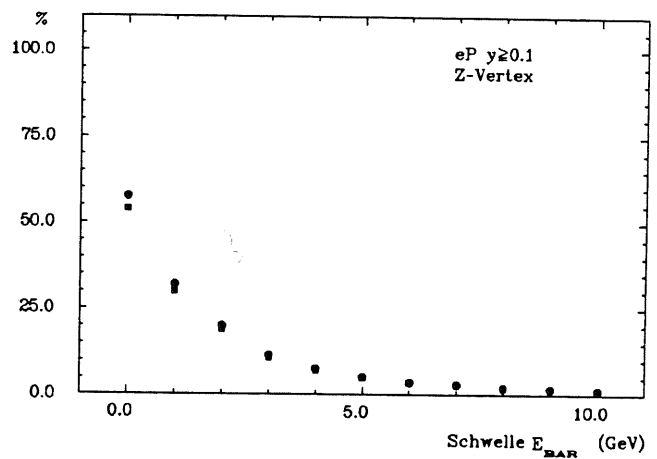
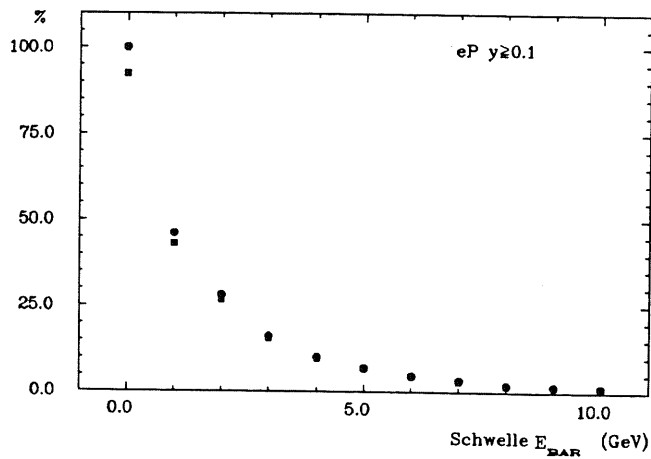


Abb. 6.17: Triggerrate der  $eP$ -Ereignisse gegen Schwelle in der Barrelenergie, BEMC-Schwellen 0 – 10 GeV (Bedeutung der Symbole in Abb. 6.14)

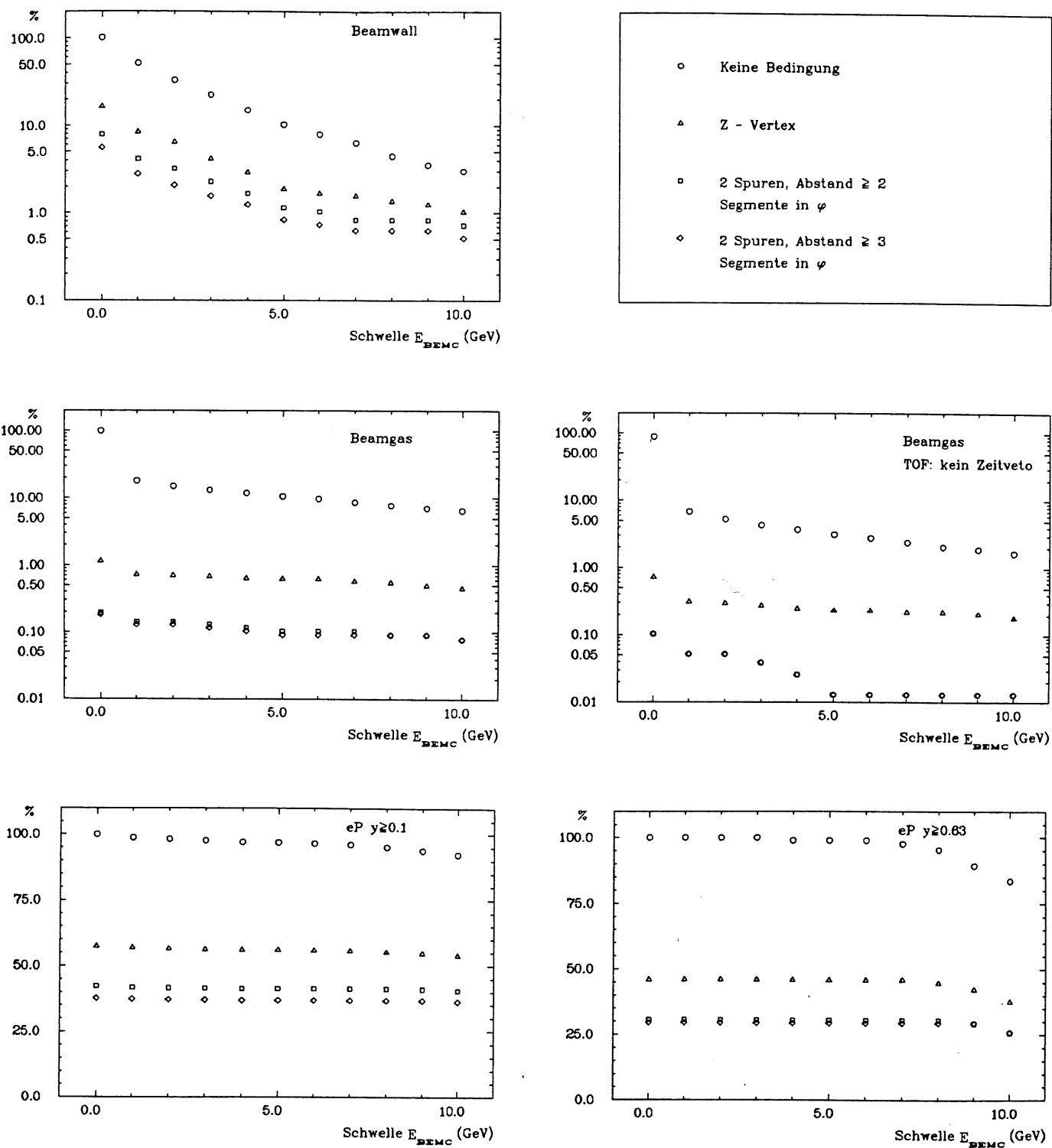


Abb. 6.18: Triggerrate gegen Schwelle in der BEMC-Energie, zusätzlich werden Z-Vertex oder zentrale Spuren gefordert

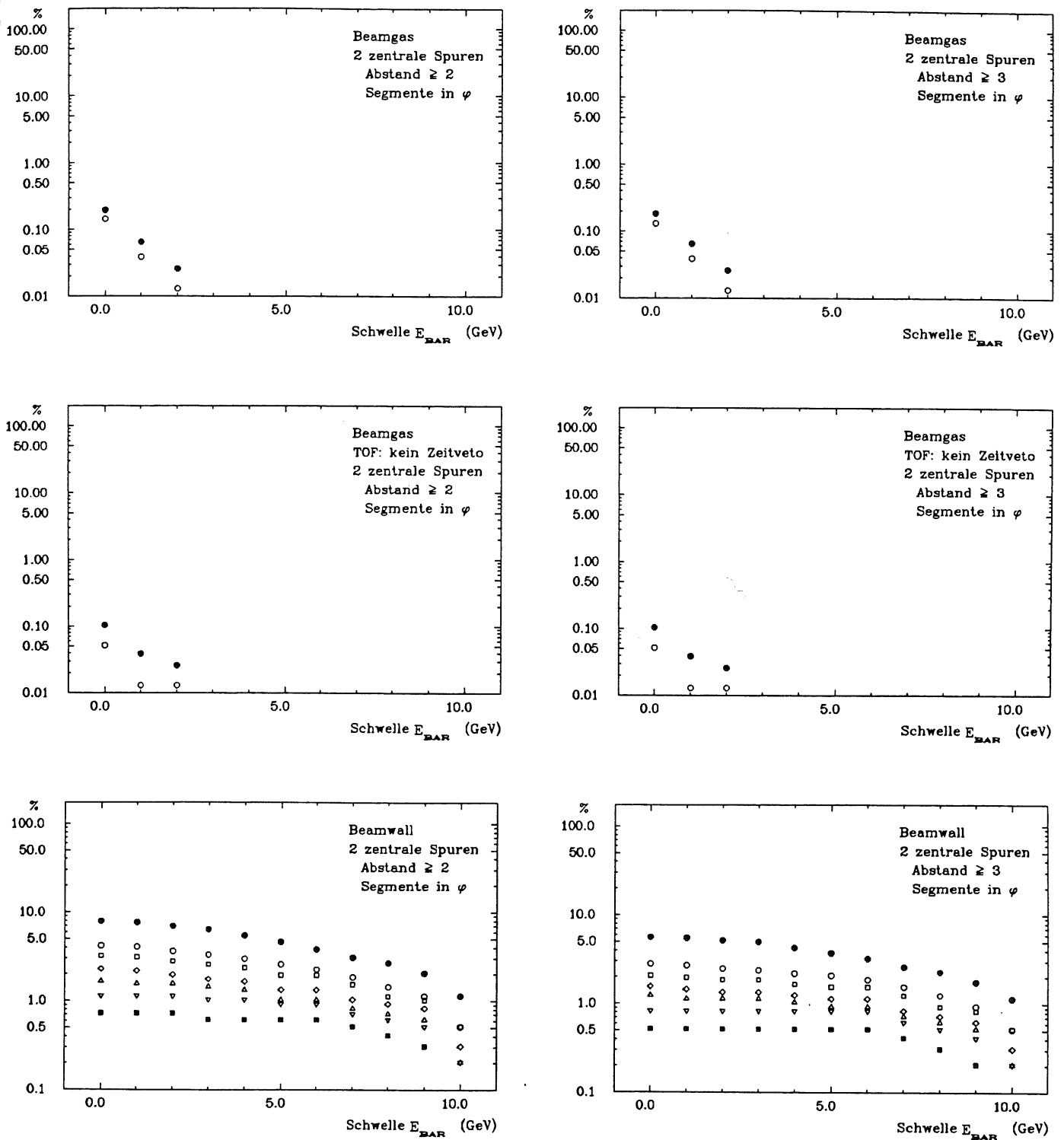


Abb. 6.19: Triggerrate der Untergrundereignisse gegen Schwelle in der Barrelenergie, BEMC-Schwellen 0 – 10 GeV, zusätzlich werden Z-Vertex oder zentrale Spuren gefordert (Bedeutung der Symbole in Abb. 6.14)

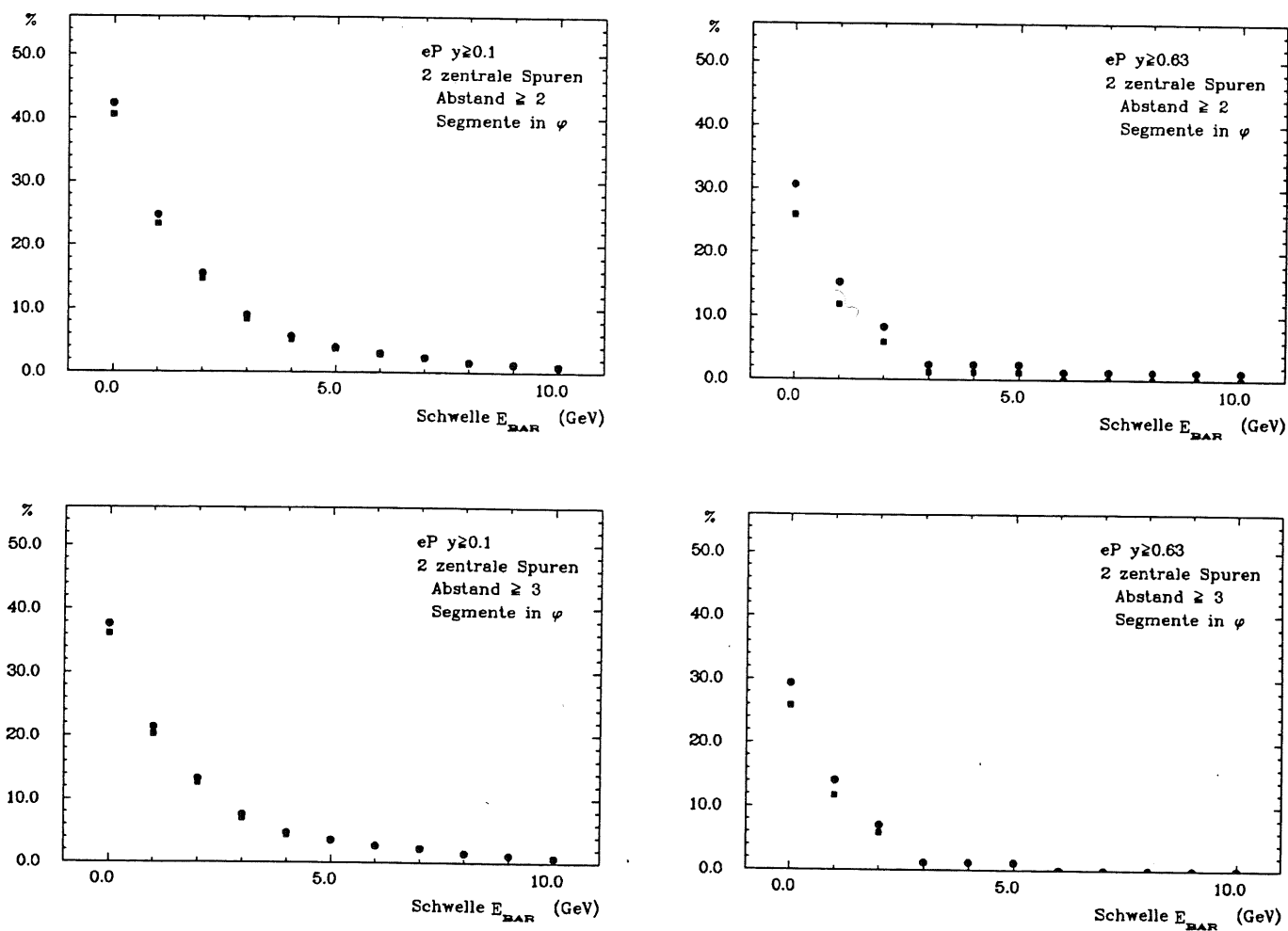


Abb. 6.20: Triggerrate der eP-Ereignisse gegen Schwelle in der Barrelenergie, BEMC-Schwellen 0 - 10 GeV, zusätzlich werden Z-Vertex oder zentrale Spuren gefordert (Bedeutung der Symbole in Abb. 6.14)

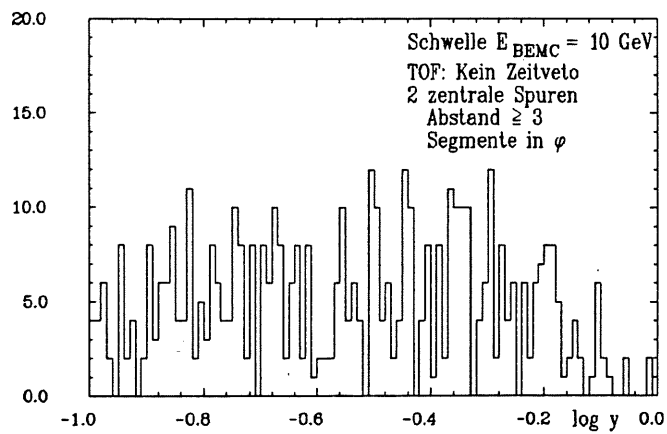
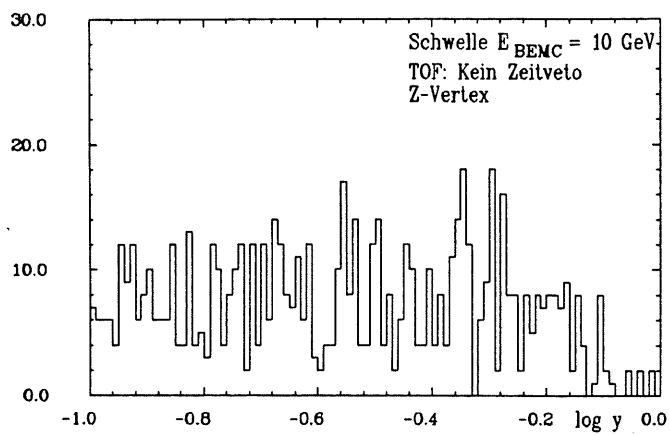
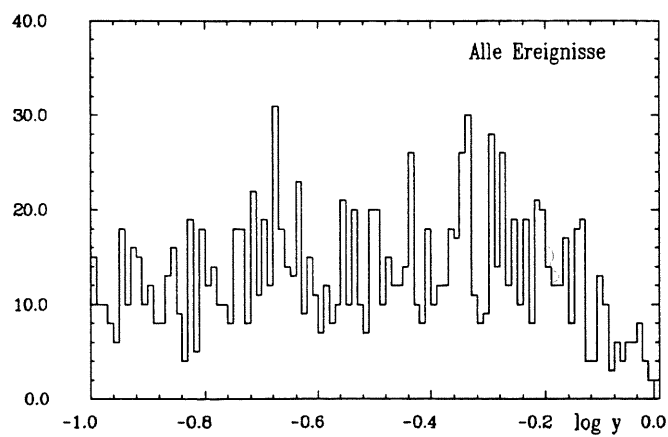


Abb. 6.21:  $y$ -Bereich der getriggerten NC-Ereignisse bei Annahme von für die Unterdrückung guten Bedingungen



# Kapitel 7

## Zusammenfassung und Ausblick

Die untersuchten eP-Ereignisse lassen sich in zwei Kategorien einteilen: Kalibrationsereignisse und "physikalische" Ereignisse. Erstere sind deutlich häufiger und leicht durch eine hohe Schwelle in der BEMC-Energie zu triggern. Die kinematischen Variablen können nicht gemessen werden. Vielmehr dienen diese Ereignisse der Energiekalibration des BEMC.

Die interessanteren Ereignisse befinden sich im Bereich großer Werte von  $y$ . Es stellte sich heraus, daß dieser Bereich Schwierigkeiten bei der Feststellung der kinematischen Größen bereitet, die bei beiden dafür möglichen Methoden dadurch verursacht werden, daß eine größere Anzahl von Hadronen ins BEMC eintreten können. Dies führt zu Verlusten in den Impulssummen der Jacquet-Blondel-Analyse sowie zur Erschwerung der Elektronidentifikation im BEMC. Es besteht die Möglichkeit, daß der "tail catcher" eine Verbesserung dieser Probleme bewirken kann, dies wurde jedoch nicht untersucht. Auch für die Suche nach einer geeigneten Triggerbedingung bereitet dieser Bereich Probleme. Die Energie des Elektrons ist beliebig klein und deshalb müssen kombinierte Triggerbedingungen gewählt werden. Bei allen untersuchten Bedingungen, die den Untergrund wenigstens annähernd im notwendigen Maße unterdrückten, mußten auch große Verluste der eP-Ereignisse in Kauf genommen werden (besonders im Bereich  $y > 0.63$ ). Dies ist ungünstig, da insbesondere die Erzeugung schwerer Quark-Antiquark-Paare hauptsächlich bei großen  $y$ -Werten stattfindet.

Die endgültige Triggerbedingung orientiert sich an den realen Zählraten im Detektor. Günstig für die Unterdrückung ist auf jeden Fall die Kombination von BEMC-Energie, einer der Forderungen für den Zentralbereich (Energie, Vertex, Spuren) und Zeitrichtigkeit des Ereignisses.

Die Untergrundraten bzw. deren Erkennbarkeit werden durch mehrere Faktoren positiv beeinflusst, die in der vorliegenden Arbeit nicht berücksichtigt werden konnten:

Die Strahlrohrwand wird nicht, wie zunächst angenommen, aus Stahl, sondern aus Kohlefasern bestehen. Dies verringert die Zählrate für diese Ereignisklasse.

Das TOF liefert auch für die Beamgas-Ereignisse eine Unterdrückung. Die zur falschen Zeit dort registrierten Einträge beruhen auf Teilchen, die von den Blenden zurückgestreut werden.

Durch Verlegung der Abschirmung gegen die Synchrotronstrahlung vor den Detektor (d.h. in Protonrichtung vor die TOF-Vetowände) wird der Effekt des TOF noch vergrößert.

# Anhang A

## Herleitung der Formeln von Jacquet und Blondel

Ein Wort zu Beginn: Bei allen derartigen Berechnungen ist stets genau zu beachten, in welchem System die Wechselwirkung betrachtet werden soll. Entgegen der HERA-Konvention wird hier der Streuwinkel  $\vartheta$  des Elektrons von der Richtung des einlaufenden Elektronenstrahls aus gemessen.

Die in den Formeln verwandten Symbole haben folgende Bedeutung:

- $P$  Viererimpuls des einlaufenden Protons
- $E_p$  Energie des Protons
- $M_p$  Masse des Protons
- $k$  Viererimpuls des einlaufenden Elektrons
- $\vec{p}_e$  Impuls des einlaufenden Elektrons
- $E_e$  Energie des einlaufenden Elektrons
- $k_{aus}$  Viererimpuls des auslaufenden Elektrons
- $\vec{p}_{aus}$  Impuls des auslaufenden Elektrons
- $E_{aus}$  Energie des auslaufenden Elektrons
- $m_e$  Masse des Elektrons
- $\vartheta$  Streuwinkel des Elektrons

Folgende Begriffsdefinitionen werden i.a. verwandt:

$$\begin{aligned}
 q &= k - k_{aus} \\
 Q^2 &= -q^2 \\
 \nu &= \frac{qP}{M_p} \\
 x &= \frac{Q^2}{2M_p\nu} = \frac{Q^2}{2qP} \\
 y &= \frac{\nu}{\nu_{max}} = \frac{qP}{kP} \\
 s &= (k + P)^2
 \end{aligned}$$

Aus diesen Relationen können nun zuerst die in Kap 2.1 verwendeten Gleichungen für den Zusammenhang der kinematischen Größen mit den mit dem BEMC meßbaren Größen des Elektrons hergeleitet werden (siehe auch [17]):

$$s = (k + P)^2 = k^2 + P^2 + 2kP = 2kP + M_p^2 + m_e^2 \approx 2kP$$

damit:

$$y \approx \frac{2M_p\nu}{s} = \frac{Q^2}{sx}$$

$$\begin{aligned}
 Q^2 &= -(k - k_{aus})^2 = -k^2 - k_{aus}^2 + 2kk_{aus} \\
 &= -m_e^2 - m_e^2 + 2E_e E_{aus} - 2\vec{p}_e \vec{p}_{aus} \\
 &\approx 2E_e E_{aus}(1 - \cos\vartheta)
 \end{aligned}$$

das wird mit

$$\cos\vartheta = \cos^2\vartheta/2 - \sin^2\vartheta/2$$

zu

$$Q^2 = 4E_e E_{aus} \sin^2\vartheta/2 \quad (\text{A.1})$$

Weiter gilt:

$$\begin{aligned}
 qP &= (k - k_{aus})P = (E_e - E_{aus})E_p - (\vec{p}_e - \vec{p}_{aus})\vec{p}_p \\
 &\approx E_e E_p - E_{aus} E_p - (-E_e E_p) - (E_{aus} E_p \cos\vartheta) \\
 &= 2E_e E_p - E_p E_{aus}(1 + \cos\vartheta) \\
 &= E_p(2E_e - E_{aus}(1 + \cos\vartheta))
 \end{aligned}$$

wiederum mit

$$\cos\vartheta = \cos^2\vartheta/2 - \sin^2\vartheta/2$$

wird dann

$$qP = 2E_e E_p \left(1 - \frac{E_{aus}}{E_e} \cos^2\vartheta/2\right)$$

und damit ergibt sich

$$x = \frac{E_{aus} \sin^2 \vartheta / 2}{E_p (1 - \frac{E_{aus}}{E_e} \cos^2 \vartheta / 2)} \quad (\text{A.2})$$

Schließlich gilt

$$s = 2kP = 2(E_e E_p - \vec{p}_p \vec{p}_e) \approx 4E_e E_p$$

somit

$$y = \frac{Q^2}{sx} = 1 - \frac{E_{aus}}{E_e} \cos^2 \vartheta / 2 \quad (\text{A.3})$$

Für die folgende Herleitung der Formeln von Jacquet und Blondel ist noch folgende Relation nützlich:

$$xy = \frac{E_{aus} \sin^2 \vartheta / 2}{E_p} \quad (\text{A.4})$$

Die Formeln lauten :

$$\begin{aligned} \sum_i E_i &= E_e y + E_p (1 - xy) \\ \sum_i p_{ti} &= E_e y - E_p (1 - xy) \\ (\sum_i p_{ti})^2 &= 4E_e E_p xy (1 - y) \end{aligned}$$

Dabei gilt:

$$p_l = -p_z$$

und

$$p_t^2 = p_x^2 + p_y^2$$

Die Summen der Energien und Impulse erstrecken sich über das gesamte hadronische System, das bei der eP-Reaktion aus dem Proton entsteht. Die Formeln ergeben sich folgendermaßen:

Energieerhaltung am Vertex führt zu:

$$\begin{aligned} \sum_i E_i + E_{aus} &= E_e + E_p \\ \Rightarrow \sum_i E_i &= E_e + E_p - E_{aus} \\ &= E_e + E_p - E_{aus} (\cos^2 \vartheta / 2 + \sin^2 \vartheta / 2) \\ &= E_e - E_{aus} \cos^2 \vartheta / 2 + E_p - E_p \frac{E_{aus} \sin^2 \vartheta / 2}{E_p} \\ &= E_e (1 - \frac{E_{aus}}{E_e} \cos^2 \vartheta / 2) + E_p (1 - \frac{E_{aus} \sin^2 \vartheta / 2}{E_p}) \\ &= E_e y + E_p (1 - xy) \end{aligned}$$

Erhaltung des Longitudinalimpulses:

$$\begin{aligned}
 \sum_i p_{li} + E_{aus} \cos \vartheta &= E_e - E_p \\
 \Rightarrow \sum_i p_{li} &= E_e - E_p - E_{aus} \cos \vartheta \\
 &= E_e - E_p + E_{aus} (1/2(1 - \cos \vartheta) - 1/2(1 + \cos \vartheta)) \\
 &= E_e - E_p + E_{aus} (\sin^2 \vartheta / 2 - \cos^2 \vartheta / 2) \\
 &= E_e - E_{aus} \cos^2 \vartheta / 2 - E_p + E_p \frac{E_{aus} \sin^2 \vartheta / 2}{E_p} \\
 &= E_e \left(1 - \frac{E_{aus}}{E_e} \cos^2 \vartheta / 2\right) + E_p \left(1 - \frac{E_{aus} \sin^2 \vartheta / 2}{E_p}\right) \\
 &= E_e y - E_p (1 - xy)
 \end{aligned}$$

Erhaltung des Transversalimpulses:

$$\begin{aligned}
 \sum_i p_{ti} &= E_{aus} \sin \vartheta \\
 \Rightarrow \left(\sum_i p_{ti}\right)^2 &= E_{aus}^2 \sin^2 \vartheta \\
 &= E_{aus}^2 (1 - \cos^2 \vartheta) \\
 &= 4E_{aus}^2 1/2(1 - \cos \vartheta) 1/2(1 + \cos \vartheta) \\
 &= 4E_{aus}^2 \sin^2 \vartheta / 2 \cos^2 \vartheta / 2 \\
 &= 4E_e E_p \frac{E_{aus}}{E_p} \sin^2 \vartheta / 2 \frac{E_{aus}}{E_e} \cos^2 \vartheta / 2 \\
 &= 4E_e E_p xy (1 - y)
 \end{aligned}$$

## Anhang B

# Arbeitsmethode für die Triggerstudien mit H1SIM

Da während der Zeit dieser Diplomarbeit das Programmpaket H1SIM laufend verändert und erweitert wurde und nicht von Anfang an fehlerfrei arbeitete, war es notwendig, die Ergebnisse laufend zu überprüfen, um die Glaubwürdigkeit der Resultate festzustellen. Es erwies sich speziell für das BEMC als sinnvoll, eine bestimmte Auftragung von Energien zu untersuchen, die sowohl zur Fehlersuche im Programm H1SIM als auch zur Feststellung der Kalibrationsfaktoren nützlich war: Hierbei wurde die im BEMC deponierte Energie gegen die Energie des einlaufenden Elektrons aufgetragen. Dies geschah, indem in einer dafür vorgesehenen Routine ein Ereignis definiert wurde, das aus einem Elektron mit definierten Werten von Winkel und Energie bestand. Eine zu diesem Zweck erstellte weitere Routine ermittelte die Energie des BEMC.

Nachdem sichergestellt war, daß das Programm fehlerfrei lief, wurde mit den ersten beiden Stufen das Ansprechen des Detektors auf Ereignisse, die mit den genannten Programmen in den besonders interessanten Bereichen der Kinematik erzeugt wurden, simuliert. Die damit erzeugten Datensätze wurden mit der dritten Stufe weiterbehandelt, wobei diese stets den gewünschten Forderungen anzupassen war.

Letztendlich stellte sich heraus, daß auch die dritte Stufe "TRIG" des H1SIM noch unverhältnismäßig viel Zeit in Anspruch nahm. Deshalb wurden die erzeugten Datensätze mit der unmodifizierten Version dieser Stufe verwertet und die Analyse über ein weiter reduziertes Analyseprogramm durchgeführt.

Zu diesem Zweck wurde eine Routine USHIST<sup>1</sup> eingerichtet, um Vergleiche der in verschiedenen Detektoren deponierten Energien etc. zu untersuchen. Diese Informationen wurden in weiteren Unterprogrammen ermittelt, die als Aufgabe den Zugriff auf Informationen einer bestimmten Bank hatten. Die Informationen wurden dann in sinnvoller Form in COMMON-Blöcken an USHIST übergeben. Die Benennung dieser Programme erfolgte nach der jeweils zu lesenden Bank (z.B. RDCTBV, RDTTSE usw.). Auf diese Weise konnten auch Daten verwandt werden, die ursprünglich nicht in den Trigger eingehen sollten.

Mit Hilfe der so erstellten Unterprogramme wurde der Einfluß verschiedener Be-

---

<sup>1</sup>ursprünglich für "User Histograms"

dingungen auf die Kinematik der getriggerten Ereignisse betrachtet. Nachdem dann erfolgversprechende Bedingungen gefunden wurden, wurden Effizienzkurven in verschiedenen Bereichen von  $y$  sowie für Untergrundereignisse erzeugt. Für die letztendlich zu ermittelnden Effizienzkurven wurde eine weitere Routine namens ENDANA geschrieben, die die jeweils in USHIST ermittelten Informationen zusammenfasste.

Die graphische Darstellung erfolgte mittels GEP [22].

Folgende Datensätze wurden verwandt:

**eP-Physik** I04ULK.TRIGGER.HIGHY.RUN03.ALL  
I04ULK.TRIGGER.HIGHY.RUN05.ALL

**Beamgas** H1KADR.BEAMGAS.TRIGGER.PART1  
H1KADR.BEAMGAS.TRIGGER.PART2  
H1KADR.BEAMGAS.TRIGGER.PART3  
H1KADR.BEAMGAS.TRIGGER.PART4

**Beamwall** H1KADR.BEAMWALL.TRIGGER.PART2



# Literaturverzeichnis

- [1] G. A. Schuler *Perspectives on Physics at HERA* DESY 89-075
- [2] B. Anderson et al. Phys.Rep. 97 (1983) 31
- [3] E. Lohrmann und K.-H. Mess *Remarks on the Kinematics of e-p Collisions in HERA* DESY HERA 83/08
- [4] G. Wolf *HERA: physics, machine and experiments* DESY HERA 86/089
- [5] D. P. Johnson *BEAM-GAS BACKGROUND AT HERA* H1-07/87-65
- [6] G. Ingelmann *The Lund Monte-Carlo for Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering* unveröffentlicht
- [7] T. Sjøstrand *The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation and e+e- Annihilation* unveröffentlicht
- [8] G. Ingelmann und G. Schuler *A Monte Carlo generator for heavy flavour production in deep inelastic scattering* unveröffentlicht
- [9] E. Eichten et al. *Supercollider physics* Rev. Mod. Phys. 56(1984) 579 und 58(1986) 1047 (Erratum)
- [10] M. Glueck, E. Hoffman, E. Reya, Z. Phys C13 (1982) 119
- [11] D. W. Duke, J. F. Owens, Phys. Rev. D30 (1984) 49
- [12] J. Engler *Perspectives in Calorimetry* NIM A235 (1985) 301
- [13] F. Jacquet, A. Blondel et al. *Detection and study of the charged current event* Proceedings of the STUDY OF AN ep FACILITY FOR EUROPE DESY 79/48 391
- [14] H. Ziaepour et al. *Beam hole effects on the reconstruction of kinematic variables in the H1 detector* Proceedings of the HERA Workshop Vol. 1 59
- [15] V. Blobel. *The BOS System*. Internal Report, DESY R1-88-01.
- [16] R. Eichler et al. *The first level MWPC trigger for the H1-Detector* Internal report H1-4/87-61

- [17] M. Gennis *Relativistische Kinematik von  $2 \rightarrow 2$  Reaktionen* 8/1988  
unveröffentlicht
- [18] *Technical Proposal for the H1 Detector* H1 Collaboration March  
25, 1986
- [19] *Technical Progress Report* H1 Collaboration October 4, 1987
- [20] *Technical Progress Report* H1 Collaboration August 24, 1989
- [21] G. Ingelman et al. *Deep inelastic Physics and Simulation* Procee-  
dings of the HERA Workshop Vol. 1 3
- [22] E. Bassler *GEP - Graphical Editor Program for Presenting User*  
*Data* Internal Report, DESY R02-81/02, 1985
- [23] M. Funk *Persönliche Mitteilung*
- [24] M. Gennis *Persönliche Mitteilung*
- [25] W. Bauhoff *Persönliche Mitteilung*
- [26] A. deRoeck *Persönliche Mitteilung*

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Perspektivische Ansicht des H1-Detektors . . . . .	6
1.2	Längsschnitt durch den H1-Detektor . . . . .	7
1.3	Aufsicht auf das BEMC . . . . .	10
1.4	Längsschnitt durch ein quadratisches BEMC-Modul . . . . .	11
1.5	Nach Strahlungslängen unterschiedene Bereiche des BEMC . . . . .	12
1.6	Innerer Bereich des H1-Detektors . . . . .	14
2.1	Feynman-Diagramme für NC- und CC-Wechselwirkungen . . . . .	16
2.2	Feynman-Diagramme für NC-Wechselwirkungen, niedrigste Ordnung der Störungstheorie . . . . .	18
2.3	Linien konstanten $\vartheta$ und $E_{aus}$ des Elektrons in der $\log Q^2 - \log x$ -Ebene . . . . .	21
2.4	Linien konstanten $x$ und $Q^2$ in der $\vartheta - E_{aus}$ -Ebene des Elektrons . . . . .	21
2.5	Linien konstanten $y$ und $E_{aus}$ des Elektrons in der $\log Q^2 - \log x$ -Ebene . . . . .	22
3.1	Kinematische Größen der NC-Reaktionen . . . . .	25
3.2	Streuwinkel $\vartheta$ des Elektrons . . . . .	26
3.3	Kinematische Größen der NC-Reaktionen, Elektron im BEMC . . . . .	27
3.4	Kinematische Größen der NC-Reaktionen, Elektron und Pion im BEMC . . . . .	28
3.5	Verhältnis der Pion / Elektronenergie, $y > 0.1$ . . . . .	31
3.6	Kinematische Größen der NC-Reaktionen, Elektron im BEMC und $E_{BAR} < 1 GeV$ . . . . .	32
3.7	$E_{Elektron}$ gegen $\log y$ . . . . .	34
3.8	$E_{BEMC}$ gegen $\log y$ . . . . .	34
3.9	Streuwinkel $\vartheta$ des Elektrons gegen $\log y$ . . . . .	35
3.10	$E_{BAR}$ gegen $\log y$ . . . . .	35
5.1	Kinematische Bereiche, in denen $x$ mit vorgegebenen Fehlern durch das BEMC gemessen werden kann . . . . .	48
5.2	Kinematische Bereiche, in denen $y$ mit vorgegebenen Fehlern durch das BEMC gemessen werden kann . . . . .	49
5.3	Fehler der kinematischen Variablen mit Jacquet-Blondel, $10^{-3} < y < 10^{-2}$ . . . . .	50
5.4	Fehler der kinematischen Variablen mit Jacquet-Blondel, $10^{-2} < y < 10^{-1}$ . . . . .	51
5.5	Fehler der kinematischen Variablen mit Jacquet-Blondel, $10^{-1} < y < 1$ . . . . .	52

5.6	Fehler der kinematischen Variablen mit Jacquet-Blondel, $10^{-1} < y < 1$ , Elektron im BEMC . . . . .	53
6.1	Im BEMC sichtbare Energie für verschiedene Abschneideenergien	56
6.2	Im BEMC sichtbare Energie für verschiedene Einschußenergien des Elektrons . . . . .	57
6.3	Verteilung der sichtbaren Energie auf verschiedene stacks . . . . .	59
6.4	Einteilung der Kalorimeter-Großtürme . . . . .	60
6.5	Einteilung der BEMC-Trigger- und Großtürme . . . . .	61
6.6	Kinematischer Bereich der für die Triggerstudien betrachteten eP-Ereignisse . . . . .	65
6.7	Energiesummen der eP-Ereignisse, Teil 1 . . . . .	66
6.8	Energiesummen der eP-Ereignisse, Teil 2 . . . . .	67
6.9	Energiesummen der Beamgas-Ereignisse, Teil 1 . . . . .	68
6.10	Energiesummen der Beamgas-Ereignisse, Teil 2 . . . . .	69
6.11	Energiesummen der Beamwall-Ereignisse, Teil 1 . . . . .	70
6.12	Energiesummen der Beamwall-Ereignisse, Teil 2 . . . . .	71
6.13	Triggerraten gegen Schwelle der BEMC-Energie . . . . .	78
6.14	Bedeutung der Symbole für Schwellen von $E_{BEMC}$ . . . . .	79
6.15	Triggerrate gegen Schwellen in der Plug- und Vorwärtsenergie, BEMC-Schwellen 0 - 10 GeV . . . . .	80
6.16	Triggerrate der Untergrundereignisse gegen Schwellen in der Barrelenergie, BEMC-Schwellen 0 - 10 GeV . . . . .	81
6.17	Triggerrate der eP-Ereignisse gegen Schwelle in der Barrelenergie, BEMC-Schwellen 0 - 10 GeV . . . . .	82
6.18	Triggerrate gegen Schwelle in der BEMC-Energie, zusätzlich werden Z-Vertex oder zentrale Spuren gefordert . . . . .	83
6.19	Triggerrate der Untergrundereignisse gegen Schwelle in der Barrelenergie, BEMC-Schwellen 0 - 10 GeV, zusätzlich werden Z-Vertex oder zentrale Spuren gefordert . . . . .	84
6.20	Triggerrate der eP-Ereignisse gegen Schwelle in der Barrelenergie, BEMC-Schwellen 0 - 10 GeV, zusätzlich werden Z-Vertex oder zentrale Spuren gefordert . . . . .	85
6.21	$y$ -Bereich der getriggerten NC-Ereignisse bei Annahme von für die Unterdrückung guten Bedingungen . . . . .	86

# Tabellenverzeichnis

3.1	Elektron und Pionen im BEMC, $y > 0.1, Q^2 > 3$ . . . . .	29
4.1	Zählraten pro Sekunde in verschiedenen kinematischen Bereichen bei einer Luminosität von $L = 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . . . . .	38
4.2	Zählraten der Elektronen pro Sekunde in verschiedenen kinematischen Bereichen, aufgeschlüsselt nach den Eintrittsbereichen des Elektrons in das BEMC . . . . .	39
4.3	Wie in Tab. 4.2, mit Vertexverschmierung . . . . .	39
4.4	Zählraten im BEMC für verschiedene Teilchen, neutrale Ströme .	40
4.5	Zählraten im BEMC für verschiedene Teilchen, geladene Ströme	40
4.6	Zählraten der Elektronen im BEMC, $c\bar{c}$ -Ereignisse . . . . .	41
4.7	Zählraten für verschiedene Teilchen im BEMC, $c\bar{c}$ -Ereignisse . .	41
4.8	Zählraten der Elektronen im BEMC, $b\bar{b}$ -Ereignisse . . . . .	42
4.9	Zählraten für verschiedene Teilchen im BEMC, $b\bar{b}$ -Ereignisse . .	42
4.10	Zählraten der Elektronen im BEMC, $t\bar{t}$ -Ereignisse . . . . .	43
4.11	Zählraten für verschiedene Teilchen im BEMC, $t\bar{t}$ -Ereignisse . . .	43
5.1	$y$ -Bereiche, in denen $x$ und $y$ durch das BEMC meßbar sind . . .	45
6.1	Anteil der sichtbaren Energie und Breite der Energieverteilung im BEMC zur Feststellung der Kalibrationsfaktoren . . . . .	55
6.2	Raten für verschiedene Kombinationen von Triggerbedingungen, Teil 1 . . . . .	76
6.3	Raten für verschiedene Kombinationen von Triggerbedingungen, Teil 2 . . . . .	77

## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mir bei der Erstellung dieser Arbeit wertvolle Hilfe geleistet haben:

- Herrn Prof. Dr. H. H. Duhm für die Aufgabenstellung
- Frau Prof. Dr. B. Naroska für die stetige Betreuung
- Frau M. Berghaus für die sorgfältige Anfertigung der Zeichnungen der Längsansichten des BEMC-Moduls
- allen Mitgliedern der H1-Gruppe des Institutes für das freundliche Arbeitsklima
- C. Pichler und S. Mordhorst für das Korrekturlesen der vorliegenden Diplomarbeit

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet zu haben.

Hamburg, im Februar 1990