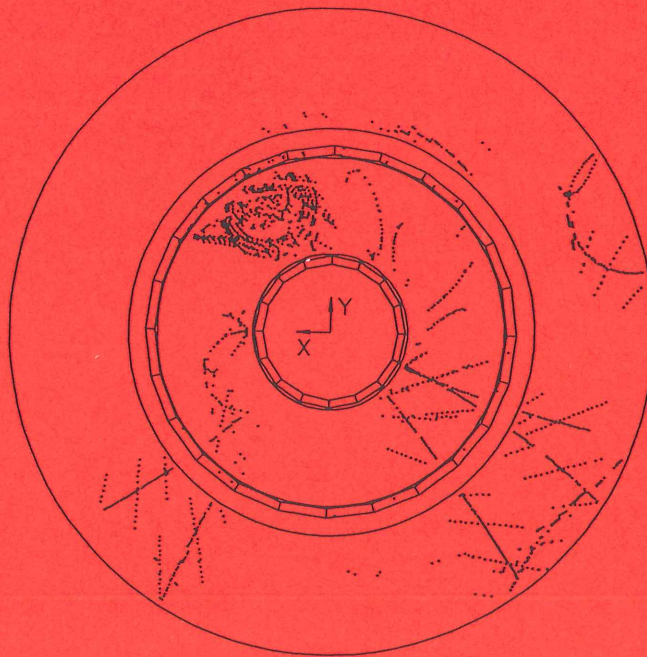


# Untergrundstudien am H1-Detektor bei HERA

Martin zur Nedden

Physik-Institut der Universität Zürich  
Diplomarbeit, Januar 1994



# Untergrundstudien am H1-Detektor bei HERA

Martin zur Nedden

Physik-Institut der Universität Zürich  
Diplomarbeit, Januar 1994

## Zusammenfassung

Ziel dieser Diplomarbeit ist es, die auftretenden Untergrundereignisse des Experimentes H1 am HERA bei DESY in Hamburg zu klassifizieren und deren Raten zu bestimmen, um für die weitere Optimierung des Triggersystemes die relevanten Informationen zur Verfügung zu stellen.

Bei HERA kollidieren Protonen mit Elektronen bei bis anhin unerreichten Schwerpunktsenergien ( $\sqrt{s} \approx 300$  GeV). Wegen des relativ kleinen  $e p$  - Wirkungsquerschnittes benötigt man grosse Luminositäten. Diese werden am besten dann erreicht, wenn beide Strahlen im Multibunchmodus betrieben werden. Dies führt zu den folgenden drei wesentlichen Arten von Untergrund: Von der Sollbahn gestreute Protonen, die in die Wand des Strahlrohres oder in sonstige sich im Innern des Detektors befindende Apparaturen treffen und dort sekundäre Teilchen produzieren, Protonen, die auf ein Gasatom im Strahlrohr treffen, und schliesslich die den Elektronenstrahl begleitende Synchrotronstrahlung.

Zunächst erfolgt eine qualitative Beschreibung der wichtigsten Untergrundklassen, die anschliessend mit genaueren Studien einzelner charakteristischer Effekte erweitert und präzisiert wird. Den Abschluss der Arbeit bilden quantitative Studien einzelner Triggerraten. Es wurden hauptsächlich Daten der Runperiode 1993 verwendet.

## Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>4</b>
1.1	Physik bei HERA . . . . .	4
1.1.1	Tief inelastische Elektron-Protonstreuung . . . . .	4
1.1.2	Strukturfunktionen . . . . .	6
1.1.3	Photoproduktion . . . . .	7
1.2	Der Untergrund . . . . .	8
<b>2</b>	<b>Das Experiment H1</b>	<b>10</b>
2.1	Der Speicherring HERA . . . . .	10
2.2	Der H1 - Detektor . . . . .	12
2.2.1	Die wichtigsten Detektorkomponenten . . . . .	13
2.2.2	Ergänzende Systeme: ToF- und Luminositätssystem . . . . .	16
2.3	Der H1-Trigger und die Datenakquisition . . . . .	17
<b>3</b>	<b>Untergrund bei HERA</b>	<b>20</b>
3.1	Allgemeiner Überblick . . . . .	20
3.2	Datenstruktur bei H1 . . . . .	21
3.3	Klassifikationen . . . . .	22
3.3.1	Grundlegende Definitionen . . . . .	23
3.3.2	Der Untergrund aus der “up-stream”-Richtung . . . . .	24
3.3.3	Der Untergrund aus der Wechselwirkungszone . . . . .	25
3.3.4	Die Synchrotronstrahlung . . . . .	30
3.3.5	Der “noise” im Detektor als elektronisches Rauschen . . . . .	33
<b>4</b>	<b>Eigenschaften der Untergrundklassen</b>	<b>35</b>
4.1	Verwendete Subtrigger . . . . .	35
4.2	Einzelnen Aspekte der Untergrundklassen . . . . .	38
4.2.1	Pilotbunches . . . . .	38
4.2.2	Das BEMC - Dioden Verhältnis . . . . .	39
4.2.3	Signalgrösse auf den Drähten der CJC . . . . .	40
4.2.4	Vertexstudien . . . . .	43
4.2.5	Energieverteilungen, Transversalimpulse . . . . .	45

4.2.6	Energie- Impulsbilanzen . . . . .	47
4.3	Problemfälle . . . . .	50
4.4	Zusammenstellung der Eigenschaften . . . . .	50
<b>5</b>	<b>Anwendungen</b>	<b>52</b>
5.1	Abschätzung der Raten physikalisch relevanter Ereignisse . .	52
5.2	Erwartete Raten der Untergrundklassifikation . . . . .	54
5.2.1	Der Bereich für ep-Ereignisse . . . . .	55
5.2.2	Bestimmung der ep-Physik-Raten . . . . .	56
5.3	Track-Trigger . . . . .	60
5.4	Kalorimeter-Trigger . . . . .	61
5.4.1	Der BEMC-Trigger . . . . .	62
5.4.2	Energieverteilungen im BEMC . . . . .	63
5.4.3	Liquid Argon Trigger . . . . .	63
5.4.4	Vergleich der LAr-Subtrigger . . . . .	65
5.5	Das Verhältnis von Beamwall- und Beamgasereignissen . . . .	66
<b>6</b>	<b>Danksagung</b>	<b>68</b>
<b>7</b>	<b>Verzeichnisse</b>	<b>68</b>

## 1 Einleitung

Am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg wurde im Oktober 1991 nach sechsjähriger Bauzeit der weltweit erste Speicherring für Elektronen und Protonen HERA<sup>1</sup> in Betrieb genommen. In einem ringförmigen unterirdischen Tunnel von 6.3 km Länge befinden sich zwei getrennte Strahlrohre, die in den Wechselwirkungszonen in eines münden. Dort kollidieren bei grosser Endenergie Elektronen mit Protonen:  $E_e \approx 26$  GeV,  $E_p \approx 820$  GeV. Die dabei erreichte Energie im Schwerpunktsystem erhält man wie folgt <sup>2</sup> :

$$s = E^{*2} = (p_e^* + p_p^*)^2 = 2(E_e E_p + p_e p_p) + (m_e^2 + m_p^2) \cong 4E_e E_p \quad (1)$$

Dies ergibt eine Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} \approx 300$  GeV. Von den insgesamt vier Wechselwirkungszonen von HERA sind momentan zwei in Betrieb: die Halle Süd, in der die ZEUS-Kollaboration ein Experiment betreibt, sowie die Halle Nord, in der sich der H1-Detektor [1] befindet. An diesem Experiment habe ich meine Untersuchungen ausgeführt. Die beiden Experimente ZEUS und H1 messen die gleichen Phänomene, jedoch mit jeweils anders konstruierten Detektoren.

Die bis heute unerreichten Energien ermöglichen eine neue Generation von Hadron-Lepton Streuexperimenten, sowie den Vorstoss in bis anhin nur schlecht erforschte kinematische Bereiche der Hochenergiephysik. Der nächste Abschnitt soll die Physik bei HERA kurz erläutern.

### 1.1 Physik bei HERA

Die bei HERA beobachtbaren Phänomene lassen sich thematisch in drei Gruppen einteilen [2]:

- Tief inelastische Elektron-Proton Streuung
- Messung der Proton-Strukturfunktionen
- Photoproduktion,  $\gamma$ -Gluon Fusion

#### 1.1.1 Tief inelastische Elektron-Protonstreuung

Bei Experimenten tief inelastischer Lepton-Nukleon Streuung  $lN \rightarrow lX$  ist der Impulsübertrag zwischen Lepton und Nukleon so gross, dass die

<sup>1</sup>HERA: Hadronen-Elektronen- Ring-Anlage

<sup>2</sup>unter der Annahme, dass die Massen der Teilchen klein gegenüber der Energien im Laborsystem sind:  $m_p \approx 939$  MeV  $\ll E_p \approx 820$  GeV und  $m_e \approx 0.5$  MeV  $\ll E_e \approx 26$  GeV

vorhandene Energie ausreicht, um neue Teilchen zu produzieren. Bei HERA streut das Elektron an einem Quark des Protons, wobei diese Streuung so energiereich ist, dass dabei neue Teilchen entstehen (z.B.  $\pi$ -Mesonen, D-Mesonen,  $\rho$ -Mesonen, Myonen etc.). Das *Partonenmodell*, das man zur Beschreibung solcher harten Prozesse verwendet, geht von der Annahme aus, dass das Nukleon bei der inelastischen Elektronstreuung wie eine Kollektion punktförmiger elementarer Streuzentren wirkt (*“Partonen”*) [3]. Die Grundannahmen des Partonenmodelles sind die folgenden [4]:

- Ein schnell bewegtes Hadron sieht wie ein Bündel von Partonen aus, die alle mehr oder weniger in dieselbe Richtung wie das Mutterhadron fliegen. Die Partonen teilen sich den Dreierimpuls des Hadrons.
- Die Reaktionsrate für Hadronen bestimmt sich wie folgt: Zuerst wird die Reaktionsrate für den zugrundeliegenden Prozess mit freien Partonen berechnet und anschliessend über die Beiträge aller Partonen in den Hadronen inkohärent summiert.

Mit Messungen tief inelastischer Streuungen ist eng die Theorie der Strukturfunktionen verknüpft, wie im nächsten Abschnitt ausgeführt wird. Im Rahmen des Partonenmodelles wird das physikalische Verhalten der Strukturfunktionen bei sehr hohen Energien als *“Björken-Skalenverhalten”* bezeichnet: Die Lepton-Streuung an masselosen, echt punktförmigen Partonen kann nicht von einem festen Abstand oder einer festen Masse abhängen. Daraus folgt eine Invarianz unter Transformationen, die alle Impulse mit einem konstanten Faktor multiplizieren, wenn gleichzeitig alle Längen durch denselben Faktor dividiert werden. Dieses sogenannte *Skalenverhalten* tritt bei sehr hohen Energien auf, wenn gleichzeitig die invariante Masse des Impulsübertrages gross gegenüber der Nukleonenmasse ist ( $\sqrt{s} \gg M_{Nucleon}$ <sup>3</sup>). Die in dieser Theorie wichtigen Variablen, die *Björken Skalenvariablen*  $x$  und  $y$ , beschreiben den vom Parton mitgeführten Impulsbruchteil ( $x$ ), sowie das Verhältnis von effektivem zu maximal möglichem Energieübertrag ( $y$ ).

Tief inelastische Lepton-Nukleon Streuexperimente liefern eine äusserst gute Einsicht in die Struktur der Materie bei sehr kleinen Distanzen. Die Entdeckung der punktförmigen Konstituenten der Nukleonen in den späten Sechzigerjahren und die darauf folgende Beobachtung der Verletzung des Björken-Skalenverhaltens legte ein wichtiges Fundament für die Quanten-Chromo-Dynamik (QCD), jene Theorie, die die starke Wechselwirkung zwischen Quarks und Gluonen beschreibt.

Die Kinematik der tief inelastischen Streuprozesse  $ep \rightarrow eX$  ist durch zwei unabhängige Variablen bestimmt. Meist wird eine der beiden Björken-Skalenvariablen  $x$  oder  $y$  verwendet, sowie der lorentzinvariante Impulsübertrag  $Q^2$  [5]. Diese Variablen werden entweder aus Eigenschaften des

<sup>3</sup>Die invariante Masse  $\sqrt{s}$  ist in Gleichung 1 definiert.

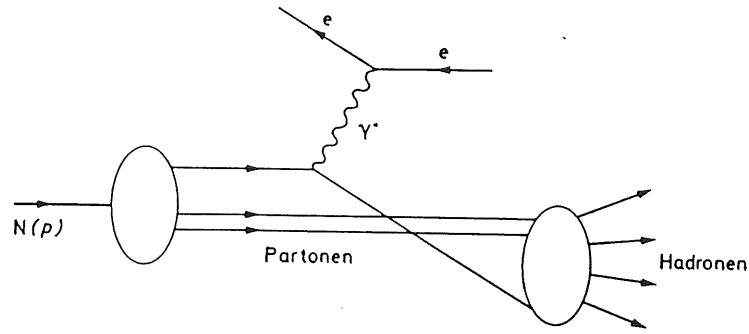


Abbildung 1: Elektron-Nukleon Streuung im Partonmodell.

gestreuten Leptons bestimmt, oder mittels des hadronischen Systems<sup>4</sup>. Der Polarwinkel  $\Theta_e$  des gestreuten Elektrons wird relativ zur Protonstrahlrichtung gemessen. Der Winkel  $\Theta_e$ , die Energie des gestreuten Elektrons  $E'_e$ , die quadrierte Schwerpunktsenergie  $s$  (wegen der Lorentzinvarianz) aus Gleichung 1 sowie die Elektronen- bzw. Protonenergie  $E_e$  und  $E_p$  bestimmen die oben genannten kinematischen Größen mittels den folgenden Relationen:

$$Q_e^2 = 4E_e E'_e \cos^2\left(\frac{\Theta_e}{2}\right) \quad (2)$$

$$x_e = \frac{Q_e^2}{s y_e} \quad (3)$$

$$y_e = 1 - \left(\frac{E'_e}{E_e}\right) \sin^2\left(\frac{\Theta_e}{2}\right) \quad (4)$$

Aus den Gleichungen folgt für die dimensionslosen Größen  $x$  und  $y$ :  $0 \leq x \leq 1$  und  $0 \leq y \leq 1$ . Daraus ist wiederum deren Bedeutung für das Skalenverhalten und das Partonenmodell ersichtlich:  $x$  ist eine dimensionslose Zahl zwischen Null und Eins, und kann als der Bruchteil des Gesamtimpulses des Mutterhadrons aufgefasst werden, der vom betreffenden Parton mitgeführt wird. Abbildung 1 zeigt eine schematische Darstellung eines Prozesses tief inelastischer Streuung (aus [4]). Mit den bei HERA erreichten Energien kann im Vergleich zu älteren Experimenten mit festem Target die Auflösung um zwei Größenordnungen verbessert werden [5], da der dafür massgebende Impulsübertrag  $Q^2$  Werte bis zu etwa  $4 \cdot 10^4 \text{ GeV}^2$  erreicht [5], was einer Ortsauflösung von  $10^{-18} \text{ m}$  entspricht.

### 1.1.2 Strukturfunktionen

Die Physik der Strukturfunktionen  $F_2(Q^2)$  ist eine wichtige Informationsquelle für die Substruktur der Materie. Wenn man das Partonenmodell

<sup>4</sup>wobei auch häufig beide Systeme verwendet werden

annimmt, kann man sich unter einer Strukturfunktion anschaulich die Verteilung der Impulse der Partonen im Innern der Nukleonen vorstellen, die die messbaren Wirkungsquerschnitte mit den errechneten verknüpfen.

Der Born'sche Wirkungsquerschnitt für tief inelastische Streuung eines Elektrons an einem Proton kann allgemein mittels der Strukturfunktion  $F_2$  und dem Verhältnis des Wirkungsquerschnittes der Photoproduktion aus longitudinaler und transversaler Polarisation ( $R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}$ ) ausgedrückt werden [6]:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4 x} \left[ 2(1-y) + \frac{y^2}{1+R} \right] F_2(x, Q^2) \quad (5)$$

Die Proton-Strukturfunktion  $F_2(Q^2)$  ist gemäss dem Partonmodell unmittelbar mit den Quark- und Gluondichten im Innern des Protons verknüpft.

Die kinematische Situation bei HERA erlaubt es, tief inelastische Streuung bis hinunter zu  $x = 10^{-4}$  bei immer noch genügend grossem  $Q^2$  zu untersuchen [6]. Der erwartete starke Anstieg der Gluondichten bei kleinem  $x$  konnte bereits beobachtet werden [7].

Zuverlässiger kann die Gluon- und die "Seaquark"-Impulsdichte allerdings über die **Photon-Gluon-Fusionsprozesse** gemessen werden. Das bei diesem Prozess erzeugte Quark-Antiquarkpaar erscheint als u.a. auch als  $J/\Psi$ -Teilchen, dessen Zerfall in zwei Elektronen oder zwei Myonen sehr gut detektiert werden kann. Der grosse Wirkungsquerschnitt für die Produktion von  $c\bar{c}$ -Quark-Antiquarkpaaren macht HERA auch zu einer guten Quelle für D-Mesonen. Dies ermöglicht eine genauere Untersuchung von seltenen und verbotenen D-Zerfällen. Leider ist die Diskriminierung dieser Ereignisse von dem in dieser Arbeit untersuchten Untergrund besonders heikel; es ist mit den bisher zur Verfügung stehenden Strahlbedingungen noch nicht gelungen, solche Ereignisse zu isolieren.

### 1.1.3 Photoproduktion

Das Photon wird im Allgemeinen als ein punktförmiges, strukturloses Eichteilchen betrachtet. Allerdings kann es sich auch unter bestimmten Voraussetzungen als ein komplexes Objekt manifestieren, das eine interne Struktur besitzt [8]. Diese duale Natur des Photons erregte das Interesse an der Physik der Photoproduktion, für die der Speicherring HERA, zusätzlich zu seiner Hauptanwendung - die tief inelastischen Streuung - neue Möglichkeiten bietet. Bei der Photoproduktion wird das Elektron nur unter sehr kleinen Winkeln am Proton gestreut, und tauscht mit diesem ein fast reelles Photon aus, welches anschliessend den hadronischen Jet verursacht. Im kinematischen Bereich unterscheiden sich diese Ereignisse deutlich von denen der tief inelastischen Streuung:  $10^{-8} < Q^2 < 10^{-2} \text{ GeV}^2$  und  $0.2 < y = 1 - \frac{E'_e}{E_e} < 0.8$  [8]; der Impulsübertrag ist somit sehr viel kleiner.



Ferner gilt für die Schwerpunktsenergie des Photon-Protonsystemes mit der Voraussetzung dass das ausgetauschte Photon fast reell ist ( $E_\gamma \approx yE_e$ ):  
 $\hat{s} = 4E_\gamma E_p \approx ys$

Die Photoproduktion profitiert im allgemeinen von den höheren Energien: Hadronische Komponenten im Photon können direkt als zusätzliche Jets, die zu einer Messung der Photon-Strukturfunktionen hinführen, beobachtet werden.

Da die physikalisch interessanten Ereignisse im Vergleich zu Untergrundeignissen eher selten vorkommen, muss sich die Datenakquisition auf ein äusserst effizientes Triggersystem verlassen können, das die extrem grossen Untergrundraten der Elektron-Proton-Streuung, sowie die durch die Teilchenstrahlen direkt verursachten Raten, erkennen kann. Deren Untersuchung, Klassifizierung und Quantifizierung in Form von Triggerraten ist Gegenstand dieser Diplomarbeit.

## 1.2 Der Untergrund

Den Strahltypen entsprechend gibt es im wesentlichen zwei Hauptquellen von Untergrundeignissen, die sich in ihren physikalischen Eigenschaften grundsätzlich unterscheiden:

- Untergrund, der durch den Protonenstrahl verursacht wird
- Untergrund, der durch den Elektronenstrahl verursacht wird

Der Untergrund, der von den **Protonen** verursacht wird, zeichnet sich dadurch aus, dass der räumliche Ursprung der Wechselwirkung im Zentrum des Detektors entlang der Strahlachse liegt, und die meisten im Detektor gemessenen Spuren dieses Ereignisses sich dort treffen. Den errechneten Schnittpunkt der Spuren bezeichnet man als *Vertex*. Aufgrund der Position der Vertices kann man die Ereignisse des Protonenuntergrundes weiter unterscheiden:

- Ereignisse, deren Vertex in der Protonstrahlrichtung weit vor der Wechselwirkungszone des Detektors liegt (“Upstream-Events”).
- Ereignisse, deren Vertex im zentralen Bereich des Detektors liegt, der aber im Bereich der Strahlrohrwand liegt (“Beam-Wall-Events”).
- Ereignisse, deren Vertex im Zentrum der Wechselwirkungszone liegt (“Beam-Gas-Events” und gute Physikereignisse).

Ferner hat die Verteilung der Transversalimpulse aller dieser Ereignisse ihr Maximum deutlich nach einem Wert von  $\sim 1.5 \frac{GeV}{c}$ , wie sich in der Analyse zeigen wird.

Die von den **Elektronen** verursachte Synchrotronstrahlung bildet die andere grosse Untergrundklasse. Diese zeichnet sich vor allem durch sehr kurze Spuren aus, für die kein gemeinsamer Vertex rekonstruierbar ist. Im Detektor verursacht sie weiche  $\gamma \rightarrow e^+e^-$ -Konversionen, was einerseits die kurzen Spuren erklärt, und andererseits zu Transversalimpulsen führt, die deutlich kleiner sind als die des Protonenuntergrundes. Auch finden diese Konversionen nicht in der Wechselwirkungszone statt, sondern erst im Gas der Drahtkammern (Paarkonversionen können nur in Anwesenheit von Atomkernen oder schweren Teilchen ablaufen). Sie sind deshalb auch an der Lage ihrer Vertices erkennbar.

Im Kapitel 3 werden die Klassifikationen genauer ausgeführt, unter Verwendung verschiedener Detektor- und Subtriggerinformation, die im nächsten Kapitel beschrieben werden.

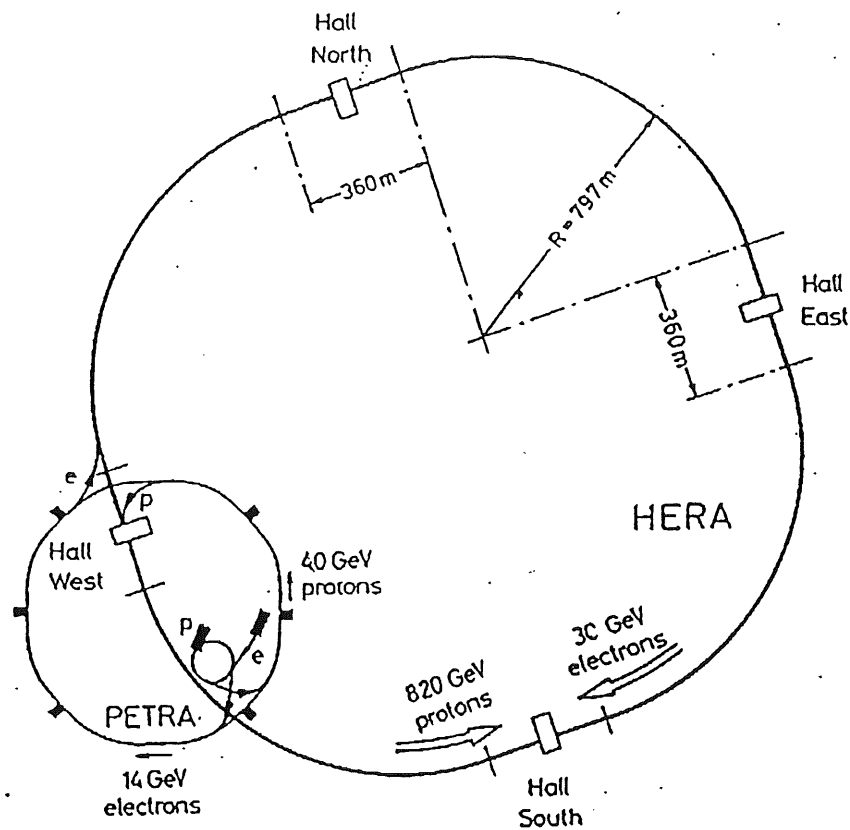


Abbildung 2: Schematische Ansicht von HERA.

## 2 Das Experiment H1

Das Experiment H1 ist eines der beiden momentan in Betrieb stehenden Grossprojekte bei HERA. Weltweit sind etwa 350 Wissenschaftlerinnen und Wissenschaftler von 37 Instituten aus 11 Staaten daran beteiligt. Im folgenden Kapitel werden die Funktionsweisen des Speicherringes HERA sowie die des H1-Detektors kurz beschrieben.

### 2.1 Der Speicherring HERA

Der HERA Speicherring befindet sich in einem unterirdischen Tunnel von  $6.3\text{ km}$  Umfang. In ihm befinden sich zwei getrennte Strahlrohre für die beiden Strahlen, die in den beiden Wechselwirkungszone bei den Experimenten H1 und ZEUS in einem gemeinsamen Strahlrohr zu Kollision gebracht werden. Abbildung 2 zeigt einen schematischen Überblick über den ganzen Ring.

Über ein mehrstufiges System von Vorbeschleunigern werden die Teilchen sukzessive auf ihre Injektionsenergie von  $14\text{ GeV}$  für Elektronen und von  $40$

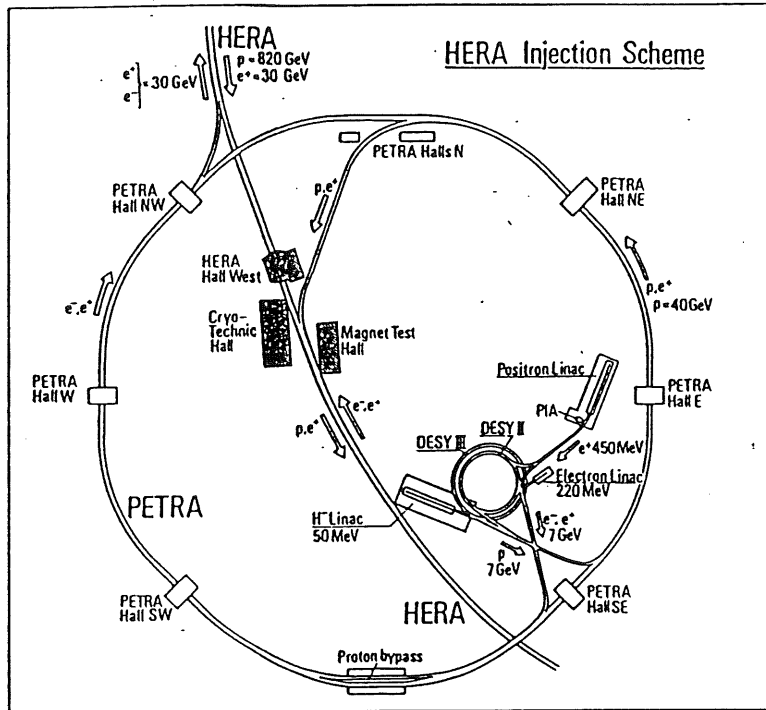


Abbildung 3: Schematische Ansicht des HERA-Vorgeschleunigersystems.

GeV für Protonen gebracht. Abbildung 3 zeigt das Vorbeschleunigungssystem von HERA über die älteren Beschleuniger DESY II, DESY III und PETRA, sowie den beiden Linacs<sup>5</sup>.

Die Elektronen werden zuerst in einem Linac auf 200 MeV und anschliessend im Synchrotron DESY II auf 7 GeV beschleunigt, bevor sie im Synchrotron PETRA auf ihre Injektionsenergie von 14 GeV für HERA weiterbeschleunigt werden.

Um den Protonenring zu füllen, werden zuerst  $H^-$ -Ionen in einem Linac auf 50 MeV beschleunigt, denen anschliessend mittels einer Stripperfolie die Elektronen abgestreift werden. Darauf gelangen diese in das Synchrotron DESY III, wo sie auf 7,5 GeV weiterbeschleunigt werden, um danach in PETRA ihre Injektionsenergie von 40 GeV für HERA zu erhalten. Die Beschleunigung im HERA-Ring erfolgt mittels HF-Resonatoren, die mit 500 MHz betrieben werden. Um die Teilchen auf der Kreisbahn zu halten, benötigt man für die Elektronen ein magnetisches Feld von 0,165 T, das von konventionellen Dipolmagneten erzeugt wird. Weitaus gravierender ist der Energieverlust beim Elektronenstrahl durch die Synchrotronstrahlung, die bei den Sollwerten des Strahlstromes von  $\sim 60$  mA einer abgestrahlten Leistung von 6,5 MW entspricht. Dieser muss durch leistungsstarke HF-Sender ausgeglichen werden. Die Protonen werden bei ihrer Endenergie von 820 GeV

<sup>5</sup>Linearbeschleuniger

mit supraleitenden Magneten bei einer Feldstärke von 4.65 T auf der Bahn gehalten. Auch die zur Strahlfokussierung benötigten Quadrupol- und Sextupolmagnete sind im Protonenring supraleitend.

Um grössere Luminositäten zu erreichen, werden beide Strahlen im “Multi-bunchmodus” betrieben, was bedeutet, dass beide Strahlen nicht kontinuierlich, sondern in Form von einzelnen Teilchenpaketen im Ring kreisen. 220 Elektronen- und Protonenstrahlpakete kreisen in den beiden Ringen, und alle 96 ns treffen zwei Pakete aufeinander <sup>6</sup>. Die Bunchfrequenz ist bei HERA ein festes Zeitsignal. Diese sogenannte *HERA - CLOCK* ist der zeitliche Referenzpunkt von HERA, und wird vom Beschleuniger dem Experiment zur Verfügung gestellt. Die Luminosität bei vollen Strahlströmen soll  $10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  betragen. Bis anhin wurde mit Luminositäten von  $10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  gemessen.

## 2.2 Der H1 - Detektor

Der H1 Detektor ist einer der beiden grossen Detektoren von HERA, und befindet sich in der Nordhalle. Abbildung 4 zeigt einen Schnitt durch den gesamten Detektor. Sein asymmetrischer Aufbau in der Protonenstrahlrichtung ergibt sich aus den stark unterschiedlichen Impulsen der Elektronen und Protonen: Alle Ereignisse sind stark in der Protonenrichtung “geboostet”, was bedeutet, dass das Schwerpunktsystem nicht mit dem Laborsystem des Ereignisses übereinstimmt, und diese über eine Lorentztransformation ineinander überführbar sind. Deshalb ist das Auflösungsvermögen des Detektors in Protonenrichtung wesentlich besser als in Elektronenrichtung.

Für eine möglichst gute Identifikation aller Wechselwirkungsteilchen besteht der Detektor aus mehreren, in der ersten Datenakquisition unabhängigen, Teilen. Die wichtigsten Komponenten dabei sind die inneren Spurenkammern und das Kalorimeter. Mit den Spurenkammern werden Impulse, Ort und Winkel der Teilchen gemessen, mit dem Kalorimeter die Energien der hadronischen und elektromagnetischen Schauern. Diese decken soweit als möglich den gesamten Raumwinkelbereich ab.

Die Spurenkammern sowie das Kalorimeter sind von einer supraleitenden Spule umgeben, die im Innern ein Feld von 1.2 T Stärke erzeugt, um durch die Krümmung der Teilchenspuren deren Impulse bestimmen zu können.

Es wurde ein spezielles Koordinatensystem für den H1 Detektor gewählt, das ich im folgenden immer verwenden werde: die positive  $z$  - Achse ist durch die Protonenstrahlrichtung festgelegt, die  $x$  - Achse liegt horizontal,

---

<sup>6</sup>d.h. mit einer Frequenz von 10.4 MHz (HERA-clock)

und zeigt gegen das Zentrum des HERA-Ringes, und die  $y$  - Achse zeigt senkrecht nach oben<sup>7</sup>.

### 2.2.1 Die wichtigsten Detektorkomponenten

Wenn ein Teilchen, das bei einer Elektron-Proton Kollision entstanden ist, den Detektor durchquert, begegnet es von innen nach aussen den folgenden Detektorelementen<sup>8</sup>:

Zuerst müssen sie das **Strahlrohr (1)** durchqueren, das das Hochvakuum, in dem die Teilchenstrahlen kollidieren, umgibt. Am Wechselwirkungspunkt hat es einen Durchmesser von  $\sim 20$  cm. Um die Vielfachstreuung beim Durchqueren des Strahlrohres gering zu halten, wurde es möglichst dünn und aus einem Material mit grosser Strahlungslänge gebaut<sup>9</sup>. Die Reaktionsprodukte von in der Strahlröhre steckengebliebenen Teilchen stellen eine wichtige Untergrundquelle dar, die bei der Datenaufnahme berücksichtigt werden muss.

Danach gelangen die Teilchen weiter ins **Trackingsystem (2,3)**. Dies teilt sich in drei Komponenten: Die zentralen Spurkammern, die Vorwärtskammern sowie in die rückwärtige Proportionalkammer. Auf die genaue Funktionsweise der Kammern möchte ich hier nicht eingehen, sie findet sich in [1].

Die zentralen Spurenkammern (2) setzen sich aus sechs Teilen zusammen. Alle sind mit Gas gefüllte Vieldrahtkammern, die ihre Signale von zu den Signaldrähten hindriftenden Elektronen erhalten, die aus Ionisation von Gasatomen durch die durchfliegenden Teilchen entstanden sind. Die zentralen Spurkammern decken einen Polarwinkelbereich von  $25^\circ < \vartheta < 155^\circ$  ab. Ihre Komponenten sind:

**CJC1, CJC2** sind die zwei wichtigsten und grössten Driftkammern (Central Jet Camber 1/2). In diesen wird vor allem der Krümmungsradius und der Azimutwinkel ( $r - \varphi$ -Messung) mit grosser Genauigkeit gemessen. Der Krümmungsradius ist direkt proportional zu den Teilchenimpulsen.

**CIZ, COZ** sind zwei dünne z-Driftkammern, die die Auflösung in z-Richtung erhöhen.

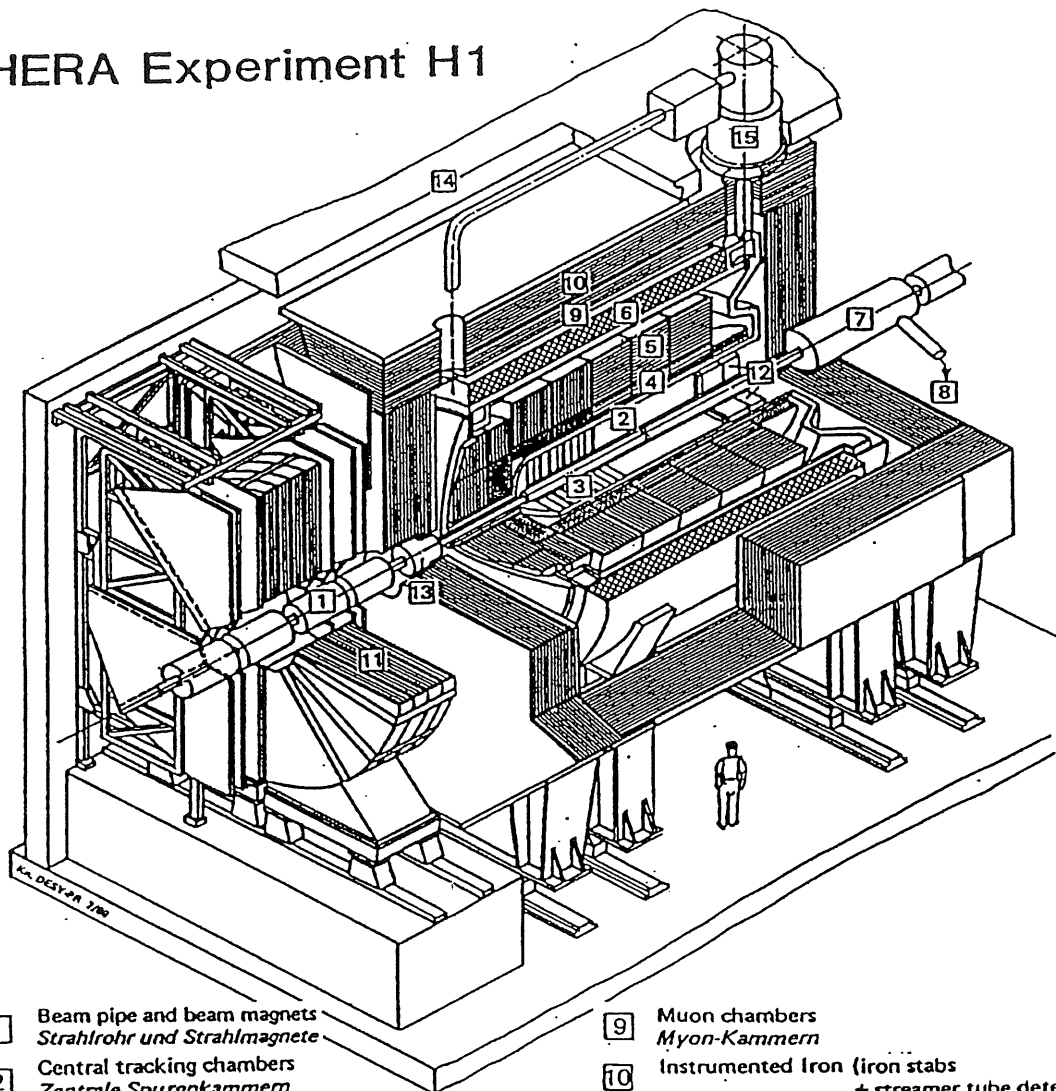
**CIP, COP** sind zwei Proportionalkammern, deren Signale, die wesentlich schneller verfügbar sind als jene der Driftkammern, hauptsächlich dem Triggern von Ereignissen dienen.

<sup>7</sup>Das System ist selbstverständlich rechtshändig

<sup>8</sup>Die nachfolgenden Ziffern beziehen sich auf die Ziffern in Abbildung 4

<sup>9</sup>in diesem Fall aus Aluminium (Strahlungslänge: 8.9 cm)

## HERA Experiment H1



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

Abbildung 4: Schnitt durch den H1 Detektor.

Die Vorwärtsspurkammern (3) bestehen aus drei identischen Supermodulen, wovon jedes zwei unterschiedlich aufgebaute Driftkammern, einen Übergangsstrahlungsdetektor sowie eine Proportionalkammer enthält. Die *radiale* Driftkammer misst den Azimutwinkel  $\varphi$  mit grosser Genauigkeit, und die *planare* Driftkammer den Polarwinkel  $\vartheta$ . Somit erhält man eine Erweiterung des Polarwinkelbereiches in der Protonenrichtung bis hin zu kleinen Winkeln von ungefähr  $5^\circ$ .

Nach der Spurmessung erfolgt die Energiemessung im **Kalorimeter (4, 5, 12, 13)**. Dieses teilt sich in drei Teile:

- Das **Flüssig Argon Kalorimeter**<sup>10</sup>(4, 5) erstreckt sich über den ganzen Azimutwinkelbereich, und deckt im Polarwinkel einen Bereich von  $4^\circ < \vartheta < 150^\circ$  ab. In einem Tank, der mit flüssigem Argon gefüllt ist, befindet sich ein elektromagnetisches (4) Kalorimeter aus Blei- und ein hadronisches Kalorimeter (5) aus Stahlplatten. Beide sind Samplingkalorimeter: Absorption und Nachweis der Schauer finden in getrennten Materialien statt. Der Schauer wird mittels Messung der Ionisationsladungen flüssigen Argons nachgewiesen. Die Gesamtzahl der von den Schauerteilchen im Argon gebildeten Elektron-Ionenpaaren ist nahezu proportional zur Energie des ursprünglichen Teilchens.
- Im Rückwärtsbereich des Detektors befindet sich das **rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter**<sup>11</sup>(12). Es ergänzt die Rückwärtsrichtung des LAr-Kalorimeter um einen Polarwinkelbereich von  $150^\circ$  bis  $176^\circ$ . In diesem Bereich ist häufig das gestreute Elektron anzutreffen.
- Das **Plug-Kalorimeter (13)** erweitert den Polarwinkelbereich in Vorwärtsrichtung im Bereich von  $1.5^\circ$  bis  $4^\circ$ .

Das Kalorimeter ist umgeben von einer grossen supraleitenden **Magnet-spule (6)**, die im Innern des Detektors ein fast homogenes magnetisches Feld von 1.2 T Stärke erzeugt. Durch die daraus resultierende Krümmung der Spuren von geladenen Teilchen lassen sich deren Impulse bestimmen.

Den Abschluss des Detektors bildet das **Eisenjoch (9, 10)** mit der **Eiseninstrumentierung (10)** und den **Myonkammern (9)**. Das Eisen führt den magnetischen Fluss zurück, der sonst die Strahlführung beeinflussen würde. Es ist longitudinal segmentiert; zwischen den Eisenplatten befinden sich Streamerkammern für die Myonenidentifikation. Ferner werden dort jene hadronischen Schauer registriert, welche über das LAr-Kalorimeter hinausreichen<sup>12</sup>.

<sup>10</sup>Das LAr-Kalorimeter: Liquid Argon Calorimeter

<sup>11</sup>Das BEMC: Backward Electromagnetic Calorimeter

<sup>12</sup>Das hadronische Kalorimeter hat nur eine Dicke von ca. 6 – 9 nuklearen Wechselwirkungslängen.



Zuletzt muss noch der **Myon-Toroid-Magnet (12)** erwähnt werden. Dieser bestimmt Impulse besonders energiereicher Myonen in Vorwärtsrichtung. Er befindet sich ausserhalb des instrumentierten Eisens und deckt einen Polarwinkelbereich von  $5^\circ < \vartheta < 20^\circ$  ab.

Alle Detektorteile bilden Triggersignale, mittels denen die Ausleseelektronik gestartet wird. Diese Triggersignale, sowie deren Koinzidenzen (and, or oder not) sind auch für die folgenden Auswertungen von grosser Bedeutung.

### 2.2.2 Ergänzende Systeme: ToF- und Luminositätssystem

Ein für die Untergundbestimmung sehr wichtiger Detektorteil ist das sich bei  $z \approx -2$  m hinter dem BEMC befindende **ToF-System**<sup>13</sup>, das zur Flugzeitmessung dient. Dieses ist ein aus zwei NE102A Plastik-Szintillationszählern bestehendes Hodoskop, das das Strahlrohr über den gesamten Azimuthwinkel umgibt. Die Szintillatorplatten wechseln sich ab mit Bleiplatten von  $\sim 6.5$  mm Dicke<sup>14</sup>, welche der Abschirmung von Synchrotronstrahlung dienen. Das ToF dient vor allem der Verwerfung des protoneninduzierten Untergrundes bei der ersten Stufe der Datenaufnahme. Seine Position in der negativen z-Richtung ist ein Kompromiss zwischen bestmöglicher Zeitauflösung und Abdeckung des gesamten Detektorbereiches. Der zeitliche Abstand von Protonenuntergrund und *ep*-Ereignisse beträgt im ToF  $\sim 10$  ns.

Diese Zeitinformation sowie die durch das ToF gebildeten Triggersignale werden in den folgenden Untersuchungen häufig verwendet.

Eine sehr wichtige und für einen Beschleuniger charakteristische Grösse ist die **Luminosität**. Sie ist gegeben vermöge der Gleichung

$$N_s = \sigma L^* \quad (6)$$

wobei  $L^*$  die Luminosität<sup>15</sup> ist,  $\sigma$  der Wirkungsquerschnitt einer bestimmten Reaktion und  $N_s$  die entsprechende Anzahl Ereignisse dieser Reaktion pro Sekunde. Demnach ist die Luminosität ein Mass dafür, wieviele Ereignisse eines bestimmten Typs bei einem Beschleuniger pro Sekunde zu erwarten sind. Meist gibt man die über die Zeit integrierte Luminosität an. Bei H1 wurde während des Sommers 93 die folgende Luminosität gemessen:

$$\mathcal{L} = \int_t L^* dt = 500 \text{ nb}^{-1} \quad (7)$$

<sup>13</sup>ToF: Time of Flight device

<sup>14</sup>Dies entspricht 1.1 Strahlungslängen  $X_0$ .

<sup>15</sup>Luminosität hat die Einheit:  $[L^*] = \text{s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ , die über die Zeit integrierte Luminosität gibt man in Einheiten von inversen Barn an:  $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ , entsprechend der Einheit des Wirkungsquerschnittes.

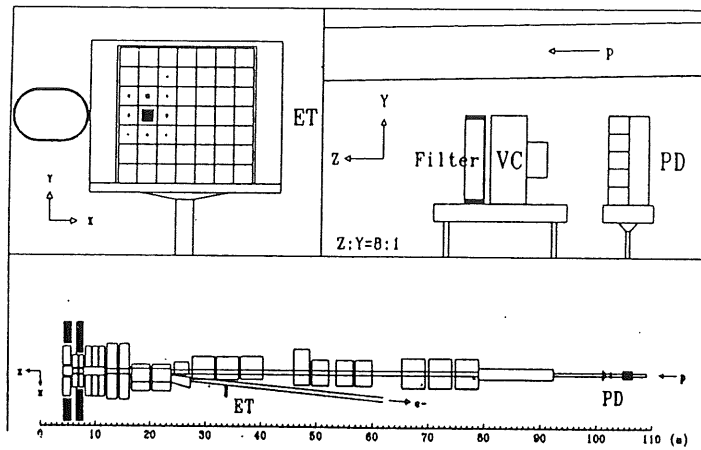


Abbildung 5: Das H1-Luminositätssystem

Die Luminosität wird bei HERA/H1 mittels des Prozesses  $ep \rightarrow ep\gamma$  gemessen; ein Prozess, der einen gut bekannten und grossen Wirkungsquerschnitt besitzt. Abbildung 5 [1] zeigt das Luminositätssystem von H1.

Der Luminositätsmonitor detektiert das gestreute Elektron im **Elektronentagger ET** sowie das abgestrahlte Photon im **Photodetektor PD** in Koinzidenz. Mittels der gemessenen Zählrate und des bekannten Wirkungsquerschnittes kann man auf die Luminosität zurückrechnen. Die störenden Untergrundereignisse, Bremsstrahlungereignisse der Art  $eA \rightarrow eA\gamma$ , also wenn ein Elektron an einem Restgasatom gestreut wird, können mittels Messungen bei den Elektron-Pilotbunches (Strahlpaket ohne entsprechenden Proton-Reaktionspartner)<sup>16</sup> bestimmt und abgezogen werden.

Der Elektronentagger des Luminositätssystems bildet auch ein Triggersignal, für die Selektion von Photoproduktionsereignissen verwendet wird.

### 2.3 Der H1-Trigger und die Datenakquisition

Wie weiter oben bereits erwähnt, trifft bei H1 alle 96 ns ein Elektronenbunch auf einen Protonenbunch. Wenn alle Zusammenstösse aufgezeichnet würden, hätte man eine Ereignisrate von 10.4 MHz. Man kann sich leicht ausmalen, dass, bei einer durchschnittlichen Ereignisgrösse von ca. 100 Kbyte, dies auch die leistungsfähigste Speichersystem überfordert. Es ist ferner auch nicht sinnvoll, alle Ereignisse auf Magnetbänder zu schreiben, da bei den meisten Prozessen nichts oder nur Untergrund zu beobachten ist. Es ist Aufgabe des zentralen Triggers, diese Raten auf einige Hertz zu reduzieren, bevor sie auf die Magnetbänder geschrieben werden. Dabei sollten physikalisch interessante Ereignisse möglichst gut von Untergrundereignissen getrennt werden.

<sup>16</sup>Vergleiche dazu Abschnitt 4.2.1

Der H1-Trigger ist in 4 Stufen (Levels L1 - L4) unterteilt, um einerseits möglichst totzeitfrei zu sein, und andererseits eine gute Selektion zu haben. Die Verarbeitungszeit bis zur vollen Triggerinformation und deren Entscheidungsqualität steigt dabei von L1 bis L4.

L1 ist ein reiner Hardwaretrigger, dessen Information auf den einzelnen Detektorkomponenten basiert. Die **Triggerelemente 0 - 127** entsprechen jeweils einem Signal eines einzelnen Detektorteiles, das dort unter bestimmten Voraussetzungen erzeugt wird<sup>17</sup>. Diese werden programmierbar zu den **Subtriggern 0 - 127** mittels and-, or- oder veto-Koinzidenzen verknüpft. Um im gesamten Triggersystem möglichst kleine Totzeiten zu erreichen, wurde der L1-Trigger als 32-stufiger Pipelinetrigger gebaut: Ein Zwischenspeicher nimmt alle Detektorinformationen auf, während der L1-Trigger seine Entscheidung berechnet. Dazu benötigt er etwa  $2.3 \mu\text{s}$ , weshalb alle Daten von mindestens 24 Ereignissen zwischengespeichert werden müssen. Sind die Bedingungen für mindestens einen Subtrigger erfüllt, so entscheidet sich der L1-Trigger, das Ereignis zu behalten und gibt das Signal "L1-keep". Dieses Signal stoppt die Pipeline und startet gleichzeitig den L2-Trigger. Für Subtrigger, die zu hohe Zählraten aufweisen, wird nur durch einen vorher bestimmten Bruchteil der Ereignisse (der "*prescale-factor*") ein "L1-keep"-Signal ausgelöst.

L2 benötigt  $20 \mu\text{s}$ , um zu entscheiden, ob das Ereignis von L1 weiterverarbeitet werden soll, oder ob es als Untergrund zu verwerfen ist. Während der Zeit, in der L2 aktiv ist, können keine weiteren Ereignisse getriggert werden<sup>18</sup>. L2 liefert entweder ein Signal "L2-reject", welches bewirkt, dass alle Pipelines von L1 gelöscht werden, und die Ausleseelektronik neu gestartet wird, oder ein Signal "L2-keep", aufgrund dessen die Pipelines vollständig ausgelesen werden und die Daten dem L3-Trigger zugeführt werden.

L3 ist ein reiner Softwaretrigger. Von L1 und L2 erhält er die Informationen der einzelnen Triggerelemente, die den Signalen der entsprechenden Detektorkomponenten entsprechen, welche er miteinander verknüpfen kann.

L4 wurde durch eine grössere Anzahl parallel rechnender Prozessoren realisiert und arbeitet asynchron zu den vorhergehenden Triggern. Er fällt die endgültige Entscheidung, ob ein Ereignis auf Magnetband aufgezeichnet wird oder nicht, und wird entsprechend als *Filterfarm* bezeichnet. Von den verworfenen Ereignissen wird jedes Hunderste auf Magnetband geschrieben<sup>19</sup>. Diese stellen eine wichtige Quelle für Untergrundstudien dar.

<sup>17</sup>Wie etwa bestimmte Energieschwellen (Thresholds) im LAr-Kalorimeter, bestimmte Anstiegszeiten, Signifikanz eines Peaks, bestimmte Ladungen auf den Drähten der Spurenkammern oder Ähnliches.

<sup>18</sup>Diese entspricht der effektiven Totzeit.

<sup>19</sup>Auf die L4-Reject Tapes

Für die Runperioden 1992 und 1993 waren allerdings nur die Triggerstufen L1 und L4 vollumfänglich in Betrieb.

Ein Triggersignal, das häufig in dieser Diplomarbeit verwendet wird, ist dasjenige des ToFs. Von diesem aus werden fünf Signale an die zentrale Triggerlogik weitergegeben: Die ersten drei verlangen bestimmte Koinzidenzen der beiden Szintillatoren, die anderen nur einen Hit im ToF1. Auf Grund des Timings kann man einzelne Untergrundklassen sehr deutlich voneinander unterscheiden.

Die Informationen die den einzelnen Triggerelementen zur Verfügung stehen, sowie die daraus gewonnenen Triggersignale sind überblicksmässig die folgenden:

- die im LAr-Kalorimeter deponierte Energie (**LAr-Trigger**).
- die im BEMC deponierte Energie (**BEMC-Trigger**).
- die Zahl der Teilchenspuren<sup>20</sup>.
- Spuren in der Central Driftkammer (**DC -  $r\varphi$  Trigger**).
- die Signifikanz des Peaks der sich treffenden Teilchenspuren in z-Richtung (**z-Vertex-Trigger**).
- die Information des Time-of-Flight Systems hinter dem BEMC, welches die Flugzeiten der es durchquerenden Teilchen misst (**ToF-Trigger**).
- Elektronen, die im Luminositätssystem eingefangen werden (**eTag-Trigger**).
- Myonen, die im instrumentierten Eisen ein Signal verursachen ( **$\mu$  - Trigger**).

Die einzelnen Triggerelemente werden an den Stellen, in denen sie im Text benötigt werden, genauer erläutert.

---

<sup>20</sup>Auf Triggerstufe 1 bis 3 ist unter Teilchenspuren etwas anderes zu verstehen als am Schluss der gesamten Ereignisrekonstruktion. Der L1-Trigger kann nur feststellen, ob in einem bestimmten Segment eines Subdetektors eine Aktivität registriert wurde oder nicht.

### 3 Untergrund bei HERA

Es ist Aufgabe des Triggersystemes, physikalisch interessante Ereignisse von Untergrundereignissen zu unterscheiden. Doch dies setzt eine genauere Kenntnis der Eigenschaften solcher Ereignisse voraus. Im folgenden Kapitel wird eine mögliche Klassifikation von Untergrundereignissen vorgestellt.

#### 3.1 Allgemeiner Überblick

Da der Wirkungsquerschnitt für Elektron-Proton-Wechselwirkungen sehr klein ist, braucht man grosse Luminositäten. Diese erreicht man am besten mittels eines Multibunchbetriebsmodus. Bei HERA zirkulieren 220 Bunches, mit einem Strahlstrom von  $I_e = 60$  mA für Elektronen und  $I_p = 160$  mA für Protonen<sup>21</sup>. Diese Bedingungen ziehen die folgenden möglichen Arten von Untergrund mit sich:

- Protonen, die weit ( $z < -50$  cm) vor dem Wechselwirkungspunkt (bei  $z = 0$  cm) verloren gehen, und Teilchenschauer aus der “up-stream”-Richtung produzieren,
- gestreute Protonen, die Teilchenschauer erzeugen, wenn sie in das Strahlrohr oder in andere Geräte (wie etwa Kollimatoren, Vakuumpumpen ect.) im Detektorsystem treffen (“beam-wall Events”),
- Proton-Restgasatom Wechselwirkung im Strahlrohr, mit Verunreinigungsatomen des Hochvakuums ( $\sim 10^{-9}$  mbar) (“beam-gas Events”),
- Synchrotronstrahlung, die durch den Elektronenstrahl hervorgerufen wird,
- “noise” im Detektor. Als “noise” bezeichnet man elektronisches Rauschen im Detektor, das nichts mit realen physikalischen Ereignissen zu tun hat.

Demzufolge gibt es zwei wesentliche Kriterien für die Klassifikation: Einerseits die räumliche Position des Ursprunges des Ereignisses in z-Richtung und in radialer Richtung, falls einer gefunden werden kann, und andererseits die Eigenschaften der Spuren. Bei Protonenuntergrund kann im Gegensatz zum Elektronenuntergrund meist eine solche Position gefunden werden. Dies zeigt wiederum, dass sich die Spuren von Protonen- und Elektronenuntergrund grundsätzlich unterscheiden müssen. Die räumliche Lage des Ursprunges der Ereignisse, sowie die Eigenschaften der Spuren werden für die Untergrundklassifikationen ausgenutzt.

---

<sup>21</sup> Designwerte

Ein häufig verwendeter Begriff ist der des **Vertex** (lat.: Scheitelpunkt). Unter einem Vertex versteht man in der Teilchenphysik den räumlichen Punkt, in dem sich alle Spuren eines Ereignisses schneiden, also in der Regel der Punkt, an dem die Wechselwirkung stattgefunden hat.

### 3.2 Datenstruktur bei H1

Bei H1 gelangen zunächst alle Daten vom Detektor in die Filterfarm des L4-Triggers. Dort wird entschieden, welche Ereignisse verworfen, oder welche auf Magnetbänder geschrieben werden (vergl. Kapitel über den Trigger). Doch der Output der Filterfarm sind reine Rohdaten, also Daten, die nur die unmittelbaren Informationen des Detektors enthalten. Diese Rohdatenfiles werden anschliessend mittels eines **Rekonstruktionsprogrammes** weiterverarbeitet. In diesem Programm werden Spuren erkannt und deren Parameter bestimmt, Vertices gesucht, lokale Energiemaximas des Kalorimeters ermittelt, Zeitpunkte berechnet, um nur die wichtigsten Prozesse zu erwähnen. Die dabei entstehende Information wird in Form von BOS-Banken auf den POT-Tapes<sup>22</sup> gespeichert. BOS ist ein Programm zur dynamischen Handhabung von Datenfeldern sowie für das Ein- und Auslesen solcher Datenfelder. Mit diesen Daten ist bereits eine erste Analyse möglich.

Die POT-Files sind die ersten rekonstruierten Daten, die die volle Information zu Verfügung haben. Auf die POT-Ereignisse wird anschliessend die **Physik-Selektion** angewendet. Dort werden Ereignisse nach bestimmten Kriterien ausgewählt, wie etwa ob sie Ereignisse tief inelastischer Streuung, und wenn welcher Art, oder ob sie Photoproduktionsereignisse sind, um nur einige Beispiele zu erwähnen. Diese Selektion produziert die DST-Tapes<sup>23</sup>. Ein DST-Tape, das ich als Referenztape verwenden werde, ist die **HADES-Selektion**. Dabei handelt es sich um DIS-Events<sup>24</sup>, bei denen das Elektron ins BEMC gestreut wird. Ferner wird verlangt, dass  $E'_e > 14$  GeV,  $Q^2 \gg 0$ , sowie dass ein Vertex zu jedem Ereignis gefunden werden kann. Abbildung 6 zeigt ein typisches Ereignis tief inelastischer Streuung aus der HADES-Selektion: Das ins BEMC gestreute Elektron ist an der geraden Spur zum BEMC sowie am dortigen grossen Energiemaximum zu erkennen. Der Schauer der bei der Streuung entstandenen Teilchen ist als Bündel von Spuren in der Protonstrahlrichtung zu beobachten. Auch in der radialen Projektion ist das Teilchenbündel (Jet) sowie die Spur des Elektrons gut zu erkennen, sie verlaufen in entgegengesetzter Richtung.

Es bleiben noch die **L4-Reject-** sowie die **Monitortrigger-Files** zu erwähnen. Die ersteren sind jene Events, die von der L4-Filterfarm verworfen werden. Jedes hundertste Ereignis wird dennoch aufbewahrt und mittels

---

<sup>22</sup>BOS: Bank Organisation System; POT: Production Output Tape

<sup>23</sup>DST: Data Summary Tape

<sup>24</sup>DIS: Deep Inelastic Scattering (Tief inelastische Streuung)

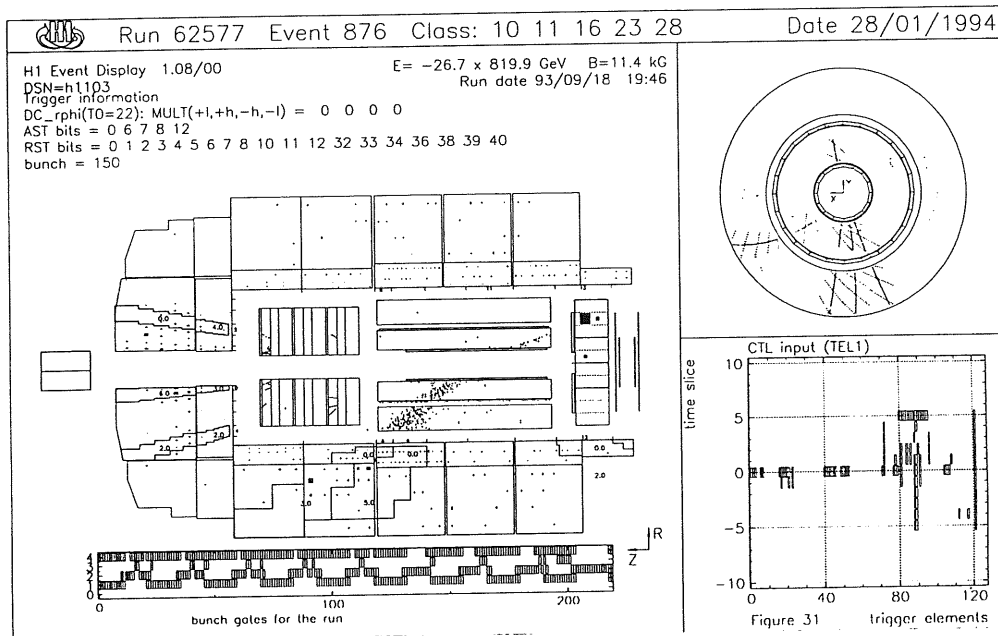


Abbildung 6: Ereignis Tief inelastischer Streuung.

der Rekonstruktion aufgearbeitet. Diese Files sind von grosser Wichtigkeit bei Untergrundstudien, weil sie Aufschluss darüber geben, welche Ereignisse verworfen werden. Die Monitortriggerfiles eignen sich vor allem für Triggerstudien. Bei diesen wurden alle Monitortrigger aufgezeichnet. Als Monitortrigger werden jene Subtrigger bezeichnet, die keine direkte physikalische Bedeutung haben und rein experimentelle Informationen

liefern.

Für die folgenden Studien habe ich die Daten einer ganzen Strahlfüllungsperiode bearbeitet: Die POT-Daten von Anfang, Mitte und Ende, die L4-Reject und Monitortrigger-Files dieser gesamten Messperiode sowie das HADES-Sample von diesen Runs. Sie fand am 10. Oktober 1993 statt, und umfasst die Runs der Nummern 64974 bis 64983.

### 3.3 Klassifikationen

Entsprechend der obigen Zusammenstellung sind die Untergrundereignisse in vier Hauptklassen eingeteilt, die jeweils ein Hauptmerkmal tragen. Wie diese für die Auswertung definiert sind, wird anschliessend erklärt. Die genaue Definition wurde so gewählt, dass die Unterscheidungen **exklusiv** sind, die Untergrundklassen sich also nicht überlappen.

Grundsätzlich wird für die Klassifikation ausschliesslich die CJC-Information verwendet. Informationen aus anderen Detektorteilen werden aber zur Interpretation dieser Klassen beigezogen. Es gibt allerdings einige Ereignisse, die nicht klassifiziert werden konnten. Diese machen aber nur einige Prozent aller Ereignisse aus.

### 3.3.1 Grundlegende Definitionen

Zur Klassifizierung der Events benötigt man einige Begriffe, die im folgenden definiert werden:

**DCA:** Das DCA (Distance of closest approach) ist der kürzeste Abstand einer gefitteten Spur, die mindestens durch die CJC1 verläuft, zur Strahlachse. Dieser Abstand stellt eine Abschätzung für den kleinsten möglichen Radius des Beginnes der Spur dar.

**z0:** Das  $z_0$  einer Spur ist deren Ursprung in der Strahlröhre in z-Richtung an der Stelle des DCA.

**z0avg:** Das  $z_{0avg}$  ( $z_0$ -average) ist das mittlere  $z_0$  der Spuren eines Ereignisses. Bei Ereignissen mit Apuren, aus denen man gut einen gemeinsamen Vertex fitten kann, entspricht das  $z_{0avg}$  mit befriedigender Genauigkeit der z-Position des Vertex. Die formale Definition lautet wie folgt:

$$z_{0avg} = \frac{\sum \forall beamtracks z_0}{\#beamtracks} \quad (8)$$

**z-Vertex:** In dem dieser Arbeit zugrundeliegendem Analyseprogramm wurde ein dreidimensionaler Vertexfit eingebaut, der aus Spuren, die vorhergehend nach bestimmten Kriterien ausgewählt werden müssen, deren Vertex in drei Dimensionen fittet (x-Richtung, y-Richtung und in z-Richtung). Diese Fitroutine stammt aus dem H1-Programmpaket H1util, heisst vvv0tc, und wurde von Ch. Grab (ETH Zürich) programmiert. Die genauen Kriterien dieses Fittes werden anschliessend erklärt.

**beamtrack:** Beamtracks sind Spuren, für die mehr als 15 Messpunkte aus der CJC vorhanden sind, sowie deren DCA kleiner als 12 cm ist. Sie stammen also hauptsächlich aus der Strahlröhre, und weisen eine gewisse Länge auf.

**shorttrack:** Shorttracks sind Spuren, die weniger als 15 Messpunkte in der CJC besitzen. Auch wird keine Bedingung an das DCA gestellt. Daher handelt es sich meisst um kurze Spuren, deren Ursprung auch relativ weit weg von der Strahlröhre liegen kann.



Die wichtigsten Kriterien zur Untergrundselektionierung sind demnach die Lage der Vertices, falls ein solcher gefunden werden kann, sowie die Beschaffenheit der gefundenen Spuren.

#### **Vertexfit:**

Der verwendete Vertexfit läuft über mehrere Stufen ab. Die erste Stufe ist die Auswahl der Spuren, die für den Fit verwendet werden:

- Die Anzahl der CJC-Messpunkte muss grösser als 15, die Spur ein beamtrack und das DCA der Spur muss kleiner als 12 cm sein.

Danach erfolgt der erste Durchgang durch die Fitroutine. Aufgrund der Resultate des ersten Durchganges wird entschieden, ob jene Spur, die den grössten Beitrag zum  $\chi^2$  des Fits leistet, weggelassen wird, und der Fit mit den verbleibenden Spuren nochmals durchlaufen wird. Die Entscheidungskriterien sind dabei die folgenden:

- Das grösste  $\chi^2$  aller Spuren ist mehr als dreimal so gross wie das über alle Spuren gemittelte  $\chi^2$ :  $\chi_{max}^2 > 3 \chi_{avg}^2$ .
- Das gemittelte  $\chi_{avg}^2$  ist grösser als zwei.

Sind die obigen Kriterien erfüllt, so wird der Fit ohne die Spur, die zu  $\chi_{max}^2$  gehört, wiederholt; sind sie nicht erfüllt, wird er abgebrochen.

Im Verlauf der Arbeit werden ich öfters den Begriff des “erfolgreichen Vertexfits” verwenden. Damit ist folgendes Fitresultat gemeint:

- Das Verhältnis der im Fit verwendeten Spuren zu den effektiv dafür selektionierten muss grösser als  $\frac{3}{4}$  sein, die Anzahl der Freiheitsgrade des Fits grösser Null sowie das  $\chi^2$  des ganzen Fits darf 50 nicht übersteigen.

### **3.3.2 Der Untergrund aus der “up-stream”-Richtung**

Ereignisse, deren  $z_{0_{avg}}$  oder z-Vertex kleiner als 50 cm ist, also in der Vorwärtsrichtung liegen, sind in dieser Klasse, zusammengefasst.

Dieser Untergrund wird durch Protonen verursacht, die weit vor der Wechselwirkungszone verloren gehen, und dort in Detektorteilen oder in der Strahlröhre stecken bleiben.

Dieser Klasse habe ich die Nummer 10 gegeben. Die Events werden nach den folgenden Kriterien ausgewählt:

- die Anzahl Beamtracks muss grösser Null sein

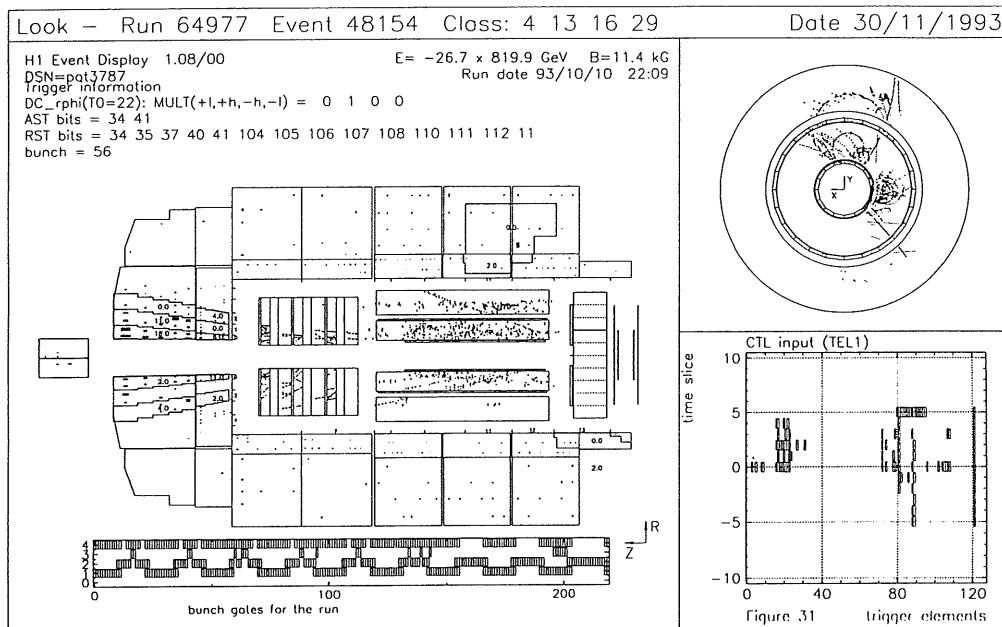


Abbildung 7: “Upstream” Ereignis eines L4-Reject-Datensatzes.

- falls der dreidimensionale Vertexfit erfolgreich war, wird  $z - Vertex < -50$  cm verlangt, sonst  $z_{0_{avg}} < -50$  cm

Abbildung 7 zeigt ein solches Ereignis von einem der L4-Reject-Datensätze. Die Abbildung 9 stammt vom gleichen Ereignis wie oben, mit dem Unterschied, dass im Trackingsystem die rekonstruierten Spuren eingezeichnet sind.

Im ToF-System, das sich bei  $z \approx -200$  cm befindet, liefern diese Ereignisse ein früheres Zeitsignal als jene aus der Wechselwirkungszone. Dies wird in Abbildung 8 deutlich: Im ersten Plot ist das ToF-Signal aller Ereignisse, die von der L4-Filterfarm verworfen wurden, dargestellt. In der mittleren Darstellung wurden die Bedingungen für “Upstream”-Ereignisse verlangt (wie oben beschrieben). Zum Vergleich zeigt der dritte Plot das ToF-Signal der HADES-Selektion, bei dem alle Ereignisse aus der Wechselwirkungszone stammen. Die Zeitdifferenz der Signale der “Upstreamevents” und denen aus dem Zentrum des Detektors beträgt etwa 10 ns, was darauf hinweist, dass es sich um Protonen, die vor den Bunchcrossings verloren gehen, handelt.

### 3.3.3 Der Untergrund aus der Wechselwirkungszone

Von den Ereignissen aus der Wechselwirkungszone, die wie diejenigen aus der Klasse 10 durch Protonen verursacht werden, werden vergleichbare Eigen-

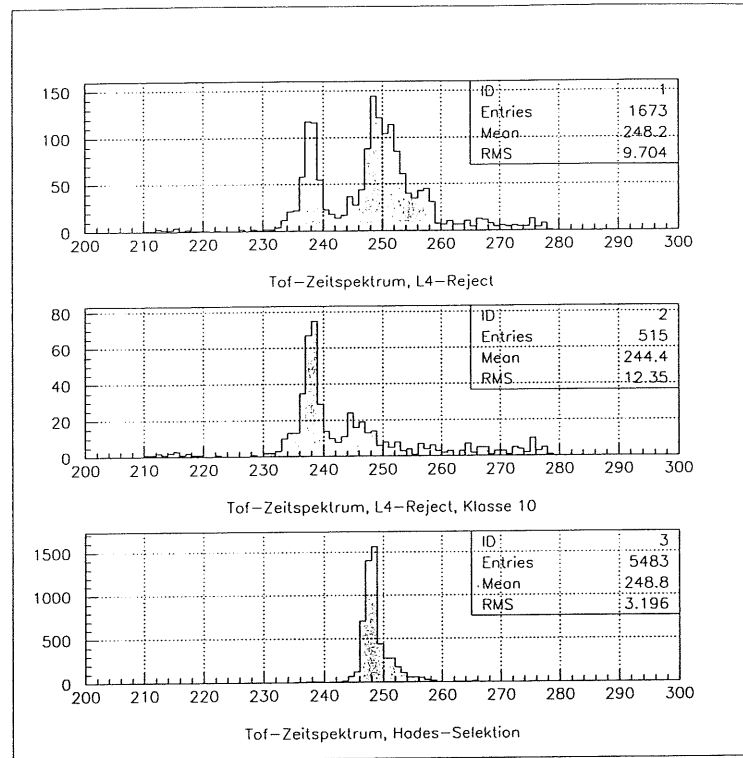


Abbildung 8: Zeitspektren der ersten ToF-Wand in [ns] gegenüber der HERA-Frequenz.

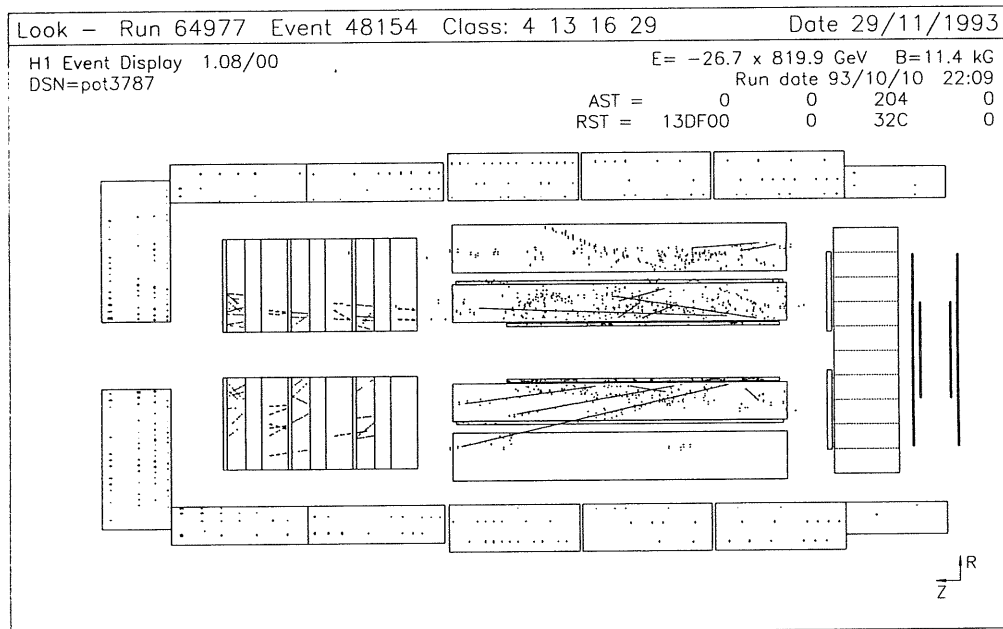


Abbildung 9: Spuren in den Drahtkammern für ein Upstreamevent.

schaften wie von der Klasse 10 verlangt, jedoch mit dem Unterschied, dass diese Ereignisse aus dem Wechselwirkungsbereich des Detektors stammen müssen, also  $z \geq -50$  cm sein muss. Diese Untergrundklasse trägt die Nummer **20**.

Diese Klasse wird von Protonenuntergrund dominiert. Hier finden sich Beam-Gas-, Beam-Wall-, sowie gute, physikalisch interessante Ereignisse. Entsprechend wurden die Kriterien für diese Klasse wie folgt gewählt:

- die Anzahl Beamtracks muss grösser Null sein
- falls der dreidimensionale Vertexfit erfolgreich war, wird  $z - Vertex \geq -50$  cm verlangt, sonst  $z_{0_{avg}} \geq -50$  cm

Diese Klasse ist die grösste aller Untergrundklassen und muss weiter in die oben erwähnten Gruppen aufgeteilt werden.

#### **Beam-Wall-Ereignisse:**

Unter “Beam-Wall-Ereignissen” wird jener Untergrund verstanden, der durch im Strahlrohr steckengebliebene Protonen verursacht wird. Diese werden dort zum Ursprung sekundärer Teilchenschauern; solche Ereignisse sind auch nur aufgrund der Lage ihrer radialen Vertexverteilung erkennbar. Wird nun für ein Ereignis verlangt, dass der Vertex genau in die Strahlrohrewand zu liegen kommt, so erhält man Ereignisse der Art von Abbildung 10. Dort ist ein typisches Beam-Wall- Ereignis zu sehen, wie am Vertex (Kreuzungspunkt aller gefitteten Spuren) zu sehen ist: In der  $r - \varphi$  sowie in der  $r - z$  Projektion liegt der Ursprung aller Spuren deutlich bei einem Abstand von 9.5 cm von der Strahlachse entfernt.

#### **Beam-Gas-Ereignisse:**

Als “Beam-Gas“-Ereignisse wird der Untergrund bezeichnet, der durch Verunreinigungen des Hochvakuums in der Strahlröhre mittels Restgasatomen verursacht wird. Abbildung 11 zeigt ein typisches Ereignis der Proton-Restgas- Wechselwirkung. Bei diesen Reaktionen wird der Atomkern des Restgasatoms durch ein Proton zertrümmert: Abbildung 11 zeigt deshalb mehrheitlich positiv gekrümmte Spuren. Die Vertices müssen aber alle innerhalb des Strahlrohrdurchmessers liegen. Ein anderes Merkmal dieser Ereignisse ist, dass die Spuren stark in die Vorwärtsrichtung orientiert sind: Ein hochenergetisches Proton trifft auf ein nahezu ruhendes Gasatom, demnach fliegen die Reaktionsprodukte fast ausschliesslich in der Protonenrichtung davon.

Betrachtet man für diese Klassen die Verteilungen der Vertices, so lässt sich ein Abschneidekriterium für die Beamwall-Ereignisse definieren. Mit einem Strahlrohrdurchmesser von 190 mm [1] sollte man für die radiale Vertexverteilung<sup>25</sup> ein Maximum bei  $rVertex \approx 9.5$  cm finden. In Abbil-

<sup>25</sup> $rVertex = \sqrt{xVertex^2 + yVertex^2}$

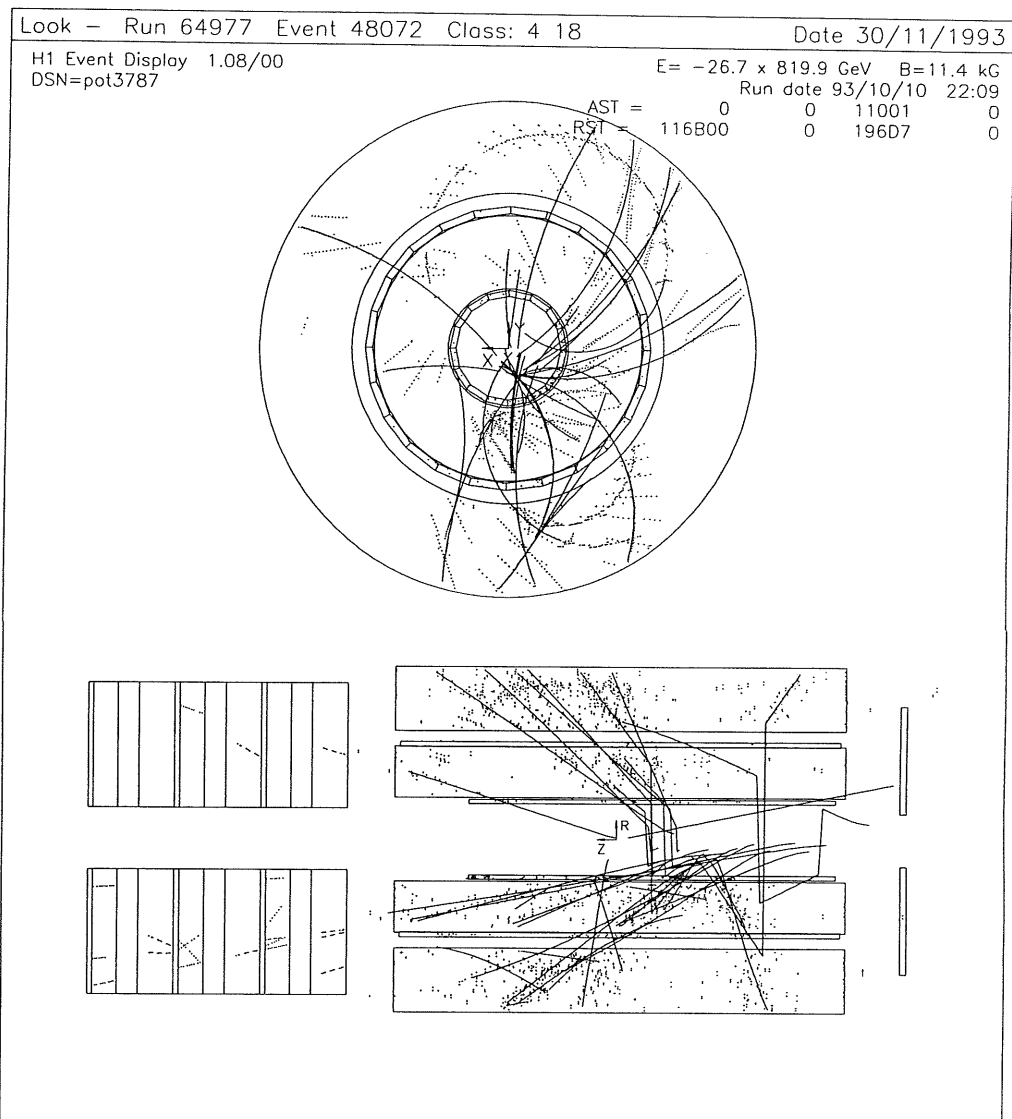


Abbildung 10: Beam-Wall-Ereignis aus L4-Reject-Daten.

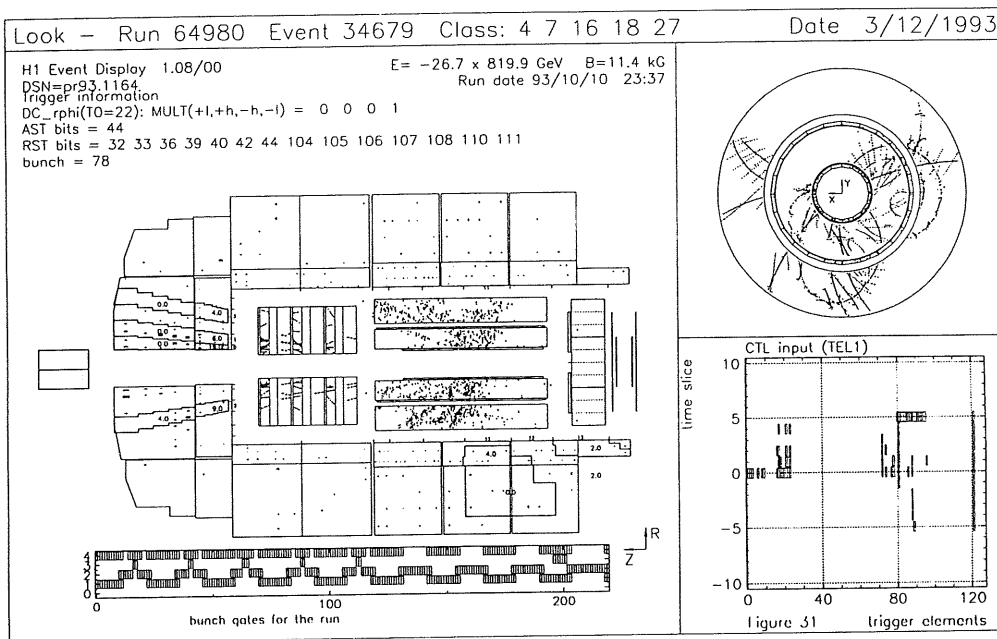


Abbildung 11: Ereignis der Proton-Restgasatomwechselwirkung.

Abbildung 12, in der Ereignisse eines L4-Reject-Datensatzes dargestellt sind, wird dies im unteren Bild deutlich. Auch bei der Radiusverteilung sieht man ein deutliches Maximum beim Strahlrohrradius. Andererseits erkennt man ein Maximum bei  $r \approx 0$  cm, welches, wie in der untersten Darstellung von Abbildung 12<sup>26</sup>, in z-Richtung gleichverteilt ist. Da man die Restgasatome im Strahlrohr in z-Richtung als gleichverteilt annehmen kann, sind dies Proton-Restgas-Ereignisse. Bei den Ereignissen der L4-Reject-Daten handelt es sich in diesem Bereich meist um Restgasatomwechselwirkung.

#### Physikalisch interessante Ereignisse:

Die Unterscheidung der Beam-Gas- von physikalisch interessanten Ereignissen ist relativ schwierig. In dieser Arbeit wurde sie durch Abschätzungen vorgenommen: Von selektionierten, physikalisch guten Ereignissen wurden aus der Luminosität und den bekannten Wirkungsquerschnitten auf die zu erwartenden Raten der betrachteten Messperiode zurückgerechnet. Dies wird im letzten Kapitel, wo diese Abschätzungen verwendet werden, noch genauer ausgeführt. Die so erhaltenen Raten für zu erwartende physikalische Ereignisse können anschliessend von der Untergrundklasse 20 abgezogen werden.

Zuletzt kann man noch das ToF-Zeitspektrum für diese Ereignisse betrachten. Dies ist in Abbildung 13 dargestellt. Es ist klar zu erkennen, dass

<sup>26</sup>dort ist die z-Komponente gegen die r-Komponente des Vertex aufgetragen

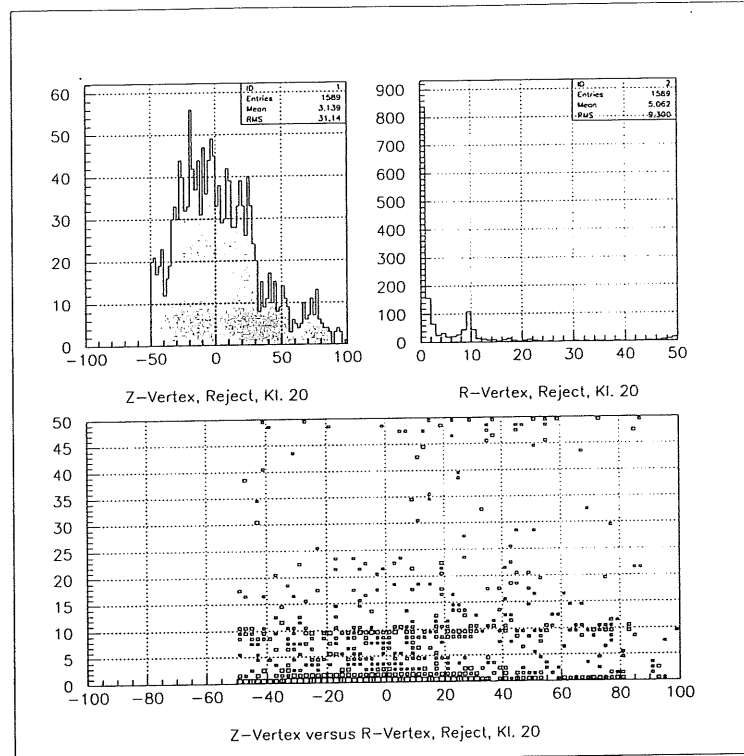


Abbildung 12: radiale und horizontale Vertexverteilungen für L4-Reject.

die ToF-Zeit der Ereignisse aus der Klasse 20 gleichzeitig mit dem Referenzsignal der HADES-Selektion kommt, und deutlich nach dem Signal der Upstreamevents liegt. Allerdings haben nur 18.6% der Ereignisse ein ToF-Signal erzeugt, da die Beamgas-Ereignisse in der Vorwärtsrichtung orientiert sind.

### 3.3.4 Die Synchrotronstrahlung

Die Synchrotronstrahlung ist, wie aus Gleichung (9) ersichtlich ist, umgekehrt proportional zur vierten Potenz der Masse des beschleunigten Teilchens. Für die sehr kleine Elektronenmasse wird demnach beim Elektronenstrahl dieser Effekt bestimmend für die Art des Untergrundes. Im Gegensatz zu dem von den Protonen verursachten Untergrund stammt dieser nicht vom Elektronenstrahl selbst, sondern von den von ihm verursachten Photonen der Synchrotronstrahlung [9]:

$$\Delta E(\text{proUmlauf}) = \frac{4\pi}{8} e^2 \beta^2 E^4 \frac{1}{\rho m^4} \quad (9)$$

Diese Formel gilt in cgs-Einheiten. Durch Einsetzen der entsprechenden Konstanten für Elektronen (Masse und Ladung,  $\beta \approx 1$ ) erhält man die folgende

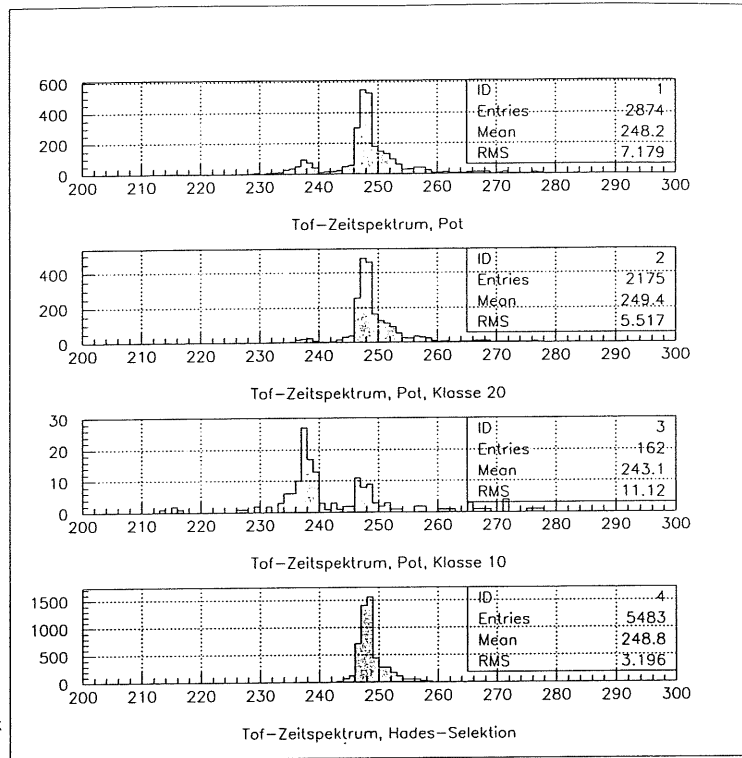


Abbildung 13: ToF-Zeitspektren für Ereignisse aus der Wechselwirkungszone.

Näherung [9] für den Energieverlust pro Umlauf:

$$\delta E[\text{MeV}] = 8.9 \cdot 10^{-2} \frac{E[\text{GeV}]^4}{r[\text{m}]} \quad (10)$$

Mit den entsprechenden Werten von HERA ( $E_e \approx 30 \text{ GeV}$ ,  $r_{\text{HERA}} \approx 800 \text{ m}$ ) erhält man für den Energieverlust der Elektronen durch Synchrotronstrahlung den folgenden Wert:

$$\delta E(\text{pro Umlauf}) \approx 90 \text{ MeV}$$

Der H1-Detektor ist durch mehrere Masken von der Synchrotronstrahlung abgeschirmt. Die restliche Strahlung, die im Detektor registriert wird, muss an den Abschirmungen mehrfach reflektiert werden. Abbildung 14 zeigt die Abschirmung mittels der Kollimatoren 1 bis 6, die zum Teil wassergekühlt sind. Bei den Sollwerten des Elektronenstrahles erwartet man einen Photonenfluss von  $10^{18} \frac{\gamma}{\text{s}}$  [1] mit einer Energie von  $\sim 5 \text{ keV}$ , was einer Strahlungsleistung von  $3.6 \text{ kW}$  entspricht.

Von Photonen getroffene Kollimatoren, werden zu Quellen von sekundären Photonen [1]. Die Photonen, welche letztlich in den Detektor gelangen, sind demnach, gerade wegen der Abschirmung, mehrfach gestreut. Deshalb sind



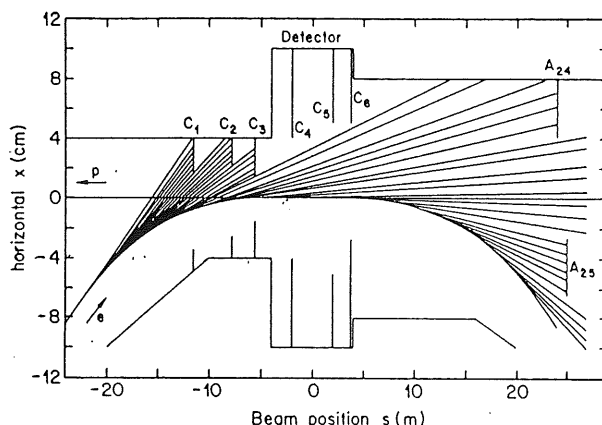


Abbildung 14: Abschirmung der Synchrotronstrahlung im H1-Detektor.

sie mehrheitlich niederenergetisch, und machen, wie bereits erwähnt, weiche  $\gamma \rightarrow e^+e^-$ -Konversionen.

Dieser Klasse habe ich die Nummer **30** gegeben. Entsprechend diesen Randbedingungen wurden die Definitionen für diese Klassen wie folgt gewählt:

- die Anzahl beamtracks muss streng gleich 0 sein.
- alle gefundenen Tracks müssen Shorttracks sein.
- die Anzahl der Hits in der CJC muss streng grösser als 10 sein.

Mit der Bedingung, dass keine Beamtracks vorhanden sind, schneidet man alle Ereignisse aus der Wechselwirkungszone weg und erhält nur solche Ereignisse, die ihren Anfang im Trackingsystem selbst haben. Dies ist typisch für solche Paarkonversionen, da diese nur in Anwesenheit eines Kernes, der den überschüssigen Impuls aufnehmen muss, stattfinden können. Daraus leitet sich weiter ab, dass die gefundenen Tracks shorttracks sein müssen, was wiederum mit den weichen Paarkonversionen verträglich ist, da die relativ niederenergetischen Elektronen und Positronen nach kurzer Zeit wieder absorbiert werden. Mit der Forderung, dass die Anzahl der CJC-Hits grösser 10 sein muss, erreicht man eine Abgrenzung der gegenüber Ereignissen ohne relevante CJC-Information.

Auch bei dieser Klasse ist es interessant, das ToF-Timing zu betrachten. In Abbildung 15 ist die ToF-Zeitverteilung für L4-Reject-Ereignisse der Synchrotronstrahlung im zweiten Plot dargestellt. Zum Vergleich wird im ersten Plot das ToF-Spektrum aller Ereignisse aus L4-Reject gezeigt, und im dritten das Spektrum der Ereignisse aus der HADES-Selektion. Die Synchrotronstrahlung wird an der Synchrotronabschirmung des Detektors mehrmals

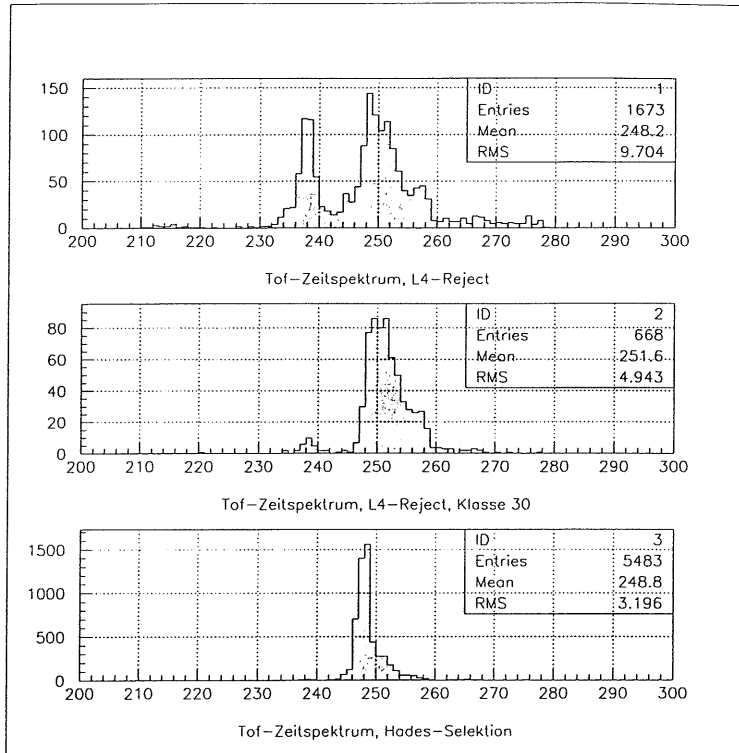


Abbildung 15: ToF-Zeitspektren für Synchrotronstrahlungsereignisse.

gestreut. Dies ist in der Verbreiterung der Verteilung hin zu grösseren Zeiten deutlich erkennbar, währenddem die untere Kante des Peakes relativ scharf ist (also vergleichbar mit dem Signal des Hadessamples), und gleichzeitig mit der des Hadessamples ansteigt. Auffallend ist die breite Verteilung der Flugzeiten der Synchrotronstrahlung im Vergleich zu den Ereignissen des Hades-Samples sowie der spätere Zeitpunkt.

In Abbildung 16 ist ein typisches Ereigniss der Klasse 30 zu sehen. Die  $r - \varphi$ -Projektion zeigt die charakteristischen, wolkenartigen, kurzen Spuren, die shorttracks.

### 3.3.5 Der “noise” im Detektor als elektronisches Rauschen

Es kommt immer wieder vor, dass ein Trigger anspricht, ohne dass effektiv etwas im Detektor zu beobachten ist. Diese Art von Triggersignalen bezeichnet man als elektronisches Rauschen des Detektors. Die entsprechenden Ereignisse sind in der Untergrundklasse 40 zusammengefasst. Gemäss der Bedingung, dass es Ereignisse sein sollen, die keine physikalisch relevanten Informationen enthalten, sondern eben nur Triggerrauschen sind, wurde die Definition dieser Klasse wie folgt gewählt:

- die totale Anzahl der CJC-Hits muss kleiner als 10 sein

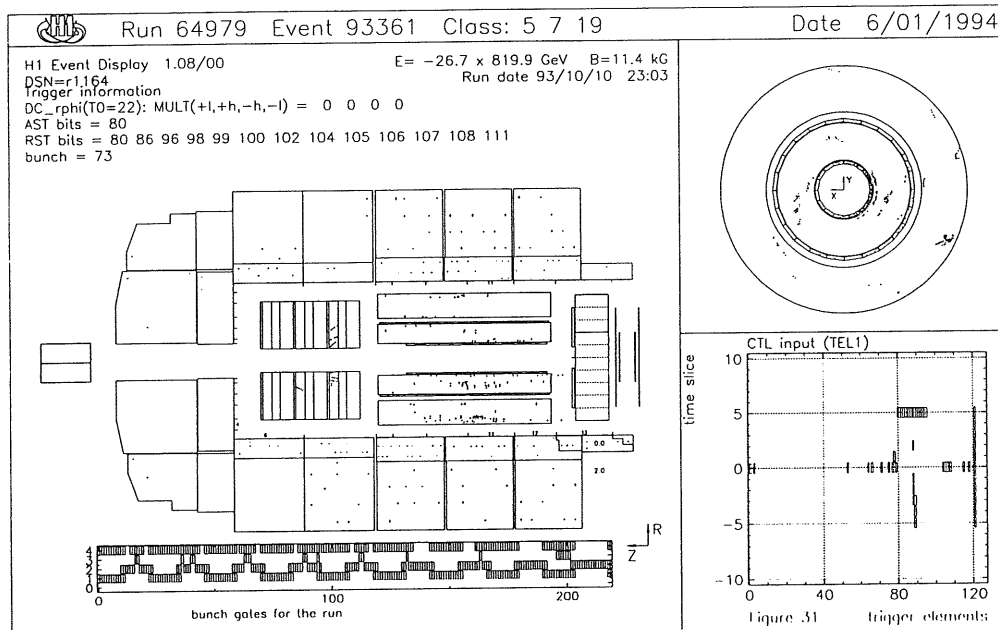


Abbildung 16: Synchrotronstrahlungsereignis.

Durch diese einzige Forderung sind auch alle beamtracks ausgeschlossen <sup>27</sup>, die CJC sollte also im wesentlichen leer sein. Ferner werden jene Ereignisse mit shorttracks hier klassifiziert, welche in der Klasse 30 verworfen wurden, weil sie zuwenig Hits in der CJC aufwiesen.

<sup>27</sup>Diese verlangen mindestens 15 Hits in der CJC.

## 4 Eigenschaften der Untergrundklassen

In diesem Kapitel werden die Eigenschaften der einzelnen Untergrundklassen weiter präzisiert, indem für einige wichtige Messgrößen deren Verhalten in Abhängigkeit der einzelnen Untergrundklassen untersucht wird. Dies bildet die Grundlagen für die quantitativen Auswertungen im darauffolgenden Anwendungsteil.

Die Ereignisauswahl wird dabei durch bestimmte Subtriggerbedingungen mehr eingeschränkt, so dass die spezifischen Eigenschaften der Untergrundklassen verdeutlicht werden. Zunächst werden die verwendeten Subtrigger kurz erläutert.

### 4.1 Verwendete Subtrigger

Wie weiter oben erklärt, gibt es 128 Subtrigger, welche von 000 bis 127 nummeriert sind. Jeder Subtrigger wird durch Koinzidenzen einzelner Triggersignale der entsprechenden Detektorteile gebildet. Im wesentlichen lassen sich die in dieser Analyse verwendeten Subtrigger in fünf grosse Gruppen einteilen <sup>28</sup>:

- die *Liquid-Argon-Trigger*: Das LAr-Kalorimeter hat angesprochen.  
(Subtrigger-Nr **064**, **065**, **066**, **067** und **068**, sowie die Numern **072**, **073**, **075**, **076** und **077**)
- die *BEMC-Trigger*: Ein Elektron wurde im BEMC beobachtet.  
(Subtrigger-Nr **000**)
- die *Track-Trigger*: Das z-Vertex-Histogramm des z-Vertextriggers hat eine signifikante Anhäufung gefunden, sowie die CJC erfüllt verschiedene Spurkriterien.  
(Subtrigger-Nr **032** und **044**)
- die *Etag-Trigger*: Ein Elektron wurde im Elektrotagger des Luminositätssystems registriert.  
(Subtrigger-Nr **083**)
- die *Myon-Trigger*: Das instrumentierte Eisen oder die Myonen-Vorwärts-Kammern haben angegeben.  
Diese habe ich in meiner Analyse nicht berücksichtigt.

Die für diese Arbeit verwendeten Subtrigger werden im folgenden kurz erläutert, soweit dies für die nachfolgenden Studien von Bedeutung ist.

---

<sup>28</sup>In Klammern stehen jene Subtrigger, die für die Analysen verwendet wurden.

**BEMC-Trigger:**

Der BEMC-Single-Electron-Trigger (BSET) dient der Identifikation von Prozessen tief inelastischer Streuung (DIS) im Winkelbereich des BEMC. Der Trigger basiert auf den im BEMC deponierten Energie und ist so konzipiert, dass er lokale Energiemaximas erkennt und diese sowie die Summe aller im BEMC registrierten Energien mit Schwellwerten vergleicht. Er verfügt über zwei Schwellwerte, einen niedrigen und einen hohen. In dieser Analyse wurde nur der Subtrigger 0 verwendet:

- **ST000:** BSET-Cluster2: hoher Schwellwert

**Track-Trigger:**

Die erste Abschätzung der Lage der Vertices entlang der z-Achse wird mittels den Informationen aus der CIP, COP und der ersten Vorwärtsproportionalammer vollzogen. Dies geschieht ohne die Information der CJC: die Kathodenebenen der CIP/COP sind in  $\varphi$ - und z-Richtung in Streifen unterteilt. Durch die, welche ein Signal geliefert haben, legt der z-Vertex-Trigger alle möglichen Kombinationen von geraden Linien (rays). Dort, wo diese Geraden die z-Achse schneiden, macht der z-Vertex-Trigger einen Eintrag in das z-Vertex-Histogramm. Dies ist ein 16-bin Histogramm, mit einer Binweite von 5.4 cm [1]. Aufgrund der Form dieses Histogramms trifft der z-Vertex Trigger seine Entscheidung. Hier wird nur das Kriterium *zVtx- $\sigma$ 1* verwendet, das bedeutet, dass es im Histogramm einen markanten (signifikanten) Peak geben muss.

Der andere wichtige Tracktrigger, der oft in Kombination mit dem z-Vertex Trigger verwendet wird, ist der *DC -  $r\varphi$*  Trigger. Dieser verwendet die Information aus der CJC: er triggert auf Spuren in der CJC, deren DCA kleiner als 2 cm ist. Auf diese Weise kann man Beamwall- und Synchrotronstrahlungsereignisse gut unterdrücken. Dazu werden zuerst die Signale der CJC digitalisiert und mit der HERA-frequenz synchronisiert. Somit bleibt die Driftzeitinformation mit einer Genauigkeit von 96 ns erhalten, woraus man eine Ortsauflösung von  $\sim 5$  mm erhält. Daraus lassen sich dann weitere wichtige Triggerinformationen bestimmen, wie etwa die Krümmung der Spuren im B-Feld (was dem Impuls entspricht) oder das Vorzeichen der Krümmung (Ladungsbestimmung), um Beam-Gas-Events zu unterdrücken.

Folgende Track-Subtrigger wurden in dieser Analyse verwendet:

- **ST032** ST032: *zVtx- $\sigma$ 1* & *DC- $r\varphi$* , mehr als drei Spuren,
- **ST044:** *zVtx- $\sigma$ 1* & *DC- $r\varphi$* , mehr als drei Spuren, davon müssen jeweils mehr als eine negative Krümmung und grossen Impuls aufweisen, zusätzlich wird Aktivität im Vorwärtskammersystem verlangt.

**Liquid-Argon-Trigger:**

Die Liquid-Argon Subtrigger entsprechen einer jeweils speziellen Summation über alle einzelnen, von jeder Kalorimeterzelle gemessenen, Energien  $e_i$ . Sie sprechen gemäss den gesetzten einzelnen Schwellwerten an:

$E_{trans}$ : im gesamten LAr-System registrierte Transversalenergie:

$$E_{trans} = \sum_{\forall \text{calocells } i} e_i * \sin(\vartheta) \quad (11)$$

wobei  $\vartheta$  der Polarwinkel ist. Die Triggerschwelle liegt hier bei etwa 5 GeV.

$E_{tmiss}$ : Die sogenannte "vermisste" Energie das Kalorimeter durchquerender, neutraler Teilchen, die mittels Projektion auf die  $(x, y)$  – Ebene bestimmt wird:

$$E_{tmiss}^2 = \sum_{i,j} E_{x_i}^2 + E_{y_j}^2 = \sum_{\forall \text{calocells } i} (e_i * \sin(\varphi) \sin(\vartheta))^2 + \sum_{\forall \text{calocells } j} (e_j * \cos(\varphi) \sin(\vartheta))^2 \quad (12)$$

Die Triggerschwelle ist hier etwa bei 3 GeV<sup>29</sup>.

$E_{electron}$ : Dieser Trigger verlangt, dass im Liquid Argon - Kalorimeter ein Elektron detektiert wird. Dies ist so zu erkennen, dass nur das elektromagnetische Kalorimeter einen Cluster registriert, das hadronische hingegen nichts detektiert.

$E_{EW}$ : Hier sollten die in Gleichungen 18 bis 20<sup>30</sup> beschriebene Differenz zwischen der totalen Energie und dem Impuls in der z-Richtung als Triggerbedingung eingehen, jedoch blieb diese Funktion während der Messperiode im Sommer 1993 unbelegt, d. h. es wurde die Energie unabhängig von den Winkeln aufsummiert.

Es bleibt noch zu bemerken, dass alle mathematischen Definitionen genau jenen entsprechen, die innerhalb des dieser Arbeit zugrundeliegenden Auswertungsprogrammes verwendet wurden.

Verwendete Trigger:

- **ST064 - 068**: LAr-Trigger,  $(E_{trans}, E_{barrel}, EW, E_{electron}) > 20$  GeV,  $E_{tmiss} > 15$  GeV
- **ST072 - 077**: LAr-Trigger,  $EW > 7.5$  GeV,  $E_{tmiss} > 3$  GeV  $(E_{trans}, E_{barrel}, E_{electron}) > 5$  GeV

<sup>29</sup>Wiederum ist  $\vartheta$  der Polarwinkel und  $\varphi$  der Azimutalwinkel

<sup>30</sup>siehe Kapitel 4.2.6

**e-Tag und ToF-Timing-Trigger:**

Der eTag-Trigger wird vom Luminositätssystemes geliefert: Er spricht an, wenn im Elektron-Tagger ein Elektron registriert wird. Da dieser sich sehr weit hinten befindet (siehe Abbildung 5,  $z \approx -34$  m), können nur Elektronen dort detektiert werden, die aus Ereignissen mit kleinem  $Q^2$  stammen, also von Photoproduktionsprozessen. Die Bedingung, dass der eTag-Trigger angesprochen hat, ist demnach eine starke Einschränkung, vor allem, wenn man dazu gute Tracks in der CJC verlangt<sup>31</sup>.

Im ToF kann aufgrund der Zeitaufösung der Ereignisse unterschieden werden, ob sie aus der Wechselwirkungszone oder aus der Upstreamrichtung stammen. Mittels eines von der HERA-Clock abgeleiteten Signales werden zwei Zeitfenster für "Background" (BG) und "Interaction" (IA) für jeden Szintillator definiert, welches festlegt, ob der registrierte Hit zu einem upstream-Event (also Untergrund (BG)), oder zu einem aus der Wechselwirkungszone (IA) gehört. Dies definiert die Triggersignale ToF\_BG und ToF\_IA: Das Signal ToF\_Bg kommt ca. 10 ns vor dem Triggersignal ToF\_IA<sup>32</sup>. Das Signal ToF\_global verlangt nur einen beliebigen Hit im ToF.

Die hier verwendeten Subtrigger sind:

- **ST083:** etag & DC-r $\varphi$  : sehr guter Physiktrigger (rund 50% der Ereignisse sind Physikereignisse)
- **ST098:** ToF\_Global: Monitortrigger

## 4.2 Einzelnen Aspekte der Untergrundklassen

### 4.2.1 Pilotbunches

In der Strahlröhre von HERA trifft nicht jeder Bunch auf einen anderen. Es gibt auch Bunches, die kein Gegenstück besitzen, die "Pilotbunches". Diese eignen sich sehr gut zu Untergrundstudien, da man bei Pilotbunches mit Sicherheit davon ausgehen kann, dass keine  $ep$ -Wechselwirkungen sondern nur Untergrundereignisse eines bestimmten Typs<sup>33</sup> stattgefunden haben.

Als Beispiel zu den Pilotbunches ist in Abbildung 17 das ToF-Timing der L4-Reject-Events dargestellt. Bei den mittleren und unteren Plots wurden Elektron- bzw. Protonbunches verlangt. Dabei zeigen sich wieder deutlich die folgenden Effekte:

- Im mittleren Plot, also bei den Elektronbunches, sieht man die Synchrotronstrahlungsereignisse wie bei Abbildung 15. Offensichtlich stammt die Synchrotronstrahlung von den Elektronen.

<sup>31</sup>Vergleiche dazu den Subtrigger 083.

<sup>32</sup>Dies wurde in Abbildung 8 bestimmt

<sup>33</sup>also reiner Protonen- bzw. Elektronenuntergrund

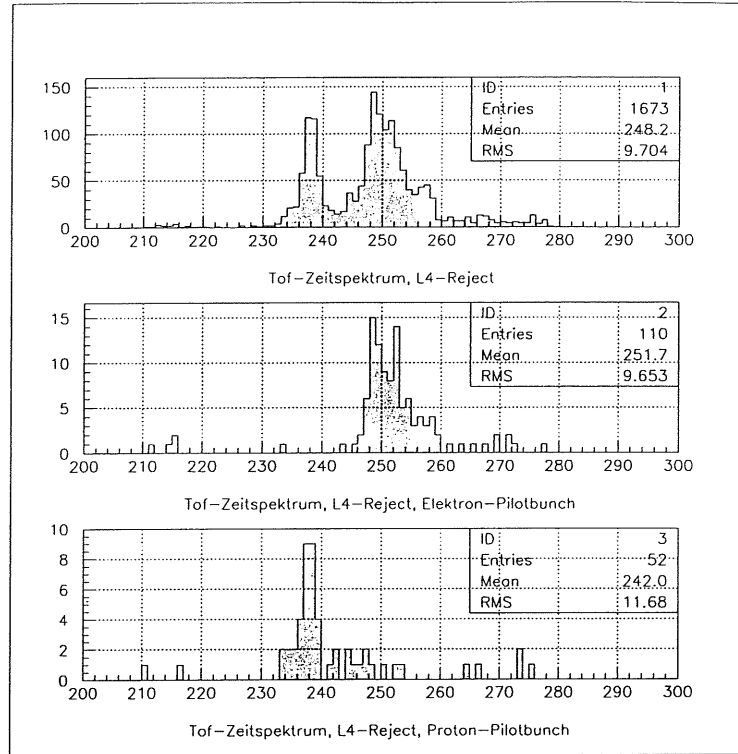


Abbildung 17: ToF-Zeitspektren mit Elektron- bzw. Proton-Pilotbunches.

- Der unterste Plot zeigt deutlich die Upstreamevents, wie diese in Abbildung 8 zu sehen ist. Es sind demnach tatsächlich verlorengegangene Protonen.

Da jeweils nur etwa 6 bis 9 Teilchenpakete als Pilotbunches verwendet werden, jedoch ca. 90 zur Kollision gebracht werden, sind die statistischen Unsicherheiten bei Pilotbunchstudien entsprechend grösser.

#### 4.2.2 Das BEMC - Dioden Verhältnis

Das BEMC besteht, wie in Abbildung 18 dargestellt ist, aus 84 einzelnen Blei-Szintillator-Detektoren (Stacks), wobei jeder einzeln von 6 Photodioden ausgelesen wird, die erst später zu einem gemeinsamen Signal zusammengezählt werden [1]. Bildet man das Verhältnis  $R$  aus dem grössten in einer einzelnen Diode  $j$  registrierten Energiebeitrag und der Summe über alle 6 Diodenenergien in einem Stack, so erhält man den folgenden Wert:

$$R_i = \frac{E_i^{max}}{\sum_{j=1}^6 E_j} \quad (13)$$

wobei  $i$  der Index des  $i$ -ten Stack ist und  $j$  der Index der Dioden im Pad  $i$ . Dieser Wert ist gewissermassen ein Mass dafür, wie stark eine einzelne



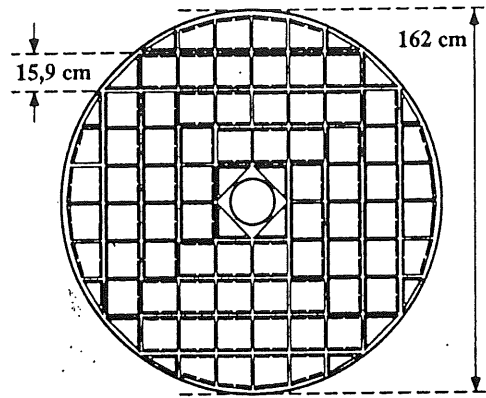


Abbildung 18: Aufbau des BEMC aus Stacks

Diode dominiert. Daraus sind charakteristische Phänomene einzelne Untergrundklassen deutlich ersichtlich.

Es ist zu erwarten, dass bei Physikereignissen keine der Dioden dominieren wird, und dass die Energie auf mehrere Dioden verteilt sein wird.

Im ersten Plot von Abbildung 19 ist als Referenzplot dieses Verhältnis  $R$  der HADES-Selektion dargestellt. Offenbar liegt das Maximum bei ca. 0.45, was bedeutet, dass der grösste Einzelbeitrag einer Diode 60 % der gesamten Summe aller Diodenenergien nicht übersteigt. Ganz anders ist die Situation bei den Rejectevents. Diese sind im zweiten und dritten Plot von Abbildung 19 dargestellt. Hier ist deutlich zu erkennen, dass häufig eine Diode sehr stark dominiert. Die Klassifikation der Ereignisse in Abbildung 19 (unterster Plot) zeigt, dass es sich dabei bei 15 % der Ereignisse um solche der Klasse 30 handelt, bei 10 % um Ereignisse der Klasse 10 und bei 75 % um solche der Klasse 40. Offenbar werden diese Ereignisse durch direkte Treffer von einzelnen Dioden verursacht: Bei der Klasse 10 handelt es sich Protonen aus der "Upstream"-Richtung, bei der Klasse 30 um Photonen der Synchrotronstrahlung, die auch noch Signale in der CJC verursacht haben, während die Klasse 40 aus Rauschsignalen einzelner Dioden oder aus Synchrotronstrahlungssignalen im BEMC ohne Effekte in der CJC besteht.

#### 4.2.3 Signalgrösse auf den Drähten der CJC

Wenn ein Teilchen durch die CJC fliegt, erzeugt es im Gas der Kammer Ionisationsladungen, die zu den Signaldrähten der Kammer hindriften und dort ein Signal bewirken. Die Drähte werden an beiden Enden ausgelesen (also bei  $-z$  und  $z$ ). Die an den Enden registrierte Ladung wird als Zahl, die der Anzahl der dort gemessenen Elementarladungen entspricht, für jedes Signal eines Drahtes der Kammer gespeichert.

Ist  $Q_-$  die Zahl der Ladungen bei  $-z$ ,  $Q_+$  jene bei  $+z$  und  $N_{hit}$  die Zahl

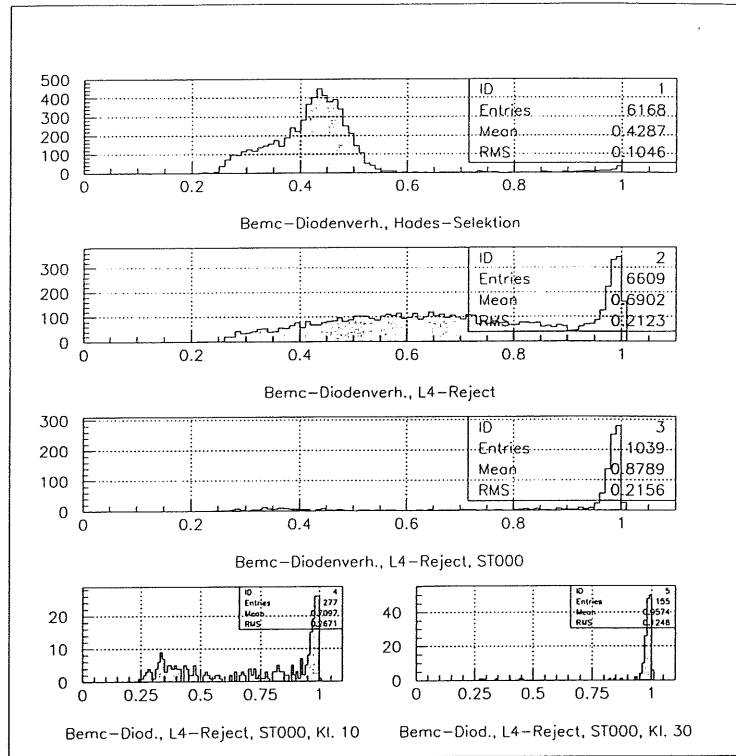


Abbildung 19: BEMC-Diodenverhältnisse.

der Signale in der CJC, so bestimmt sich die über ein gesamtes Ereignis gemittelte Ladung  $Q_{avg}$  auf den Drähten wie folgt:

$$Q_{avg} = \frac{\sum_{hits} i Q_+^i + Q_-^i}{N_{hit}} \quad (14)$$

Die Zahl dieser registrierten Ladungen ist eine weitere Möglichkeit, die Klassifikation der Untergrundereignisse zu verstehen. Einige typische Verteilungen der Ladungen sind in Abbildung 20 dargestellt. Der oberste Plot zeigt die Verteilung der Ereignisse der Hades-Selektion, der zweite die Ereignisse aus der Klasse 10 und der letzten jene der Klasse 30. Folgende Beobachtung lässt sich machen: Die Ereignisse der Hades-Selektion verursachen die kleinsten mittleren Ladungen auf den Drähten, die "Upstreamereignisse" etwas grössere und am meisten jene der Untergrundklasse 30.

Die Ereignisse der Synchrotronstrahlung verursachen in den Drahtkammern des Detektors weiche  $\gamma \rightarrow e+e-$ -Paarkonversionen, was im Gas der Kammern zu grossen lokalen Ionisationsladungen führt, und somit relativ grosse mittlere Ladungen auf den Drähten bewirkt. Dies erklärt übrigens auch die wolkenartigen Strukturen in den Drahtkammern, wie dies auf Abbildung 16 zu sehen ist.

Auch Ereignisse aus der "Upstream"-Richtung haben mehr Ionisationsladungen auf den Drähten als solche aus der Wechselwirkungszone. Da der

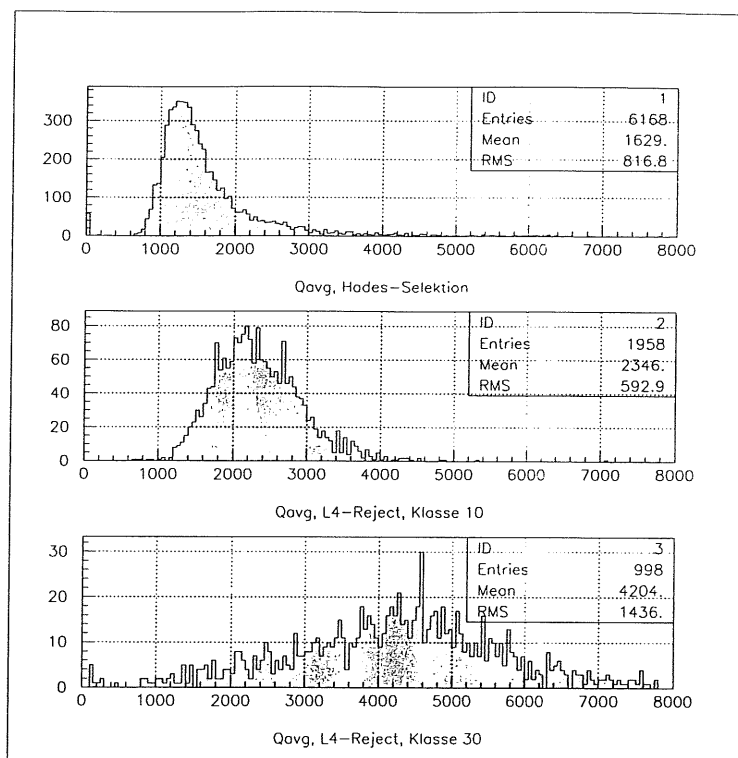


Abbildung 20: Ladungsverteilungen auf den CJC-Drähten.

Polarwinkel der Spuren aus der Klasse 10 sehr klein ist, sehen die einzelnen Drähte der CJC ein relativ langes Stück einer einzelnen Spur und somit eine höhere Ladung. Dies ist auch in Abbildung 20 dargestellt (mittlerer Plot).

Mit diesem Hintergrund kann man einige weitere Untersuchungen anstellen:

- Wie hängt das ToF-Zeitspektrum mit  $Q_{avg}$  zusammen?
- Wie hängt das BEMC-Diodenverhältnis mit  $Q_{avg}$  zusammen?

In Abbildung 21 ist das ToF-Zeitsignal gegen die mittlere Ladung auf den CJC-Drähten dargestellt, in Abbildung 22 das BEMC-Diodenverhältnis gegen die Ladungen, jeweils für die Hades-Selektion sowie für einzelne Untergrundklassen.

Bei den ToF-Zeitspektren ist deutlich zu erkennen, dass die Ereignisse mit frühem Zeitsignal (bei ca. 238 ns) zu jenen Ladungen gehören, die etwas grösser als die der Hades-Selektion sind, also zu jenen Ladungen, die oben für Ereignisse der Klasse 10 gefunden wurden. Dies ist mit den früheren Aussagen kompatibel. Weiterhin erkennt man in der Darstellung der Klasse 30, dass für zunehmende Zeiten sich auch die Ladung vergrößert, was wiederum für Ereignisse der Paarkonversionen aus Photonen der Synchrotronstrahlung charakteristisch ist. Ähnliche Aussagen kann man für die Darstellungen mit dem Diodenverhältnissen machen: Wiederum ist gut zu erkennen, dass die

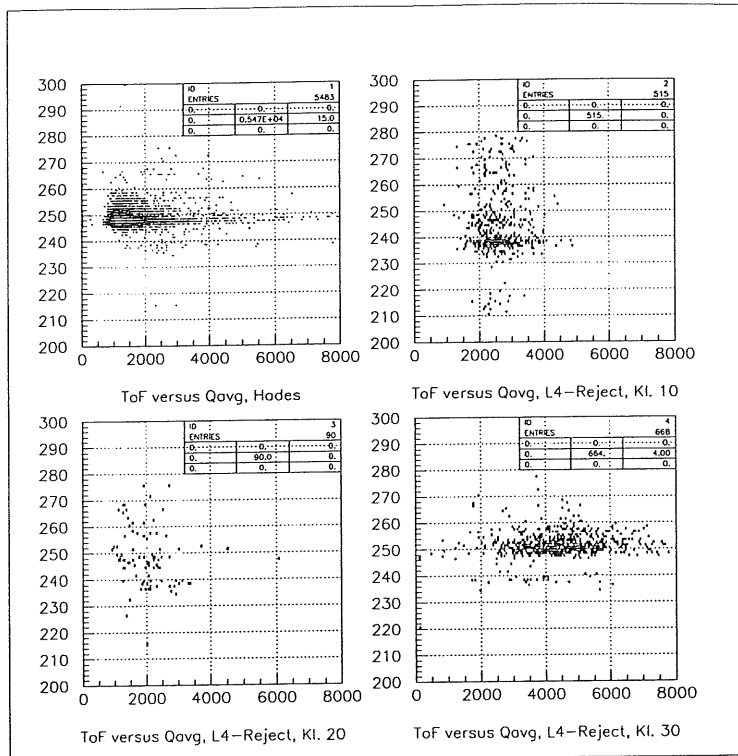


Abbildung 21: ToF-Zeitspektren versus Ladungen auf den CJC-Drähten.

Werte von mehr als 0.95 beim Diodenverhältnis für die Klassen 10 und 30 bei den erwarteten Werten der mittleren Ladungen liegen.

#### 4.2.4 Vertexstudien

Wie bereits wiederholt erwähnt, ist die Lage der Vertices der Ereignisse eines der wichtigsten Merkmale der einzelnen Untergrundklassen. Es folgen nun einige Darstellungen, die dies für Reject- und Hades-Ereignisse verdeutlichen. Zunächst ist in Abbildung 23 die Vertexverteilung der Ereignisse aus der HADES-Selektion zu sehen. An der Schärfe der Maximums in  $r$ - und in  $z$ -Richtung ist deutlich zu erkennen, dass fast alle Events aus dem Zentrum der Strahlröhre stammen, was auch vom Scatterplot bestätigt wird. Bei den einzelnen Ereignissen mit einem Vertexradius von einigen cm handelt es sich vermutlich um den Einfluss von Spuren, die von sekundären Vertices stammen.

Weitaus interessanter ist, diese Plots für die Reject-Ereignisse zu betrachten. In Abbildung 24 sind solche Ereignisse dargestellt. Einige typische Untergrundeffekte treten hier deutlich zu Tage:

- bei  $r \approx 10$  cm sieht man in der zweidimensionalen Darstellung sowohl als auch im  $r$ -Vertex-Plot deutlich das Maximum der Beamwall-Ereignisse;

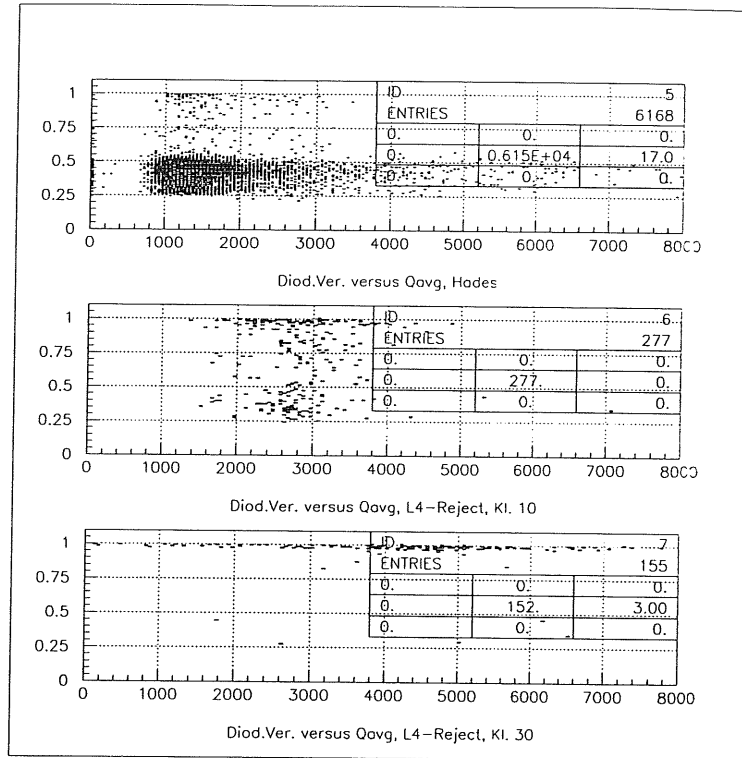


Abbildung 22: Diodenverhältnisse versus Ladungen auf den CJC-Drähten.

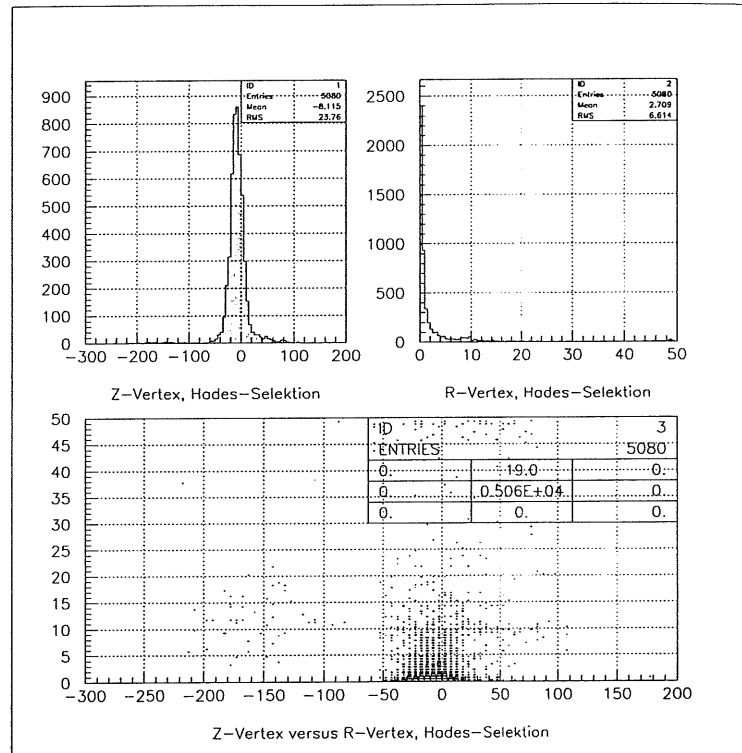


Abbildung 23: Vertexverteilungen für Hades-Ereignisse.

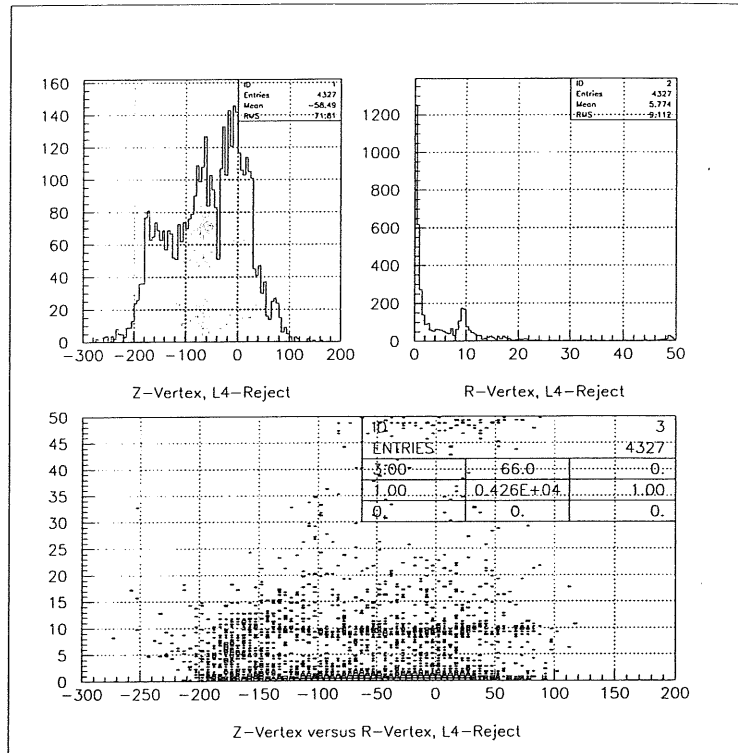


Abbildung 24: Vertexverteilungen für L4-Reject-Ereignisse

- bei  $z \approx -200$  cm ist in der  $z$ -Vertexverteilung und auch in der zweidimensionalen Darstellung ein Detektorsystem als Quelle von Untergrundereignissen (in diesem Fall ist es eine Vakuumpumpe die sich bei  $z \approx -200$  cm befindet);
- jene Ereignisse, die in der  $r$ -Vertex-Verteilung aus dem Zentrum stammen, sind, wie im untersten Bild ersichtlich ist, entlang der  $z$ -Achse einigermaßen gleichmässig verteilt, was auf “Beam-Gas”-Ereignisse hinweist.

Generell wurden bei den Vertexdarstellungen nur solche Ereignisse selektiert, bei denen der Vertexfit ein befriedigendes Resultat lieferte: die Anzahl der Freiheitsgrade des Fittes muss grösser als Null sein, und das globale  $\chi^2$  des Fittes darf nicht grösser als 10 sein.

#### 4.2.5 Energieverteilungen, Transversalimpulse

Als weiteres Beispiel der Untergundbeschreibung werden die Verteilungen der Transversalimpulse sowie der Energieverteilungen im LAr-Kalorimeter betrachtet. Zunächst wird beschrieben, wie diese Grössen bestimmt werden.

Die Bestimmung der Transversalimpulse erfolgt über die Krümmungen der Spuren. Im Innern des Detektors herrscht ein statisches Feld, so dass die

Bewegungsgleichung eines Teilchens die folgende Form hat:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{1}{c} e\vec{v} \times \vec{B} \quad (15)$$

Das Feld ist statisch, also gilt:  $|\vec{v}| = \text{const.}$  und somit ist auch das relativistische  $\gamma$  konstant. Weiterhin gilt für  $\vec{p}$ :  $\vec{p} = m_0\gamma\vec{v}$ . Somit kann man Gleichung 15 schreiben als:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{v} \times \frac{e\vec{B}}{m_0\gamma c} = \vec{v} \times \vec{\omega}_B \quad (16)$$

wobei  $\vec{\omega}_B = \frac{e\vec{B}}{m_0\gamma c} = \frac{ec\vec{B}}{E}$  die Präzessionsfrequenz im  $\vec{B}$ -Feld ist. Das Teilchen macht eine Schraubenlinie mit Radius  $r$ , und  $r$  ist abhängig von  $\vec{B}$  und dem Transversalimpuls  $p_T$ . Mit  $v = \omega_B r \Rightarrow v = \frac{eB}{\gamma m_0 c} r$  folgt  $\gamma m_0 v = \frac{eB}{c} r$ , und mit  $p_T = \gamma m_0 v$  erhält man endlich, falls  $k$  die gemessene Krümmung ( $k = \frac{1}{r}$ ) ist [9]:

$$cp_T = eBr \Rightarrow p_T = \frac{eB}{ck} \quad (17)$$

Setzt man in Gleichung 17 die entsprechenden Werte für H1 und HERA ein, so erhält man für die Transversalimpulse:  $p_T = \frac{3.3 \text{ MeV}}{k} \frac{1}{c}$  <sup>34</sup>. In diesem Sinne wurde der Transversalimpuls in der Auswertung aus den gemessenen Krümmungen bestimmt.

Die Transversalenergie wurde direkt aus der Information des LAr-Kalorimeters bestimmt:  $E_{trans}$  ist in Gleichung 11 als Summation über die einzelnen Energien  $e_i$  aller Zellen des Liquid-Argon-Kalorimeters, multipliziert mit dem Sinus des Polarwinkels  $\vartheta$  definiert:  $E_{trans} = \sum_i e_i * \sin(\vartheta)$ .

In Abbildung 25 sind die Verteilungen der Summation über alle Transversalimpulse eines Ereignisses für Hades- und Reject-Ereignisse dargestellt, die gemäss Gleichung 11 bestimmt werden. Deutlich zu erkennen ist, dass Hades-Ereignisse grössere Transversalimpulse aufweisen als die Reject-Ereignisse. Der Unterschied reicht allerdings nicht für eine eindeutige Identifizierung der Untergründereignisse aus. Weiterhin lässt sich feststellen, dass die Ereignisse der Untergrundklasse 30 bei sehr kleinen Transversalimpulsen liegen, was aus den niederenergetischen Paarkonversionen zu verstehen ist.

Im nächsten Bild, Abbildung 26, ist die totale Transversalenergie dargestellt, wiederum für Reject- und Hades-Ereignisse. Auffallend ist, dass bei denen von L4-Reject das Maximum bei kleinen Energien sehr dominant ist. Wie in der untersten Darstellung zu erkennen ist, sind dies vor allem Ereignisse aus den Klassen 30 und 40, demnach entweder Synchrotronstrahlung oder Rauschen im Detektor. Dies ist eine weitere Festigung dieser Untergundklassifikation, denn bei weicher Synchrotronstrahlung und bei

<sup>34</sup>B-Feld von H1:  $B = 11.603 \text{ kG}$

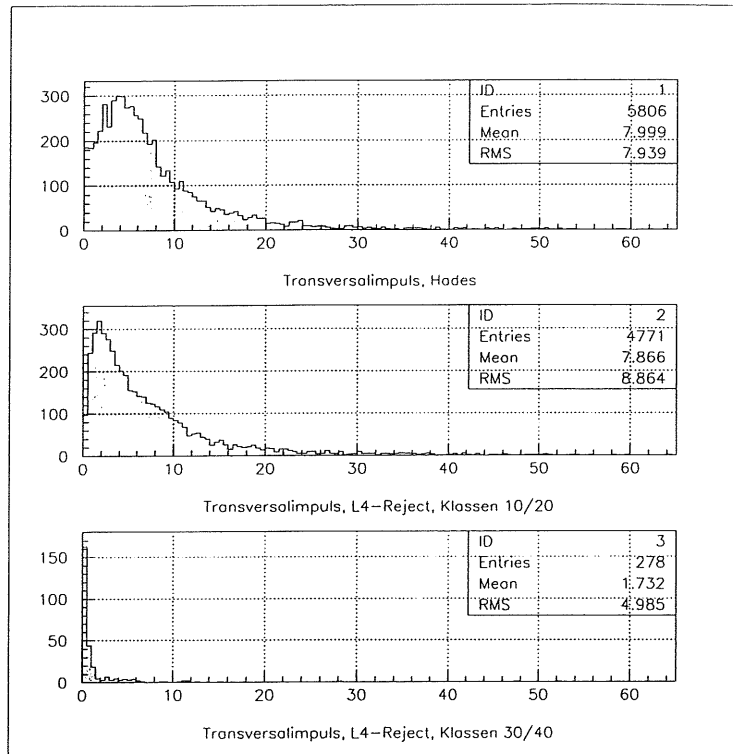


Abbildung 25: Transversalimpulse für Hades- und L4-Reject-Ereignisse.

elektronischem Rauschen erwartet man keine grossen Transversalimpulse oder -energien. Dies wird ferner auch dadurch bewirkt, dass die bei den Ereignissen der Klasse 30 entstehenden Reaktionsprodukte gar nicht bis zum LAr-Kalorimeter gelangen, da dieses durch die Wände des Kryostaten abgeschirmt wird, und demnach zur Summation von Gleichung 11 nichts beitragen, obschon sie dennoch vorhanden wären.

Auch die mittleren Plots der Abbildungen 25 und 26 bestätigen diese Aussage: Für Ereignisse mit guten Spuren hat die Verteilung der Transversalimpulse die charakteristische, exponentiell abfallende Verteilung. Dies ist sowohl bei den Hades- als auch bei den Reject-Ereignissen erkennbar. Offensichtlich eignet sich die transversale Energie zur Unterscheidung zwischen Ereignissen der Klassen 10 und 20 einerseits und physikalisch interessanten Ereignissen andererseits nicht sehr gut.

#### 4.2.6 Energie- Impulsbilanzen

Eine gute Möglichkeit zur weiteren Differenzierung ist die Bestimmung des Unterschiedes zwischen der gesamten Energie im Kalorimeter (LAr und BEMC) und dem Gesamtimpuls in z-Richtung. Nach Energieerhaltung muss  $\sum_{calocells}(E - p_z)$  vor und nach dem Ereignis konstant sein, wobei vor dem Ereignis gilt:



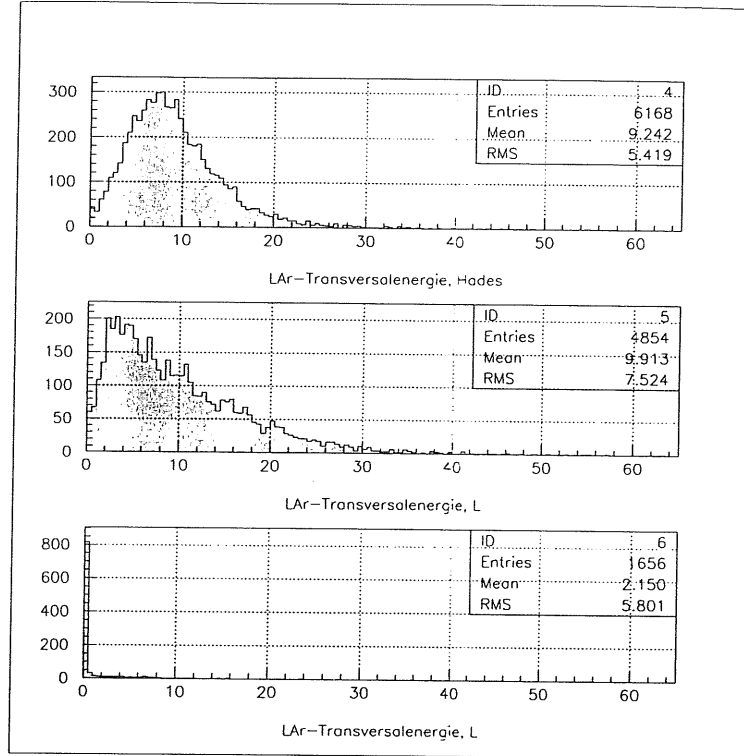


Abbildung 26: Transversalenergieverteilungen für Hades und L4-Reject

$$\text{Protonen: } E - p_z = 0; \text{ Elektronen: } E - p_z = 2 E_e$$

Die Massen werden gegenüber den grossen Werten der Energien und Impuls vernachlässigt (wie bereits in Gleichung 1). Es können drei Fälle unterschieden werden:

- falls alle Teilchen detektiert werden (DIS):

$$\sum_{\text{calocells}} (E - p_z) \leq 2 E_e \quad (18)$$

- falls das Elektron nicht detektiert wird ( $\gamma - p$  Streuung):

$$\sum_{\text{calocells}} (E - p_z) \leq 2 E_\gamma \quad (19)$$

- falls ein Proton auf ein Restgasatom der Masse  $m_A$  trifft:

$$\sum_{\text{calocells}} (E - p_z) \leq m_A \quad (20)$$

Allerdings muss bei dieser Untersuchung berücksichtigt werden, dass nur solche Ereignisse erfasst werden, deren Reaktionsprodukte effektiv im LAr-Kalorimeter registriert werden. Wegen der Krümmung der Spuren im Magnetfeld der Detektors gelangen nur Teilchen mit einem Transversalimpuls

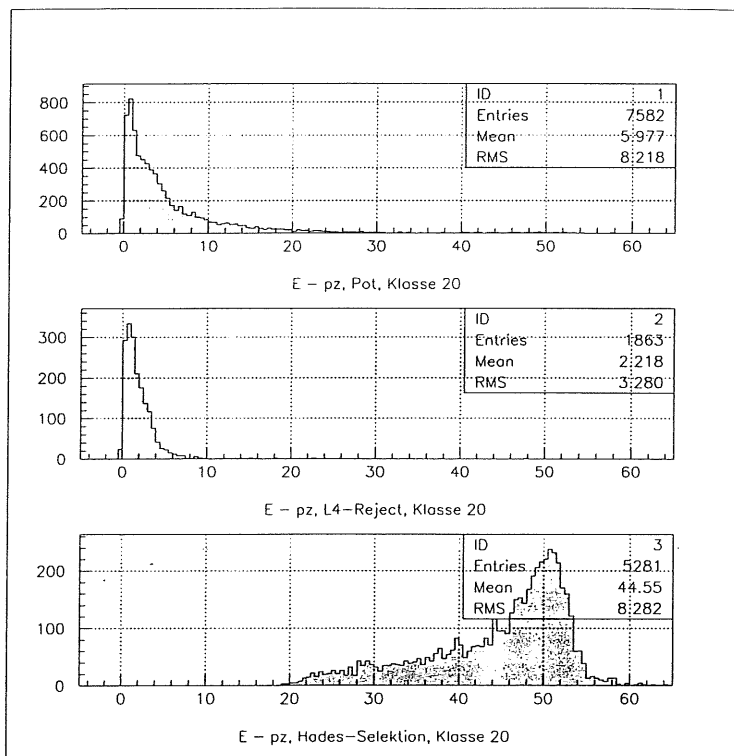


Abbildung 27:  $\sum_{calocells}(E - p_z)$  für POT-, Reject- und Hades-Ereignisse.

von  $p_t > 200$  Mev bis ins Kalorimeter. Dies erhält man aus Gleichung 17, und der Annahme dass nur jene Teilchen bis ins LAr-Kalorimeter gelangen, deren Krümmungsradius nicht kleiner als die Hälfte des Abstandes von Strahlachse zur Wand des LAr-Kessels ist (112.5 cm [1]).

Die Abbildung 27 zeigt einige typische Verteilungen für POT-, L4-Reject- und Hades-Ereignisse. Für die in Abbildung 27 dargestellten verschiedenen  $(E - p_z)$ -Energieverteilungen wurde die Untergrundklasse 20 verlangt: Die Energie- Impulsbilanz eignet sich vorallem zur Identifikation von "Beam-Gas"- Ereignissen, die, wie bereits ausgeführt, in der Klasse 20 erfasst werden. Ferner ist es aus den obengenannten Gründen sinnvoll (Detektierbarkeit der Ereignisse) nur Ereignisse mit Beamtracks aus der Wechselwirkungszone zu verlangen.

Bei Proton-Restgasatom-Wechselwirkung wird der Atomkern des Gases zertümmert ; diese Trümmer sind als positive Tracks im Trackingsystem messbar, die einen gemeinsamen Vertex innerhalb der Strahlröhre aufweisen.

Mittels der Abbildung 27 lassen sich nun die folgenden Aussagen machen:

- **POT:** viel Proton-Restgasatomwechselwirkung, wenige DIS- und Photoproduktions-Ereignisse (bei 52 GeV);

- **L4-Reject:** nur Proton-Restgasuntergrund: Das deutliche Maximum unter 7 GeV entspricht der Proton-Restgasatom-Wechselwirkung;
- **Hades:** Bei 52 GeV sieht man das Maximum der doppelten Elektronenenergie, wie dies in Gleichung 20 beschrieben wurde.

### 4.3 Problemfälle

Als Problemfälle werden alle jene Ereignisse bezeichnet, die mittels der Untergrundklassifikation nicht erfasst wurden. Wie bereits erwähnt, ist diese Klassifikation exklusiv, kein Ereignis kann zwei mal registriert werden. Die nirgends klassifizierten Ereignisse sind in der Untergrundklasse **0** zusammengefasst.

Die Klassen 10 und 20 erfassen alle Ereignisse, die mindestens einen Beamtrack aufweisen, die Klasse 30 alle, die Shorttracks besitzen und schliesslich die Klasse 40 alle jene, die über weniger als 10 CJC-Signale verfügen. Für die Klasse 0 bleiben demnach solche Ereignisse, die keine Beamtracks haben, deren Spuren aber mehr als 15 Signale in der CJC verursachen. Dies können Ereignisse mit Spuren sein, die ihren Anfang sehr weit von der Strahlachse entfernt haben, also ein grosses DCA besitzen (Beamtracks verlangen ein DCA von weniger als 12 cm).

Diese Ereignisse machen je nach Art der untersuchten Files einige Prozent der Ereignisse aus: Bei den Pot-Files sind es 8.5%, bei den Reject-Files 15.6%, bei den Monitortrigger-Files 7.6% und beim Hades-Sample machen sie 3.9% aus.

### 4.4 Zusammenstellung der Eigenschaften

Im folgenden werden die in diesem Kapitel herausgearbeiteten Eigenschaften der einzelnen Untergrundklassen kurz zusammengefasst:

**Klasse 10:**

Frühes ToF-Signal, BEMC-Diodenverhältnis in vielen Fällen über 0.9, etwas grössere mittlere Ladung auf den CJC-Drähten;

**Klasse 20:**

Rechtzeitiges ToF-Signal<sup>35</sup>, kleine Ladungen auf den CJC-Drähten, im radialen Vertexplot ist das Maximum der "Beam-Wall"-Ereignisse gut erkennbar, BEMC-Diodenverhältnis hat kein markantes Maximum;

**Klasse 30:**

Rechtzeitiges ToF-Signal, allerdings zu grösseren Zeiten hin verbreitert, grosse mittlere Ladung auf den CJC-Drähten, deutliches Maximum beim

---

<sup>35</sup> Damit ist die Gleichzeitigkeit mit dem Hades- ToF-Signal gemeint

BEMC- Diodenverhältnis über 0.95, kleine bis verschwindende Transversalimpulse und -energien.

**Klasse 40:**

Für die Klasse 40 lassen sich nur sehr schwer solche Eigenschaften angeben, da es sich in den meisten Fällen nicht um reale Ereignisse handelt, sondern nur um elektronisches Rauschen im Detektor. In grober Näherung kann man sagen, dass sie sich in vielen Fällen etwa ähnlich wie die Ereignisse der Klasse 30 verhalten.

## 5 Anwendungen

Es folgen nun quantitative Studien für die wichtigsten Track- und die Kalorimetertrigger in Abhängigkeit der Untergrundklassen. Dazu werden die einzelnen Triggerraten unter den wichtigsten Bedingungen bestimmt, und mit Raten aus Referenzen verglichen.

Alle Triggerraten der Pot- und Rejectereignisse habe ich aus dem Run 64979 bestimmt, wobei die folgenden L1-activ<sup>36</sup> Zeiten gemessen wurden, die den nachstehenden Raten entsprechen, wobei für die L4-Reject-Daten der fehlende Faktor 100 bereits in der Rate enthalten ist:

- für POT-Daten:  $2407 \text{ s} \Rightarrow 1 \text{ Ereignis} \equiv 4.15 * 10^{-4} \text{ Hz}$
- für REJECT-Daten:  $3233 \text{ s} \Rightarrow 1 \text{ Ereignis} \equiv 3.1055 * 10^{-2} \text{ Hz}$

Der Run 64979 wurde am 10. Oktober 1993 aufgenommen. Er liegt ungefähr in der Mitte einer im Vergleich zu anderen stabilen Messperiode. Weitere wichtige Informationen zu diesem Run sind:

- die Strahlströme haben folgende Werte:  
 $I_{Electron} = 8.38 \text{ mA}$ ,  $I_{Proton} = 11.61 \text{ mA}$
- die totale Luminosität während der L1-aktiven Zeit (3233 s) war:  
 $L = 1061.95 \mu\text{barn}^{-1}$

Mittels dieser Triggerraten soll die Häufigkeit des auftretenden Untergrundes quantifiziert werden. Einige der Trigger haben Prescalefaktoren, was bedeutet, das nur jedes n-te Triggersignal aufgezeichnet wird, da sonst die Raten zu gross würden. Mit diesen Faktoren muss man die Triggerraten bei der Auswertung wieder multiplizieren. Die Zahlen sind mit einer entsprechenden Bemerkung bei den betroffenen Triggern<sup>37</sup> angegeben.

Alle Raten sind in **mHz** angegeben. Bei absoluten Zählraten von weniger als zwei Ereignissen wurde die Rate aus Gründen mangelnder Statistik nicht ausgerechnet. Alle Raten der Untergrundklassen setzen sich aus den Werten der Pot- sowie der L4-Reject-Daten zusammen.

### 5.1 Abschätzung der Raten physikalisch relevanter Ereignisse

Als Referenzen werden zunächst die zu erwartenden Raten einzelner Subtrigger aufgrund von [6], [10] und [12] bestimmt, und mit den Raten, die man

<sup>36</sup>Die Zeit, während der L1 activ ist, d. h. der Trigger bereit ist, Ereignisse zu registrieren, ist die effektive Datenaquisitionszeit.

<sup>37</sup>Dies sind vor allem die Monitortrigger.

aus der Untergrundklassifikation erhält, verglichen. Dies ist zugleich auch ein Test, ob die Klassifikation mit den real gemessenen Daten kompatibel ist.

#### Track-Trigger:

Die Referenz-Raten für die Track-Trigger wurden aus Ereignissen der Photoproduktion bestimmt, wie sie in [10] beschrieben sind. Die Auslösung eines Triggersignales erfolgte nach zwei verschiedenen Kriterien:

- Das unter kleinem Winkel ( $\Theta_{e'} < 5$  mrad) gestreute Elektron wurde im Elektrontagger des H1-Luminositätssystems detektiert. Dies entspricht einem eTag-Signal.
- Die Ereignisse, bei denen das Elektron unter Winkeln von  $\Theta_{e'} < 70$  mrad gestreut wird, können nicht im Hauptteil der H1-Detektor registriert werden, andere Reaktionsprodukte bewirken aber ein Signal im z-Vertex-Trigger: z-Vertex- $\sigma 1$ -Signal

Aus [10] entnimmt man auf Seite 14 unten die folgenden totalen Zählraten mit den entsprechenden Luminositäten:

- z-Vertex- $\sigma 1$ :  $(940 \pm 65)$  Ereignisse bei  $(1081 \pm 76) \mu\text{b}^{-1}$  Luminosität
- eTag\*T0:  $(917 \pm 38)$  Ereignisse bei  $(1536 \pm 109) \mu\text{b}^{-1}$  Luminosität

Die zu erwartende Physikrate für den hier betrachteten Run 64979 berechnet sich demnach aus dem Verhältnis der Luminositäten, multipliziert mit der totalen Ereigniszahl und der Ereignisrate in mHz für diesen Run:

$$\begin{aligned} \text{für z-Vertex-}\sigma 1: \text{Rate} &= 940 * \frac{1062 \mu\text{b}^{-1}}{1081 \mu\text{b}^{-1}} * \frac{1}{3233 \text{ s}} = \mathbf{(286 \pm 79) \text{ mHz}} \\ \text{für eTag*T0: Rate} &= 917 * \frac{1062 \mu\text{b}^{-1}}{1536 \mu\text{b}^{-1}} * \frac{1}{3233 \text{ s}} = \mathbf{(196 \pm 39) \text{ mHz}} \end{aligned}$$

Die Fehler berechnen sich mit dem Gauss'schen Fehlerfortpflanzungsgesetz der relativen Fehler.

#### Kalorimeter-Trigger:

Die Raten für die **LAr-Trigger** stammen alle direkt von [12]. Für Ereignisse tief inelastischer Streuung bei neutralen Strömen wurde ein Wirkungsquerschnitt von 5 nb gemessen:

$$\text{Rate} = (2400 \pm 50) * 5 \text{ nb} * 1.06 \text{ nb}^{-1} * \frac{1}{3233 \text{ s}} = \mathbf{(4 \pm 1) \text{ mHz}}$$

Aufgrund von [6] wurden die Raten für Ereignisse tief inelastischer Streuung, bei denen das Elektron ins BEMC gestreut wird, bestimmt. Dies entspricht dem **BEMC-Trigger 000**. Aus der Figur 1a und 1b von [6] kann man die folgenden Raten für Ereignisse tief inelastischer Streuung über neutrale Ströme abschätzen, die bei einer integrierten Luminosität von  $22.5 \text{ nb}^{-1}$  gemessen wurden:

für alle Ereignisse:  $\sim 2000$   
für Ereignisse mit  $E_{BEMC} > 15 \text{ GeV} \sim 1000$

Zur Abschätzung der zu erwartenden Rate beim betrachteten Run 64979 macht man die gleiche Rechnung wie bei den Tracktriggern für alle Ereignisse:

$$\text{Rate} = 2000 * \frac{1.062 \text{ nb}^{-1}}{22.5 \text{ nb}^{-1}} * \frac{1}{3233 \text{ s}} = (29 \pm 3) \text{ mHz}$$

für  $E_{BEMC} > 15 \text{ GeV}$ :

$$\text{Rate} = 1000 * \frac{1.062 \text{ nb}^{-1}}{22.5 \text{ nb}^{-1}} * \frac{1}{3233 \text{ s}} = (15 \pm 2) \text{ mHz}$$

## 5.2 Erwartete Raten der Untergrundklassifikation

Die Klasse 20 umfasst neben den physikalisch interessanten auch andere Typen von Ereignissen, wie etwa die Beam-Gas- und die Beam-Wall Ereignisse. Ferner gibt es Ereignisse, die mehr als einen Vertex haben, was wiederum in der Klassifikation berücksichtigt werden muss, genau wie jene Ereignisse, die nur einen Beamtrack besitzen, also jene, bei denen der Vertexfit nicht möglich ist. Da der eingangs beschriebene Vertexfit ein wichtiges Kriterium zur weiteren Differenzierung dieser Klasse ist, erscheint es sinnvoll, diese Klasse nach Kriterien dieses Fittes in weitere Unterklassen aufzuteilen. Die hier verwendeten Unterklassen **21** bis **24** haben die folgenden Bedeutungen:

- **21:** Es gibt nur genau einen Beamtrack.
- **22:** Es wurde mehr als ein Beamtrack gefunden, aber es gibt mehrere Vertices. Diese Entscheidung wird aufgrund der zum Fit verwendeten Beamtracks gefällt: wenn weniger als 75% der totalen Anzahl am Anfang zu Verfügung stehender Spuren effektiv für den Fit nach allen Durchgängen gebraucht wurden, so wird das Ereignis hier klassifiziert.
- **23:** Wiederum mehr als ein Beamtrack, es gibt nur einen Vertex, und mehr als 75 % der Spuren treffen sich im Zentrum der Strahlröhre (physikalisch bedeutungsvolle Ereignisse und z. T. Beamgas-Events). Hier wird die Entscheidung auf Grund des am Anfang des Kapitels über die Klassifikationen beschriebenen Kriteriums für einen erfolgreichen Fit gefällt.
- **24:** Mehr als ein Beamtrack, ein gemeinsamer Vertex, der aber im Bereich der Strahlröhre liegt (Beam-Wall Ereignisse).

Demnach sollten in der Klasse 23 alle physikalisch interessanten Ereignisse sein, es zeigt sich jedoch, dass nur etwa 40 % der physikalisch relevanten Ereignisse in der Klasse 23 klassifiziert werden, da auch bei physikalischen Ereignissen häufig sekundäre Vertices auftreten. Deshalb müssen alle Raten des vorigen Abschnittes mit 0.4 multipliziert werden, wenn sie im folgenden Abschnitt mit den Raten der Klasse 23 verglichen werden. Diese Raten werden nun bestimmt, der Beamgas-Untergrund abgezogen und anschliessend mit den oben aus den Referenzen bestimmten "theoretischen" Raten verglichen.

### 5.2.1 Der Bereich für ep-Ereignisse

Der Bereich in z-Richtung, in dem die physikalisch relevanten Ereignisse stattfinden, wird durch die Untersuchung der z-Vertexverteilung der HADES - Selektion abgeschätzt.

Zur Abschätzung des ep-Bereiches<sup>38</sup> geht die folgende Modellvorstellung ein: Der "Beam-Gas"-Untergrund ist über den ganzen Bereich in z-Richtung gleichverteilt, die Ereignisse der ep-Reaktionen liegen in Form einer Gauss'schen Glockenkurve um den Nullpunkt der z-Achse verteilt.

Dies ist in Abbildung 28 dargestellt. Wie Abbildung 28 oben zeigt, liegen die Vertices der HADES-Ereignisse etwa zwischen -30 cm und +15 cm, während die "Beam-Gas"-Ereignisse einigermassen im Akzeptanzbereich der Tracktrigger gleichverteilt sind, welcher sich von -30 cm bis +30 cm erstreckt (Abbildung 28 unten). Im unteren Bild sind die L4-Reject Ereignisse dargestellt, sie zeigen die erwartete Gleichverteilung der Untergrundereignisse. Durch Bestimmung der Raten in der Region ausserhalb des ep-Bereiches, also zwischen +15 cm bis +30 cm, kann nun durch lineare Extrapolation auf die Untergrundrate innerhalb des ep-Bereiches zurückgerechnet werden. Dies geschieht unter der Annahme, dass sich die Vertexverteilung innerhalb des Akzeptanzbereiches des Detektors linear verhält.

Abbildung 28 oben zeigt eine leichte Verschiebung des Maximums um  $\sim 10$  cm. Dies hat den Grund, dass sich die Strahlen nicht genau im Wechselwirkungspunkt bei  $z=0$  cm treffen. Bei Teilchen, die sich mit fast Lichtgeschwindigkeit bewegen, macht dies eine zeitliche Verschiebung von ca. 0.3 ns aus, was immer noch von erstaunlicher Genauigkeit ist. Auf die lineare Extrapolation der Untergrundraten hat dies allerdings keinen Einfluss.

---

<sup>38</sup>Als "ep" wird im Folgenden als Abkürzung für Elektron-Proton-Streuung verwendet.



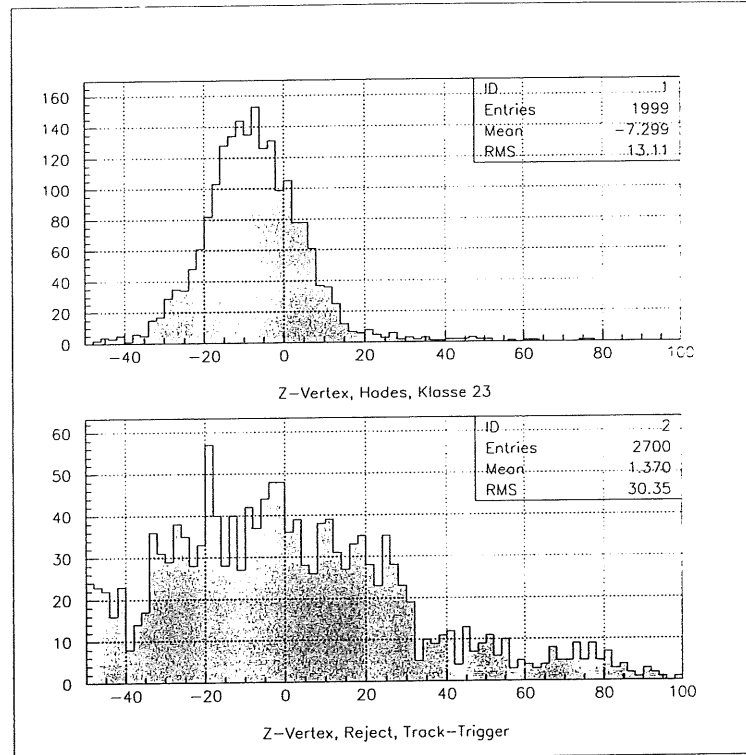


Abbildung 28: z-Vertex Verteilungen für HADES-Ereignisse (oben) und Beam-Gas Untergrund (unten)

### 5.2.2 Bestimmung der ep-Physik-Raten

Zur Bestimmung der auf Grund der in dieser Arbeit verwendeten Untergrundklassifikation erwarteten Rate für ep-Physik-Ereignisse wird zunächst die totale Anzahl Ereignisse der Klasse 23 im Bereich von -30 cm bis +15 cm der Vertexverteilung in z-Richtung ermittelt. Anschliessend wird die Zahl der in +15 cm bis +30 cm liegenden Ereignisse ausgerechnet, und, unter der oben beschriebenen Annahme, dass dies alles "Beam-Gas-Untergrund" sei, linear extrapoliert, und von der Rate im ep-Bereich abgezogen. Die daraus erhaltene Rate wird als zu erwartende Rate für physikalisch relevante Ereignisse mit den aus den Referenzen bestimmten Raten verglichen<sup>39</sup>. Abbildung 29 zeigt die Vertexverteilungen der Track-Subtrigger:

Mittels den oben bestimmten Akzeptanzbereichen werden nun die Raten für die Track-Trigger aus Ereignissen der POT-Daten bestimmt, und anschliessend in Tabelle 1 mit den Referenzraten verglichen. Die Fehler bestimmen sich nach den Gesetzen der Poisson-Statistik:  $(N \pm \sqrt{N})$ .

#### Subtrigger 083:

<sup>39</sup> vergleiche dazu Abschnitt 5.1

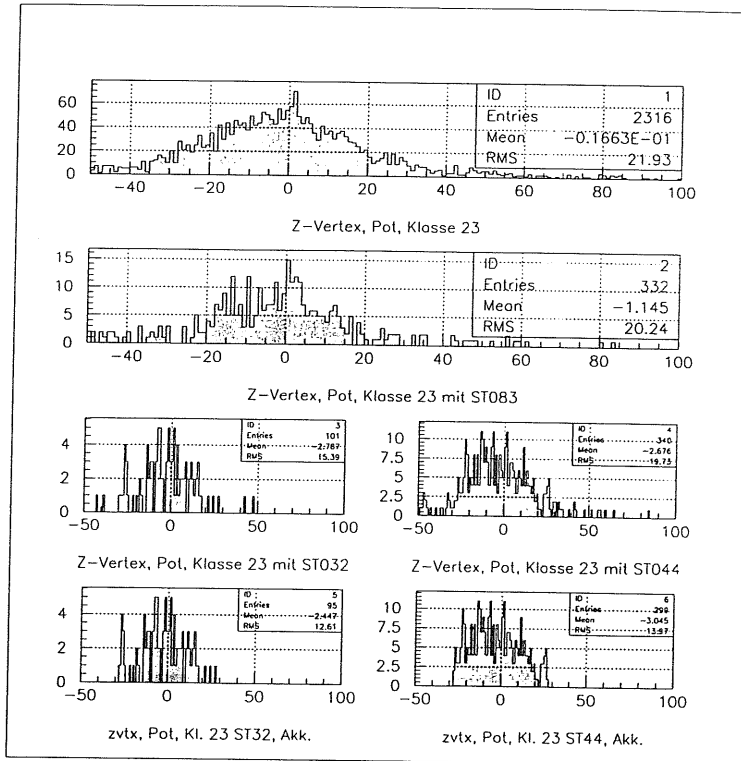


Abbildung 29: z-Vertexverteilungen der einzelnen Track-Subtrigger sowie deren Akzeptanzen.

---

Totale Anzahl an Ereignissen:	$(332 \pm 18)$
Anzahl Ereignisse im ep-Bereich:	$(261 \pm 16)$
Anzahl Ereignisse ausserhalb:	$(26 \pm 5)$
Abzuziehende Zahl der Ereignisse:	
$\frac{45 \text{ cm}}{15 \text{ cm}} * (26 \pm 5) =$	$(78 \pm 15)$

---

Totale Rate der ep-Physik-Ereignisse:  
 $(261 \pm 16) - (78 \pm 15) = (183 \pm 22) \Rightarrow \text{ST083: } (76 \pm 9) \text{ mHz}$

---

### Subtrigger 032:

Aus [11], Figur 33b erhält man, dass die Akzeptanz des z-Vertex- Triggers im Bereich von  $\sim \pm 30 \text{ cm}$  liegt, aus der im vorige Abschnitt beschriebenen Überlegung, dass der Bereich für ep-Ereignisse in  $-30 \text{ cm}$  bis  $+15 \text{ cm}$  liegt. Für den ST032 wurde allerdings aus Gründen der Akzeptanz der Bereich für ep-Ereignisse auf  $\pm 15 \text{ cm}$  eingeschränkt. Der ST032 hat einen Prescalefaktor von 9, also müssen die errechneten Raten noch mit 10 multipliziert werden.

---

Totale Anzahl an Ereignissen:	(101 ± 10)
Anzahl Ereignisse im ep-Bereich:	(73 ± 9)
Anzahl Ereignisse ausserhalb:	(24 ± 5)
Abzuziehende Zahl der Ereignisse:	
$\frac{30 \text{ cm}}{15 \text{ cm}} * (24 \pm 5) =$	(48 ± 10)

---

Totale Rate der ep-Physik-Ereignisse:  
 $(73 \pm 9) - (48 \pm 10) = (25 \pm 14) \Rightarrow \text{ST032: } (104 \pm 58) \text{ mHz}$

---

#### Subtrigger 044:

Der ST044 baut sich aus dem z-Vertex-Trigger auf, demnach muss also wieder die Akzeptanz von [11] berücksichtigt werden.

---

Totale Anzahl an Ereignissen:	(340 ± 18)
Anzahl Ereignisse im ep-Bereich:	(267 ± 16)
Anzahl Ereignisse ausserhalb:	(37 ± 6)
Abzuziehende Zahl der Ereignisse:	
$\frac{45 \text{ cm}}{15 \text{ cm}} * (37 \pm 6) =$	(111 ± 18)

---

Totale Rate der ep-Physik-Ereignisse:  
 $(267 \pm 16) - (111 \pm 18) = (156 \pm 24) \Rightarrow \text{ST044: } (64 \pm 10) \text{ mHz}$

---

#### Subtrigger 000:

Für den Subtrigger 0 wurden 2 zu erwartende Raten bestimmt: Einerseits die des gesamten Spektrums, und andererseits jene mit  $E_{BEMC} > 15 \text{ GeV}$ . Zur Abschätzung der Physik-Raten mittels der Untergrundklassifikation wurde wieder angenommen, dass die physikalisch interessanten Ereignisse aus dem Bereich von  $\pm 20 \text{ cm}$  stammen. In Abbildung 30 sind die Verteilungen der Lage der Vertices in z- und r-Richtung, sowie die Energieverteilung im BEMC dargestellt. Es wurden nur Ereignisse dargestellt, die in der Klasse 23 sind.

#### *Gesamtes Spektrum:*

---

Totale Anzahl an Ereignissen:	(85 ± 9)
Anzahl Ereignisse in $\pm 20 \text{ cm}$ :	(71 ± 8)
Anzahl Ereignisse ausserhalb (-50 cm bis +90 cm):	(14 ± 4)
Abzuziehende Zahl der Ereignisse:	
$\frac{40 \text{ cm}}{100 \text{ cm}} * (14 \pm 4) =$	(6 ± 3)

---

Totale Rate der ep-Physik-Ereignisse:  
 $(71 \pm 8) - (6 \pm 3) = (65 \pm 9) \Rightarrow \text{ST000: } (20 \pm 3) \text{ mHz}$

---

$E_{BEMC} > 15 \text{ GeV}$ :

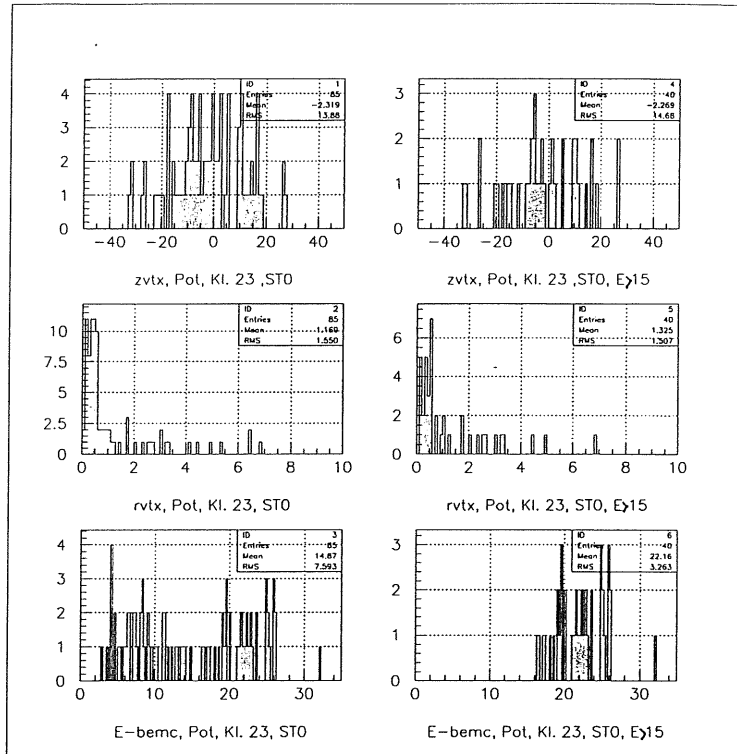


Abbildung 30: ST0: zVertex-, r-Vertex und Energieverteilungen im BEMC.

Totale Anzahl an Ereignissen:	$(40 \pm 6)$
Anzahl Ereignisse in $\pm 20$ cm:	$(32 \pm 6)$
Anzahl Ereignisse ausserhalb (-50 bis +90 cm):	$(8 \pm 8)$
Abziehende Zahl der Ereignisse:	
$\frac{40 \text{ cm}}{100 \text{ cm}} * (8 \pm 8) =$	$(3 \pm 3)$

Totale Rate der ep-Physik-Ereignisse:  
 $(32 \pm 6) - (3 \pm 3) = (29 \pm 7) \Rightarrow \text{ST000: } (9 \pm 2) \text{ mHz}$

**Subtrigger 072 - 077:**

Die Ereignisse der Subtrigger 072 bis 077 sind nicht dargestellt, da sie über den gesamten Vertexbereich etwa gleichverteilt sind.

Totale Anzahl an Ereignissen:	$(94 \pm 10)$
Anzahl Ereignisse in $\pm 20$ cm:	$(31 \pm 6)$
Anzahl Ereignisse ausserhalb (-50 bis +90 cm):	$(63 \pm 8)$
Abziehende Zahl der Ereignisse:	
$\frac{40 \text{ cm}}{100 \text{ cm}} * (63 \pm 8) =$	$(25 \pm 3)$

Totale Rate der ep-Physik-Ereignisse:  
 $(31 \pm 6) - (25 \pm 3) = (6 \pm 6) \Rightarrow \text{ST 72 - 77: } (2 \pm 2) \text{ mHz}$

**Subtrigger 064 -068:**

Bei diesem Kalorimeter-Subtrigger ist die Statistik so gering, dass keine weiteren vernünftigen Aussagen mehr gemacht werden können:

Totale Anzahl an Ereignissen:  $(2 \pm 1)$ ; Anzahl Ereignisse in  $\pm 20$  cm:  $(2 \pm 1)$ ;  
Also erhält man für die Rate der ep-Physik-Ereignisse:

$$(1 \pm 1) \text{ mHz}$$

**5.3 Track-Trigger**

Die oben errechneten Raten für die Track-Trigger sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Die Raten der Klassen 10, 20 ohne 23 sowie 30/40 bilden sich aus der Summe der Raten der Pot- und L4-Reject-Daten, die Raten der Referenzen und der Physik-Klasse 23 wurden im vorigen Abschnitt berechnet. Für die Klasse 20 ist die Unterklasse 22 (mehr als ein Vertex) dominant. Sie enthält jeweils gut 50% aller Ereignisse, die in der Klasse 20 klassifiziert wurden.

Die erste wichtige Bemerkung, die man zu Tabelle 1 machen muss, ist, dass die Subtrigger 032 und 083 nicht genau den in [10] verwendeten Selektionen entspricht. Dort wurde nur der z-Vertex- $\sigma_1$ - beziehungsweise der eTag\*T0-Trigger verwendet. ST032 und ST083 verlangen beide dazu in Koinzidenz den DC- $r\varphi$ -Trigger<sup>40</sup>. Nach [13] hat der Driftkammer-Trigger eine Effizienz von 40 - 60% pro Spur, was bedeutet, dass man eine Reduktion der Raten zu erwarten hat. Ebenfalls reduziert die Klassifikation in der Klasse 23 die ep-Physikereignisse um etwa einen Faktor 2.5<sup>41</sup>. Vergleicht man die Zahlen der Referenzen, nach dem sie mit 0.4 multipliziert wurden, mit denjenigen der Klasse 23, so findet man für die Subtrigger 032 und 083 eine gute Übereinstimmung. Dies zeigt zugleich, dass die Klassifikation der Ereignisse sinnvoll ist. Für Raten, die zu klein für weitere Auswertungen sind wird in allen folgenden Tabellen das Symbol  $< n$  gesetzt, wobei n zwei hier nicht gemessenen Ereignissen entspricht.

Es lassen sich nun also die folgenden Schlüsse ziehen:

- Aus dem Verhältnis der Raten für die Physik-Klasse (Klasse 23) ist ersichtlich, dass die Effizienz des ST044 etwa 4 mal schlechter als die des ST032 ist.
- Der DC- $R\varphi$  Trigger ist gegen Synchrotronstrahlung unempfindlich, wie die Raten der Klasse 30 bestätigen. Dies ist auch damit verträglich, dass der DC- $r\varphi$ -Trigger eine Spur in der CJC verlangt.

<sup>40</sup> d.h. es wird mindestens eine Spur in der CJC verlangt

<sup>41</sup> Vergleiche dazu Kapitel 5.2

	Art	Subtrigger		
		032	044	083
Referenzen	Physik	$286 \pm 79$		$196 \pm 36$
Ref. * 0.4	Physik	$114 \pm 32$		$78 \pm 14$
ep (gemessen)	Physik	$104 \pm 58$	$64 \pm 10$	$76 \pm 9$
Klasse 10	Untergr.	$2553 \pm 277$	$1161 \pm 188$	$108 \pm 54$
Kl. 20 ohne 23	Untergr.	$7028 \pm 1254$	$2583 \pm 251$	$332 \pm 34$
Klassen 30/40	Untergr.	$< n$	$< n$	$< n$

Tabelle 1: Triggerraten für die Track-Trigger (siehe Text)

- Der Vergleich der Verhältnisse von Physikrate (Klasse 23) zur Untergrundsrate (Klasse 20 ohne 23) der Subtrigger 32 und 44 zeigt, dass die zusätzliche Bedingung des Subtriggers 44<sup>42</sup> dieses Verhältnis nicht wesentlich beeinflusst.

Offenbar verbessert in diesem Fall der Trigger, der viele Bedingungen stellt, das Verhältnis von Untergrund zu Physik nicht wesentlich im Vergleich zu dem, der mit wenig Bedingungen auskommt, aber einen Prescalefaktor besitzt. Da bei Triggern, die viele Triggerbedingungen miteinander verknüpfen (wie etwa der ST044) die Gefahr gross ist, dass physikalisch interessante Ereignisse verloren gehen, erscheint es sinnvoller, mit weniger Bedingungen ein Triggersignal auszulösen, diese Zählrate aber mit einem Prescalefaktor zu reduzieren (ST032). Auch kann bei einem einfachen Trigger dessen Akzeptanz leichter bestimmt werden.

## 5.4 Kalorimeter-Trigger

In Tabelle 2 sind die Raten aller oben berechneten Kalorimeter-Subtrigger zusammengefasst, und den Untergrundraten dieser Trigger gegenübergestellt. Wiederum setzen sich die Raten aus den Pot- und Reject-Daten zusammen, von der Klasse 20 sind die Ereignisse der Unterklasse 23 abgezogen.

Aus diesen Raten lassen sich über den Subtrigger **000** nun einige Schlüsse ziehen:

- Die gemessene ep-Rate ist etwas grösser als die Referenzrate, da nicht die volle Analyse wie in der Selektion von [6] angewandt werden konnte.

<sup>42</sup>ST044 verlangt zusätzlich, dass mehr als die Hälfte der Spuren in der CJC negative Krümmung haben

	Art	Subtrigger		
		000	64 - 68	72 - 77
Referenzen	Physik	29±3	3±1	3±1
ep (gemessen)	Physik	20±3	1±1	2±2
Klasse 10	Untergr.	570±124	32±31	419±124
Kl. 20 ohne 23	Untergr.	69±6	3±1	214±62
Klassen 30	Untergr.	451±124	23±3	561±124
Klassen 40	Untergr.	1677±217	472±93	156±61

Tabelle 2: Triggerraten für die Kalorimetertrigger (siehe Text)

- Der Hauptuntergrund in den Klassen 30 und 40 ist Synchrotronstrahlung.
- Etwa zwei Drittel der Klasse 20 sind Protonenuntergrund, den Rest bilden ep-Reaktionen.

Bei den Subtriggern **64 - 68** und **72 - 77** ist einerseits markant, dass die Subtrigger 64 bis 68 vor allem durch LAr-Trigger-Rauschen dominiert sind. Die Subtrigger 72 - 77 verlangen einfache Spurinformatio(nen)(T0), und haben dafür kleinere Schwellwerte. Dies erhöht die Untergrundraten. Hingegen zeigen die Subtrigger 64 - 68 erheblich stärkeres Triggerrauschen.

In den nächsten Abschnitten werden einzelne Aspekte der Kalorimetertrigger etwas verdeutlicht.

#### 5.4.1 Der BEMC-Trigger

Die Tabelle 3 zeigt die Triggerraten für den hohen Schwellwert von 7 GeV im BEMC. Mit **benr** ist das Diodenverhältnis gemeint <sup>43</sup>. Die wichtigsten Merkmale dieser Raten sind:

- Die Untergrundklasse 20 liefert bei Ereignissen aus dem POT-Datensatz erwartungsgemäss den grössten Beitrag; bei den Ereignissen der L4-Reject-Daten sind dies die Klassen 30 und 40.
- Die Bedingung an das Diodenverhältnis ( $\text{benr} < 0.9$ ) ändert bei den POT-daten fast nichts, hingegen bei den Rejectdaten sehr viel: Die totale Rate ändert sich um einen Faktor 6.1 und die Rate der Untergrundklasse 10 verbessert sich um einen Faktor 1.8. Dramatisch verändert sich die Rate der Klassen 30 und 40: diese Abschneidebedingung bewirkt eine Unterdrückung dieses Untergrundes um einen Faktor 33.5.

<sup>43</sup> vergleiche dazu Abbildung 19

Trigger	File	Untergrundklasse			
		alle	10	20	30+40
ST000	POT	239±16	44±7	96±10	56±8
ST000	REJECT	2826±53	528±23	< n	2081±47
ST0&benr< 0.9	POT	214±15	42±7	94±10	55±7
ST0&benr< 0.9	REJECT	466±22	280±17	< n	62±8

Tabelle 3: Triggerraten für BEMC-Subtrigger

- Die Raten für die Klasse 20 verschwindet bei den L4-Reject-Ereignissen ganz.

Der ST000 in Koinzidenz mit einer Bedingung, die grosse Diodenverhältnisse unterdrückt, ist demnach ein guter Trigger zur Unterdrückung Synchrotronstrahlungsereignisse.

#### 5.4.2 Energieverteilungen im BEMC

In Abbildung 31 sind für L4-Reject-Daten auf der linken Seite die Energieverteilungen im BEMC dargestellt. In der obersten Darstellung ist die totale im BEMC deponierte Energie zu sehen. Das Maximum bei ca. 7 GeV sind Ereignisse der Untergrundklasse 30, wie im darunterliegenden Bild bestätigt wird, der zusätzlich den Su trigger 0 verlangt. Links unten wird dazu noch ein Diodenverhältnis von mehr als 0.95 gefordert. Die Ereignisse der Synchrotronstrahlung verursachen offenbar ein Diodenverhältnis von mehr als 0.95, wie im vorherigen Kapitel gezeigt wurde.

Die Plots auf der rechten Seite zeigen die (x,y)-Verteilung der deponierten Energien im BEMC. Daraus ist auch ersichtlich, weshalb eine Diode stark dominiert: Die Photonen treffen meist direkt auf eine einzelne Diode auf. Im unteren Plot ist deshalb auch die Struktur der BEMC sehr schön erkennbar (vergleiche dazu Abbildung 18).

#### 5.4.3 Liquid Argon Trigger

Wie im vorherigen Kapitel erklärt, teilen sich die Liquid-Argon-Trigger in zwei Gruppen: In eine hoher Schwellwerte und eine niedriger Schwellwerte. Die Raten aller Untergrundklassen sind in den Tabellen 4 und 5 dargestellt. Alle hier untersuchten LAr-Subtrigger haben keine Prescalefaktoren. Alle Subtrigger der jeweiligen Gruppe wurden in **or**-Koinzidenz verlangt.

**ST064 - ST068:** Schwellwerte bei 15 bis 20 GeV:

Tabelle 4 zeigt die Raten der hohen Schwellwerte. Aus den Raten ist ersichtlich, dass dieser Trigger vor allem durch elektronisches Rauschen im Detektor dominiert ist: Rund 79% der Pot-Raten sind in Untergrundklasse 40,



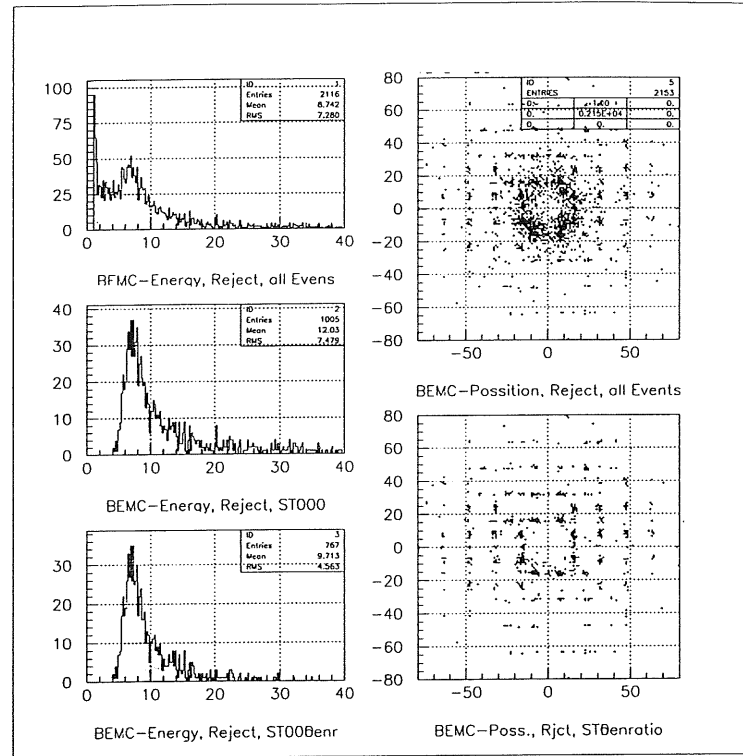


Abbildung 31: BEMC-Energieverteilungen.

Trigger	File	Untergrundklasse				
		alle	10	20	30	40
ST064-68	POT	269±16	2±1	4±2	22±5	214±15
ST064-68	REJECT	280±17	31±6	< n	< n	248±16

Tabelle 4: Triggerraten für LAr-Trigger, hoher Schwellwert

und 88% der Reject-Events. Hingegen hat die Physikklasse, die Untergrundklasse 20, nur sehr kleine Raten, und die Klasse der Synchrotronstrahlung liefert den anderen wichtigen Beitrag.

**ST072 - ST078:** Schwellwerte bei 3 bis 7 GeV:

Bei niedrigeren Schwellwerten sieht die Situation etwas anders aus:

Für die Pot-Events liefert nun die Klasse 20 den grössten Beitrag, bei den Reject-Events ist es die Klasse 30. Verlangt man zusätzlich den z-Vertex- $\sigma 1$ -Trigger, so bleibt die Klasse der physikalischen Ereignisse immer noch die dominante, nämlich mit rund 50% der Ereignisse, wobei zu bemerken ist, dass dann die Statistik extrem klein wird, und die Aussagen mit Vorsicht zu geniessen sind.

Ferner verschwindet für die Reject-Daten die Dominanz der Synchrotronstrahlungsereignisse und das elektronische Rauschen liefert wieder den grössten Beitrag (rund 60%).

Trigger	File	Untergrundklasse				
		alle	10	20	30	40
ST072-78	POT	166±13	17±4	123±11	4±2	1±1
ST072-78	REJECT	1335±37	404±20	93±10	559±24	155±12
ST72-78&&zVtxσ1	POT	4±2	< n	2±1	< n	0±0
ST72-78&&zVtxσ1	REJECT	155±12	< n	< n	< n	93±10

Tabelle 5: Triggerraten für LAr-Trigger, tiefer Schwellwert

#### 5.4.4 Vergleich der LAr-Subtrigger

Die Schlussfolgerungen aus den obigen Raten der Tabellen 4 und 5 sind die folgenden:

- Bei den Triggern des hohen Schwellwertes dominieren bei den Pot-sowohl als auch bei den Reject-Events die Ereignisse des elektronischen Rauschens (79% für Pot und 88% für Reject). Bei den Pot-Events liefern die Ereignisse aus der Synchrotronstrahlung den zweitwichtigsten Beitrag (ca. 9%)
- Die Trigger niedrigen Schwellwertes haben den grössten Beitrag der Pot-Events in der Physikklasse (ca. 72%), bei den Reject-Events dominiert die Klasse der Synchrotronstrahlung mit 42%.
- Die zusätzlichen Bedingung, z-Vertex-σ-1 unterdrückt die Ereignisse ohne Tracks (Rauschen und γ-Strahlung). Einzig bei den Reject-Daten wird der Anteil des Rauschens für den z-Vertex-Trigger dominant.

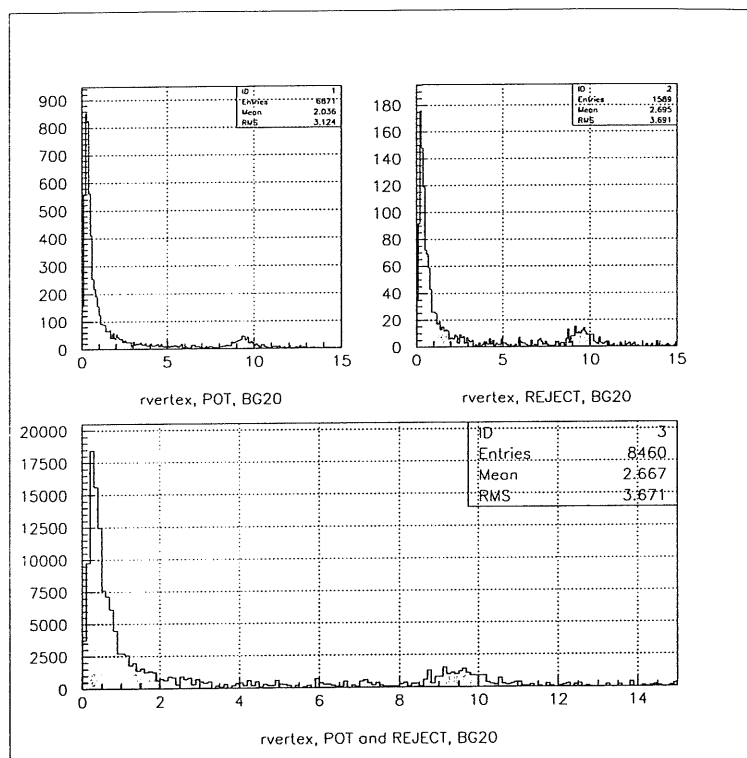


Abbildung 32: r-Vertex-Verteilungen für das Beamwall/Beamgas-Verhältnis.

### 5.5 Das Verhältnis von Beamwall- und Beamgasereignissen

Das Verhältnis von Beamgas- zu Beamwallereignissen wurde über die absoluten Zählraten der Pot- und Reject-Ereignisse bestimmt. Dabei ist zu berücksichtigen, dass nur jedes hundertste Ereignis der L4-Reject-Ereignisse aufgezeichnet wird; die Zählraten der Reject-Ereignisse müssen mit 100 multipliziert werden. Als Kriterium für den Cut wurde die radiale Vertexverteilung verwendet, wie sie in Abbildung 32 dargestellt ist.

Es wurden nur Ereignisse gezählt die sich in der Untergrundklasse 20 befinden, damit sicher mindestens ein Track gefunden werden kann. Ferner wurde verlangt, dass der Vertexfit erfolgreich war, um nichtgefittete

Selektion	File	Subtrigger				
		alle	032	044	64-68	72-77
Beam-Gas	POT	5428	305	1350	7	223
Beam-Gas	REJECT	17000	1200	700	0	100
Beam-Wall	POT	528	37	128	0	21
Beam-Wall	REJECT	3500	600	1700	0	0
$\frac{B-gas}{B-wall}$	beide	5.57	2.36	3.09		15.38

Tabelle 6: absolute Zählraten und Verhältnis von Beamwall zu Beamgas

Ereignisse abzuschneiden. Die Abschneidekriterien sind die folgenden:

- Beam-Gas:  $r - Vertex < 8$  cm
- Beam-Wall:  $8 \text{ cm} \leq r - Vertex \leq 11$  cm

Die Tabelle 6 zeigt die Verhältnisse für alle Ereignisse, die Tracksubtrigger 32 und 44 sowie für die Kalorimetersubtrigger bei niedrigem (72-77) und hohem Schwellwert (64-68).

## 6 Danksagung

Der ganzen Gruppe von Herrn Prof. P. Truöl danke ich herzlich für die freundliche Aufnahme und die geduldige Einführung. Herrn Truöl möchte ich an dieser Stelle einen grossen Dank aussprechen, dass er mir diese Arbeit ermöglichte. Mein ganz spezieller Dank gilt Dr. Ueli Straumann, der mit viel Fingerspitzengefühl, Aufmerksamkeit und Geduld meine Arbeit betreut und mir sehr fruchtbringend dabei geholfen hat; auch den anderen der Gruppe, wie etwa HansPeter Beck für seine geduldigen Einführungen in die Computerei, Katharina Müller, Peter Robmann und Christian Dollfus. Ein herzlicher Dank gilt auch Nicole Schwager, die mit einer heilsamen Gründlichkeit meine Arbeit auf grammatikalische, orthographische und stilistische Fehler abgesehen hat.

## 7 Verzeichnisse

### Abbildungsverzeichnis

1	Elektron-Nukleon Streuung im Partonmodell. . . . .	6
2	Schematische Ansicht von HERA. . . . .	10
3	Schematische Ansicht des HERA-Vorgeschleunigersystems. . .	11
4	Schnitt durch den H1 Detektor. . . . .	14
5	Das H1-Luminositätssystem . . . . .	17
6	Ereignis Tief inelastischer Streuung. . . . .	22
7	“Upstream” Ereignis eines L4-Reject-Datensatzes. . . . .	25
8	Zeitspektren der ersten ToF-Wand in [ns] gegenüber der HERA-Frequenz. . . . .	26
9	Spuren in den Drahtkammern für ein Upstreamevent. . . . .	26
10	Beam-Wall-Ereignis aus L4-Reject-Daten. . . . .	28
11	Ereignis der Proton-Restgasatomwechselwirkung. . . . .	29
12	radiale und horizontale Vertexverteilungen für L4-Reject. . .	30
13	ToF-Zeitspektren für Ereignisse aus der Wechselwirkungszone.	31
14	Abschirmung der Synchrotronstrahlung im H1-Detektor. . . .	32
15	ToF-Zeitspektren für Synchrotronstrahlungseignisse. . . . .	33
16	Synchrotronstrahlungseignis. . . . .	34
17	ToF-Zeitspektren mit Elektron- bzw. Proton-Pilotbunches. . .	39

18	Aufbau des BEMC aus Stacks . . . . .	40
19	BEMC-Diodenverhältnisse. . . . .	41
20	Ladungsverteilungen auf den CJC-Drähten. . . . .	42
21	ToF-Zeitspektren versus Ladungen auf den CJC-Drähten. . .	43
22	Diodenverhältnisse versus Ladungen auf den CJC-Drähten. .	44
23	Vertexverteilungen für Hades-Ereignisse. . . . .	44
24	Vertexverteilungen für L4-Reject-Ereignisse . . . . .	45
25	Transversalimpulse für Hades- und L4-Reject-Ereignisse. . .	47
26	Transversalenergieverteilungen für Hades und L4-Reject . . .	48
27	$\sum_{calocells}(E - p_z)$ für POT-, Reject- und Hades-Ereignisse. . .	49
28	z-Vertex Verteilungen für HADES-Ereignisse (oben) und Beam-Gas Untergrund (unten) . . . . .	56
29	z-Vertexverteilungen der einzelnen Track-Subtrigger sowie deren Akzeptanzen. . . . .	57
30	ST0: zVertex-, r-Vertex und Energieverteilungen im BEMC. .	59
31	BEMC-Energieverteilungen. . . . .	64
32	r-Vertex-Verteilungen für das Beamwall/Beamgas-Verhältnis.	66

## Tabellenverzeichnis

1	Triggerraten für die Track-Trigger (siehe Text) . . . . .	61
2	Triggerraten für die Kalorimetertrigger (siehe Text). . . . .	62
3	Triggerraten für BEMC-Subtrigger . . . . .	63
4	Triggerraten für LAr-Trigger, hoher Schwellwert . . . . .	64
5	Triggerraten für LAr-Trigger, tiefer Schwellwert . . . . .	65
6	absolute Zählraten und Verhältnis von Beamwall zu Beamgas	66

**Literatur**

- [1] H1 Collaboration: I. Abt et al.: The H1 Detector at HERA, DESY rep. 9/93-103
- [2] Physics at HERA, Proceedings of the Workshop, p.19, DESY 1991
- [3] E. Lohrmann, Hochenergiephysik, Stuttgart 1986
- [4] O. Nachtmann, Phänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik, Braunschweig, 1991
- [5] H1 Collaboration: T. Ahmend et al.: Observation of Deep Inelastic Scattering at Low  $x$ , DESY rep. 11/92-164, Phys. Lett. B299(1993)385
- [6] H1 Collaboration: I. Abt et al.: Measurement of the Proton Structure Function  $F_2(x, Q^2)$  in the Low  $x$  Region at HERA, DESY rep. 93-117, Nucl. Phys. B407(1993)515
- [7] H1 Collaboration: I. Abt et al.: Scaling Violations of the Proton Structure Functions  $F_2$  at Small  $x$ , DESY rep. 93-146, Phys. Lett. B321(1993)161
- [8] M. Erdmann et al, New Results from the H1 Experiment at HERA on Photoproduction, Deep Inelastic Scattering and Searches for New Particles, DESY rep. 93-077
- [9] D. Jackson, Klassische Elektrodynamik, New York, Berlin, 1981
- [10] H1 Collaboration: T. Ahmed et. al.: Total Photoproduction Cross Section Measurement at HERA Energies, DESY rep. 92-160, Phys. Lett. B299(1993)374
- [11] St. Eichenberger, A Fast Pipelined Trigger for the H1 Experiment at HERA, Dissertation, Zürich 1993
- [12] U. Straumann, private communication, Universität Zürich
- [13] R. Bernet, private communication, DESY Hamburg