

Schnelle Kalorimeter-Simulation für
Trigger-Studien bei H1

Diplomarbeit
an der
Universität Hamburg

Fachbereich Physik

Rüdiger Mundt

27. April 1989

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	6
2	Der H1-Detektor	9
3	Elektromagnetische und hadronische Schauerzähler	13
3.1	Kalorimeter	13
3.2	Elektromagnetische Schauer	14
3.2.1	Energieverlustmechanismen	14
3.2.2	Longitudinale und laterale Schauerparametrisierungen	17
3.3	Hadronische Schauer	20
3.3.1	Longitudinales Schauerprofil	21
3.3.2	Laterales Schauerprofil	21
4	Das Simulationsprogramm FLASH	24
4.1	Die Geometrie	24
4.2	Die Schauersimulation	31
4.2.1	Mittlere Materialeigenschaften	33
4.2.2	Elektromagnetische Schauer	35
4.2.3	Hadronische Schauer	36
4.2.4	Myonen	38
4.3	Vergleich mit einer detaillierten Simulation	40
5	Der Kalorimeter-Trigger	43
6	Übersicht über die untersuchten Ereignisklassen	49
6.1	Kinematik der Elektron-Proton-Streuung	49
6.2	Die Simulation des Untergrundes	61
6.2.1	Berechnung der Untergrundrate	63
7	Ergebnisse der Trigger-Simulation	64
7.1	Der Proton-Restgas-Untergund	66
7.2	Effizienz für die einzelnen Ereignisklassen	71
7.3	Der Schnitt auf die Triggerturm-Energie	80
7.4	Der Einfluß der Granularität	83

<i>Inhaltsverzeichnis</i>	2
7.5 Der dynamische Bereich der FADCs	87
7.6 Der Elektron-Trigger	90
Literaturverzeichnis	95

Abbildungsverzeichnis

1.1	Die Speicherringanlage HERA	8
2.1	Der H1-Detektor in einem Schnitt parallel zur Strahlachse	11
2.2	Der H1-Detektor in einem Schnitt senkrecht zur Strahlachse	12
3.1	Relativer Energieverlust in Blei für Elektronen und Positronen	15
3.2	Photon-Wechselwirkungsquerschnitte in Blei	16
3.3	Longitudinale Schauerprofile für Elektronen	18
3.4	Laterale Schauerprofile für 1 GeV-Elektronen in Aluminium in verschiedenen Schauertiefen.	19
3.5	Longitudinale Profile für Hadronschauer	22
4.1	H1-Geometrie im Simulationsprogramm FLASH	25
4.2	Gruppierung der Türme in einer θ - ϕ - Projektion	27
4.3	Einteilung der Kanäle im H1-Kalorimeter	28
4.4	Longitudinale Segmentierung des H1-Kalorimeters	29
4.5	Einteilung in Großtürme für den Flüssig-Argon-Trigger	29
4.6	Verteilung des nichtsensitiven Materials vor dem Kalorimeter	32
4.7	Verhältnis von Einfallenergie zur deponierten Energie im EMC	39
4.8	Verhältnis von Einfallenergie zur deponierten Energie im HAC	39
4.9	Vergleich mit GEANT/GHEISHA (alle had. Segmente)	41
4.10	Vergleich mit GEANT/GHEISHA (2 had. Segmente)	42
4.11	Vergleich mit GEANT/GHEISHA: Energiedeposition im HAC und im EMC	42
5.1	Die Pipeline im Kalorimeter-Trigger	44
5.2	Block-Diagramm der Trigger-Logik	45
5.3	Zur t_0 -Bestimmung	45
5.4	Die Bildung von Triggerturm-Signalen	47
5.5	Der digitale Teil der Trigger-Elektronik	48
6.1	Kinematik und Ereignistopologie in der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung	51
6.2	Feynmangraphen für geladene und neutrale Ströme	52
6.3	Graphen für Gluon-Bremsstrahlung und Boson-Gluon-Fusion	53

6.4	Kinematik der NC-Ereignisklassen	55
6.5	Kinematik der CC-Ereignisklassen	57
6.6	Kinematik der $b\bar{b}$ -Ereignisklasse	59
6.7	Simulation des Proton-Restgas-Untergrunds	62
7.1	Proton-Restgas-Untergrund: Impulsspektrum und Energiefluß	66
7.2	Proton-Restgas-Untergrund: Verteilungen der Triggergrößen	67
7.3	Proton-Restgas-Untergrund: Korrelationen E_{trans} - E_{miss} und E_{forw} - E_{barr}	68
7.4	Untergrundrate in Abhängigkeit vom Schnitt auf die Triggergrößen	69
7.5	Proton-Restgas-Untergrund: z-Vertex gegen E_{forw} und z-Vertex gegen E_{miss}	70
7.6	Proton-Restgas-Untergrund: z-Vertex gegen E_{trans} und z-Vertex gegen E_{miss}	70
7.7	Verteilungen der Triggergrößen für NCA-Ereignisse	73
7.8	Verteilungen der Triggergrößen für NCB-Ereignisse	74
7.9	Verteilungen der Triggergrößen für NCC-Ereignisse	75
7.10	Verteilungen der Triggergrößen für CCA-Ereignisse	76
7.11	Verteilungen der Triggergrößen für CCB-Ereignisse	77
7.12	Verteilungen der Triggergrößen für CCC-Ereignisse	78
7.13	Verteilungen der Triggergrößen für $b\bar{b}$ -Ereignisse	79
7.14	Effizienz in Abhängigkeit von der Untergrundrate	81
7.15	Effizienz in Abhängigkeit von der Untergrundrate bei verschiedenen Schnitten auf die Triggerturmenergie	82
7.16	Untergrundrate gegen Effizienz für verschiedene Granularitäten am Beispiel der Ereignisklasse CCC.	84
7.17	Einfluß der Granularität auf die Bestimmung von E_{miss} am Beispiel der Ereignisklasse CCC	86
7.18	Untergrundrate gegen Effizienz für verschiedene FADC-Bereiche	87
7.19	Einfluß der Digitalisierung auf die Auflösung für E_{miss} (CCC-Ereignisse).	88
7.20	Korrelation zwischen wahren E_{miss} und gemessenem E_{miss}	88
7.21	Energie in den elektromagnetischen Großtürmen mit $E_{BT}^{had} < 1 GeV$	90
7.22	Elektronidentifikation mit dem Elektron-Trigger. $\Delta\phi$ gegen $\Delta\theta$	92

Tabellenverzeichnis

3.1	Parametrisierung der mittleren Schauerentwicklung nach Rossi's Approximation B.	17
3.2	Materialkonstanten	23
4.1	Aufteilung der Kanäle im Flüssig-Argon-Kalorimeter	28
4.2	Zusammensetzung von EMC, HAC, PLUG und BWE in der Simulation	34
4.3	Mittlere Materialeigenschaften des H1-Kalorimeters und angenommene Energieauflösungen für die in der Simulation enthaltenen Kalorimeter.	34
4.4	Parametrisierung der elektromagnetischen Schauer	35
4.5	Parameter für hadronische Schauer	37
4.6	Vergleich der Mittelwerte FLASH-GEANT/GHEISHA	41
6.1	Wirkungsqerschnitte für Ereignisse aus den verschiedenen Klassen .	60
7.1	Effizienz in Abhängigkeit von der Granularität	85
7.2	Anzahl der Ereignisse mit Overflowdaten in den FADCs	89
7.3	Effizienz des Elektron-Triggers	93

Kapitel 1

Einleitung

Gegenwärtig wird am DESY in Hamburg der Elektron-Proton-Speicherring HERA gebaut. Der Beginn der Experimente ist für das Jahr 1990 geplant. Mit HERA werden zum ersten Mal Protonen und Elektronen in einem Speicherring bei sehr hohen Energien zur Kollision gebracht. Damit stellt dieses Projekt die natürliche Fortsetzung von Experimenten zur tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung dar, die in den letzten Jahren wesentliche Beiträge zur Entwicklung des Standard-Modells geliefert haben. So stammen die ersten Hinweise auf die Existenz punktförmiger geladener Konstituenten der Nukleonen (Quarks) von Elektron-Nukleon-Streuexperimenten am SLAC, und die Entdeckung der schwachen Ströme geht auf Neutrino-Nukleon-Streuexperimente am CERN zurück.

Mit HERA sollen 820 GeV Protonen mit 30 GeV Elektronen zur Kollision gebracht werden. Bei einer Schwerpunktsenergie von 314 GeV können, bei noch vertretbarer Rate, Messungen bei Impulsüberträgen von bis zu $q^2 \simeq 4 \times 10^4 \text{ GeV}^2$ gemacht werden. Damit wird der kinematische Bereich in der Lepton-Nukleon-Streuung um zwei Größenordnungen erweitert. Elektronen und Protonen können damit auf Substrukturen bis hinab zu 3×10^{-18} cm untersucht werden.

Abbildung 1.1 zeigt die Anordnung der Speicherringe. Der HERA-Ring hat eine Länge von 6.3 km und soll mit jeweils 210 Teilchenpaketen gefüllt werden. An den Wechselwirkungspunkten findet alle 96 ns ein Aufeinandertreffen von zwei Teilchenpaketen statt. Die dabei auftretenden Ereignisse sollen mit zwei Großdetektoren beobachtet werden: H1 und Zeus.

Neben diesen erwünschten Ereignissen treten bei HERA noch eine Vielzahl unerwünschter Ereignisse auf. Diese Untergründereignisse stammen zu einem großen Teil aus Wechselwirkungen der Protonen mit den Restgasatomen im Strahlrohr. Die Wechselwirkung zwischen den Protonen und den Nukleonen beruht auf der starken Wechselwirkung. Demgegenüber findet die Streuung der Elektronen an den Konstituenten des Protons nur unter Beteiligung der elektromagnetischen oder der schwachen Wechselwirkung statt. Die Rate, mit der erwünschte Ereignisse eintreten, liegt daher um mehrere Größenordnungen unter der Untergrundrate.

Ein zentrales Problem für die HERA-Detektoren ist daher die Frage, wie ein

leistungsfähiger Trigger konstruiert werden kann, der den Untergrund stark (um mehrere Größenordnungen) unterdrückt, ohne dabei zu viele der interessanten Ereignisse zu verlieren. Bei der Entwicklung und Optimierung des Triggers ist man auf Computer-Simulationen angewiesen, mit denen die Eigenschaften des geplanten Detektors simuliert werden können. Die meisten der zur Verfügung stehenden Simulationsprogramme, insbesondere Kalorimetersimulationen, sind jedoch sehr umfangreich und beanspruchen daher extrem viel Rechenzeit und Speicherplatz, so daß ihrer Anwendung enge Grenzen gesteckt sind. Viele Fragen lassen sich aber auch mit ausreichender Genauigkeit mit Hilfe schneller Programme untersuchen, die auf eine genaue Beschreibung der im Detektor auftretenden Prozesse verzichten.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Entwicklung eines schnellen Simulationsprogramms für das H1-Kalorimeter und seiner Anwendung auf den Kalorimeter-Trigger. Die Arbeit gliedert sich in folgende Abschnitte: Kapitel 2 gibt eine kurze Beschreibung des H1 Detektors. Kapitel 3 bringt eine kurze Einführung in die Physik elektromagnetischer und hadronischer Schauer. In Kapitel 4 wird das schnelle Simulationsprogramm FLASH beschrieben und ein Vergleich mit einer detaillierten Simulation (GEANT/GHEISHA) gezeigt. Kapitel 5 gibt eine kurze Beschreibung des Flüssig-Argon-Trigger. Kapitel 6 zeigt eine Übersicht der in dieser Arbeit untersuchten Ereignisklassen und beschreibt die Simulation der Untergrundereignisse. Schließlich werden im letzten Kapitel die Ergebnisse der Simulation des Kalorimeter-Triggers vorgestellt.

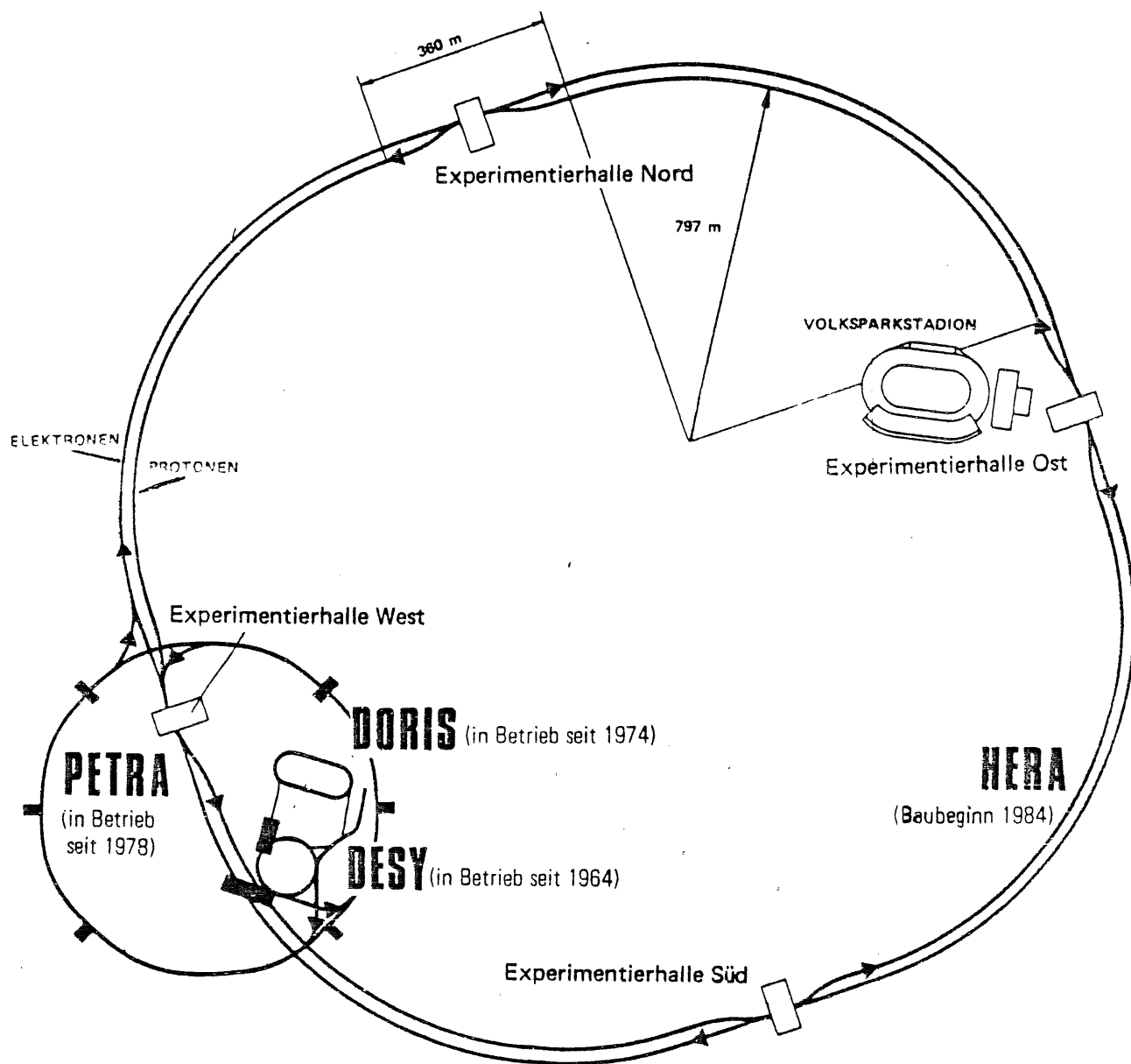


Abbildung 1.1: HERA im Verbund mit den anderen Beschleunigern am DESY (aus: DESY-PR 9/1987).

Kapitel 2

Der H1-Detektor

Das experimentelle Programm bei HERA führt zu einigen allgemeinen Anforderungen, die ein HERA-Detektor zu erfüllen hat. Eine wesentliche Aufgabe von HERA wird es sein, die Strukturfunktionen des Protons möglichst genau zu messen. Dazu müssen die beiden kinematischen Variablen x und Q^2 bestimmt werden. Bei Ereignissen, bei denen ein neutraler Strom ausgetauscht wird (NC für "neutral current"), kann dies in einem großen Bereich von x und Q^2 durch die Messung der Energie und des Winkels des gestreuten Elektrons geschehen. Es gibt aber auch einen interessanten kinematischen Bereich in der x - Q^2 -Ebene, wo die Messung der Hadronen die einzige Möglichkeit bietet, die Strukturfunktion mit ausreichender Genauigkeit zu bestimmen.

Bei geladenen Strömen (CC für "charged current") hat man ein Neutrino im Endzustand, das man natürlich nicht messen kann. Hier müssen in jedem Fall die Winkel und Energien der Hadronen zur Bestimmung der kinematischen Variablen x und Q^2 herangezogen werden. Man braucht daher elektromagnetische und hadronische Kalorimeter mit einer guten Energie- und Winkelauflösung. Dabei sollte ein möglichst großer Winkelbereich abgedeckt werden. Hierbei muß natürlich der Asymmetrie in der Kinematik bei HERA Rechnung getragen werden.

Erfahrungen bei der Entdeckung und Untersuchung des Charm- und Bottom-Quark sowie der W- und Z-Teilchen haben gezeigt, daß bei der Entdeckung neuer Teilchen die Identifikation von Myonen, Elektronen und Photonen im Endzustand sowie eine gute Energieauflösung eine wesentliche Rolle spielen.

Abbildung 2.1 und 2.2 zeigen den H1-Detektor in einem Schnitt parallel und senkrecht zur Strahlachse. Die wichtigsten Komponenten sollen im folgenden kurz beschrieben werden :

- Das Spurkammersystem besteht im Zentralbereich aus Jetkammern mit dazwischenliegenden z -Kammern, sowie Vieldrahtproportionalkammern (1). Im Vorwärtsbereich (2) befindet sich eine Reihe von radialen und planaren Driftkammern, unterbrochen durch drei Lagen von Proportionalkammern und Übergangsstrahlungsdetektoren.

- Im Kryostaten (15) befinden sich das elektromagnetische Blei-Flüssig-Argon-Kalorimeter (4) und ein hadronisches Eisen-Flüssig-Argon-Kalorimeter (5).
- Vervollständigt wird die Kalorimetrie bei H1 durch ein Blei-Szintillator Kalorimeter (12) im Rückwärtsbereich und ein Cu-Si-Kalorimeter (13) im Vorwärtsbereich, das bis an das Strahlrohr (1) heranreicht.
- Die supraleitende Spule (6) ist 6 m lang und hat einen Durchmesser von 6 m. Sie erzeugt ein Magnetfeld von 1.2 Tesla.
- Das instrumentierte Eisen (10) dient zur Rückführung des magnetischen Flusses. Es ist mit Streamer-Röhren und mit mehreren Lagen von Myon- und Driftkammern (9) instrumentiert. Zwei Aufgaben sollen damit erfüllt werden: Erstens soll damit die Energiedeposition von Hadronschauern bestimmt werden, die im Flüssig-Argon-Kalorimeter nicht vollständig absorbiert werden, und zweitens sollen Myonen identifiziert und deren Impulse bestimmt werden.
- Zur Identifikation und Impulsbestimmung von Myonen in Vorwärtsrichtung (3° bis 17°) dient das Myonspektrometer, das aus vier Lagen Driftkammern (9) und dem Myon-Toroid-Magneten (11) besteht.

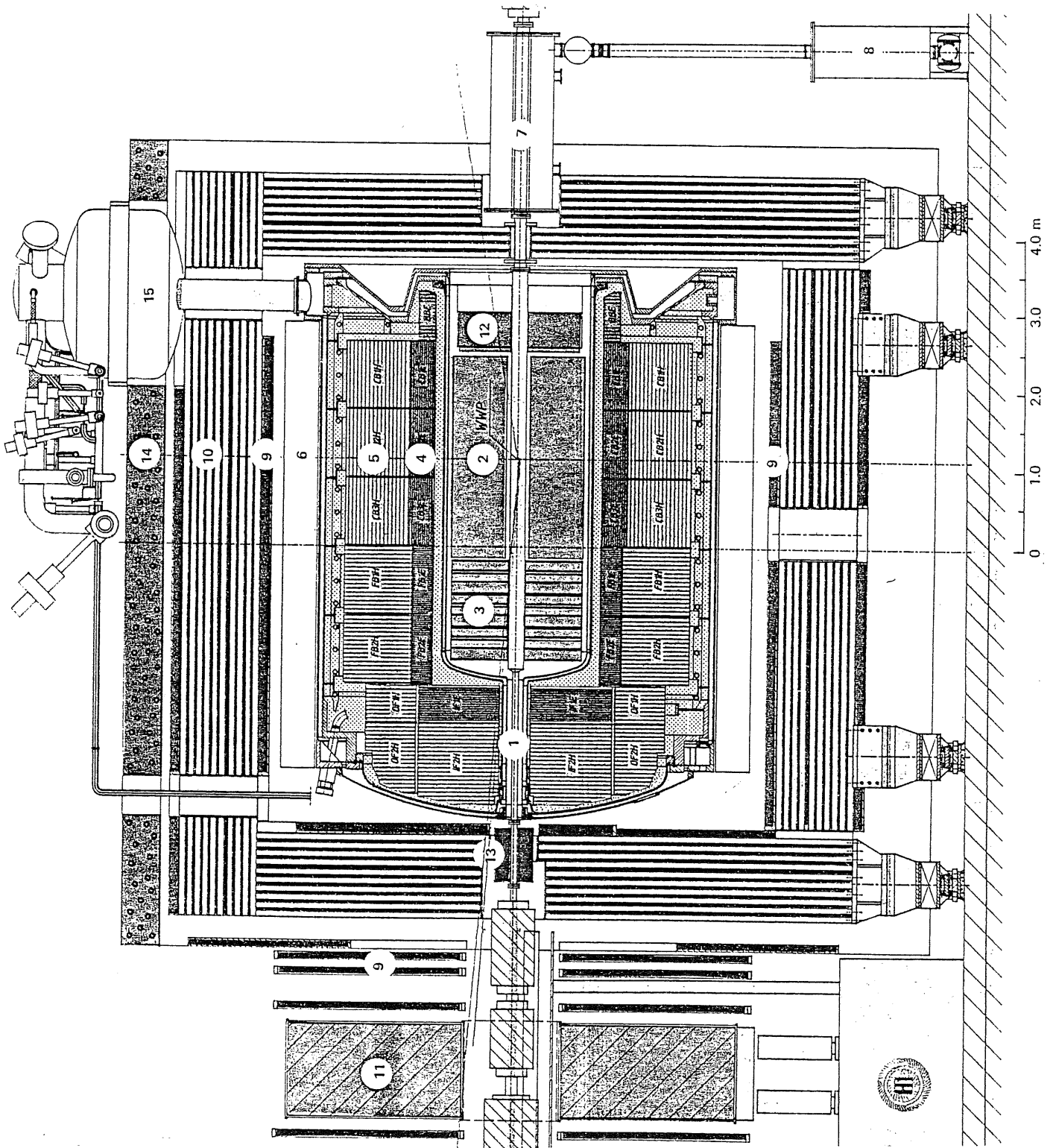


Abbildung 2.1: Der H1-Detektor in einem Schnitt parallel zur Strahlachse (aus: DESY-PR, 1/1988).

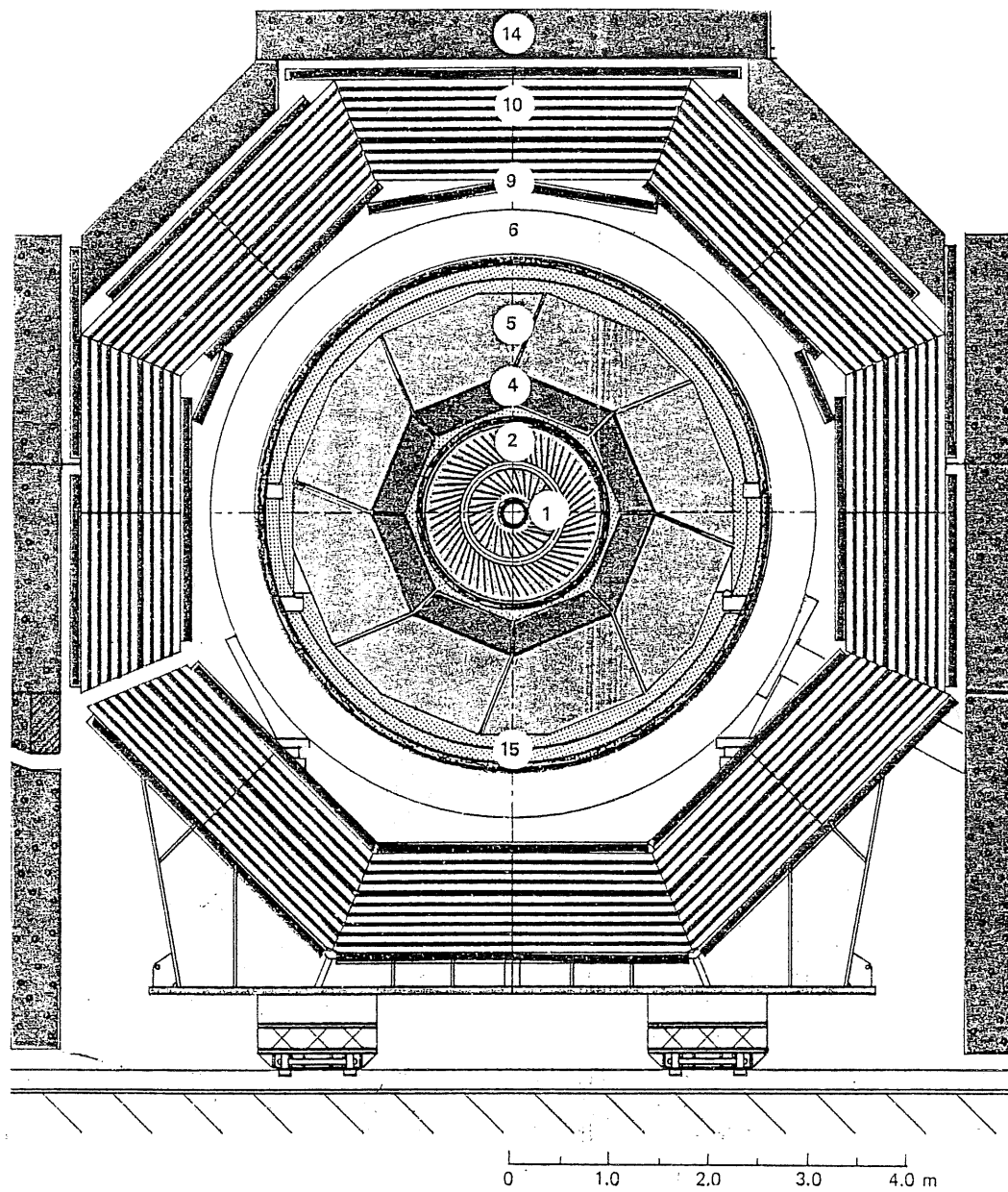


Abbildung 2.2: Der H1-Detektor in einem Schnitt senkrecht zur Strahlachse (aus: DESY-PR 1/1988).

Kapitel 3

Elektromagnetische und hadronische Schauertähler

3.1 Kalorimeter

Meßgeräte, mit denen die Energie von Elementarteilchen bestimmt wird, werden in der Hochenergiephysik als Kalorimeter bezeichnet. Im Prinzip bestehen sie einfach aus einem Block Materie, in dem möglichst die gesamte Energie des Teilchens oder eines Bündels von Teilchen ("Jet") absorbiert wird. Dies geschieht in der Regel dadurch, daß das einfallende Teilchen durch Wechselwirkungen mit der Materie eine Kaskade immer niederenergetischerer Sekundärteilchen erzeugt.

In einem Kalorimeter muß nun ein Bruchteil der so absorbierten Energie in Form eines meßbaren Signals (zum Beispiel: Ionisationsladung, Szintillationslicht) vorliegen, das dann ein Maß für die Energie des Primärteilchens liefert. Dieser Bruchteil sollte möglichst unabhängig von der Energie und von der Art des ursprünglichen Teilchens sein.

Die Bedeutung dieser Instrumente hat in den letzten Jahren stark zugenommen. Die wichtigsten Gründe für diese Entwicklung sind:

- Durch die Zunahme der Multiplizität bei steigender Schwerpunktsenergie wird die Messung einzelner Teilchenspuren immer schwieriger. Daher verlagert sich das Gewicht mehr zur Bestimmung globaler Größen wie der transversalen oder der fehlenden transversalen Energie sowie Anzahl und Energie von Jets.
- Im Gegensatz zu Spurkammern wird bei Kalorimetern die relative Energieauflösung mit wachsender Energie besser.
- Dabei nimmt die Länge des Kalorimeters nur logarithmisch mit der Teilchenenergie zu.
- Kalorimeter brauchen kein Magnetfeld.

- Kalorimeter sind auch für ungeladene Teilchen wie Photonen und Neutronen sensitiv.
- Mit einem segmentierten Kalorimeter kann die Richtung von Teilchen oder Jets bestimmt werden.
- Die unterschiedlichen "Schauer"formen für Elektronen (Photonen), Hadronen und Myonen machen eine Teilchenidentifikation möglich.
- Mit Kalorimetern sind schnelle Trigger möglich.

3.2 Elektromagnetische Schauer

Ein elektromagnetischer Schauer kann durch Elektronen, Positronen und Photonen ausgelöst werden. Die wichtigsten Prozesse, die dabei eine Rolle spielen, sollen im Folgenden kurz erläutert werden.

3.2.1 Energieverlustmechanismen

Im Gegensatz zu hadronischen Schauern sind die Prozesse, die die Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers bestimmen, gut verstanden. Der Grund hierfür ist, daß die wesentlichen Energieverlustmechanismen für Elektronen und Photonen auf die elektromagnetische Wechselwirkung zurückzuführen sind und daher mit Hilfe der QED mit großer Genauigkeit berechnet werden können. Es sind dies vor allem:

- Bremsstrahlung
- Elektron-Positron-Paarbildung
- Kollisionen mit Elektronen der atomaren Hülle (d.h. Compton-Streuung für Photonen, Bhabba-Streuung für Elektronen, Paar-Annihilation und Möller-Streuung für Positronen)
- Anregung und Ionisation von Atomen

Vernachlässigbar sind dagegen die Paarbildung von Myonen, Hadronproduktion, γ -Fission und Prozesse der schwachen Wechselwirkung.

Abbildung 3.1 zeigt den relativen Energieverlust für Elektronen und Positronen in Blei pro Strahlungslänge (linke Skala) und pro cm^2/g (rechte Skala) für die verschiedenen Prozesse in Abhängigkeit von der Energie des einfallenden Teilchens.

Bei niedrigen Energien ($E < 10 MeV$) ist der Energieverlust durch Ionisation der dominierende Prozess. Der mittlere Energieverlust pro Weglänge x in gcm^{-2} ergibt sich aus [PRE84]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right) = \frac{2Cm_e c^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{\pi^2 (m_e c^2)^2}{(1 - \beta^2)^{3/2} I^2} \right) - 2.9 \right] \quad (3.1)$$

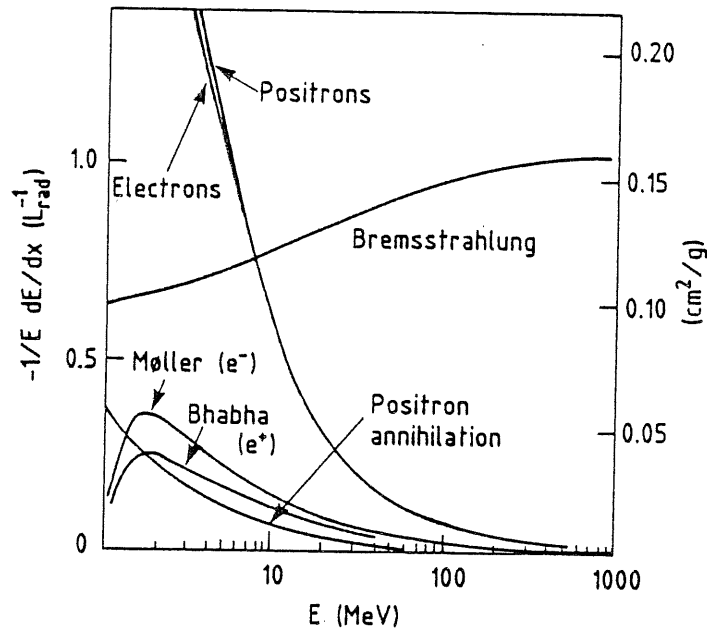


Abbildung 3.1: Relativer Energieverlust in Blei für Elektronen und Positronen [PAR86].

mit

$$C = \pi N_0 (Z/A) r_e^2 = .150 (Z/A) g^{-1} cm^2$$

Z = Kernladungszahl

A = Atomgewicht

N_0 = Avogadrokonstante

m_e = Elektronmasse

$r_e = \frac{e^2}{mc^2}$ = klassischer Elektronenradius

$\beta = v/c$

I = mittleres Ionisationspotential ($I \approx 13 eV \cdot Z$).

Für große Energien ist der Energieverlust durch Abstrahlung von Bremsstrahlungsquanten der dominierende Prozeß. Der daraus resultierende Energieverlust (für $E > 1 GeV$) ergibt sich aus [KLE84]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{brems} = 4\alpha N_0 r_e^2 \frac{Z^2}{A} \cdot \ln \frac{183}{\sqrt[3]{Z}} E \quad (3.2)$$

Eine wichtige Größe zur Beschreibung der longitudinalen Schauerentwicklung ist die Strahlungslänge X_0 . Sie ist definiert durch:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{brems} =: \frac{E}{X_0} \quad (3.3)$$

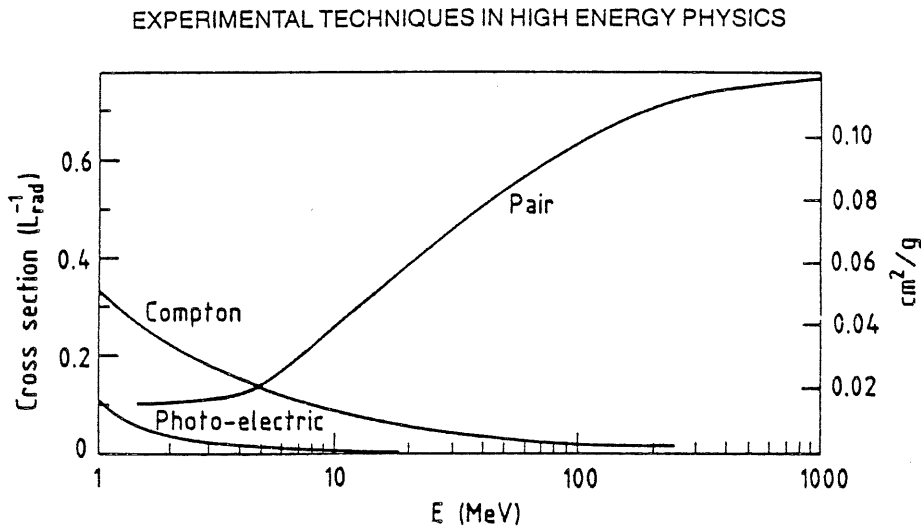


Abbildung 3.2: Photon-Wechselwirkungsquerschnitte in Blei [PAR86].

Das heißt über eine Distanz der Länge X_0 verliert ein hochenergetisches Elektron im Mittel 63 % seiner Energie durch Bremsstrahlung. Aus 3.2 und 3.1 ergibt sich für die Strahlungslänge X_0 :

$$\frac{1}{X_0} = 4\pi N_0 (Z^2/A) r_e^2 \ln \frac{183}{\sqrt{Z}} \quad (3.4)$$

Näherungsweise gilt [AMA81]:

$$X_0 \left[\frac{g}{cm^2} \right] \simeq 180 \cdot \frac{A}{Z^2} \quad \left(\frac{\Delta X_0}{X_0} < \pm 20\% \quad \text{für} \quad 13 < Z < 92 \right) \quad (3.5)$$

Eine andere wichtige Größe ist die kritische Energie ϵ_c . Sie ist definiert als die Schwellenenergie, bei der ein Elektron oder Positron durch Ionisation ebensoviel Energie verliert wie durch Bremsstrahlung. Hier gilt näherungsweise [AMA81]:

$$\epsilon_c [MeV] \simeq \frac{580}{Z} \quad \left(\frac{\Delta \epsilon_c}{\epsilon_c} < \pm 10\% \quad \text{für} \quad 13 < Z < 92 \right) \quad (3.6)$$

Abbildung 3.2 zeigt die Photon-Wechselwirkungsquerschnitte für verschiedene Prozesse in Abhängigkeit von der Energie. Für große Energien ist die Elektron-Positron-Paarzeugung der dominierende Prozeß. Die Konversionslänge für diesen Prozeß nähert sich für hohe Energien ($E_\gamma > 1 GeV$) asymptotisch dem Wert:

$$\lambda_{Paar} = \frac{9}{7} \cdot X_0 \quad (3.7)$$

Daraus ergibt sich als Wahrscheinlichkeit für die e^+e^- -Paarbildung innerhalb einer Schicht der Dicke x :

$$w(x) = 1 - e^{-\frac{7}{9} \cdot \frac{x}{X_0}} \quad (3.8)$$

	Elektron	Photon
Schauermaximum t_{max}	$(\ln \frac{E_0}{\epsilon_c} - 1) \cdot X_0$	$(\ln \frac{E_0}{\epsilon_c} - 0.5) \cdot X_0$
Schauerschwerpunkt t_{cog}	$(t_{max} + 1.4)X_0$	$(t_{max} + 1.7)X_0$
Anzahl der e^+e^- -Paare im Maximum	$0.3 \frac{E_0}{\epsilon_c} \sqrt{\ln y - 0.31}$	$0.3 \frac{E_0}{\epsilon_c} \sqrt{\ln y - 0.31}$
Totale Spurlänge y	$\frac{E_0}{\epsilon_c} \cdot X_0$	$\frac{E_0}{\epsilon_c} \cdot X_0$

Tabelle 3.1: Parametrisierung der mittleren Schauerentwicklung nach Rossi's Approximation B [FAB85].

Die Wirkungsquerschnitte für Compton-Streuung und Photoeffekt sind bei großen Photonenergien ($E_\gamma \geq 100$ MeV) vernachlässigbar.

3.2.2 Longitudinale und laterale Schauerparametrisierungen

Eine analytische Beschreibung der longitudinalen Schauerentwicklung wurde von B. Rossi gegeben [ROS64]. Sie basiert auf folgenden vereinfachenden Annahmen :

- Der Energieverlust durch Ionisation wird energieunabhängig angenommen, d.h. :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{\epsilon_c}{X_0}. \quad (3.9)$$

- Die Vielfachstreuung wird vernachlässigt und der Schauer wird eindimensional behandelt
- Die Compton-Streuung wird vernachlässigt

Die wichtigsten Resultate dieser Berechnungen sind in Tabelle 3.1 zusammengestellt. Man sieht, daß die Tiefe des Schauermaximums und des Schauerschwerpunktes t_{cog} ¹ logarithmisch mit der Einfallenergie wachsen, und daß die totale Spurlänge, d.h. die Summe aller Elektronen- und Positronenspuren, proportional zur Einfallenergie ist. Strenggenommen gilt diese Näherung nur für leichte Materialien. Qualitativ bleiben die Ergebnisse aber auch für schwere Materialien richtig.

Abbildung 3.3 zeigt das longitudinale Schauerprofil für 6 GeV Elektronenschauer in vier unterschiedlichen Materialien. Man erkennt, daß mit Hilfe der Strahlungslänge

¹engl.: center of gravity, $t_{cog} = \frac{\int E(x)x dx}{\int E(x) dx}$

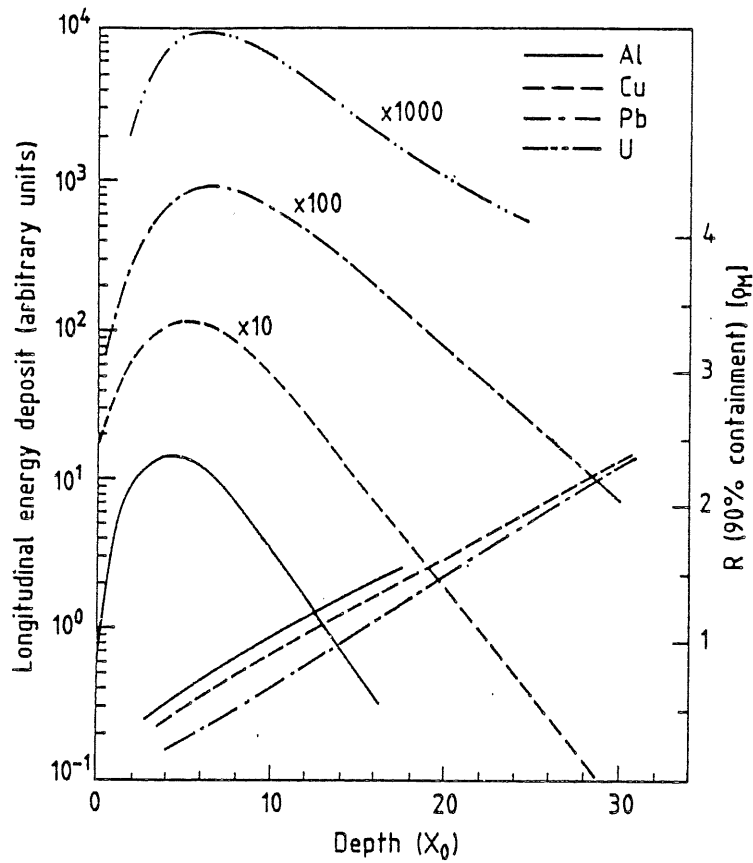


Abbildung 3.3: Longitudinale Schauerprofile für 6 GeV Elektronen in Aluminium, Kupfer, Blei und Uran [FAB85].

X_0 eine annähernd materialunabhängige Parametrisierung der longitudinalen Schauerform gegeben werden kann, wie sie zum Beispiel von E. Longo [LON75] angegeben wird :

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \cdot \frac{b^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)} \cdot t^\alpha \cdot e^{-bt} \quad \alpha = b \cdot t_{max} \quad b \simeq 0.5 \quad (3.10)$$

Dabei ist t die in Strahlungslängen gemessene Tiefe des Schauers. Die Gammafunktion im Nenner dient zur Normierung auf die Einfallenergie E_0 .

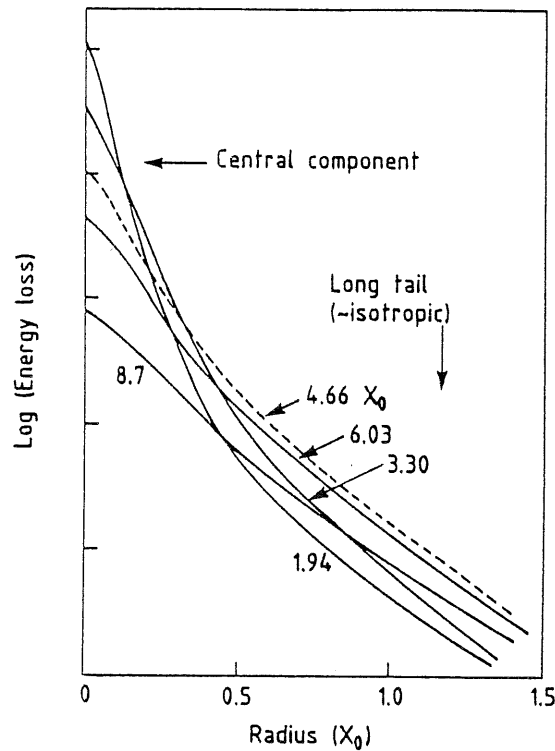


Abbildung 3.4: Laterale Schauerprofile für 1 GeV-Elektronen in Aluminium in verschiedenen Schauertiefen [Yud69].

Die laterale Schauerentwicklung wird im Rahmen von Rossi's Approximation B nicht beschrieben. Es sind im wesentlichen zwei Effekte, die das laterale Schauerprofil bestimmen :

- Elektronen, die durch Vielfachstreuung abgelenkt werden. Dieser Prozeß dominiert die Frühphase des Schauers bis zum Schauermaximum und ist für den sogenannten harten Kern des Schauers verantwortlich.
- Bremsstrahlungsquanten mit Energien, für die der Absorptionswirkungsquerschnitt minimal ist, können sich weit von der Schauerachse entfernen, insbesondere wenn sie von Elektronen emittiert wurden, die selbst schon einen nennenswerten Winkel mit der Schauerachse bilden. Dieser Prozeß führt zu einem Halo niederenergetischer Teilchen, der den harten Kern umgibt.

Laterale Schauerprofile in verschiedenen Tiefen des Schauers sind in Abbildung 3.4 gezeigt. Die skalierende Größe ist hier der Molière-Radius R_M . Er gibt die laterale Aufweitung (rms-Radius) eines Elektronenstrahls der Energie ϵ_c nach Durchqueren einer Strahlungslänge X_0 an. Aus der Theorie der Vielfachstreuung ergibt sich:

$$R_M = \frac{E_s}{\epsilon_c} \cdot X_0, \quad (3.11)$$

dabei ist $E_s = m_e c^2 \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} \simeq 21 MeV$.

Ein elektromagnetischer Schauer deponiert etwa 95% seiner Energie in einem Zylinder mit einem Radius von etwa 2 Molière-Radien. Für Parametrisierungen der lateralen Schauerform wird meistens ein Ansatz gewählt, der die laterale Form als Summe zweier Exponentialfunktionen beschreibt [AKO77]:

$$f(r) = c_1 e^{-\lambda_1 r} + c_2 e^{-\lambda_2 r} \quad (3.12)$$

Die Idee dabei ist, daß der erste Term den harten Kern des Schauers beschreibt, während der zweite Term den niederenergetischen Halo beschreibt. Um die beiden auftretenden freien Konstanten mit ausreichender Genauigkeit festlegen zu können, sind jedoch sehr fein segmentierte Kalorimeter notwendig.

3.3 Hadronische Schauer

Im Gegensatz zu elektromagnetischen Schauern treten bei hadronischen Schauern eine Vielzahl sehr unterschiedlicher Prozesse auf, deren Zusammenwirken noch nicht in allen Details verstanden ist. Die wichtigsten Prozesse sind :

- Hadronproduktion : Durch eine inelastische Hadron-Kern-Wechselwirkung kann eine Vielzahl von unterschiedlichen Hadronen, größtenteils Neutronen, Protonen und Pionen erzeugt werden. Die geladene Multiplizität beträgt dabei $A^{0.1} \ln s$, wobei s die Schwerpunktsenergie in GeV ist. Die Inelastizität beträgt etwa 0.5, d.h. die Hälfte der Energie wird bei einer inelastischen Kollision für die Produktion von Sekundärteilchen verbraucht. In einem großen Energiebereich wächst der Anteil der dabei erzeugten π^0 's logarithmisch mit der Energie E des einfallenden Teilchens: $f_{\pi^0} \simeq 0.1 \ln E(GeV)$. Durch den Zerfall der π^0 's in zwei Photonen wird ein elektromagnetischer Schauer initiiert.
- Nukleare Anregung: Hierbei kann ein wesentlicher Teil der Energie als Bindungsenergie und Abdampfungsenergie verloren gehen. Die freigesetzten Teilchen (schnelle Protonen, schnelle Neutronen, Photonen) tragen in unterschiedlicher Weise (meistens gering) zum Signal bei.
- Zerfall geladener Pionen : Von den dabei entstehenden Myonen wird nur die Ionisationsenergie gemessen. Die Neutrinos hinterlassen kein Signal.

Der π^0 -Anteil eines Hadronschauers stellt ein besonderes Problem dar. Betrachtet man die Energiedeposition durch einen hadronischen Schauer als Summe aus einer elektromagnetischen (π^0) und einer hadronischen Komponente, so gilt für viele Kalorimeter, daß das Signal für diese beiden Anteile unterschiedlich groß ist ($e/h \neq 1$). Man bezeichnet diese Kalorimeter daher als nicht-kompensierend. Die Fluktuationen im π^0 -Anteil führen zu großen Fluktuationen in der sichtbaren Energie. Das heißt, die Energieauflösung wird schlechter und die Energieverteilung wird asymmetrisch.

3.3.1 Longitudinales Schauerprofil

Die charakteristische Längenskala für hadronische Schauer ist die Absorptionslänge λ_0 . Sie ist definiert als mittlere freie Weglänge hochenergetischer Pionen in Materie:

$$\lambda_0 = \frac{A}{N_0 \rho \sigma_i} \simeq 35 A^{1/3} \left[\frac{g}{\text{cm}^2} \right] \quad (3.13)$$

wobei A =Atommasse, N_0 =Avogadrokonstante, ρ =Dichte und σ_i der inelastische Pion-Nukleon-Wirkungsquerschnitt ist.

Für die meisten Materialien ist λ_0 etwa eine Größenordnung größer als die Strahlungslänge X_0 . Das bedeutet, daß die in einem hadronischen Schauer erzeugten neutralen Pionen ihre Energie in einem für Hadronschauer kleinen Bereich deponieren. Die longitudinale Verteilung der Energiedeposition ist daher ebenfalls großen Schwankungen unterlegen. Parametrisierungen der Schauerform sind daher schwerer zu finden als für elektromagnetische Schauer.

Abbildung 3.5 zeigt longitudinale Profile für Hadronschauer von 15 und 100 GeV in verschiedenen Materialien. Eine weit verbreitete Parametrisierung ist [BOC81]:

$$\frac{dE}{dx} = E_0 \left[c \frac{s^{\alpha_E - 1} e^{-\beta_E s}}{\Gamma(\alpha_E)} + (1 - c) \frac{t^{\alpha_H - 1} e^{-\beta_H t}}{\Gamma(\alpha_H)} \right] \quad (3.14)$$

dabei ist:

E_0 : die Energie des einfallenden Teilchens

s : die in Strahlungslängen gemessene Schauertiefe

t : die in Absorptionslängen gemessene Schauertiefe

$\alpha_E, \beta_E, \alpha_H, \beta_H$: Parameter die die Gestalt der beiden Terme bestimmen

c : relatives Gewicht der beiden Komponenten.

Der erste Term skaliert mit der Strahlungslänge und soll den elektromagnetischen Anteil des Schauers beschreiben. Entsprechend soll der zweite Term die hadronische Komponente des Schauers beschreiben. Er skaliert daher mit der Absorptionslänge λ_0 . Durch die Konstante c wird das Verhältnis der beiden Komponenten festgelegt.

3.3.2 Laterales Schauerprofil

Das laterale Schauerprofil wird durch einen Kern hochenergetischer Teilchen bestimmt, die in einem relativ engen Kegel um die Schauerachse verteilt sind. Dieser sogenannte harte Kern ist von einem Halo niederenergetischer Teilchen (vor allem Photonen und Neutronen) umgeben, die auch weit entfernt von der Schauerachse zu finden sind. Als Abschätzung der transversalen Ausdehnung gilt :

$$R_{95\%} \simeq \lambda_0 \quad (3.15)$$

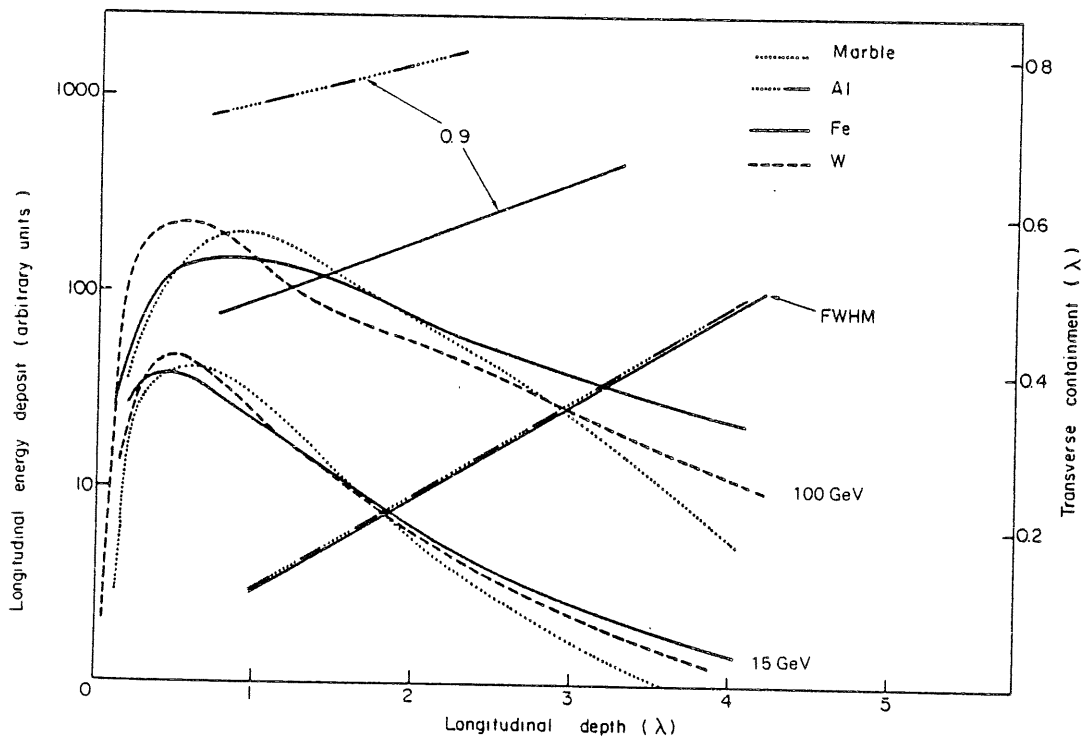


Abbildung 3.5: Longitudinale Profile für Hadronschauer mit einer Energie von 15 und 100 GeV [FAB85].

d.h. 95% der Energie werden in einem Zylinder mit Radius λ_0 deponiert. Strahlungslänge, kritische Energie, Dichte, hadronische Wechselwirkungslänge λ_0 und Molière-Radius für einige in dieser Arbeit wichtige Materialien sind in Tabelle 3.2 aufgeführt. Die Zahlenwerte für Dichte, Strahlungslänge und hadronische Wechselwirkungslänge wurden aus [PAR86] entnommen, der Molière-Radius wurde nach Gleichung [3.11] berechnet.

Material	$X_0[cm]$	$\epsilon_c[MeV]$	$\rho[gcm^{-3}]$	$\lambda_0[cm]$	$R_M[cm]$
Blei	0.56	7.2	11.35	17.1	1.63
Kupfer	1.43	18.7	8.96	17.1	1.61
Eisen	1.76	20.5	7.87	16.8	1.80
Silizium	9.36	39.3	2.33	45.5	5.0
Aluminium	8.90	39.3	2.70	39.4	4.8
G10	19.40	40.0	1.70	53.1	18.
Szintillator	42.40	87.0	1.03	79.6	10.43
LAr ²	14.00	29.8	1.40	109.00	9.87

Tabelle 3.2: Materialkonstanten für einige in dieser Arbeit wichtige Substanzen.

Kapitel 4

Das Simulationsprogramm FLASH

Zur Detektorsimulation wird bei H1 das Programmpaket GEANT/GEISHA benutzt. Damit ist es möglich, die Geometrie des H1-Detektors in vielen Einzelheiten zu beschreiben und die in einem elektromagnetischen oder hadronischen Schauer auftretenden Prozesse detailliert zu simulieren. Der große Nachteil dieses Systems liegt in dem sehr großen Rechenzeit- und Speicherplatzbedarf.

Für viele Fragen, die bei der Entwicklung eines Detektors auftauchen, ist es aber nicht notwendig, die Detektorgeometrie und die physikalischen Prozesse in allen Einzelheiten zu beschreiben.

FLASH¹ ist ein schnelles Monte-Carlo-Simulationsprogramm für elektromagnetische und hadronische Schauer, das auf einer stark vereinfachten Geometrie des H1-Kalorimeters beruht und mit Hilfe von Parametrisierungen der longitudinalen und lateralen Schauerformen die Energiedeposition in den Kanälen des Kalorimeters simuliert.

4.1 Die Geometrie

In diesem Abschnitt soll die Geometrie des H1-Kalorimeters, so wie sie im Simulationsprogramm implementiert ist, beschrieben werden. Gleichzeitig sollen dabei einige Abkürzungen und Bezeichnungsweisen eingeführt werden.

Das H1-Kalorimeter besteht aus drei völlig unterschiedlichen Kalorimetern: dem Flüssig-Argon-Kalorimeter (EMC und HAC), dem kleinen Vorwärtskalorimeter (PLUG) und dem rückwärtigem elektromagnetischen Kalorimeter (BWE).

FLASH ist ein Simulationsprogramm für alle drei Kalorimeter. Der in dieser Arbeit untersuchte Teil des Triggers benutzt jedoch nur Informationen aus dem Flüssig-Argon-Kalorimeter. Abbildung 4.1 zeigt das H1-Kalorimeter in einem Schnitt parallel zur Strahlachse, so wie es in FLASH implementiert ist. Die Bezeichnungsweise für die Module und die angegebenen Maße wurden weitgehend aus [H1TP86] übernommen. Die hier gezeigte Geometrie stellt nur eine grobe Annäherung an

¹Fast Liquid Argon SHower

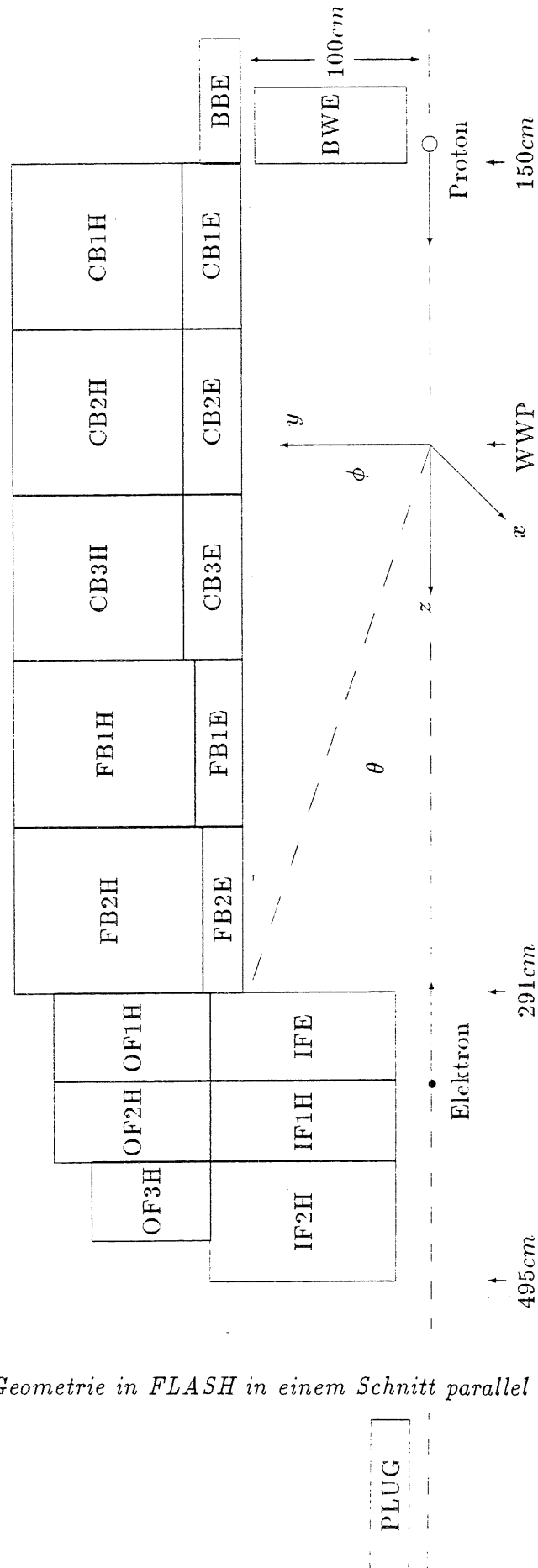


Abbildung .1: Der H1 Detektor in einem Schnitt parallel zur Strahlachse

Abbildung 4.1: H1-Geometrie in FLASH in einem Schnitt parallel zur Strahlachse.

den tatsächlichen Detektor dar. Die wichtigsten Vereinfachungen sollen hier kurz angeführt werden:

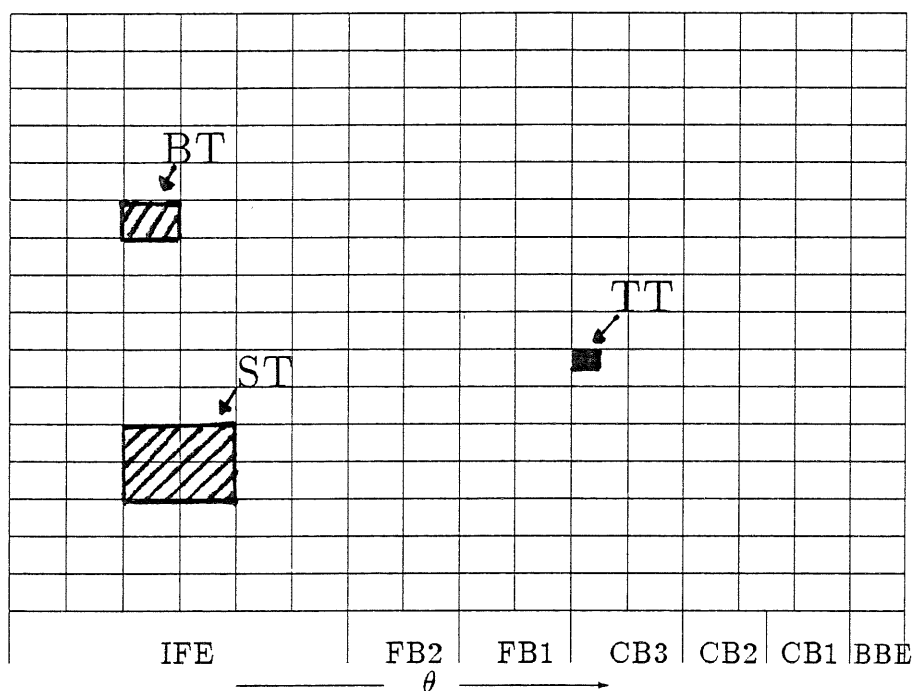
Die einzelnen Kalorimeter werden als homogen angenommen, d.h. anstelle der Stapelstruktur aus Absorberplatten und Ausleseschichten wird für die Simulation ein homogenes Medium zugrundegelegt, mit in geeigneter Weise gemittelten Materialeigenschaften wie Dichte, Strahlungslänge und Absorptionslänge. Des Weiteren werden die nichtsensitiven Teile des Kalorimeters (z.B. die Spalten zwischen den einzelnen Modulen) nicht simuliert, d.h. es wird angenommen, daß das Kalorimeter in seinem ganzen Volumen sensitiv ist. Eine weitere Vereinfachung stellt die hier angenommene Rotationssymmetrie bezüglich der Strahlachse dar.

- Die kleinsten geometrischen Einheiten in dieser Simulation sind die Kanäle. Abbildung 4.3 zeigt ihre Anordnung in einem Schnitt parallel zur Strahlachse. Tabelle 4.1 gibt eine Übersicht über die Anzahl und die Aufteilung auf die unterschiedlichen Module. Insgesamt gibt es 31488 Kanäle im EMC und 13216 Kanäle im HAC.
- longitudinale Segmente : Abbildung 4.4 zeigt die Einteilung in longitudinale Segmente, wie sie vom Simulationsprogramm angenommen wird. Im EMC gibt drei bis vier (IFE,FB2E) Segmente; im HAC sind es bis zu sechs (FB2H,OF1H).

Für die Simulation des Kalorimeter-Triggers ist die Unterteilung in sogenannte Türme ² wichtig. Wie diese Einteilung später tatsächlich aussehen wird, lag bei Fertigstellung dieser Arbeit noch nicht eindeutig fest, so daß die hier beschriebene Anordnung nur eine plausible Annäherung an das endgültige Design darstellt.

- elektromagnetische Triggertürme: TT^{em}
 4×4 Kanäle in jedem longitudinalen Segment werden zu einem TT^{em} zusammengefaßt. Das erste Segment wird jedoch nicht berücksichtigt. Insgesamt erhält man so $32 \times 32 = 1024 TT^{em}$'s.
- hadronische Triggertürme: TT^{had} . Die Aufteilung der hadronischen Türme ist so gewählt, daß ein elektromagnetischer und ein hadronischer Turm jeweils etwa den gleichen Winkelbereich abdecken. Da es im Bereich des BBE's kein hadronisches Kalorimeter gibt, beträgt die Anzahl der hadronischen Triggertürme nur 960.
- elektromagnetische Großtürme: BT^{em}
 $2 \times 2 TT^{em}$'s werden jeweils zu einem BT^{em} zusammengefaßt. Die Energie in einem BT^{em} sei mit $E_{BT}^{em}(i, j)$ bezeichnet. Dabei gibt i den Index in θ an und j den Index in ϕ . Man hat also $16 \times 16 = 256 BT^{em}$.

²engl.: Trigger-, Big-, Super-Tower


 Abbildung 4.2: Gruppierung der Türme in der θ - ϕ -Projektion.

- hadronische Großtürme: BT^{had}
 $2 \times 2 TT^{had}$ bilden einen BT^{had} . Die Energie in einem hadronischen Großturm sei mit $E_{BT}^{had}(i, j)$ bezeichnet. Die Einteilung des Kalorimeters in Großtürme ist in Abbildung 4.5 wiedergegeben.
- elektromagnetische Supertürme: $2 \times 2 BT^{em}$ werden jeweils zusammengefaßt, so daß man $64 ST^{em}$ erhält.
- hadronische Supertürme: $2 \times 2 BT^{had}$ werden jeweils zusammengefaßt, so daß man $64 ST^{had}$ erhält.

Abbildung 4.2 verdeutlicht diese Gruppierung der Türme noch einmal in einer θ - ϕ -Projektion. Basierend auf Trigger-, Groß- und Supertürmen werden dann die folgenden Triggergrößen berechnet:

- Transversale Energie: E_{trans}
- Fehlende transversale Energie: E_{miss}
- Totale Energie im Barrel-Kalorimeter: E_{barr}
- Totale Energie im Vorwärts-Kalorimeter E_{forw}

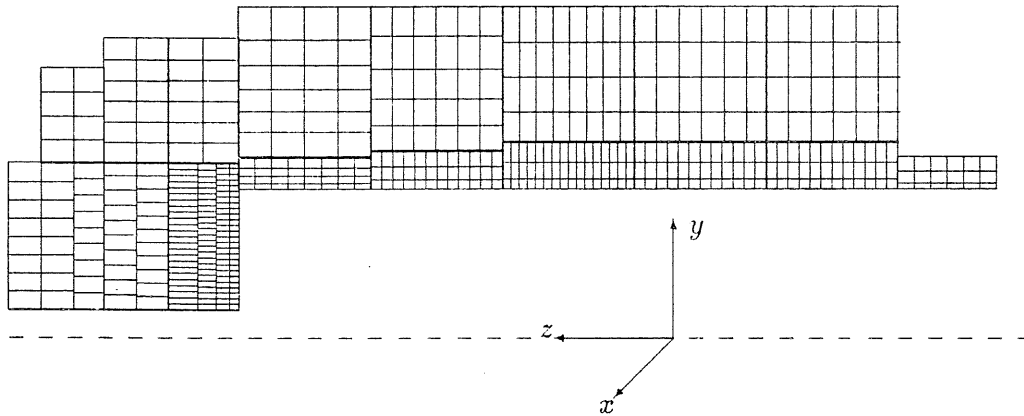


Abbildung 4.3: Einteilung der Kanäle im H1-Kalorimeter.

Modul	Anzahl der Kanäle				Modul	Anzahl der Kanäle			
	z	r	ϕ	Summe		z	r	ϕ	Summe
BBE	6	3	64	1152	CB1H	6	4	64	1536
CB1E	12	3	64	2304	CB2H	6	4	64	1536
CB2E	12	3	64	2304	CB3H	8	4	64	2048
CB3E	16	3	128	6144	FB1H	6	5	64	1920
FB1E	12	3	128	4608	FB2H	4	6	64	1536
FB2E	8	4	128	4096	OF1H	2	6	64	768
IFE1	4	24-26	64-128	10880	OF2H	2	6	64	768
IF1H	2	11-12	32-64	1152	OF3H	2	4	64	512
IF2H	3	9-11	32-64	1440					
elektromagnetische Kanäle insgesamt: 31488									
hadronische Kanäle insgesamt: 13216									

 Tabelle 4.1: Anzahl der elektronischen Kanäle in den Modulen des EMC und HAC. Unterteilung in r, ϕ und z .

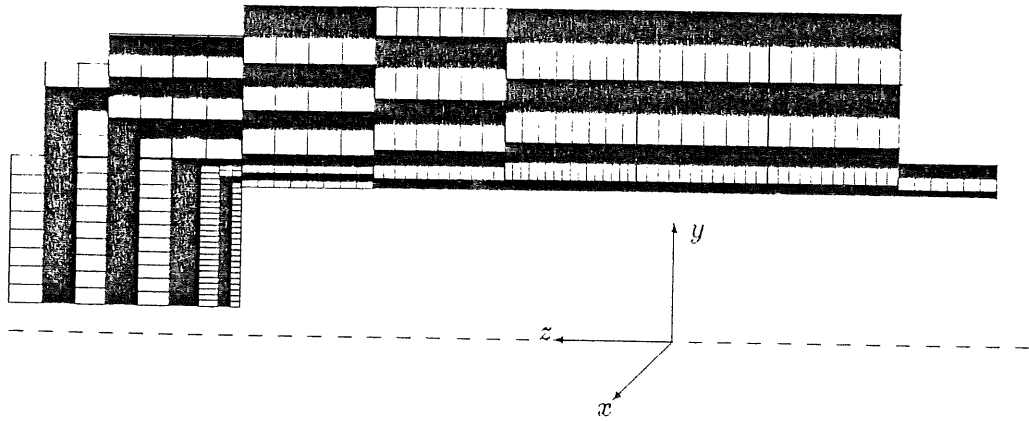


Abbildung 4.4: Longitudinale Segmentierung des H1-Kalorimeters.

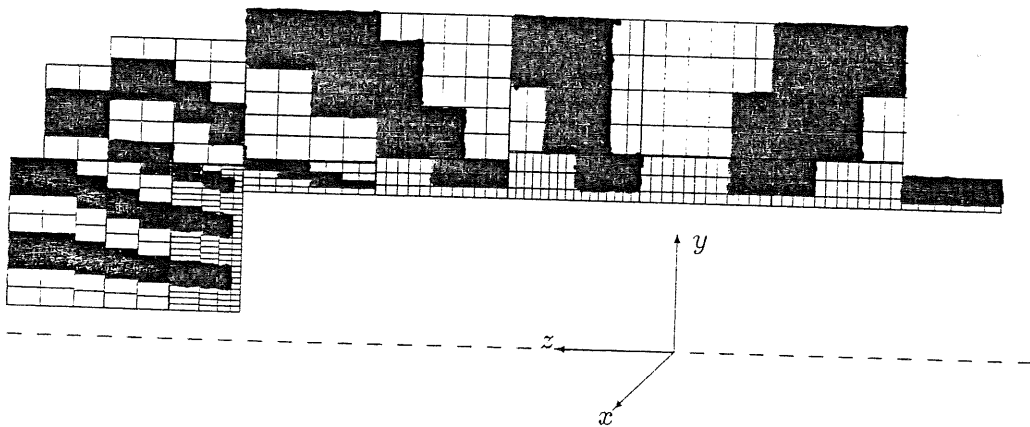


Abbildung 4.5: Einteilung in Großtürme für den Flüssig-Argon-Trigger.

- Gewichtetete Energie: E_{trigg}

Sie sind folgendermaßen definiert:

$$E_{trans} = \sum_i E_i \sin(\theta_i) \quad (4.1)$$

$$E_{miss} = \sqrt{E_x^2 + E_y^2} \quad E_x = \sum_i E_i \sin \theta_i \cos \phi_i \quad E_y = \sum_i E_i \sin \theta_i \sin \phi_i \quad (4.2)$$

$$E_{forw} = \sum_i E_i \quad \text{mit} \quad \theta_i < 20^\circ \quad (4.3)$$

$$E_{barr} = \sum_i E_i \quad \text{mit} \quad \theta_i > 20^\circ \quad (4.4)$$

$$E_{trigg} = \sum_i E_i f(\theta_i) \quad (4.5)$$

Dabei ist E_i die Energiedeposition in einem Turm, θ und ϕ sind der Polar- und Azimutwinkel dieses Turms. f_θ ist eine noch nicht definierte Gewichtsfunktion für eine weitere Triggergröße, die hier E_{trigg} genannt werden soll.

Ein- und Ausgabe des Programms

Die Ein- und Ausgabe erfolgt mit Hilfe des Datenbanksystems BOS [BLO88] und richtet sich in Bezeichnung und Format nach dem H1-Standard. Die Eingabebänke enthalten alle wesentlichen Information über die Teilchen, die an das Simulationprogramm übergeben werden sollen. Es sind dies die Teilchenart, der Ursprungsort (x, y, z) und der Vierervektor (E, p_x, p_y, p_z) des Teilchens. Zwei unterschiedliche Eingabebänke sind vorgesehen:

- STR-Bank: Alle Teilchen werden genau am Wechselwirkungspunkt (WWP) übergeben. In diesem Fall berücksichtigt das Programm den Einfluß des Magnetfeldes auf die Bahn des Teilchens bis zum Auftreffpunkt auf dem Kalorimeter. Ebenso wird das nicht-sensitive Material vor dem Kalorimeter in einer weiter unten beschriebenen Weise berücksichtigt. Alle in dieser Arbeit untersuchten Physik-Ereignisse wurden auf diese Weise behandelt.
- ISCA-Bank: Der Übergabeort ist hier keinen Beschränkungen unterworfen. Diese Bank bietet die Möglichkeit, ein anderes Simulationsprogramm vor die Kalorimetersimulation zu schalten und so den Einfluß von Materialien vor dem Kalorimeter genauer zu simulieren. Für die in dieser Arbeit untersuchten Untergründereignisse ist eine solche vorgeschaltete Simulation unentbehrlich, da der Proton-Restgas-Untergrund kontinuierlich entlang der gesamten Strahlachse entsteht, und daher in diesem Fall auch Material berücksichtigt werden muß, das sich weit vor dem Detektor befindet (Kollimatoren, Absorbermasken usw.).

Die Ausgabe des Programms besteht aus insgesamt 7 Bänken:

- Vier Bänke in denen die Energiedeposition in den Kanälen des Kalorimeters abgelegt wird (jeweils eine Bank für EMC, HAC, PLUG und BWE). Es wird die simulierte Energiedeposition in den Kanälen des Kalorimeters für jedes prozessierte Ereignis abgelegt.
- Zwei Bänke für die Energiedeposition in den elektromagnetischen und hadronischen Großtürmen.
- Eine Bank für die vom Programm berechneten Triggergrößen.

4.2 Die Schauersimulation

In diesem Abschnitt soll beschrieben werden, in welcher Weise die physikalischen Prozesse simuliert werden und welche Annahmen dabei gemacht werden. Dazu ist es nützlich, die Simulation in folgende Schritte zu zerlegen:

Spurverfolgung bis zum Kalorimeter

In diesem Schritt wird der Auftreffpunkt und die Richtung des Teilchens auf dem Kalorimeter berechnet. Wie schon weiter oben erwähnt wurde, kann für Teilchen, die ihren Ursprungsort am WWP haben, das Magnetfeld berücksichtigt werden. Durch das Magnetfeld bewegen sich die geladenen Teilchen auf einer Helix mit dem Radius:

$$R[m] = \frac{p \sin(\theta)}{10^{-4} c [m/s] B [T]} \quad (4.6)$$

Dabei wird angenommen, daß das Magnetfeld homogen ist und im Kalorimeter keinen Einfluß mehr auf die Teilchenbahn hat. Die Richtung, die das Teilchen im Auftreffpunkt hat, legt dann auch die Orientierung der Schauerachse fest. Für Teilchen, die nicht auf der z-Achse starten, wird angenommen, daß sie sich geradlinig bis zum Auftreffpunkt fortbewegen.

Festlegung des Schauerstartpunktes

Für Elektronen, Positronen und Hadronen wird dann ein Schauerstartpunkt festgelegt. Dies geschieht auf folgende Weise. Zunächst wird aus dem Intervall $[0,1]$ eine Zufallszahl R gewürfelt. Der Schauerstartpunkt s_0 ergibt sich dann aus :

$$s_0 = -\lambda \ln R \quad (4.7)$$

Die Verteilungsdichte der Schauerstartpunkte $N(z)$ in Abhängigkeit von der Weglänge z folgt dann einer Exponentialverteilung:

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dz} = \frac{1}{\lambda} e^{-z/\lambda} \quad (4.8)$$

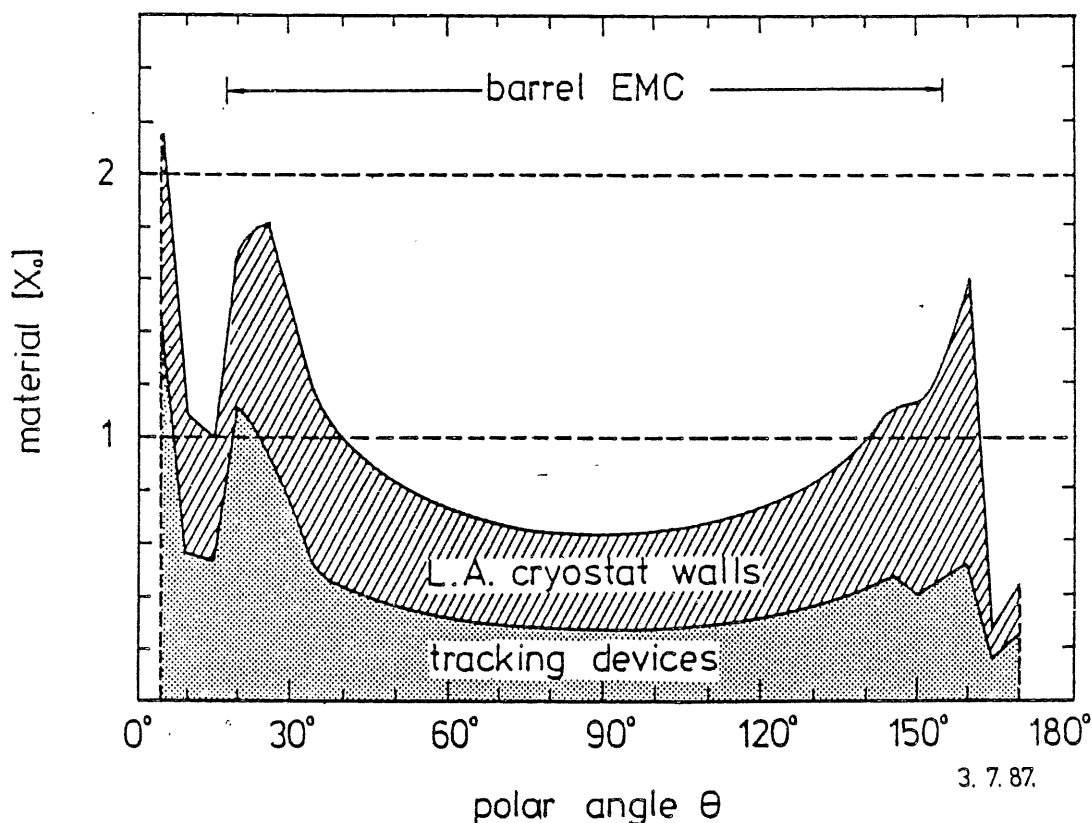


Abbildung 4.6: Material vor dem Kalorimeter in Strahlungslängen X_0 in Abhängigkeit vom Polarwinkel θ .

Dabei ist λ die mittlere Weglänge des Teilchens bis zum Schauerstart und wird vom Programm für Elektronen, Photonen und Hadronen vorgegeben.

Berücksichtigung des Materials vor dem Kalorimeter

Vor dem Kalorimeter befindet sich noch das Spurkammersystem und der Flüssig-Argon-Tank. Es besteht daher die Möglichkeit, daß die Teilchen schon vor dem Kalorimeter einen Teil ihrer Energie verlieren oder daß der Schauer schon vor dem Kalorimeter startet. Abbildung 4.6 zeigt die Verteilung des Materials vor dem Kalorimeter in Abhängigkeit vom Polarwinkel θ . Dieses Material wird bei der Bestimmung des Schauerstartpunktes berücksichtigt, indem von dem zunächst gewürfelten Schauerstart s_0 ein Betrag s_{mat} subtrahiert wird, der dem nicht sensitiven Material entspricht.

$$s_{start} = s_0 - s_{mat} \quad (4.9)$$

Dabei ist s_{start} der Abstand zum Schauerstartpunkt gerechnet vom Auftreffpunkt des Teilchens auf dem Kalorimeter. Für verschiedene Winkel θ liegt der Wert für s_{mat} im Programm tabelliert vor. Zwischen diesen Werten wird linear interpoliert.

Berechnung der Segmentdicken

In diesem Schritt wird die Dicke (Δx) der longitudinalen Segmente berechnet, die das betrachtete Teilchen bei seinem Durchgang durch das Kalorimeter durchquert.

Berechnung des Ionisationsverlustes bis zum Schauerstartpunkt

Die Energie, die die geladenen Teilchen vor dem Schauerstart durch Ionisationsverluste verlieren, wird für jedes durchquerte Segment berechnet. Die Teilchen werden dabei als minimal ionisierend angenommen:

$$\Delta E = (dE/dx)_{min} \cdot \Delta x \quad (4.10)$$

Diese Energie wird dann ohne Fluktuationen und ohne laterale Ablenkung in dem betreffenden Segment deponiert. Der Energiebetrag, der durch diesen Prozess im Kalorimeter deponiert wird, ist im Verhältnis zur Gesamtenergie eines Ereignisses sehr gering, so daß diese Näherung durch die dadurch erzielte Zeitersparnis gerechtfertigt werden kann.

Berechnung der Energiedeposition durch den Schauer

Aus der Parametrisierung der longitudinalen Schauerform wird dann durch Integration über den in einem longitudinalen Segment zurückgelegten Weg Δx der Energieverlust durch den Schauer berechnet. Gleichzeitig wird dabei der Schwerpunkt der Energiedeposition in diesem Segment berechnet. Die so berechnete Energie wird dann auf eine Zahl von Energiepunkten aufgeteilt. Durch Fluktuation in der Anzahl dieser Energiepunkte wird die vom Programm vorgegebene Energieauflösung simuliert. Diese Energiepunkte werden dann entsprechend der lateralen Parametrisierung der Schauerform zunächst in einer Ebene senkrecht zur Schauerachse verteilt. Der Schwerpunkt der Energiedeposition in jedem Segment gibt an, in welcher Tiefe entlang der Schauerachse die Energie deponiert werden soll. Dabei kann es jedoch vorkommen, daß Energiepunkte in einem falschen Segment positioniert werden. Um dies weitgehend zu vermeiden und um eine realistische Aufteilung der durch den Schauer deponierten Energie auf die einzelnen Kanäle zu erzielen, müssen die Energiepunkte daher noch in das Segment hineinprojiziert werden, für das diese Energiedeposition berechnet wurde.

Energiedeposition in den Kanälen

Im letzten Schritt der Simulation müssen die Energiepunkte dann noch der richtigen Kanaladresse zugeordnet werden.

4.2.1 Mittlere Materialeigenschaften

Die Parametrisierung der Schauerform macht nur dann einen Sinn, wenn man von einem homogenen Kalorimeter ausgeht. Für das H1-Kalorimeter bedeutet dies, daß

Kalorimeter	Material	Dicke [mm]
EMC	Argon	2.5
	G10	2.22
	Blei	2.4
HAC	Argon	7.5
	G10	1.2
	Eisen	19.0
BWE	Szitillator	1.5
	Blei	2.5
PLUG	Silizium	0.3
	Kupfer	7.5

Tabelle 4.2: Zusammensetzung von EMC, HAC, PLUG und BWE in der Simulation.

anstelle der Schichtstruktur aus Absorberplatten und flüssigem Argon ein homogenes Medium mit gemittelten Materialeigenschaften zugrunde gelegt werden muß. Tabelle 4.2 zeigt die in dieser Simulation angenommene Zusammensetzung für die unterschiedlichen Kalorimeter. Tabelle 4.3 zeigt die daraus vom Programm berechneten mittleren Materialeigenschaften und die in dieser Simulation angenommenen Werte für die Energieauflösung.

	EMC	HAC	BWE	PLUG
effektive Kernladungszahl Z	37.76	24.79	50.33	28.66
effektives Atomgewicht A	80.50	53.08	112.61	62.73
Strahlungslänge $X_0(cm)$	1.56	2.43	0.89	1.48
Absorptionslänge $\lambda_0(cm)$	36.61	23.11	25.97	16.01
mittlere Dichte $\rho (\frac{g}{cm^3})$	4.85	5.85	7.48	8.71
Molière-Radius $R_M(cm)$	3.67	2.43	2.39	1.65
Energieauflösung ($1/\sqrt{E[GeV]}$) hadronisch	0.6	0.6	1.1	1.5
Energieauflösung ($1/\sqrt{E[GeV]}$) elektromagnetisch	0.1	0.12	0.36	0.24

Tabelle 4.3: Mittlere Materialeigenschaften des H1-Kalorimeters und angenommene Energieauflösungen für die in der Simulation enthaltenen Kalorimeter.

4.2.2 Elektromagnetische Schauer

Longitudinale Parametrisierung

Die mittlere longitudinale Schauergestalt wird beschrieben durch :

$$dE = E_0 \frac{x^{\alpha-1} e^{-x}}{\Gamma(\alpha)} dx \quad (4.11)$$

$$x = \beta \frac{s - s_0}{X_0}$$

wobei $s - s_0$ die Schauertiefe in cm ist .

Die Parameter α und β wurden durch eine Anpassung an mit GEANT/GHEISHA simulierte Schauerverteilungen für das H1-Vorwärtskalorimeter ermittelt ³ [RUD88].

Die Werte für α und β sind in Tabelle 4.4 angegeben:

α	$2.314 + .549 \ln(E_0)$
β	$0.404 + 0.015 \ln(E_0)$

Tabelle 4.4: *Parametrisierung der elektromagnetischen Schauer. E_0 ist die Energie des einfallenden Teilchens.*

Schauerstartpunkt

Für Elektronen wird als mittlere Weglänge bis zum Schauerstart die Strahlungslänge X_0 angenommen. Für Photonen resultiert der entsprechende Wert aus dem Wirkungsquerschnitt für Elektron-Positron-Paarerzeugung. Er beträgt daher $\frac{9}{7}X_0$.

Longitudinale Fluktuationen

Um kleine Fluktuationen in der Schauerlänge zu simulieren, wird die longitudinale Skala gemäß einer Gaußverteilung mit der Breite 1 % fluktuiert.

Energiefluktuationen

Die Energieauflösung wird proportional zu $E^{-\frac{1}{2}}$ angenommen, d.h.:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{A}{\sqrt{E}} \quad (4.12)$$

Zunächst wird nach Gleichung 4.11 die Energiedeposition E_{seg} für ein longitudinales Segment des Kalorimeters berechnet. Diese wird dann in N Energiepunkte

³Die in dieser Arbeit angegebenen Werte für die Parametrisierungen der longitudinalen und lateralen Schauerformen stammen alle aus einer MC-Simulation die Matthias Rudowicz für das H1-Vorwärts-Kalorimeter durchgeführt hat.

aufgeteilt. Die Anzahl N ist dabei gegeben durch:

$$N = \left(\frac{1}{A}\right)^2 \cdot E_{seg}$$

die Energie eines Energiepunktes ist:

$$E_{spot} = \frac{E_{seg}}{N} \quad (4.13)$$

Um die in Gleichung 4.12 angenommene Energieauflösung zu simulieren, wird nun eine fluktuierende Anzahl N^* von Energiepunkten aus einer Poissonverteilung mit Mittelwert N gewürfelt. Die für das Segment simulierte Energie E_{seg}^{sim} beträgt dann:

$$E_{seg}^{sim} = N^* E_{spot}$$

Laterale Verteilung

Die laterale Energieverteilung wird durch die folgende Funktion parametrisiert:

$$f(r) = \frac{r R_{50}^2}{(r^2 + R_{50}^2)^2}$$

wobei r der in Molière-Radien gemessene Abstand zur Schauerachse ist. Der Parameter R_{50} gibt den Radius des Zylinders um die Schauerachse an, in dem 50% der Energie deponiert werden. Die Größe R_{50} ergibt sich aus einem Fit an mit GHEISHA simulierte Schauer für Energien zwischen 1 und 200 GeV :

$$R_{50} = [0.099 + (0.061 - 0.0047 \ln(E_0))(s - s_0)]^2$$

Fluktuationen in der lateralen Verteilung

Fluktuationen in der lateralen Verteilung werden dadurch eingeführt, daß der Parameter R_{50} entsprechend einer Gaußverteilung fluktuiert wird. Dabei wird wie bei den longitudinalen Fluktuationen eine Breite von 1% angenommen.

4.2.3 Hadronische Schauer

Longitudinale Verteilung

Für die Parametrisierung der hadronischen Schauer wird der Ansatz aus Gleichung 3.14 benutzt.

$$\frac{dE}{dx} = E_0 \left[c \frac{s^{\alpha_E - 1} e^{-\beta_E s}}{\Gamma(\alpha_E)} + (1 - c) \frac{t^{\alpha_H - 1} e^{-\beta_H t}}{\Gamma(\alpha_H)} \right]$$

Für die Parameter $\alpha_E, \beta_E, \alpha_H, \beta_H$ und c wird hier jedoch eine kompliziertere Abhängigkeit von der Energie zugelassen (Tab.4.5). Die Interpretation, daß der erste Term die elektromagnetische und der zweite Term die hadronische Komponente des

	$E_0 \leq 10 \text{ GeV}$	$E_0 \geq 10 \text{ GeV}$
E_{dep}	$(.35 + 0.09 \ln(E_0))E_0$	$(.35 + 0.09 \ln(E_0))E_0$
α_E	$1.08 + .24 \ln(E_{dep})$	$1.30 + .255 \ln(E_{dep})$
β_E	$0.478 - .135 \ln(E_{dep})$	$0.289 - .010 \ln(E_{dep})$
α_H	$1.17 + .21 \ln(E_{dep})$	$0.38 + .230 \ln(E_{dep})$
β_H	$2.10 - .72 \ln(E_{dep})$	$0.83 - .049 \ln(E_{dep})$
c	$.751 - 0.177 \ln(E_{dep})$	$0.509 - 0.021 \ln(E_{dep})$

Tabelle 4.5: Parameter für hadronische Schauer. Die angegebenen Werte stammen aus einer GEANT/GHEISHA-Simulation für das H1-Vorwärts-Kalorimeter.

Schauers beschreibt, ist hier nicht mehr haltbar, da der Parameter c mit wachsender Energie kleiner wird und man bei dieser Interpretation, aufgrund des steigenden π^0 -Anteils, ein Anwachsen von c mit der Energie erwarten müßte. Es hat sich als notwendig erwiesen, zwei verschiedene Sätze von Parametern für zwei unterschiedliche Energiebereiche zu benutzen. Die Werte sind in Tabelle 4.5 angegeben.

Schauerstartpunkt

Der Schauerstart wird durch das Eintreten einer inelastischen Wechselwirkung definiert. Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten einer inelastischen Wechselwirkung liefert eine Routine aus dem Programmpaket GHEISHA. Daraus wird dann die Weglänge bis zum Schauerstartpunkt berechnet.

Longitudinale Fluktuationen

Für Fluktuationen in der Schauerlänge wird die gleiche Methode verwendet wie für elektromagnetische Schauer. Die Fluktuationen werden hier jedoch erheblich größer angenommen. Als Breite der Gaußverteilung wird ein Wert von 45% angenommen.

Energiefluktuationen

Für Fluktuationen in der deponierten Energie wird die gleiche Methode verwendet wie für elektromagnetische Schauer. Wegen der schlechteren Energieauflösung für Hadronen ist jedoch die Anzahl der Energiepunkte pro GeV erheblich geringer als für elektromagnetische Schauer.

Laterale Verteilung

Als laterale Verteilungsfunktion für hadronische Schauer wird die gleiche genommen wie für elektromagnetische Schauer. Anstelle des Molière-Radius tritt jedoch die Absorptionslänge λ_0 als skalierende Größe. Für den Parameter R ergibt sich hier :

$$R_{50} = .0124 + (.359 - .0511 \ln(E_0))(s - s_0)$$

Der sichtbare Energieanteil

Das H1-Kalorimeter ist nicht-kompensierend, d.h. die Signale von Hadronen sind geringer als die von Elektronen gleicher Energie. Das e/π -Verhältnis ist ungleich 1 und energieabhängig. Ein e/π -Verhältnis von 1 und die damit verbundene Verbesserung der Energieauflösung für Hadronen, wird erst in der Analyse durch eine Wichtungsmethode erreicht. Insbesondere auf der Ebene des Kalorimeter-Triggers ist daher noch von einer unterschiedlichen Höhe des Signals von Elektronen und Hadronen auszugehen. Im Programm wird dies dadurch berücksichtigt, daß die von hadronischen Schauern deponierte Energie mit einem Faktor $f = E_{vis}/E_0$ herunterskaliert wird. Dieser Faktor gibt an, welcher Bruchteil der durch einer Hadronschauer deponierten Energie wirklich im Kalorimeter sichtbar ist. Da diese Größe eng mit dem π^0 -Anteil im Schauer zusammenhängt, ist sie energie- und materialabhängig. Man erhält daher unterschiedliche Werte für das EMC und das HAC. Abbildung 4.7 und 4.8 zeigen den Anteil der sichtbaren Energie, der sich aus der GEANT/GHEISHA-Simulation ergibt, und die in FLASH benutzten Parametrisierungen.

4.2.4 Myonen

Myonen spielen für den Kalorimeter-Trigger eine untergeordnete Rolle. Sie werden hier als minimal ionisierende Teilchen behandelt, und der mittlere Energieverlust wird ohne Fluktuationen deponiert.

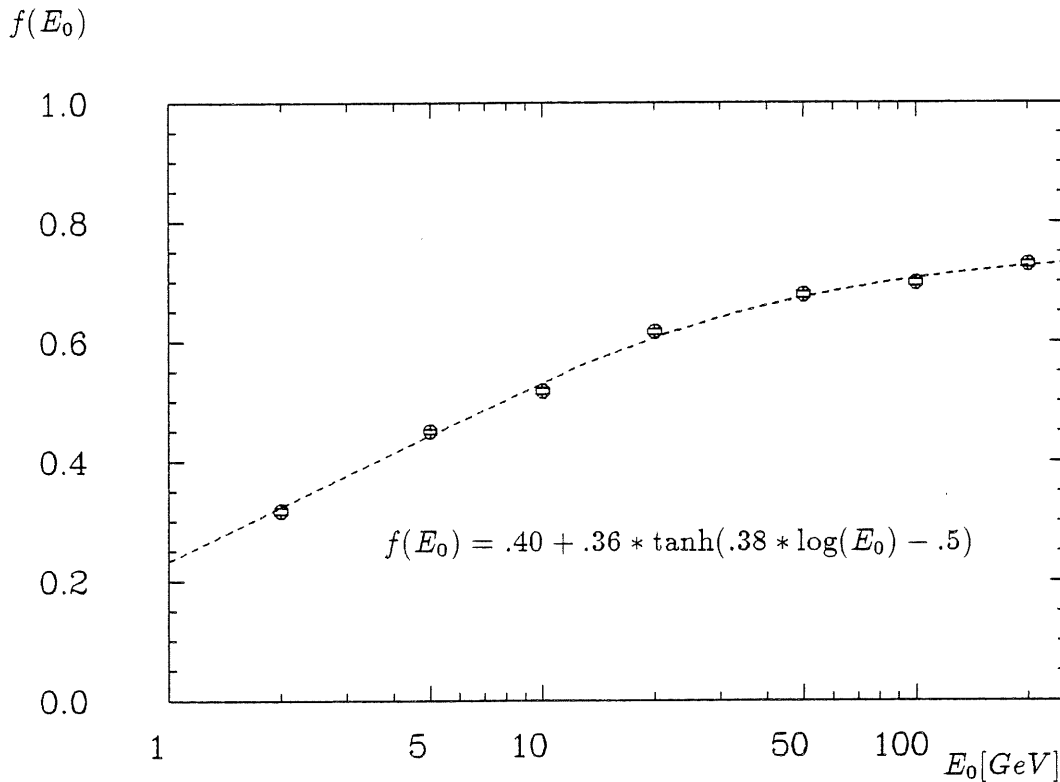


Abbildung 4.7: Verhältnis der sichtbaren Energie zur einfallenden Energie im EMC für π^+ -induzierte hadronische Schauer.

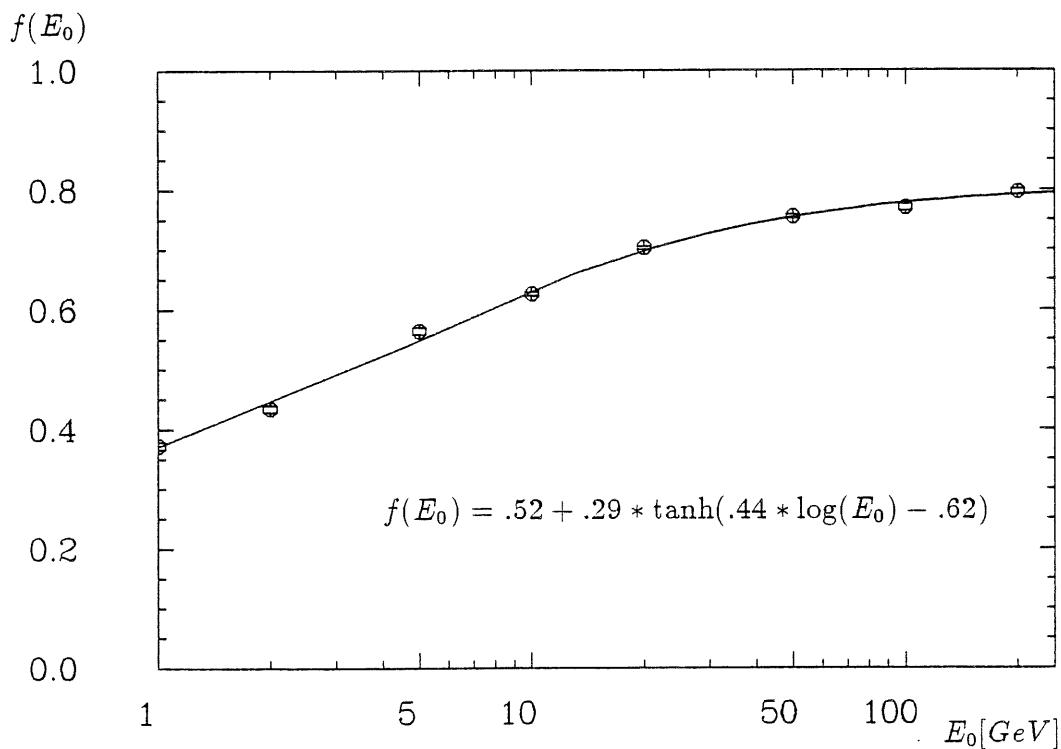


Abbildung 4.8: Verhältnis der sichtbaren Energie zur einfallenden Energie im HAC für π^+ -induzierte hadronische Schauer.

4.3 Vergleich mit einer detaillierten Simulation

In diesem Abschnitt wird untersucht, inwieweit die mit dem schnellen Monte-Carlo gewonnene Triggergrößen mit einer detaillierten Simulation übereinstimmen. Die Daten für die detaillierte Simulation stammen dabei aus einer GEANT/GHEISHA-Simulation des H1-Kalorimeters, die Pal Ribarics in München durchgeführt hat [RIB88]. Für diesen Vergleich wurden mit dem Lund-Monte-Carlo eine Klasse von Ereignissen generiert, die man einerseits später gerne bei HERA beobachten möchte und die andererseits einen guten Vergleich zwischen den beiden Simulationsprogrammen erlauben. Da es vor allem um die Frage geht, ob die hadronischen Schauer durch das schnelle Monte-Carlo gut simuliert werden, wurden Ereignisse mit W-Austausch ausgewählt. Der kinematische Bereich wurde so eingeschränkt, daß ein möglichst großer Teil des Flüssig-Argon-Kalorimeters abgedeckt wird.

- W-Austausch mit QCD-Korrekturen erster Ordnung
 $200 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 800 \text{ GeV}^2$
 $0.01 < x < 0.6$

Die Geometrie in beiden Programmen war in beiden Simulationen leicht unterschiedlich. Auf der Basis von Großstürmen wurden die Triggergrößen E_{trans} und E_{miss} für die oben beschriebenen Ereignisse simuliert. Verglichen wurden die transversale und die fehlende transversale Energie, da diese Größen auch sensitiv für die Winkelverteilung der deponierten Energie sind. Zusätzlich wurden zwei Fälle unterschieden:

- Fall A: Alle hadronischen Segmente werden zur Bestimmung der Triggergrößen herangezogen.
- Fall B: Von den hadronischen Segmenten werden nur die ersten beiden benutzt.

Abbildung 4.9 zeigt einen Vergleich der Verteilungen dieser Größen für den Fall A. Beide Verteilungen stimmen gut überein. Für den Fall B (Abbildung 4.10) ist die Übereinstimmung etwas schlechter. Die FLASH-Verteilungen sind hier etwas zu höheren Werten hin verschoben. Offensichtlich wird bei der schnellen Simulation zuviel Energie in den ersten Segmenten deponiert. Zwei mögliche Ursachen für dieses Verhalten sind:

1. Die longitudinale Parametrisierung der Schauer ist nicht hinreichend gut. Es ist bekannt, daß der Ansatz mit zwei Komponenten aus Gleichung 3.14 die mittlere Schauergestalt bei großen Schauertiefen nicht besonders gut wiedergibt. Es ergibt sich der Eindruck, daß einige Schauer zu kurz sind.
2. Das Gewichten mit dem Gewichtungsfaktor $f = E_{vis}/E_0$ ist problematisch. So wird die Energie der hadronischen Schauer, die im EMC starten, dann wenn sie das HAC erreichen mit dem Gewichtungsfaktor für das HAC versehen. Dies ist nicht unbedingt gerechtfertigt, da sich die Schauer, die im

	FLASH	GEANT/GHEISHA
Total deponierte Energie [GeV]	34.9 ± 0.8	33.3 ± 0.8
Transversale Energie A [GeV]	11.3 ± 0.2	11.2 ± 0.2
Fehlende Energie A [GeV]	9.6 ± 0.2	9.5 ± 0.2
Transversale Energie B [GeV]	10.5 ± 0.2	9.8 ± 0.2
Fehlende Energie B [GeV]	8.9 ± 0.2	8.7 ± 0.2
Energie im EMC [GeV]	24.0 ± 0.6	21.2 ± 0.6
Energie im HAC [GeV]	10.8 ± 0.4	11.8 ± 0.4

Tabelle 4.6: Vergleich der Mittelwerte FLASH-GEANT/GHEISHA.

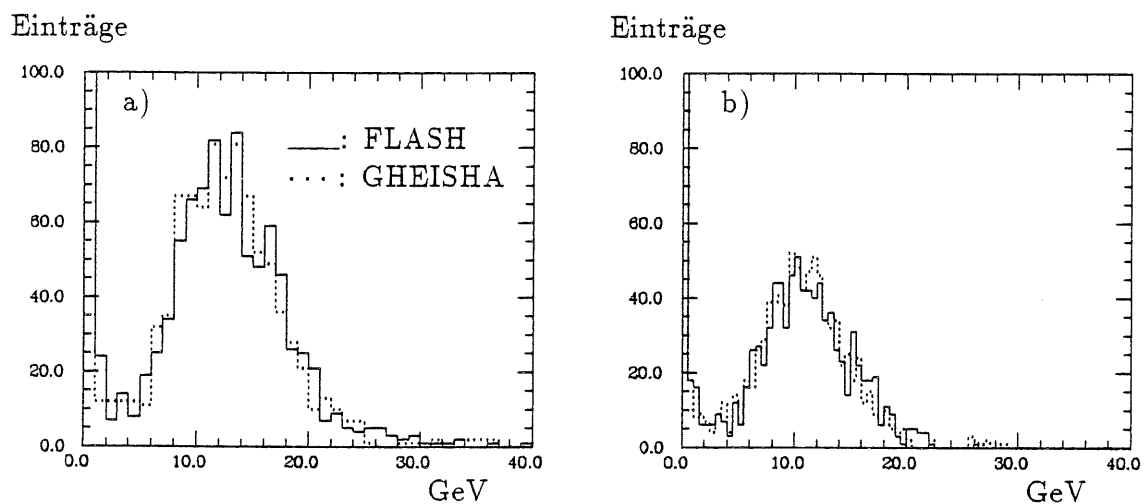
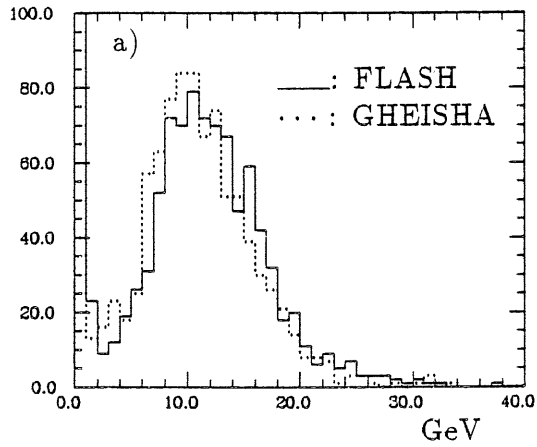


Abbildung 4.9: Vergleich FLASH-GHEISHA (alle had. Segmente) a) Transversale Energie b) Fehlende transversale Energie.

EMC starten, unter Umständen anders entwickeln als solche Schauer, die erst im HAC starten. Dieses Problem kann hier prinzipiell nicht vermieden werden, da E_{vis}/E_0 für das EMC und das HAC getrennt bestimmt werden, im Detektor jedoch hintereinander stehen.

Abbildung 4.11 zeigt die Verteilungen für die im EMC und im HAC deponierte Energie. Es ist zu erkennen, daß FLASH etwas mehr Energie im EMC deponiert und dafür etwas weniger im HAC. Dieses Verhalten kann erklärt werden, wenn man annimmt, daß die Schauer in der schnellen Simulation im Mittel etwas zu kurz sind. Insgesamt kann man aber feststellen, daß die schnelle Simulation für die hier zu untersuchenden Fragestellungen vertrauenswürdige Ergebnisse liefern kann. Tabelle 4.6 zeigt noch einmal eine Gegenüberstellung der Mittelwerte der hier gezeigten Verteilungen für beide Simulationen.

Einträge



Einträge

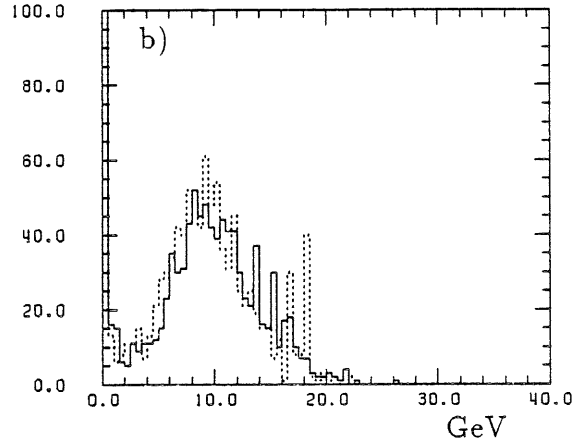
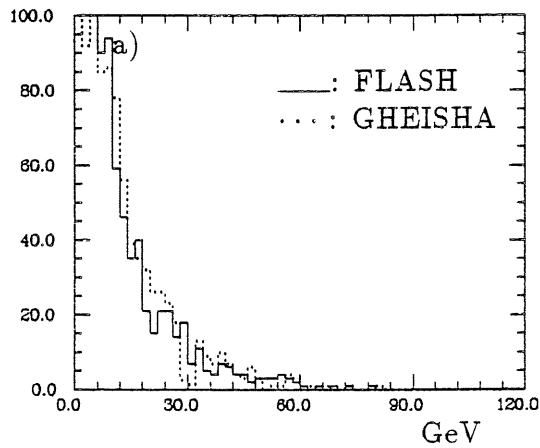


Abbildung 4.10: Vergleich FLASH-GHEISHA (2 had. Segmente) a) Transversale Energie b) Fehlende transversale Energie.

Einträge



Einträge

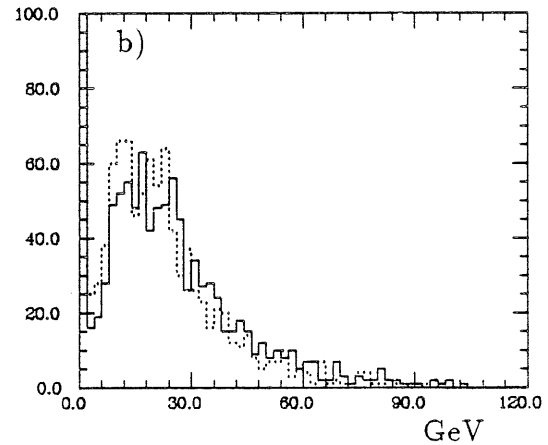


Abbildung 4.11: a) Energiedeposition im hadronischen Kalorimeter (alle Segmente) b) Energiedeposition im elektromagnetischen Kalorimeter (alle Segmente).

Kapitel 5

Der Kalorimeter-Trigger

Ein Trigger ist ein elektronisches Signal, das das Eintreten einer gewünschten zeitlichen und räumliche Korrelation bestimmter Signale im Detektor anzeigt. Die Art dieser Korrelation wird dabei durch die Art des gewünschten physikalischen Prozesses bestimmt. Ein guter Trigger sollte möglichst alle interessanten Ereignisse akzeptieren und alle unerwünschten Ereignisse, den Untergrund, verwerfen.

Im H1-Trigger können mehrere Stufen unterschieden werden. Die einzelnen Triggerstufen unterscheiden sich durch die Komplexität ihrer Entscheidungslogik und durch die Zeitspanne, die sie für die Entscheidung über ein bestimmtes Signal benötigen. Der Trigger der Stufe $n+1$ verarbeitet dabei nur solche Ereignisse, die den Trigger der Stufe n bereits passiert haben.

Wegen der geforderten Geschwindigkeit ist der Kalorimetertrigger der ersten Stufe fest verdrahtet. Er benötigt für seine Entscheidung etwa $2 \mu\text{sec}$. Das Zeitintervall zwischen der Kollision zweier Teilchenpakete (engl.: bunch crossing) beträgt in den Wechselwirkungszonen beträgt jedoch nur 96ns . Um zu vermeiden, daß auf dieser Stufe bereits Totzeiten für den Detektor entstehen, müssen die Signale in dieser Triggerstufe sequentiell gespeichert werden und diese in Form einer "Pipeline" durchlaufen. Die Länge dieser Pipeline beträgt 22 bunch-crossings.

Durch dieses Verfahren können prinzipiell auch Informationen von benachbarten bunch-crossings verarbeitet werden. Die vom Trigger auszuführenden Operationen werden zu diesem Zweck mit der bunch-crossing-Frequenz synchronisiert. Abbildung 5.1 verdeutlicht dieses Prinzip.

Für die nachfolgenden Triggerstufen ist die Verarbeitung in Form einer solchen Pipeline aus Kostengründen nicht mehr praktikabel. Daher entstehen hier nicht vermeidbare Totzeiten für den Detektor. Diese Totzeit berechnet sich als das Produkt zwischen der Triggerrate der vorhergehenden Triggerstufe und dem Zeitintervall, das die nachfolgende Triggerstufe für ihre Entscheidung benötigt.

Ein Beispiel zur Veranschaulichung:

Die zweite Triggerstufe benötigt für ihre Entscheidung ein Zeitintervall $T = 10 \mu\text{sec}$. Die erste Stufe triggert mit einer Rate von $R = 1000 \text{ Hz}$. Die eingeführte Totzeit τ

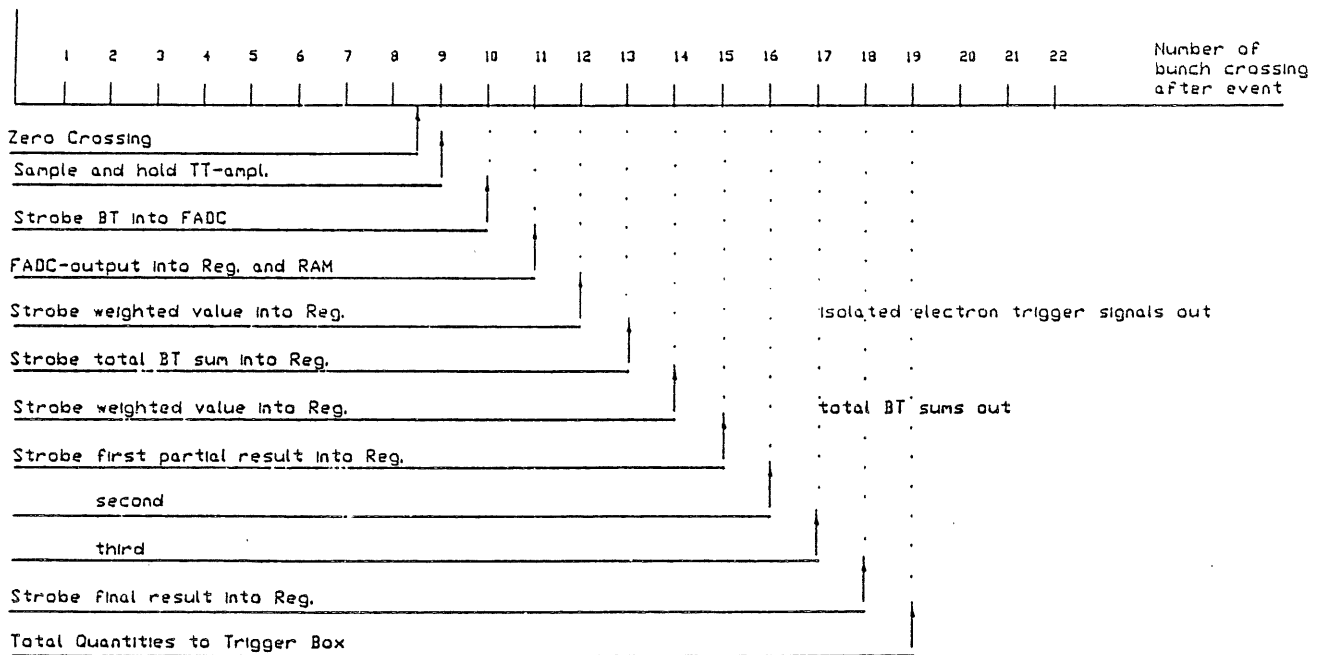


Abbildung 5.1: Die Pipeline im Kalorimeter-Trigger.

beträgt dann:

$$\tau = T \times R = 1\% \tag{5.1}$$

Um diese Totzeiten möglichst klein zu halten, kommt der ersten Triggerstufe die wichtige Aufgabe zu, schon zu Beginn der Entscheidungslogik die Triggerrate möglichst stark zu reduzieren. Dabei muß allerdings vermieden werden, daß auch interessante Ereignisse aus den Elektron-Proton-Wechselwirkungen verworfen werden.

Im Folgenden soll die erste Stufe des Kalorimeter-Triggers kurz beschrieben werden. In der elektronischen Realisation lassen sich dabei ein analoger und ein digitaler Teil unterscheiden. Abbildung 5.2 zeigt eine Blockschaltbild beider Teile.

Im analogen Teil werden zunächst die Signale ausgewählter Kanäle des Kalorimeters zusammengefaßt, um so eine reduzierte Anzahl von Signalen zur weiteren Verarbeitung bereitzustellen. Dies sind die Triggerturm-Signale. Maximal sind 1024 elektromagnetische und 1024 hadronische Triggertürme vorgesehen.

Für den Kalorimeter-Trigger ist es wichtig, daß die verarbeiteten Signale eindeutig mit einem bestimmten bunch-crossing assoziiert werden können. Aus diesem Grund wird für die Triggerturm-Signale eine sogenannte t_0 -Bestimmung vorgenommen. Dies geschieht auf folgende Weise (Abbildung 5.3): Zunächst wird die analoge Summe aus elektromagnetischen und hadronischen Triggertürmen gebildet. Ein schneller Pulsformer macht daraus ein Signal (fast shaped) mit einer charakteristischen Zeitkonstanten von $100ns$, so daß der Nulldurchgang zwischen dem achten und neunten bunch-crossing liegt. Liegt dieses Signal innerhalb eines Zeitfensters

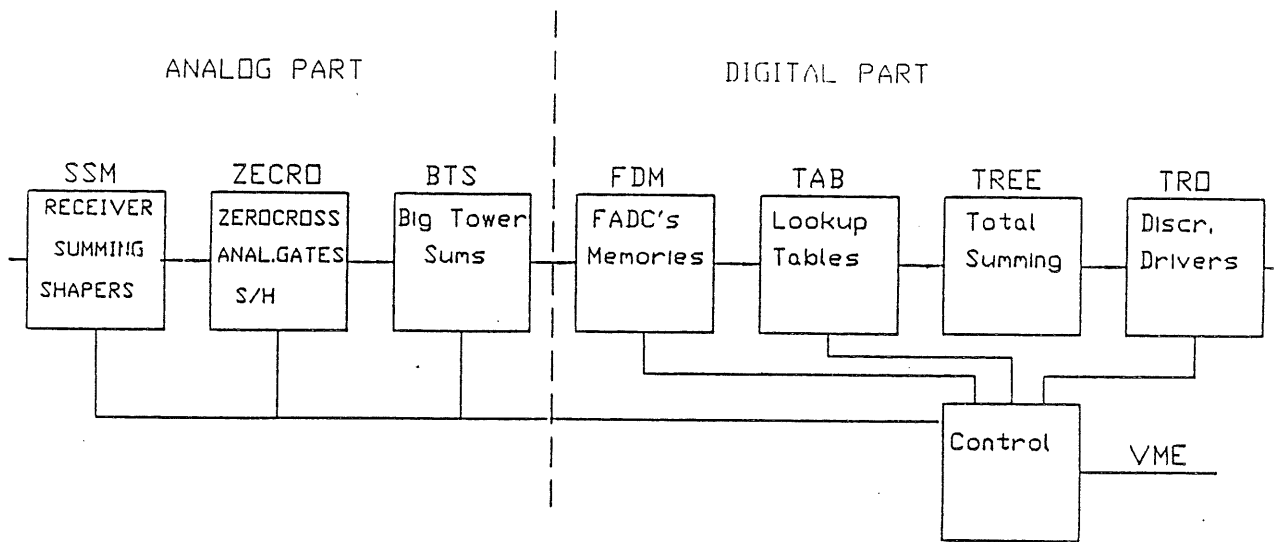


Abbildung 5.2: Block-Diagramm der Trigger-Logik.

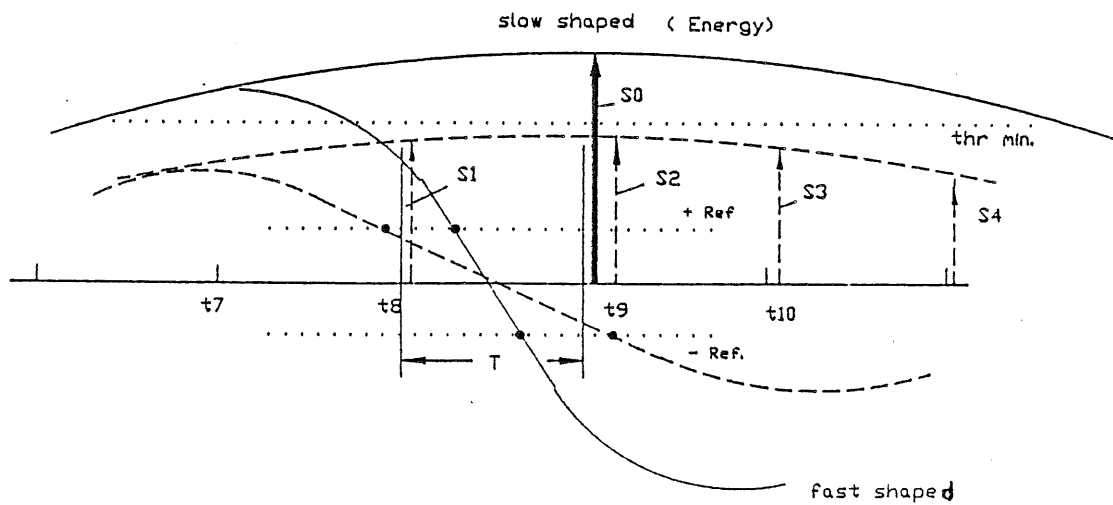


Abbildung 5.3: Zur t_0 -Bestimmung.

(T) sowohl oberhalb eines Schwellenwertes (+ref) als auch unterhalb eines Schwellenwertes (-ref), so kann für dieses Signal eindeutige das dazu gehörende bunch-crossing bestimmt werden. Die t_0 -Bestimmung ist jedoch nur dann möglich, wenn das Triggerturm-Signal oberhalb eines Schwellenwertes (thr min) liegt. Da die Information über das bunch-crossing jedoch auch von anderen Detektorkomponenten geliefert werden kann, werden auch die Signale, für die diese Art der t_0 -Bestimmung nicht möglich ist weiterverarbeitet, um für kombinierte Trigger zur Verfügung zu stehen. Insgesamt werden daher für jeden Triggerturm fünf Signale geliefert (Abbildung 5.4) :

- elektromagnetische Energie (validiert durch ein t_0 -Signal)
- hadronische Energie (validiert durch ein t_0 -Signal)
- elektromagnetische Energie (ohne t_0 -Validation)
- hadronische Energie (ohne t_0 -Validation)
- ein logisches Signal für jedes bunch-crossing, das angibt ob eine t_0 -Validiation vorliegt oder nicht.

Ursprünglich war geplant, im Kalorimeter-Trigger nur solche Signale zu nutzen für die eine t_0 -Bestimmung möglich ist. Da dies jedoch mit einem Schnitt auf die Triggerturm-Energie verbunden ist, und zu erheblichen Einbußen in der Effizienz des Triggers führt, ist diese Frage zu diesem Zeitpunkt noch nicht endgültig entschieden.

In einem weiteren Schritt werden die Triggertürme zu Großtürmen zusammengefaßt. An dieser Stelle beginnt der digitale Teil des Triggers. Mit Hilfe von schnellen Analog-Digital-Wandlern (FADC's) werden die Großsturmsignale digitalisiert. Die Auflösung beträgt dabei 8 bits. Alle weiteren Operationen werden dann digital durchgeführt. Abbildung 5.5 gibt einen Überblick über die digitale Triggerelektronik. Ein Addierer (ADD) bildet zunächst die Summe aus elektromagnetischen und hadronischen BT. Mit Hilfe von RAM's (Gewichtstabellen T1-T8) und weiteren Addierern werden dann die Triggergrößen E_{forw} , E_{barr} , E_{trans} und E_{miss} bestimmt. Liegt ein Ereignis vor, das in einer dieser Größen oberhalb eines vorher festgelegten Schwellenwertes liegt, so wird es von der ersten Triggerstufe akzeptiert und zur weiteren Verarbeitung freigegeben. Die Pipeline wird daraufhin gestoppt.

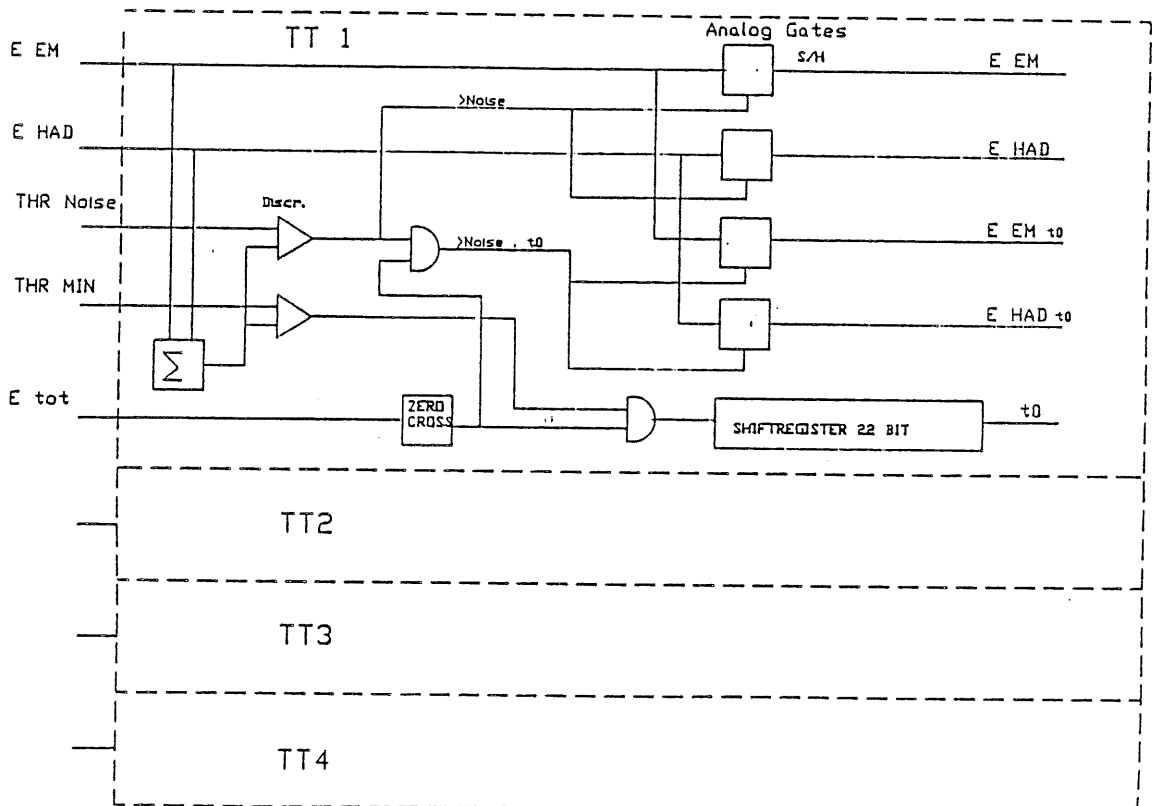


Abbildung 5.4: Die Bildung von Triggerturm-Signalen im analogen Teil der Trigger-elektronik.

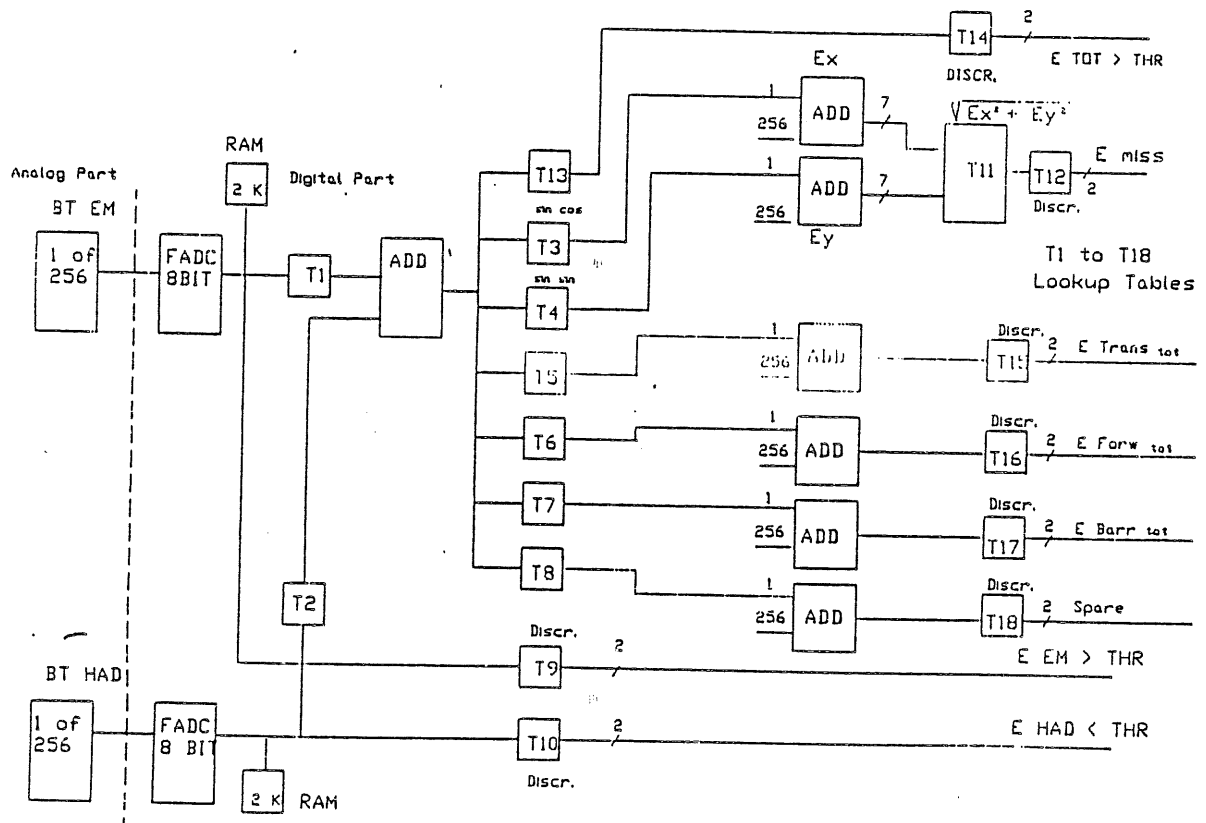


Abbildung 5.5: Der digitale Teil der Trigger-Elektronik.

Kapitel 6

Übersicht über die untersuchten Ereignisklassen

Um die Leistungsfähigkeit des Kalorimeter-Triggers zu beurteilen, wurden in der vorliegenden Arbeit verschiedene Klassen von HERA-Ereignissen untersucht. Dazu wurden simulierte Ereignisse benutzt, die mit den auf dem DESY-Rechner für diesen Zweck zur Verfügung stehenden MC-Programmen erzeugt wurden. Die hier betrachteten Ereignisklassen lassen sich in drei Gruppen einteilen.

- Neutral-Current-Ereignisse (3 kinematische Bereiche)
- Charged-Current-Ereignisse (3 kinematische Bereiche)
- Boson-Gluon-Fusion ($b\bar{b}$ -Produktion)

Die kinematischen Bereiche wurden dabei so gewählt, daß die für den Kalorimeter-Trigger wichtigen Bereiche abgedeckt wurden. Von jeder Klasse standen jeweils 1000 Ereignisse zur Verfügung.

6.1 Kinematik der Elektron-Proton-Streuung

Zur lorentzinvarianten Beschreibung der Kinematik eines Streueignisses seien der Viererimpuls des einlaufenden Leptons mit p_e , der des auslaufenden Leptons mit p_l bezeichnet. Der Viererimpuls des Protons sei P und M die Protonmasse (Abbildung 6.1).

Bei der elastischen Lepton-Nukleon-Streuung reichen zwei Variable zur Festlegung die Kinematik aus. Gewöhnlich wählt man dazu das Quadrat der Schwerpunktsenergie:

$$s = (P + p_e)^2 \quad (6.1)$$

und das Quadrat des Viererimpulsübertrages:

$$Q^2 = -q^2 = -(p_e - p_l)^2 \quad (6.2)$$

Die interessanten Ereignisse bei HERA sind jedoch die tiefinelastischen Elektron-Proton-Stöße. Im Gegensatz zur elastischen Streuung wird bei diesen Ereignissen ein Teil der Schwerpunktsenergie für die Erzeugung neuer Teilchen verbraucht. Zur vollständigen Beschreibung der Kinematik ist in diesem Fall eine weitere Variable erforderlich. Häufig wählt man dazu das Quadrat der invarianten hadronischen Energie:

$$W = (P + q)^2 = \left(\sum_i p_i \right)^2 \quad (6.3)$$

Die Summe geht dabei über alle auslaufenden Teilchen mit Ausnahme des gestreuten Leptons. Die invariante hadronische Energie ist eine wichtige Größe, wenn man Prozesse betrachtet, bei denen schwere Teilchen erzeugt werden. Diese können nur in einem kinematischen Bereich auftreten, in dem W größer ist als die Summe der Massen der erzeugten Teilchen. Eine andere oft benutzte Variable ist ν :

$$\nu = \frac{q \cdot P}{M} \quad (6.4)$$

Im Ruhesystem des Protons gibt ν den Energieverlust des gestreuten Leptons an. Damit entspricht ν der Strahlenergie die in einem fixed-Target-Experiment die gleiche Schwerpunktsenergie ergeben würde.

Bei den HERA-Energien lassen sich in guter Näherung die Massen der Teilchen gegenüber den Impulsen vernachlässigen. Die Viererimpulse können daher in guter Näherung geschrieben werden als:

$$p_e = (E_e, 0, 0, -E_e) \quad (6.5)$$

$$p_l = (E_l, E_l \sin \theta_l \cos \phi_l, E_l \sin \theta_l \sin \phi_l, E_l \cos \theta_l) \quad (6.6)$$

$$P = (E_P, 0, 0, E_P) \quad (6.7)$$

Für das Quadrat der Schwerpunktsenergie ergibt sich damit:

$$s = 4E_P E_e = 98400 \text{ GeV}^2 \quad (6.8)$$

d.h die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} bei HERA beträgt 314 GeV. Der kinematisch erlaubte Bereich für W^2 und Q^2 liegt zwischen 0 und s . Das maximale ν beträgt 52 TeV.

Nützlich sind auch die dimensionslosen SkalenvARIABLEN Bjorken- x und y . Sie sind folgendermaßen definiert:

$$x = \frac{Q^2}{2p_e \cdot q} \quad (6.9)$$

$$y = \frac{p_e \cdot q}{p_e \cdot p_l} \quad (6.10)$$

Der kinematisch erlaubte Bereich liegt für x und y liegt zwischen 0 und 1.

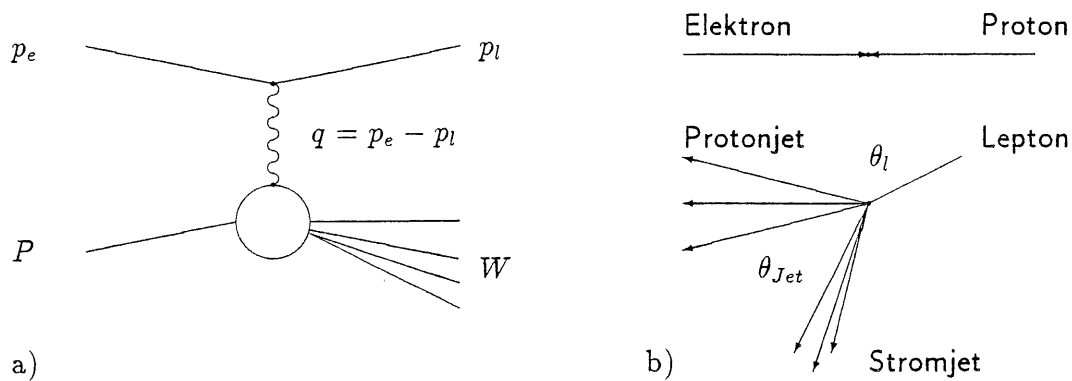


Abbildung 6.1: a) Kinematik in der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung. b) Ereignistopologie für Neutral Current- und Charged Current-Ereignisse.

Die tief-inelastische Elektron-Proton-Wechselwirkung wird mit Hilfe der Störungstheorie im Rahmen des Standardmodells analysiert. Abbildung 6.2 zeigt die Feynmangraphen niedrigster Ordnung für die beiden wichtigsten Reaktionen, den Austausch eines Photons (γ) oder Z^0 -Bosons (neutral current: NC) und den Austausch eines W^- -Bosons (charged current: CC).

Eine anschauliche Deutung dieses Streuprozesses wird durch das Quark-Parton-Modell gegeben. Das Proton wird dabei als ein Strom parallel fliegender Partonen betrachtet. Die Streuung des Leptons erfolgt elastisch an einem dieser Partonen. In einem Bezugssystem, in dem das Proton einen großen Impuls hat (infinite momentum frame), trägt das an der Wechselwirkung beteiligte Parton einen Bruchteil x des Viererimpulses des Protons. Experimentell wurde bestätigt, daß die Partonen als punktförmige Spin 1/2 -Teilchen mit drittelzahligen Ladungen angenommen werden können. Sie wurden daher mit den von Gell-Mann und Zweig eingeführten Quarks identifiziert. Die Wechselwirkung zwischen den Quarks wird im Rahmen der QCD durch den Austausch von Gluonen erklärt.

Freie Quarks konnten bisher nicht nachgewiesen werden, und man nimmt an, daß die Struktur der QCD das Auftreten freier Quarks verbietet (confinement).

Anstelle der Quarks werden im Endzustand einer Reaktion Bündel von Hadronen (Jets) beobachtet, die durch die Bildung von Quark-Antiquark-Paaren im Gluonfeld zwischen Quarks erzeugt wurden. Diesen Prozeß bezeichnet man als Fragmentation oder Hadronisierung.

Insgesamt ergibt sich damit die in Abbildung 6.1 b gezeigte Ereignistopologie. Aus der Fragmentation des gestreuten Quarks wird der sogenannte Strom-Jet gebildet. Die Trümmer des Protons fragmentieren in den sogenannten Target-Jet, der zum größten Teil im Strahlrohr verschwindet.

Bei NC-Ereignissen lassen sich die kinematischen Variablen aus dem Streuwinkel θ_l und der Energie E_l des gestreuten Leptons rekonstruieren:

$$Q^2 = 4 E_e E_l \sin^2 \frac{\theta_l}{2} \quad (6.11)$$

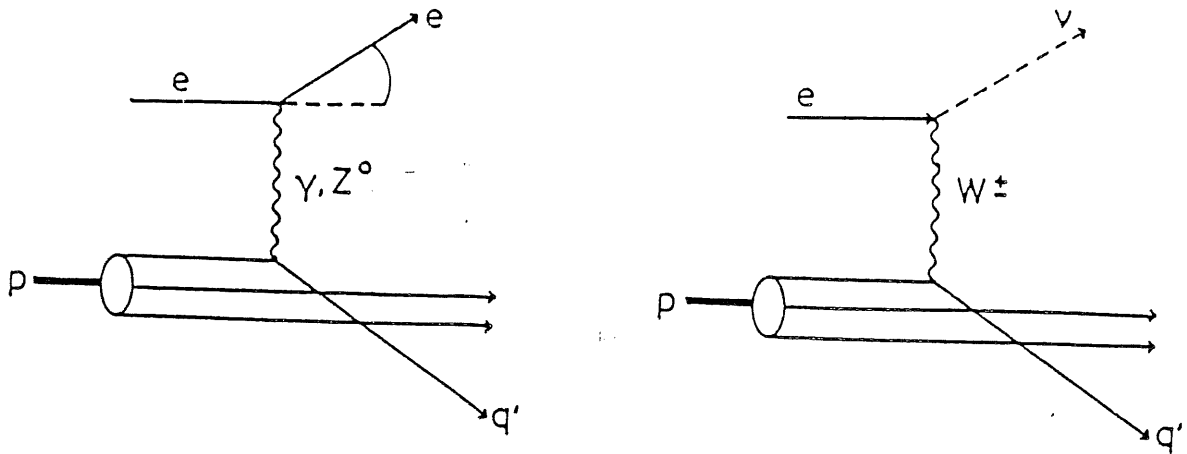


Abbildung 6.2: Feynmangraphen für geladene und neutrale Ströme

$$x = \frac{E_l \sin^2 \frac{\theta_l}{2}}{E_p \left(1 - \frac{E_l}{E_e} \cos^2 \frac{\theta_l}{2} \right)} \quad (6.12)$$

$$y = 1 - \frac{E_l}{E_e} \cos^2 \frac{\theta_l}{2}. \quad (6.13)$$

Ebenso kann dies mit Hilfe des Jetwinkels und der Energie des Stromjets geschehen, wenn man annimmt, daß das gestreute Quark den Viererimpuls $p = xP$ hatte und QCD-Effekte vernachlässigt.

$$Q^2 = \frac{E_{Jet}^2 \sin^2 \theta_{Jet}}{1 - \frac{E_{Jet}}{E_e} \cos^2 \frac{\theta_{Jet}}{2}} \quad (6.14)$$

$$x = \frac{E_{Jet} \sin^2 \frac{\theta_{Jet}}{2}}{E_p \left(1 - \frac{E_{Jet}}{E_e} \cos^2 \frac{\theta_{Jet}}{2} \right)} \quad (6.15)$$

$$y = \frac{E_{Jet}}{E_e} \cos^2 \frac{\theta_{Jet}}{2} \quad (6.16)$$

Berücksichtigt man die QCD-Korrekturen erster Ordnung, so kommen noch zwei Prozesse hinzu:

- Gluon-Bremsstrahlung : Das Auftreten dieses Prozesses führt zu einer Q^2 -Abhängigkeit in den Strukturfunktionen (scaling violation). Außerdem tritt im Endzustand neben dem Stromjet ein weiterer Jet (Gluonjet) auf.

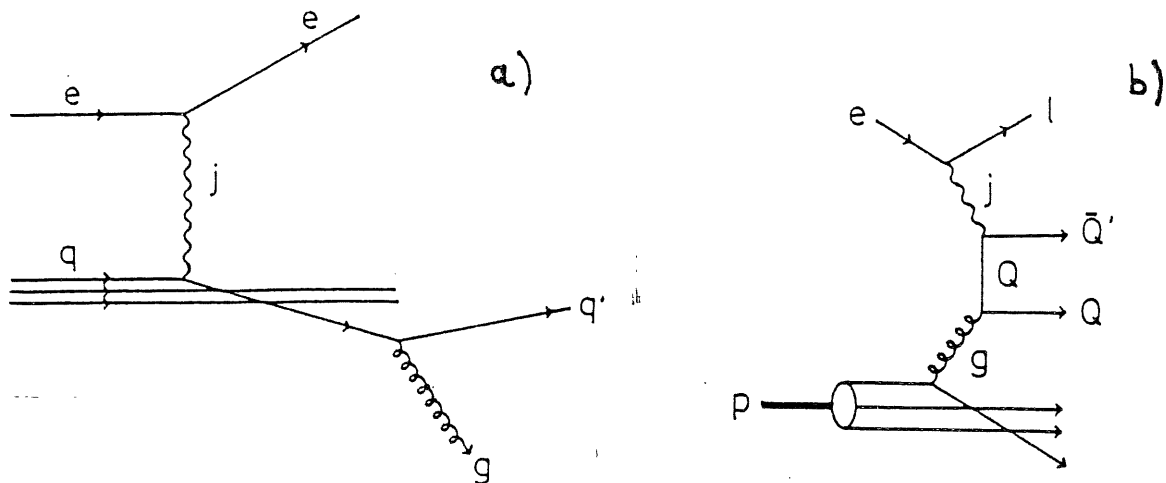


Abbildung 6.3: a) Feynmangraph für Gluon-Bremsstrahlung b) Feynmangraph für Boson-Gluon-Fusion

- Boson-Gluon-Fusion : Durch diesen Prozeß wird ein Quark-Antiquark-Paar erzeugt. Damit ergibt sich insbesondere die Möglichkeit, schwere Quarks (Charm, Bottom, Top) zu erzeugen.

Die Feynmangraphen für diese beiden Prozesse sind in Abbildung 6.3 gezeigt.

Durch die oben beschriebenen Diagramme wird der sogenannte harte Primärprozeß der e-p-Wechselwirkung beschrieben. Der Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von den kinematischen Variablen läßt sich näherungsweise berechnen. Der daran anschließende Fragmentationsprozeß läßt sich nicht störungstheoretisch behandeln, und man ist hier auf phänomenologische Modellvorstellungen angewiesen, die in geeigneter Weise parametrisiert werden müssen.

Für die Simulation dieser Primärprozesse wurden hier die folgenden Ereignisgeneratoren verwendet:

- LEPTO 5.2 [ING89] für NC- und CC-Ereignisse. Um QCD-Effekte höherer Ordnung zu berücksichtigen, wurde hier das Parton-Schauermodell benutzt.
- HFLGEN 1.2 [ING88] für $b\bar{b}$ -Produktion durch Boson-Gluon-Fusion.
- PYTHIA 4.8 [SJO87] für Proton-Nukleon-Streuung (zur Simulation des Proton-Restgas-Untergrundes)

Für die Fragmentation wurde das Lund-String-Fragmentationsmodell [SJO86] benutzt. Im folgenden werden die Ereignisklassen vorgestellt, die in dieser Arbeit untersucht wurden.

NC-Ereignisse

Bei den neutralen Strömen (γ, Z^0 -Austausch) kann man das gestreute Elektron im Endzustand beobachten. Daher richtet sich die Auswahl der Ereignisklassen nach

der Richtung und der Energie des gestreuten Elektrons. Kritische Bereiche für den Trigger sind zum einen die Ereignisse, bei denen das Elektron unter kleinen Winkeln zum Protonenstrahl, d.h. in Vorwärtsrichtung, gestreut wird (NCA,NCB). Dieser Bereich wird als problematisch angesehen, weil in dieser Richtung auch der stärkste Beitrag von dem hier betrachteten Proton-Restgas-Untergrund erwartet wird, so daß die Triggerschwellen hier stark angehoben werden müssen.

Eine andere Problemzone sind Ereignisse, bei denen die Energie des Elektrons relativ klein ist (NCC). Aufgrund der Kinematik ist hier der Streuwinkel des Elektrons in den meisten Fällen relativ groß.

- Ereignisklasse NCA :
Große Energie , kleine Winkel
 $Q^2 \geq 10000 GeV^2, x \geq 0.1$
 $\theta_e \leq 30^\circ, E_e \geq 100 GeV$
- Ereignisklasse NCB :
Mittlere Energie , kleine Winkel
 $Q^2 \geq 1000 GeV^2, x \geq 0.01$
 $\theta_e \leq 30^\circ, 30 GeV \leq E_e \leq 100 GeV$
- Ereignisklasse NCC :
Kleine Energie , große Winkel
 $Q^2 \geq 10 GeV^2, x \geq 0.0001$
 $\theta_e \leq 150^\circ, E_e \leq 20 GeV$

Abbildung 6.4 a) zeigt die Verteilung der kinematischen Variablen für diese Ereignisklassen in der $Q^2 - x$ -Ebene.

In Abbildung 6.4 b) ist die Energie des gestreuten Elektrons gegen den Polarwinkel aufgetragen. Bei den NCA- und NCB-Ereignissen ist deutlich der Schnitt von 30° auf den Streuwinkel des auslaufenden Elektrons zu erkennen. Die Grenze zwischen diesen beiden Ereignisklassen verläuft bei einer Elektronenenergie von $100 GeV$. Bei den NCC Ereignissen liegt die Elektronenenergie zwischen 2 und $20 GeV$. Durch den Schnitt von 150° wurde sichergestellt, daß die gestreuten Elektronen in die geometrische Akzeptanz des Flüssig-Argon Kalorimeters fallen.

Abbildung 6.4 c) zeigt die Verteilung der Jet-Energien und Polarwinkel für diese Ereignisklassen. Aufgetragen sind hier die Werte, die sich mit den Beziehungen 6.14 und 6.15 aus den kinematischen Variablen ergeben. Die Korrekturen, die sich durch QCD-Effekte ergeben und die durch das Parton-Schauer-Modell in der Simulation zum Teil berücksichtigt werden, sind in dieser Darstellung daher nicht enthalten.

Für NCA- und NCB- Ereignisse trifft der Stromjet jeweils ins Barrel-Kalorimeter. Die Jet-Energie variiert zwischen 30 und $300 GeV$. Bei den NCC-Ereignissen treffen nur etwa 30% der Jets auf das Argon-Kalorimeter.

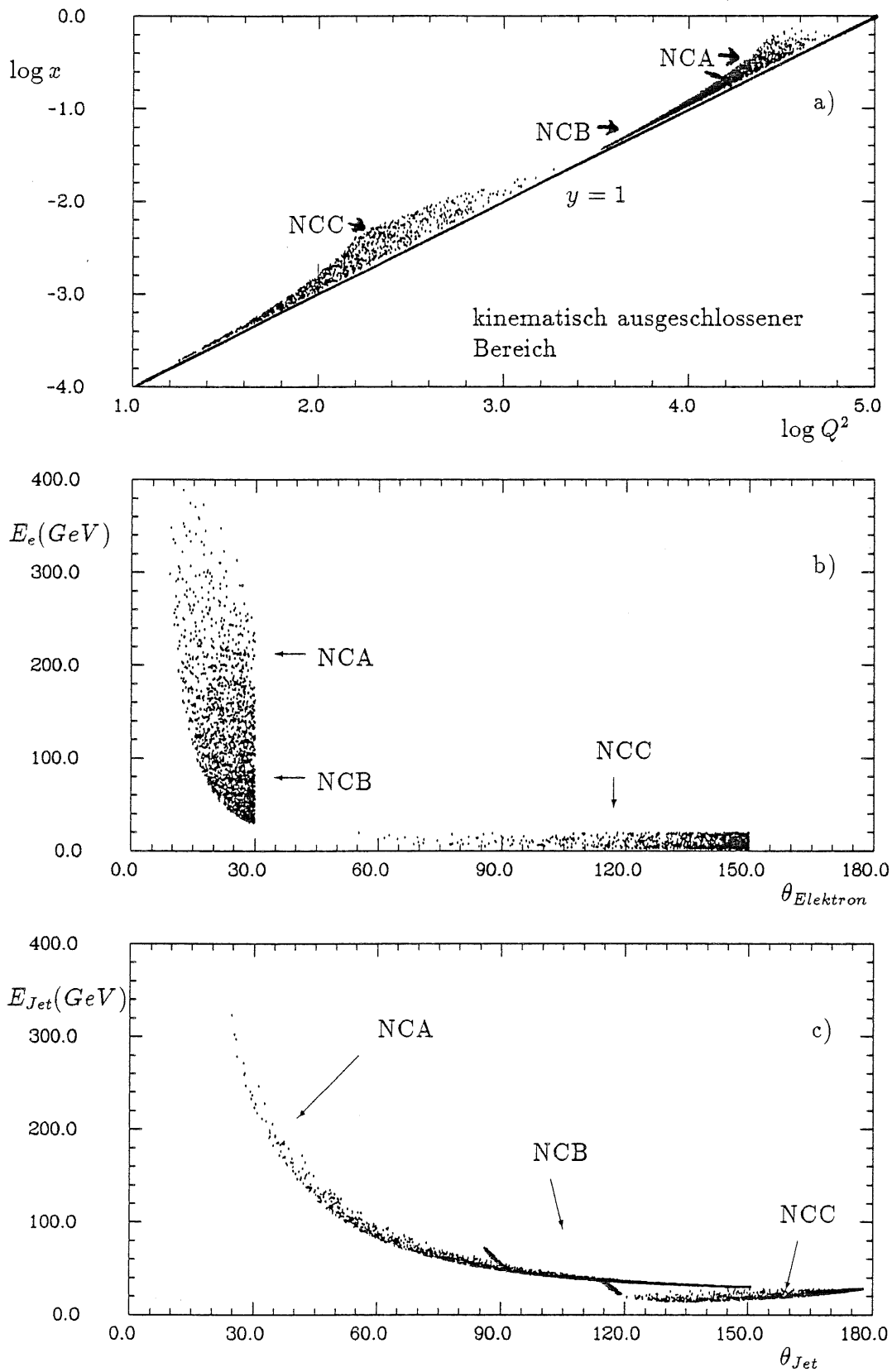


Abbildung 6.4: Kinematik der NC-Ereignisklassen.

a) Verteilung der Ereignisse in der $Q^2 - x$ -Ebene.

b) Zweidimensionale Verteilung von Polarwinkel und Energie des gestreuten Elektrons.

c) Zweidimensionale Verteilung von Polarwinkel und Energie des Stromjets.

CC-Ereignisse

Im Falle des Austausches eines geladenen Stroms ist das gestreute Lepton im Endzustand ein Neutrino, das natürlich kein Signal im Detektor liefert. Wichtig für die Auswahl der Ereignisse ist hier die Richtung und die Energie des Stromjets. Die Beschränkungen in x und Q^2 (siehe Abbildung 6.5 a) wurden hier so gewählt, daß zum einen Ereignisse mit kleinen Jet-Winkeln, zum anderen solche mit geringer Jet-Energie untersucht wurden, die dann jedoch aus kinematischen Gründen unter größeren Winkeln auftreten.

In Abbildung 6.5 c) ist die Jetenergie gegen den Polarwinkel für die CC-Ereignisse aufgetragen. Es ist zu erkennen, daß praktisch alle CCA-Ereignisse mit großen Jet-Energien ($E_{Jet} > 30 GeV$) auf das Kalorimeter treffen. Für CCB-Ereignisse liegt ein Teil der Jetwinkel (ca. 12 %) im Bereich des Strahlrohrs, während für CCC-Ereignisse einige Jets (ca. 1 %) auf das BWE treffen.

- Ereignisklasse CCA
Große Energie , kleine Winkel
 $Q^2 \geq 500 GeV^2, x \geq 0.06$

- Ereignisklasse CCB
Mittlere Energie , kleine Winkel
 $100 \leq Q^2 \leq 500 GeV^2, 0.05 \leq x \leq 0.6$

- Ereignisklasse CCC
Kleine Energie , große Winkel
 $100 \leq Q^2 \leq 1000 GeV^2, 0.01 \leq x \leq 0.05$

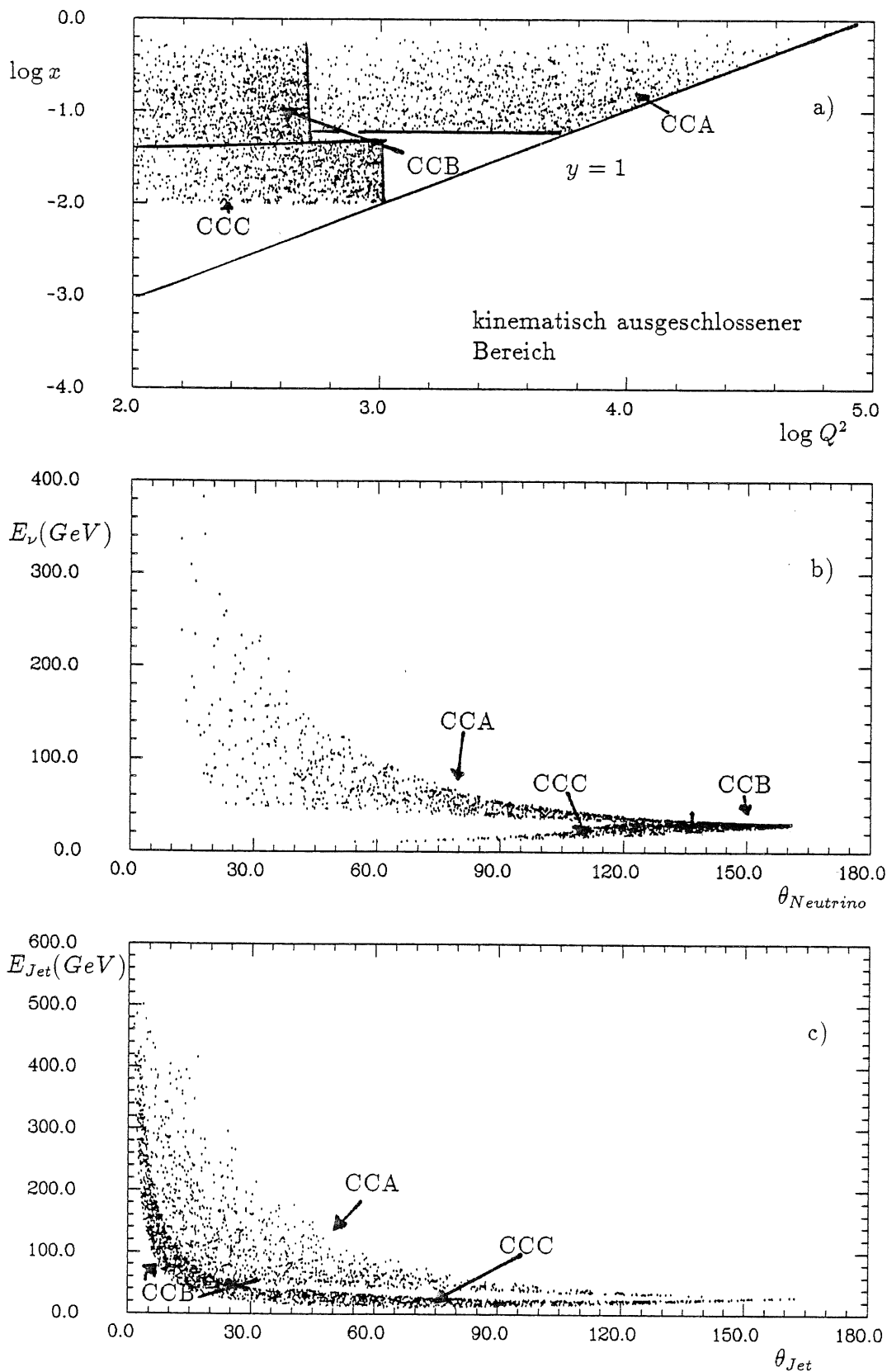


Abbildung 1.5: Kinematik der CC-Ereignisklassen.

a) Verteilung der Ereignisse in der $Q^2 - x$ -Ebene.

b) Zweidimensionale Verteilung von Polarwinkel und Energie des gestreuten Neutrinos.

c) Zweidimensionale Verteilung von Polarwinkel und Energie des Stromjets.

Boson-Gluon-Fusion

Die Prozesse der Boson-Gluon-Fusion lassen sich in zwei Klassen einteilen:

- Charged Current: Ein W^- -Boson fusioniert über ein Quark mit einem vom Protonquark abgestrahlten Gluon. Die Summe der Ladungen des dabei entstehenden Quark-Antiquark-Paares muß dabei -1 ergeben, d.h. es können nur die folgenden Kombinationen auftreten: $\bar{u}d, \bar{u}s, \bar{u}b, \bar{c}d, \bar{c}s, \bar{c}b, \bar{t}d, \bar{t}s, \bar{t}b$.
- Neutral Current: Hier ist das elektroschwache Austausch-Boson ein γ, Z^0 oder die $\gamma - Z^0$ -Interferenz. Dabei können nur Quark-Antiquark-Paare derselben Quarksorte entstehen: $\bar{u}u, \bar{d}d, \bar{s}s, \bar{c}c, \bar{b}b, \bar{t}t$.

Die Produktion von schweren Quarks ist für HERA besonders interessant. In dieser Arbeit wurde daher auch eine Ereignisklasse mit $b\bar{b}$ -Produktion untersucht. Abbildung 6.6 a) zeigt die Verteilung der kinematischen Variablen in der $x - Q^2$ -Ebene für diese Ereignisklasse. Die meisten Ereignisse werden bei kleinen Werten von x und Q^2 produziert werden. In Abbildung 6.6 b) ist wieder die Energie des Elektrons gegen seinen Polarwinkel aufgetragen. Man erkennt, daß der größte Teil der gestreuten Elektronen im Strahlrohr verschwindet. Abbildung 6.6 c) zeigt die Verteilung der Energie in Abhängigkeit vom Polarwinkel θ im Laborsystem. Es ist ein deutlicher Anstieg der Energie in Vorwärtsrichtung zu erkennen. Der Anstieg der Energieverteilung in Rückwärtsrichtung wird im wesentlichen durch das gestreute Elektron verursacht.

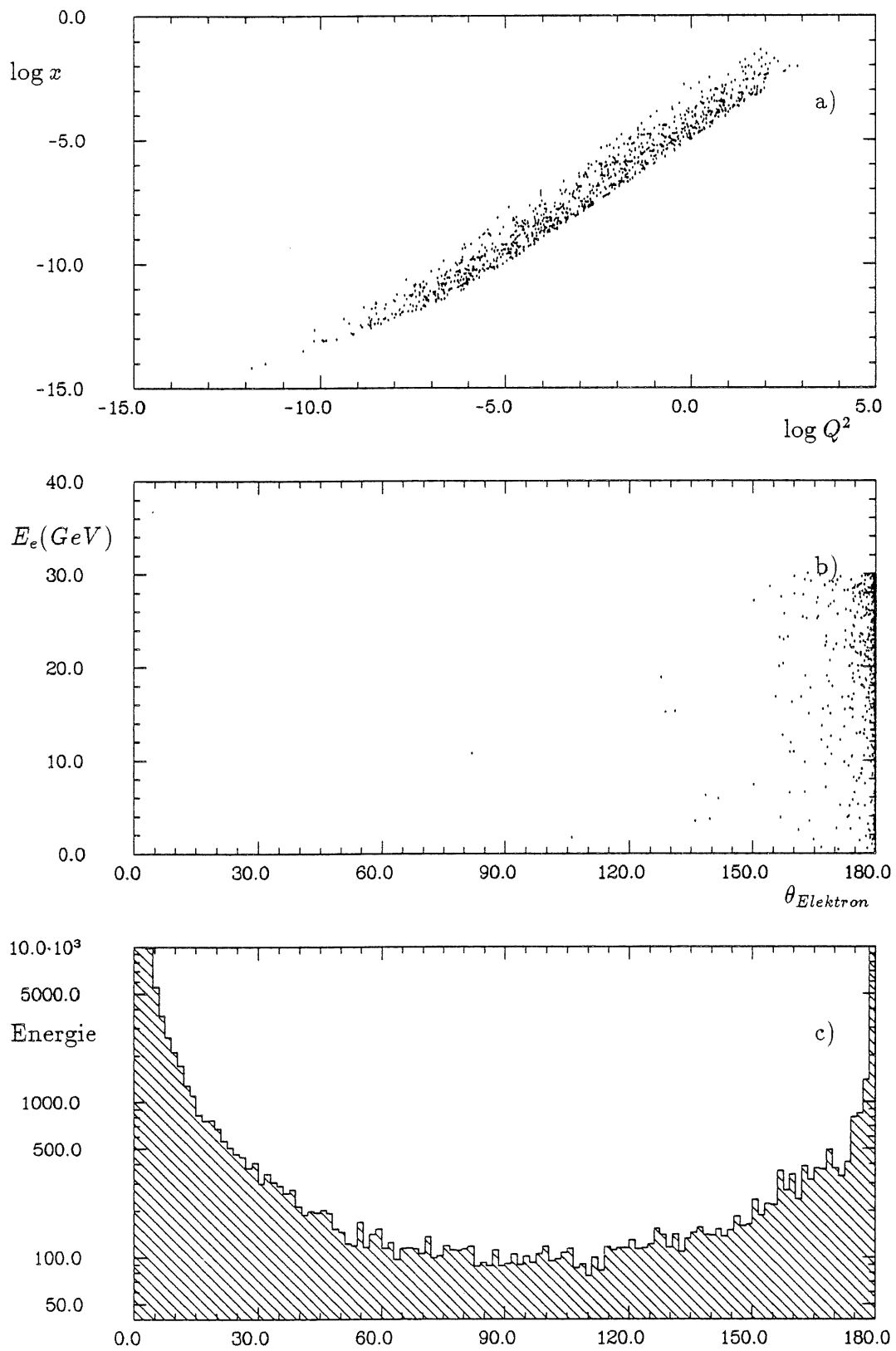


Abbildung 6.6: Kinematik der $b\bar{b}$ -Ereignisklassen.

a) Verteilung der Ereignisse in der $Q^2 - x$ -Ebene.

b) Zweidimensionale Verteilung von Polarwinkel und Energie des gestreuten Elektrons.

c) Energiefluß in Abhängigkeit vom Polarwinkel θ .

Ereignisklasse	Wirkungsquerschnitt (pb)	Rate (Hz)	N_{200}
NCA	1.116	$1.674 \cdot 10^{-5}$	$2.2 \cdot 10^2$
NCB	2.145	$3.218 \cdot 10^{-5}$	$4.3 \cdot 10^2$
NCC	2648.7	$3.973 \cdot 10^{-2}$	$5.2 \cdot 10^5$
CCA	36.27	$5.441 \cdot 10^{-4}$	$7.3 \cdot 10^3$
CCB	4.475	$6.713 \cdot 10^{-5}$	$9.0 \cdot 10^2$
CCC	9.454	$1.418 \cdot 10^{-4}$	$1.9 \cdot 10^3$
b-b	4225.2	$6.338 \cdot 10^{-2}$	$8.5 \cdot 10^5$

Tabelle 6.1: Wirkungsquerschnitte und Raten für die Ereignisklassen. Die Rate ergibt sich bei einer angenommenen Luminosität von $1.5 \cdot 10^{-2} nb^{-1} s^{-1}$. N_{200} gibt der Anzahl der Ereignisse bei einer integrierten Luminosität von $200 pb^{-1}$ (ca. 2 Jahre HERA Betrieb) wieder.

6.2 Die Simulation des Untergrundes

Bei HERA treten verschiedene Arten von Untergrundereignissen auf. Die wichtigsten sind:

- Strahl-Restgas-Ereignisse: Erzeugung von Sekundärteilchen durch Wechselwirkungen von Strahlteilchen mit den Restgasatomen im Strahlrohr.
- Teilchen aus dem Halo des Protonenstrahls, die im Bereich vor den Wechselwirkungszonen mit der Strahlrohrwand kollidieren und dort Sekundärteilchen erzeugen.
- Wechselwirkungen von Elektronen aus dem äußersten Rand des Elektronenstrahls mit den Synchrotronstrahlungsabsorbern der Detektoren.
- Synchrotronstrahlung des Elektronenstrahls

In dieser Arbeit wird nur der Proton-Restgas-Untergrund untersucht. Dieser Untergrund entsteht durch die Kollision von Protonen mit einem Nukleon aus dem Kern eines Restgasmoleküls. In einer hadronischen Reaktion werden dabei eine Anzahl hochenergetischer Teilchen erzeugt, die dann auf Materialien in der Umgebung des Strahlrohrs treffen und hier weitere Sekundärteilchen erzeugen können. Diese Wechselwirkungen ereignen sich entlang des gesamten HERA-Ringes. Wichtig sind hier jedoch nur solche Ereignisse, die in einem begrenzten Bereich vor dem Detektor auftreten, so daß die dabei erzeugten Teilchen den Detektor noch erreichen können.

Die Rate, mit der solche Ereignisse auftreten, hängt vom Vakuum (Druck) und von der Art des Restgases ab. Man erwartet jedoch in jedem Fall, daß die Proton-Restgas-Wechselwirkungen für den Kalorimetertrigger eine besonders wichtige Quelle des Untergrundes darstellen.

Bei der Simulation des Untergrundes sind zwei Schritte zu unterscheiden :

1. Die Simulation der primären Wechselwirkung des Protons mit einem Restgasmolekül. Diese Ereignisse wurden mit dem Ereignisgenerator PYTHIA (Version 4.8) erzeugt. Dann wurde der z-Vertex dieser Ereignisse in einen Bereich von +5 m bis -85 um den Wechselwirkungspunkt gleichverteilt. Es hat sich herausgestellt, daß Ereignisse, die außerhalb dieses Bereichs stattfinden, vernachlässigbar sind, da sie den Detektor nicht mehr erreichen können. Die so generierten Ereignisse bildeten dann die Eingabedaten für den zweiten Schritt.
2. Mit der Strahlrohrsimulation werden dann die Prozesse simuliert, die sich zwischen der primären Wechselwirkung und dem Auftreffen auf dem Kalorimeter ereignen. Diese sind zum Beispiel Erzeugung von Sekundärteilchen, Ablenkung durch das Magnetfeld oder Absorption der Teilchen.

Hierzu wurde ein Programm benutzt, das mit Hilfe des Programmpakets GEANT die inneren Detektorkomponenten, das Strahlrohr mit Magneten, Absorbermasken usw. in einem Bereich von -85 m bis $+5$ m um den Wechselwirkungspunkt simuliert [BEH88]. Abbildung 6.7 zeigt einen kleinen Ausschnitt aus der Geometrie dieses Simulationsprogramms.

Insgesamt wurden 7000 Untergrundereignisse dieser Art erzeugt. Diese Anzahl ist eigentlich etwas zu gering um stichhaltige Aussagen für den Kalorimeter-Trigger zu machen. Der mit dem Simulationsprogramm verbundene Aufwand (Rechenzeit und Speicherplatz), ließ jedoch eine höhere Statistik im Rahmen dieser Arbeit nicht zu.

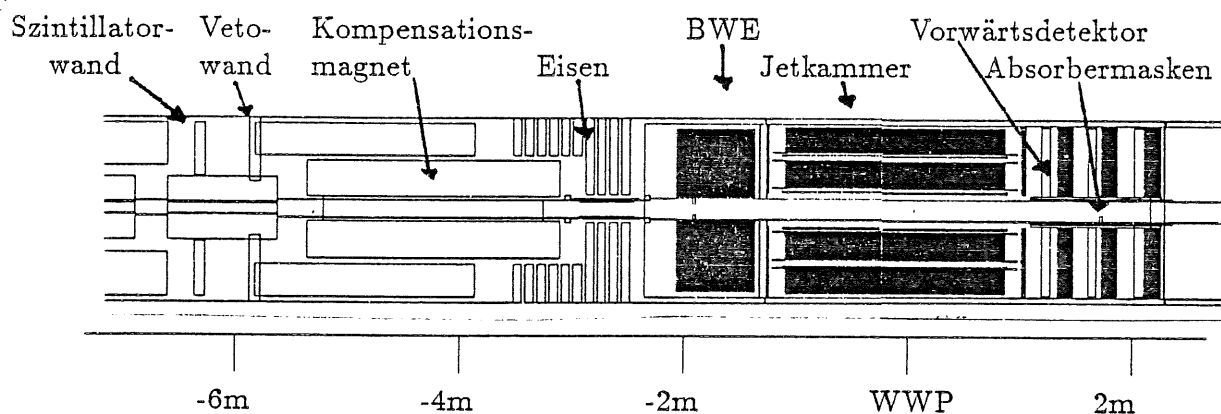


Abbildung 6.7: Ausschnitt aus der Geometrie der GEANT/GEISHA-Simulation des Strahl-Restgas-Untergrunds

6.2.1 Berechnung der Untergrundrate

Im folgenden soll die Rate, mit der Wechselwirkungen der Protonen mit Restgasmolekülen auftreten, berechnet werden. Sei:

Druck des Restgases : $P = 10^{-9} \text{ Torr} = 133 \cdot 10^9 \text{ Pa}$

Tempartur : $T = 273 \text{ K}$

Boltzmannkonstante : $k = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$

Anzahl der Protonen im Ring : $n_p = 2.1 \cdot 10^{13}$

Relative Geschwindigkeit der Protonen : $v_p = 3.0 \cdot 10^8 \text{ cm/sec}$

Proton-Nukleon-Wirkungsquerschnitt : $\sigma \simeq 32 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2$

Atomgewicht : A_i

Länge des HERA-Ringes : $l_{HERA} = 6.3 \cdot 10^5 \text{ cm}$

Die Anzahl der Restgasmoleküle pro Volumen N_V ergibt sich zu:

$$N_V = \frac{P}{kT} = 3.5 \cdot 10^{13} \text{ m}^{-3} \quad (6.17)$$

Die Wechselwirkungsrate pro Längeneinheit errechnet sich aus:

$$W = \sum_i \frac{n_p \cdot v_p \cdot N_V \cdot \sigma_{p-p} \cdot A_i^{0.7}}{l_{HERA}} \quad (6.18)$$

Die Summe erstreckt sich dabei über alle Atome eines Restgasmoleküls. Als Restgas erwartet man hauptsächlich Wasserstoff. In geringerem Ausmaß können auch noch CO und H_2O auftreten [SCH88]. Aus Gleichung 6.18 ergeben sich für H_2 bzw. CO als Restgas die folgenden Untergrundraten:

- $W = 220 \text{ Hz/m}$ für Wasserstoff (H_2) als Restgas
- $W = 1420 \text{ Hz/m}$ für CO als Restgas

Im folgenden wird eine mittlere Untergrundrate von 500 Hz/m zugrundegelegt. Damit kann man nun die Gesamtrate ausrechnen, mit der die hier betrachteten Proton-Restgas-Ereignisse auftreten. Es ergibt sich:

$$R = 500 \text{ Hz/m} \cdot 90 \text{ m} = 45000 \text{ Hz} \quad (6.19)$$

Ein Ereignis aus der Simulation entspricht somit einer Rate von $45000/7000 = 6.4 \text{ Hz}$.

Kapitel 7

Ergebnisse der Trigger-Simulation

Um zu untersuchen, ob der Kalorimeter-Trigger die an ihn gestellten Anforderung erfüllt, wurde mit FLASH eine Computersimulation für die im vorangegangenen Kapitel vorgestellten Ereignisklassen und für die Proton-Restgas-Ereignisse durchgeführt. Dabei lassen sich folgende Schritte unterscheiden:

- Simulation der Energiedeposition in den Kanälen des Argon-Kalorimeters.
- Zusammenfassen einzelner Kanäle zu Triggertürmen. Die hadronischen Triggertürme werden mit einem Faktor 2 gewichtet.
- Simulation des elektronischen Rauschens: Eine Abschätzung des Rauschens auf Triggerturm-Ebene wird in [FEN88] gegeben. Umgerechnet auf die sichtbare Energie ergeben sich die folgenden Werte:

$$\sigma_{had}^{TT} = 100 MeV$$

$$\sigma_{em}^{TT} = 160 MeV$$

- Auf die Triggerturm-Signale wird ein Schnitt von 2σ angewendet.
- Bildung von Großturm-Signalen.
- Berechnung der Triggergrößen E_{forw} , E_{barr} , E_{trans} , E_{miss} und E_{trigg} . Diese wurde hier zunächst in analoger Form durchgeführt. In Kapitel (7.4) wird untersucht, wie sich die Berechnung dieser Größen mit digitalisierten Werten auf den Trigger auswirkt.

Die grundlegende Idee des Triggers ist es nun, durch einen Schnitt auf diese Triggergrößen wahre Ereignisse von Untergrundeignissen zu trennen. Dies geschieht in der Regel dadurch, daß der Triggeralgorithmus nur solche Ereignisse akzeptiert, die in einer bestimmten Triggergröße oberhalb eines vorher festgelegten Schwellenwertes liegen. Alle anderen Ereignisse werden als Untergrundeignisse betrachtet und verworfen.

Zur Beurteilung eines Triggers sind daher zwei Größen wichtig:

- Effizienz: Der Prozentsatz der wahren Ereignisse, die vom Triggeralgorithmus als solche akzeptiert werden.
- Rejektionsvermögen: Prozentsatz der Untergrundereignisse, die durch den Trigger verworfen werden.

Bei der Definition des Rejektionsvermögens bezieht man sich in der Regel auf die Anzahl der überhaupt vom Detektor gesehenen Untergrundereignisse. Diese Anzahl ist jedoch mit einer gewissen Willkür behaftet, da zum einen definiert werden muß, was "gesehen" heißt, zum anderen ändert sich die Anzahl der überhaupt gesehenen Proton-Restgas-Ereignisse, wenn man zum Beispiel die Länge des hier simulierten Bereichs (-85m - +5m) verändert.

Eine anschaulichere Größe zur Beurteilung des Triggers ergibt sich, wenn man die Anzahl der vom Trigger akzeptierten Ereignisse in eine zu erwartende Untergrundrate umrechnet. Ein akzeptiertes Ereignis aus den hier simulierten Proton-Restgas Ereignissen wird daher im Folgenden in eine Untergrundrate von 6.4 Hz umgerechnet.

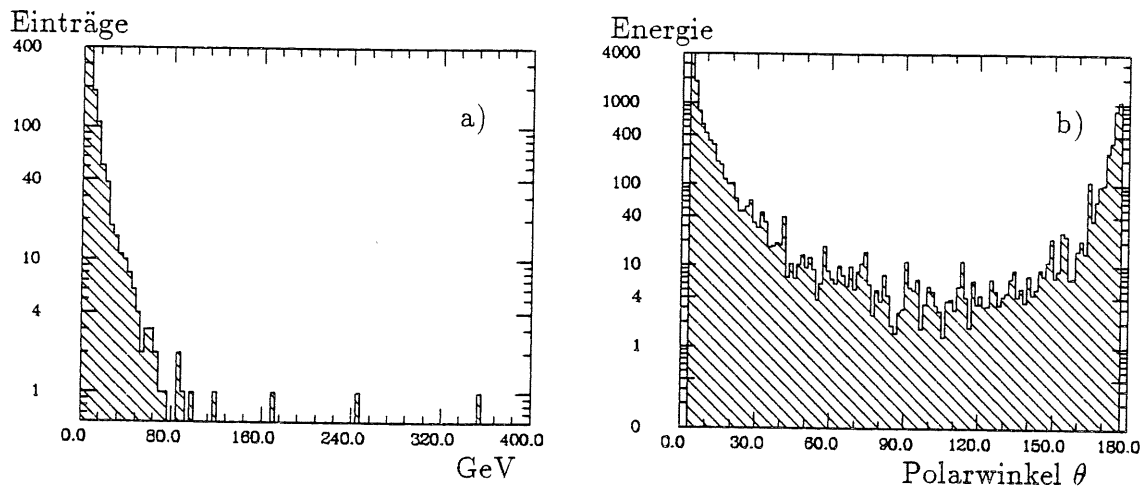


Abbildung 7.1: Proton-Restgas-Untergrund. a) Impulsspektrum aller auf dem Kalorimeter gesehenen Teilchen b) Energiefluß auf dem Kalorimeter in Abhängigkeit vom Polarwinkel θ

7.1 Der Proton-Restgas-Untergrund

Hier sollen zunächst einige charakteristische Merkmale des Proton-Restgas-Untergrunds dargestellt werden.

Abbildung 7.1 a zeigt die Verteilung der Impulse aller Teilchen aus Untergrundsimulation, die auf das Flüssig-Argon-Kalorimeter treffen. Man erkennt, daß die weitaus meisten Teilchen relativ niedrige Impulse besitzen. Dies hat seine Ursache darin, daß ein Großteil der hier simulierten Ereignisse schon weit vor dem Detektor stattfinden und die im Kalorimeter gesehenen Teilchen daher häufig aus Sekundärwechselwirkungen mit dem Material vor dem Kalorimeter stammen. Vereinzelt kommen aber auch recht große Teilchenimpulse vor. So sind hier etwa 8 Teilchen mit Impulsen $> 80 \text{ GeV}$ zu erkennen. Geht man davon aus, daß diese aus unterschiedlichen Primärwechselwirkungen stammen, so entspricht das einer Rate von etwa 50 Hz, mit der Teilchen dieser Energie auf den Detektor treffen.

Abbildung 7.1 b gibt einen Eindruck vom Energiefluß in das Kalorimeter. Aufgetragen ist hier der Polarwinkel θ aller Teilchen, die das Kalorimeter treffen, gewichtet mit der Energie dieser Teilchen. Mit θ ist hier der Winkel gemeint, den die Verbindungslinie zwischen dem Auftreffpunkt auf dem Kalorimeter und dem Wechselwirkungspunkt (WWP) mit der Strahlachse bildet. Da die Teilchen aus den Proton-Restgas-Ereignissen nicht vom WWP herkommen, ist dies nicht der Winkel, den die Teilchenimpulse nach der Primärwechselwirkung mit dem Restgas mit der Strahlachse bildeten. Es ist zu erkennen, daß der weitaus größte Teil des Untergrunds unter kleinen Winkeln auf das Kalorimeter trifft. Bei einem Winkel von etwa 20° liegt der Energiefluß schon etwa eine Größenordnung oberhalb des Energieflusses im Zentralbereich ($\theta \sim 90^\circ$).

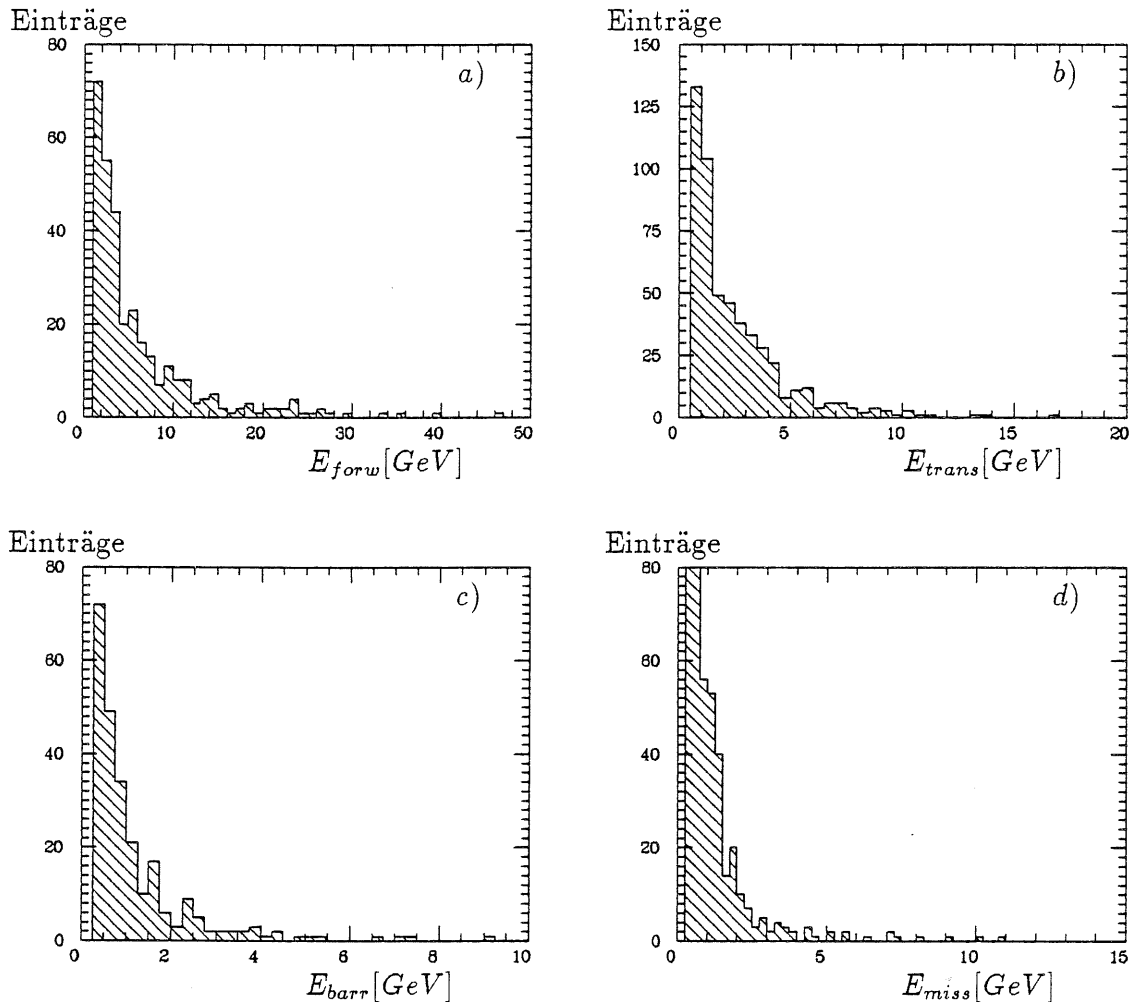


Abbildung 7.2: Proton-Restgas-Untergrund. a) Vorwärts-Energie E_{forw} b) Barrel-Energie E_{barr} c) transversale Energie E_{trans} d) fehlende transversale Energie E_{miss} .

Verteilung der Triggergrößen

Die Verteilungen der Trigger-Größen für die Untergrundereignisse (Abbildung 7.2) zeigen, wie die Triggerschwellen zu wählen sind, ohne eine zu große Untergrundrate zuzulassen. Da die einzelnen Triggerbedingungen in der Triggerlogik durch ein logisches "oder" miteinander verknüpft werden, sind auch die Korrelationen der Triggergrößen wichtig. Abbildung 7.3 zeigt die Korrelation zwischen E_{trans} und E_{miss} und die Korrelation zwischen E_{forw} und E_{barr} .

Anhand dieser Verteilungen können jetzt Triggerschwellen festgelegt werden. Sie sollen hier so gewählt werden, daß jeweils 3 (Schnitt I) bzw. 4 (Schnitt II) Untergrundereignisse oberhalb dieser Schwelle liegen. Man erhält dann die folgenden Sätze von Triggerschwellen:

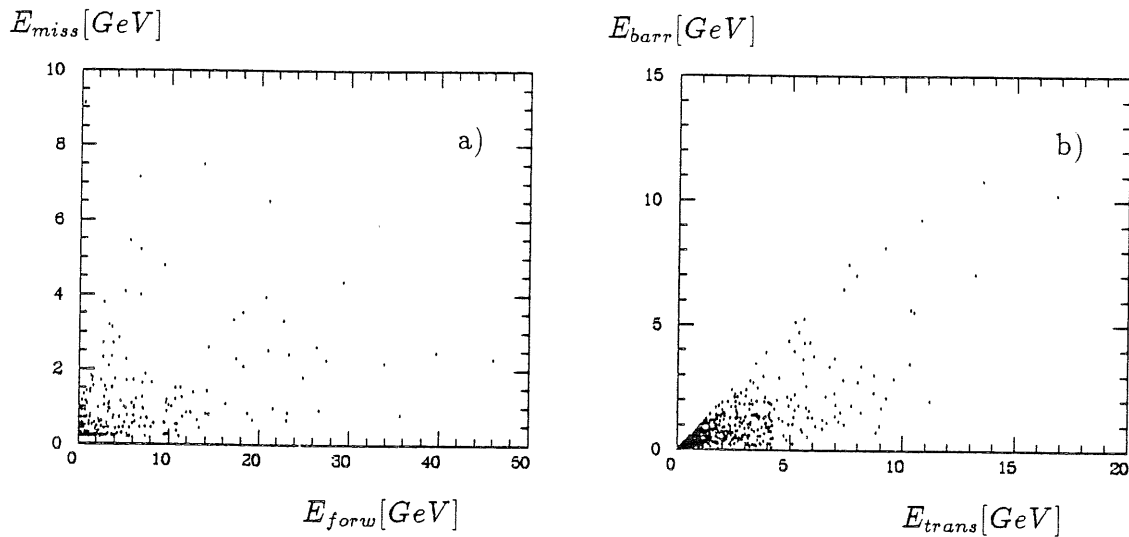


Abbildung 7.3: Proton-Restgas-Untergrund. a) Korrelation E_{trans} gegen E_{miss} b) Korrelation E_{forw} gegen E_{barr}

Triggergröße	E_{forw} [GeV]	E_{barr} [GeV]	E_{trans} [GeV]	E_{miss} [GeV]
Schnitt I	35	7	13	9
Schnitt II	30	6	11	8

Um zu untersuchen, wie sich eine Variation der Triggerschwellen auf die Fähigkeit des Triggers auswirkt, den Untergrund zu unterdrücken, wurde nun für unterschiedliche Triggerschwellen nach der Anzahl der Untergrundereignisse gefragt, die vom Trigger akzeptiert werden. Diese Anzahl kann dann wieder in eine resultierende Untergrundrate umgerechnet werden. In Abbildung 7.4 sind die zu erwartenden Untergrundraten in Abhängigkeit vom Schnitt auf die Triggergrößen gezeigt.

Trigger-Größe gegen z-Vertex

Aufschlußreich ist auch die Frage, wo auf der Strahlachse die Primärwechselwirkung mit dem Restgasmolekül stattfand, die letztendlich zu einem Triggersignal führt.

Dazu sind in Abbildung 7.5 und Abbildung 7.6 die Triggergrößen gegen den z-Vertex der primären Wechselwirkung aufgetragen. Insgesamt ist zu erkennen, daß ein Großteil der Ereignisse mit hohen Werten für die Triggergrößen ihren Ursprungsort weit vor dem Detektor haben. Dieses gilt besonders für E_{barr} und E_{miss} .

Die Erklärung dafür ist in der Kinematik der Strahl-Restgas-Ereignisse begründet. Da hier ein 820 GeV-Proton auf ein als ruhend anzunehmendes Restgasmolekül trifft, zeigen die bei dieser Wechselwirkung entstehenden Teilchen eine starke Bevorzugung der z-Richtung. Um in die geometrische Akzeptanz des Kalorimeters zu geraten, müssen sie daher erst einen längeren Weg zurückgelegt haben.

Untergrundereignisse die sich im Bereich des Detektor selbst ereignen, stellen dagegen kaum eine Gefahr für den Kalorimeter-Trigger dar. Ebenso sind die Er-

Untergrundrate (Hz)

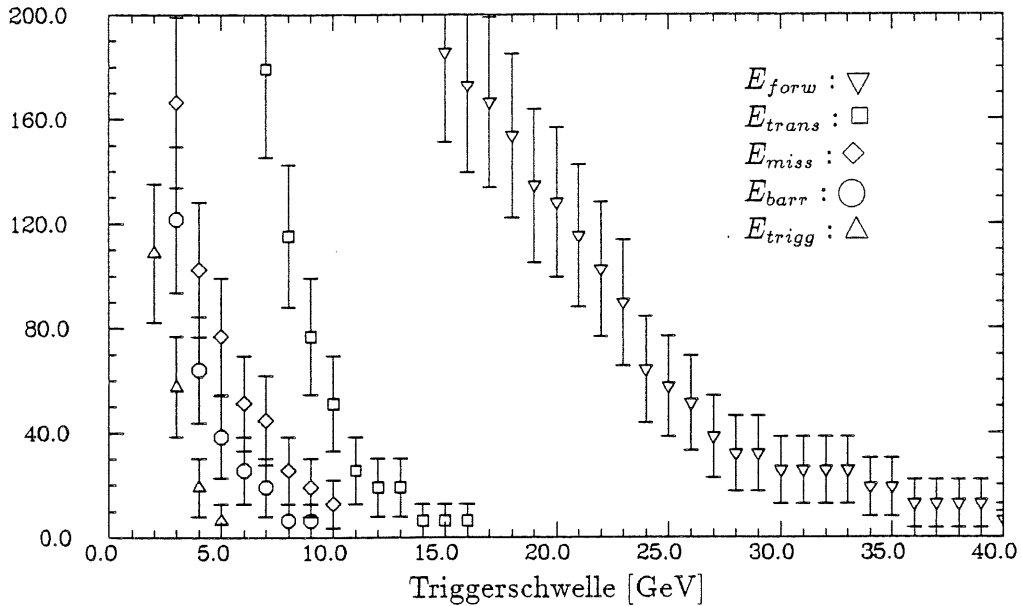


Abbildung 7.4: Untergrundrate in Abhängigkeit vom Schnitt auf die Triggergrößen.

eignisse, deren z -Vertex mehr als etwa 60m vor dem Detektor liegt, offensichtlich unbedeutend.

Die gezeigten Verteilungen lassen den Schluß zu, daß der Argon-Trigger in Verbindung mit einem z -Vertex-Trigger den Untergrund wesentlich besser unterdrückt. Dabei ist jedoch zu berücksichtigen, daß der hier aufgetragene z -Vertex den Ort der Primärwechselwirkung kennzeichnet. Woher die in den Sekundärwechselwirkungen erzeugten Teilchen kommen, ist dabei völlig offen. So ist in dieser Darstellung auch nicht zu erkennen, welchen Einfluß etwa Absorbermasken oder Kollimatoren auf den hier simulierten Untergrund haben.

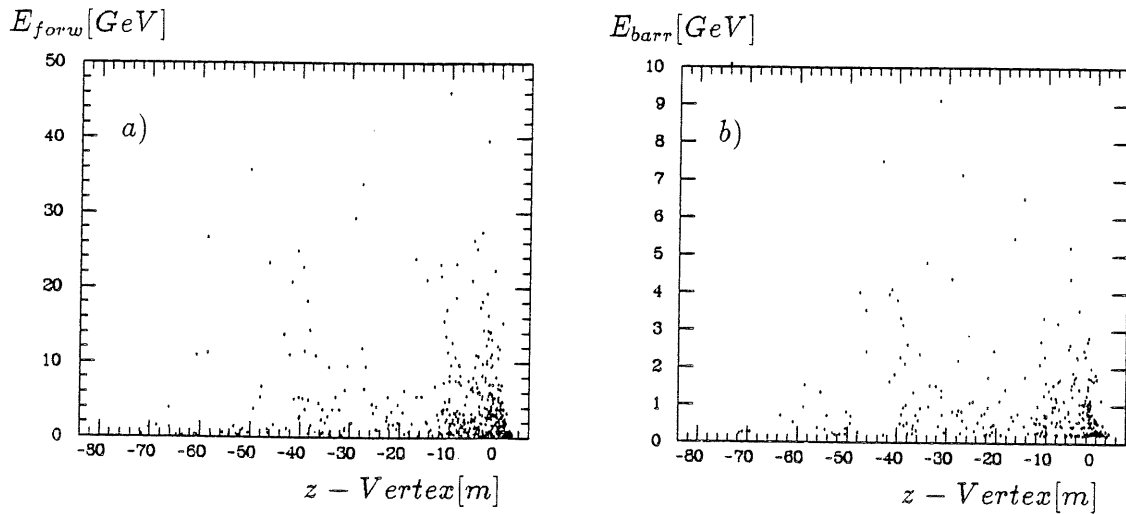


Abbildung 7.5: Proton-Restgas-Untergrund. a) z -Vertex gegen Vowärts-Energie
b) z -Vertex gegen Barrel-Energie

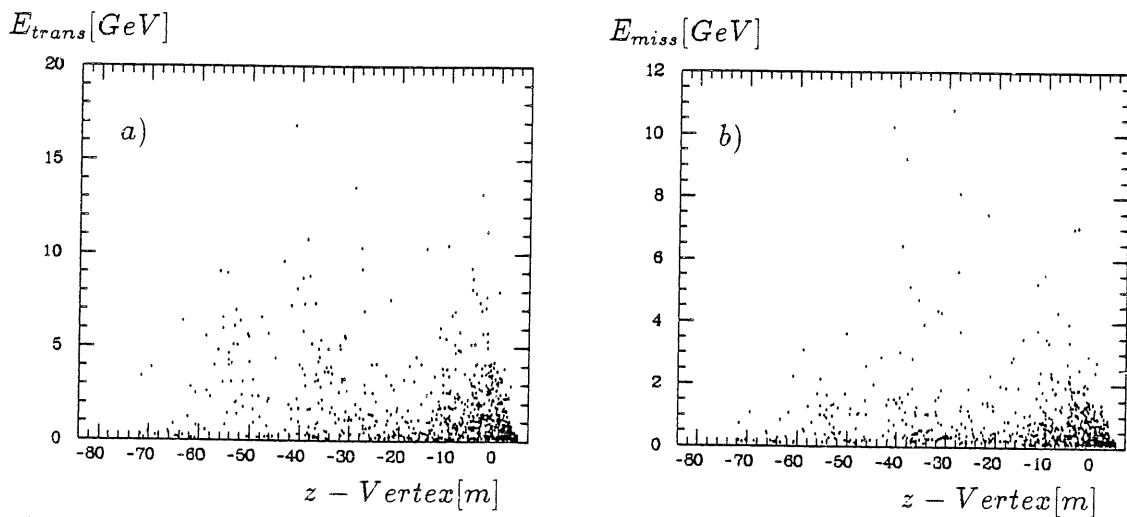


Abbildung 7.6: Proton-Restgas-Untergrund. a) z -Vertex gegen transversale Energie
b) z -Vertex gegen fehlende transversale Energie

7.2 Effizienz für die einzelnen Ereignisklassen

Abbildung 7.7 bis 7.13 zeigen die Verteilungen der Triggergrößen für die untersuchten Ereignisklassen.

Bei den neutralen Strömen wird der Transversalimpuls des Stromjets durch den des gestreuten Elektrons ausbalanciert. Im Idealfall erwartet man hier daher:

$$E_{miss} = 0$$

Man erkennt, daß dies für die hier gezeigten NC-Ereignisklassen nicht immer erfüllt ist. Ein $E_{miss} > 0$ auf Triggerebene kann folgende Ursachen haben:

- Verlust von Teilchen ins Strahlrohr
- Fluktuationen in der Messung der hadronischen Energie (bedingt durch die relativ schlechte Energieauflösung).
- Ein e/h -Verhältnis $\neq 1$ des Triggers.
- Durch die Granularität bedingte Ungenauigkeiten in der Bestimmung des Winkels.

In jedem Fall ist E_{miss} jedoch erheblich geringer als E_{trans} , so daß bei diesen Ereignisklassen vor allem der Trigger auf die transversale Energie eine hohe Effizienz erreichen sollte. Für die NCA- und NCB-Ereignisse ist zu erkennen, daß sie deutlich oberhalb der hier gewählten Schwellen für E_{trans} liegen. Beide Ereignisklassen können jedoch auch über die Vorwärts- oder die Barrel-Energie getriggert werden. Bei den NCC-Ereignissen ist dagegen der Trigger auf E_{barrel} deutlich besser als der auf E_{trans} .

Bei geladenen Stöme erwartet man im Idealfall

$$E_{trans} = E_{miss}$$

Für den Trigger wird E_{miss} kleiner als E_{trans} , wenn Türme mit verschiedenen Azimutwinkeln ϕ in die Berechnung eingehen. Da die Triggerschwelle für E_{miss} im Hinblick auf den Untergrund etwas niedriger gewählt werden kann als die für E_{trans} , sollten Charged-Current-Ereignisse gut mit Hilfe der fehlenden transversalen Energie getriggert werden können.

Bei den $b\bar{b}$ -Ereignissen zeigt sich, daß E_{trans} und E_{miss} zu klein sind um damit eine hohe Effizienz zu erzielen. Die beste Triggergröße scheint hier noch E_{barrel} zu sein. Wie Abbildung 6.6c zeigt, deponiert ein Teil dieser Ereignisse einen erheblichen Anteil der Energie in das BWE-Kalorimeter, so daß die Einbeziehung des BWE's hier noch eine Steigerung der Effizienz des Triggers bewirken kann.

Die Kombination aller Triggerschwellen ergibt für die einzelnen Ereignisklassen die folgenden Werte für die Effizienz.

Ereignisklasse	Effizienz (%) Schnitt I	Effizienz (%) Schnitt II
NCA	100.	100.
NCB	100.	100.
NCC	96.4 ± 0.6	97.5 ± 0.5
CCA	100.	100.
CCB	91.5 ± 0.9	94.1 ± 0.8
CCC	96.5 ± 0.6	98.2 ± 0.4
b - \bar{b}	47.1 ± 1.6	58.3 ± 1.6
Untergrundrate (Hz)	64 ± 20	83 ± 23

Die Effizienz für die Ereignisklasse $b\bar{b}$ kann durch die Triggergröße E_{trigg} verbessert werden. Diese soll hier folgendermaßen definiert werden:

$$E_{trigg} = \sum_i E_i f(i)$$

Die Gewichtungsfaktoren $f(i)$ in Abhängigkeit von i sind:

BT-Nr: i	1	2	3	4	5	6	7	8
$\sin(\theta_i)$	4.6	7.6	10.5	13.3	15.9	19.0	21.2	25.2
θ_i	0.08	0.13	0.18	0.23	0.27	0.33	0.36	0.43
$f(i)$	0.	0.	0.04	0.06	0.08	0.11	0.15	0.2
BT-Nr: i	9	10	11	12	13	14	15	16
θ_i	30.1	39.5	52.5	67.5	90.6	116.8	132.9	148.0
$\sin(\theta_i)$	0.50	0.64	0.79	0.92	1.0	0.89	0.73	0.53
$f(i)$	0.30	0.50	0.75	0.92	1.0	0.89	0.73	0.53

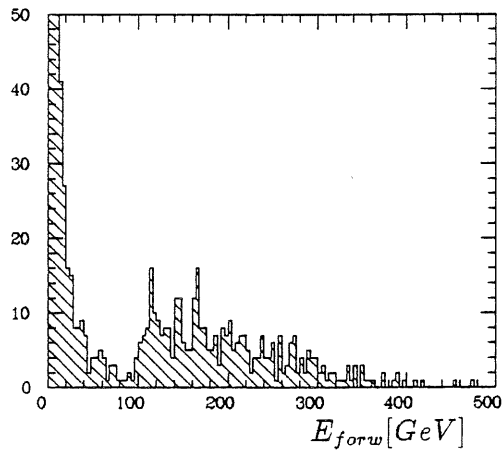
Die Idee bei der Wahl dieser Gewichtungsfaktoren war es, die Türme in Vorwärtsrichtung geringer zu gewichten als die transversale Energie (Gewichtungsfaktor: $\sin \theta$), so daß der Untergrund hier stärker unterdrückt wird.

Mit einem Schnitt von 4 GeV auf diese Triggergröße wird für die $b\bar{b}$ -Ereignisse eine Effizienz 52.8 % erreicht. Kombiniert mit den Triggerschnitten I (bzw. II) ergeben sich Werte von 58.8 % (63.5 %). Die Untergrundrate beträgt dabei 70 (bzw. 83) Hz.

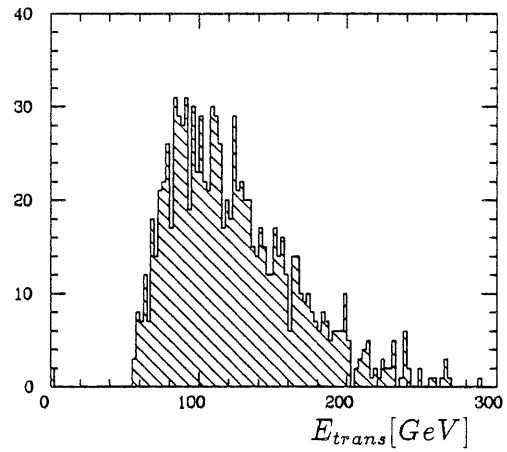
Eine besonders nützliche Darstellung zur Beurteilung der verschiedenen Triggeralgorithmen ergibt sich, wenn man für unterschiedliche Triggerschwellen die Untergrundrate gegen die Effizienz für eine Ereignisklasse aufträgt. Dazu wurden zunächst für verschiedene Untergrundraten die Triggerschwellen bestimmt, und für diese dann die Effizienzen für die wahren Ereignisse ermittelt.

Abbildung (7.14) zeigt diese Darstellung für die Ereignisklassen CCC, CCB, $b\bar{b}$ und NCC. Dabei wird noch einmal deutlich, daß E_{trigg} für die $b\bar{b}$ -Ereignisse die

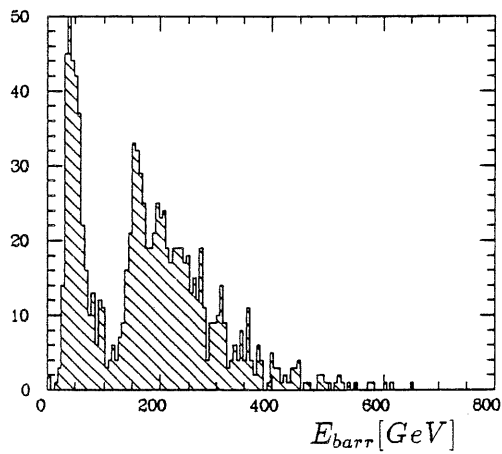
Einträge



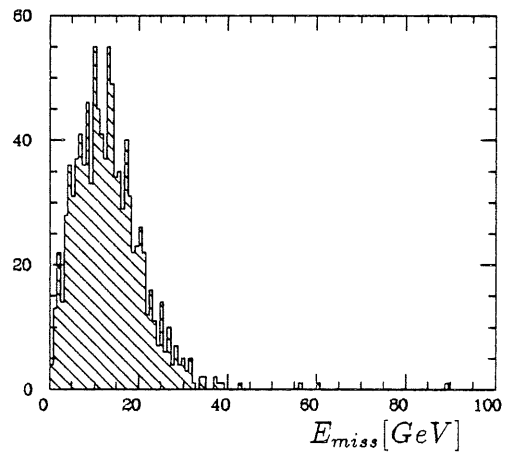
Einträge



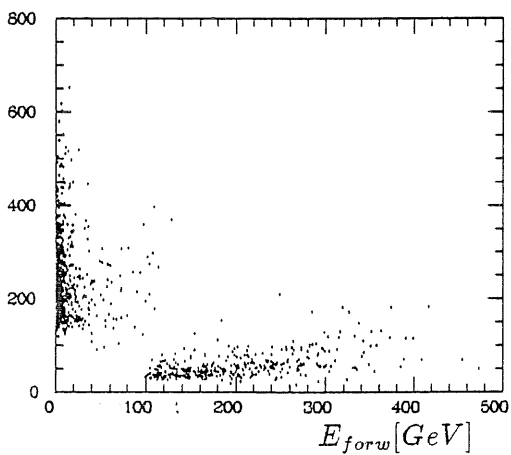
Einträge



Einträge



E_{barr} [GeV]



E_{miss} [GeV]

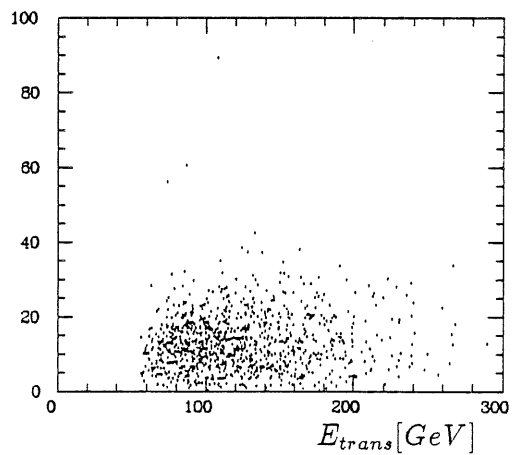
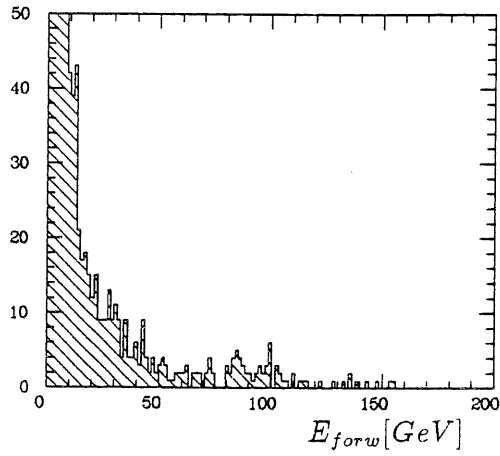
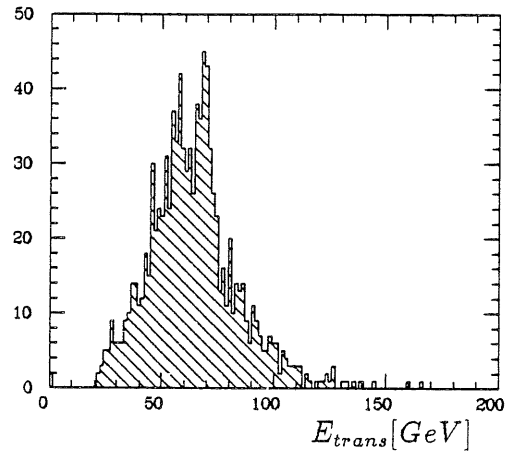


Abbildung 7.7: Verteilungen der Triggergrößen für NCA-Ereignisse

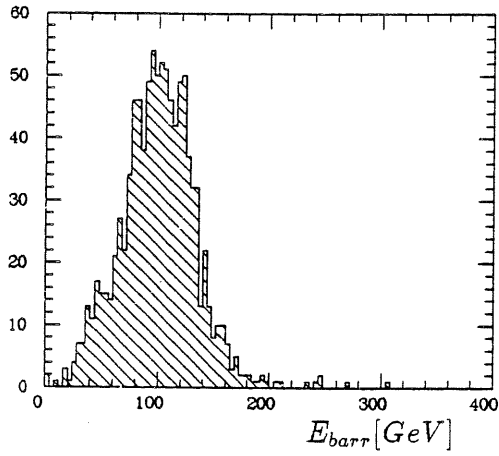
Einträge



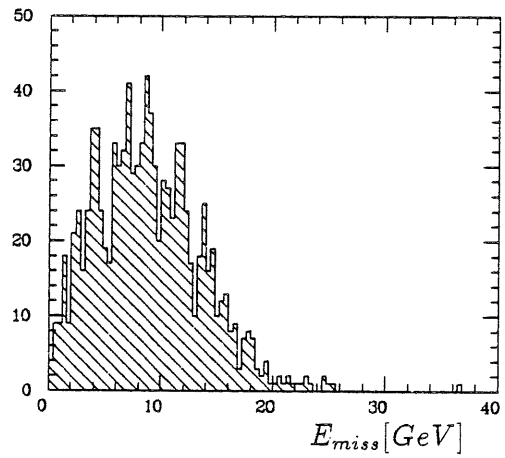
Einträge



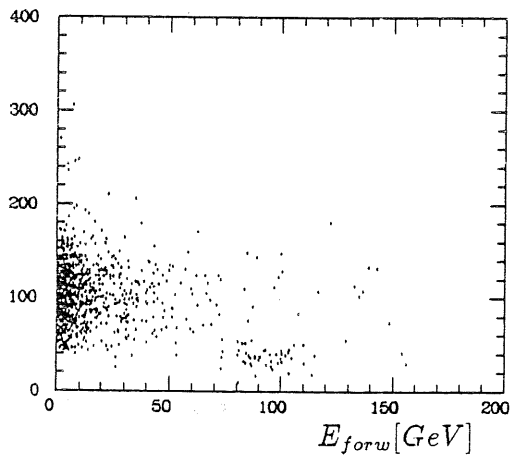
Einträge



Einträge



E_{barr} [GeV]



E_{miss} [GeV]

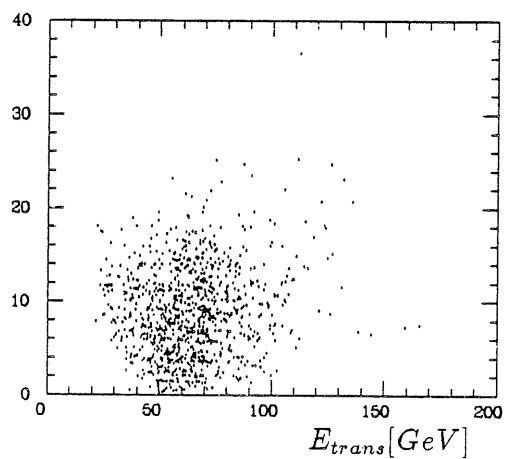
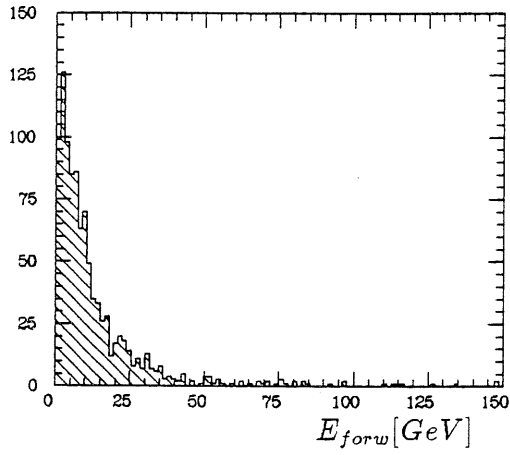
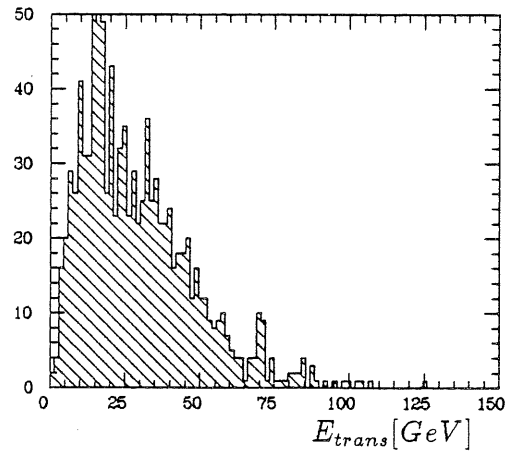


Abbildung 7.8: Verteilungen der Triggergrößen für NCB-Ereignisse

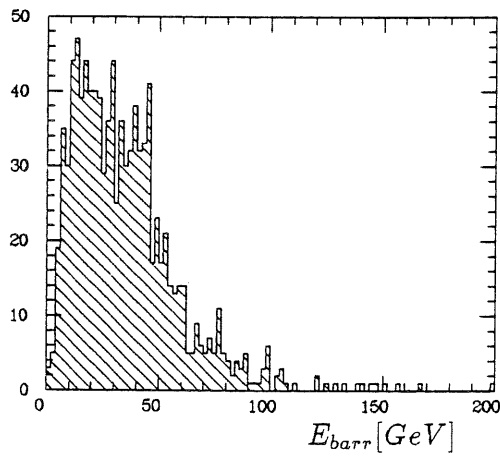
Einträge



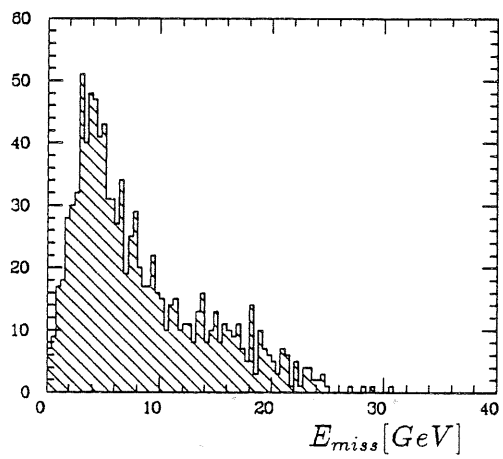
Einträge



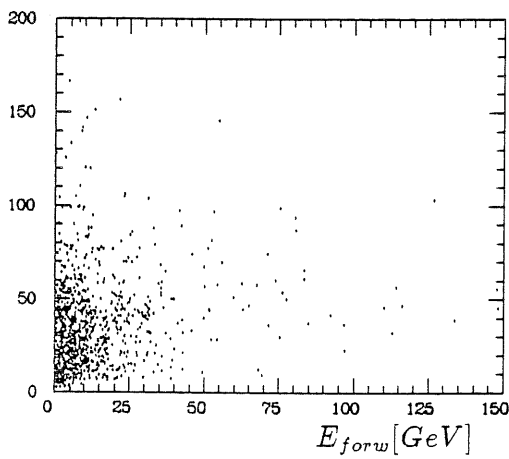
Einträge



Einträge



E_{barr} [GeV]



E_{miss} [GeV]

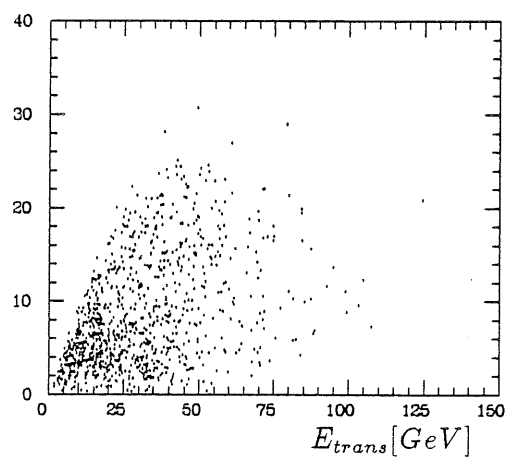
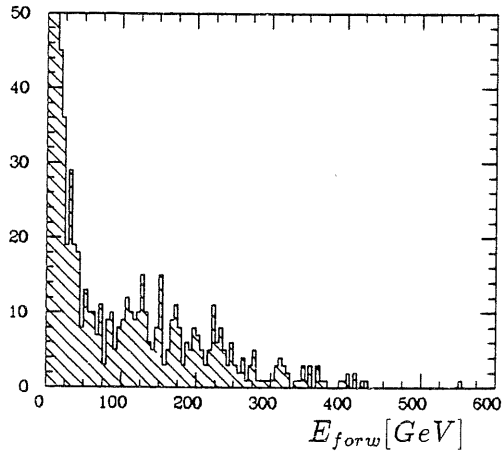
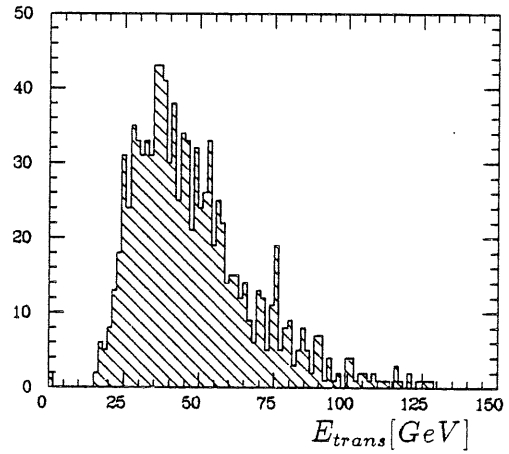


Abbildung 7.9: Verteilungen der Triggergrößen für NCC-Ereignisse

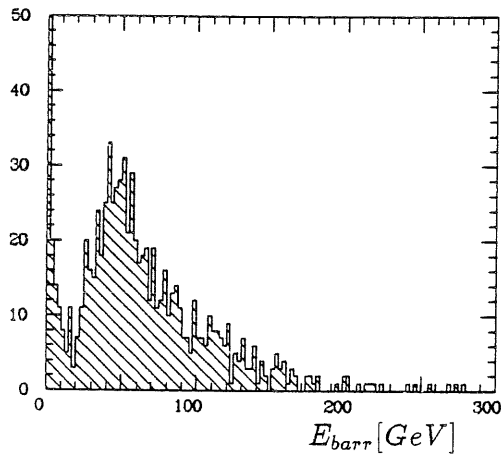
Einträge



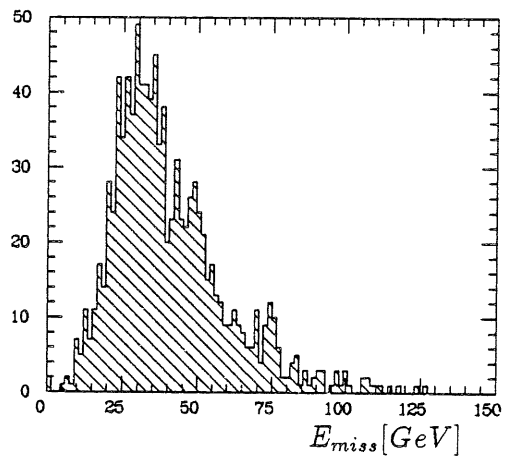
Einträge



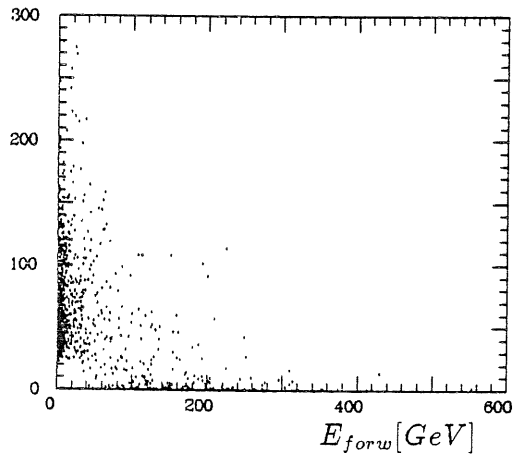
Einträge



Einträge



E_{barr} [GeV]



E_{miss} [GeV]

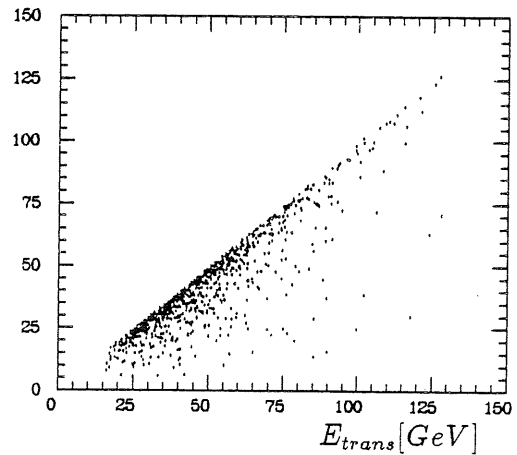
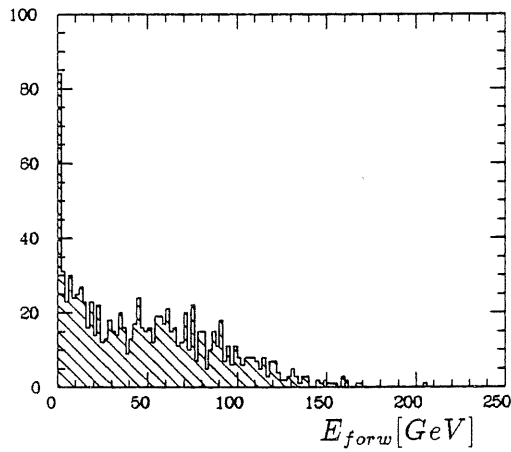
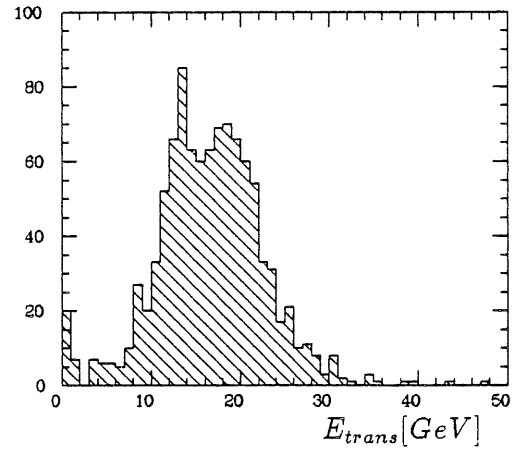


Abbildung 7.10: Verteilungen der Triggergrößen für CCA-Ereignisse

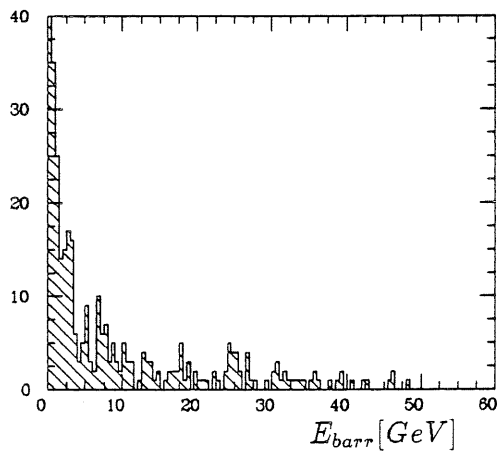
Einträge



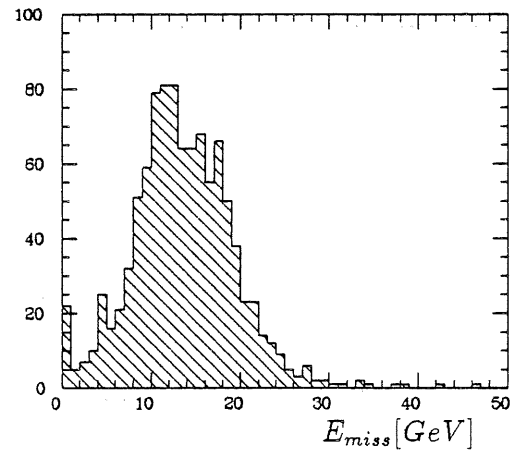
Einträge



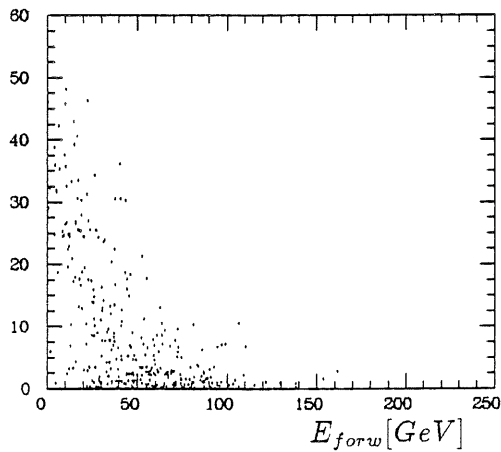
Einträge



Einträge



E_{barr} [GeV]



E_{miss} [GeV]

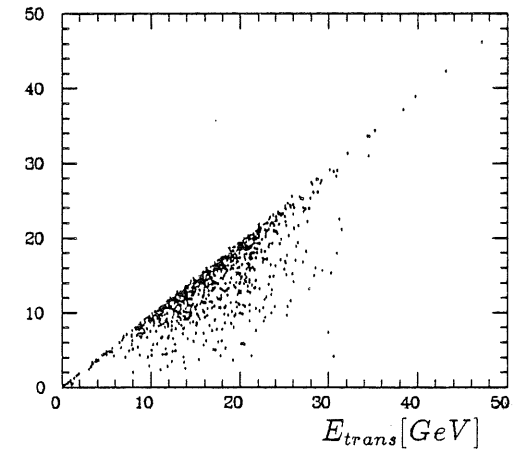
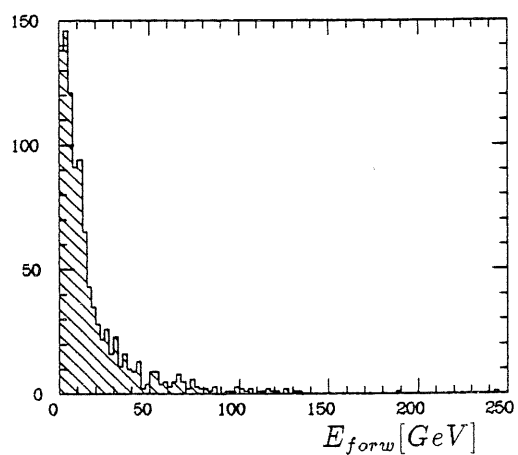
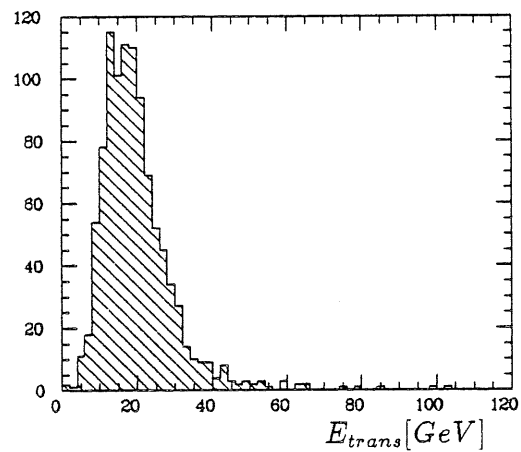


Abbildung 7.11: Verteilungen der Triggergrößen für CCB-Ereignisse

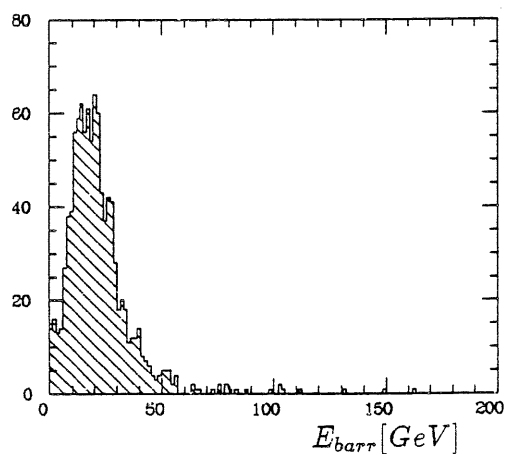
Einträge



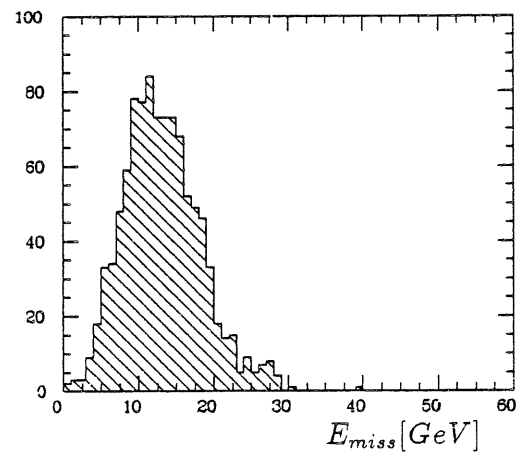
Einträge



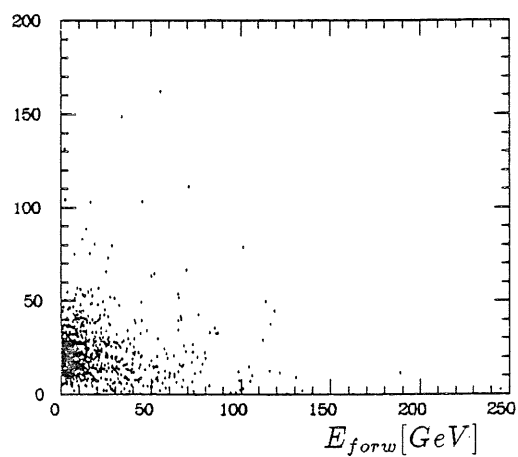
Einträge



Einträge



E_{barr} [GeV]



E_{miss} [GeV]

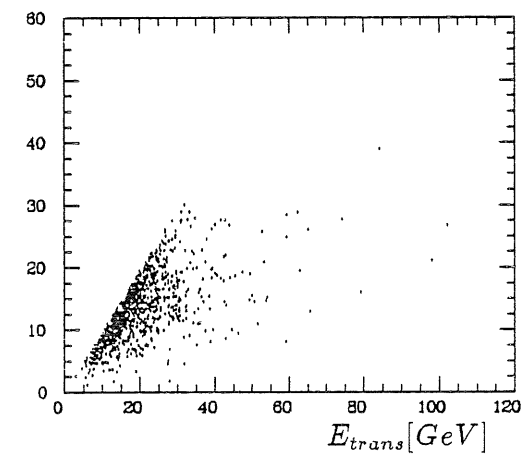
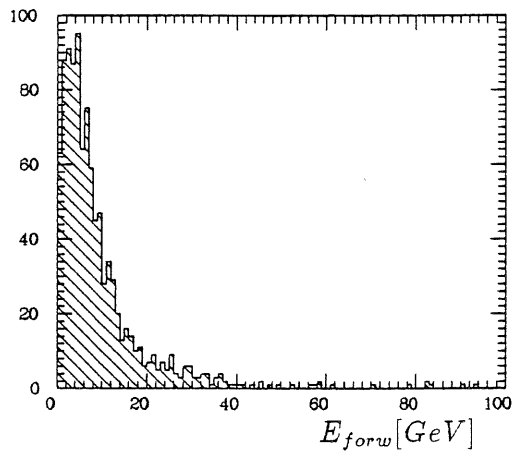
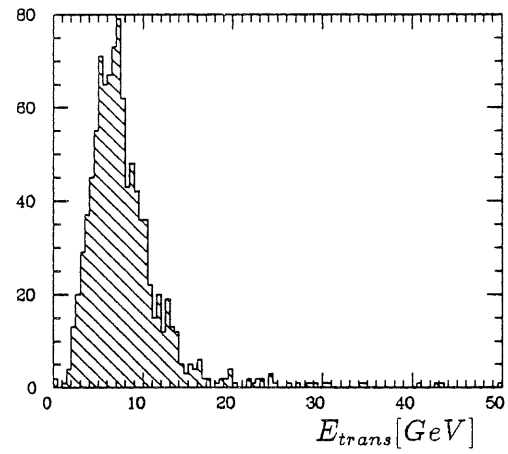


Abbildung 7.12: Verteilungen der Triggergrößen für CCC-Ereignisse

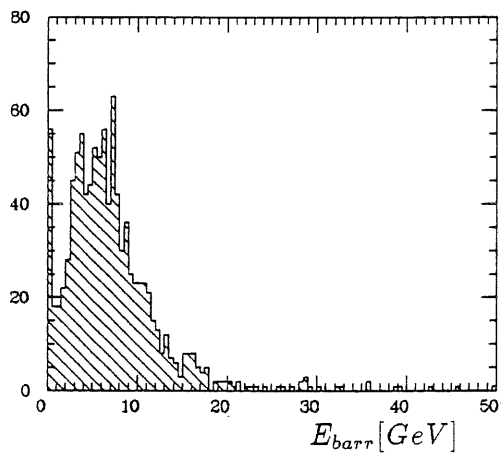
Einträge



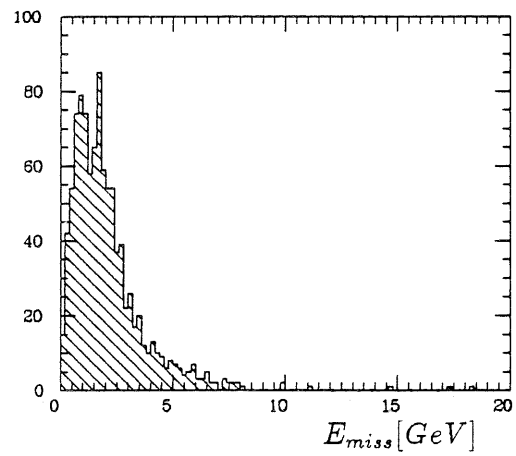
Einträge



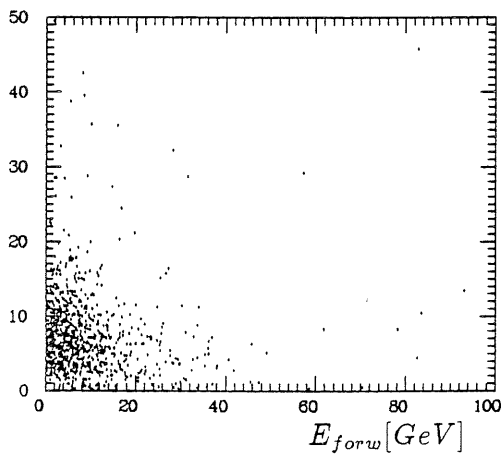
Einträge



Einträge



E_{barr} [GeV]



E_{miss} [GeV]

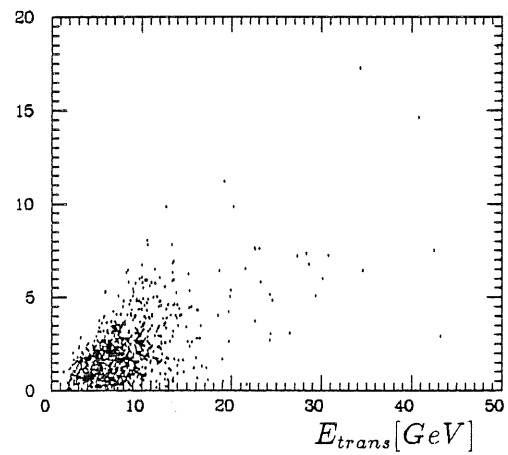


Abbildung 7.13: Verteilungen der Triggergrößen für $b\bar{b}$ -Ereignisse

günstigsten Werte liefert. Für CCC- und NCC-Ereignisse stellt die Barrel-Energie (bzw. E_{trigg}) die beste Triggergröße dar, während bei der Ereignisklasse CCB die fehlende transversale Energie die besten Effizienzen ergibt. E_{forw} ist dagegen für keine der hier untersuchten Ereignisklassen eine nützliche Triggergröße.

7.3 Der Schnitt auf die Triggerturm-Energie

Wie schon in Kapitel 5 ausgeführt wurde, ist die t_0 -Bestimmung für die Triggertürme nur für Signale oberhalb einer Schwellenenergie (thr_{min}) möglich ist. Ursprünglich war geplant, nur solche Signale (mit t_0 -Bestimmung) für den Kalorimeter-Trigger zu benutzen. Der Schwellenwert, bei der eine sichere t_0 -Bestimmung möglich ist, entspricht etwa einer Teilchenenergie von 5.6 GeV [FEN88].

Hier soll nun untersucht werden, wie sich ein Schnitt auf die Triggerturmenergie auf die Leistungsfähigkeit des Triggers auswirkt. Drei Versionen werden hier verglichen:

1. I : 2σ -Schnitt (d.h. 160 MeV für TT^{em} und 320 MeV für TT^{had}).
2. II : 2σ -Schnitt+1 GeV-Schnitt auf die totale Turmenergie.
3. III : 2σ -Schnitt+2 GeV-Schnitt auf die totale Turmenergie.

Die Einführung dieses Energieschnittes bewirkt bei einer festgehaltenen Triggerschwelle sowohl eine Änderung der Untergrundrate, als auch eine Änderung der Effizienz für die wahren Ereignisse. Effizienz und Untergrundrate müssen daher wieder im Zusammenhang betrachtet werden. Ausgewählt wurden dazu die fehlende transversale Energie bei den Ereignisklassen CCC und CCB und die Barrel-Energie bei den Ereignisklassen $b\bar{b}$ und NCC.

Abbildung 7.15 zeigt das Verhältnis von Untergrundrate zu Effizienz für die drei Versionen. Es ist zu erkennen, daß sich dieses Verhältnis bei Anheben des Schnittes deutlich verschlechtert. Insbesondere für $b\bar{b}$ -Ereignisse fällt die Effizienz bei einer Untergrundrate von 20 Hz von 40 % (Version I) auf 12 % (Version III). Ein Schnitt von über 5 GeV ist offensichtlich nicht akzeptabel.

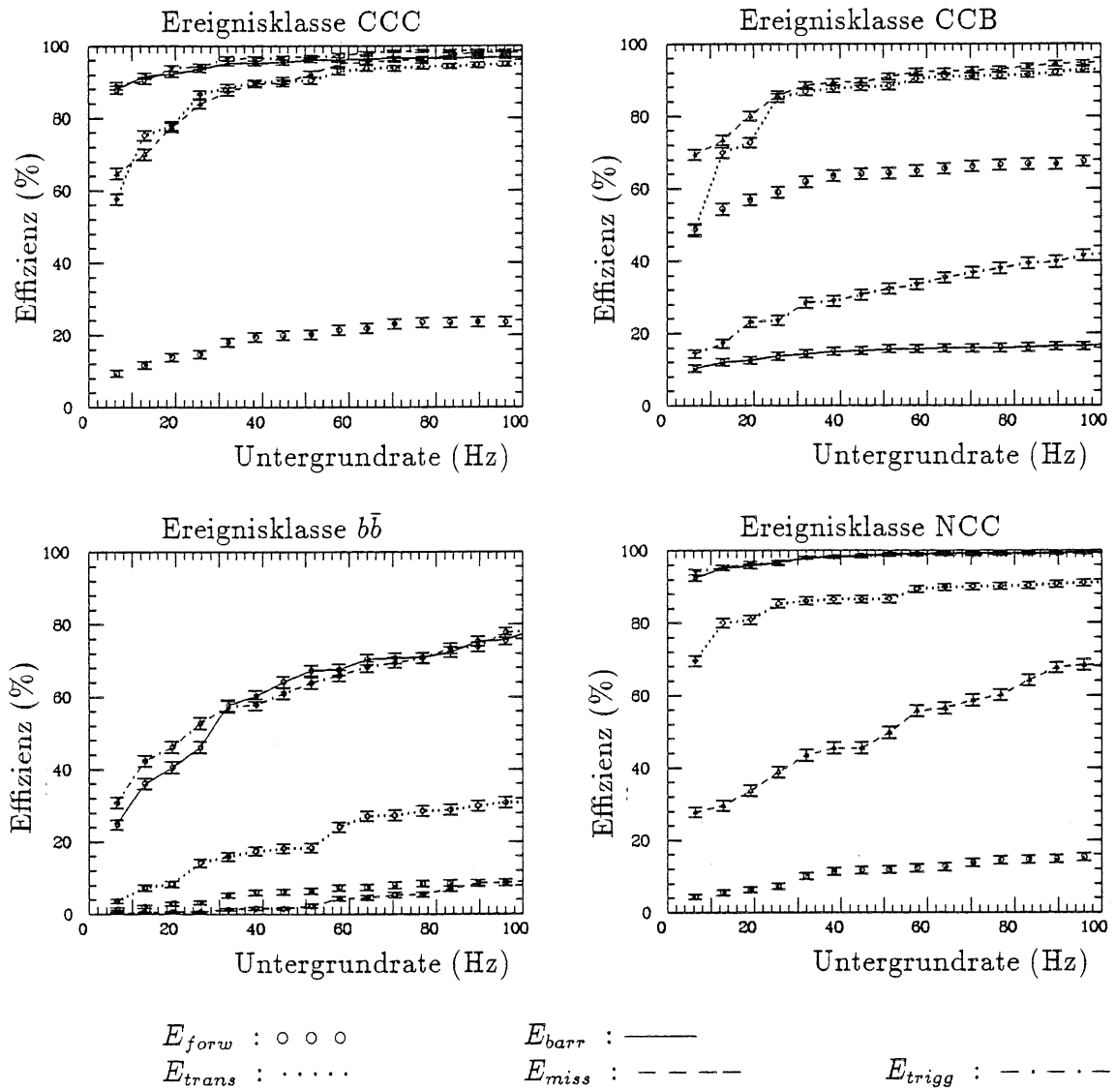


Abbildung 7.14: Effizienz in Abhängigkeit von der Untergrundrate

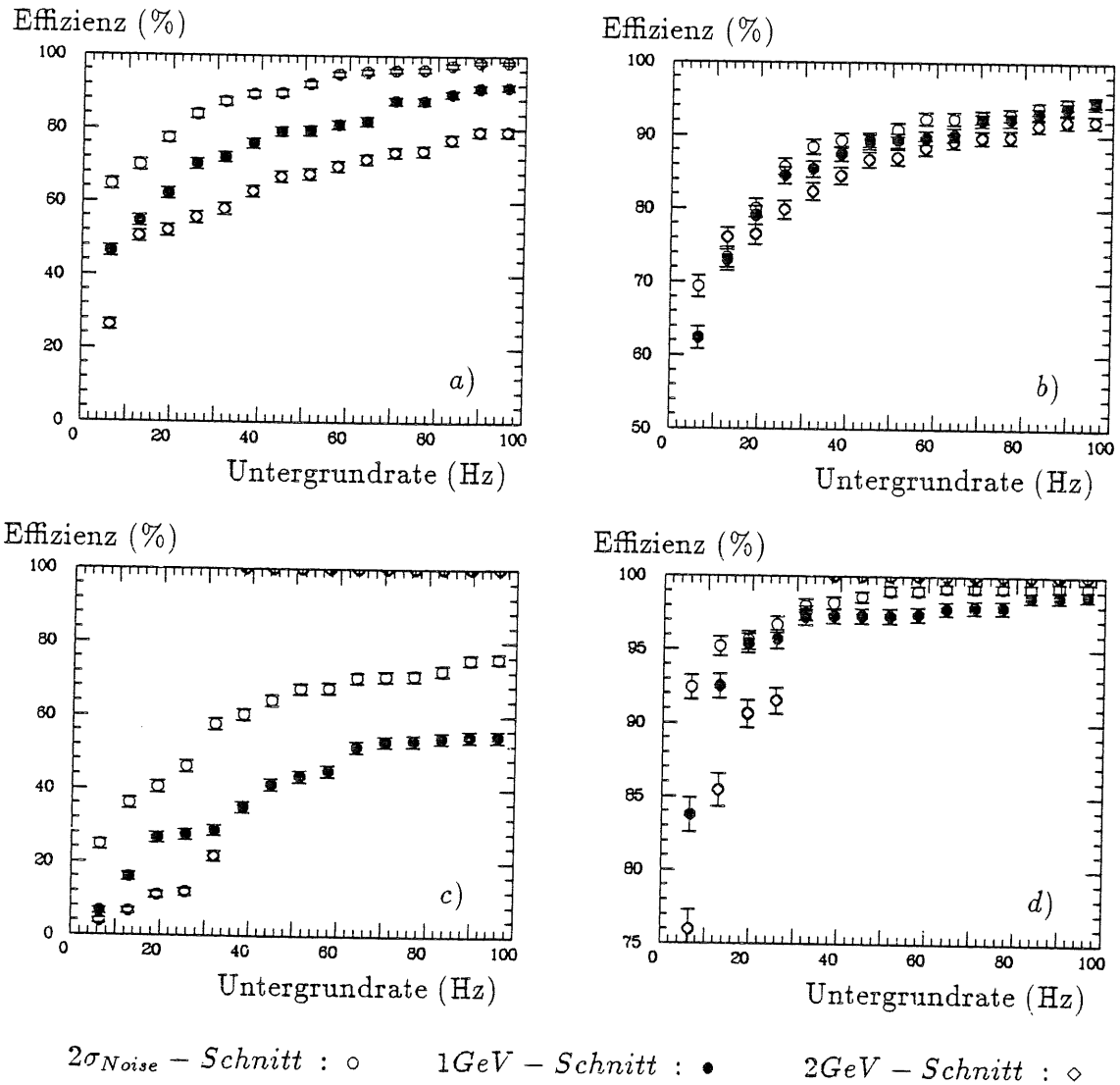


Abbildung 7.15: Effizienz in Abhängigkeit von der Untergrundrate bei verschiedenen Schnitten auf die Triggerturmenergie. a) fehlende transversale Energie für CCC-Ereignisse. b) fehlende transversale Energie für CCB-Ereignisse. c) Barrel-Energie für $b\bar{b}$ -Ereignisse. d) Barrel-Energie für NCC-Ereignisse.

7.4 Der Einfluß der Granularität

Auf die Unterteilung in Trigger-, Groß- und Supertürme ist schon an anderer Stelle hingewiesen worden. Sie ist notwendig um die Anzahl der Kanäle, die der Trigger zu verarbeiten hat, zu reduzieren. Grundsätzlich würde man natürlich gerne die gesamte im Detektor enthaltene Information nutzen, also auch von der feinen Segmentierung des H1-Kalorimeters im Trigger Gebrauch machen.

Da der First-Level-Trigger jedoch aus einer festverdrahteten Entscheidungslogik besteht, wächst der damit verbundene technische Aufwand schnell mit der Anzahl der Kanäle. Es muß daher ein Kompromiß zwischen den Kosten und dem Nutzen gefunden werden.

Eine wichtige Frage ist nun, welchen Einfluß eine unterschiedlich starke Segmentierung (Granularität) auf die hier untersuchten Triggeralgorithmen hat.

Die unterschiedliche Aufteilung des Raumwinkels sei nochmals angegeben:

- Triggertürme : 1024
- Großtürme : 256
- Supertürme : 64

Die Granularität hat Auswirkungen auf die Größen E_{trans} und E_{miss} , da hier der Winkel in Form von Gewichtungsfaktoren in die Berechnung eingeht. Diese Größen wurden daher zunächst für alle Ereignisklassen auf der Grundlage von Trigger-, Groß- und Supertürmen bestimmt.

Darauf wurde dann der Standardschnitt von 13 GeV für die transversale Energie und 9 GeV für die fehlende transversale Energie angewandt. Damit ergeben sich die in Tabelle 7.1 angegebenen Werte für die Effizienz dieser Triggeralgorithmen.

Es ist festzustellen, daß sich die Effizienz für die meisten Ereignisklassen bei schlechterer Granularität etwas verbessert. Offensichtlich werden E_{trans} und E_{miss} bei der Berechnung durch Groß- und Supertürme systematisch überschätzt. Zwei Ursachen können dafür ausschlaggebend sein: Erstens tritt bei Ereignissen die eine starke Bevorzugung der Vorwärtsrichtung zeigen, im Mittel häufiger der Fall ein, daß der Winkel mit dem eine bestimmte Energiedeposition im Kalorimeter gewichtet wird zu groß ist. Dies betrifft sowohl E_{trans} als auch E_{miss} . Zweitens kommt bei E_{miss} noch hinzu, daß bei einer groben Segmentierung in ϕ häufig nahezu die gesamte Energie eines Jets in Türmen mit der gleichen ϕ -Adresse deponiert wird. Dies hat zur Folge, daß bei Charged-Current-Ereignissen die Triggergröße E_{miss} ihrem Maximalwert, nämlich E_{trans} , sehr nahe kommen kann.

Insbesondere der erste Effekt wird sich stark auf den Proton-Restgas-Untergrund auswirken, da dieser zu kleinen Winkeln θ hin stark ansteigt.

Eine genauere Beurteilung ergibt sich daher, wenn man die Untergrundrate bei einer bestimmten Schwelle gegen die damit erreichte Effizienz aufträgt. Abbildung 7.16 zeigt diese Darstellung für die drei Granularitäten am Beispiel der Ereignisklasse CCC. Hier zeigt es sich nun, daß die Verwendung von Supertürmen

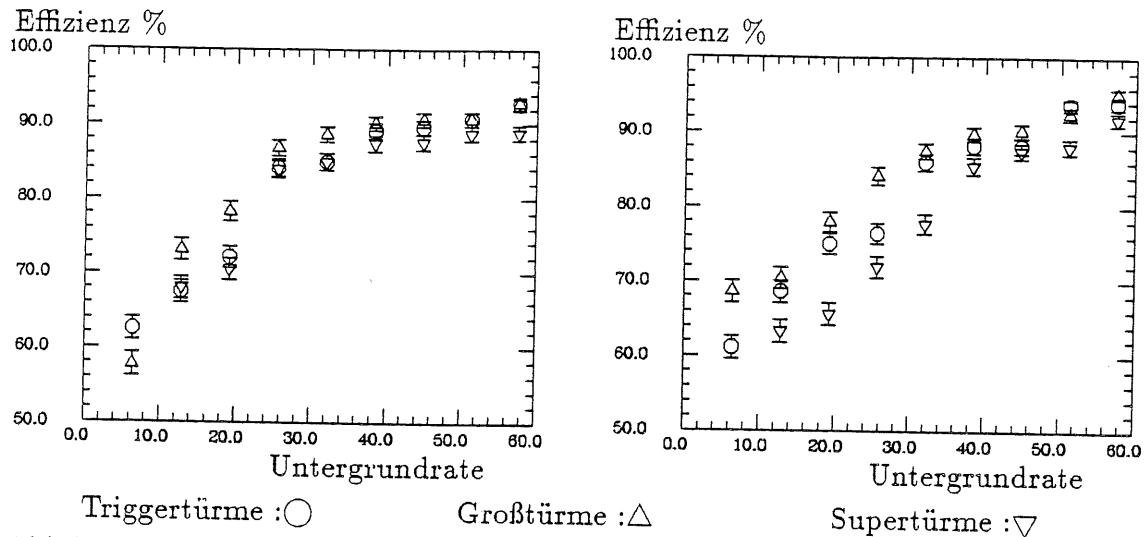


Abbildung 7.16: Untergrundrate gegen Effizienz für verschiedene Granularitäten am Beispiel der Ereignisklasse CCC. a) Transversale Energie. b) Fehlende transversale Energie.

keineswegs eine Verbesserung des Triggeralgorithmus bewirkt. Insbesondere bei E_{trans} ist deutlich zu erkennen, daß die Werte für die Supertürme deutlich niedriger ausfallen. Der Unterschied zwischen Trigger- und Großtürmen ist dagegen nicht signifikant.

Bei der Beurteilung der unterschiedlichen Granularitäten ist noch eine andere Frage wichtig. Für die höheren Triggerstufen ist es von Bedeutung, daß die vom First-Level-Trigger bereitgestellten Daten mit möglichst großer Genauigkeit vorliegen. Es ist daher eine interessante Frage, wie sich die Granularität auf die Auflösung in der Bestimmung einer Triggergröße auswirkt. Dazu sei E_{miss} für die Ereignisklasse CCC betrachtet. In Abbildung 7.17 c) sind aufgetragen:

$$\frac{E_{miss}^{BT} - E_{miss}^{TT}}{E_{miss}^{TT}} \text{ durchgezogene Linie}$$

und

$$\frac{E_{miss}^{ST} - E_{miss}^{TT}}{E_{miss}^{TT}} \text{ gepunktete Linie}$$

Abbildung 7.17 a) b) zeigt die Korrelationen zwischen E_{miss}^{TT} und E_{miss}^{BT} bzw. E_{miss}^{ST} . Erwartungsgemäß, verschlechtert sich die Auflösung bei geringerer Granularität (Supertürme). Dabei verschieben sich die Mittelwerte der Verteilung etwas zu höheren Werten. E_{miss} wird bei der Berechnung mit grober Granularität tendenziell überschätzt. Dies ist besonders gut an den zweidimensionalen Verteilungen zu erkennen.

Bei der Beurteilung dieser Unterschiede, muß man sich jedoch auch die Frage stellen, wie gut die Triggergröße E_{miss} überhaupt mit der wahren fehlenden Energie E_{miss}^{true} der Ereignisse übereinstimmt. Dieses E_{miss}^{true} soll hier folgendermaßen

	Granularität	Ereignissklasse						
		NCA	NCB	NCC	CCA	CCB	CCC	$b\bar{b}$
E_{tran}	TT	100.	100.	71.5	100.	70.6	73.7	6.4
	BT	100.	100.	81.5	100.	74.3	79.1	8.8
	ST	100.	100.	84.8	100.	80.0	83.4	12.0
E_{miss}	TT	67.3	43.8	28.3	99.4	79.8	74.4	0.5
	BT	68.6	45.5	34.8	99.6	81.3	79.5	0.6
	ST	72.4	57.7	39.2	99.3	82.5	80.8	0.8

Tabelle 7.1: Effizienz in Abhängigkeit von der Granularität (Schnitt I).

definiert werden:

$$E_{miss}^{true} = \sum_i p_i \text{ mit } 4.6^\circ < \theta_i < 148^\circ$$

Die Summe läuft dabei über die Impulse aller Hadronen, Photonen und Elektronen (Positronen) eines Ereignisses. Die Einschränkung des Polarwinkels θ_i wurde so gewählt, daß die Teilchen in der Akzeptanz des Flüssig-Argon-Kalorimeters liegen (mittlere Winkel des ersten und letzten Großturms).

Die Verteilung der Differenzen zwischen E_{miss}^{true} und den Triggerwerten für E_{miss} dividiert durch E_{miss}^{true} ist in Abbildung 7.17 d) gezeigt. Hier wird deutlich, daß die Granularität keinen nennenswerten Einfluß auf die Auflösung hat. Diese wird offensichtlich durch die schlechte Energieauflösung für Hadronen dominiert. Dabei ist zu berücksichtigen, daß zum einen auf Triggerebene noch kein "weighting" möglich ist (d.h. $e/\pi \neq 1$), zum anderen fehlt hier noch das erste longitudinale Segment des EMC's. Das bedeutet, daß die Energieauflösung zwangsläufig noch etwas schlechter ist, als für das ganze Kalorimeter.

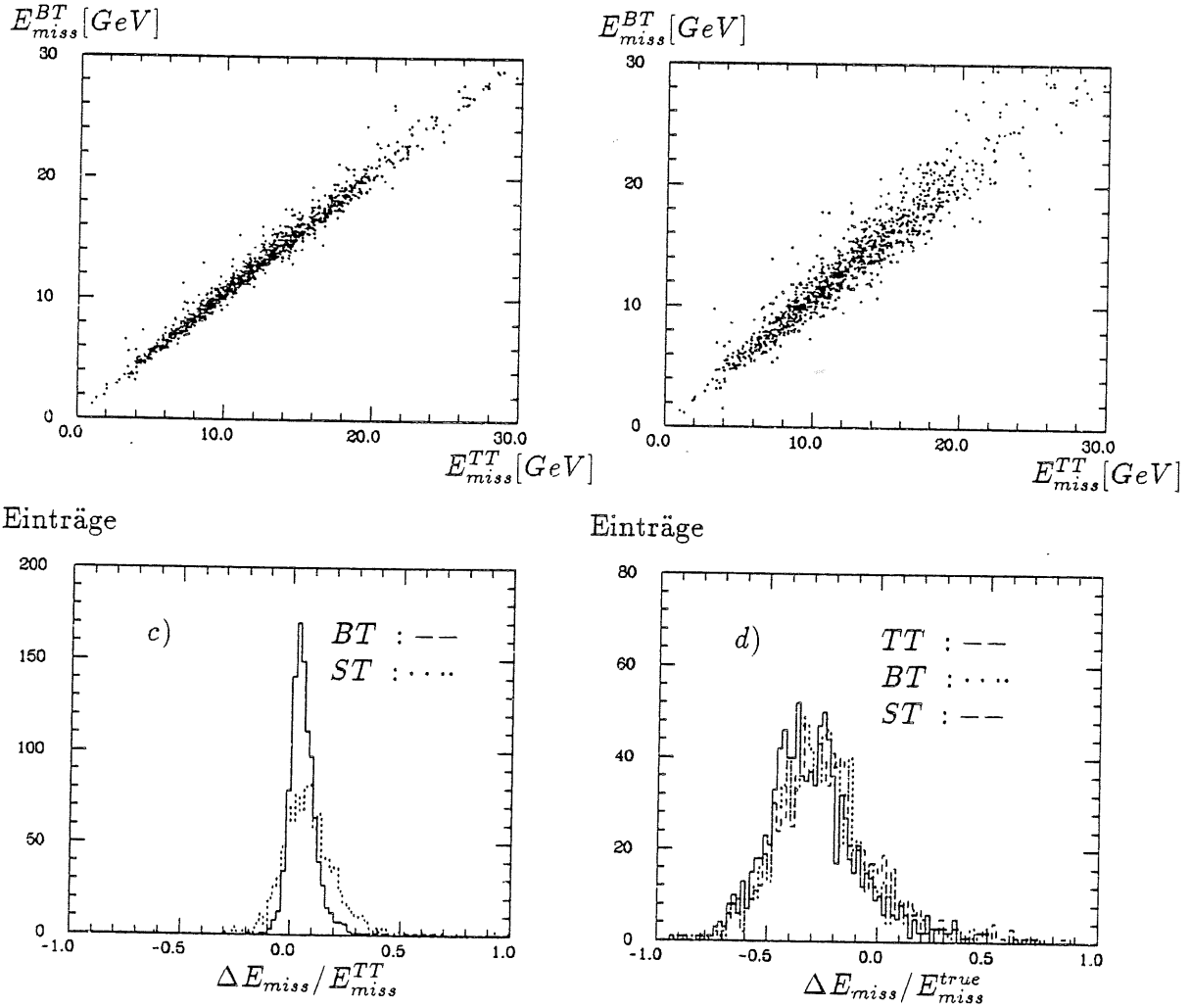


Abbildung 7.17: Einfluß der Granularität auf die Bestimmung von E_{miss} am Beispiel der Ereignisklasse CCC.

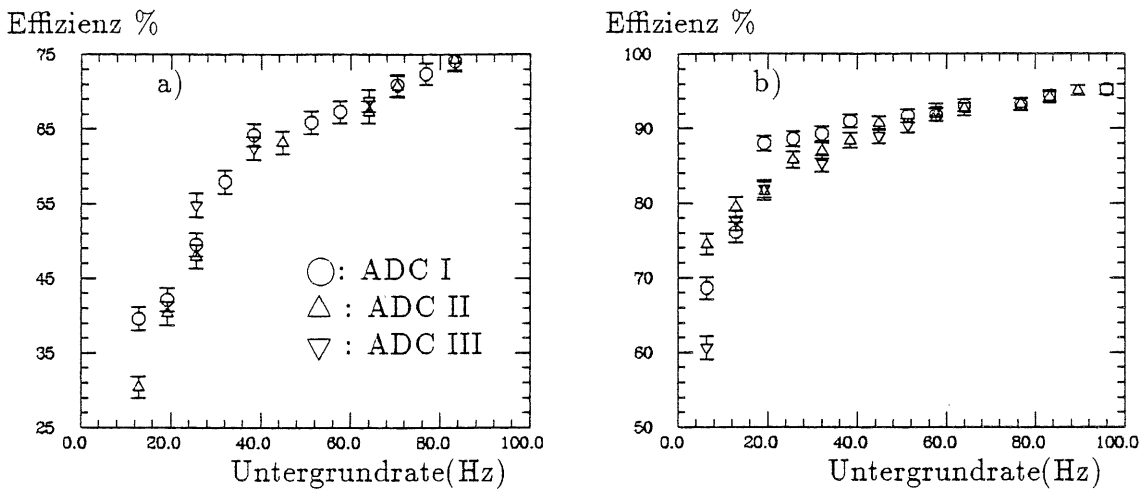


Abbildung 7.18: Untergrundrate gegen Effizienz für verschiedene FADC-Bereiche. a) Barrel-Energie für $b\bar{b}$ -Ereignisse. b) Fehlende transversale Energie für CCB-Ereignisse

7.5 Der dynamische Bereich der FADCs

Wie schon in Kapitel 5 erwähnt wurde, werden zur Digitalisierung der Großturmsignale FADC's mit einer Auflösung von 8 bits verwendet. Damit läßt sich ein dynamischer Bereich von 0 - 255 darstellen. Es stellt sich nun die Frage, welcher Energiebereich damit abgedeckt werden soll.

Wird dieser Energiebereich zu klein gewählt, so kommt es zu einer großen Anzahl von Overflowdaten. Vergrößert man die maximal darstellbare Energie, so ist dagegen mit großen Digitalisierungsfehlern zu rechnen, so daß sich die Genauigkeit mit der die Triggergrößen berechnet werden können verringert. Dies kann unter anderem negative Auswirkungen auf die Effizienz des Triggers haben.

Drei verschiedene Versionen wurden untersucht :

I	255 ADC-Kanäle = 50 GeV
II	255 ADC-Kanäle = 100 GeV
III	255 ADC-Kanäle = 200 GeV

Für diese drei Versionen wurde die digitale Triggerlogik aus Abbildung 5.5 auf dem Rechner simuliert.

Tabelle 7.2 gibt einen Überblick über die Anzahl der Ereignisse mit Overflowdaten in mindestens einem FADC. Angegeben ist hier die absolute Anzahl, die man bei einer integrierten Luminosität von $200pb^{-1}$ erhält. In Klammern ist der Prozentsatz von Ereignissen mit Overflowdaten angegeben.

Auf die Effizienz hat die Wahl eines großen dynamischen Bereichs für die hier betrachteten Ereignisklassen keinen negativen Einfluß. Dies sei hier nur am

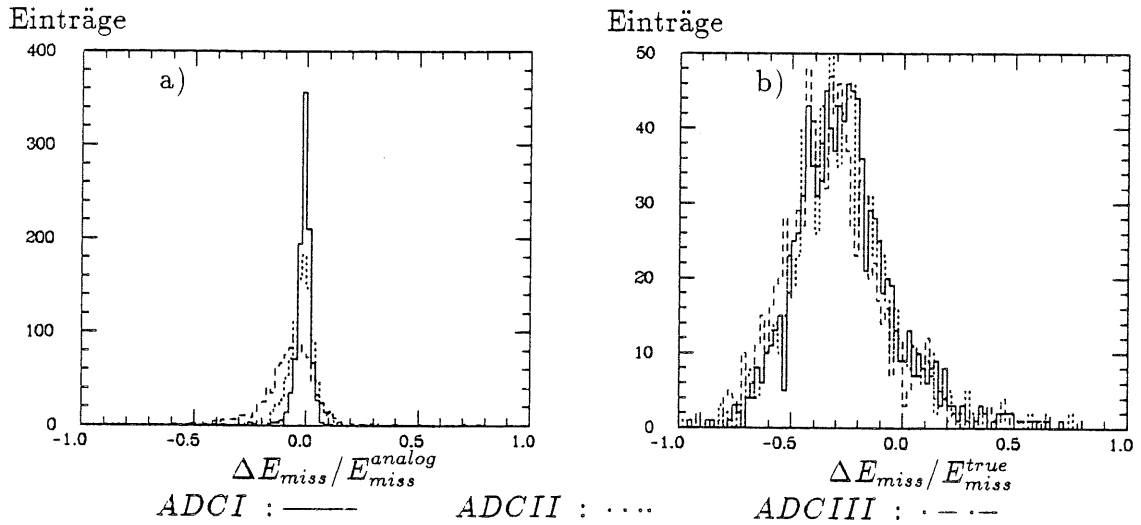


Abbildung 7.19: Einfluß der Digitalisierung auf die Auflösung für E_{miss} (CCC-Ereignisse).

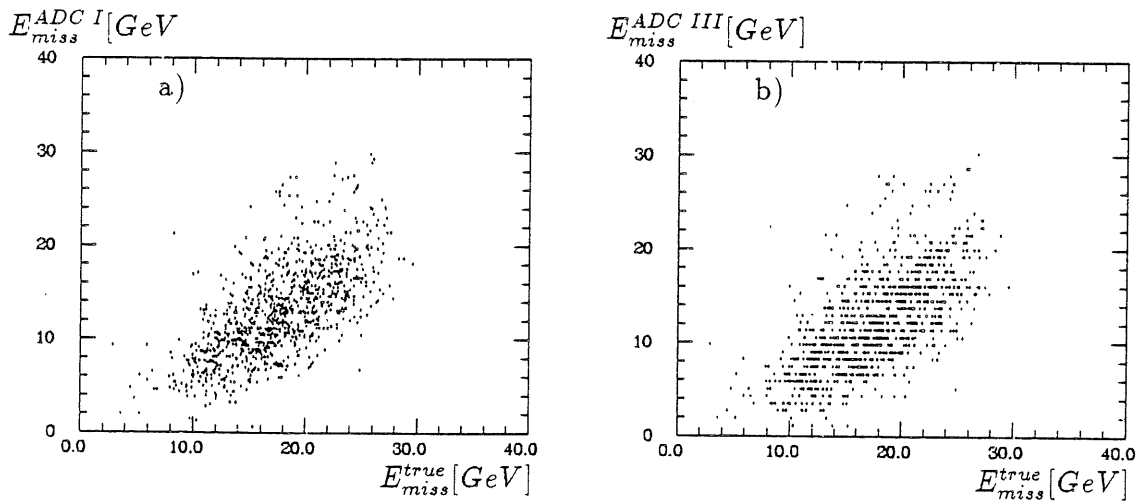


Abbildung 7.20: Korrelation zwischen wahren E_{miss} und gemessenem E_{miss} .
 a) E_{miss}^{true} gegen $E_{miss}^{ADC I}$. b) E_{miss}^{true} gegen $E_{miss}^{ADC III}$.

Beispiel der $b\bar{b}$ - und CCB-Ereignisse gezeigt. Abbildung 7.18 zeigt Effizienz und Untergrundrate für die beiden wichtigsten Triggergrößen dieser Ereignisklassen (E_{barr} und E_{miss}) für die drei FADC-Versionen. Sie macht deutlich, daß bei dieser Fragestellung keine signifikanten Unterschiede auftreten. Ähnliche Ergebnisse ergaben sich auch für die anderen Triggergrößen und Ereignisklassen.

Die andere Frage ist jetzt wieder, wie stark die die Auflösung unter den Digitalisierungsfehlern leidet. Dazu kann man zunächst die digital errechneten Werte mit den analog ermittelten Werten vergleichen. Dies ist in Abbildung 7.19 geschehen. Aufgetragen sind hier die Differenzen zwischen beiden Werten dividiert durch den analog bestimmten Wert. Zwischen den drei Version sind hier noch deutliche Unterschiede in der Auflösung zu erkennen. Sie sind hier jedoch nicht so groß, wie beim Vergleich der unterschiedlichen Granularitäten. Auffallend ist weiterhin, daß E_{miss} bei größer werdendem dynamischen Bereich systematisch unterschätzt wird. Die Ursache dafür ist, daß bei der Berechnung von E_{miss} auch viele kleine Gewichtungsfaktoren auftreten ($\sin\theta \sin\phi$, $\sin\theta \cos\phi$), so daß an dieser Stelle als digitaler Wert oftmals eine Null entsteht. Dies passiert entsprechend häufiger, wenn die digitalen Werte in den Großturm-FADCs von vorneherein schon relativ klein sind, d.h. bei einem großen dynamischen Bereich.

Vergleicht man jedoch die digital errechneten Werte wieder mit der wahren transversalen Energie der Ereignisse (Abbildung 7.19) so zeigt sich, daß die Unterschiede zwischen den drei Versionen klein sind. Hier ergibt sich daher das gleiche Bild wie der Bewertung der unterschiedlichen Granularitäten. In Abbildung 7.20 sind dazu noch einmal die Korrelation zwischen E_{miss}^{true} und $E_{miss}^{ADC I}$ bzw. $E_{miss}^{ADC III}$ aufgetragen.

ADC-Bereich	E_{BT}^{em}			E_{BT}^{had}		
	50GeV	100GeV	200GeV	50GeV	100GeV	200GeV
NCA	218(99.3)	179(81.3)	37 (16.6)	23(10.4)	4 (1.7)	0 (.1)
NCB	231 (53.7)	2 (.4)	0 (0)	3 (1.4)	6 (.3)	0 (0)
NCC	2600(.5)	520 (.1)	0 (0)	2080 (.4)	0 (0)	0 (0)
CCA	1370(18.8)	387 (5.3)	22 (.3)	1577(21.6)	409(5.6)	51 (.7)
CCB	113 (12.6)	27 (3.0)	1 (.1)	208(23.1)	83(9.2)	16 (1.8)
CCC	6 (.3)	0 (0)	0 (0)	17 (9)	0 (0)	0 (0)
BBB	0 (0)	(0)	0 (0)	0 (.2)	0 (0)	0 (0)

Tabelle 7.2: Anzahl der Ereignisse mit Overflowdaten in den FADCs

7.6 Der Elektron-Trigger

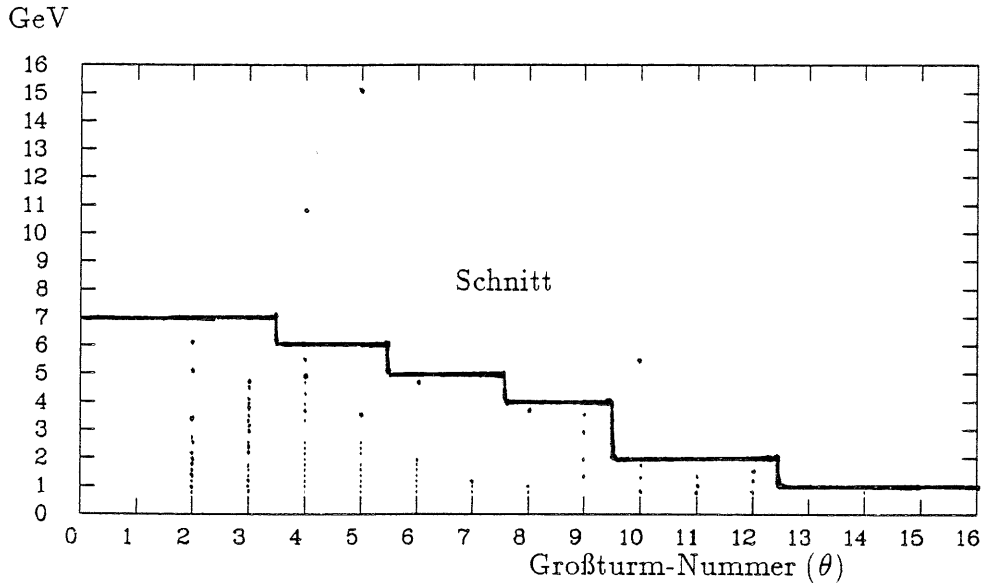


Abbildung 7.21: Energie in den elektromagnetischen Großtürmen mit $E_{BT}^{had} < 1 \text{ GeV}$ in Abhängigkeit von θ

Für Ereignisse, bei denen ein Elektron im Endzustand auftritt ist es naheliegend, daß man versucht dieses Elektron zu identifizieren und darauf zu triggern. Auf Trigger-Ebene können hierzu die Großturm-Signale genutzt werden.

Ein Elektron zeichnet sich dadurch aus, daß nahezu seine gesamte Energie im elektromagnetischen Kalorimeter deponiert wird.

Die laterale Ausdehnung dieser Energiedeposition ist durch die Ausdehnung des elektromagnetischen Schauers, also in etwa durch den Moliere-Radius R_M gegeben. Dieser beträgt im EMC 3.7 cm. Das bedeutet, daß der größte Teil eines elektromagnetischen Schauers innerhalb eines elektromagnetischen Großturms deponiert werden sollte, wenn er nicht gerade auf die Grenze zweier Türme trifft. Die Ausdehnung der Großtürme ist allerdings sehr unterschiedlich und variiert von $6 \times 6 \text{ cm}$ im Vorwärtsbereich bis zu etwa $40 \times 40 \text{ cm}$ im Barrelbereich.

Der Elektron-Trigger soll hier durch die folgende Bedingung definiert werden :

$$E_{BT}^{em}(i, j) > E_{em}(i) \wedge E_{BT}^{had}(i, j) < E_{had}^{thr} \quad (7.1)$$

$E_{BT}^{em}(i, j)$ und $E_{BT}^{had}(i, j)$ sind dabei die elektromagnetische und die hadronische Energie in einem Großturm mit der Adresse (i, j) . Die Indizes i und j geben die Großturmnummer in θ und ϕ an. Man verlangt also, daß die Energie in einem elektromagnetischen Großturm oberhalb einer bestimmte Schwelle $E_{em}(i)$ liegt. Da die Polarwinkelverteilung des Untergrunds sehr asymmetrisch ist, sollte diese Schwelle winkelabhängig sein. Gleichzeitig soll nun die Energie im hadronischen Großturm mit der gleichen Adresse unterhalb einer Schwelle E_{had}^{thr} liegen.

Die Beschränkung auf einen einzigen Großturm ist vielleicht nicht ausreichend. Die Großtürme sind nicht genau projektiv, und es ist vorstellbar, daß durch hadronische Schauer eine beträchtliche Energiedeposition in einem elektromagnetischen Großturm verursacht, im direkt darauffolgenden hadronischen Teil jedoch nur wenig Energie deponiert wird. Daher soll hier noch eine zweite Möglichkeit untersucht werden, der Trigger auf ein sogenanntes isoliertes Elektron. Dieser wird durch die folgende Bedingung definiert:

$$E_{BT}^{em}(i, j) > E_{em}(\theta) \wedge \sum_{i^*=i-1, j^*=j-1}^{i^*=i+1, j^*=j+1} E_{BT}^{had}(i^*, j^*) < E_{had}^{thr} \quad (7.2)$$

Die Bedingung aus Gleichung 7.1 wird also dadurch verschärft, daß zusätzlich die Summe aller benachbarten hadronischen Großtürme gebildet wird, und auf diese dann der Schnitt auf die hadronische Energie angewandt wird.

Zunächst soll festgestellt werden, wie groß die Schwellenenergie E_{em} gewählt werden muß, damit der Untergrund stark genug unterdrückt wird. Dazu dient Abbildung 7.21. Auf der x-Achse ist die Großturmnummer i angegeben. Die y-Achse zeigt die Energie in den elektromagnetischen Großtürmen, für die die nachfolgenden hadronischen Großtürme die Bedingung:

$$E_{BT}^{had}(i, j) < 1 \text{ GeV} \quad (7.3)$$

erfüllen

Aus der Abbildung kann man ablesen, daß man folgenden Schnitt auf E_{BT}^{em} machen kann:

BT-Nummer	2-3	4-5	6-7	8-9	10-12	13-15
$E_{em}[\text{GeV}]$	7	6	5	4	2	1

Der erste Großturm ($i=1$) kann nicht für den Elektron-Trigger genutzt werden, da die Untergrundrate hier sehr hoch ist, und das Isolationskriterium hier nicht anwendbar ist. Ebenso bleibt der letzte Großturm ausgeschlossen, da dieser keinen hadronischen Teil hat. Mit den angegebenen Schwellen ergeben sich die in Tabelle 7.3 angegebenen Werte für den die Effizienz des Elektron-Triggers mit und ohne Isolationskriterium. Dabei wurden drei verschiedene hadronische Schwellen untersucht (1, 2 und 3 GeV). Die Untergrundrate beträgt in allen hier betrachteten Fällen 20 Hz.

Bei den NCC-Ereignissen lagen etwa 30 % der gestreuten Elektronen außerhalb der Akzeptanz des Elektron-Triggers. Eine Einschränkung des Elektronenwinkels auf Werte $< 140^\circ$ bietet hier eine bessere Bewertungsgrundlage. Die gute Effizienz bei den NC-Ereignissen zeigt, daß der Elektron-Trigger wirkungsvoll arbeitet. Die Werte für die CC-Ereignisse machen deutlich, daß ohne das Isolationskriterium viele Hadronen als Elektronen missidentifiziert werden. Durch das Isolationskriterium verringern sich hier die Werte für die Effizienz erheblich. Das Anheben der

hadronischen Schwellenenergie verbessert die Effizienz geringfügig, führt aber auch zu deutlich höheren Werten für die Hadronmissidentifikation. Zu den $b\bar{b}$ -Ereignissen ist zu bemerken, daß hier die Elektronen aus den semileptonischen Zerfällen der b -Quarks einen Beitrag zur Effizienz leisten können. Ein großer Teil dieser prompten Elektronen hat jedoch so kleine Energien ($< 2\text{GeV}$), daß diese nicht durch den Elektron-Trigger identifiziert werden.

Abbildung 7.22 gibt einen Eindruck davon, wie gut gestreute Elektron durch den Elektron-Trigger identifiziert wird. Aufgetragen sind hier die Winkel zwischen den gestreuten Elektronen und den Großtürmen, die ein Triggersignal gegeben haben. Die Häufung bei kleinen Werten zeigt, daß die Elektronen richtig identifiziert werden. Die Breite dieser Häufung in ϕ beträgt etwa 12° und entspricht damit gerade dem halben Öffnungswinkel eines Großturms. Das bedeutet, daß direkt benachbarte Großtürme, die größere Werte für $\Delta\phi$ ergeben würden, nur sehr selten ein Triggersignal geben. Die unterschiedliche Breite dieser Häufung in θ rührt daher, daß bei der Ereignisklasse NCB (Abbildung 7.22 b)), die Elektronenwinkel kleiner als 30° sind. In diesem Bereich ist die Aufteilung der Großtürme in θ jedoch sehr fein. Im Gegensatz dazu treten bei der Ereignisklasse NCC sehr große Elektronenwinkel auf, so daß sie in einen Bereich treffen (Barrel), wo die Großtürme große Öffnungswinkel (bis zu 30°) haben.

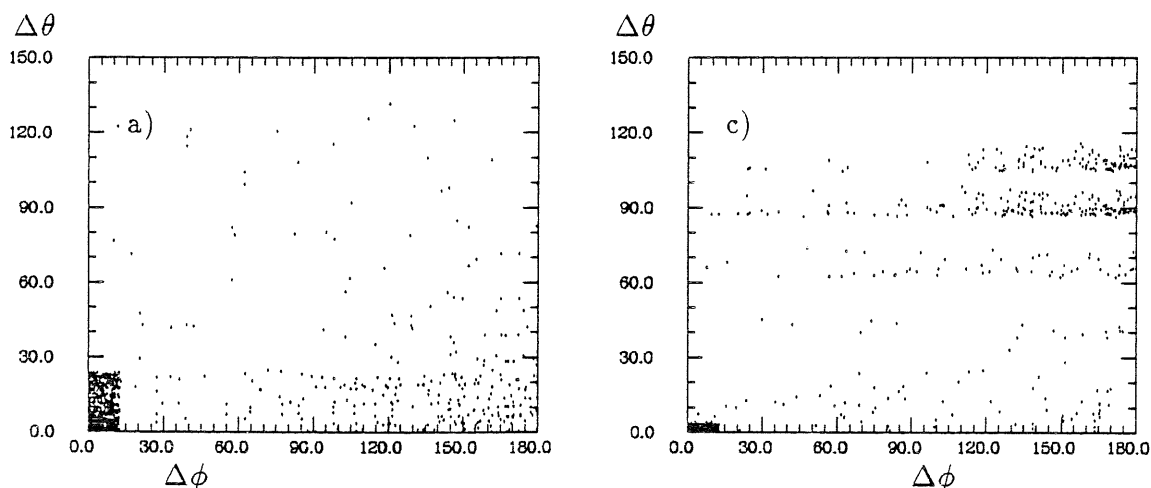


Abbildung 7.22: Elektronidentifikation mit dem Elektron-Trigger. $\Delta\phi$ gegen $\Delta\theta$.
 a) Ereignisklasse NCC. b) Ereignisklasse NCB

$E_{had}^{thr} \rightarrow$	nicht isoliert			isoliert		
	1 GeV	2 GeV	3 GeV	1 GeV	2 GeV	3 GeV
NCA	99.6 ± 0.2	100.	100.	95.2 ± 0.7	98.7 ± 0.3	99.4 ± 0.2
NCB	99.7 ± 0.1	100.	100.	96.6 ± 0.5	98.8 ± 0.3	99.2 ± 0.3
NCC	82.3 ± 1.2	83.7 ± 1.2	84.2 ± 1.2	72.1 ± 1.4	76.9 ± 1.3	78.9 ± 1.3
NCC ($\theta_e < 140^\circ$)	98.6 ± 0.3	99.6 ± 0.2	99.6 ± 0.2	94.7 ± 0.7	98.0 ± 0.4	99.2 ± 0.3
CCC	51.1 ± 1.6	60.2 ± 1.5	66.9 ± 1.5	9.3 ± 0.9	13.5 ± 1.1	17.3 ± 1.2
CCB	31.4 ± 1.5	35.5 ± 1.5	39.7 ± 1.5	9.0 ± 0.9	12.7 ± 1.0	15.4 ± 1.1
CCA	50.5 ± 1.6	60.0 ± 1.6	66.6 ± 1.5	20.3 ± 1.3	31.6 ± 1.5	38.9 ± 1.5
BBB	32.3 ± 1.5	34.2 ± 1.5	34.8 ± 1.5	27.2 ± 1.4	30.8 ± 1.4	32.3 ± 1.5

Tabelle 7.3: Effizienz des Elektron-Triggers für die verschiedenen Ereignisklassen

Zusammenfassung

Detaillierte Computersimulationen komplexer Detektorsysteme sind in der Regel sehr langsam. Viele Fragen die bei der Entwicklung eines Detektors auftreten lassen sich auch mit Hilfe schneller MC-Programme beantworten.

Der erste Teil der vorliegenden Arbeit beschäftigt sich mit der Entwicklung eines schnellen Schauersimulationsprogramms (FLASH) für das H1-Kalorimeter. Die Reduktion der Rechenzeit wird durch die Parametrisierung der longitudinalen und lateralen Schauerformen und durch eine vereinfachte Beschreibung der Geometrie erzielt. Es wurde gezeigt, daß die schnelle Simulation für die hier angestellten Untersuchungen gut mit einer detaillierten Simulation (GEANT/GHEISHA) übereinstimmt.

Im zweiten Teil dieser Arbeit wurden mit Hilfe des Simulationsprogramms Untersuchungen zum Kalorimetertrigger durchgeführt. Anhand von simulierten Proton-Restgas Ereignissen konnten Triggerschwellen festgelegt werden, die diesen Untergrund stark unterdrücken. Für verschiedene Ereignisklassen (charged current, neutral current und $b\bar{b}$ -Produktion) wurden die Effizienz des Triggers untersucht. Dabei konnte die Effizienz für $b\bar{b}$ -Ereignisse durch die Einführung einer neuen Triggergröße verbessert werden. Ein Vergleich unterschiedlicher Granularitäten (Triggertürme, Großtürme, Supertürme) hat gezeigt, daß die Großtürme eine befriedigende Lösung darstellen.

Die t_0 -Bestimmung für die Triggerturm-Signale ist nur oberhalb einer bestimmten Schwellenenergie möglich. Dieser Schnitt auf die Triggerturmenergie führt zu deutlichen Einbußen in der Effizienz für die hier untersuchten Ereignisklassen.

Zum dynamischen Bereich der FADCs für die Großturmsignale wurden drei Versionen untersucht. Wählt man diesen Bereich zu klein, so ist häufig mit Overflowdaten zu rechnen. Eine Vergrößerung führt zur Verschlechterung in der Auflösung der Triggergrößen. Die Effizienz des Triggers wird dadurch nicht negativ beeinflusst.

Ein Elektron-Trigger mit Hilfe von Großturmsignalen ist möglich und führt zu hohen Werten in der Effizienz für NC-Ereignisse. Ein Isolationskriterium verringert hier die Fehlidentifikation von Hadronen.

Literaturverzeichnis

- [AMA81] U. AMALDI
Fluctuations in Calorimetry Measurements
Phys. Scripta 23 (1981) 409
- [AKO77] G. A. AKOPDJANOV
Determination of Photon Coordinates in a Hodoscope Cherenkov Spektrometer
Nucl. Instr. and Meth. 140 (1977) 441
- [BEH88] H.J. BEHREND
Persönliche Mitteilung
- [BLO88] V. BLOBEL
The BOS System
Internal Report DESY R1-88-01 (1988)
- [BOC81] R. K. BOCK
Parametrisation of the Longitudinal Development
of Hadronic Showers in Sampling Calorimeters
Nucl. Instr. and Meth. 185 (1981) 533
- [BRI87] V. BRISSON
Tower and Pad Segmentation of the H1 Liquid Argon Calorimeter
Internal Report DESY H1-09/87/72 (1988)
- [CHE79] D. C. CHENG, G. K. O'NEILL
Elementary Particle Physics
Addison-Wesley, Reading/Massachusetts (1979)
- [FAB85] C. W. FABJAN
Calorimetry in High-Energy Physics
CERN-EP / 85-54
- [FEN88] J. FENT
First Level LAR Trigger.Noise and Thresholds
H1/Technical Plenary (14.12.1988)

- [FER86] R. C. FERNOW
Introduction to Experimental Particle Physics
Cambridge University Press (1986)
- [H1TP86] Technical Proposal for the H1 Detector
Hamburg (1986)
- [HAL84] F. HALZEN, A.D. MARTIN
Quarks and Leptons
John Wiley & Sons, New York 1984
- [ING88] G. INGELMAN, G. SCHULER
A Monte Carlo generator for heavy flavour production in deep inelastic scattering.
Nicht veröffentlicht.
- [ING89] G. INGELMAN
The Lund Monte-Carlo for Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering
DESY Preprint in Vorbereitung
- [KLE84] K. KLEINKNECHT
Detektoren für Teilchenstrahlung
B. G. Teubner, Stuttgart 1984
- [LON75] E. LONGO, I. SESTILI
Monte-Carlo Calculations of Photon Initiated
Electromagnetic Showers in Leadglass
Nucl. Instr. and Meth. 128 (1975) 283
- [LOH81] E. LOHRMAN
Hochenergiephysik, Teubner
B.G. Teubner, Stuttgart 1983
- [LOH83] E. LOHRMANN, K.-H. MESS
Remarks on the Kinematics of e-p Collisions at HERA
DESY HERA 83/08, Hamburg 1983
- [PAR86] PARTICLE DATA GROUP
Review of Particle Properties
Physics Letters 170B (1986)
- [Per82] E. PERKINS
Introduction to High Energy Physics
Benjamin/Cummings (1982)

- [PRE84] C.Y. PRESCOTT
Electromagnetic Shower Development and Applications to Sampling Calorimeters
SLAC-PUB-3384
- [RIB88] P. RIBARICZ
Persönliche Mitteilung
- [ROS64] B. ROSSI
High-Energy Particles
Prentice Hall , New York 1964
- [RUD88] M. RUDOWICZ
Persönliche Mitteilung
- [SCH88] V. SCHRÖDER
Persönliche Mitteilung
- [SJO86] T. SJOSTRAND, H.U. Bengtsson
The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation and $e^+ - e^-$ -Physics Computer
Phys. Comm. 39 (1987) 347
- [SJO87] T. SJOSTRAND, H.U. Bengtsson
The Lund Monte Carlo for Hadronic Processes
Computer Phys. Comm. 46 (1987) 43
- [WIG87] R. WIGMANS
Energy Loss of Particles in Dense Matter Calorimetry
NIKHEF-H / 87 - 12
- [Yud69] T. YUDA
Electron-Induced Cascade Showers in Inhomogeneous Media
Nucl. Instr. and Meth. 73 (1969) 301

Danksagung

Die vorgelegte Arbeit entstand in der Hamburger Arbeitsgruppe des Max-Planck-Institutes für Physik und Astrophysik, München, das im Rahmen der H1-Kollaboration am Bau des Kalorimeters und an verschiedenen Softwareentwicklungen beteiligt ist.

Für die angenehme Arbeitsatmosphäre möchte ich mich bei allen Mitgliedern dieser Gruppe bedanken: Dr. W. de Boer, H. Fürstenau, Dr. G. Grindhammer, Dr. D. Lüers, S. Peters, M. Rudowicz und L. Wong.

Herrn Prof. Dr. H. Spitzer danke ich für die Betreuung dieser Arbeit als Gutachter der Universität Hamburg.

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