

hat auslegen

Messung des geladenen Stroms bei Elektron-Proton- Kollisionen am HERA-Speicherring

Diplomarbeit an der Fakultät für Physik der
Ludwig-Maximilians-Universität München

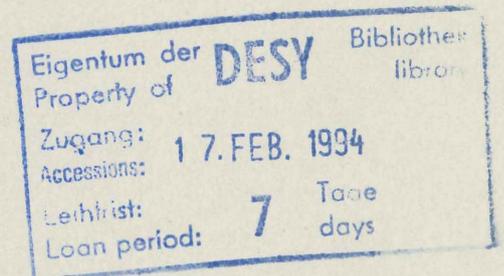
vorgelegt von

KARSTEN RÜTER

angefertigt am

Max-Planck-Institut für Physik
- Werner-Heisenberg-Institut -

Oktober 1993



" felix qui potuit rerum cognoscere causas "

Vergil

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Experimentelle Einrichtungen am DESY	3
2.1	Der HERA Speicherring	3
2.1.1	Die Speicherringe	3
2.1.2	Die Vorbeschleuniger	5
2.2	Der H1-Detektor	6
2.2.1	Die Kalorimeter	7
2.2.2	Das Spurkammersystem	10
2.2.3	Myon-System	12
2.2.4	Luminositätssystem und Elektrontagger	13
3	Elektron-Proton Streuung	14
3.1	Neutrale Ströme	15
3.2	Geladene Ströme	17
3.3	Boson-Gluon-Fusion	19
4	Trigger für CC-Ereignisse	21
4.1	Aufbau des H1-Triggers	21
4.2	Der Level 1 Trigger des Flüssig-Argon-Kalorimeters	22
4.3	Der Flüssig-Argon-Triggermonitor	25
4.3.1	Rauschen als Untergrund für CC Ereignisse	25
4.3.2	Realisation des Monitorsystems	26

5	Selektion von CC-Ereignissen	31
5.1	Topologie von CC-Ereignissen	31
5.2	Topologie von Untergrundereignissen	33
5.2.1	Kosmische Myonen	33
5.2.2	Myonen aus der Halo des Protonenstrahls	33
5.2.3	Reaktionen mit dem Restgas im Strahlrohr	36
5.3	Vorselektion	36
5.3.1	Algorithmen zur Vorselektion ohne Kalorimeter	36
5.3.2	Vorselektion durch Cluster im Kalorimeter	38
5.3.3	Ergebnisse der Vorselektion	43
5.4	Endgültige Selektion	47
5.4.1	Selektion durch das Flüssig-Argon-Kalorimeter	47
5.4.2	Sonstige Selektionskriterien	52
5.5	Ergebnisse der Selektion bei CC-Monte-Carlo Daten	52
6	Bestimmung des Wirkungsquerschnittes	56
7	Zusammenfassung	60
Anhang A	Ergebnisse des Triggerratenmonitors	62
Anhang B	Rekonstruktion der Kinematik nach Jacquet-Blondel	66
Literaturverzeichnis	68
Danksagung	70

1 Einleitung

Die Erforschung der Zusammensetzung der Materie und der Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Teilchen war schon immer von größtem Interesse für die Naturwissenschaft. Gerade die moderne Hochenergiephysik mit ihren großen Beschleunigern bietet eine hervorragende Möglichkeit, diese Gebiete genau zu untersuchen. Erkenntnisse über die elementaren Bausteine der Materie und über die Wechselwirkungen zwischen ihnen tragen nicht nur zum Verständnis subatomarer Strukturen und Prozesse bei, sondern liefern auch interessante Hinweise auf die Entstehung und Zusammensetzung des gesamten Universums.

Mit dem neuen und bisher einzigen Elektron-Proton-Speicherring der Welt, HERA, wird die Erforschung insbesondere des Protons, von dem seit Anfang der siebziger Jahre bekannt ist, daß es kein elementares Teilchen ist, sondern aus sogenannten Quarks und Gluonen¹ - den Partonen - besteht, in ganz neue Dimensionen vorangetrieben.

Durch die bei HERA erreichten hohen Energien der Proton- bzw. Elektronstrahlen können die Strukturfunktionen, und damit die Verteilungsdichten der Valenz- und Seequarks sowie der Gluonen im Inneren des Protons, bei Impulsüberträgen, die um mehrere Größenordnungen höher liegen als bei bisherigen Experimenten, untersucht werden. Damit ist es möglich, die Quantenchromodynamik (QCD) in einem Bereich zu testen, in dem Effekte, die nicht durch Störungsrechnung behandelt werden können, vernachlässigbar werden.

Für die weitere Erforschung der Strukturen im Inneren des Protons sind aber nicht nur die großen Impulsüberträge interessant. Durch die hohe Schwerpunktsenergie ist es auch möglich, diese Strukturen bei einem sehr kleinen Impulsanteil des gestreuten Partons am Gesamtprotonimpuls in tiefinelastischer Streuung zu untersuchen.

HERA und ihre beide Detektoren H1 und ZEUS können nicht nur quasi als "Supermikroskop" zur Erforschung des Protons und zur Überprüfung der QCD verwendet werden. Der Speicherring liefert auch neue Möglichkeiten zur Untersuchung der Schwachen Wechselwirkung in bisher unerforschten kinematischen Regionen.

Bei der Streuung eines Elektrons am Proton können geladene und ungeladene Teilchen ausgetauscht werden (geladener bzw. neutraler Strom). Der neutrale Strom ist bei niedrigen Impulsüberträgen durch den Austausch eines Photons dominiert, erst bei höheren Impuls-

¹ Träger der Starken Wechselwirkung, die die Quarks aneinander binden.

übertragen, wie sie bei HERA erreicht werden, spielt der Austausch eines Z^0 -Bosons eine größere Rolle, und sein Einfluß kann genau bestimmt werden. Die direkte Beobachtung des geladenen Stroms zwischen dem Elektron und dem Proton (eine rein schwache Reaktion, da nur massive W-Bosonen ausgetauscht werden) ist sogar bei HERA zum ersten mal in dieser Form möglich.

Neben den Untersuchungen, die das Standard Modell, welches als Modell der elementaren Teilchen und Wechselwirkungen akzeptiert ist, in bisher unzugänglichen kinematischen Regionen bestätigen, wird insbesondere auch nach Anzeichen neuartiger Physik gesucht. Beispielsweise besteht die Möglichkeit, daß die Quarks und Leptonen nicht wirklich elementare Teilchen sind, sondern auch sie aus noch fundamentaleren Bausteinen zusammengesetzt sind. Diese innere Struktur würde sich im Auftreten von angeregten Leptonen und Quarks zeigen.

Einige Theorien sagen die Existenz sogenannter Leptoquarks, Teilchen, welche aus einem Lepton und einem einzelnen Quark bestehen, voraus. Wenn solche Teilchen wirklich existieren, können sie bei HERA nachgewiesen werden, allerdings nur, wenn sie nicht schwerer als 300 GeV sind.

Im Rahmen dieser Arbeit soll auf die Wechselwirkung des Elektrons mit dem Proton über den Austausch eines W-Bosons, also auf den geladenen Strom näher eingegangen werden. Damit Untersuchungen dieser seltenen Reaktion überhaupt möglich sind, ist es zunächst einmal notwendig, die Ereignisse des geladenen Stroms aus der Masse aller Ereignisse herauszufinden. Diese Arbeit soll einen Überblick über die verschiedenen dazu notwendigen Schritte und deren Realisation geben.

Am Ende der Selektion steht ein untergrundfreier Datensatz, der alle relevanten Ereignisse enthält. Mit Hilfe dieses Datensatzes kann eine erste Messung des Wirkungsquerschnitts für Ereignisse des geladenen Stroms durchgeführt werden.

Damit kann ein Vergleich mit den theoretischen Erwartungen des elektroschwachen Standard Modells bei hohen Impulsüberträgen durchgeführt werden.

2 Experimentelle Einrichtungen am DESY

2.1 Der HERA Speicherring

Die Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA bietet als erste und bisher einzige Einrichtung auf der Erde die Möglichkeit, Elektron-Proton Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie im Bereich von 300 GeV zu beobachten. Sie ist damit der größte Beschleuniger beim Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg.

2.1.1 Die Speicherringe

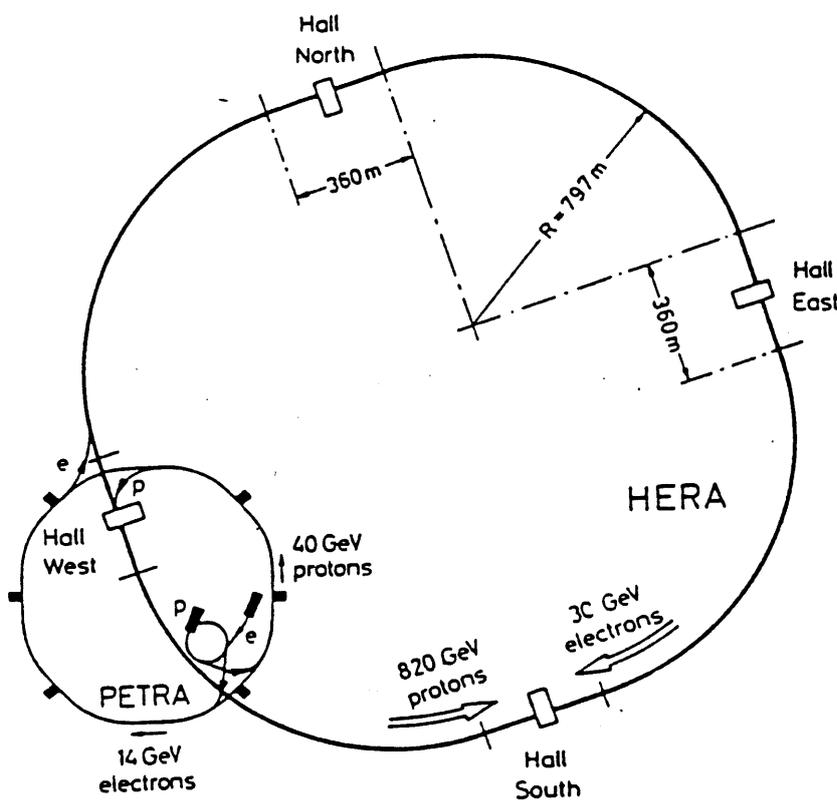


Abb. 2.1 Schematischer Aufbau des HERA-Speicherrings

In einem ca. 6,3 km langen Tunnel unter der Erde Hamburgs befinden sich die beiden Ringe zur Elektron- bzw. Proton-Beschleunigung (siehe Abb. 2.1).

In einem Ring werden Elektronen in maximal 210 Bündeln zu je ca. 10^{11} Teilchen auf eine Energie von 30 GeV beschleunigt.

Der begrenzende Faktor für die Elektronenenergie ist der hohe Energieverlust durch Synchrotronstrahlung. Er beträgt bei HERA 127 MeV pro Teilchen und Umlauf. Durch normal- und supraleitende Beschleunigungskavitäten, die mit einer Frequenz von 499.8 MHz betrieben werden und zusammen eine Leistung von 13.2 MW haben, wird der auftretende Energieverlust immer wieder nachgeliefert.

Synchrotronstrahlungsverluste sind auch für die geringe Halbwertszeit des Elektronenstrahls von nur wenigen Stunden verantwortlich.

In einem zweiten Ring werden Protonen ebenfalls in maximal 210 Bündeln zu je 10^{11} Teilchen auf eine Endenergie von 820 GeV beschleunigt.

Der die Energie beschränkende Faktor im Protonenring ist die Magnetfeldstärke, die benötigt wird, um die Protonen auf ihrer annähernd kreisförmigen Bahn zu halten. Bei HERA werden hierzu industriell gefertigte supraleitende Magnete aus Niob-Titan verwendet. Mit ihnen wird eine Feldstärke von 4.68 Tesla erreicht.

Die Lebenszeit des Protonenstrahls ist wesentlich höher als die des Elektronenstrahls. Daher erfolgen während der Lebenszeit eines Protonenstrahls mehrere Füllungen des Elektronenrings.

Eine Zusammenfassung der wichtigsten Designparameter von HERA zeigt Tabelle 2.1 [Wii92].

	p-Ring	e-Ring
Energie	820 GeV	30 GeV
Luminosität	$1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	
Magnetfeldstärke	4.68 T	0.165 T
Anzahl der Teilchen	$2.1 \cdot 10^{13}$	$0.8 \cdot 10^{13}$
Anzahl der Bündel	210	210
Injektionsenergie	40 GeV	14 GeV
Energieverlust pro Umlauf	$6.2 \cdot 10^6 \text{ MeV}$	127 MeV
RF-Frequenz	52.03 / 208.1 MHz	499.8 MHz

Tabelle 2.1 Zusammenfassung der Designparameter von HERA

2.1.2 Die Vorbeschleuniger

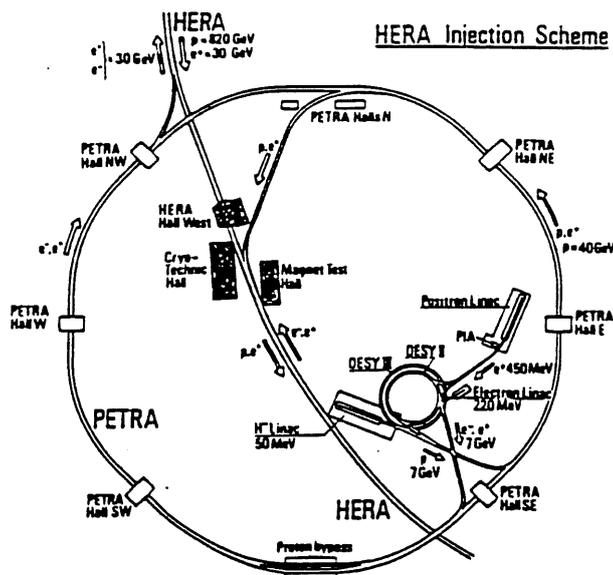


Abb. 2.2 Das Vorbeschleunigersystem für HERA

Um die bei HERA geforderten hohen Energien erreichen zu können, reicht ein einziger Beschleuniger nicht aus. Die Teilchen müssen in mehreren Stufen auf ihre Endenergie gebracht werden. Dazu stehen beim DESY eine Reihe von Vorbeschleunigern zur Verfügung (siehe Abb. 2.2).

- **Elektronen**

Die Elektronen werden zuerst von einem Linearbeschleuniger (LINAC) nach dem Alvarez Prinzip auf 200 MeV beschleunigt. Dann werden sie in das Synchrotron DESY II eingespeist, in dem sie eine Energie von 7 GeV erreichen. Als letzter Vorbeschleuniger für die Elektronen fungiert der frühere Speicherring PETRA (Positron-Elektron-Tandem-Ring-Anlage), in dem die Elektronen bis auf 14 GeV beschleunigt werden, der Injektionsenergie für HERA.

- **Protonen**

Die Protonen werden, nachdem sie aus einer Ionenquelle extrahiert wurden, als H⁺-Ionen zunächst ebenfalls mit einem Linearbeschleuniger (H-LINAC) auf 50 MeV vorbeschleunigt. Bevor sie in das Synchrotron DESY III injiziert werden, werden die beiden Elektronen mittels einer 200 µm dicken Stripperfolie entfernt. Im Synchrotron wird ihre Energie dann auf 7.5 GeV erhöht. Auch die Protonen erreichen ihre Einschussenergie für HERA von 40 GeV durch PETRA.

2.2 Der H1-Detektor

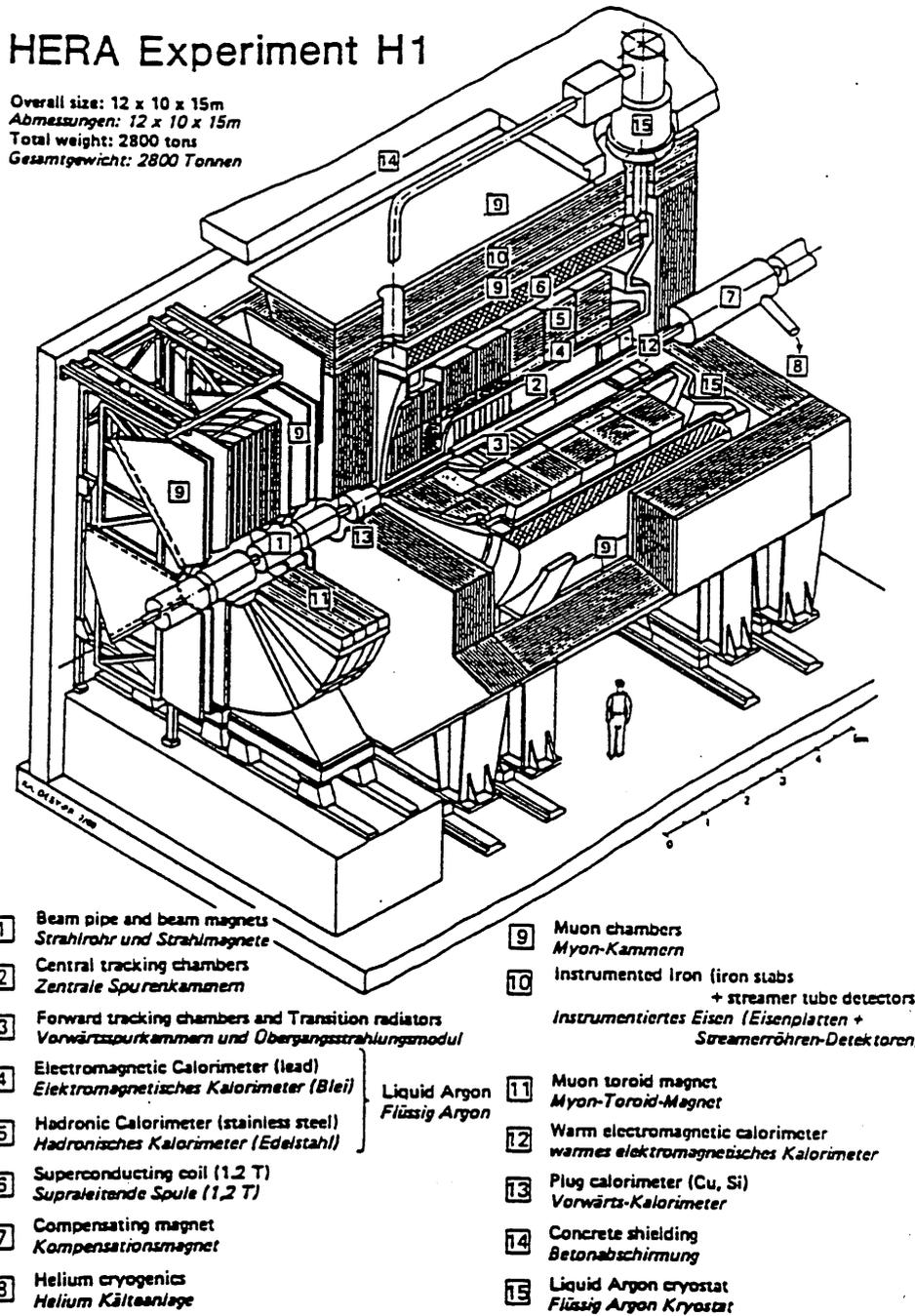


Abb. 2.3 Der H1-Detektor

An zwei der vier Wechselwirkungszone von HERA sind derzeit Experimente zur Untersuchung von hochenergetischen Elektron-Proton Kollisionen aufgebaut. Das H1-Experiment befindet sich an der nördlichen Wechselwirkungszone. Der eigentliche Wechselwirkungspunkt wird von dem zwiebelschalenartig aufgebauten, $12 * 10 * 15$ m großen H1-Detektor fast vollständig umschlossen (siehe Abb. 2.3).

Um alle möglichen Reaktionen bei Elektron-Proton-Kollisionen genau untersuchen zu können, müssen die Eigenschaften der bei der Kollision entstandenen Teilchen genau bestimmt werden. Der H1-Detektor besteht daher aus vielen verschiedenen Komponenten. Große Driftkammern vermessen genau die Spuren geladener Teilchen und Kalorimeter bestimmen die Energie und Richtung der hadronischen Jets und des gestreuten Elektrons. Myonen werden durch ein extra für diesen Zweck entwickeltes System nachgewiesen. Insgesamt ist wichtig, daß der Detektor den Wechselwirkungspunkt fast vollständig umschließt, so daß Eigenschaften von Teilchen, die den Detektor ungesehen verlassen (z.B. Neutrinos), aus den gemessenen Daten bestimmt werden können. In den folgenden Abschnitten werden die wichtigsten Komponenten des Detektors kurz beschrieben.

Die z-Achse des internen H1-Koordinatensystems zeigt in die Flugrichtung der Protonen, die y-Achse nach oben und die x-Achse zum Ringzentrum hin, sodaß ein rechthändiges Koordinatensystem entsteht, dessen Ursprung der nominelle Wechselwirkungspunkt ist. Der Polarwinkel θ wird gegen die z-Achse gemessen.

2.2.1 Die Kalorimeter

Zur genauen Energiemessung werden bei H1 verschiedene Kalorimeter verwendet, die zusammen einen Winkelbereich von $\theta=0.6^\circ$ bis $\theta=177^\circ$ überdecken.

2.2.1.1 Das Flüssig-Argon Kalorimeter

Das Flüssig-Argon Kalorimeter ist das größte und wichtigste der beim H1-Detektor eingesetzten Kalorimeter und deckt einen Winkelbereich von $\theta=4^\circ$ bis $\theta=154^\circ$ ab.

Das gesamte Kalorimeter ist in einem einzigen mit flüssigem Argon gefüllten Kryostaten untergebracht und in longitudinaler Richtung in acht Räder (*wheels*) unterteilt (siehe Abb. 2.4). Azimuthal ist es in acht Oktanten segmentiert. Das Kalorimeter besteht aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil.

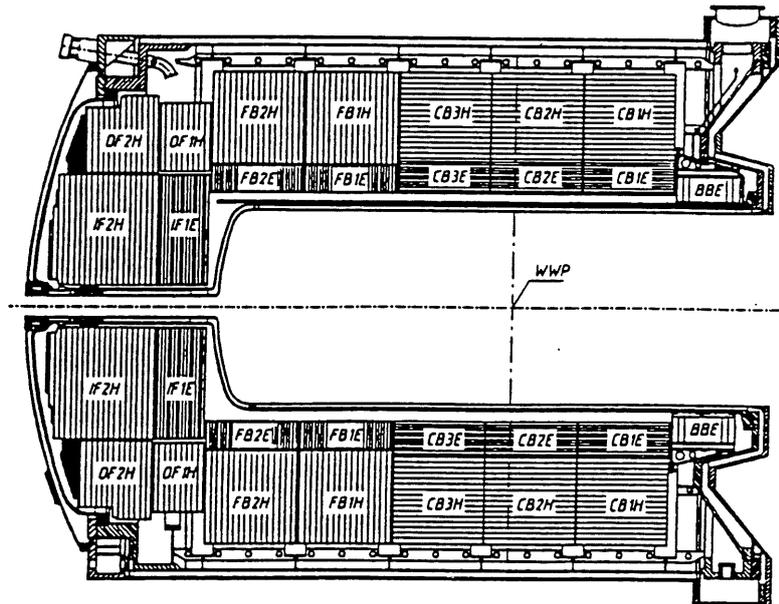


Abb. 2.4 Longitudinaler Schnitt durch das Flüssig-Argon Kalorimeter

- **Elektromagnetisches Kalorimeter**

Das elektromagnetische Kalorimeter ist ein *Sampling*-Kalorimeter mit Blei als Absorbermaterial und flüssigem Argon als Auslesemedium, in dem die auftretenden Teilchenschauer gemessen werden. Zwischen den 2.4 mm dicken Bleiplatten befindet sich jeweils eine 2.35 mm breite mit Argon gefüllte Lücke [And93].

Die Absorberplatten sind im Zentralbereich parallel zur z-Achse und im Vorwärtsbereich sowie im BBE (Backward Barrel Electromagnetic) senkrecht dazu angeordnet, sodaß sich jeweils ein möglichst großer Auftreffwinkel für die vom Wechselwirkungspunkt kommenden Teilchen ergibt.

Das elektromagnetische Kalorimeter hat insgesamt eine Dicke von zwanzig bis dreißig Strahlungslängen.

- **Hadronisches Kalorimeter**

Auch das hadronische Kalorimeter ist in *Sampling*-Bauweise erstellt. Hier wurde allerdings aus Stabilitätsgründen Stahl als Absorbermaterial verwendet. Die Stahlplatten sind 16 mm dick. In den 12 mm großen Lücken befinden sich jeweils zwei sich selbst tragende Auslezellen, die aus einer 1.5 mm breiten Stahlplatte und einer Argonlücke von 2.4 mm Breite bestehen [And93].

Die Summe des Absorptionsmaterials beträgt zwischen 4.5 (Central Barrel) und 8 (Outer Forward und Forward Barrel) Absorptionslängen.

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter arbeitet nach dem Prinzip einer Ionisationskammer. Teilchen-

schauer, die in den Absorberplatten entstehen, setzen Elektronen des Argons frei. Diese Elektronen werden auf den segmentierten Ausleseplatten (Pads), die sich am Rand der Argonschichten befinden, gesammelt. Mehrere solcher Pads sind jeweils zu einer Kalorimeterzelle zusammengefaßt; insgesamt gibt es ca. 45000 Zellen. Durch diese feine Segmentierung wird eine sehr gute Ortsauflösung erreicht. Sodaß man Schauer, die von unterschiedlichen Teilchen stammen, aber sehr nahe zusammen liegen, trennen kann.

Energieauflösung

Die Energieauflösung des Kalorimeters wurde sowohl durch Teststrahlen am CERN als auch durch die ersten Ergebnisse bei HERA bestimmt. Sie wird durch einen Ansatz der Form

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\frac{A^2}{E} + \frac{B^2}{E^2} + C^2} \quad (2.1)$$

gut beschrieben. Für Elektronen wurden die Werte $A=11\%\sqrt{E}$, $B=154$ MeV, $C=0.6\%$ bestimmt.

Das bei H1 verwendete Blei / Stahl Kalorimeter mit flüssigem Argon als Auslesematerial ist nicht kompensierend, d.h. elektromagnetische und hadronische Schauer der gleichen Primärenergie hinterlassen unterschiedlich große Signale. Dadurch entstehen große Fluktuationen bei der Energiemessung von Hadronen. Diese können mit einem Software-Wichtungsverfahren, welches die unterschiedliche Entwicklung von elektromagnetischen und hadronischen Anteilen in hadronischen Schauern berücksichtigt, wesentlich verkleinert werden [Fli92]. Durch dieses Verfahren ist es möglich, die folgenden Werte für die Energieauflösung bei Pionen zu erreichen: $A=46\%\sqrt{E}$, $B=700$ MeV, $C=2.4\%$ (Werte für FB/OF).

2.2.1.2 Der Tail Catcher

Um den Impuls von geladenen Teilchen genau bestimmen zu können, befindet sich der gesamte Kryostat mit den zentralen Spurkammern innerhalb eines supraleitenden Solenoids. Direkt außerhalb des Magneten befindet sich sein Rückflußjoch aus Eisen. In diesem Eisenjoch ist der Tail-Catcher untergebracht (siehe Abb. 2.3). Das Eisen ist mit mehreren Lagen *streamer tubes* instrumentiert, bei einigen von ihnen sind außen Pads angebracht. Die induzierte Ladung auf ihnen wird analog ausgelesen, und dieses Signal wird zur Energiemessung verwendet. Der Tail Catcher hat die Aufgabe, unvollständig absorbierte Schauer

aus dem hadronischen Kalorimeter nachzuweisen und dessen Energie zu bestimmen. Außerdem deponieren Myonen im Tail Catcher Energie, wenn sie auf den H1-Detektor treffen.

2.2.1.3 Das Backward ElectroMagnetic Calorimeter (BEMC)

Das BEMC schließt den Winkelbereich von $\theta=151^\circ$ bis $\theta=177^\circ$ ab. Es ist ein konventionelles elektromagnetisches Blei-Szintillator Sandwichkalorimeter, mit einer Dicke von 22.5 Strahlungslängen. Seine Hauptaufgabe ist die Messung der Energie und der Richtung eines unter kleinem Winkel bei einer tiefinelastischen Reaktion gestreuten Elektrons. Außerdem soll es Hadronen aus Photoproduktion bei kleinem Bjorken x und großem y nachweisen [Abt93].

2.2.1.4 Das Plug

Das Plug vervollständigt das System an Kalorimetern bei H1. Es ermöglicht eine Energiemessung im äußersten Vorwärtsbereich zwischen $\theta=0.6^\circ$ und $\theta=3^\circ$. Das Plug ist ein sampling Kalorimeter mit neun je 5 mm dicken Kupferschichten als Absorptionsmaterial und acht dazwischen liegenden Silizium-Detektoren. Insgesamt hat es eine Länge von 69 cm, dies entspricht 44.6 Strahlungslängen bzw. 4.25 Absorptionslängen [Abt93].

Im Plug sollen vor allem Hadronen, die sehr nahe am Strahlrohr emittiert werden, nachgewiesen werden, um den totalen transversalen Impuls möglichst genau bestimmen zu können.

2.2.2 Das Spurkammersystem

Das zentrale Spurkammersystem des H1-Detektors setzt sich aus verschiedenen Drahtkammern zusammen und ist in Abb. 2.5 schematisch dargestellt. Im einzelnen besteht es aus den folgenden Komponenten:

2.2.2.1 Driftkammern

Zur genauen Spurrekonstruktion werden bei H1 zwei große Driftkammern (Central Jet Chamber 1 (CJC1) und 2 (CJC2)) verwendet. Sie haben jeweils eine aktive Länge von 2200 mm und bestehen aus insgesamt 2640 in z-Richtung gespannten Anodendrähten. Mit ihnen wird eine Ortsauflösung in der $r\phi$ -Ebene von 170 μm erreicht. Durch eine Auslesung

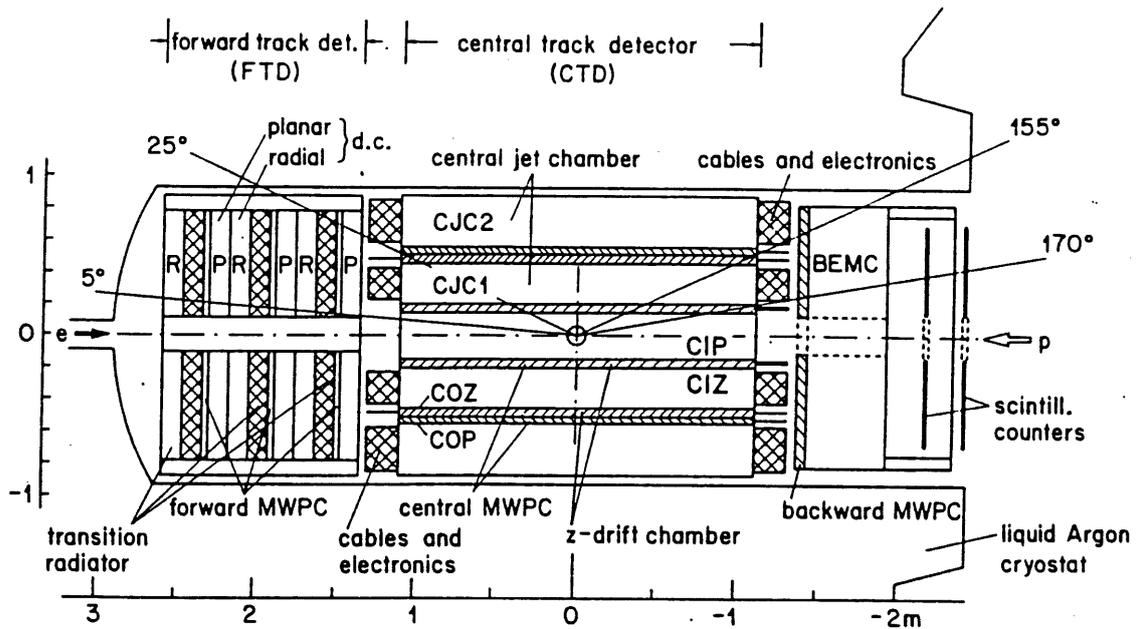


Abb. 2.5 Schematische Darstellung des Spurkammersystems

auf beiden Seiten (Ladungstrennung) kann die z-Koordinate bis auf wenige Prozent genau bestimmt werden [Abt93].

Außer zur genauen Ortsbestimmung werden die beiden zentralen Driftkammern vor allem zur Bestimmung des Impulses der den Wechselwirkungspunkt verlassenden geladenen Teilchen verwendet.

Zur genauen Bestimmung der z-Koordinate einer Teilchenspur werden zwei z-Kammern (Central Inner Z-Chamber (CIZ) und Central Outer Z-Chamber (COZ)) verwendet. Sie sind direkt innerhalb bzw. außerhalb der CJC1 bei einem Radius von 180 bzw. 460 mm installiert. Bei diesen Driftkammern sind die Drähte senkrecht zur z-Achse gespannt, und es wird eine Auflösung in z-Richtung von 300 μm erreicht [Abt93].

Die Verbindung der Information aus den Jet-Driftkammern mit der aus den z-Kammern liefert die sehr genaue Rekonstruktion der Teilchenspuren.

Auch im Bereich des Vorwärts-Tracking Systems werden Driftkammern eingesetzt. Dieses System besteht aus drei sogenannten *Supermodulen*, die um einen Winkel von 60° gegeneinander verschoben sind. Diese Supermodule bestehen aus einem planaren Modul (parallel angeordnete Driftdrähte), einer Vieldrahtproportional-kammer, einer Folie zur Erzeugung von Übergangsstrahlung und einem radialen Modul (radial gespannte Driftdrähte).

2.2.2.2 Proportionalkammern

Der gesamte Winkelbereich zwischen $\theta=5^\circ$ und $\theta=175^\circ$ wird von Vieldrahtproportionalkammern erfaßt. Sie haben die Aufgabe, für eine Zeitauflösung besser als 96 ns (Zeit zwischen zwei HERA bunch crossings) zu sorgen. Im rückwärtigen Bereich muß zudem die BPC (Backward ProportionalChamber) die Aufgabe des trackings übernehmen [Abt93].

Im Zentralbereich werden zwei Proportionalkammern (Central Inner Proportionalchamber (CIP) und Central Outer Proportionalchamber (COP)) eingesetzt, die sich in direkter Nachbarschaft zu den z-Kammern befinden (siehe Abb. 2.5).

Im Vorwärtsbereich werden ebenfalls Vieldrahtproportionalkammern eingesetzt. In jedem *Supermodul* befindet sich eine zwischen den zwei Driftkammern.

2.2.3 Myon-System

2.2.3.1 Instrumentiertes Eisen

Ein Teil der *streamer tubes* des instrumentierten Eisens werden analog ausgelesen und zur Energiemessung verwendet (siehe Abschnitt 2.2.1.2). Die Hauptaufgabe des Systems ist es, die Spuren von Myonen zu rekonstruieren. Zur Bestimmung des Ortes eines Myons werden die Auslesedrähte aller 16 Lagen verwendet. Zusätzlich werden bei fünf Lagen Streifen, die senkrecht zu den Auslesedrähten angebracht sind und auf denen sich induzierte Ladungen sammeln, benutzt. Die gesamte Information wird digital ausgelesen und aus dem Treffermuster in den verschiedenen Lagen die Spur eines Myons rekonstruiert.

2.2.3.2 Vorwärts Myon-System

Mit dem Vorwärts Myon-System sollen hochenergetische Myonen in dem Bereich $3^\circ \leq \theta \leq 17^\circ$ gemessen werden. Dazu wurden insgesamt sechs Lagen Driftkammern installiert, jeweils drei vor und drei hinter einem Toroidmagneten (Nr. 11 in Abb. 2.3). Zwei der drei Lagen bestimmen jeweils die θ -Koordinate die mittlere die ϕ -Koordinate der Myonflugbahn. Da diese durch das Feld des Magneten gekrümmt ist, kann aus den Durchgangsorten in den einzelnen Lagen der Impuls der Myonen bestimmt werden. Dies ist in einem Bereich von 5 GeV/c bis 200 GeV/c möglich.

2.2.4 Luminositätssystem und Elektrontagger

Zur Messung der Luminosität wird die Reaktion $ep \rightarrow e\gamma\gamma$, deren Wirkungsquerschnitt groß und sehr gut bestimmt ist, ausgenutzt. Die Luminosität kann dann aus dem bekannten Wirkungsquerschnitt und der Rate, mit der solche Ereignisse registriert worden sind, bestimmt werden.

Bei $z=-33.4$ m wurde ein Elektrontagger und bei $z=-102.9$ m ein Photondetektor installiert. Sie haben die Aufgabe, die Elektronen und Photonen, die unter sehr kleinem Winkel aus der obigen Reaktion hervorgehen, zu vermessen. Beides sind Čerenkov-Kalorimeter, die mit Photomultipliern ausgelesen werden.

Außer zur Bestimmung der Luminosität wird der Elektrontagger noch zur Bestimmung der Energie von Elektronen, die unter sehr kleinen Winkeln gestreut werden, verwendet. Mit dem Photondetektor wird zudem die Energie von Photonen aus der Strahlung im Anfangszustand bestimmt.

3 Elektron-Proton Streuung

In diesem Kapitel sollen die wichtigsten physikalischen Prozesse bei der Streuung von Elektronen und Protonen beschrieben werden [HER92a], [HER92b].

Elektronen und Protonen können durch den Austausch eines elektroschwachen Bosons miteinander wechselwirken. Es können zwei grundsätzlich verschiedene Fälle auftreten. Wenn ein ungeladenes Teilchen (γ oder Z^0) ausgetauscht wird, spricht man vom neutralen Strom (engl. *neutral current*, NC). Wird dagegen ein W^+ oder W^- Teilchen ausgetauscht, spricht man vom geladenen Strom (engl. *charged current*, CC), der im Rahmen dieser Arbeit näher untersucht werden soll.

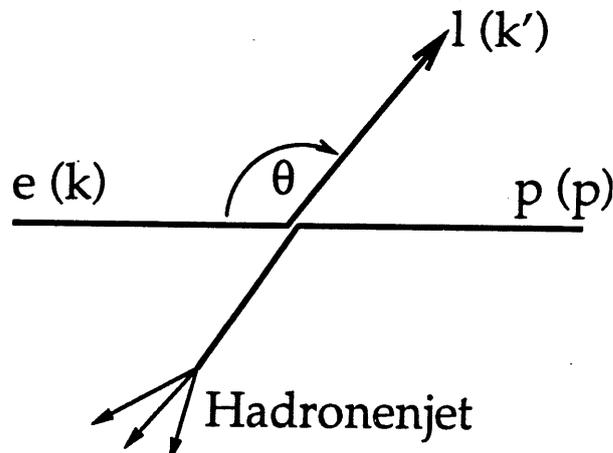


Abb. 3.1 Elektron-Proton-Streuung

Die Kinematik eines tiefinelastischen Stoßes,

$$e + p \rightarrow l + X \quad (3.1)$$

wie er in Abb. 3.1 dargestellt ist (X bezeichnet den hadronischen Endzustand), kann durch zwei Parameter beschrieben werden. Im klassischen *fixed Target* Experiment wurden dazu die Energie E' und der Streurichtung (θ) des Elektrons verwendet.

Bei hochenergetischen Streuexperimenten wird die Kinematik üblicherweise durch zwei andere Größen beschrieben; es sind dies das Quadrat des Viererimpulsübertrags Q^2 und die dimensionslose Bjorken'sche Skalenvariable x .

Im Rahmen des Parton Modells beschreibt x den Impulsanteil des wechselwirkenden Partons am Gesamtimpuls des Protons [Per87].

x und Q^2 stehen über die Schwerpunktsenergie direkt mit dem relativen Energieübertrag y ,

der anderen Bjorken'schen Skalenvariable, in Zusammenhang.

Es gilt:

$$Q^2 = sxy \quad (3.2)$$

Tabelle 3.1 gibt einen Überblick über die wichtigsten kinematischen Größen.

Größe		Bezeichnung der Größe
θ		Streuwinkel des Leptons im Laborsystem
$q = k - k'$	(3.3)	Viererimpuls-Übertrag
$Q^2 = -q^2 = 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2}$	(3.4)	Quadrat des Viererimpuls-Übertrags
$W^2 = (p+q)^2$	(3.5)	Invariantes Massenquadrat der Hadronen im Endzustand
$s = (k+p)^2$	(3.6)	Quadrat der Schwerpunktsenergie
$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q}$	(3.7)	Bjorkens Skalenvariable ($0 \leq x \leq 1$)
$y = \frac{2p \cdot q}{s} = \frac{p \cdot q}{p \cdot k}$	(3.8)	Energieübertrag / maximaler Energieübertrag ($0 \leq y \leq 1$)

Tabelle 3.1 Kinematische Größen der Elektron-Proton-Streuung [Nac91].

Zur Berechnung der einzelnen Wirkungsquerschnitte sind dann nur noch die sogenannten *Quarkverteilungsfunktionen* $q_f(x, Q^2)$ notwendig. Sie geben die Wahrscheinlichkeit an, ein Quark mit *flavour* f und einem Impulsanteil x_f bei einem Impulsübertrag von Q^2 vorzufinden.

3.1 Neutrale Ströme

Als neutralen Strom bezeichnet man die Streuung bei der das Elektron erhalten bleibt (siehe Feynman-Graph in Abb. 3.2), d.h. es wird keine Ladung zwischen ihm und dem Proton ausgetauscht. Das Elektron wird neben den Hadronenjets im Detektor nachgewiesen.

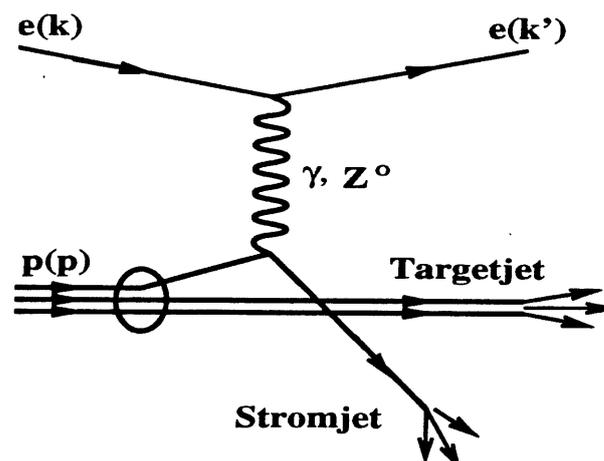


Abb. 3.2 Feynman-Graph des neutralen Stroms

Neutrale Ströme zeichnen sich also dadurch aus, daß der nachgewiesene transversale Impuls fast vollständig ausbalanciert ist.

Ereignisse des neutralen Stroms treten wesentlich häufiger auf als solche des geladenen Stroms, da außer dem massiven Z^0 -Boson auch ein masseloses Photon ausgetauscht werden kann. Der Austausch eines Photons dominiert den Prozeß des neutralen Stroms bis zu einem Impulsübertrag von $Q^2 \approx 6000 \text{ GeV}^2$.

Der Wirkungsquerschnitt des neutralen Stroms wird meist nicht direkt durch die Quarkverteilungsfunktionen, sondern durch sogenannte *Strukturfunktionen* ausgedrückt. Es gilt [Bar92]:

$$\frac{d^2 \sigma_{NC}(e^+)}{dx dQ^2} = \frac{2\pi \alpha^2}{xQ^4} [2y^2 xF_1^{L,R}(x, Q^2) + 2(1-y)F_2^{L,R}(x, Q^2) \pm (1-(1-y)^2)x F_3^{L,R}] \quad (3.9)$$

Im Parton-Modell verknüpft die Callan-Gross-Relation

$$F_2^{L,R} = 2xF_1^{L,R} \quad (3.10)$$

die Strukturfunktionen F_1 und F_2 .

Die Strukturfunktionen

$$F_2^{L,R} = \sum_f [xq_f(x, Q^2) + x\bar{q}_f(x, Q^2)] A_f^{L,R} \quad (3.11)$$

$$xF_3^{L,R} = \sum_f [xq_f(x, Q^2) - x\bar{q}_f(x, Q^2)] B_f^{L,R} \quad (3.12)$$

stellen die Verknüpfung zu den Quarkverteilungsfunktionen her.

Für die Koeffizienten A_f und B_f gilt ($L = -, R = +$):

$$A_f^{L,R} = Q_f^2 + 2Q_e Q_f (v_e \pm a_e) v_f \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2} + (v_e \pm a_e)^2 (v_f^2 + a_f^2) \left(\frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2} \right)^2 \quad (3.13)$$

$$B_f^{L,R} = -2Q_e Q_f (v_e \pm a_e) a_f \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2} + 2(v_e \pm a_e) v_f a_f \left(\frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2} \right)^2 \quad (3.14)$$

Dabei ist Q_f die Ladung eines Quarks mit *Flavour* f und Q_e die Ladung des Elektrons. $v_{e,f}$ und $a_{e,f}$ sind die NC Vektor- und Axialvektorkopplungskonstanten. Sie können durch die Fermi-konstante und die dritte Komponente des schwachen Isospins ausgedrückt werden:

$$a_f = \left(\frac{\sqrt{2} G_\mu M_Z^2}{4\pi\alpha} \right)^{1/2} I_3^f \quad (3.15)$$

$$v_f = \left(\frac{\sqrt{2} G_\mu M_Z^2}{4\pi\alpha} \right)^{1/2} (I_3^f - 2Q_f \sin^2 \theta_w) \quad (3.16)$$

θ_w ist der sogenannte *Weinbergwinkel*, er gibt das Verhältnis zwischen Z^0 und W^\pm Massen wieder. θ_w ist definiert durch:

$$\cos \theta_w = \frac{M_W}{M_Z} \quad (3.17)$$

3.2 Geladene Ströme

Abb. 3.3 zeigt den Feynman-Graph eines Ereignisses des geladenen Stroms. Der Endzustand des geladenen Stroms zeichnet sich dadurch aus, daß das Elektron durch den Austausch eines geladenen Bosons in ein Neutrino verwandelt wird. Dieses Neutrino verläßt den Detektor ungesehen, da es keine elektrische Ladung hat, sodaß es nur über die Schwache Wechselwirkung mit der Materie des Detektors wechselwirken könnte. Im Detektor können also nur die aus den Quarks durch Fragmentation und Hadronisierung hervorgegangenen *Jets* des hadronischen Endzustands beobachtet werden. Das "fehlende" Neutrino kann durch den nicht ausbalancierten transversalen Impuls der *Jets* nachgewiesen werden.

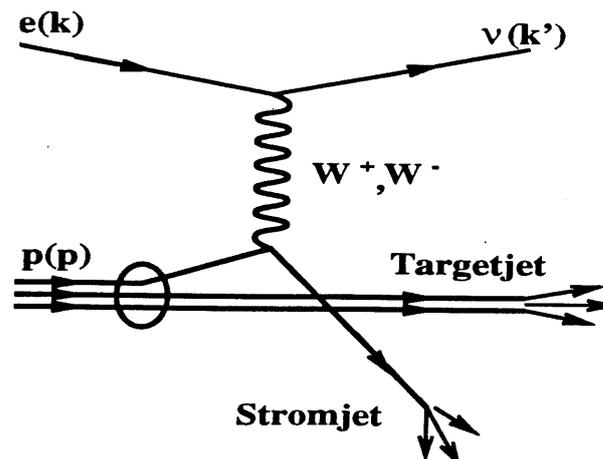


Abb. 3.3 Feynman-Graph des geladenen Stroms

Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt gilt [Bar92]:

$$\frac{d^2 \sigma^{CC}}{dx dQ^2} = \frac{G_\mu^2}{2\pi} \left(\frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2} \right)^2 \left[\sum_{f=u,c} q_f (\rho_{ef}^W)^2 + (1-y)^2 \sum_{f=d,s,b} \bar{q}_f (\rho_{ef}^W)^2 \right] \quad (3.18)$$

Dabei ist $G_\mu = 1.16639(2) \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-1}$ die Myon Zerfallskonstante, auch Fermi-Konstante genannt, und M_W die Masse des W-Bosons. ρ_{ef}^W ist der Formfaktor, der die Korrekturen der schwachen Wechselwirkung berücksichtigt. Da dieser Faktor nur sehr wenig (typischerweise 0.1%) von den elektroschwachen Parametern (Masse des *top quarks* und Masse des *Higgs Bosons*) abhängt, wird der Wirkungsquerschnitt für den geladenen Strom fast vollständig durch die Masse des W-Bosons bestimmt.

Aus dem Verhältnis

$$R_- = \frac{\sigma^{NC}(e^- p \rightarrow e^- X)}{\sigma^{CC}(e^- p \rightarrow \nu_e X)}, \quad (3.19)$$

durch das die gemeinsamen systematischen Fehler z.B. der Luminositätsmessung eliminiert werden, kann die Masse des W-Bosons bestimmt werden.

Abb. 3.4 zeigt die Abhängigkeit des Verhältnisses beider Wirkungsquerschnitte von der Masse der W-Bosonen.

Der integrierte Wirkungsquerschnitt über den bei H1 beobachtbaren Bereich für Ereignisse des geladenen Stromes liegt je nach Quarkdichte- und Fragmentationsmodell bei ca. 40 pb. Damit erwartet man pro integrierter Luminosität von ca. 20 - 25 nb^{-1} ein CC-Ereignis.

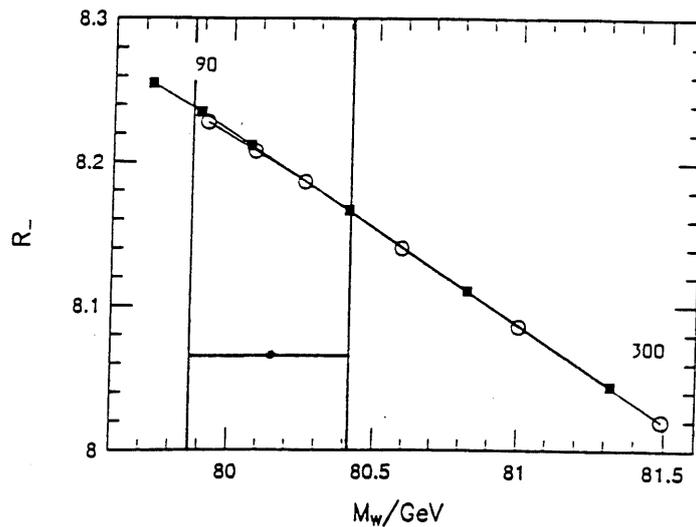


Abb. 3.4 R_2 gegen M_W für $M_H = 60 GeV$ (○) und $M_H = 1 TeV$ (■). Die Punkte entsprechen einem $m_t = 90, 120, 150, 200, 250, 300 GeV$. $x > 0.1, Q^2 > 500 GeV^2$

3.3 Boson-Gluon-Fusion

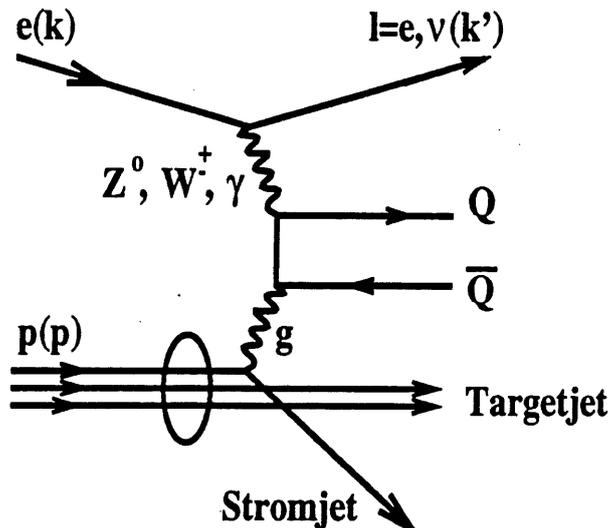


Abb. 3.5 Feynman-Graph einer Quark-Antiquark Erzeugung

Außer der direkten Wechselwirkung des Elektrons mit dem Proton, wie sie in den vorherigen Abschnitten beschrieben ist, können bei HERA natürlich auch Prozesse höherer Ordnung auftreten. Der wichtigste ist die Produktion von Quark-Antiquark-Paaren (siehe Abb. 3.5), z.B. eines J/Ψ -Teilchens.

Dieser Prozeß wird als Boson-Gluon-Fusion bezeichnet, da das elektroschwache Boson über

das Quark-Antiquark-Paar mit einem Gluon aus dem Proton wechselwirkt (eine direkte Kopplung ist nicht möglich, da das Gluon nur der starken Wechselwirkung unterworfen ist).

4 Trigger für CC-Ereignisse

Um die sehr kleinen Wirkungsquerschnitte bei tiefinelastischen Elektron-Proton Kollisionen bestimmen zu können, werden in den Speicherringen hohe Luminositäten und damit große Elektron- und Protonströme benötigt.

Die Designwerte für HERA liegen bei $I_p = 160$ mA für Protonen und $I_e = 60$ mA für Elektronen [Abt93]. Dies führt zu hohen Untergrundereignisraten, die im wesentlichen durch folgende Effekte zustande kommen:

- Synchrotronstrahlung vom Elektronenstrahl
- Reaktionen des Protons mit dem Restgas des Vakuums von ca. 10^9 mbar im Strahlrohr (*Beam-Gas-Reaktionen*)
- Gestreute Protonen, die Teilenschauer erzeugen, indem sie das Strahlrohr oder andere Strahlführungselemente (z.B. Quadrupole) in der Nähe der Wechselwirkungszone treffen (*Beam-Wall-Reaktionen*)

Aufgabe des Triggers ist es, diese und andere Untergrundereignisse, die insgesamt mit einer Rate von 10^5 Hz eintreten, von den interessanten Physikereignissen zu unterscheiden, und sie gar nicht erst aufzuzeichnen, da die Rate, mit der Ereignisse auf Band geschrieben werden können, nur einige Hertz beträgt.

4.1 Aufbau des H1-Triggers

Die oben beschriebene Untergrundsituation sowie die kurze Zeit zwischen zwei kollidierenden Teilchenbündeln von nur 96 ns und das Streben nach einer möglichst geringen Totzeit führten bei H1 zu einem für Speicherringexperimente neuartigen Triggerkonzept.

Bei H1 besteht der Trigger aus insgesamt vier Stufen (*Level 1 bis 4*), wobei die ersten beiden Stufen durch Hardware realisiert sind, während die Levels 3 und 4 von Software übernommen werden.

Der Level 1 (L1) Trigger ist ein gewöhnlicher Schwellentrigger, bei dem aber das *Pipeline*-Verfahren zur Verringerung der Totzeit angewendet worden ist. Dabei werden alle Daten in einer Pipeline zwischengespeichert, sodaß sie bis zur L1-Triggerentscheidung zur Verfügung stehen. Diese fällt nach ca. 2.2 μ s. Entscheidet der Trigger, daß das Ereignis von Interesse ist, so wird die Pipeline angehalten und die Auslese des Detektors beginnt. Gleichzeitig beginnen die nächsten Stufen des Triggers zu arbeiten. Durch dieses Pipeline-Verfahren erhält

man einen totzeitfreien L1-Trigger, da keine Information verloren geht, wenn er entscheidet, das Ereignis nicht zu behalten [Abt93].

Die Triggerstufen 2 (L2) und 3 (L3) arbeiten während der primären Totzeit der Detektorauslese. Dem L2-Trigger stehen alle Ergebnisse der verschiedenen L1-Subtrigger zur Verfügung. Er muß innerhalb von 20 μ s eine Entscheidung treffen. Der L2-Trigger soll durch mehrere neuronale Netze realisiert werden [Gru93] und [SOFT93].

Der L3-Trigger besteht aus einem schnellen RISC Prozessor und kann die selben Informationen wie der L2-Trigger verwenden, hat aber für seinen Berechnungen ca. 1 ms Zeit.

Die beiden Triggerstufen 2 und 3 verwenden vor allem topologische und andere komplexe Korrelationen zwischen den verschiedenen Subtriggern, um ihre Entscheidungen zu treffen.

Der Level 4 Softwaretrigger besteht aus mehreren parallelen Prozessoren (Filterfarm) und ist in das zentrale Datennahmesystem eingebunden. Ihm steht die gesamte Detektorinformation zur Verfügung, sodaß das Ereignis teilweise rekonstruiert werden kann. Beim L4-Trigger werden schnelle Algorithmen eingesetzt, mit denen nach maximal 150 ms entschieden wird, ob das Ereignis dauerhaft gespeichert wird.

Die Rate, mit der Ereignisse auf Magnetband geschrieben werden können ist auf ca. 5-10 Hz begrenzt, was nur durch sukzessive Reduktion der Ereignisrate mit jeder Triggerstufe erreicht werden kann. Es ist vorgesehen, daß nach den beiden ersten Stufen die Rate ca. 1000 Hz bzw. 100 Hz beträgt, und die dritte Stufe die Rate auf ca. 50 Hz reduziert.

Zur Zeit sind nur die Triggerstufen 1 und 4 realisiert, sodaß die Rate nach dem L1-Trigger bereits ca. 20 Hz betragen muß. Dies kann momentan ohne signifikante Verluste von Physikereignissen erreicht werden, da HERA nur etwa ein hunderstel der Designluminosität bereitstellen kann.

4.2 Der Level 1 Trigger des Flüssig-Argon-Kalorimeters

Die Trigger des zentralen Spurkammersystems haben in erster Linie die Aufgabe festzustellen, ob ein Ereignis in der Wechselwirkungszone im Zentrum des Detektors stattgefunden hat. Im Gegensatz dazu sollen die Trigger des Kalorimeters vor allem tiefinelastische Elektron-Proton-Reaktionen selektieren.

Diese Reaktionen sind, wie vermutlich auch neue Physik jenseits des Standardmodells, durch große Energiedepositionen von Hadronenjets und evtl. des gestreuten Elektrons gekennzeichnet. Der Kalorimetertrigger hat es also sowohl mit sehr kompakten Energiedepositionen (bei Elektronen) als auch mit globalen Energiesummen zu tun.

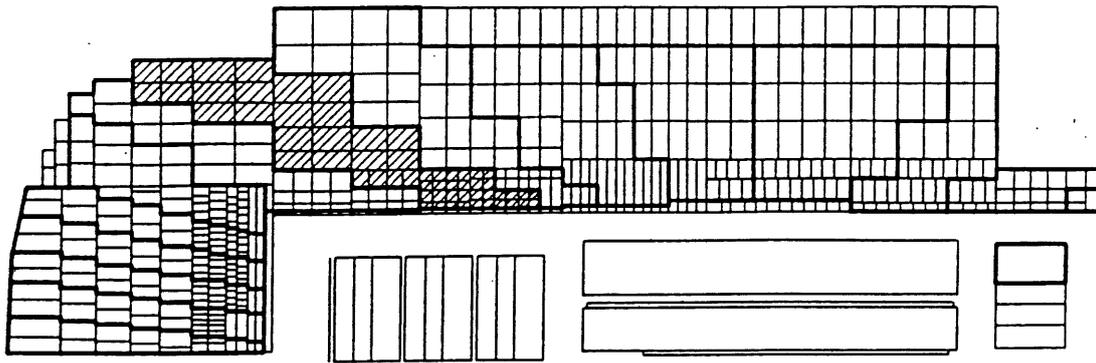


Abb. 4.1 Lage eines Bigtowers (schraffiert) im Flüssig-Argon-Kalorimeter

Der Kalorimetertrigger ist in einen analogen und einen digitalen Teil unterteilt. Im analogen Teil werden die Signale aus den 45000 Auslesekanälen zunächst zu sogenannten *Triggerzellen* zusammengefaßt. Eine Triggerzelle besteht aus 16 Analogkanälen im elektromagnetischen und 4 Kanälen im hadronischen Teil des Kalorimeters. Jeweils vier elektromagnetische bzw. sechs hadronische Triggerzellen werden dann im Summing und Shaping Module (SSM) filterverstärkt und zu sogenannten *Triggertürmen* (TT) aufsummiert. Die TT zeigen ungefähr auf den nominellen Vertex. Der gesamte Raumwinkel ist in 23 TT in θ und in maximal 32 TT in ϕ segmentiert. Die Signale des elektromagnetischen und des hadronischen Teils eines jeden TT bleiben weiterhin separiert, die Summe jedoch wird in einer weiteren Einheit (Analog Gating Module, AGM) diskriminiert. Nur wenn die gesamte Energie in einem TT über der AGM-Schwelle liegt, wird dieser Triggerturm für die weitere Summation verwendet. Jeweils maximal vier TT werden dann in den BigTower Summing-Einheiten (BTS) zu *Großtürmen* (Bigtower, BT) summiert. Insgesamt gibt es im Flüssig-Argon-Kalorimeter 240 solcher BT. Einen schematischen Überblick bietet Abb. 4.1.

Die elektromagnetischen und hadronischen Signale eines jeden BT werden separat mit der Taktfrequenz der HERA-Uhr von 10.4 MHz digitalisiert. Der digitale Output wird dann mittels sogenannter *Lookup Tables* (RAM) kalibriert, und für jeden BT wird die Summe aus hadronischer und elektromagnetischer Energie gebildet. Diese Energien werden dann verwendet, um die einzelnen Flüssig-Argon Triggerelemente zu bilden. Abb. 4.2 zeigt den Signalfluß im Flüssig-Argon-Kalorimeter Trigger.

Die totale Energie eines jeden Bigtowers wird mit verschiedenen Faktoren multipliziert, um durch Summation aller BT die unterschiedlichen globalen Energiesummen zu bilden.

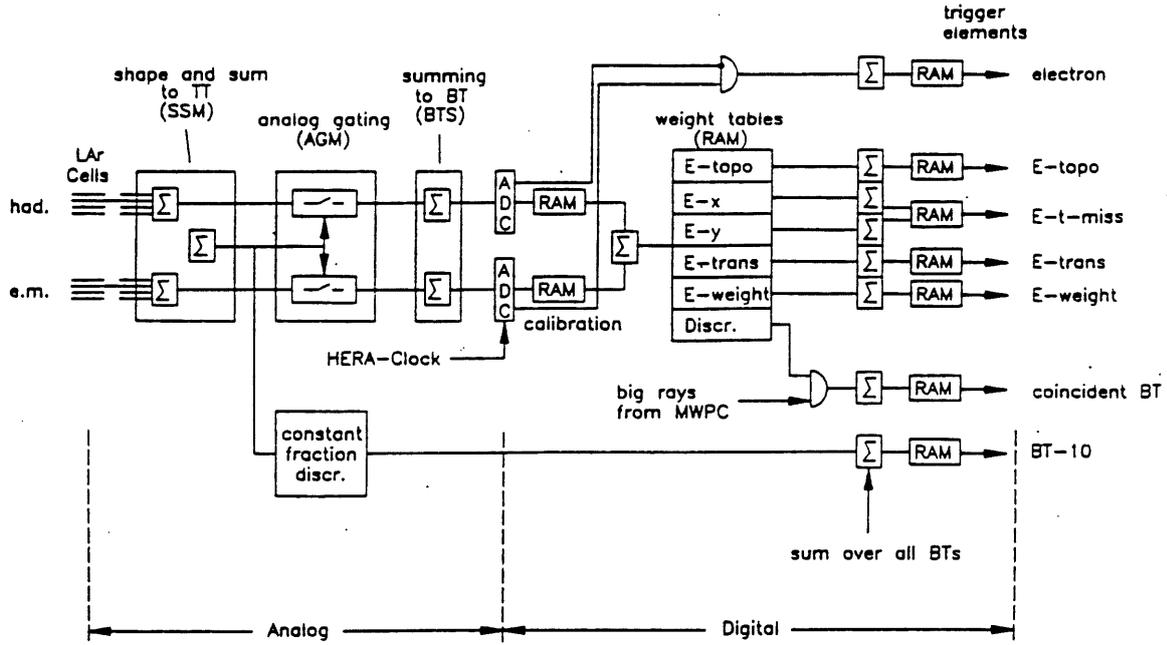


Abb. 4.2 Überblick über die Signalverarbeitung beim Flüssig-Argon Trigger

Der L1-Trigger bestimmt neben skalaren Größen wie die totale transversale Energie

$$E_{\perp} = \sum_i E_i \sin(\theta_i) \tag{4.1}$$

auch vektorielle Größen. Zur Berechnung der fehlenden transversalen Energie werden zunächst

$$E_x = \sum_i E_i \sin(\theta_i) \sin(\phi_i) \tag{4.2}$$

$$E_y = \sum_i E_i \sin(\theta_i) \cos(\phi_i) \tag{4.3}$$

gebildet, aus diesen läßt sich die fehlende transversale Energie bestimmen:

$$E_{\perp}^{miss} = \sqrt{E_x^2 + E_y^2} \tag{4.4}$$

Bei allen globalen Energiesummen wird dabei über die Gesamtzahl der Bigtower summiert.

In anderen Kanälen werden topologische Summen gebildet, d.h. nur diejenigen BT, die in einer bestimmten Region liegen, tragen zur Summe bei. Es werden die Energien in den Quadranten von Central Barrel (CB), Forward Barrel (FB) und Inner Forward (IF) sowie jeweils deren Summe bestimmt.

Neben den Triggern, bei denen globale Energiesummen betrachtet werden, existiert noch ein

Trigger zur Erkennung von Elektronen. Dieser bestimmt die Anzahl der BT, in denen eine gewisse elektromagnetische Energie überschritten und eine hadronische Energieschwelle unterschritten ist. Ein weiterer Trigger berücksichtigt Koinzidenzen mit Spuren aus den Vieldrahtproportionalkammern.

Wie im Abschnitt 3.2 beschrieben, ist der fehlende transversale Impuls, der durch das nicht nachgewiesene Neutrino davongetragen wird, das charakteristische Merkmal einer Reaktion des geladenen Stroms. Der L1- E_{\perp}^{miss} -Trigger des Flüssig-Argon-Kalorimeters liefert eine effiziente Möglichkeit, Ereignisse des geladenen Stroms aus der Masse aller Ereignisse auszusortieren (der Trigger für ein CC-Ereignis wird gesetzt, sobald der fehlende transversale Impuls eine bestimmte Schwelle, momentan ca. 5 GeV, überschritten hat).

Abb. 4.3 zeigt die Effizienz des so definierten Triggers anhand von Monte-Carlo Daten für Ereignisse des geladenen Stroms in Abhängigkeit vom transversalen Impuls des bei der Reaktion entstandenen Neutrinos.

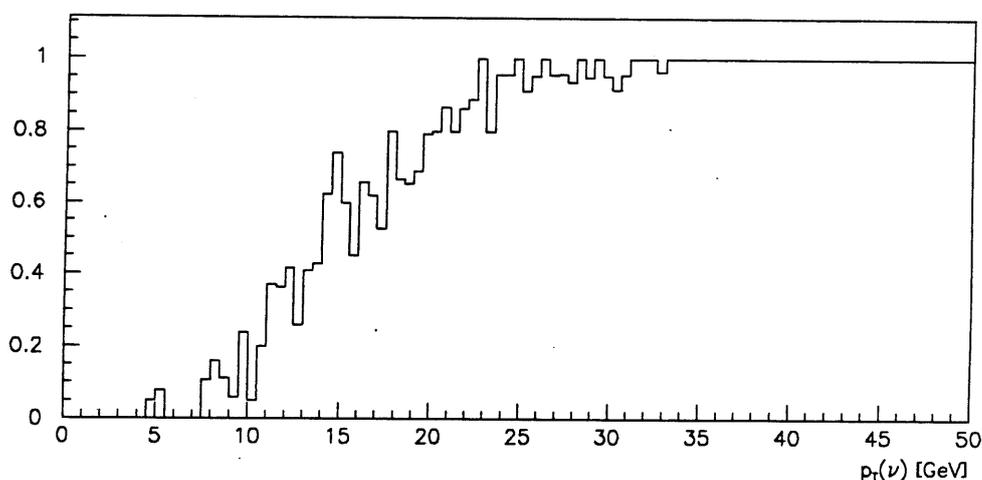


Abb. 4.3 Effizienz des E_{\perp}^{miss} -Triggers in Abhängigkeit vom transversalen Neutrinoimpuls

4.3 Der Flüssig-Argon-Triggermonitor

4.3.1 Rauschen als Untergrund für CC Ereignisse

Da für viele Subtrigger des Flüssig-Argon-Kalorimeters globale Summen über alle Bigtower gebildet werden, ist es wichtig, daß in möglichst wenig Kanälen Rauschen aufsummiert

wird, und somit die Triggergrößen nicht verfälscht werden.

Ereignisse des geladenen Stroms werden hauptsächlich mit dem E_1^{miss} -Trigger des Kalorimeters getriggert. Es ist daher notwendig, schnell zu erkennen, wenn in einigen Triggerzellen hohe Energiedepositionen vorgetäuscht werden, und dadurch der Trigger immer gesetzt ist. (Solche heißen Zellen würden sich in einer ungewöhnlich hohen Rate des E_1^{miss} -Triggers zeigen.)

Für den Flüssig-Argon-Kalorimeter Trigger wurde deshalb ein eigenständiges System zur Überwachung der Triggerraten entwickelt.

4.3.2 Realisation des Monitorsystems

Abb. 4.4 gibt eine Übersicht über das Monitorsystem, dessen Herzstück ein UNIX-Rechner (Monitor OS9) ist.

Die Ergebnisse des Flüssig-Argon Triggers werden - durch die HERA-Uhr synchronisiert - alle 96 ns an die Zentrale Trigger Logik (CTL) übermittelt. Auf diese Leitung greift das Monitorsystem zu und registriert ebenfalls die einzelnen Triggerbits des Kalorimetertriggers. Die Raten, mit der die einzelnen Bits aktiviert werden, sowie die Koinzidenz zwischen den Energien und dem sogenannten t_0 -Bit, werden in der Hardware des Monitors bestimmt. Diese Informationen können von den Programmen auf der Monitor OS9 über direkten VME Zugriff verwendet werden.

Um die unterschiedlichen Aufgaben (Überwachung der Triggerraten und Unterstützung der Diagnose nach Rauschquellen) ausführen zu können, mußten auf dem Rechner mehrere gleichzeitig arbeitende Programme installiert werden.

4.3.2.1 Programme zur Überwachung der Triggerraten

Zur kurzfristigen Überwachung der Triggerraten sowie zur Dokumentation der Raten für einen späteren Zeitpunkt ist ein Programm entwickelt worden, welches ständig im Hintergrund auf der Monitor OS9 läuft und alle verfügbaren Kalorimetertriggerraten über eine Zeitspanne von 10 Sekunden mißt. Alle Raten werden sofort nach der Messung an ein zweites Programm weitergegeben, welches dann fünf ausgewählte Raten auf dem *Online Schirm* darstellt.

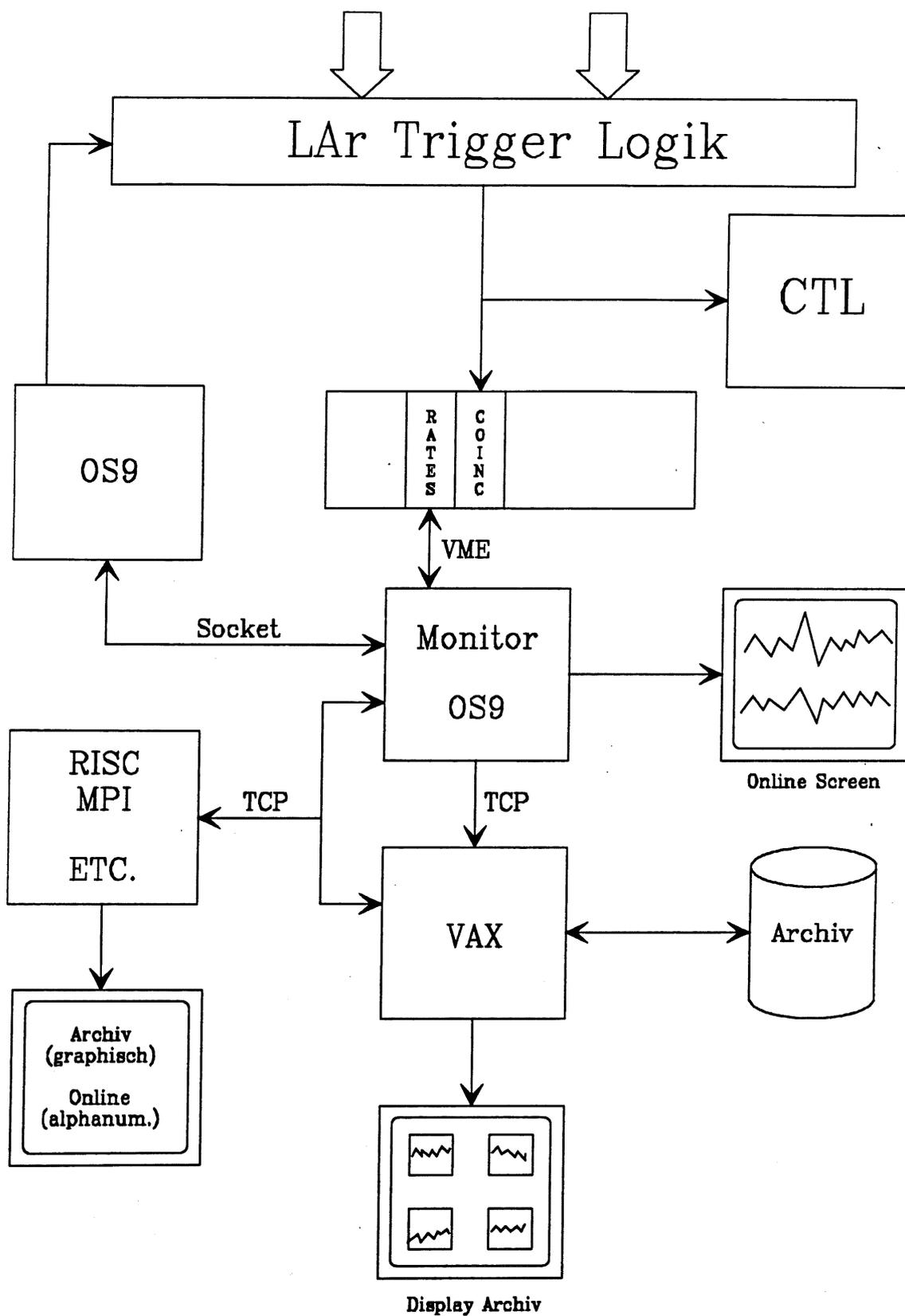


Abb. 4.4 Systemübersicht des Triggermonitors

Zur Zeit sind dies:

- Flüssig-Argon- t_0
- transversale Energie
- fehlende transversale Energie
- gewichtete Energie
- Elektron 2

Dabei werden die Raten der Energie- und des Elektrontriggers in Koinzidenz mit dem Flüssig-Argon- t_0 dargestellt.

Durch die direkte Wiedergabe der Raten auf dem Online Bildschirm ist vor Ort ein leistungsfähiges Instrument gegeben, mit dem jederzeit der Zustand des Kalorimeters überprüft werden kann. Insbesondere kann die Untergrundsituation, die durch den Elektron- und Protonstrahl beeinflusst wird, genau überwacht werden.

In Zukunft werden die Triggerraten regelmäßig auf einen anderen Rechner (VAX) transferiert werden. Dort können sie dann ebenfalls *online* über eine Datenleitung (TCP) von jedem anderen Rechner aus beobachtet werden.

Die Triggerraten der ständigen Messungen werden nicht nur auf dem Online Bildschirm dargestellt, sondern auch in einem Archivfile abgespeichert. Wegen der großen Datenmenge der über 100 Trigger kann jedoch nicht jede Messung einzeln gespeichert werden, sondern nur der Durchschnitt aus 30 Messungen, was einer Speicherung ca. alle 6 Minuten entspricht. Die Triggerraten für jeweils einen Kalendertag werden in einem eigenen File abgespeichert, welches dann am nächsten Tag automatisch zur Archivierung auf die VAX transferiert wird.

Auf der VAX können die Daten dann graphisch dargestellt und untersucht werden. Dazu werden sie in das Format von PAW [Bru89] konvertiert. Einsatzmöglichkeiten und Ergebnisse dieser Offline Untersuchungen sind im Anhang A zu sehen.

4.3.2.2 Programme zur Diagnose von Rauschquellen

Zur Suche von Quellen, die durch Rauschen in den Auslesekanälen eine zu hohe Triggerrate verursachen, ist es notwendig, die Raten instantan messen zu können. Dazu wurden zwei Programme geschrieben, die unabhängig von der Langzeitüberwachung die Triggerraten darstellen. Mit dem ersten können die Raten, entweder aller Trigger oder nur einiger Untergruppen, über verschiedene Zeitintervalle bestimmt werden. Dadurch ist es möglich, externe Quellen, die von außerhalb elektromagnetisches Rauschen in den Flüssig-Argon

Kryostaten bringen, schnell aufzufinden, indem man die vermuteten Quellen abschaltet und dann die Veränderung der Triggerraten beobachtet. Da dieses Programm auch von externen Rechnern aus zugänglich ist, kann es auch zur Ferndiagnose verwendet werden.

```

OS9 TRIGGER RATE MONITOR AT Mon Aug 30 11:47:42 1993
COMMENT: no beam
Rates in Hz      time base= 10 sec      Dutycycle= 0.909
TRUE COUNTS:
t0 10309 1030.90 IF0 51 5.10 BE0 0 0.00 EW0 25443 2544.30
e1 7607 760.70 IF1 15 1.50 BE1 0 0.00 EW1 17 1.70
e2 27 2.70 CB0 23646 2364.60 PL0 0 0.00 EW2 0 0.00
BT 12950 1295.00 CB1 2 0.20 PL1 0 0.00 EW3 0 0.00
BR 0 0.00 FB0 18 1.80 FW0 0 0.00 ET0 25707 2570.70
FB1 1 0.10 FW1 0 0.00 ET1 2 0.20
BA0 25612 2561.20 BW0 0 0.00 EM0 28188 2818.80
BA1 3 0.30 BW1 0 0.00 EM1 4 0.40
DAQ 6 0.60
COUNTS IN COINCIDENCE:
t0 10309 1030.90 IF0 47 4.70 BE0 0 0.00 EW0 82 8.20
e1 6 0.60 IF1 13 1.30 BE1 0 0.00 EW1 17 1.70
e2 3 0.30 CB0 8 0.80 PL0 0 0.00 EW2 0 0.00
BT 6 0.60 CB1 2 0.20 PL1 0 0.00 EW3 0 0.00
BR 0 0.00 FB0 6 0.60 FW0 0 0.00 ET0 68 6.80
FB1 1 0.10 FW1 0 0.00 ET1 2 0.20
BA0 14 1.40 BW0 0 0.00 EM0 69 6.90
BA1 3 0.30 BW1 0 0.00 EM1 4 0.40
LAr 0 0.00

SECOND PAGE OF RATE MONITOR AT Mon Aug 30 11:47:42 1993
Rates in Hz      time base= 10 sec      Dutycycle= 0.909
TRUE COUNTS:
CBQ0 242 24.20 FBQ0 12 1.20 IFQ0 6 0.60 BEQ0 0 0.00
H 6 0.60 H 6 0.60 H 1 0.10 BEQ1 0 0.00
CBQ1 190 19.00 FBQ1 8 0.80 IFQ1 6 0.60 BEQ2 0 0.00
H 6 0.60 H 6 0.60 H 6 0.60 BEQ3 0 0.00
CBQ2 2826 282.60 FBQ2 7 0.70 IFQ2 6 0.60 PLQ0 0 0.00
H 2 0.20 H 6 0.60 H 6 0.60 PLQ1 0 0.00
CBQ3 266 26.60 FBQ3 11 1.10 IFQ3 57 5.70 PLQ2 0 0.00
H 8 0.80 H 7 0.70 H 21 2.10 PLQ3 0 0.00
COUNTS IN COINCIDENCE:
CBQ0 0 0.00 FBQ0 1 0.10 IFQ0 0 0.00 BEQ0 0 0.00
H 0 0.00 H 0 0.00 H 0 0.00 BEQ1 0 0.00
CBQ1 0 0.00 FBQ1 2 0.20 IFQ1 0 0.00 BEQ2 0 0.00
H 0 0.00 H 0 0.00 H 0 0.00 BEQ3 0 0.00
CBQ2 1 0.10 FBQ2 0 0.00 IFQ2 0 0.00 PLQ0 0 0.00
H 0 0.00 H 0 0.00 H 0 0.00 PLQ1 0 0.00
CBQ3 2 0.20 FBQ3 2 0.20 IFQ3 48 4.80 PLQ2 0 0.00
H 2 0.20 H 1 0.10 H 14 1.40 PLQ3 0 0.00

```

Abb. 4.5 Output des Triggermonitorprogramms

Die Ergebnisse der einzelnen Messungen können direkt in eine Datei geschrieben und dann ausgedruckt werden. Die Ausgabe einer Messung zeigt Abb. 4.5.

Das zweite Programm steht über eine sogenannte *Socket*-Verbindung direkt mit dem Steuerrechner (OS9) des Kalorimetertriggers in Kontakt. Dort wird der gesamte Datenfluß innerhalb des Triggers festgelegt, insbesondere können Triggerzellen, Triggertürme und Bigtower, die eine zu hohe Triggerrate verursachen, aus der Summierung herausgenommen

werden. Zeigt die Offlineanalyse, daß ein bestimmter Bigtower eine zu hohe Triggerrate hat, so kann ein Programm gestartet werden, welches die zu diesem Bigtower gehörenden Triggertürme einzeln ausschaltet und dann über die Socket-Verbindung die Triggerrate mißt. So kann schnell der Triggerturm gefunden werden, der durch Rauschen die hohe Rate verursacht. Auf die gleiche Art und Weise kann dann auch noch die heiße Zelle innerhalb eines Triggerturms gefunden werden.

Mit der Unterstützung durch diese beiden Programme können also sowohl externe Quellen aufgespürt als auch heiße Triggerzellen unschädlich gemacht werden.

5 Selektion von CC-Ereignissen

Alle Ereignisse, die den H1-Trigger passiert haben, werden als Rohdaten auf Magnetband geschrieben. Dort stehen sie für die Physikanalyse zur Verfügung. Zunächst werden sie vollständig rekonstruiert, d.h. aus den Treffern in den zentralen Spurkammern werden dreidimensionale Spuren gebildet und die Energiedepositionen in den Kalorimetern werden zu sogenannten *Clustern* zusammengefaßt. Aus dem Treffermuster im Myon-System werden ebenfalls Teilchenspuren gebildet. Mit diesen Ergebnissen der Rekonstruktion und globalen und topologischen Kriterien werden die Ereignisse klassifiziert. Diese Einteilung dient als erste Selektion. So werden z.B. alle Ereignisse mit einem $E_{\perp}^{\text{miss}} > 10 \text{ GeV}$ und mindestens einer guten Spur in den Spurkammern als mögliche CC-Kandidaten eingestuft. Die weitere Selektion wird auf der Basis einer genauen Untersuchung sowohl der Topologie als auch des zeitlichen Ablaufs des Ereignisses vorgenommen.

Für die Ereignisse des geladenen Stroms wurde die Selektion in zwei Stufen durchgeführt. Die verwendeten Methoden der beiden Schritte und ihre Ergebnisse sind in den Abschnitten 5.3 und 5.4 dargestellt.

5.1 Topologie von CC-Ereignissen

Abb. 5.1 zeigt ein typisches Ereignis des geladenen Stroms. Wie schon im Abschnitt 3.2 beschrieben, wird durch den Austausch eines geladenen W-Bosons das Elektron in ein Neutrino verwandelt, welches im Detektor nicht nachgewiesen werden kann.

Die Topologie von CC-Ereignissen wird daher in der Regel durch zwei Hadronenjets bestimmt. Der *Targetjet* wird durch Hadronisierung und Fragmentation der an dem Stoß nicht beteiligten Quarks des Protons erzeugt. Er ist in Vorwärtsrichtung fokussiert und kann unter Umständen sogar im Strahlrohr ungesehen den Detektor verlassen. Der andere Jet, der sogenannte *Stromjet*, wird von dem gestreuten Quark erzeugt. Auch er entsteht durch Hadronisierung und anschließender Fragmentation. Im Gegensatz zum Targetjet kann der Stromjet je nach Kinematik des Ereignisses in jede Richtung zeigen. In einigen Fällen können noch weitere Jets, die durch im Endzustand vom gestreuten Quark abgestrahlte Gluonen erzeugt werden, auftreten.

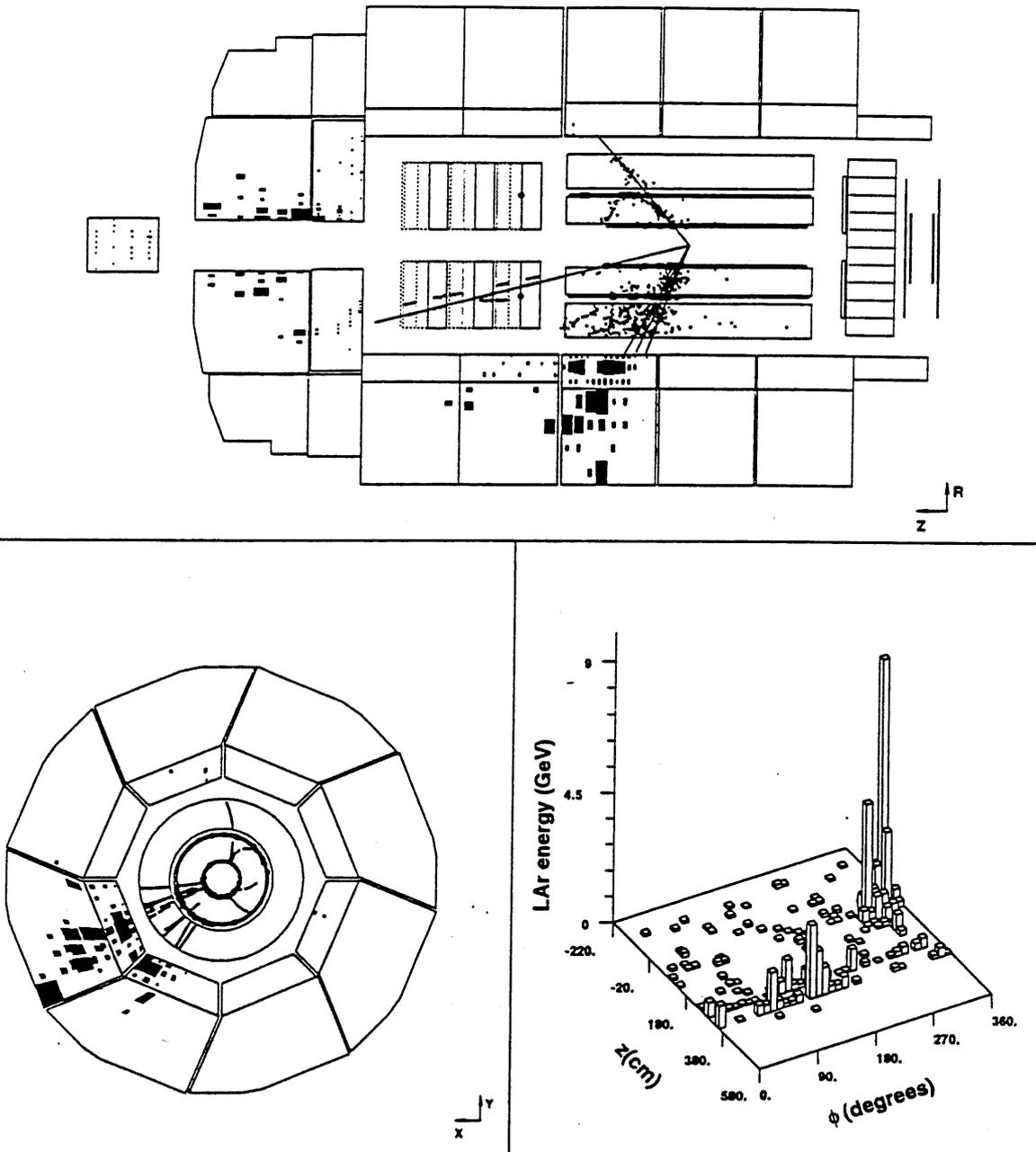


Abb. 5.1 Ein bei H1 registriertes Ereignis des geladenen Stroms

5.2 Topologie von Untergrundereignissen

5.2.1 Kosmische Myonen

Myonen der kosmischen Strahlung durchdringen ständig den H1-Detektor und hinterlassen in ihm ihre Spuren (siehe Abb. 5.2). Einige werden fälschlicherweise als CC-Kandidaten eingestuft, wenn bei einem solchen Ereignis ein großes E_{\perp}^{miss} registriert wird. Dies ist dann der Fall, wenn das Myon auf seinem Weg Elektronen aus Atomen des Detektormaterials herausschlägt (sogenannte δ -Elektronen). Diese zum Teil sehr hochenergetischen Elektronen erzeugen dann im Kalorimeter elektromagnetische Schauer, deren Energie unter der Annahme, daß das Teilchen vom Vertex gekommen ist, nicht ausbalanciert ist.

Auch andere Detektorkomponenten registrieren die kosmischen Myonen. Im digitalen Teil des instrumentierten Eisens wird ihre Spur festgehalten und im Tail-Catcher kann ebenfalls Energie deponiert sein. Trifft das kosmische Myon auch auf die zentralen Spurkammern, so registrieren diese ebenfalls den Durchflug, wie in Abb. 5.2 zu sehen ist.

5.2.2 Myonen aus der Halo des Protonenstrahls

Aus dem Protonenstrahl treffen ständig einzelne Protonen auf Strahlführungselemente und das Strahlrohr. Bei diesen Kollisionen entstehen hochenergetische Myonen und Pionen, die in Myonen zerfallen. Diese hochenergetischen Myonen begleiten als minimalionisierende Teilchen den Protonenstrahl in der Halo und dringen so auch in den H1-Detektor ein.

Dort können sie zu einem großen fehlenden transversalen Impuls führen, wenn sie bei ihrem Flug parallel zur z-Achse an einer oder mehreren Stellen δ -Elektronen erzeugen und so viel Energie im Kalorimeter deponieren. Die erforderliche gute Spur in den zentralen Spurkammern wird, wie in Abb. 5.3 dargestellt, oft durch ein anderes überlagertes Untergrundereignis erzeugt.

Halo-Myonen werden außer vom Kalorimeter noch von anderen entlang des Strahlrohrs installierten Detektorkomponenten registriert. In Protonflugrichtung vor dem Detektor sind dies die Time Of Flight (TOF) Wand und die Veto-Wand. Wie die kosmischen Myonen hinterlassen Myonen aus der Halo des Protonenstrahls Spuren im instrumentierten Eisen, allerdings in den Endkappen.

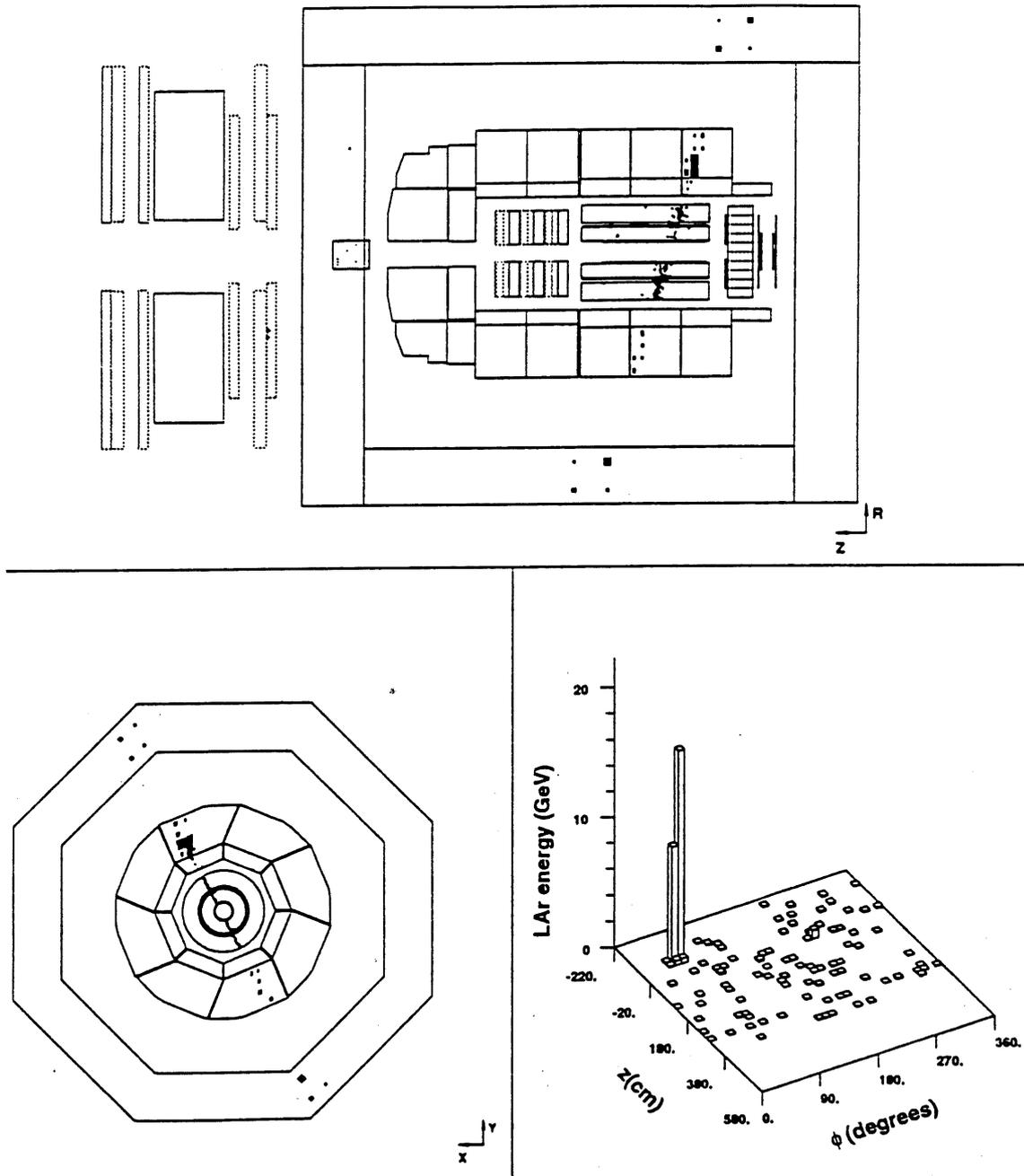


Abb. 5.2 Kosmisches Myon

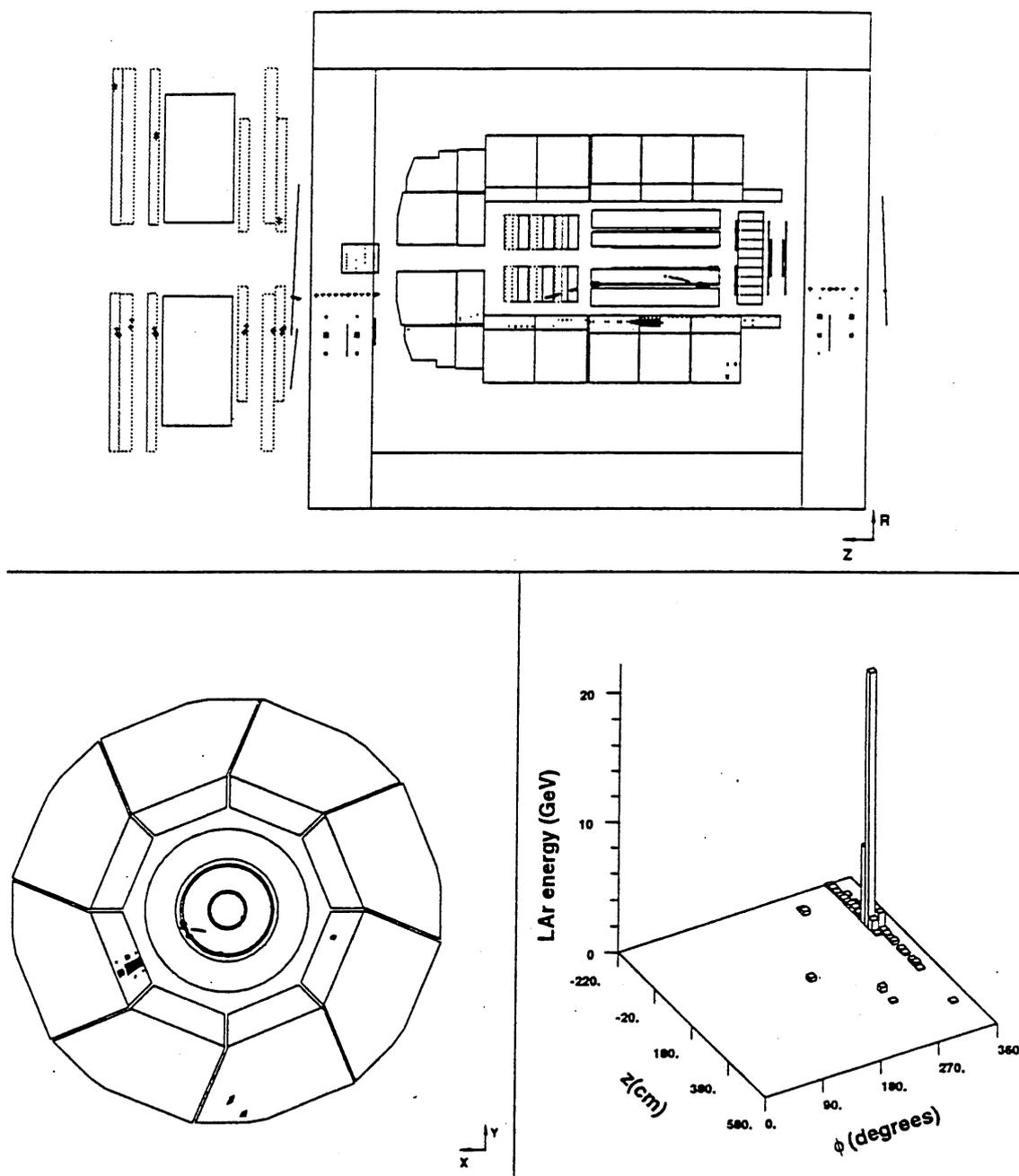


Abb. 5.3 Myon aus der Halo des Protonenstrahls

5.2.3 Reaktionen mit dem Restgas im Strahlrohr

Stöße von Protonen mit Atomen des Restgases im Strahlrohr tragen ebenfalls zum Untergrund bei CC-Ereignissen bei. Bei solchen Reaktionen ist der nachgewiesene transversale Impuls oft nicht ausbalanciert, nämlich dann, wenn ein Teil der Teilchen den Detektor im Strahlrohr ungesehen verläßt. Allerdings ist das E_{\perp}^{miss} in der Regel nicht viel größer als 10 GeV, so daß dieser Untergrund durch einen Schnitt in E_{\perp}^{miss} von den interessanten Physikereignissen abgetrennt werden kann.

5.3 Vorselektion

Da der Wirkungsquerschnitt für Ereignisse des geladen Stroms nicht wie bei NC-Ereignissen für kleine Impulsüberträge stark ansteigt, ist es nicht unbedingt notwendig, diesen kinematischen Bereich zu messen. In der Vorselektion der Ereignisse wurde daher ein E_{\perp}^{miss} von mindestens 15 GeV gefordert. Durch diesen Schnitt beschränkt man sich theoretisch auf die Ereignisse mit einem Q^2 von über 225 GeV², kann aber einen Großteil des Untergrunds (vor allem Reaktionen mit dem Restgas und Photoproduktion, ein Prozeß bei der ein vom einlaufenden Elektron abgestrahltes quasi reelles Photon mit dem Proton wechselwirkt) von den interessanten CC-Ereignissen abtrennen.

In der Vorselektion wird nun unter den verbleibenden Ereignissen nach Myonen aus der kosmischen Strahlung und aus der Halo des Protonenstrahls gesucht. Dazu werden die nachfolgend beschriebenen Algorithmen verwendet.

5.3.1 Algorithmen zur Vorselektion ohne Kalorimeter

Die wichtigste Bedingung, die schon bei der Vorselektion an die Ereignisse gestellt wird, ist, daß aus den Spuren in den Driftkammern ein Vertex rekonstruiert werden konnte. Nur wenn dies der Fall ist, wird das Ereignis weiterhin als CC-Kandidat behandelt.

Dies reicht aber noch nicht aus. Deshalb sind weitere Algorithmen zur Erkennung von Untergrundereignissen notwendig.

5.3.1.1 Algorithmen zur Selektion von kosmischen Myonen

Myonen werden bei H1 durch extra für diesen Zweck entwickelten Detektorkomponenten identifiziert. Dies sind die aufwendigen Myonkammern in Vorwärtsrichtung, die vor allem Myonen aus Ereignissen mit schweren Quarks nachweisen sollen, und das instrumentierte Eisen, in dem Spuren von Myonen digital registriert werden.

Zur Bestimmung von Myonen, die nicht aus Elektron-Proton-Reaktionen stammen (kosmische Myonen und Halo-Myonen), ist dieses System besonders wichtig. Werden nämlich zwei Myonspuren gefunden, die auf einer Linie liegen, so kann davon ausgegangen werden, daß diese von ein und dem selben Teilchen, welches von außerhalb den gesamten Detektor durchdrungen hat, stammen. Ereignisse, die eine solche Signatur aufweisen, werden verworfen.

Auch die zentralen Spurkammern werden zur Unterscheidung zwischen Physik und Untergrundereignissen verwendet. Fliegt ein Myon aus der kosmischen Strahlung zwar durch die Driftkammern, trifft aber nicht das Strahlrohr, so ist der minimale Abstand zur Strahlachse (Distance of Closest Approach, DCA) groß und das kosmische Myon wird erkannt.

Auch wenn das Myon direkt durch die Wechselwirkungszone fliegt, besteht noch die Möglichkeit es zu identifizieren. In diesem Fall hinterläßt es nämlich zwei genau gegenüberliegende Spuren in den Driftkammern (siehe Abb. 5.2). Das Ereignis wird verworfen, wenn sonst keine weiteren Spuren vorhanden sind.

5.3.1.2 Algorithmen zur Selektion von Halo-Myonen

Zur Identifizierung von Halo-Myonen werden die TOF-Wand und die Veto-Wand herangezogen. Wenn in diesen Detektorkomponenten Treffer vor dem Zusammentreffen der Teilchenbündel im Inneren des Detektors registriert wurden, können diese nur von Teilchen stammen, die nicht an einer Elektron-Proton-Reaktion beteiligt waren.

Wie bei kosmischen Myonen können auch die Spuren der Halo-Myonen im instrumentierten Eisen zur Selektion verwendet werden. Wenn in beiden Endkappen zusammenpassende Spuren registriert worden sind, stammen diese höchstwahrscheinlich von einem Myon aus der Halo des Protonenstahls und das Ereignis kann verworfen werden.

5.3.2 Vorselektion durch Cluster im Kalorimeter

Eine Selektion von Myonen aus der kosmischen Strahlung und aus der Halo des Protonenstrahls basierend auf dem Flüssig-Argon-Kalorimeter ist komplementär zu den oben beschriebenen Methoden, die den digitalen Teil des instrumentierten Eisens oder die Spurkammern verwenden (siehe Abschnitt 5.3.1). Es können mit dieser Methode sowohl Ereignisse, die die anderen Algorithmen nicht richtig klassifiziert haben, verworfen werden, als auch unabhängige Kontrollen der anderen Verfahren durchgeführt werden.

In der Standard-H1-Rekonstruktion der Ereignisse werden die Energiedepositionen in den einzelnen Zellen des Flüssig-Argon-Kalorimeters zu dreidimensionalen *Clustern* zusammengefaßt. Aus der Form der Cluster kann auf die Flugrichtung des Teilchens, das diese Energiedepositionen verursacht hat, geschlossen werden. Durch einen χ^2 -Fit an die mit ihren Energien gewichteten Zellkoordinaten wird eine Achse durch jeden Cluster bestimmt, die als Flugbahn des ursprünglichen Teilchens angesehen werden kann. Die Abbildungen 5.4, 5.5 und 5.6 zeigen die Güte dieses Fits. Es wurden alle Cluster mit einer Energie von mehr als 2.5 GeV auf der elektromagnetischen Skala¹ und mit mindestens vier Zellen verwendet. Die übrigen Cluster sind durch Rauschen entstanden oder ein Fit wäre wegen der zu geringen Zahl der Zellen nicht möglich.

Als wahre Flugrichtung der Teilchen wurde für die Physikereignisse (NC und CC) die Verbindung zwischen Clusterzentrum und dem gemessenen Vertex und für die Halo-Myonen eine Parallele zur z-Achse durch den Clustermittelpunkt angenommen. Die Abbildungen zeigen jeweils die Abweichung der rekonstruierten Achse von dieser wahren Flugrichtung (in Grad) in Abhängigkeit von der Clusterenergie (links), und die Projektion auf die Winkelachse (rechts). Man sieht deutlich, daß die rekonstruierte Clusterachse gut der ursprünglichen Flugbahn des Teilchens entspricht. Dies gilt vor allem für Leptonen (Elektronen² und Myonen), die einen kompakten Cluster im Kalorimeter hinterlassen. Da die Richtung für jeden Cluster einzeln bestimmt wird und ein Hadronenjet in der Regel in mehrere Cluster zerfällt, wird die Richtung des ursprünglichen Quarks durch die Richtungen der einzelnen Clusterachsen nicht so gut reproduziert.

¹ Als elektromagnetische Skala des Kalorimeters bezeichnet man die Energieskala, bei der die Wichtungsverfahren zur Kompensation noch nicht angewendet worden sind.

² Hochenergetische Cluster mit geringer Abweichung von der wahren Flugrichtung bei den NC-Ereignissen, die bei den CC-Ereignissen nicht auftreten.

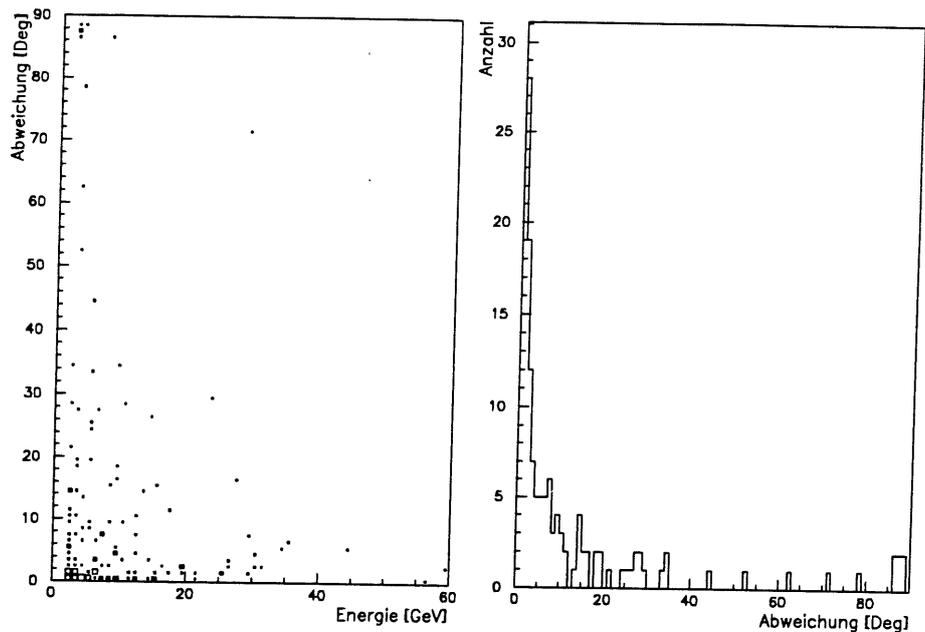


Abb. 5.4 Abweichung der Clusterachsen von der Flugrichtung bei Halo-Myonon

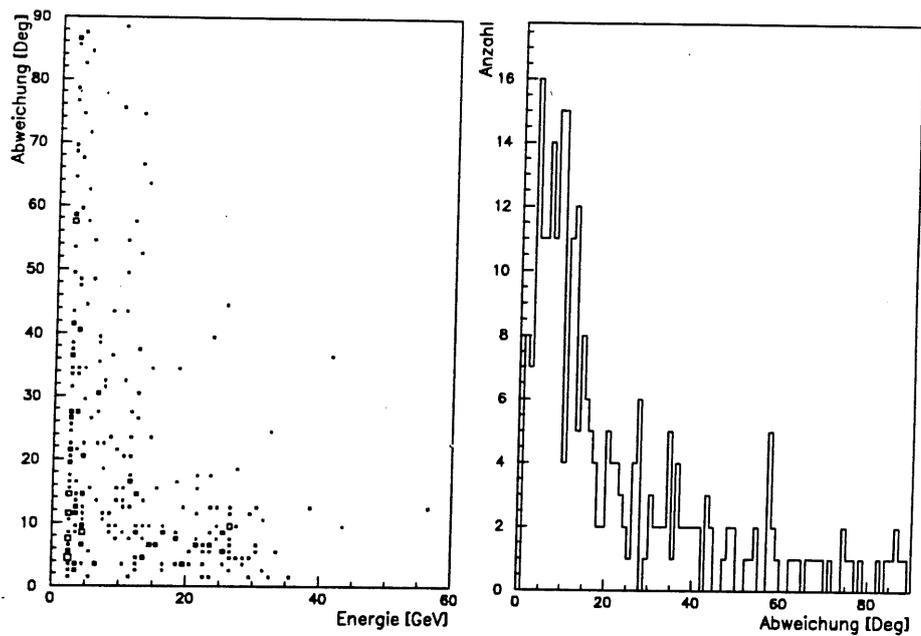


Abb. 5.5 Abweichung der Clusterachsen von der Flugrichtung bei NC-Ereignissen

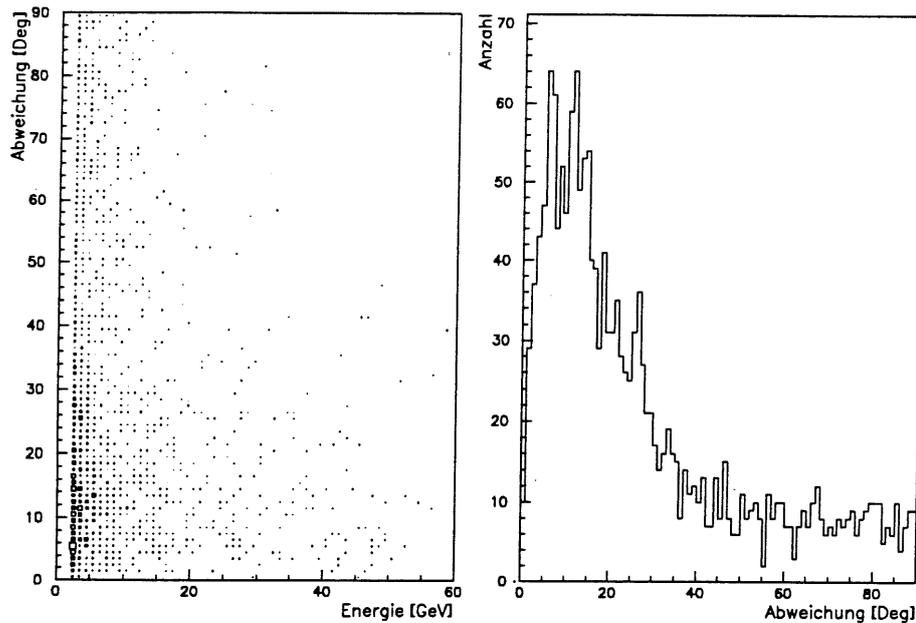


Abb. 5.6 Abweichung der Clusterachsen von der Flugrichtung bei CC-Ereignissen

In der Selektion werden daher, wenn möglich, zwei Cluster - jeweils einer im hadronischen und einer im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters - zusammengefasst, um so die Jetrichtung besser bestimmen zu können.

5.3.2.1 Vorselektion von kosmischen Myonen

Wie schon oben beschrieben deponieren kosmischen Myonen auf ihrem fast geraden Flug durch den H1-Detektor sowohl im Flüssig-Argon-Kalorimeter als auch im Tail-Catcher Energie. Das Myon erzeugt, wenn es mit hohem E_1^{miss} getriggert wurde, im Kalorimeter meist nur einen oder zwei Cluster mit für den Algorithmus genügend hoher Energie von mehr als 2.5 GeV. Um die rekonstruierten Achsen dieser Cluster wird für die Selektion jeweils ein Zylinder mit 4 m Durchmesser gelegt (siehe Abb. 5.7). Jeder von diesen Zylindern trifft an zwei Stellen das instrumentierte Eisen. Wenn an diesen beiden Stellen jeweils Energiedepositionen registriert worden sind, stammen diese mit großer Sicherheit von einem kosmischen Myon.

Um Ereignisse, bei denen der Stromjet in den rückwärtigen Teil des Detektors zeigt, und dann Leckverluste aus dem Strom- und dem Targetjet auf einer Linie mit den Argonclustern liegen können, nicht falsch zu klassifizieren, wurde eine Zone mit 200 cm Radius in der

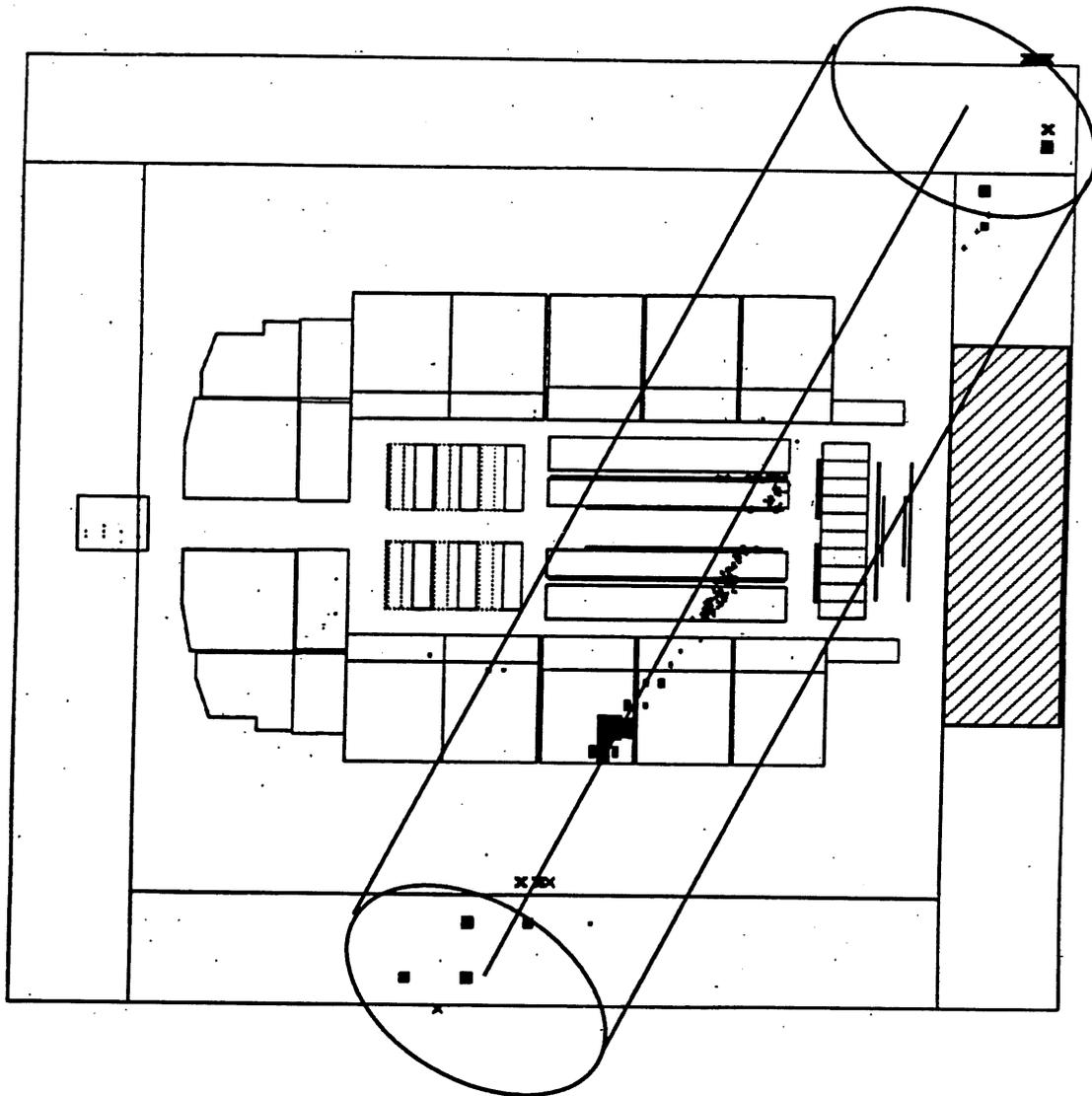


Abb. 5.7 Schematische Darstellung der Selektion von kosmischen Myonen

hinteren Endkappe zur Sicherheit ausgenommen (schraffierte Zone in Abb. 5.7). Die Energie in diesem Bereich des Eisens wird zur Selektion von kosmischen Myonen nicht verwendet. Das Ereignis wird als kosmisches Myon eingestuft, wenn auf jeder Seite mindestens 0.8 GeV und in der Summe mindestens 3 GeV registriert worden sind. Eine Verteilung der Energiedepositionen im Tail-Catcher zeigt Abb. 5.8. Es wurden für jeden Zylinder die Energiedepositionen auf einer Seite gegen die Summe aus beiden Seiten aufgetragen.

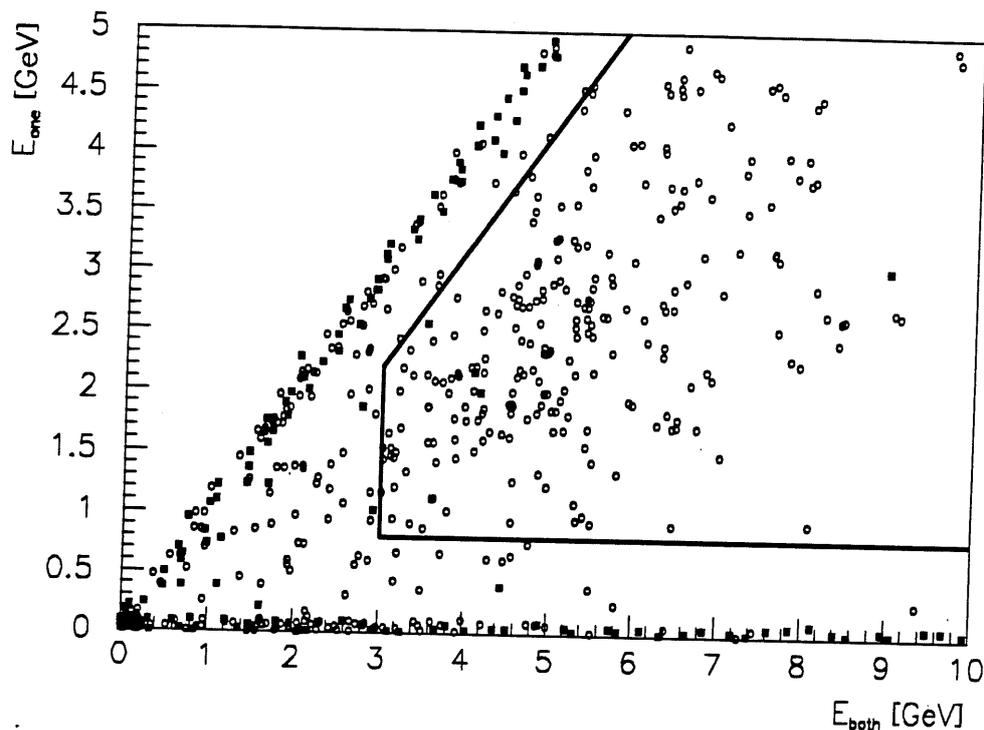


Abb. 5.8 Energiedepositionen im Tail-Catcher für kosmische Myonen (○) und CC-Monte-Carlo Ereignisse (■).

5.3.2.2 Vorselektion von Halo-Myonen

Bei der Selektion von Myonen aus der Halo des Protonenstrahls kann sogar ganz auf die Hilfe anderer Detektorkomponenten verzichtet und die Identifizierung allein durch das Flüssig-Argon-Kalorimeter vorgenommen werden.

Für diese Selektion werden wiederum die Achsen der Cluster im Kalorimeter verwendet. Da die Halo-Myonen nahezu parallel zur z -Achse den Detektor durchdringen, haben die Cluster, die durch sie erzeugt werden meist die Form eines Ellipsoids mit einer Symmetrieachse, die ebenfalls parallel zur z -Achse liegt.

Wenn die rekonstruierten Achsen aller Cluster des Ereignisses mit mehr als 2.5 GeV auf der elektromagnetischen Skala nicht mehr als $\alpha = 8.1^\circ$ ($\cos(\alpha) > 0.99$) von der z -Achse abweichen, wird das Ereignis als Halo-Myon klassifiziert. Ausgenommen werden allerdings alle Cluster, die im äußersten Vorwärtsbereich ($\theta < 10^\circ$) liegen, sowie Ereignisse bei denen mehr als 95% der gesamten Energie im Bereich $\theta < 25^\circ$ deponiert wurde. Sonst würden CC-Ereignisse,

deren Jets sich in diesem Bereich befinden, fälschlicherweise verworfen werden.

Abb. 5.9 zeigt die Verteilung von $(\cos(\alpha))_{\min}$ für Myonen aus der Halo des Protonenstrahls und für simulierte Ereignisse des geladenen Stroms (schraffiert).

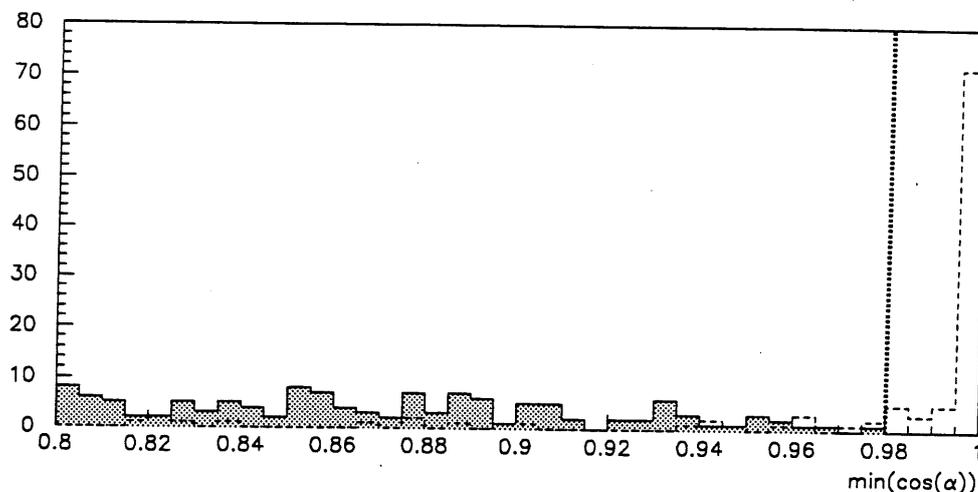


Abb. 5.9 $(\cos(\alpha))_{\min}$ für Myonen aus der Halo und für CC-Monte-Carlo Ereignisse. (Eingezeichnet ist der entgültige Schnitt; zur Vorselektion wird bei 0.99 geschnitten.)

5.3.3 Ergebnisse der Vorselektion

Abb. 5.10 zeigt die Ergebnisse der Vorselektion durch den Clusterachsenalgorithmus für verschiedene Monte-Carlo-Modelle. Die Ereignisse wurden mit LEPTO 6.1 [Ing92] erzeugt. Es wurden jeweils die Proton-Strukturfunktionen MRSD- und MRSD0 [Mar92] mit den Fragmentationsmodellen MEPS (Matrixelement + Partonschauer) [Ben88], [Ben87] und Ariadne (Farb-Dipol-Modell) [Lön92] kombiniert.

Von jedem dieser vier Modelle wurden ca. 1500 Ereignisse mit einem rekonstruierten E_{\perp}^{miss} von mindestens 15 GeV zum Test verwendet.

Die Effizienz des Programms ist nahezu unabhängig von den verschiedenen Modellen und nur etwa 1% der CC-Ereignisse werden fälschlicherweise nicht als solche identifiziert. Diese große Effizienz ist für alle Algorithmen der Vorselektion absolut notwendig, da in dieser Phase der Selektion keine CC-Ereignisse verloren gehen sollen, sondern nur der gut erkennbare Untergrund abgetrennt werden soll. Schärfere Schnitte und damit eine geringere Effizienz bei CC-Ereignissen erfolgen erst in der nachfolgenden Phase.

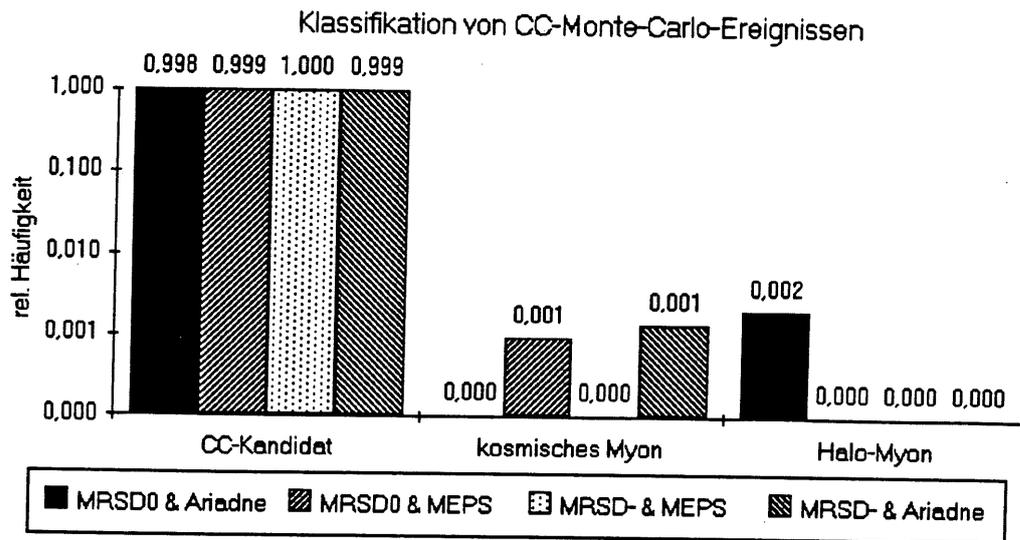


Abb. 5.10 Ergebnisse der Flüssig-Argon-Kalorimeter Vorselektion bei verschiedenen Monte-Carlo Modellen

Zur Untersuchung des Programms bezüglich seines Zurückweisungsvermögens von Untergrundereignissen wurden zwei Datensätze, die kosmischen Myonen bzw. Myonen aus der Halo des Protonenstrahls sind, erstellt. Jeder dieser Datensätze umfaßt ca. 170 Ereignisse. Die Ergebnisse der Klassifizierung dieser Daten zeigt Abb. 5.11. Dabei wurde das Programm an den beiden Dateien ohne weitere Schnitte getestet.

Die korrekte Identifizierung von Halo-Myonen und kosmischen Myonen liegt über 55%. Zusätzlich werden 4% der Halo-Myonen als kosmische Myonen klassifiziert, weil sie nicht parallel zur z-Achse den Detektor durchqueren, aber im instrumentierten Eisen Energie hinterlassen.

Ca. 15% der Ereignisse aus beiden Dateien haben einen zu geringen fehlenden transversalen Impuls, um weiterhin als CC-Kandidaten eingestuft zu werden.

Tabelle 5.1 faßt die Effizienzen der Vorselektion durch das Flüssig-Argon-Kalorimeter zusammen und zeigt, daß der Untergrund stark reduziert werden konnte, während fast keine CC-Ereignisse verloren gehen.

Abb. 5.12 zeigt die Reaktion eines Protons mit dem Restgas im Strahlrohr, der ein Myon aus der kosmischen Strahlung überlagert ist. Das Ereignis wurde nur von dem Flüssig-Argon-Algorithmus als kosmisches Myon identifiziert, alle anderen Algorithmen und Schnitte der Vorselektion haben dieses Ereignis nicht aussortiert.

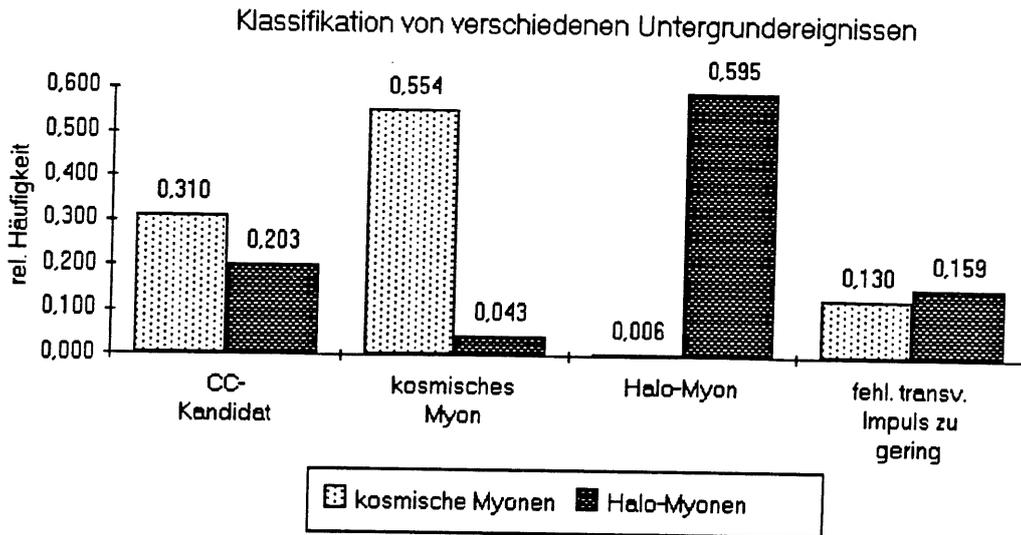


Abb. 5.11 Ergebnisse der Vorselektion bei kosmischen Myonen und Halo-Myonen

	kosm. Myonen	Halo-Myonen	CC-Monte-Carlo
CC-Kandidat	31.0 %	20.3 %	99.9 %
kein CC-Ereignis	69.0 %	79.7 %	0.1 %

Tabelle 5.1 Effizienz der Flüssig-Argon Vorselektion

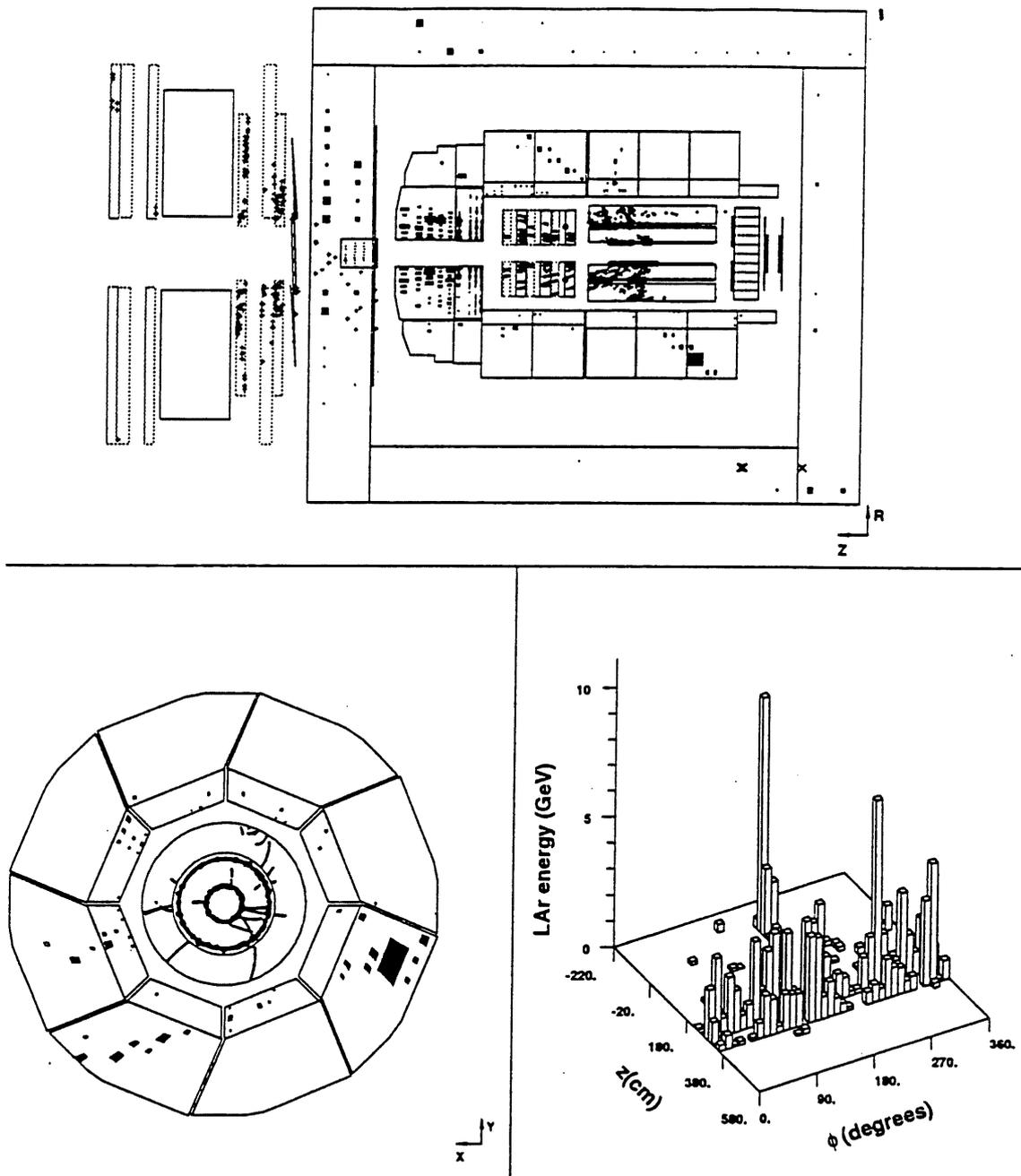


Abb. 5.12 Kosmisches Myon, welches in der Vorselektion nur vom Flüssig-Argon-Algorithmus gefunden wurde.

5.4 Endgültige Selektion

Nach der Vorselektion, in der nur recht großzügige Schnitte verwendet worden sind, um keine Ereignisse des geladenen Stroms zu verlieren, ist der Datensatz der CC-Kandidaten noch mit einer großen Anzahl an Untergrundereignissen verunreinigt. An diesem Datensatz können nun die verschiedenen Verfahren zur endgültigen Selektion schnell und effektiv getestet werden, um jeweils das optimale Ergebnis zu erreichen.

Zur endgültigen Selektion werden sowohl Kriterien der Vorselektion weiter verbessert, als auch völlig neue Ideen entwickelt und angewendet.

5.4.1 Selektion durch das Flüssig-Argon-Kalorimeter

5.4.1.1 Selektion von Myonen aufgrund ihrer Energieverteilung im Kalorimeter

Der Datensatz von CC-Kandidaten besteht auch nach der Vorselektion noch zum größten Teil aus kosmischen Myonen und Myonen aus der Halo des Protonenstrahls, teilweise überlagert durch Beam-Gas-Ereignisse.

Die Energiedepositionen von solchen Ereignissen stammen in der Regel von sogenannten δ -Elektronen (siehe Abschnitt 5.2.1). Es handelt sich damit um elektromagnetische Schauer, die allerdings in der Mehrzahl der Fälle im hadronischen Kalorimeter registriert werden. Solche elektromagnetischen Schauer zeichnen sich gegenüber hadronischen Schauern durch ihre Kompaktheit aus.

Da Myonen, wenn sie mit einem hohen E_1^{miss} getriggert wurden, entlang ihrer Bahn durch den Detektor solche kompakte Schauer im Kalorimeter hinterlassen, ist es möglich, diese als Kriterium zur Abtrennung solcher Ereignisse von Ereignissen des geladenen Stroms zu verwenden.

Zur Selektion werden wieder die rekonstruierten Achsen der einzelnen Cluster im Kalorimeter verwendet. Um diese Achsen wird ein sehr schmaler Zylinder von nur 50 cm Durchmesser gelegt. Als ein Kriterium für die Selektion wird die Energie im Bereich $\theta > 10^\circ$ außerhalb des Zylinders verwendet. Bei einem Ereignis des geladenen Stroms ist in jedem Fall außerhalb eines solch schmalen Zylinders Energie deponiert, sei es durch den zweiten Hadronenjet oder aber weil der Stromjet nicht so eng kollimiert ist. Bei Myonen hingegen ist meistens die gesamte deponierte Energie in diesem Zylinder enthalten und außerhalb sind nur Rauschsignale anzutreffen.

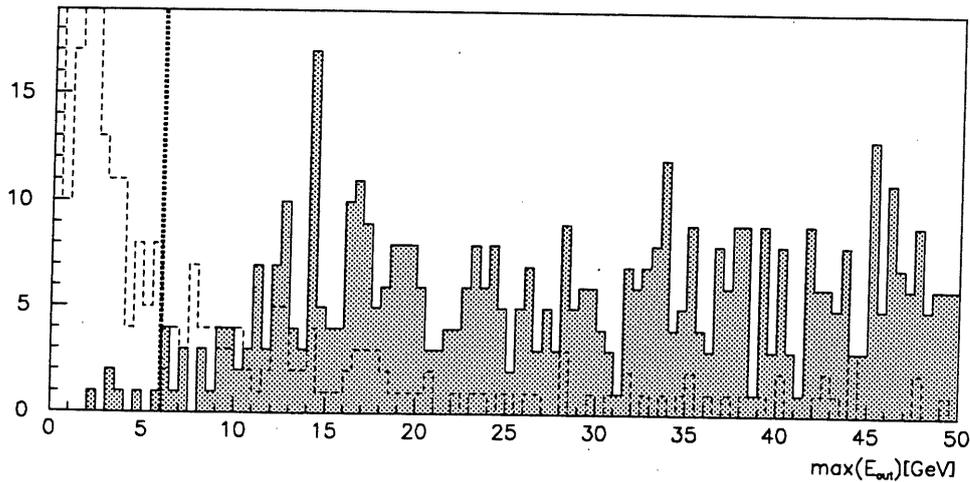


Abb. 5.13 Maximale Energie außerhalb eines Zylinders von 50 cm Durchmesser um jeden Cluster für Myonen und simulierte CC-Ereignisse (schraffiert).

In Abb. 5.13 ist das Maximum der Energie außerhalb eines Zylinders für jedes Ereignis dargestellt. Durch einen Schnitt bei 6 GeV wird der Untergrund von CC-Ereignissen (schraffiert) abgetrennt.

Auch das Verhältnis der Energie außerhalb zur Energie innerhalb des Zylinders kann zur Trennung von Myonen und CC-Ereignissen verwendet werden. Abb. 5.14 zeigt das Maximum dieses Verhältnisses für jedes Ereignis in Abhängigkeit von der Energie innerhalb des Zylinders an diesem Maximum, sowie den verwendeten Schnitt.

Als weiteres Kriterium wird ausgenutzt, daß Hadronenjets, die vom Wechselwirkungspunkt kommen auch im elektromagnetischen Kalorimeter Energie deponieren. Daher wird gefordert, daß in mindestens einem Zylinder 3 GeV im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters deponiert ist (Abb. 5.15).

Isolierten hadronischen Energien stammen entweder von Myonen aus der Halo des Protonenstrahls, die nicht das elektromagnetische Kalorimeter passiert haben, oder von Myonen aus der kosmischen Strahlung, die im elektromagnetischen Teil kein weiteres δ -Elektron erzeugt haben.

5.4.1.2 Separation von kosmischen Myonen durch Energie im Tail-Catcher

Neben der Entwicklung der neuen Kriterien zu Erkennung von Myonen im Flüssig-Argon Kalorimeter, wurde auch die Verwendung des Tail-Catchers weiter verbessert. So reicht es

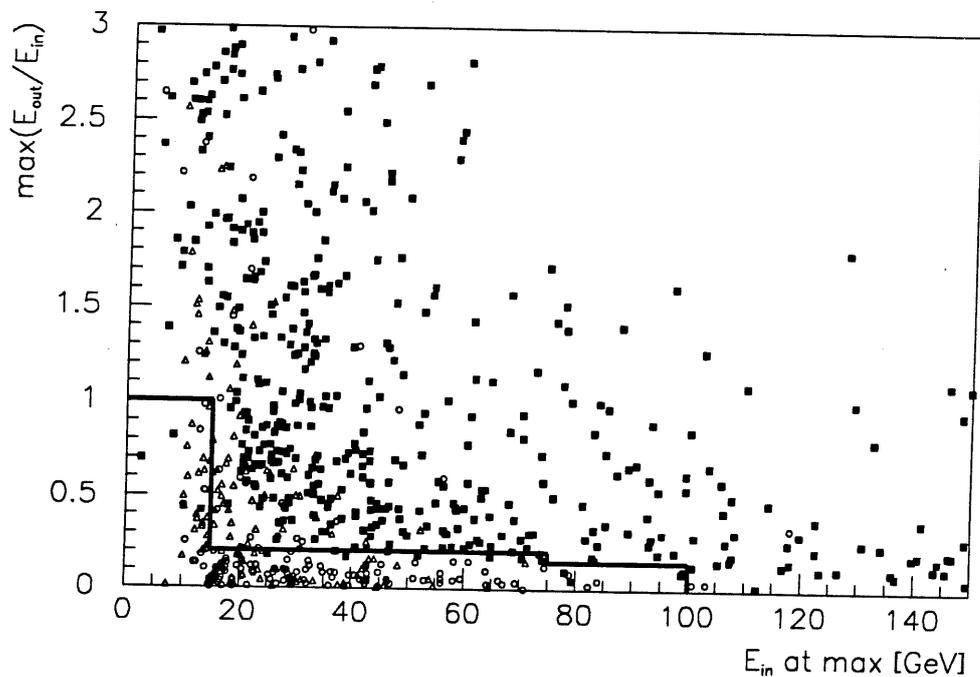


Abb. 5.14 Maximales Verhältnis der Energie außerhalb zur Energie innerhalb eines Zylinders für kosmische Myonen (\circ), Halo-Myonen (Δ) und simulierte CC-Ereignisse (\blacksquare).

nun aus, wenn im zentralen Bereich des instrumentierten Eisens auf der dem Cluster im Kalorimeter gegenüberliegenden Seite innerhalb des großen Zylinders 1 GeV deponiert ist (siehe Abb. 5.16), um das Ereignis als kosmisches Myon zu klassifizieren.

5.4.1.3 Selektion von Halo-Myonen

Zur Selektion von Halo-Myonen wird das Muster der Energieverteilung im Kalorimeter untersucht. Dazu werden alle Energiedepositionen in Abhängigkeit von z und ϕ aufgetragen (siehe Abb. 5.3 unten rechts). Ist in dieser Verteilung im Bereich $z < 300$ cm eine sehr lange Spur in nur einem ϕ -Bin (10°) vorhanden, d.h. in einem ϕ -Bin sind mehr als 18 z -Bins (≈ 20 cm Länge) mit Energie belegt, so gilt das Ereignis als Halo-Myon. Abb. 5.17 zeigt die maximale Länge einer so definierten Spur für Halo-Myonen und simulierte CC-Ereignisse. Um auch Halo-Myonen zu erkennen, die nicht genau parallel zur z -Achse fliegen, wird ein Ereignis auch dann als Halo-Myon klassifiziert, wenn aus drei nebeneinanderliegenden ϕ -

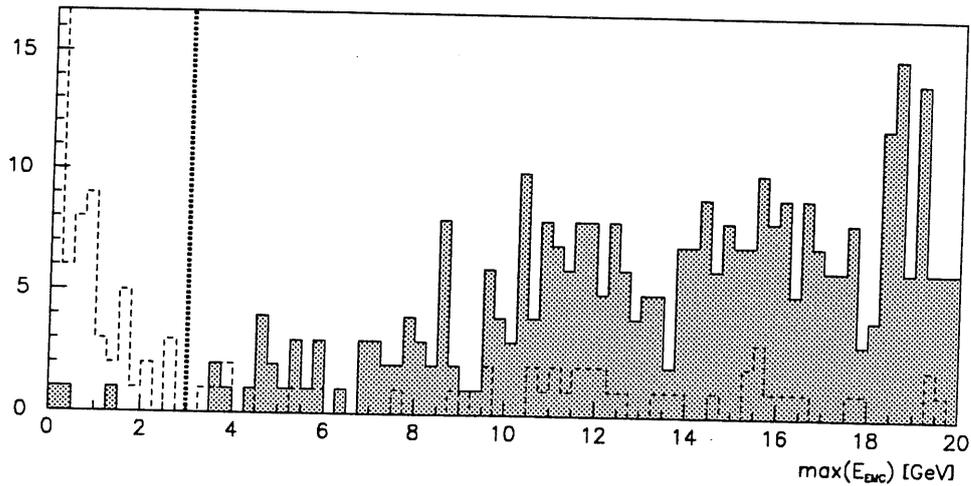


Abb. 5.15 Maximale Energiedeposition im elektromagnetischen Kalorimeter innerhalb eines Zylinders bei kosmischen Myonen und CC-Monte-Carlo Ereignissen (schraffiert).

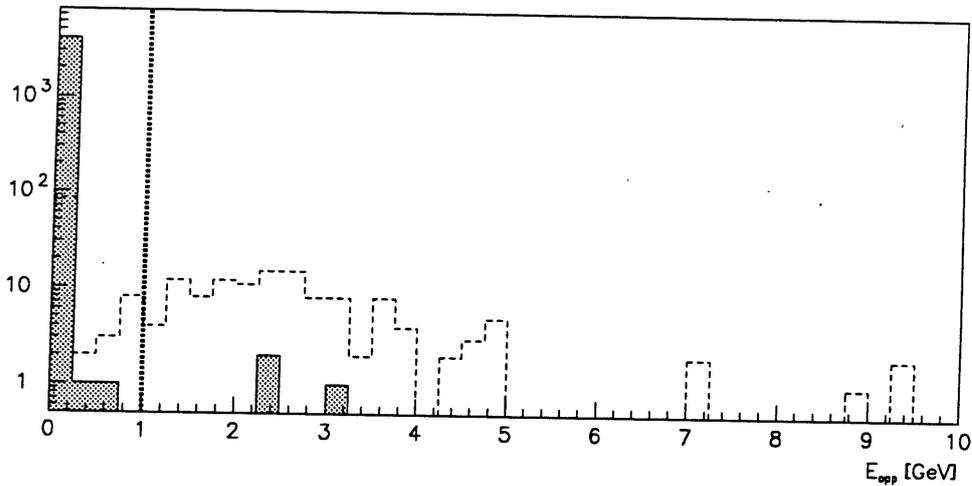


Abb. 5.16 Energie im Tail-Catcher auf der dem Cluster gegenüberliegenden Seite für kosmische Myonen und simulierte Ereignisse des geladenen Stroms (schraffiert).

Bins eine lange Spur mit mehr als 16 z-Bins gebildet werden kann, und nur in einem weiteren ϕ -Bin mehr als ein siebtel der Energie des ϕ -Bin mit der maximalen Energie deponiert worden ist. Abb. 5.18 zeigt die Anzahl der ϕ -Bins, die diesem Kriterium entsprechen, wenn eine lange Spur gefunden worden ist, für Halo-Myonen und CC-Monte-Carlo Ereignisse (schraffiert).

Des weiteren ist der Bereich, den die Clusterachsen von der z-Richtung abweichen dürfen,

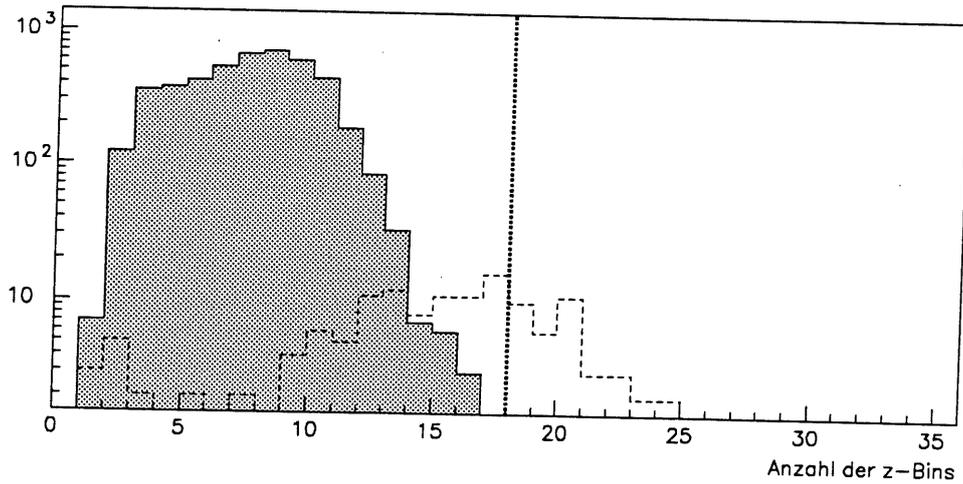


Abb. 5.17 Maximale Anzahl der z-Bins, die in einem ϕ -Bin getroffen wurden für Halo-Myonen und CC-Monte-Carlo Ereignisse (schraffiert).

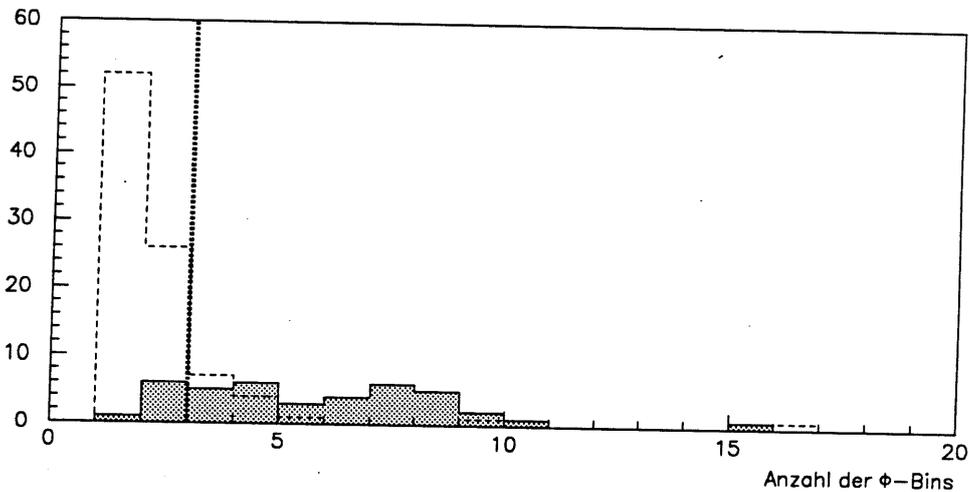


Abb. 5.18 Anzahl der ϕ -Bins mit mehr als ein siebtel der Energie des ϕ -Bins mit maximaler Energie, wenn eine lange Spur gefunden worden ist.

um noch als Cluster von Halo-Myonen zu gelten, gegenüber der Vorselektion vergrößert worden. Es werden nun alle Ereignisse, mit einem $(\cos(\alpha))_{\min} > 0.98$ aussortiert.

5.4.1.4 Selektion mit Hilfe der Richtung der Clusterachsen

Zur Unterscheidung zwischen Ereignissen, die aus einer Elektron-Proton Reaktion stammen,

und Untergrundereignissen können auch die Richtungen der Clusterachsen verwendet werden. Bei Teilchen, die vom Wechselwirkungspunkt kommen, zeigen im allgemeinen auch die Achsen einiger Cluster im Kalorimeter auf diesen Punkt. Bei Untergrundereignissen, deren Teilchen nicht aus der Wechselwirkungszone stammen, trifft keine der Achsen diesen Bereich. Zur Unterscheidung wird untersucht, ob mindestens eine Clusterachse einen 140 cm langen Zylinder mit 170 cm Durchmesser, der um den Wechselwirkungspunkt gelegt ist, trifft. Ist dies nicht der Fall wird das Ereignis aussortiert.

5.4.2 Sonstige Selektionskriterien

Zur endgültigen Selektion wurden noch andere Algorithmen, die bestimmte Untergrundereignisse erkennen, eingesetzt. Dies sind vor allem Routinen, die bestimmte Signaturen im Kalorimeter als Rauschen in den einzelnen Kanälen identifizieren und solche Ereignisse verwerfen. Außerdem wird eine verbesserte Methode zur Identifizierung von Halo-Myonen aufgrund der Spuren in den Endkappen des instrumentierten Eisens verwendet. Ein anderer Algorithmus untersucht die Momente der Ladungsverteilung im Kalorimeter [Hap93].

Zur weiteren Reduzierung von Untergrundereignissen wurde die E_{\perp}^{miss} -Schwelle auf 25 GeV erhöht.

Außerdem wird gefordert, daß der rekonstruierte Eventvertex in dem Bereich $-50 \text{ cm} < z < 50 \text{ cm}$ liegt. Dieser Schnitt ist durch die Verteilung des Vertex bei gemessenen NC-Ereignissen (siehe Abb. 5.19) begründet und reduziert nochmals die Zahl der Untergrundereignisse.

Als letzte Bedingung wird noch gefordert, daß das mit der Methode von Jacquet-Blondel (siehe Anhang B) rekonstruierte $y < 0.9$ sein muß, da die Rekonstruktion der Kinematik bei einem größeren y mit sehr großen Fehlern behaftet ist. Außerdem können durch diesen Schnitt unphysikalische Ereignisse mit einem $y > 1$ ausselektiert werden.

5.5 Ergebnisse der Selektion bei CC-Monte-Carlo Daten

Abb. 5.20 zeigt die Ergebnisse der endgültigen Selektion für die verschiedenen Monte-Carlo Modelle. Es wurden jeweils ca. 1000 Ereignisse mit einem transversalen Neutrinoimpuls von mehr als 25 GeV und einem relativen Energieübertrag (y) kleiner als 0.9 generiert.

Durch den Schnitt in den rekonstruierten Größen gehen ca. 9% der Ereignisse verloren. Ereignisse mit einem transversalen Neutrinoimpuls von weniger als 25 GeV können aber

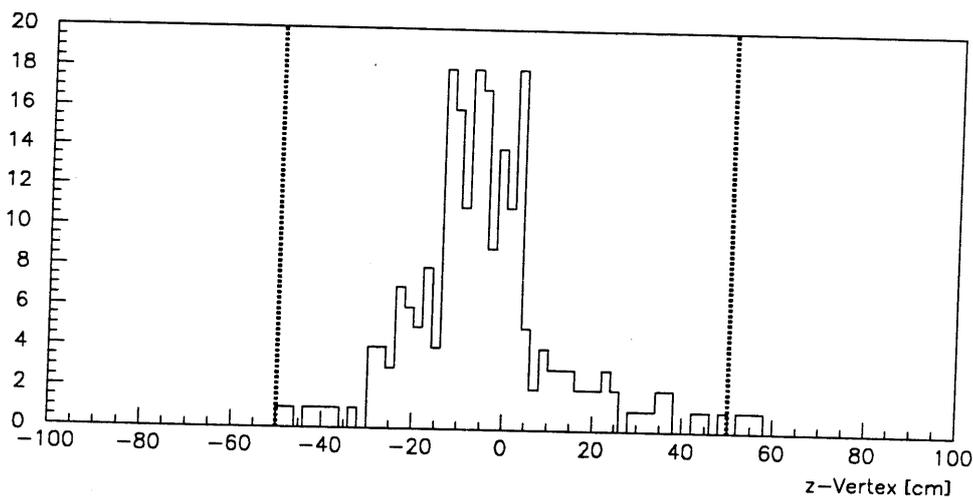


Abb. 5.19 Lage des Vertex in z-Richtung bei gemessenen NC-Ereignissen.

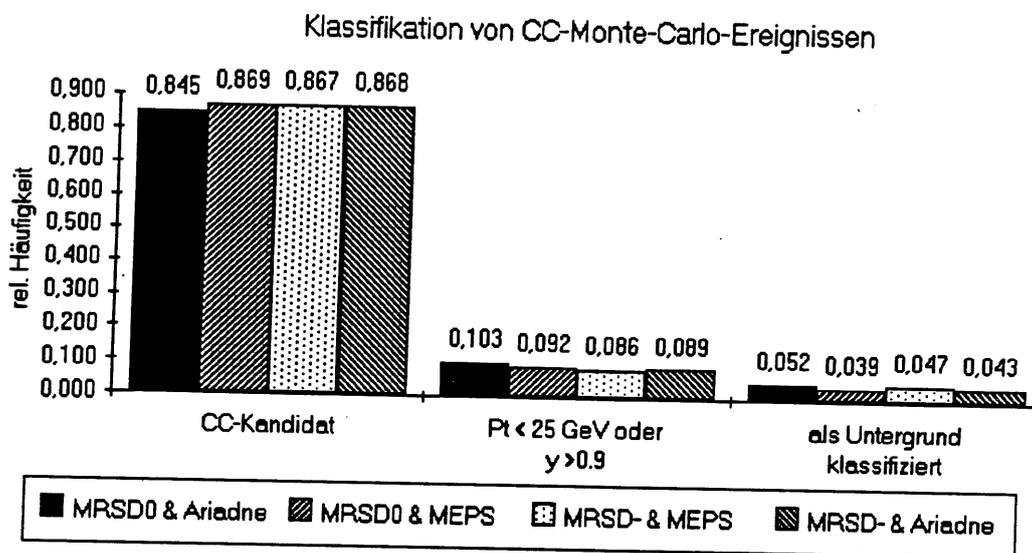


Abb. 5.20 Klassifikation der CC-Monte-Carlo-Ereignisse durch die endgültige Selektion

auch ein rekonstruiertes $E_T^{\text{miss}} > 25 \text{ GeV}$ erzeugen, und tragen mit 3% zur Gesamtzahl der Ereignisse bei, sodaß die Korrektur für den Wirkungsquerschnitt nur 6% beträgt. Je nach verwendetem Monte-Carlo-Modell werden durch den Selektionsalgorithmus 3.9 - 5.2% fälschlicherweise als Untergrund klassifiziert.

Tabelle 5.2 zeigt mit welcher Häufigkeit durch die verschiedenen Bedingungen der endgültigen Selektion ein CC-Ereignis als Untergrund klassifiziert worden ist. Dabei wurden nur

Klassifiziert als	durch	Häufigkeit	
kosmisches Myon	Energie im Tail-Catcher auf beiden Seiten	0.3%	0.4%
	Energie im Tail-Catcher auf der gegenüberliegenden Seite	0.1%	
Halo-Myon	lange Spur mit mehr als 18 z-Bins	0.0%	0.1%
	Spur mit mehr als 16 z-Bins und Energie in zwei ϕ -Bins	0.1%	
	alle Clusterachsen parallel zur z-Achse	0.0%	
Myon	zu wenig Energie im elmg. Kalorimeter	0.2%	1.5%
	zu wenig Energie außerhalb eines Zylinders	0.5%	
	Verhältnis $E_{\text{out}} / E_{\text{in}}$ zu gering	1.2%	
keine Clusterachse trifft Zylinder um Vertex		3.0%	
Untergrund		5.0%	

Tabelle 5.2 Häufigkeit, mit der ein CC-Monte-Carlo Ereignis den Untergrundklassen der endgültigen Selektion zugeordnet wird.

diejenigen Monte-Carlo Ereignisse betrachtet, bei denen das rekonstruiertes $E_{\perp}^{\text{miss}} > 25 \text{ GeV}$ und $y_{\beta} < 0.9$ ist. Insgesamt werden 5% dieser Ereignisse als Untergrund klassifiziert.

In Abb. 5.21 ist die Akzeptanz der endgültigen Selektion als Funktion des transversalen Impulses des bei der Reaktion entstehenden Neutrinos dargestellt.

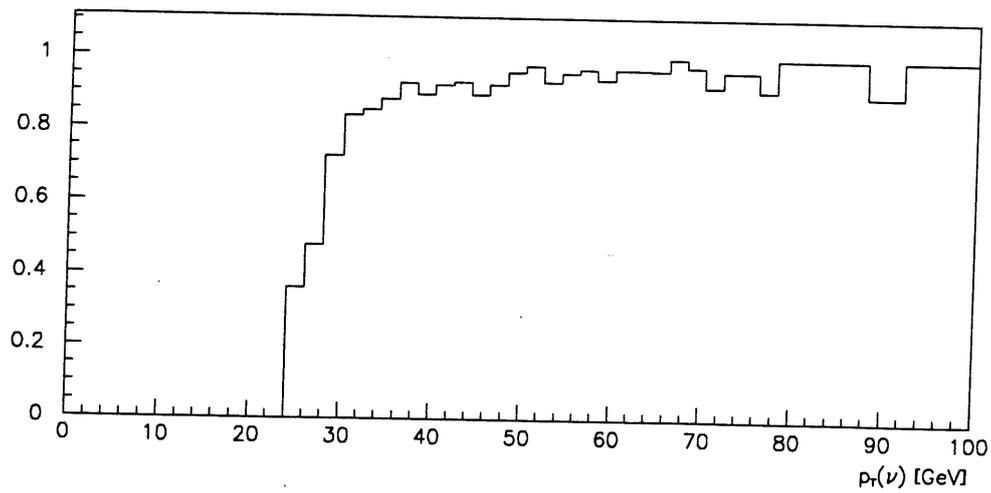


Abb. 5.21 Akzeptanz der endgültigen Selektion als Funktion des transversalen Neutrinoimpulses.

6 Bestimmung des Wirkungsquerschnittes

In der Zeit vom 29. Juni 1993 bis 26. September 1993 wurde von H1 eine Datenmenge entsprechend einer Gesamtluminosität von $L = (245 \pm 30) \text{ nb}^{-1}$ genommen. Aus diesen Daten wurden mit den im Abschnitt 5 beschriebenen Selektionsalgorithmen 14 Kandidaten zur Reaktion des geladenen Stroms extrahiert.

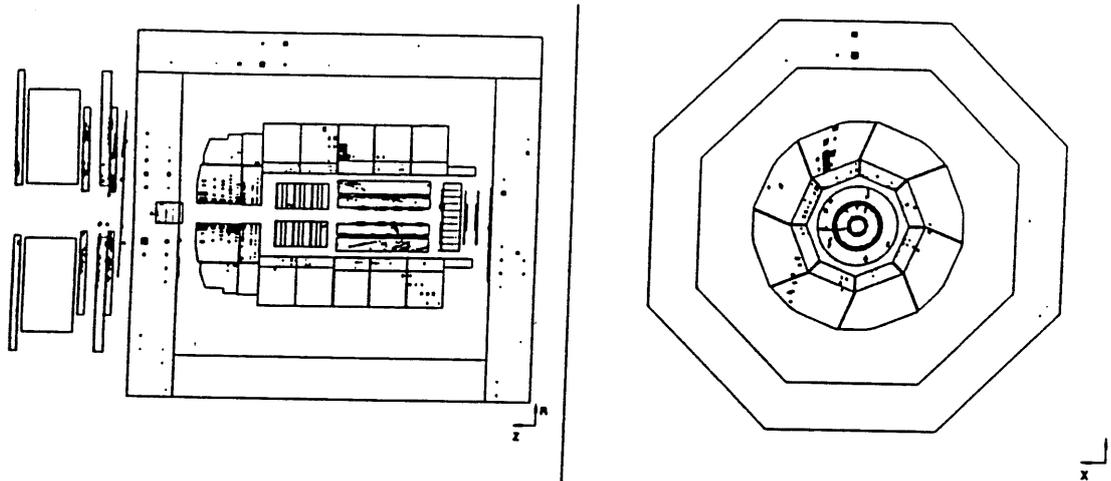


Abb. 6.1 Eines der drei kosmischen Myonen, die nicht automatisch erkannt worden sind.

Drei der 14 Ereignisse wurden visuell als kosmische Myonen identifiziert (Abb. 6.1 zeigt eines dieser drei Ereignisse). Eine visuelle Selektion war notwendig, da durch eine automatische Prozedur keine Aussage über die Kontaminierung des Datensatzes mit Untergrundeignissen gemacht werden konnte.

Aus der Anzahl der gemessenen Ereignisse (eines der elf CC-Ereignisse zeigt Abb. 6.2) und der Luminosität läßt sich der Wirkungsquerschnitt für den geladenen Strom bestimmen, es gilt:

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{N}{L \cdot e} \quad (6.1)$$

Durch die verschiedenen Schnitte und Prozeduren, die zum endgültigen Datensatz geführt haben, gehen Ereignisse verloren. Dies wird berücksichtigt, indem die Anzahl der gemessenen Ereignisse durch die Effizienz der Selektion ϵ dividiert wird.

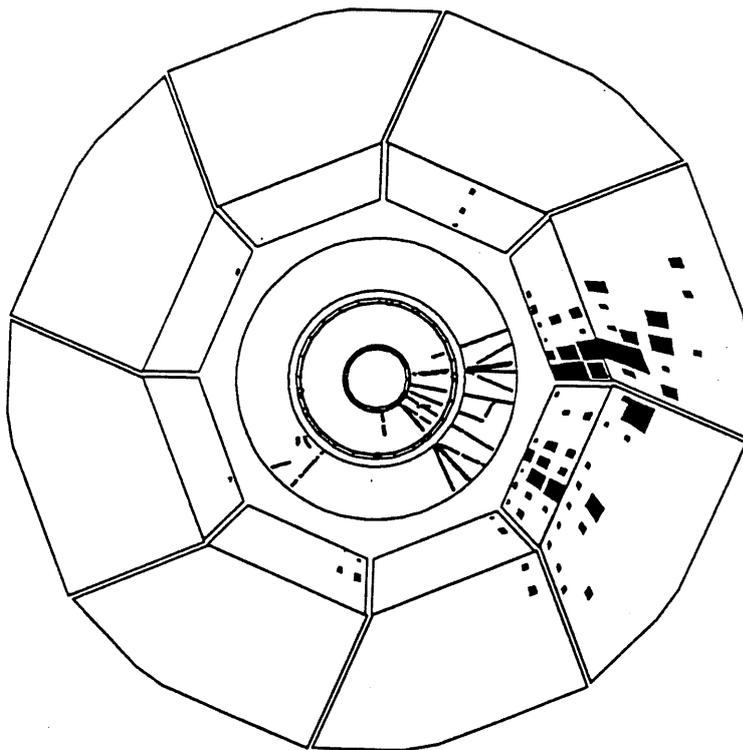


Abb. 6.2 Ein Ereignis des geladenen Stroms aus dem selektierten Datensatz

Grund der Korrektur	Korrekturfaktor	Fehler der Korrektur
Effizienz des Triggers	0.90	0.10
Schnitt in E_{\perp}^{miss} und in y_{B}	0.94	0.09
Selektion durch das Kalorimeter	0.95	0.03
Andere Selektionsalgorithmen	0.98	0.02
z-Vertex	0.98	0.05
Gesamtkorrektur	0.77	0.12

Die Effizienz des H1-Triggers für Ereignisse des geladenen Stroms mit einem $E_{\perp}^{\text{miss}} > 25$ GeV wurde aus Monte-Carlo Daten bestimmt. Der Fehler wurde auf ca. 10% abgeschätzt und berücksichtigt, daß der Trigger nicht sehr detailliert simuliert wird und die Energieskala des Kalorimeters für Hadronen nur auf etwa 7% genau bekannt ist.

Die Korrekturfaktoren für die Schnitte in E_{\perp}^{miss} und in y_{B} wurde ebenfalls aus Monte-Carlo Daten bestimmt. Für diesen Faktor ist wiederum die Unsicherheit der Energieskala des Kalorimeters die Hauptfehlerquelle.

Die Akzeptanz des Flüssig-Argon Selektionsalgorithmus wurde aus Monte-Carlo Ereignissen bestimmt. Ihr Fehler ist etwa zu gleichen Teilen durch unterschiedliche Ergebnisse bei verschiedenen Monte-Carlo Modellen und durch den statistischen Fehler der verwendeten Daten bedingt.

Die Akzeptanzen der anderen Selektionsalgorithmen wurden von deren Autoren bestimmt [Hap93].

Die Bedingung, daß der rekonstruierte Vertex im Bereich $-50 \text{ cm} < z < 50 \text{ cm}$ liegen muß, verursacht eine Korrektur von 0.98. Dieser Wert wurde aus gemessenen NC-Ereignisse, bei denen das gestreute Elektron im Flüssig-Argon-Kalorimeter registriert wurde, bestimmt.

Insgesamt ergibt sich so eine Korrektur von 0.77 ± 0.12 , durch die die Anzahl der beobachteten Ereignisse dividiert werden muß.

Mit der gemessenen Luminosität ergibt sich somit eine totaler Wirkungsquerschnitt für Ereignisse des geladenen Stroms mit einem transversalen Neutrinoimpuls von mehr als 25 GeV und einem relativen Energieübertrag von weniger als 0.9 zu :

$$\sigma_{\text{tot}}(\text{CC}) = 58 \pm 15(\text{stat.}) \pm 11(\text{syst.}) [\text{pb}]$$

Der größere statistische Fehler ist durch die geringe Anzahl von nur 11 beobachteten Ereignissen gegeben.

Der gemessene Wirkungsquerschnitt stimmt innerhalb einer Standardabweichung mit den theoretischen Vorhersagen, die für die hier verwendeten kinematischen Schnitte bei 41 pb liegen, überein.

Das Standardmodell ist damit in dieser ersten Messung des Wirkungsquerschnittes für Ereignisse des geladenen Stroms bestätigt worden.

7 Zusammenfassung

Zum ersten Mal konnten bei HERA Reaktionen mit hohen Impulsüberträgen beobachtet werden, die im Rahmen des Standardmodells nur durch den Austausch eines W-Bosons zwischen Elektron und Proton erklärt werden können.

Diese Ereignisse sind sehr selten, man findet nur eines in einer Million der bei H1 getriggerten Ereignisse.

Mit den in dieser Arbeit entwickelten Methoden zur Erkennung von Untergrundereignissen ist es möglich gewesen, einen Datensatz von Ereignissen des geladenen Stroms zu selektieren. Dabei konnte insbesondere gezeigt werden, daß ein Selektionsalgorithmus, der auf den Energiedepositionen im Flüssig-Argon-Kalorimeter basiert, gut geeignet ist, den Untergrund für CC-Ereignisse zu eliminieren.

Dieser Datensatz umfaßt 14 Ereignisse. Drei dieser Ereignisse sind kosmische Myonen, die nicht automatisch erkannt wurden. Sie wurden explizit entfernt, da eine Abschätzung der erwarteten Untergrundrate wegen der geringen Statistik nicht möglich war.

Die Effizienz der Datenselektion ist aus Monte-Carlo Daten bestimmt worden.

Mit Hilfe des selektierten Datensatzes war es möglich, den totalen Wirkungsquerschnitt für CC-Ereignisse bei einem transversalen Impuls des bei der Reaktion entstehenden Neutrinos von über 25 GeV und einem relativen Energieübertrag vom Elektron auf das Proton von weniger als 0.9 zu bestimmen.

Der gemessene Wirkungsquerschnitt beträgt $58 \pm 15(\text{stat.}) \pm 11(\text{syst.})$ [pb] und stimmt innerhalb des Fehlers mit den theoretischen Vorhersagen des Standard Modells überein.

Durch die hohen Energien der Elektron- und Protonstrahlen wird bei HERA in völlig neue kinematische Bereiche vorgedrungen. So konnte ein CC-Ereignis mit einem Impulsübertragsquadrat von mehr als 20000 GeV^2 beobachtet werden. Dies ist der höchste Impulsübertrag, der in tief inelastischer Streuung bis dahin jemals gemessen worden ist (Abb. 7.1.).

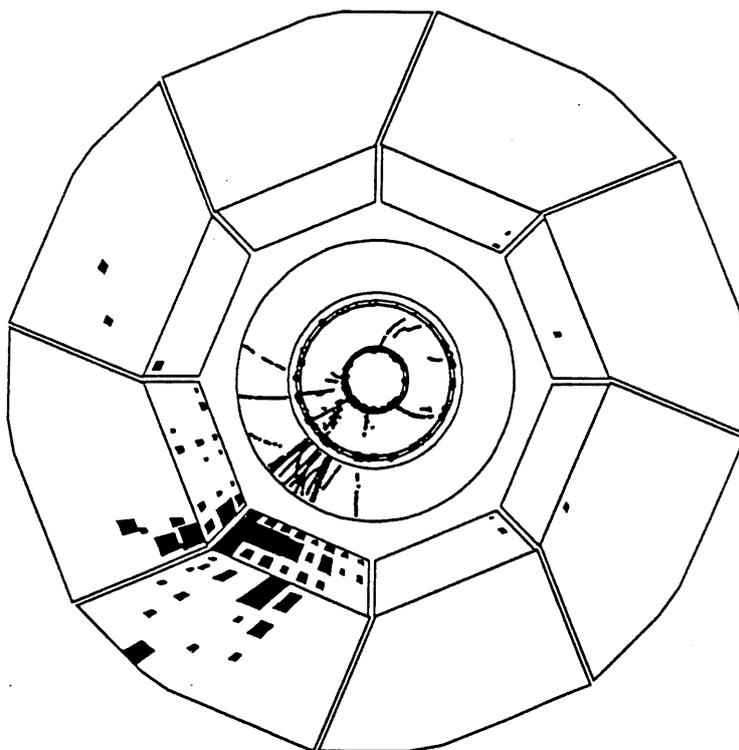
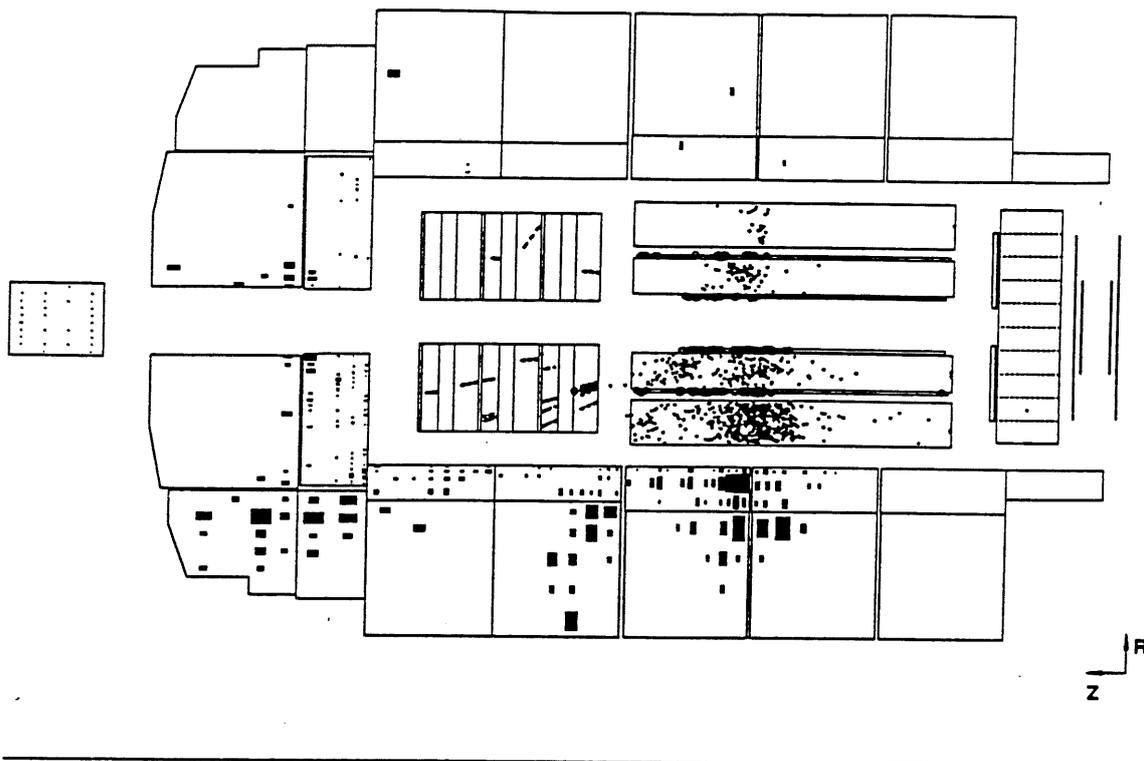


Abb. 7.1 CC-Ereignis mit einem Impulsübertragsquadrat von mehr als 20000 GeV^2

Anhang A Ergebnisse des Triggerratenmonitors

In diesem Abschnitt sind einige Beispiele für die Anwendungen des Triggerratenmonitors gegeben. Sie zeigen, wie sich die Raten im Level 1 Trigger des Flüssig-Argon-Kalorimeters in den verschiedenen Situationen verhalten.

Abb. A.1 zeigt die Triggerraten im vorderen Teil des Kalorimeters (IF) während mehrerer Luminositätsruns. Gut zu sehen ist, daß zu Beginn jeder neuen Füllung die Raten sehr hoch sind, weil die Strahlführung in HERA neu optimiert wird. Danach fallen die Raten mit dem geringer werdenden Elektronströmen langsam ab, bis beide Strahlen vernichtet werden und die Triggerraten praktisch auf Null absinken.

In Abb. A.2 ist dargestellt, wie sich das Einschalten des Toroidmagneten auf die Triggerraten in den Kalorimeterrädern vier und fünf (FB) ausgewirkt hat. Die Raten sind nach dem Einschalten um 16.00 Uhr am 5. Juli auf mehr als 100 Hertz angestiegen, erst nach erneutem Abschalten um 11.30 Uhr am 6. Juli sind die Triggerraten wieder auf einen Wert von ca. 10 Herz zurückgegangen. Die Triggerraten im FB werden so stark beeinflusst, da kleine Spannungsunterschiede bei der Stromversorgung des Magneten innerhalb des Krystaten zu spüren sind, und sie durch Induktion ein Rauschen in den Kanälen des Kalorimeters verursachen. Mehrere solcher externer Rauschquellen konnten mit Hilfe des Triggerratenmonitors aufgefunden und unschädlich gemacht werden, z. B. wie hier durch Austauschen des Stromversorgungssystems.

Das Verhalten der Triggerraten während des Ein- und Ausschaltens der Hochspannung im Kalorimeter zeigt Abb. A.3. Die Hochspannung an den Kalorimeterpads wurde um 10.00 Uhr abgeschaltet und um 21.00 Uhr wieder angeschaltet. Durch die langsame Entladung der Kalorimeterzellen über die hochohmig beschichtete Kaptonfolie, an der die Hochspannung anliegt, fließt ein induzierter Strom durch die Auslekette. Die erhöhte Triggerrate ist proportional zu diesem Strom.

Triggerrate im IF

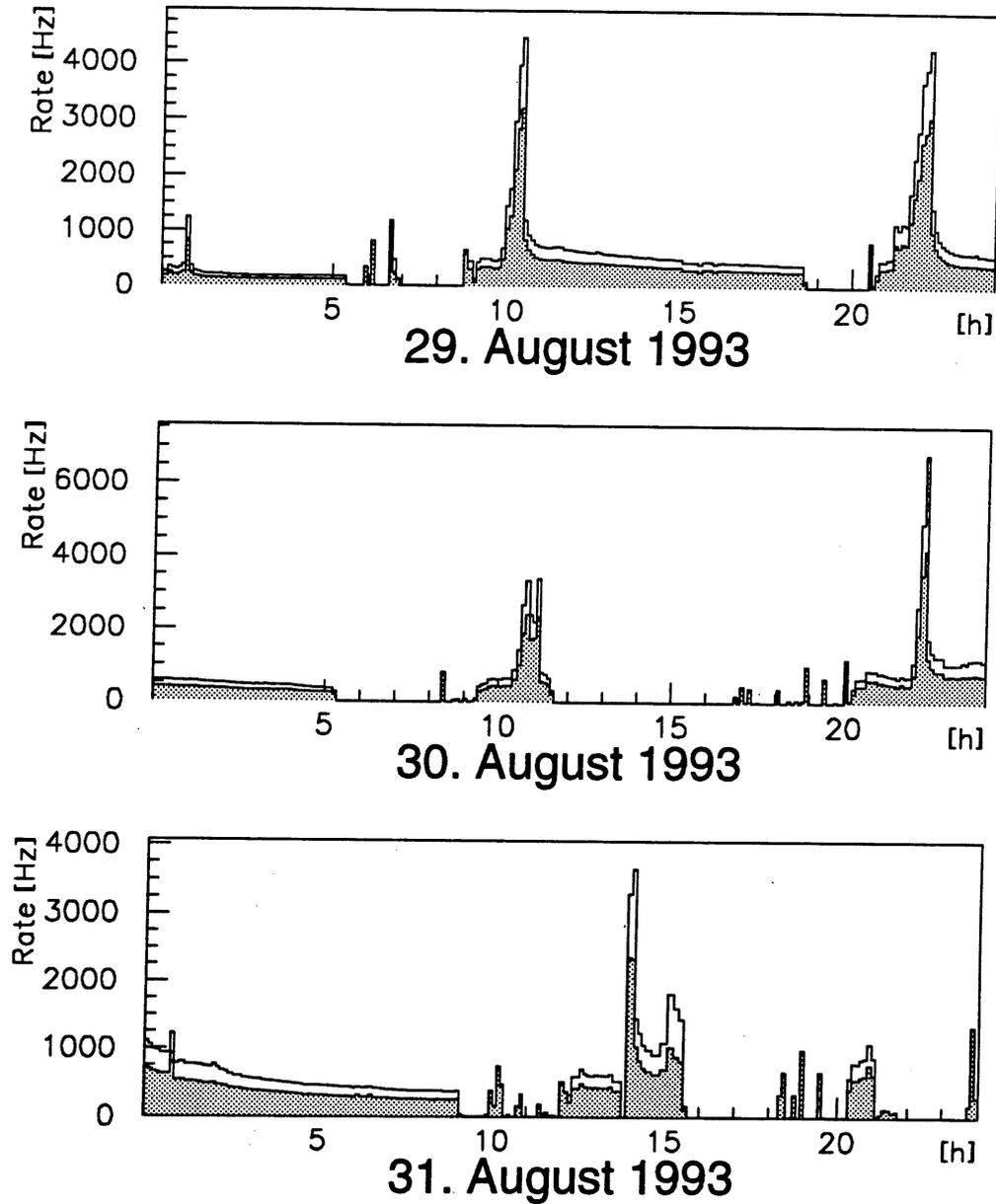


Abb. A.1 Triggerrate im IF während einer Runperiode mit mehreren Luminositätsruns

Triggerrate im FB

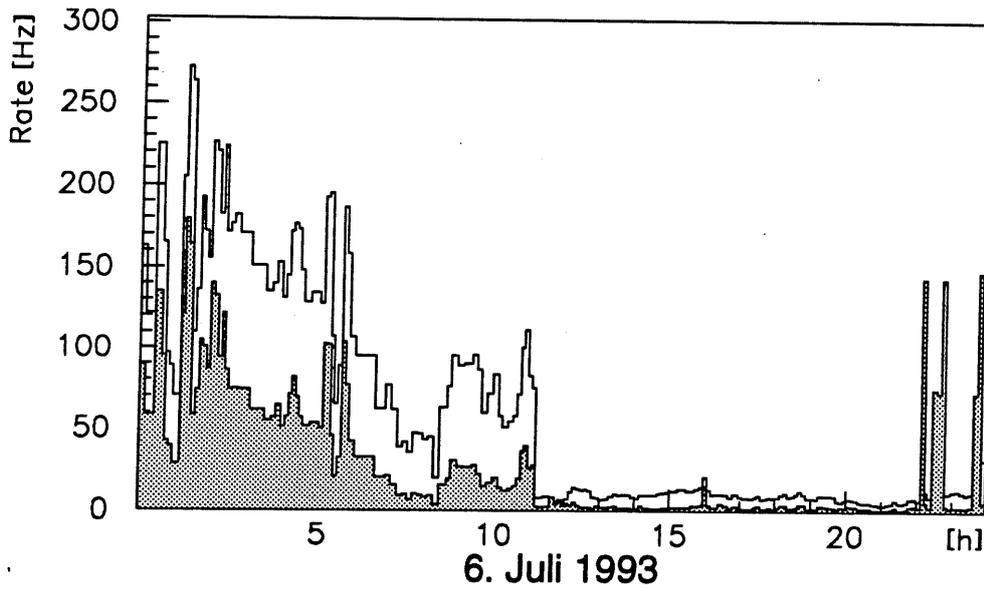
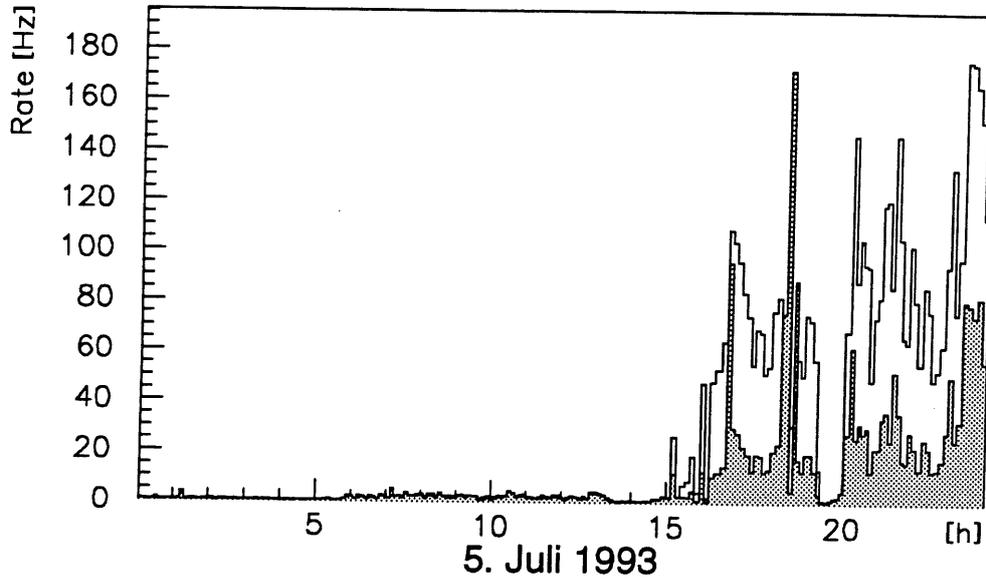


Abb. A.2 Verlauf der Triggerraten im FB bei Einschalten des Toroidmagneten mit dem alten Stromversorgungssystem

Triggerraten am 11. August 1993

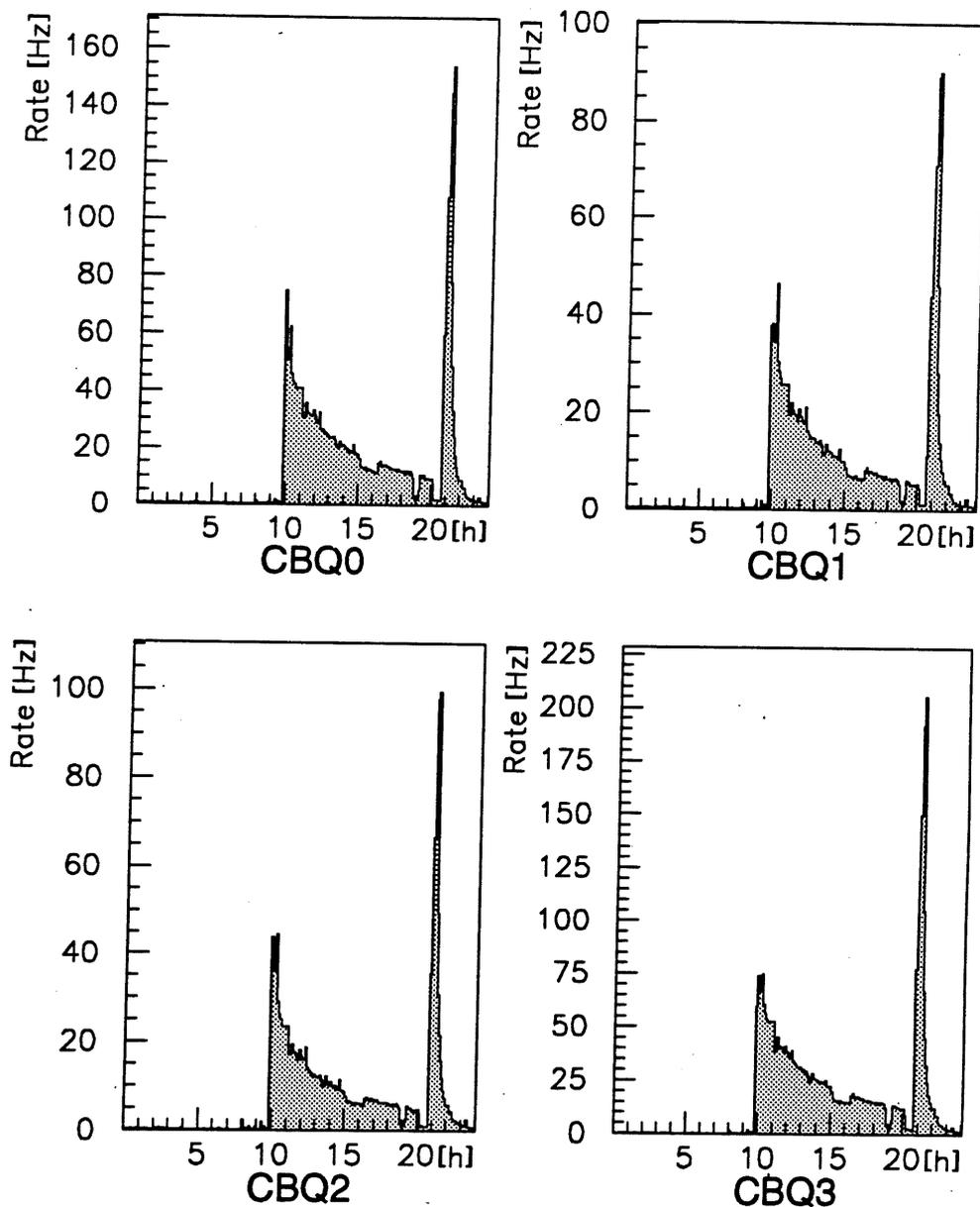


Abb. A.3 Triggerraten in den einzelnen Quadraten des CB während des Ein- und Ausschaltens der Hochspannung.

Anhang B Rekonstruktion der Kinematik nach Jacquet-Blondel

Die Methode von Jacquet-Blondel verwendet zur Rekonstruktion der Kinematik eines Ereignisses nur den hadronischen Endzustand. Während man bei Ereignissen des neutralen Stroms die Kinematik auch aus der Energie und dem Streuwinkel des Elektrons oder einer gemischten Methode bestimmen kann, ist man bei Ereignissen des geladenen Stroms auf den hadronischen Endzustand angewiesen.

Die kinematischen Größen y und Q^2 werden aus den Vierervektoren bestimmt:

$$y = \frac{q \cdot p}{k \cdot p} \quad (\text{B.1})$$

Dabei ist p der Viererimpuls des einlaufenden Protons, k der des einlaufenden Elektrons und q der Viererimpulsübertrag zwischen beiden.

Bei allen folgenden Rechnungen sind die Ruhemassen der einzelnen Teilchen vernachlässigt, und die Viererimpulse im Laborsystem verwendet.

q kann aus den Teilchen des Hadronenjets und dem Proton bestimmt werden, für y gilt dann:

$$y_{JB} = \frac{(\sum_h E_h - E_p)E_p - (\sum_h E_{hz} - E_p)E_p}{2E_e E_p} = \frac{\sum_h (E_h - E_{hz})}{2E_e} = \frac{\sum_h [E_h(1 - \cos\theta_h)]}{2E_e} \quad (\text{B.2})$$

Bestimmt man y aus den Neutrino Größen, so gilt:

$$y = \frac{(E_e - E_\nu)E_p - (-E_e - E_{ez})E_p}{2E_e E_p} = \frac{2E_e - E_\nu + E_{\nu z}}{2E_e} = 1 - \frac{E_\nu}{2E_e}(1 - \cos\theta_\nu)$$

$$\rightarrow 2E_e = \frac{E_\nu(1 - \cos\theta_\nu)}{1 - y} \quad (\text{B.3})$$

Für Q^2 gilt:

$$Q^2 = -q^2 = -[(E_e - E_\nu)^2 - (-E_{\nu x})^2 - (-E_{\nu y})^2 - (-E_e - E_{\nu z})^2] = 2E_e(E_\nu + E_{\nu z})$$

$$= 2E_e E_\nu(1 + \cos\theta_\nu)$$

Verwendet man nun Gleichung (B.3), so folgt weiter:

$$Q^2 = \frac{E_\nu^2(1 + \cos\theta_\nu)(1 - \cos\theta_\nu)}{1-y} = \frac{(E_\nu \sin\theta_\nu)^2}{1-y} = \frac{(E_{\perp\nu})^2}{1-y}$$

Aufgrund der Impulserhaltung kann der transversale Neutrinoimpuls durch den transversalen Impuls der Hadronen ersetzt werden. Es folgt schließlich:

$$Q_{JB}^2 = \frac{(\sum_h E_{hx})^2 + (\sum_h E_{hy})^2}{1-y_{JB}} \quad (\text{B.4})$$

x wird dann aus den bereits bestimmten Größen berechnet:

$$x_{JB} = \frac{Q_{JB}^2}{4E_p E_e y_{JB}} \quad (\text{B.5})$$

Bei allen Summen ist jeweils über alle Teilchen des hadronischen Endzustands zu summieren.

E_e bezeichnet die Energie des einlaufenden Elektrons und E_p die des einlaufenden Protons.

Der Vorteil der Methode von Jacquet-Blodel gegenüber anderen Verfahren liegt in der Tatsache, daß Teile des Targetjets, die im Strahlrohr ungesehen verschwinden, nur einen sehr geringen Beitrag (proportional zu $\sin\theta$) zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen beitragen.

Außerdem wird über alle Hadronen des Endzustands summiert und es ist damit nicht notwendig, zwischen Stromjet und Targetjet zu unterscheiden.

Literaturverzeichnis

- [Abt93] I. Abt et al., The H1 detector at HERA, DESY (1993). 10-12, 21, 22
- [And93] B. Andrieu et al., The H1 Liquid Argon Calorimeter System, DESY (1993). . . 8
- [Bar92] D. Bardin et al., Electroweak Parameters at HERA: Theoretical Aspects, in Proceedings of the HERA Workshop, Hamburg 1991, Vol. 2, p. 923-946, DESY (1992). 16, 18
- [Ben87] M. Bengtsson, G. Ingelman, T. Sjöstrand, Parton Cascade Evolution and Event Structure at HERA in proceedings of the HERA Workshop, Vol.1, p. 149, DESY (1992). 43
- [Ben88] M. Bengtsson, T. Sjöstrand, Z. Phys. C37, p. 465, (1988) 43
- [Bru89] R. Brun, O. Couet, C. Vandoni und P. Zancarini, PAW - Physics Analysis Workstation, The Complete Reference, CERN, (1989). 28
- [Fli92] M. Flieser, Untersuchungen zur Energieauflösung eines Flüssig-Argon-Kalorimeters für Elektronen und Pionen im Energiebereich von 3.7 - 10 GeV, 92-08, MPI (1992). 9
- [Gru93] A. Gruber, Neuronale Netzwerke als L2-Trigger im H1-Experiment, 93-07, MPI (1993). 22
- [Hap93] M. Hapke, S. Rieß und A. Schöning persönliche Mitteilungen, (1993). . . 52, 58
- [HER92a] Physics at HERA, Proceedings of the HERA Workshop, Hamburg 1991, Vol. 1, DESY (1992). 14
- [HER92b] Physics at HERA, Proceedings of the HERA Workshop, Hamburg 1991, Vol. 2, DESY (1992). 14

-
- [Ing92] G. Ingelman, LEPTO 6.1 - The Lund Monte-Carlo for Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering, 92-065, DESY (1992). 43
- [Lön92] L. Lönnblad, Ariadne Version 4, 92-046, DESY (1992). 43
- [Mar92] A. D. Martin, R. G. Roberts und W. J. Stirling, Durham Preprint DTP/92-16 (1992). 43
- [Nac91] Otto Nachtmann, Elementarteilchenphysik - Phänomene und Konzepte, Vieweg Verlag (1991). 15
- [Per87] D.Perkins, Introdution to High Energy Physics, Addison Wesley Verlag (1987). 14
- [SOFT93] Proceedings of the Third International Workshop on Software Engeneering, Artificial Intelligence and Expert Systems in High Energy and Nuclear Physics, 4.-8. Oktober 1993, Oberammergau. 22
- [Wii92] B.H. Wiik, HERA Status, in Proceedings of the HERA Workshop, Hamburg 1991, Vol. 1, p. 1-18, DESY (1992). 4

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Priv. Doz. Dr. C. Kiesling für die Vergabe dieser Diplomarbeit, und für die Möglichkeit dadurch in einer großen Forschungskollaboration mit vielen anderen Physikern äußerst interessante Phänomene zu erforschen. Auch danke ich ihm für die vielen hilfreichen Gespräche und Anregungen im Zusammenhang mit der Installation des Triggerratenmonitors.

Ich danke Herrn Prof. Dr. G. Buschhorn für die Finanzierung meiner zahlreichen Dienstreisen zum DESY in Hamburg ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre, und bei denen ich viele interessante und aufschlußreiche Gespräche geführt habe.

Bei allen Mitarbeitern und Sekretärinnen der H1-Gruppe am Max-Planck-Institut möchte ich mich für die herzliche Aufnahme in die Gruppe und für die vielen schönen Momente bedanken. Insbesondere danke ich Sepp Huber für seine Hilfe und große Geduld bei allen Hard- und Softwarefragen. Michael Flieser möchte ich für die gute Zusammenarbeit bei der Suche nach den ersten CC-Ereignissen bei H1 danken.

Vor allem gilt mein Dank aber meinen Eltern durch deren Unterstützung es mir überhaupt nur möglich war, mein Physikstudium hier in München und in so kurzer Zeit zu absolvieren.

Erklärung

Ich versichere, diese Arbeit unter Angabe aller wesentlichen Quellen und Hilfsmittel selbstständig angefertigt zu haben.

München im Oktober 1993

(Karsten Rüter)