

Olsson FM

Untersuchungen zum  
Flüssig-Argon-Kalorimeter-Trigger des H1  
Detektors bei HERA

DIPLOMARBEIT

an der Fakultät für Physik

der Ludwig – Maximilians – Universität München

vorgelegt von

Karin Gerlinde Klausberger ✓

Max Planck Institut für Physik

— Werner Heisenberg Institut —

8000 München 40

1. April 1993

32x

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>4</b>
<b>2</b>	<b>Der Speicherring HERA</b>	<b>7</b>
2.1	Aufbau und Funktion . . . . .	7
2.1.1	Allgemeines . . . . .	7
2.1.2	Vorbeschleunigung der Teilchen . . . . .	8
2.1.3	Die Speicherringe . . . . .	9
2.2	Wechselwirkungspunkte . . . . .	10
2.2.1	Das H1 Experiment . . . . .	10
2.2.2	Das Zeus Experiment . . . . .	11
2.2.3	Zukunftsprojekt Hermes . . . . .	11
2.3	Elektron Proton Streuung . . . . .	12
2.3.1	NC- und CC-Reaktionen . . . . .	12
2.3.2	Boson-Gluon Fusion und Photoproduktion . . . . .	12
<b>3</b>	<b>Das H1 Triggersystem</b>	<b>15</b>
3.1	Das Triggerkonzept . . . . .	15
3.1.1	Trennung von Untergrund und Physik . . . . .	15
3.1.2	Entscheidung in mehreren Stufen . . . . .	15
3.2	Subdetektoren . . . . .	16
3.2.1	Das Drahttriggersystem . . . . .	16
3.2.2	Szintillatortrigger und Elektron-Photon Trigger . . . . .	18
3.2.3	Das Kalorimeter . . . . .	18
3.3	Der Flüssig-Argon-Kalorimeter-Trigger . . . . .	19
3.3.1	Analoge Signalverarbeitung . . . . .	19
3.3.2	Digitale Signalverarbeitung . . . . .	22
<b>4</b>	<b>FADC Signale und Energiesummen</b>	<b>27</b>
4.1	Die Form des FADC Signals . . . . .	27
4.1.1	Das Zeitspektrum . . . . .	27
4.1.2	Häufigkeit bestimmter Signalformen . . . . .	28
4.1.3	Signale topologischer Regionen . . . . .	29
4.1.4	Energieabhängigkeit der Signalform . . . . .	32
4.2	Energiesummen und Diskriminatorspektrum . . . . .	36
4.2.1	Digitale Energiesummen . . . . .	36

4.2.2	Energie und Diskriminatorspektrum . . . . .	37
4.2.3	Löcher im Diskriminatorspektrum . . . . .	39
<b>5</b>	<b>Trigger Kalibration</b>	<b>45</b>
5.1	Big Tower Kalibration . . . . .	45
5.1.1	Korrelation zwischen Kalorimeter und Trigger . . . . .	45
5.1.2	Methode der Regressionsanalyse . . . . .	46
5.1.3	Linearitätsbetrachtung . . . . .	48
5.1.4	Ergebnisse der Regressionsanalyse . . . . .	48
5.2	Kalibration der Trigger Tower und Triggerzellen . . . . .	49
5.2.1	Trigger Tower und Triggerzellen . . . . .	49
5.2.2	Anomale Trigger Tower und Zellen . . . . .	50
<b>6</b>	<b>Die Effizienz des LAr-Trigger</b>	<b>54</b>
6.1	Der AGM Schwellentrigger . . . . .	54
6.1.1	Untersuchungen zur AGM Schwelle . . . . .	54
6.1.2	Effizienz des AGM Schwellentriggers . . . . .	54
6.1.3	Ergebnisse . . . . .	56
6.2	Die LAr-Triggerelemente . . . . .	57
6.2.1	Zeitspektrum der Triggerelemente . . . . .	57
6.2.2	Das Flüssig-Argon- $t_0$ -Element . . . . .	58
6.2.3	Effizienz des LAr-Trigger . . . . .	62
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>74</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>76</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>77</b>

# Motivation

Entscheidend für die Datennahme eines Teilchendetektors ist die Erkennung und Vorselektion potentieller Daten durch ein mehrstufiges Triggersystem.

In dieser Arbeit wird die Konzeption der ersten Triggerstufe, des auf Hardwarebasis operierenden Flüssig – Argon – Kalorimeter – Triggers im H1 Detektor, vorgestellt und im Hinblick auf seine Funktion überprüft.

Dabei werden zunächst die analogen und digitalen Signale in verschiedenen Stadien ihrer Verarbeitung untersucht, sowie die Effizienz des analogen Triggers bestimmt.

Anschließend erfolgt eine Kalibration zwischen analogen und digitalen Ausleseeinheiten, sowie eine Effizienzbestimmung der einzelnen Triggerelemente.

Die bei der Analyse verwendeten Daten stammen aus den Kollisionsruns des H1 Experiments im Sommer 1992.

# Kapitel 1

## Einleitung

### Was ist HERA ?

Zwanzig Meter unter der Erde Hamburgs liegt der ringförmige Metall- und Elektronik Riese, "Kultstätte" der Physiker des 20. Jahrhunderts: HERA. An den Wechselwirkungspunkten seiner 6336 Meter langen Beschleunigungsstrecke prallen mit 314 GeV Schwerpunktsenergie Elektronen auf Protonen, um deren innere Struktur buchstäblich abzutasten.

Das Vorgehen wird klar, wenn man sich ein Objekt, beispielsweise eine Statue, in einem unzugänglichen Tunnel vorstellt. Um Aufschluß über ihre Form, Größe und Beschaffenheit zu erhalten, könnte man Bälle in den Tunnel werfen und aus der Anzahl, der Richtung und der Geschwindigkeit der reflektierten Bälle erhielte man die gewünschten Informationen.

Bei HERA fliegen allerdings nicht nur die Bälle, sondern auch die Statuen! Mit 820 GeV rasen die Protonen durch den Tunnel. Vergleichsweise bescheidene 30 GeV werden von den Elektronen entgegengestellt — eine Energie, die durch die Leistung des Hochfrequenz-Beschleunigungssystems beschränkt ist, da die Elektronen Energie durch Synchrotronstrahlung verlieren.

Was könnte dieses spektakuläre Riesemikroskop, das mit zunehmender Zeit immer schärfer wird, im Inneren des Protons entdecken?

### Physikalische Motivation für Teilchenkollisionen

Frühere Streuexperimente zeigten, daß das Proton keineswegs punktförmig ist, sondern eine diffus ausgedehnte Struktur aufweist [1]. Bei genauerem Hinsehen enthält es kompakte Bestandteile, die das Streuverhalten der Elektronen auf unvorhersehbare Weise beeinflussen. Drei vermutlich punktförmige Quarks tummeln sich im Inneren des Kernteilchens und verursachen bei Elektron-Proton Kollisionen durch ihre Bewegung inelastische Elektron-Proton Stöße. In Wirklichkeit sind es diese einzelnen Quarks, die an den vermutlich ebenfalls punktförmigen Elektronen elastisch streuen.

Trotz dieses einfachen Modells bleibt die Struktur des Protons erstaunlich unübersichtlich. Verantwortlich dafür ist die Existenz von Seaquarks, welche an der

Streuung beteiligt sein können. Seequarks treten in Erscheinung, wenn Gluonen<sup>1</sup> in ein virtuelles Quark–Antiquark Paar zerfallen. Untersuchungen der Impulsverteilungsfunktionen von Quarks und Gluonen ergaben, daß rund 40 % des Protonimpulses auf Valenzquarks fallen, 10 % auf Seequarks und 50 % auf Gluonen [1].

Genauer wird das Innenleben des Protons von den Strukturfunktionen beschrieben [3]. Man benötigt diese zur Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts von tief inelastischen Streuprozessen. Im Falle der elastischen Elektron–Proton Streuung hängen Streuwinkel  $\theta$  und Energie  $E'$  des gestreuten Elektrons voneinander ab. Für das Quadrat des Impulsübertrags gilt:  $Q^2 = 2M\nu$  mit  $M$  als Protonenmasse und  $\nu$  als Energiedifferenz des Elektrons im Proton–Ruhezustand vor und nach der Streuung,  $\nu = E - E'$ . Der Wirkungsquerschnitt hängt nur vom Streuwinkel und der Energie des gestreuten Elektrons ab. Anders verhält es sich bei der inelastischen Streuung, wo obige Beziehungen für  $Q^2$  und  $\nu$  nicht mehr gelten. Die Strukturfunktionen — und damit der Wirkungsquerschnitt — hängen separat von  $Q^2$  und  $\nu$  ab [1].

Erst bei sehr hohen  $Q^2$  (über  $5 \text{ GeV}^2$ ) im Bereich der sogenannten tief inelastischen Streuung, liefert die fundamentale Entdeckung von Bjorken einen einfachen Zusammenhang zwischen Impuls- und Energieübertrag. Es gilt:  $x = Q^2/(2M\nu)$ , wobei  $x$  als dimensionsloser Skalenfaktor zwischen Null und eins liegt. Ferner gilt für den relativen Energieübertrag  $y = \nu/E$  mit  $0 \leq y \leq 1$ . Mit der Schwerpunktsenergie  $s$  ergibt sich die Beziehung  $Q^2 = sxy$ . Da nun der Wirkungsquerschnitt nur noch von Streuwinkel und Endenergie abhängt, bezeichnet man die Entdeckung von Bjorken als Skaleninvarianz. Die Größe  $x$  stellt sich sehr anschaulich als Bruchteil des Protonimpulses dar, welches das Quark innehat [16].

## Physik bei HERA

In den HERA Detektoren H1 und Zeus, die um die beiden Kollisionpunkte angeordnet sind, werden durch die Messung von Streuwinkeln und Energien  $x$  und  $Q^2$  bestimmt. Verschiedene Reaktionen spielen sich in genau definierten Bereichen von  $x$  und  $Q^2$  ab und HERA erlaubt durch die hohe Schwerpunktsenergie zwischen Elektronen und Protonen einen breiten Meßbereich. So kann beispielsweise die Verteilungsfunktion der Gluonen durch tief inelastische Streuung bei niedrigen Werten von  $x$  und  $Q^2$  bestimmt werden [10].

Durch die bei HERA beobachtbaren Reaktionen erwartet man Antwort auf zahlreiche fundamentale Fragen. Da Elektronen von der starken Wechselwirkung unbehelligt bleiben, eignet sich das Experiment auch zur Untersuchung der schwachen Fundamentalkraft. Impulsüberträge in der Größenordnung von  $100 \text{ GeV}^2$  erlauben eine Prüfung der elektroschwachen Wechselwirkung im Rahmen des Standardmodells [4].

Auch völlig neue Entdeckungen stehen den HERA–Physikern offen. Falls die Masse der Leptoquarks [12] unter 250 Protonenmassen liegt, wäre HERA eine geradezu ideale Produktionsmaschine dieser hybriden Teilchen, welche Eigenschaften von Quarks und Leptonen vereinbaren und Transformationen zwischen beiden Teilchensorten erlauben würden. Sollten Quarks aus Substrukturen zusammengesetzt sein, könnten sich

---

<sup>1</sup>Trägerteilchen der starken Wechselwirkung zwischen den Quarks

diese ebenfalls bei HERA offenbaren. Auch die Manifestation neuer, von verschiedenen Theorien vorgeschlagener Partikel — etwa Supersymmetriepartner bekannter Teilchen oder Technicolor Teilchen — könnte Antwort auf die Frage geben, wie das Universum in seinem Innersten aufgebaut ist.

### **Entscheidungsfaktor Trigger**

Doch hinter diesen ehrgeizigen Projekten steckt jahrelange technische Feinarbeit. Eines der größten Probleme, die es zu überwinden gilt, ist die Unterdrückung unerwünschter Untergrundreaktionen. Alle 96 ns treffen zwei Teilchenpakete in den Wechselwirkungszonen aufeinander und überschwemmen die Detektoren pro Sekunde mit 500000 zum Großteil uninteressanten Ereignissen. Da die Datennahme eine Ereignisrate von maximal 5 Hz zuläßt, müssen Untergrundereignisse mithilfe eines mehrstufigen Hard- und Software Triggersystems in kürzester Zeit verworfen werden! Bis die erste Triggerstufe entschieden hat, ob das Ereignis an die nächsthöhere Stufe weitergegeben wird, kreisen die nachfolgenden Daten auf elektronischen Warteschleifen (Pipeline). Je nachdem, ob das Ereignis den Test passiert, wird die Pipeline gestoppt und ausgelesen, oder es fällt vorne heraus. Hat ein Ereignis alle Triggerstufen erfolgreich passiert, wird es permanent auf Magnetbändern gespeichert.

Mit der Effektivität der ersten Triggerstufe steht und fällt die erfolgreiche Datennahme. Unterdrückt der auf Schwellenbasis funktionierende Hardwaretrigger zu viele Ereignisse, gehen wertvolle Daten unwiederbringlich verloren. Ist die Rate der Akzeptanz zu hoch, werden die nachfolgenden Triggerstufen mit rechenzeitraubenden Untergrundereignissen überschwemmt.

# Kapitel 2

## Der Speicherring HERA

### 2.1 Aufbau und Funktion

#### 2.1.1 Allgemeines

##### Hadron Elektron Ring Anlage

HERA, die antike Göttin des griechischen Olymp, stand Pate für die Kurzbezeichnung der **Hadron Elektron Ring Anlage**. Ein würdiger Name, zumal die 1.4 Milliarden DM teure HERA weltweit den erste Elektron – Proton Collider darstellt.

In einem unterirdischen Tunnel von 6336 Metern Umfang werden Protonen und Elektronen in getrennten Strahlrohren gespeichert und beschleunigt. Die Strahlen kreuzen sich in vier Wechselwirkungszonen, wo alle 96 ns zwei von insgesamt 210 Teilchenbündeln <sup>1</sup> mit je  $0.8 \cdot 10^{13}$  Elektronen und  $2.1 \cdot 10^{13}$  Protonen aufeinanderprallen. Zwei Detektoren an gegenüberliegenden Positionen lauern hier auf Ereignisse, ein dritter befindet sich in Planung [7].

##### Schwerpunktsenergie

Im Gegensatz zu Festtarget-Experimenten werden bei Kollisionen beschleunigter Teilchen wesentlich höhere Schwerpunktsenergien erzielt. Dadurch vergrößert sich auch der Meßbereich von  $x$  und  $Q^2$ . So gilt für den Stoß zweier relativistischer Teilchen für die Schwerpunktsenergie  $W$  [14]:

$$s = W^2 = 2(E_p E_e + p_p p_e) + 2M^2 \approx 4E_p E_e$$

Mit einer Protonenenergie von 820 GeV und einer Elektronenenergie von 30 GeV ergibt sich bei HERA eine Schwerpunktsenergie von:

$$\sqrt{s} = \sqrt{4E_p E_e} = 314 \text{ GeV}$$

Mit  $Q^2 = sxy$  und  $0 \leq x \leq 1$  bzw.  $0 \leq y \leq 1$  kann ein Impulsübertrag von maximal  $98596 \text{ GeV}^2$  erreicht werden.

---

<sup>1</sup>Derzeit läuft HERA noch mit 10 Teilchenbündeln



## Wirkungsquerschnitt und Luminosität

Ein Nachteil der Speicherringe im Vergleich zu Festtarget - Maschinen besteht allerdings in der geringen Stoßrate zwischen den sich durchdringenden Teilchenpaketen. Dies wird durch eine möglichst große Anzahl von Teilchenbündeln ausgeglichen, denn die Stoßrate  $R$  in den Wechselwirkungspunkten hängt ab vom Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  der gewünschten Reaktion und der Luminosität  $L$  des Beschleunigers [14]:

$$R = \sigma L$$

Die Luminosität für zwei frontal kollidierende Teilchenstrahlen ist eine Funktion der Teilchenzahlen  $N_p$  und  $N_e$  pro Strahlpaket, der Anzahl der Pakete  $n$ , der Querschnittsfläche  $A$  der sich durchdringenden Strahlen, sowie der Umlauffrequenz  $f$ :

$$L = fn \frac{N_p N_e}{A}$$

Die Design - Luminosität von HERA beträgt  $1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

### 2.1.2 Vorbeschleunigung der Teilchen

#### Beschleunigung der Protonen

Die Erzeugung der hochenergetischen Protonen erfolgt nicht unmittelbar (siehe Abb. 2.1). Mit einer Ionenquelle wird zunächst Wasserstoffgas in ein Plasma aus Elektronen, Protonen und H-Atomen verwandelt. Setzt man dem Plasma Cäsium zu, so lagern sich einzelne Elektronen an die neutralen H-Atome an. Die auf diese Weise entstandenen, negativ geladenen H-Ionen können dann mit einer Spannung von 18 kV abgesaugt werden.

Anschließend wird deren Energie in einem 1.20 m langen Hochfrequenz-Quadrupol auf 750 keV erhöht. Vier Elektroden, die längs der Beschleunigerachse sinusförmig modelliert sind, erzeugen ein elektrisches Wechselfeld von 200 MHz. Der Strahl wird auf die Achse fokussiert, im Takt der Hochfrequenz zu Paketen gepreßt und auf 750 keV beschleunigt.

Der nächste Beschleunigungsschritt erfolgt im 34 m langen Linearbeschleuniger LINAC III. Drei Alvarez-Resonatoren und 131 Driftröhren, deren Länge mit zunehmender Energie wächst, bilden die Beschleunigungsstruktur. In weniger als einer  $\mu\text{s}$  erreicht der Strahl die Injektionsenergie von 50 MeV für das Synchrotron DESY III. Eine 200  $\mu\text{m}$  dünne Folie im Einschlußmagneten von DESY III streift nun beide Elektronen der H-Ionen ab. Die Protonen erfahren dort eine Beschleunigung auf 7.5 GeV.

Zuletzt erhalten die Teilchen im Synchrotron PETRA die Einschlußenergie von 40 GeV für den Speicherring HERA [7] [6].

#### Beschleunigung der Elektronen

Die Elektronen werden im 20 m langen Linearbeschleuniger LINAC I auf 220 MeV beschleunigt. Im LINAC II erhalten sie auf einer Flugstrecke von 70 m die Einschlußenergie für den ringförmigen Elektronen-Akkumulator PIA. Danach werden die 450 MeV

Elektronen in das Synchrotron DESY II injiziert, wo sie eine Beschleunigung auf 9 GeV erfahren.

Das PETRA II Synchrotron, welches gleichermaßen für Protonen wie Elektronen geeignet ist, liefert die für HERA benötigte Injektionsenergie von 12 GeV.

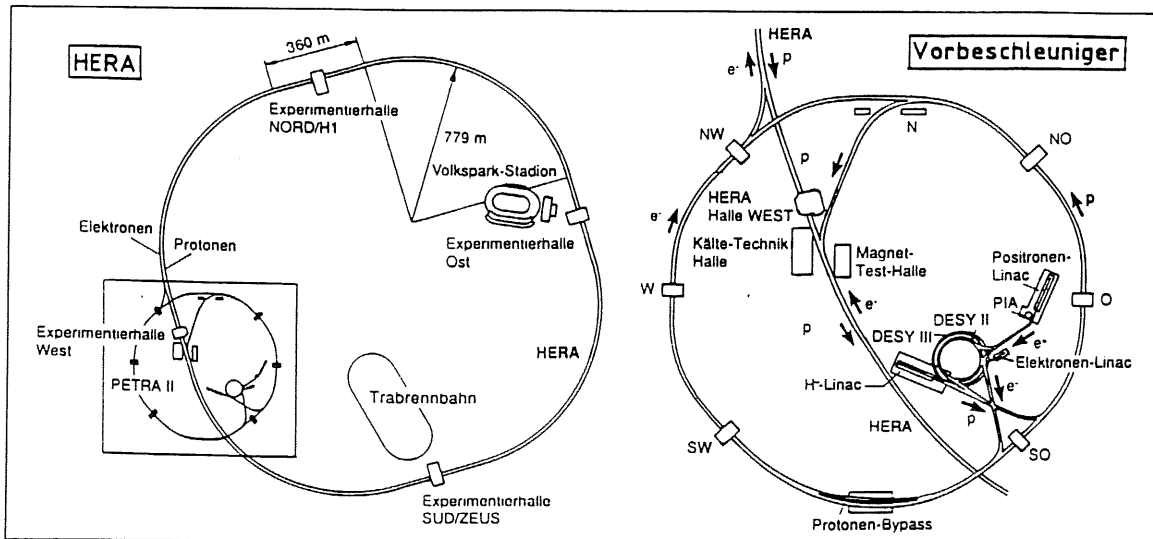


Abbildung 2.1: Schematische Ansicht des HERA Speicherrings mit Vorbeschleunigersystem

### 2.1.3 Die Speicherringe

#### Der Elektronenring

Die Elektronen werden von 82 normalleitenden und 16 supraleitenden Hohlraumresonatoren mit einer Eigenfrequenz von 500 MHz und einer Spannung von insgesamt 241 MV beschleunigt. Eine Kälteanlage von 400 kW sorgt für Kühlung der Resonatoren, flüssiges Helium nimmt die durch Wirbelströme und Strahlung entstehende Wärme auf.

Dazu kommt, daß wegen der hohen Energieverluste durch Synchrotronstrahlung ständig nachbeschleunigt werden muß. Ein Beschleunigungssystem von 13 MW wird dem Leistungsbedarf, welcher mit der vierten Potenz der Elektronenenergie anwächst, gerecht.

Zusätzliche Ablenkmagnete an den Wechselwirkungspunkten sorgen dafür, daß die Teilchenpakete frontal zusammenprallen. In diesem Bereich ist die Synchrotronstrahlung so groß, daß das flüssige Helium der Kühlanlage sofort verdampfen würde. Aus diesem Grund sind die Ablenkmagnete normalleitend.

Doch die Synchrotronstrahlung hat nicht nur negative Aspekte. Durch die Kombination aus Nachbeschleunigung und Abstrahlung werden longitudinale Synchrotron- und

transversale Betatronschwingungen gedämpft. Die Teilchenpakete verkürzen sich mit der Zeit auf nur 2 cm und der Strahl wird fokussiert.

Gegen destabilisierende Streufelder verfügt HERA über einen dreidimensionalen Rückkoppelungsmechanismus. Dabei werden Abweichungen der Teilchenpakete von der Sollbahn gemessen und innerhalb von 2 ns ein Korrekturkick ausgeführt [6].

Elektronenstrahlen können bis zu 20 Stunden gespeichert werden [6]. Sie haben eine Halbwertszeit von etwa 6 Stunden, im Falle von Kollisionen weniger.

## Der Protonenring

Oberhalb des Elektron Strahlrohrs befindet sich im HERA Tunnel der Protonenring. 416 je 9 m lange supraleitende Dipolmagnete führen den Strahl in einem Feld von 4.7 Tesla. Theoretisch ließe sich ein Feld von 6 Tesla erreichen, was einen Betrieb von 1 TeV ermöglichen würde. Erst dann nähmen die durch das Hochfahren des Magnetfeldes induzierten Abschirmströme überhand. Eine Kühlanlage von 6 MW verhindert den spontanen Quench der Supraleitmagnete. Die störenden Felder der Abschirmströme werden durch Korrekturmagnete kompensiert.

Im Gegensatz zum Elektronenring ist bei den Protonen die Synchrotronstrahlung vernachlässigbar gering. Dadurch fällt auch der strahlfokussierende Effekt weg und die Protonenpakete sind länger. Quadrupolmagnete stabilisieren den Strahl, indem sie ein Feld erzeugen, das alternierend in einer Richtung fokussiert und in der anderen defokussiert [6].

Etwa einen halben Tag bleibt eine Protonenfüllung im Speicherring. Dann wird der Strahl abgelassen und frische Teilchen injiziert. Die Halbwertszeit der Protonen beträgt ohne Kollisionen ca. 20 Stunden. Theoretisch könnten auch Deuteronen beschleunigt werden [16].

## 2.2 Wechselwirkungspunkte

### 2.2.1 Das H1 Experiment

Wie eine Zwiebelchale sind die verschiedenen Subdetektoren um das Strahlrohr angeordnet, um den gesamten Winkelbereich abzudecken. Verlangt ist eine möglichst vollständige Vermessung aller Teilchen (siehe Abb. 2.2). Seinen asymmetrischen Aufbau verdankt der H1 Detektor der Tatsache, daß Protonen und Elektronen mit unterschiedlichen Energien aufeinanderprallen.

Die innerste Schale besteht aus einem Driftkammersystem zur Impulsmessung und Vertexbestimmung geladener Teilchen. In einem Magnetfeld von 1.2 T werden die Flugbahnen der Teilchen abgelenkt.

Die nächste Schicht bildet das Flüssig-Argon-Kalorimeter, welches aus einem inneren elektromagnetischen und einem äußeren hadronischen Teil aufgebaut ist. Hier wird die Energiedeposition der aufschauenden Teilchen bestimmt. Der elektromagnetische Teil enthält Bleiplatten als Absorber, unterbrochen von argongefüllten Lücken, die die Auslezellen enthalten. Ionisierende Partikel hinterlassen im Absorber Teilchenschauer, deren Ladung in den Auslezellen erfaßt wird. Im hadronischen Kalorimeter

erfüllen Edelstahlplatten ihren Zweck als Absorber.

Ein heliumgekühlter Kryostat hält das Argon flüssig.

Um den Kryostaten herum liegt eine supraleitende Spule, welche das Magnetfeld für die Spurenkammern liefert. Sie wurde außen angebracht, um absorbierendes Material vor dem Kalorimeter zu minimieren.

Die letzte Schale bildet das Eisenjoch, welches mehrere Funktionen in sich vereint. Einerseits führt es das Magnetfeld der Spule zurück, zum anderen wurde es mit Streamerröhren instrumentiert. Diese fungieren als Tailcatcher für Teilchen, die im Kalorimeter nicht vollständig absorbiert wurden, sowie als Myon Detektoren [2]. Zusätzlich befinden sich Myonkammern innerhalb und außerhalb des Eisenjochs.

In Protonrichtung werden Myonspuren von einem Spektrometertoroid und einem Driftkammersystem registriert. Der Plug Detektor schließt das Kalorimeter wie ein Pfropfen in Vorwärtsrichtung ab. Mithilfe von alternierenden Kupfer-Absorberplatten und Siliziumdetektoren wird hier die Energie von Protonfragmenten erfaßt.

In Rückwärtsrichtung dichtet das elektromagnetische Blei-Szintillator Kalorimeter (backward electromagnetic calorimeter, BEMC) — mit einer vorgelagerten Proportionalkammer — den Detektor ab. Hier werden vor allem unter kleinen Winkeln gestreute Elektronen registriert [2].

### 2.2.2 Das Zeus Experiment

In seiner schalenartigen Anordnung der Subdetektoren ähnelt der Zeus Detektor seinem Pendant H1. Auch hier befinden sich innere Spurenkammern, gefolgt von einem Kalorimeter, einer Spule zur Erzeugung des 1.8 T Magnetfeldes, einem instrumentierten Eisenjoch und äußeren Spurenkammern für entweichende Teilchen.

Der entscheidende Unterschied zum H1 Experiment besteht im Energiedepositionsverhalten des Kalorimeters. Im Kalorimeter des Zeus Detektors alternieren Schichten aus abgereichertem Uran mit Plastikszintillatoren, die mithilfe von Photomultipliern ausgelesen werden. Das Kalorimeter ist kompensierend, das heißt, hadronische und elektromagnetische Teilchen hinterlassen ein Signal gleicher Höhe [8]. Die Granularität des Uran-Kalorimeters ist geringer im Vergleich zum Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1 Detektors, welches Energie- und Ortsauflösung des gestreuten Elektrons genauer messen kann.

### 2.2.3 Zukunftsprojekt Hermes

Der Hermes Detektor im dritten Wechselwirkungspunkt von HERA befindet sich noch im Planungsstadium. Sobald eine Polarisation des Elektronenstrahls von 50 Prozent erreicht ist, soll die Spinstruktur der Nukleonen analysiert werden. Dazu müssen Elektronen und ihre Stoßpartner longitudinal polarisiert sein. Spinrotierende Magnete sollen den transversalen Elektronenspin in einen longitudinalen umwandeln. Um sowohl Protonen als auch Neutronen als Stoßpartner zur Verfügung zu haben, verwendet man Deuteriumgas als stationäres Target. Es wird also nur lediglich der Elektronring benötigt. fbei sind allerdings nur 8 GeV Schwerpunktsenergie erreichbar [16].

## 2.3 Elektron Proton Streuung

### 2.3.1 NC- und CC-Reaktionen

Eine NC-Reaktion (neutral current) zeichnet sich durch den Austausch eines elektrisch neutralen Teilchens, also eines Photons oder  $Z^0$  Teilchens, zwischen Elektron und Proton aus. Das gestreute Elektron bleibt dabei erhalten:

$$ep \longrightarrow e + \text{Hadronjet}$$

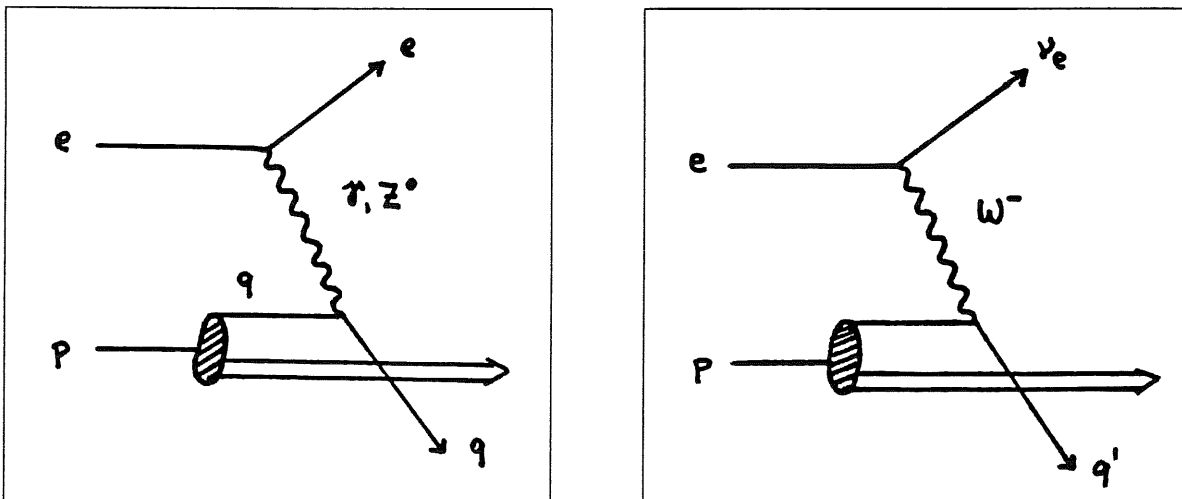
Das streuende Quark bildet den Current-Jet. Er weist in die Richtung des gestreuten Quarks. Zusätzlich entsteht aus den beiden Zuschauerquarks des Protons, welche nicht an der Streuung beteiligt waren, der Target-Jet.

Die Hadronjets sowie das gestreute Elektron werden im Kalorimeter des H1 Detektors durch ihre Energiedeposition nachgewiesen.

Im Falle der CC-Reaktionen (charged current) wird Ladung durch ein  $W^-$  Vektorboson zwischen Elektron und Proton übertragen. Dabei verwandelt sich das Elektron in ein Neutrino:

$$ep \longrightarrow \nu_e + \text{Hadronjet}$$

Das ungeladene Neutrino entweicht ungesehen.



### 2.3.2 Boson-Gluon Fusion und Photoproduktion

Die Boson-Gluon Fusion kann als NC- oder CC-Reaktion ablaufen. Dabei streut das Elektron an einem Gluon innerhalb des Protons. Ersteres bleibt intakt und das Gluon zerfällt in ein Quark-Antiquark Paar.

$$Bg \longrightarrow q\bar{q}$$

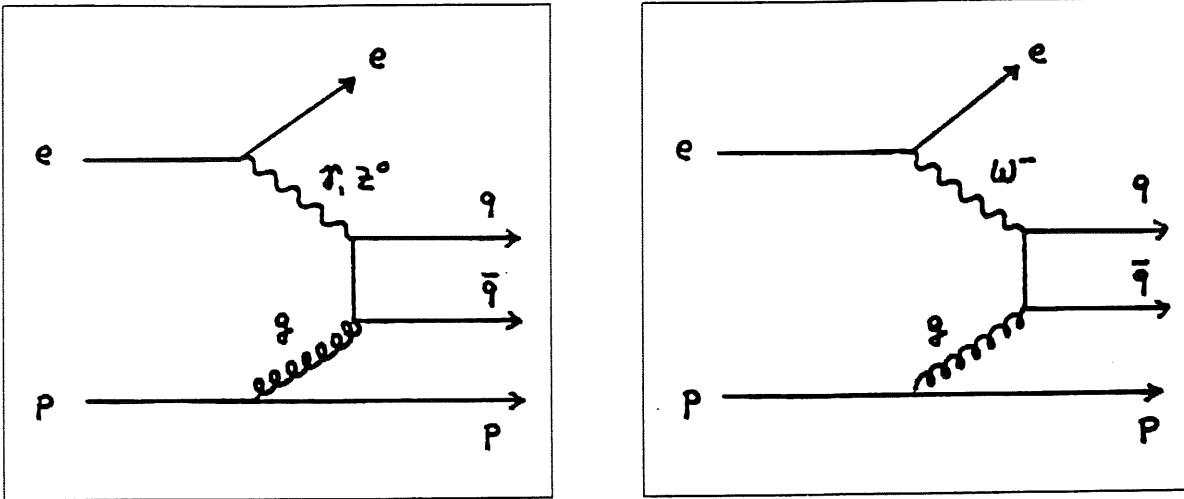
Im Falle eines  $\gamma$ -Austausches zwischen Gluon und Elektron können folgende Quark-Antiquark Paare entstehen:

$$\gamma g \longrightarrow c\bar{c}, b\bar{b}$$

Streut das Elektron unter  $W^-$  - Austausch an einem Gluon, erwartet man:

$$W^- g \longrightarrow b\bar{c}, b\bar{t}$$

Bei dieser Reaktion treten drei Hadronjets auf. Liegt die Masse des noch unentdeckten Top Quarks unterhalb von 70 GeV, so könnte es bei diesem Prozeß entstehen [1].



Bei niedrigen Impulsüberträgen dominiert die Photoproduktion. Dabei wird das Elektron in einer NC Reaktion praktisch ohne Winkeländerung gestreut. Das ausgetauschte Photon ist dann quasireell ( $Q^2 \sim 0$ ). Auf diese Weise läßt sich direkt die Wechselwirkung zwischen Photon und Proton untersuchen. Die Energie des Photons entspricht der Energiedifferenz des Elektrons vor und nach der Streuung [10].

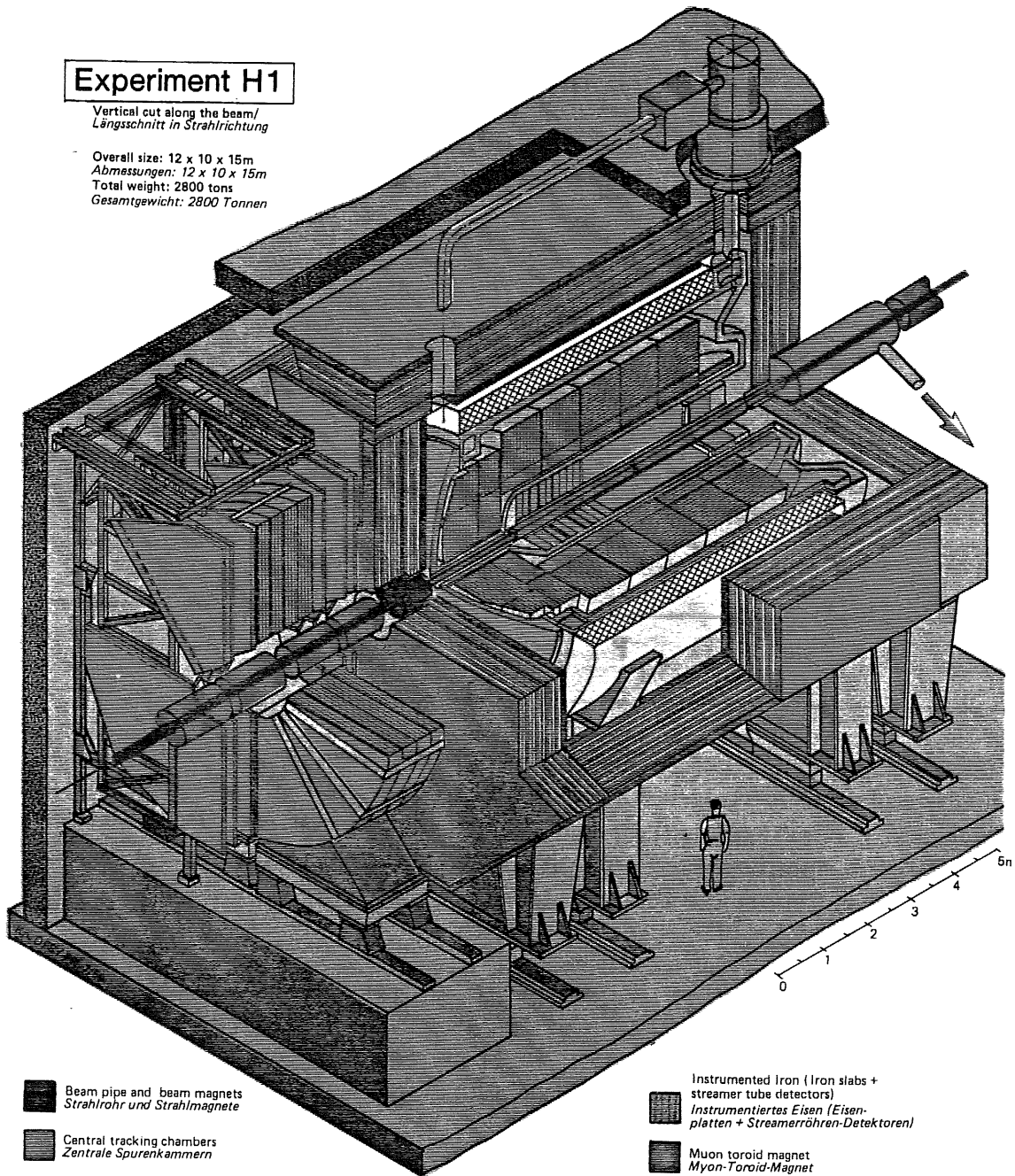
$$\gamma p \longrightarrow \text{Hadronjet}$$

Das Proton fragmentiert durch den Rückstoß in einem einzelnen Jet.

## Experiment H1

Vertical cut along the beam/  
Längsschnitt in Strahlrichtung

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



Beam pipe and beam magnets  
Strahlrohr und Strahlmagnete

Central tracking chambers  
Zentrale Spurenkammern

Forward tracking chambers  
and transition radiators  
Vorwärtsspurenkammern und  
Übergangsstrahlungsmodul

Electromagnetic Calorimeter (lead)  
Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei)

Hadronic Calorimeter (stainless steel)  
Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl)

Superconducting coil (1,2 Tesla)  
Supraleitende Spule (1,2 Tesla)

Compensating magnet  
Kompensationsmagnet

Helium cryogenics  
Helium Kälteanlage

Muon chambers  
Myon-Kammern

Instrumented Iron (Iron slabs +  
streamer tube detectors)  
Instrumentiertes Eisen (Eisen-  
platten + Streamerröhren-Detektoren)

Muon toroid magnet  
Myon-Toroid-Magnet

Warm electromagnetic calorimeter  
Warmes elektromagnetisches  
Kalorimeter

Plug calorimeter (Cu,Si)  
Vorwärts-Kalorimeter

Concrete shielding  
Betonabschirmung

Liquid Argon cryostat  
Flüssig Argon Kryostat

Abbildung 2.2: Aufbau des H1 Detektors

# Kapitel 3

## Das H1 Triggersystem

### 3.1 Das Triggerkonzept

#### 3.1.1 Trennung von Untergrund und Physik

Durch Strahl-Gas Wechselwirkung, kosmische Teilchenschauer und Partikel aus dem Halo des Protonenstrahls belasten zahlreiche unerwünschte Ereignisse das Triggersystem des Detektors mit einer Rate von etwa  $5 \cdot 10^4$  Hz. Abgesehen von der begrenzten Kapazität der Datennahme, die bei etwa 5 Hz liegt, würden diese Ereignisse nur unnötig viel Speicherplatz belegen und die Analyse erschweren.

Aus diesem Grund verfügt das H1 Experiment über ein mehrstufiges Triggersystem mit zahlreichen unabhängigen Subdetektoren als Triggerelemente. Erst die Kombination dieser Subtrigger liefert die eigentliche Triggerentscheidung über das Ereignis. Die Subdetektoren sind unterschiedlich geeignet für bestimmte Ereignisse, so enthält etwa der Zentralbereich (Barrel) des Kalorimeters meist wenig Energie zur Identifizierung von  $\gamma p$ -Reaktionen. Eine korrelierte Teilchenspur aus einem inneren Drahttrigger könnte hier die Entscheidung, ob es sich um Untergrund oder ein Ereignis aus dem Wechselwirkungspunkt handelt, erleichtern.

#### 3.1.2 Entscheidung in mehreren Stufen

Die Entscheidung über ein Ereignis erfolgt in vier hierarchischen Stufen (Levels: L1-L4) [13]. Die Totzeit wächst mit der Verarbeitungszeit der Ereignisse und somit mit dem Level.

Der **Level 1** Hardwaretrigger operiert auf der Basis elektronischer Schwellen. Bis die erste Entscheidung gefällt ist, werden die nachfolgenden 22 Ereignisse in einer Pipeline zwischengespeichert, deshalb ist Level 1 totzeitfrei. Erreichbare Triggerelemente für Level 1 sind alle einzelnen Trigger der Subdetektoren, deren logische Verknüpfung, sowie einige Monitortrigger.

Auf **Level 2** kommen weitere Subtriggerinformationen hinzu, die Entscheidung wird innerhalb von  $10\mu s$  getroffen. Auch hier handelt es sich um einen Hardwaretrigger, der in Zukunft durch ein neuronales Netz realisiert werden soll. Die Output-Rate sollte



100 Hz nicht überschreiten.

Hat das Ereignis beide Hardwarestufen erfolgreich passiert, wird es dem **Level 3** Softwaretrigger übergeben. Mikroprozessoren verarbeiten die Informationen von L1 und L2 und wenden schärfere Schnitte auf die individuellen Subdetektorsignale an. Bei der Auswertung werden bereits Kalibrationsdaten hinzugezogen.

Eine Filter Farm aus Prozessoren verarbeitet in **Level 4** die gesamte Information des Ereignisses. Clusterinformationen aus dem Kalorimeter, korrelierte Teilchenspuren und Jet-Energien werden in die Rekonstruktion einbezogen. Anschließend wird das Ereignis dauerhaft auf Magnetband gespeichert. Die Rate dieses Triggers darf 5 Hz nicht überschreiten.

## 3.2 Subdetektoren

### 3.2.1 Das Drahttriggersystem

#### Proportionalkammern

Zwei **zentrale Proportionalkammern** liefern die Ortsinformation und sondern Untergrundereignisse aus. Die innere Kammer beinhaltet drei Lagen konzentrisch um die Strahlachse gespannter Drähte, die äußere zwei Lagen. Die Kathodenebenen dieser Vieldraht-Zählkammern sind in Pads unterteilt, die eine Segmentierung von 60 mal 8 bzw. 60 mal 32 bins in  $z$ -Richtung und radialer Richtung ergeben. Um die Ortsauflösung zusätzlich zu erhöhen, verlangt man eine Koinzidenz der inneren und äußeren Teilchenspuren.

Die Projektionen der Spuren auf die Strahlachse werden histogrammiert, und liefern das sogenannte  $Z$ -Vertex-Histogramm, wobei sich Physikereignisse durch ein scharf definiertes Maximum gegenüber Untergrundereignissen auszeichnen.

Weitere Proportionalkammern sind dem BEMC vorgelagert. Sie sind aus zwei Doppelkammern mit orthogonalen Drähten aufgebaut, welche die  $x$ - und  $y$ -Richtung zur Strahlachse in  $z$ -Richtung festlegen [13].

#### Driftkammern

Entlang des Strahlrohrs befinden sich zwei **zentrale Jetkammern** (siehe Abb. 3.1), bestückt mit je 2640 Drähten. Die 20  $\mu\text{m}$  dünnen goldbeschichteten Wolframdrähte laufen 2.49 m parallel zur Strahlachse. Sie definieren ein dreidimensionales Koordinatensystem mit  $z$ -Achse in Drahtrichtung. Das Muster der Ionisationselektronen, welche von den Drähten angezogen und dort lawinenartig verstärkt werden, gibt Aufschluß über den Ursprungsort des Teilchens.

Innerhalb und zwischen den Jetkammern sind Schichten aus Driftkammern, den  **$Z$ -Kammern**, angebracht. Das innere Kammersystem besteht aus 15 Zellen mit je 4 konzentrisch um das Strahlrohr gespannten Drähten. Die äußere Kammer enthält 24 Drahtzellen.

Ein Vertexhistogramm veranschaulicht die Verteilung der koinzidenten Spuren zwischen

innerer und äußerer Kammer. Zusätzlich werden zwei Histogramme angelegt, deren bins den einzelnen Zellen entsprechen. Einmal werden Vertex-Tracks und einmal Untergrundereignisse histogrammiert. Das Vertex Zellhistogramm erhält einen Eintrag, wenn das Spursegment der Zelle zum Vertex weist, das Untergrundhistogramm enthält alle übrigen [13].

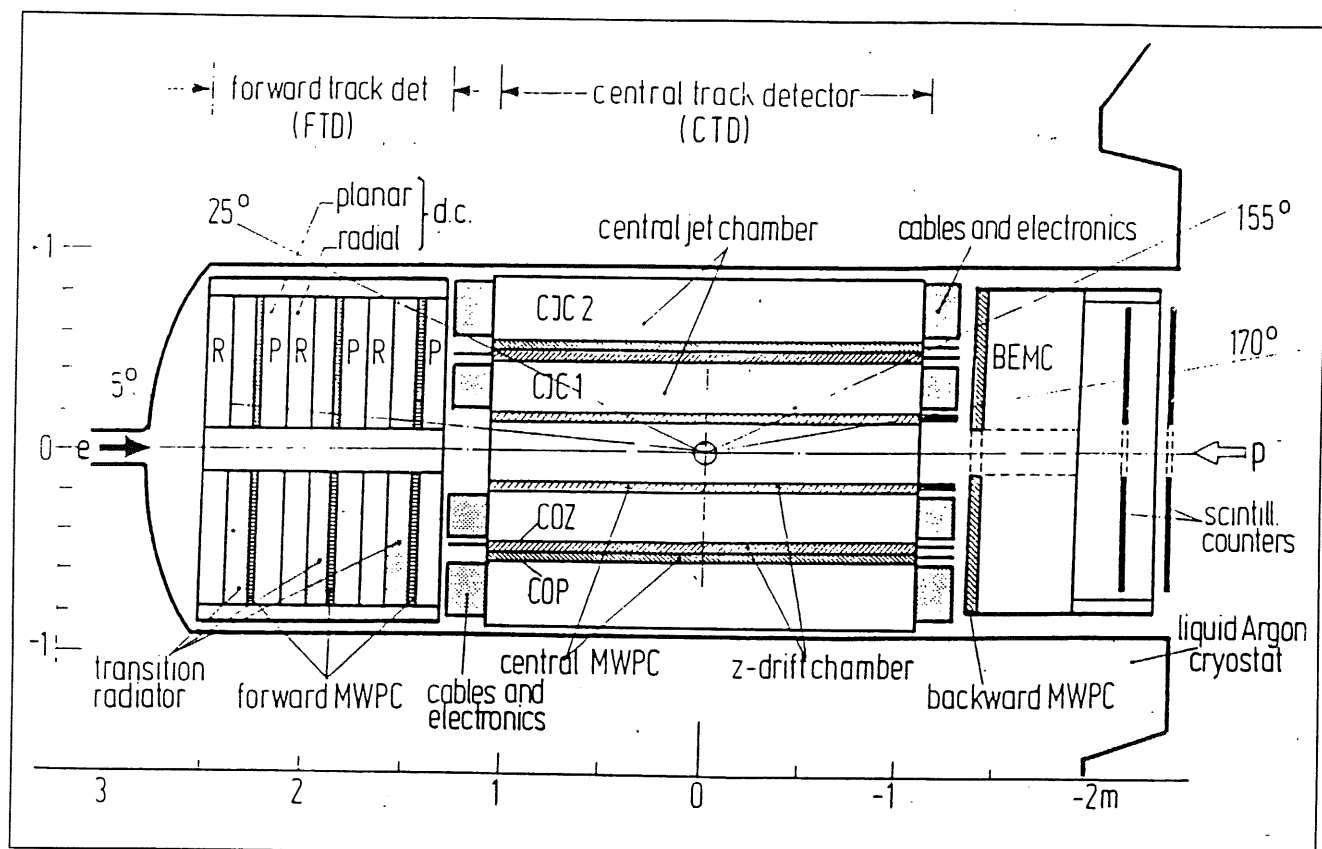


Abbildung 3.1: Das H1 Driftkammer System

### Myonkammern

Wegen der geringen Ionisation von Myonen, die das Kalorimeter ungehindert durchdringen können, sind die Myonkammern im Eisenjoch untergebracht. Letzteres besteht aus 10 Eisenplatten mit einer Dicke von 7.5 mm. Das Eisenjoch ist mit 16 Lagen Streamerröhren instrumentiert und umschließt den Detektor vollkommen [13] [2]. Ein Myontrigger registriert die Anzahl der Myonen.

### 3.2.2 Szintillatortrigger und Elektron-Photon Trigger

#### Flugzeitmessung

Die Flugzeitmessung (Time of Flight, TOF) wird von zwei hinter dem Detektor in Protonrichtung befindlichen Szintillator-Wänden durchgeführt. Sie dient der Unterdrückung von Reaktionen, die nicht aus dem Wechselwirkungspunkt resultieren. Ein positives TOF Signal wird gesetzt, wenn ein Proton innerhalb einer definierten Flugzeit zum Wechselwirkungspunkt gelangt und eines der aus der Wechselwirkung zurückgestreuten Teilchen die Szintillatorwand trifft [2].

#### Luminositätsmessung und Elektronen-Tagger

In einer Entfernung von 25 m und 105 m vom Detektor befinden sich zwei Bleiglas-Zähler. Einer der Detektoren zählt flach abgestrahlte Gammaquanten zur Luminositätsmessung, der andere registriert Elektronen mit flachem Einfallswinkel aus Reaktionen mit geringem  $Q^2$ . Jedes Detektorelement wird von einem Photomultiplier ausgelesen. Vor dem Photonzähler reduziert ein Kohlenstoffabsorber von drei Strahlungslängen die Synchrotronstrahlung. Zudem befindet sich ein Antikoinzidenz Szintillations-Veto Zähler vor dem Photonendetektor, um alle geladenen Teilchen zu eliminieren. Für die schnelle Luminositätsüberwachung nützt man den Bremsstrahlungsprozeß aus [13].

### 3.2.3 Das Kalorimeter

#### Das BEMC Kalorimeter

In Elektronenrichtung schließt das rückwärtige warme **BEMC** Kalorimeter den Winkelbereich von  $\Theta = 150 - 176$  Grad ein, der vom Flüssig-Argon-Kalorimeter nicht abgedeckt wird. Seine Aufgabe besteht vor allem im Einfang unter kleinen Winkeln gestreuter Elektronen.

Das BEMC ist ein Blei-Szintillator Kalorimeter mit Photodioden-Auslese. Die Zähllemente stellen quadratische Türme von  $15.7 \times 15.7$  cm dar, die von jeweils vier Wellenlängenschieberstäben ausgelesen werden. Jeder Wellenschieber steht mit einer Photodiode in Verbindung. Im Detektor alternieren 4 mm dicke Schichten aus Szintillatormaterial mit 2.5 mm Bleiplatten. Insgesamt ergibt sich eine Tiefe von 22 Strahlungslängen [13].

#### Der Plug Detektor

In Vorwärtsrichtung schließt der **Plug** Detektor das Kalorimeter ab. Er umfaßt einen Bereich von  $12.5 - 60$  *mr* in  $\Theta$ -Richtung. Er dient der Überprüfung der transversalen Energiebalance von Proton Fragmenten. Allerdings liegt der Plug Detektor hinter einigen toten Materialien wie dem Kryostaten, der Spurenkammer und dem Strahlrohr. Das Kalorimeter besteht aus acht 75 mm starken Kupferplatten, in dessen Lücken Siliziumpads zur Auslese eingelagert sind [13].

### Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Das **Flüssig-Argon-Kalorimeter (Liquid Argon Calorimeter, LAr)** besteht aus 8 Rädern (Wheels) zu je 8 Stapel (Stacks). Die Stapel (Abb. 3.2) beinhalten insgesamt 45000 Kanäle. Man unterscheidet zwischen einem inneren elektromagnetischen und einem äußeren hadronischen Kalorimeter [13].

Die von den Teilchenschauern im Argon verursachte Ionisationsladung wird von den Auslesezellen zwischen den Absorberplatten registriert. Die Kalorimeterzellen des elektromagnetischen Teils bestehen aus 2.4 mm starken Bleiplatten mit einer 2.35 mm großen Argonlücke dazwischen. In jeder Lücke befindet sich eine Ebene von Auslesezellen. Die Bleisandwiches wurden abwechselnd als Hochspannungselektroden oder zur Messung der Ionisationsladung konstruiert.

Im hadronischen Teil (Abb. 3.3) fungiert Edelstahl als Absorber. 19 mm dicke Stahlplatten trennen jeweils eine doppelte Argonlücke von  $2 \times 2.3$  mm, dazwischen liegt ein doppelseitiges Ausleseboard.

Alle Zellen wurden mit einer Hochwiderstandsfolie beschichtet um elektronisches Übersprechen und Hochspannungsdurchschläge zu minimieren. Die Reinheit des flüssigen Argons wird kontinuierlich mit Proben von Betastrahlern überwacht, die in den Lücken über das gesamte Kalorimeter verteilt sind.

Da die Energiedeposition für Blei als auch Edelstahl für Elektronen und Hadronen unterschiedlich ausfällt, müssen spezielle Software Wichtungsmethoden angewandt werden [2].

## 3.3 Der Flüssig-Argon-Kalorimeter-Trigger

### 3.3.1 Analoge Signalverarbeitung

#### Summierung zu Großtürmen

Die 45000 Auslesekanäle des Kalorimeters werden in den **Analogkarten (ANCD)** (siehe Abb. 3.6) zu **Triggerzellen (TC)** summiert, wobei eine elektromagnetische Triggerzelle aus 16 elektromagnetischen Kanälen und eine hadronische Triggerzelle aus 4 hadronischen Auslesekanälen besteht.

Anschließend gelangen die Signale zum **Trigger Merging Board (TMB)**, wo sie zu Triggertürmen (**Trigger Towers, TT**) gruppiert werden. Jeder TT zeigt in die Richtung des Vertex und ist durch 23 bins in azimuthaler und  $\leq 23$  bins in radialer Richtung segmentiert. Ein hadronischer TT umfaßt maximal 24 Kanäle, ein elektromagnetischer maximal 48.

Im **Summing and Shaping Module (SSM)** werden die hadronischen und elektromagnetischen Trigger Tower Signale getrennt summiert und mit einer Zeitkonstanten von 200 ns filterverstärkt. Zusätzlich wird ein gemeinsames elektromagnetisches und hadronisches TT Signal gebildet, dessen Zeitkonstante für die Verstärkung 100 ns beträgt.

Die von den unterschiedlichen Detektorkapazitäten abhängigen Zeitkonstanten jeder TC können einzeln adjustiert werden. Dies erlaubt ein exaktes Timing. Außerdem

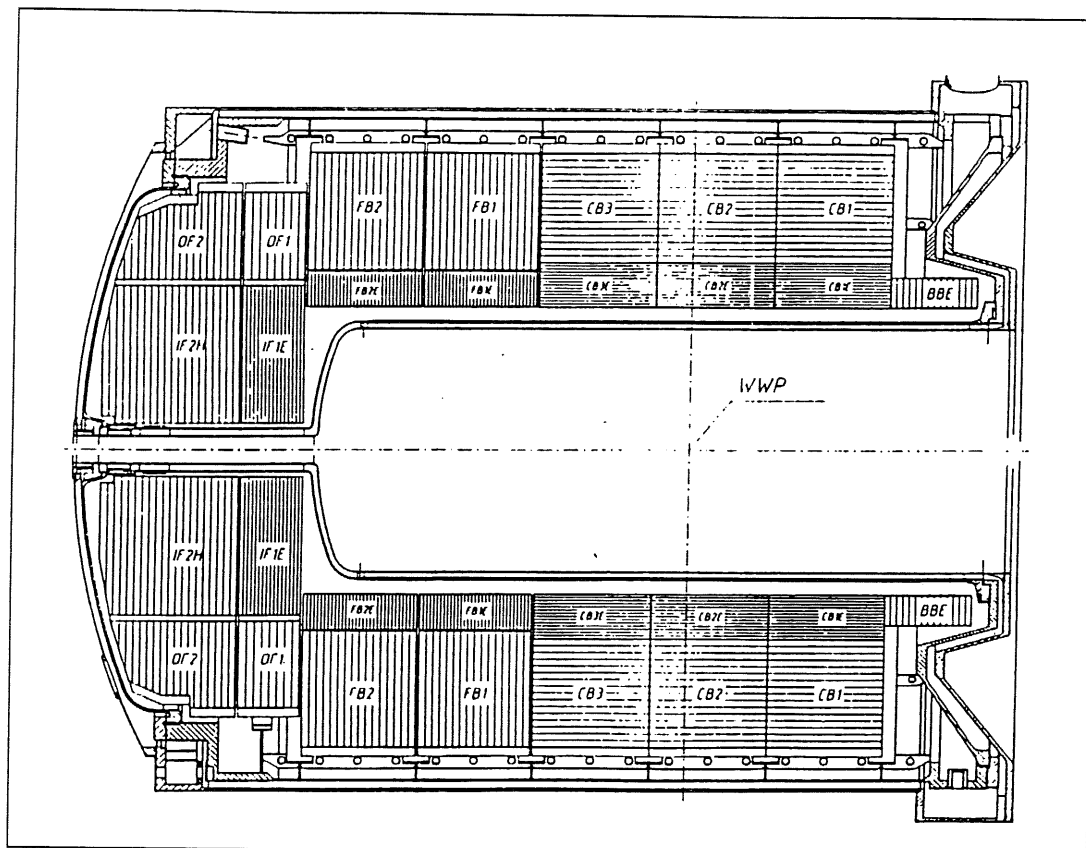


Abbildung 3.2: Übersicht der Kalorimeter Stacks im Kryostaten

kann jede TC durch Switches angesteuert und einzeln ein- und ausgeschaltet werden. Im **Analog Gating Module (AGM)** werden die TT Signale einer Energieschwelle exponiert. Nur die Signale, die die Schwelle überschreiten, gelangen zur Summation in die **Big Tower Summing Unit (BTS)**. Auf diese Weise verhindert man die Summierung von elektronischem Rauschen. In der BTS werden je 1–4 TT zu einem Großturm (**Big Tower, BT**) zusammengefaßt und summiert. Insgesamt gibt es im Flüssig Argon Kalorimeter 252 BTs, die zum Vertex zeigen und bestimmten topologischen Regionen zugeordnet werden können. Abb. 3.5 zeigt die Segmentierung des Kalorimeters in die Bereiche IF (Inner Forward), FB (Forward Barrel) und CB (Central Barrel). Wegen der Energieasymmetrie der kollidierenden Teilchen ist die Segmentierung im Vorwärtsbereich IF feiner als im Barrel (FB und CB) [5].

### Bestimmung der Interaktionszeit

Aus dem analogen elektromagnetischen und hadronischen TT-Signal kann der Zeitnullpunkt  $t_0$  der Interaktion rekonstruiert werden. Dazu wird nach Abb. 3.8 das Signal aufgespalten und ein Teil um die Zeit  $\Delta t_{delay}$  verzögert [17]. Die Verzögerung kann mit einem Hardwarejumper in 6 festen Schritten von 200–800 ns eingestellt werden. Das

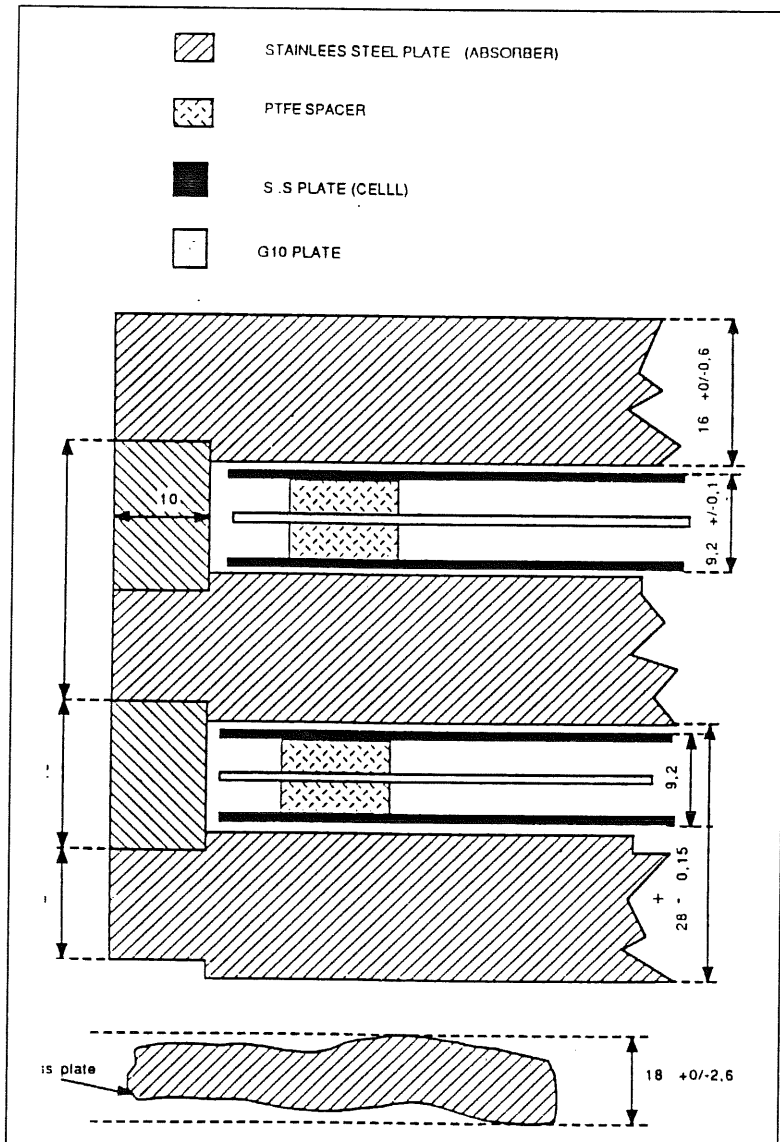


Abbildung 3.3: Hadronische Kalorimeterzelle

originale Signal wird mit einer Schwelle für elektronisches Rauschen geschnitten und der Kreuzungspunkt mit dem verzögerten Signal bestimmt. Die Interaktionszeit ergibt sich mit der Zeit des Impulsmaximums  $t_{max}$  zu:

$$t_0 = t_{max} + \frac{\Delta t_{delay}}{2}$$

Dabei wird das  $t_0$ -Bit nur erzeugt, wenn das Ausgangssignal oberhalb einer Schwelle liegt, also gute Zeitauflösung gewährleistet ist. Im Bereich der Sättigung kann kein  $t_0$  bestimmt werden.

Anschließend werden im Digitalteil die TT- $t_0$  Bits gezählt und ein gemeinsames  $t_0$  gebildet. Die dazu mindestens erforderliche Anzahl der TT- $t_0$ , sowie die höchstens

zugelassene Anzahl, kann von außen festgelegt werden, ebenso die Schwelle des  $t_0$  Energiefensters [5].

### 3.3.2 Digitale Signalverarbeitung

Die nach einer Zeit von 14 bunch crossings (BCs, 1 BC=96ns) im Digitalteil ankommenden BT-Signale werden hier von 8-bit **FADCs** (Flash Analog Digital Converter) digitalisiert, die von den **DSPs** (Digital Signal Processors) in einer Tiefe von 256 BCs ausgelesen werden können (siehe Abb. 3.7).

Dann erfolgt die relative Gewichtung des hadronischen BTs mit einem Faktor von 1.4, um die nichtkompensierende Eigenschaft des Kalorimeters grob auszugleichen. Nun können hadronische und elektromagnetische BT Signale zu einem gemeinsamen Signal addiert werden. Zeigt eine Spur aus einer inneren Driftkammer auf den BT, wird ein Big-Ray Bit gesetzt.

Aus den getrennten elektromagnetischen und hadronischen BT Signalen läßt sich die Bedingung für den Elektron Trigger formulieren. Dabei ist im elektromagnetischen BT die Überschreitung einer Energieschwelle verlangt, während die Energie im dazugehörigen hadronischen BT eine gewisse — niedrig eingestellte — Energieschwelle nicht erreichen darf.

Im **Digital Mid Board** erfolgt die Gewichtung der BT Signale je nach ihrer Lage im Kalorimeter für die verschiedenen zu bildenden Energiesummen. Sie werden in einer Tiefe von 256 BCs gespeichert. Bei Bedarf werden die BT Signale einem slope-scaling unterzogen, um einen Überlauf bei der Summation von hochenergetischen oder gesättigten FADCs zu verhindern.

Dann gelangen die Signale in die Addierkaskade. In den **Topo Boards** erfolgt die Summierung der BTs zu vier Quadrantensummen der topologischen Regionen IF, FB und CB, sowie zur Barrelsumme (FB und CB) und den topologischen Gesamtsummen. Im **Summingboard** entstehen die totalen Energiesummen, also die totale Triggerenergie, die transversale und die fehlende transversale Energie. Ein **Bit Board** zählt alle Elektron-, Big Rays und  $t_0$  Bits. Die Diskriminatoren erhält man durch Vergleich mit einer internen Tabelle (Lookup Table).

Die gesamte Signalverarbeitung dauert 21.5 BCs, bevor die Information an die zentrale Trigger Logik weitergeleitet wird [5].

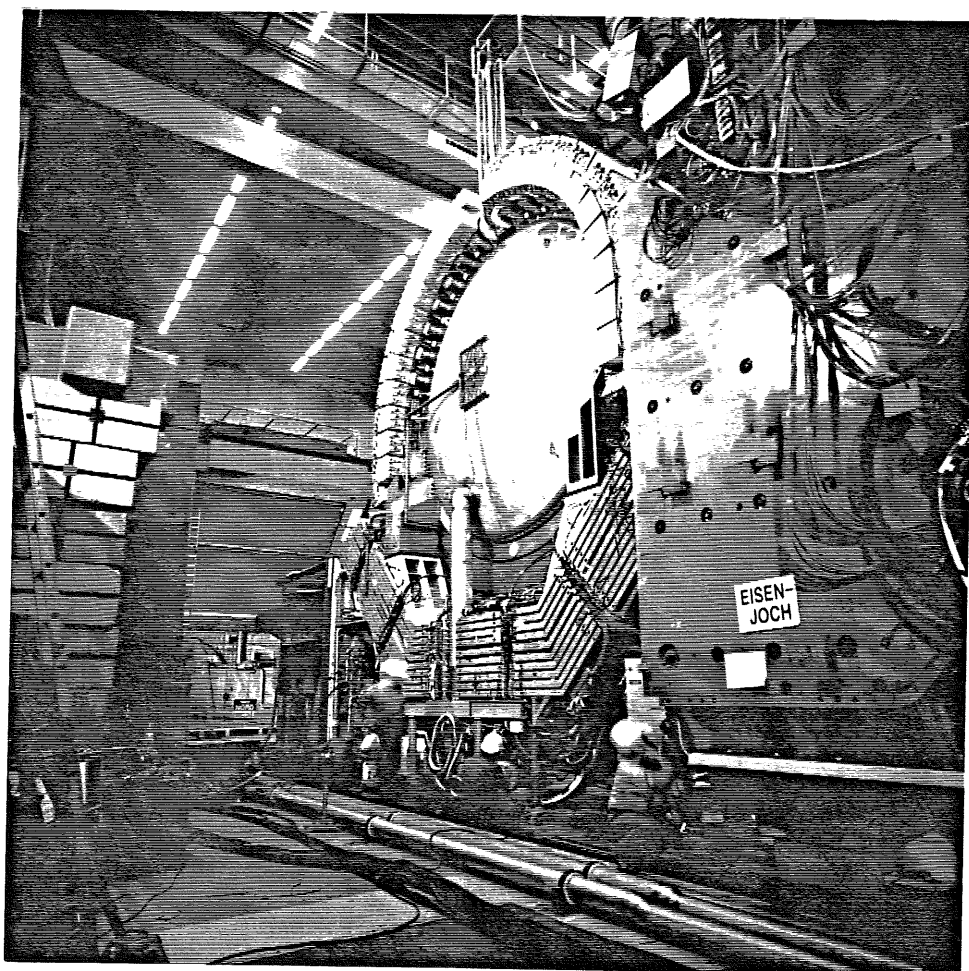


Abbildung 3.4: H1 Detektor mit Analogboxen am Kryostaten, instrumentiertem Eisen und Eisenjoch



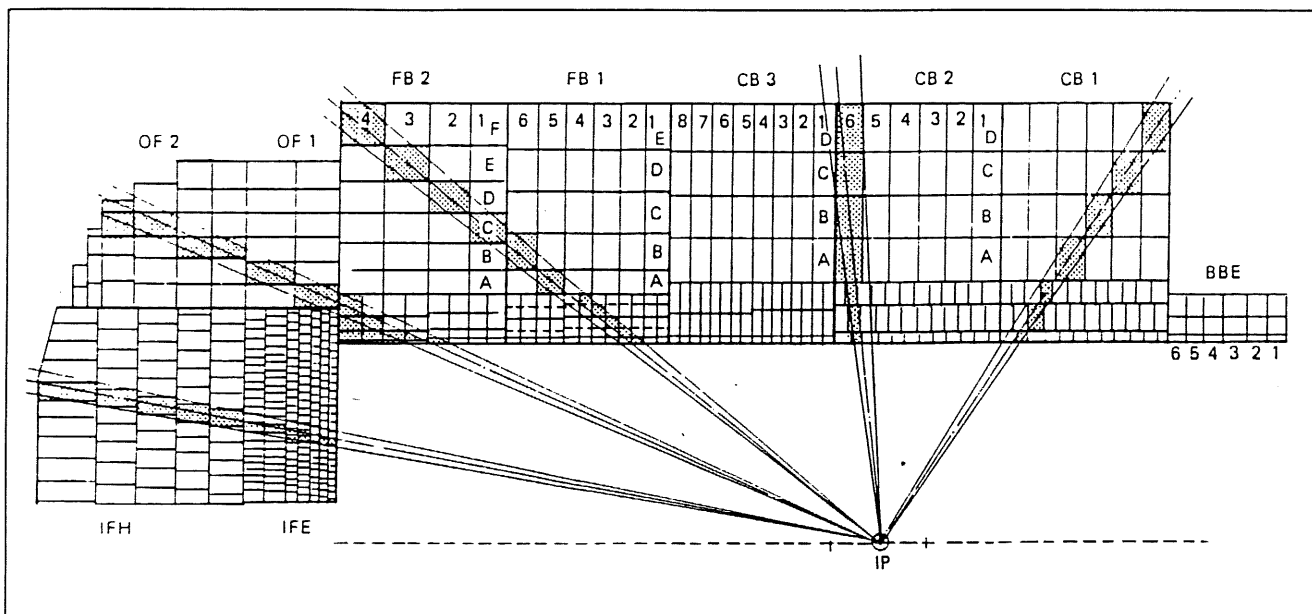


Abbildung 3.5: Segmentation des LAr Kalorimeters

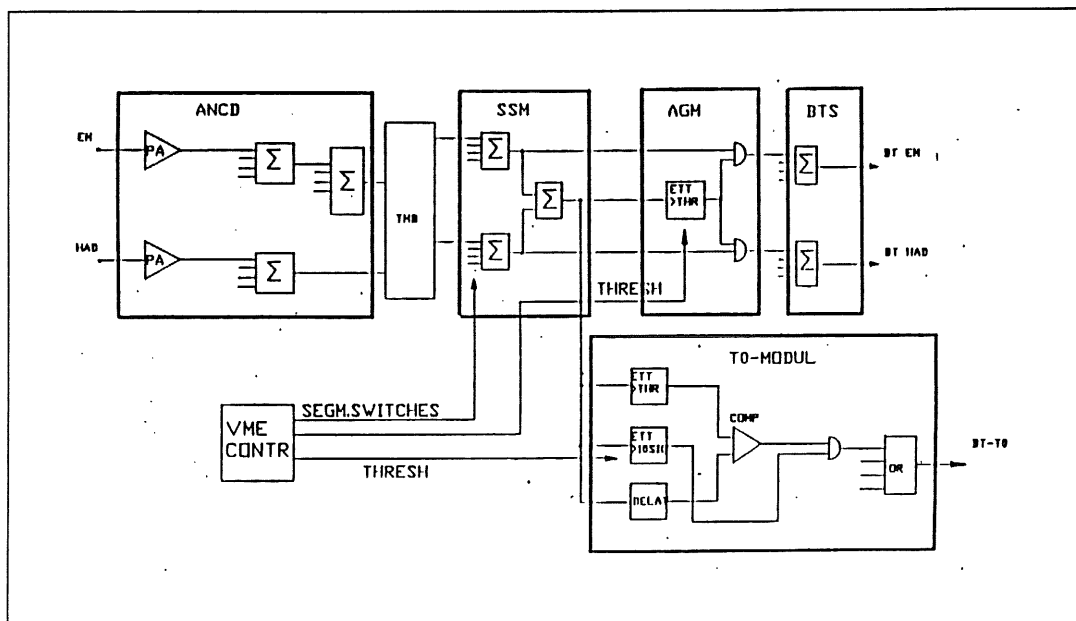


Abbildung 3.6: Schaltbild des analogen Triggers

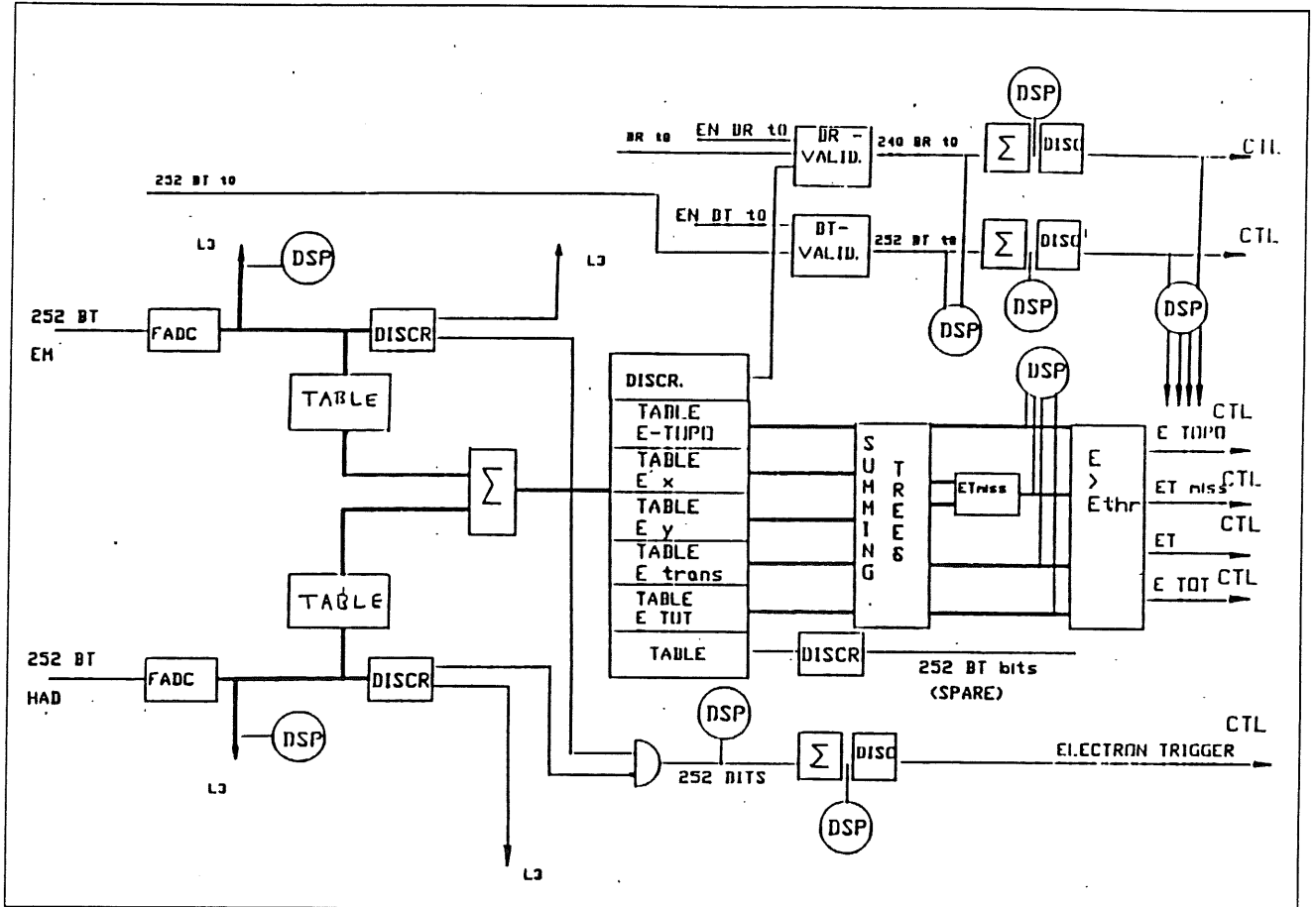


Abbildung 3.7: Schaltbild des digitalen Triggers

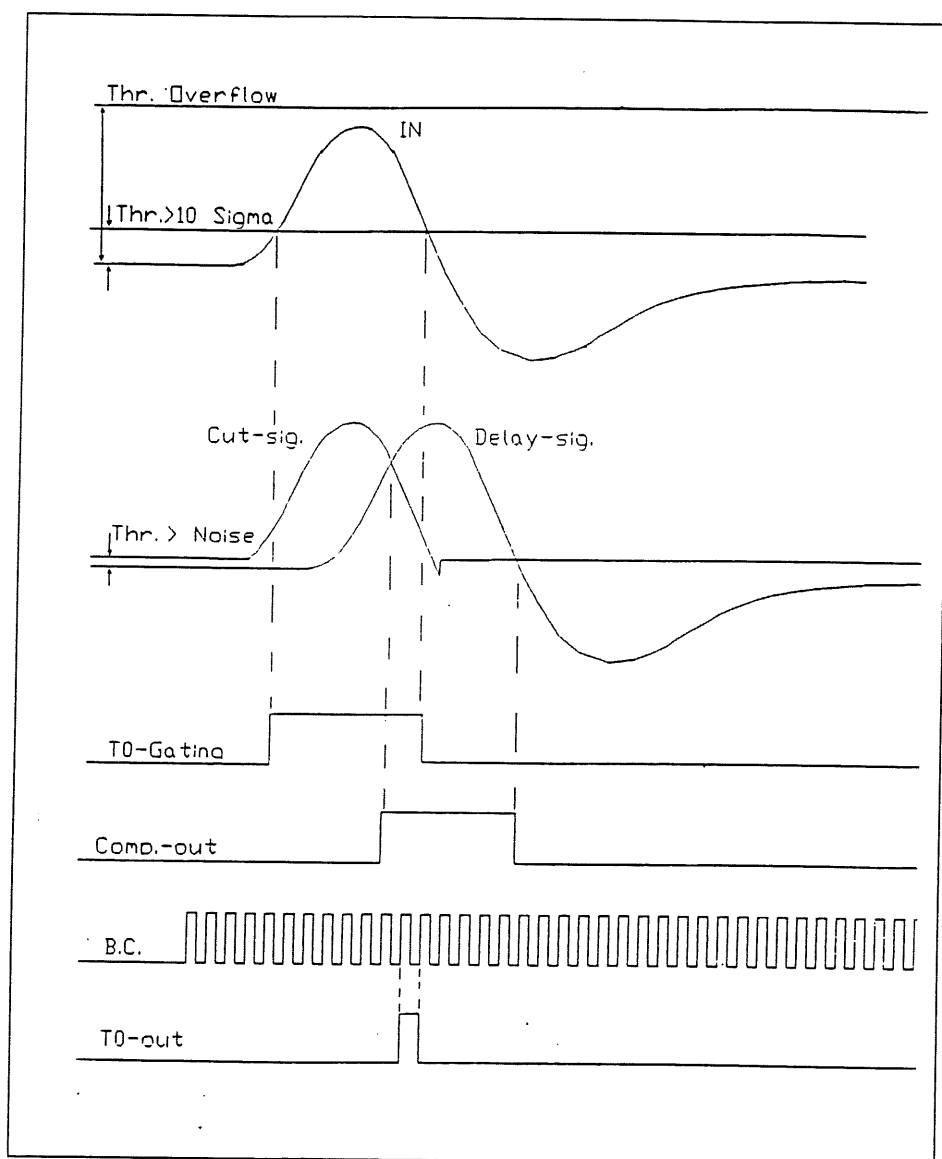


Abbildung 3.8: Bestimmung des Trigger Tower  $t_0$ . Die Breite des geformten Signals entspricht etwa  $1 \mu s$

# Kapitel 4

## FADC Signale und Energiesummen

### 4.1 Die Form des FADC Signals

#### 4.1.1 Das Zeitspektrum

Das digitalisierte Energiesignal der FADCs ist in neun diskrete Zeiteinheiten, den BCs mit einer Dauer von 96 ns, eingeteilt. Dies entspricht der Zeitstruktur des geformten Triggersignals von Abb. 3.8. Das Energiemaximum wird im allgemeinen im fünften BC erwartet. Durch die Verarbeitung des Signals im AGM entsteht jedoch aufgrund der verzögerten Entladung eines Kondensators ein unsymmetrischer verlängerter Signalabfall (siehe Abb. 4.1). Die Erfahrung zeigt außerdem, daß das Maximum meist im vierten BC zu liegen kommt.

Eine Methode, die Lage  $BC_{max}$  des genauen Maximums zu finden, besteht darin, die BCs mit ihrer Energie  $E_i$  zu gewichten:

$$BC_{max} = \frac{\sum_{i=1}^9 E_i BC_i}{\sum_{i=1}^9 E_i}$$

Dabei kommt es wegen des langsam abfallenden Signals in den letzten BCs zu verschobenen Werten. Vor allem durch elektronisches Rauschen bedingte schlechte Signale, die sich durch ein Fehlen des Maximums, durch mehrere Maxima oder konstante Höhe auszeichnen, liefern falsche, aber oftmals ideal erscheinende Werte mit einem scheinbar zentralen Maximum.

Eine Methode zur Reduzierung letztgenannter Fehler besteht darin, nur Signale mit eindeutigem Maximum zu untersuchen. Die unerwünschte Verschiebung des gewichteten Maximums durch die asymmetrische Signalform wird dadurch jedoch nicht eliminiert. Zudem gehen auch Signale ein, die nur in einem BC Energie aufweisen und in vielen Fällen auf elektronische Einstreuung zurückzuführen sind.

Erst eine weitere Reduzierung der Signale kann diese Nachteile weitgehend eliminieren. Dazu wird der Abstand des ersten energiegefüllten BCs vom Maximum ermittelt. Nach einer symmetrischen Spiegelung um das Maximum schneidet man das Signal in den hinteren BCs ab und erhält ein reduziertes Signal mit relativ guter Symmetrie. Das reduzierte Signal enthält in mindestens drei aufeinanderfolgenden BCs Energie und

besitzt ein zentriertes Maximum.

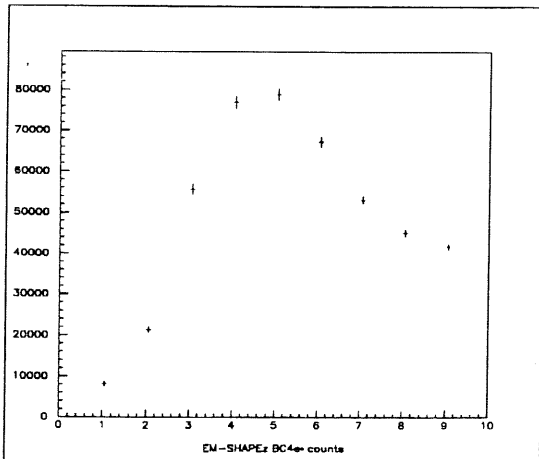


Abbildung 4.1: Ungeschnittenes mittleres FADC Signal < 50 FADC counts

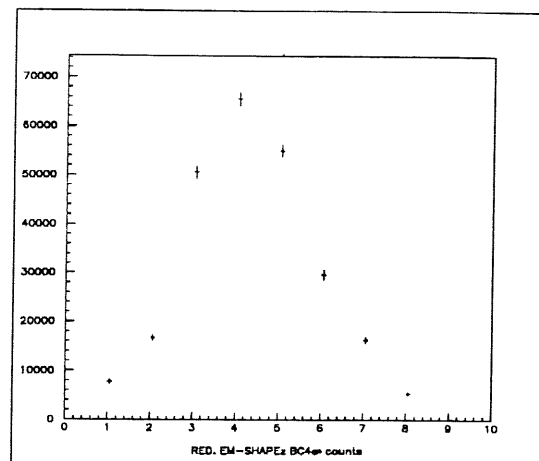


Abbildung 4.2: Reduziertes mittleres FADC Signal < 50 FADC counts

Allerdings gehen bei dieser Einschränkung Signale verloren, die früh ansteigen und ein spätes Maximum erreichen, sodaß der symmetrisch zu spiegelnde Bereich vom ersten BC zum Maximum die Anzahl der noch verbleibenden BCs hinter dem Maximum überschreitet. Diese Form ist jedoch selten und kommt nur bei kleineren Signalen vor. Bei der Bestimmung der durchschnittlichen Lage des Maximums für alle Ereignisse ohne Berücksichtigung der Energie kann die hohe Anzahl meist niederenergetischer Einstreuungen ein völlig verfälschtes Bild liefern. Zur Vermeidung dessen wurden nur FADCs mit Energien in drei aufeinanderfolgenden BCs akzeptiert.

Im Schnitt liegen etwa 91 % bis 96 % aller gefeuerten FADCs in einem Energiebereich unter 5 GeV, 4 % bis 8 % im Bereich zwischen 5 GeV und 20 GeV, 0,3 % bis 0,5 % zwischen 20 GeV und 35 GeV, dagegen weniger als 0,3 % oberhalb 35 GeV. Diese Angaben beziehen sich auf 26 willkürlich gewählte Runs aus dem Sortiment der sogenannten guten Runs. Sie gehören zu den Runs, in welchen tief inelastische Streueignisse gefunden wurden.

#### 4.1.2 Häufigkeit bestimmter Signalformen

Die Reduktion, welche durch die Forderung von Energie in drei aufeinanderfolgenden BCs entsteht, erweist sich als wirkungsvoll: nur 10 % bis 18 % aller gefeuerten FADCs erfüllen diese Bedingung. Einstreuungen, die ein sich über mehrere BCs erstreckendes Signal gleicher Höhe bewirken, verursachen — je nach Ausmaß — einen höheren Prozentsatz.

Von den akzeptierten FADCs weisen etwa 70 % bis 94 % ein eindeutiges Maximum auf. Weitere 25 % bis 39 % besitzen ein Maximum, welches nicht im ersten oder letzten BC liegt und deshalb eine symmetrische Reduzierung des Signals zulässt. Je höher die Energie, desto häufiger weisen die Signale die zur Reduzierung benötigte Form auf.

So lassen sich nur etwa 1–4 % aller FADC Signale mit einer Maximumsenergie unter 5 GeV auf diese Weise restringieren, während es zwischen 5 GeV und 20 GeV schon 63 % bis 92 % sind. Oberhalb 20 GeV können ca. 70 % bis 100 % aller Signale symmetrisch reduziert werden.

### 4.1.3 Signale topologischer Regionen

Die Abbildungen 4.3 bis 4.5 liefern einen Überblick über die charakteristische Form der Signale in den verschiedenen topologischen Regionen IF, FB und CB:

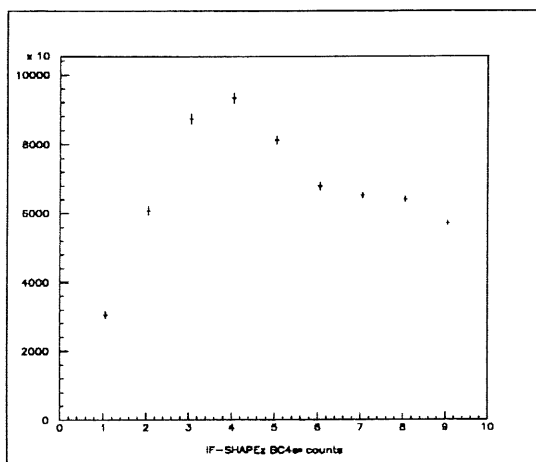


Abbildung 4.3: Mittleres Signal des IF Bereichs (zwischen 30 und 50 FADC counts)

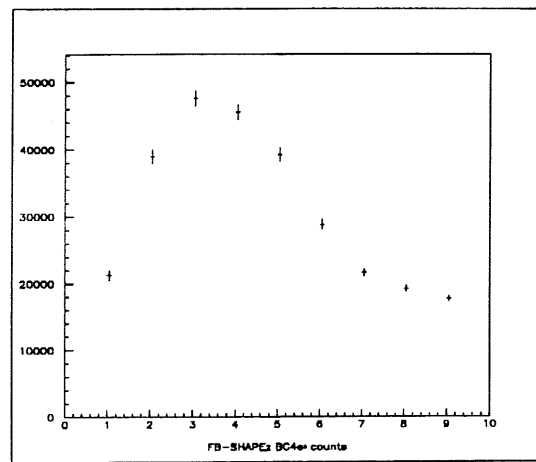


Abbildung 4.4: Mittleres Signal des FB Bereichs (zwischen 30 und 50 FADC counts)

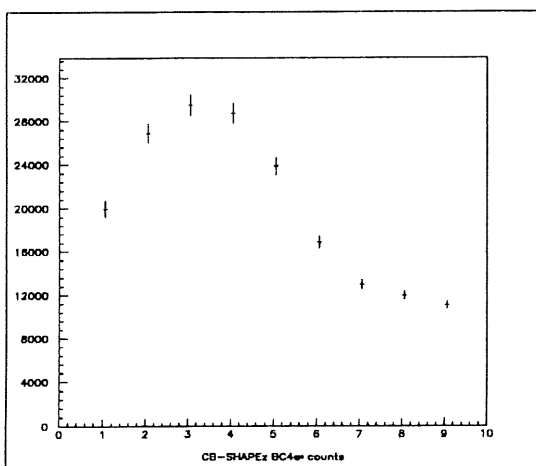


Abbildung 4.5: Mittleres Signal des CB Bereichs (zwischen 30 und 50 FADC counts)

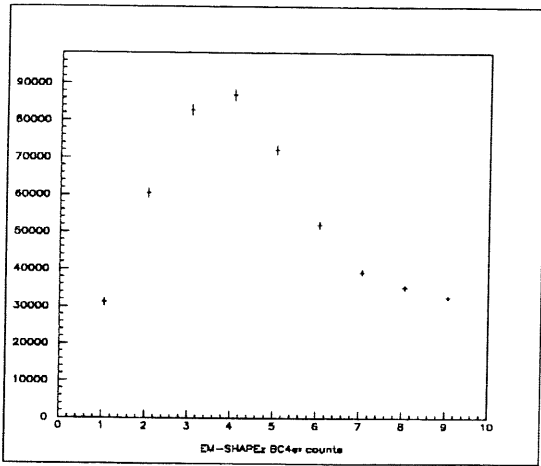


Abbildung 4.6: Mittleres elektromagnetisches Signal (zwischen 30 und 50 FADC counts)

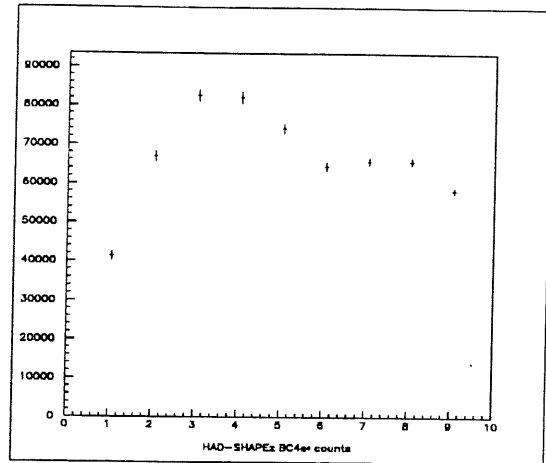


Abbildung 4.7: Mittleres hadronisches Signal (zwischen 30 und 50 FADC counts)

Auch hier gehen alle Runs mit einem tief inelastischen Ereignis in die Untersuchung ein. Dabei wurden zeitlich benachbarte Runs in insgesamt acht Analyseeinheiten aufgeteilt und zusammen ausgewertet. Auf diese Weise ist auch eine Beobachtung zeitlicher Veränderungen in der Signalform möglich.

Zusätzlich wurden die Signale in fünf Energiebereiche zwischen 0–10 FADC counts, <sup>1</sup> 10–30 FADC counts, 30–50 FADC counts, 50–70 FADC counts und mehr als 70 FADC counts untersucht. Die Abbildungen 4.8 bis 4.12 demonstrieren die Änderung der Signalform innerhalb der verschiedenen Energiebereiche.

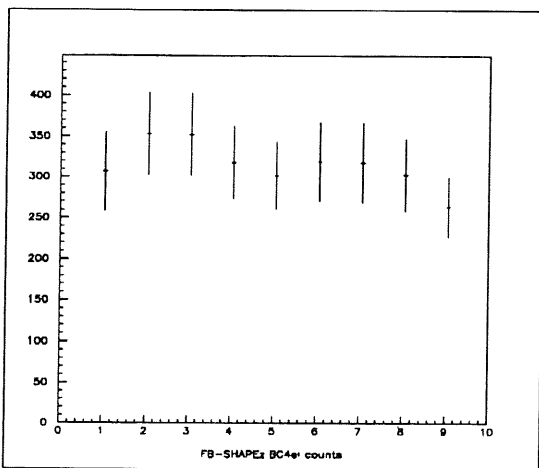


Abbildung 4.8: FB Signal mit Energie unter 10 FADC counts

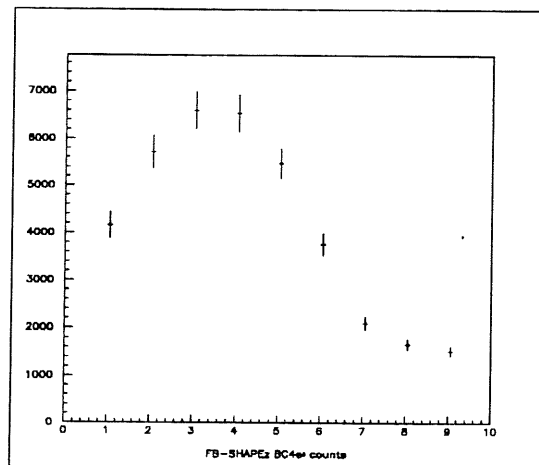


Abbildung 4.9: FB Signal mit Energie zwischen 10 und 30 FADC counts

Zwischen den Runs 33745 und 34638 erfuhr das Signalmaximum eine durchschnittliche Verschiebung um ein BC nach hinten in allen topologischen Regionen. Insbesondere die

<sup>1</sup>Das FADC count ist eine digitale Energieeinheit und beträgt etwa 0.4 GeV (siehe Kapitel 5).

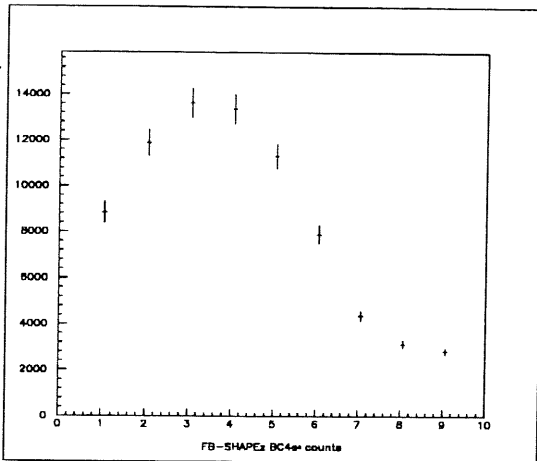


Abbildung 4.10: FB Signal mit Energie zwischen 30 und 50 FADC counts

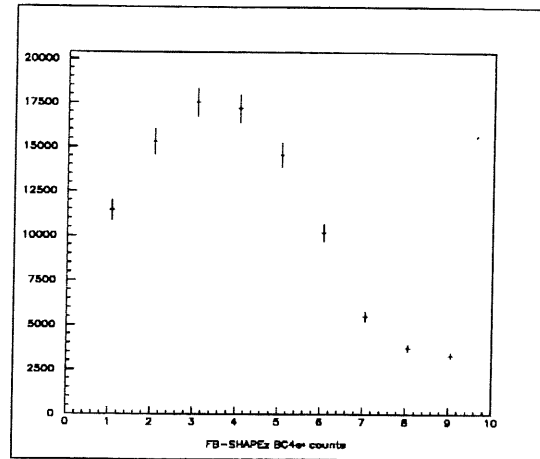


Abbildung 4.11: FB Signal mit Energie zwischen 50 und 70 FADC counts

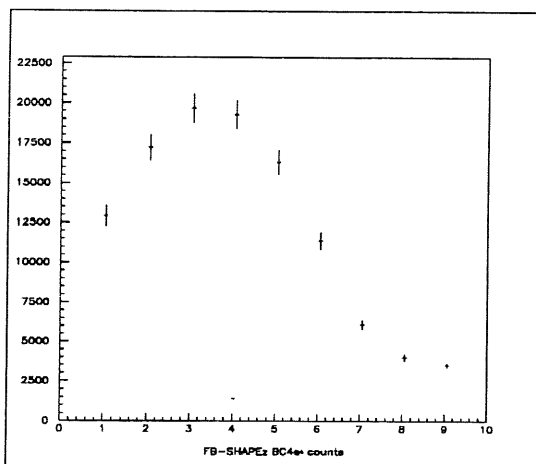


Abbildung 4.12: FB Signal mit Energie größer als 70 FADC counts

Signalformen des IF und FB Teils zeigen zudem eine Verbesserung bezüglich Symmetrie und Eindeutigkeit der Maximumlage. Die Abbildungen 4.13 bis 4.16 veranschaulichen die Veränderung der IF Signale in vier zeitlichen Schritten, gemittelt über alle Energien.

Im Vergleich der topologischen Regionen IF, FB und CB schneidet das gemittelte IF Signal im Hinblick auf Symmetrie und eindeutige Lage des Maximums am schlechtesten ab. Die einzelnen Signale der topologischen Regionen weisen oft sehr unterschiedliche Maximumlagen auf. Betrachtet man gleichzeitig die getrennt gemittelten Signale aller elektromagnetischen bzw. hadronischen FADCs, so fällt auf, daß stets das hadronische Signal aus Abb.4.7 mit der teilweise verschobenen Maximumlage des IF Bereichs von Abb. 4.3 konform geht, wobei die Maxima je nach Herkunft des Signals (Barrel oder IF) auf BC 3 und BC 4 verteilt sind. Das korrespondierende elektromagnetische Signal in Abb. 4.6 weist wie das IF Signal ein Maximum in BC 4 auf. In allen untersuchten Runs zeigt das hadronische Signal die Diskrepanz der topologischen Bereiche IF, FB



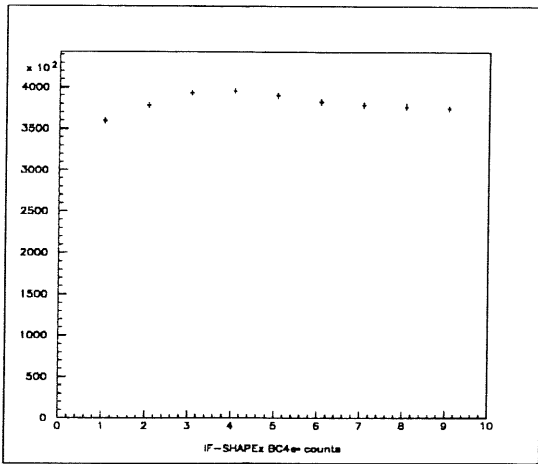


Abbildung 4.13: Mittleres IF Signal < 50 FADC counts von Run 30368 bis 31261

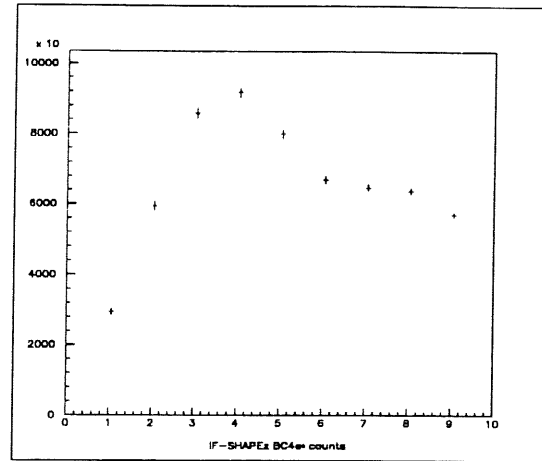


Abbildung 4.14: Mittleres IF Signal < 50 FADC counts von Run 32716 bis 33106

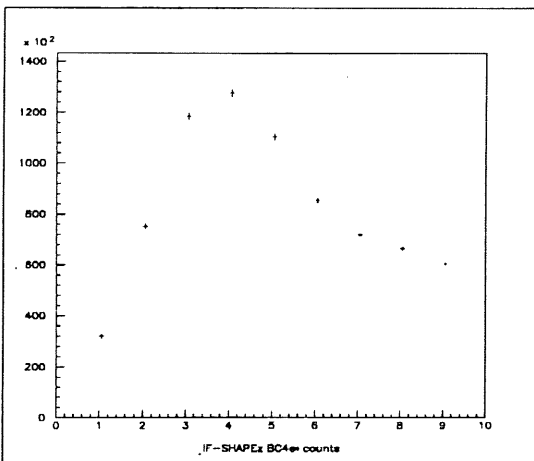


Abbildung 4.15: Mittleres IF Signal < 50 FADC counts von Run 33711 bis 33824

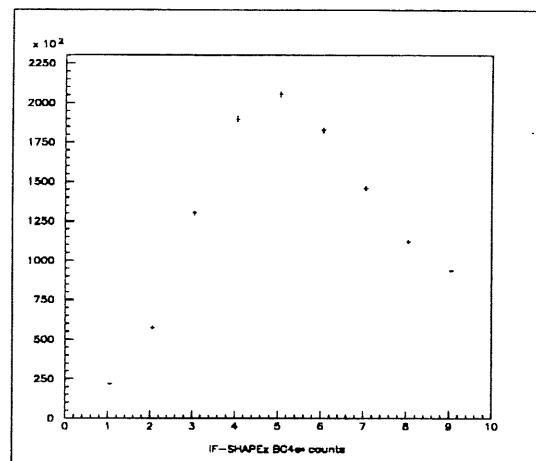


Abbildung 4.16: Mittleres IF Signal < 50 FADC counts von Run 34598 bis 35147

und CB auf, während das elektromagnetische Signal vergleichsweise gute Symmetrie aufweist und ein beständiges Maximum besitzt.

Die Signalformen des FB Bereiches fallen in allen untersuchten Runs hinsichtlich Symmetrie und übereinstimmender Lage des Maximums im Vergleich mit IF und CB am besten aus (Abb.4.3 bis 4.7).

#### 4.1.4 Energieabhängigkeit der Signalform

Aus den Plots 4.17 bis 4.20 ist ersichtlich, daß sich die Lage des Maximums mit zunehmender Energie stabilisiert. Ein Vergleich von Abb. 4.17 und 4.18 demonstriert die Auswirkung der symmetrischen Reduzierung des FADC Signals.

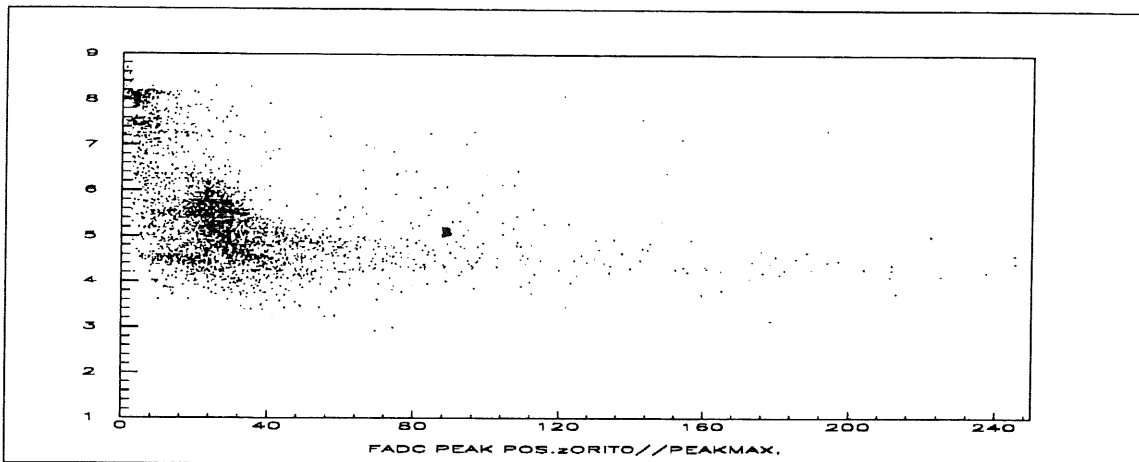


Abbildung 4.17: Maximumlage des ungeschnittenen Signals, gegen Energie am Maximum aufgetragen

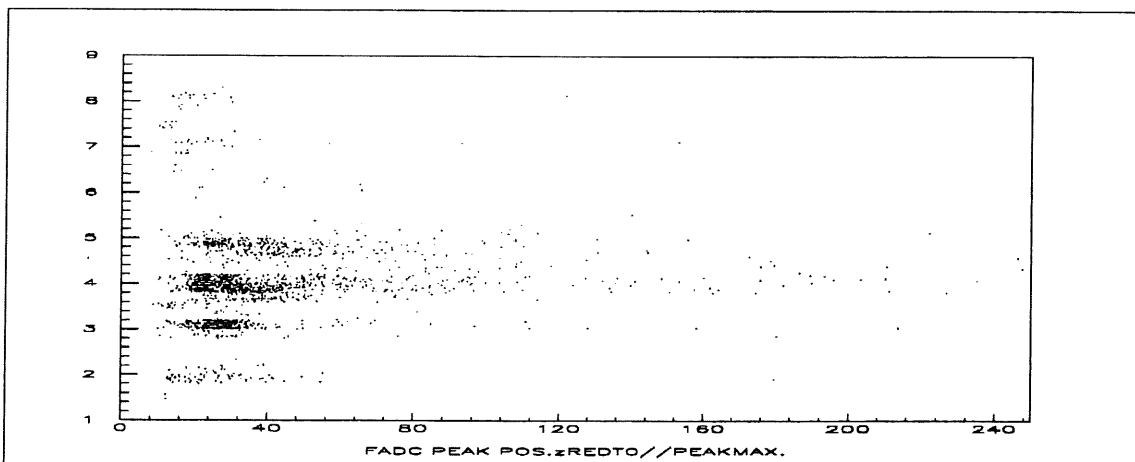


Abbildung 4.18: Maximumlage des reduzierten Signals, gegen Energie am Maximum aufgetragen

Abb. 4.17 wird zur Veranschaulichung in vier Domänen eingeteilt. Die erste Domäne liegt etwa zwischen BC 6.4 und BC 8.4 und enthält Einträge mit einer Maximumsenergie von vorwiegend 2–32 FADC counts. Diese stammen fast ausschließlich von FACDs, welche typischerweise Einstreuungen enthalten. Diese sowohl hadronischen als auch elektromagnetischen FACDs treten gleichbleibend in fast allen Runs mit mehr oder weniger intensiven Einstreuungen auf, die vorwiegend auf BC 5 – 9 beschränkt sind. Dies wird durch Abb. 4.19 und Abb. 4.20 bestätigt, wo die Lage der Signalmaxima gegen die Energie im vierten BC aufgetragen ist. Die Signale zwischen BC 6.4 und BC 8.4 enthalten keine oder wenig Energie in BC 4.

Ein Vergleich der Abb. 4.17 und 4.18 demonstriert die Wirkung der symmetrischen Signalreduzierung auf die Einstreuungssignale. So enthält die vergleichbare Domäne in

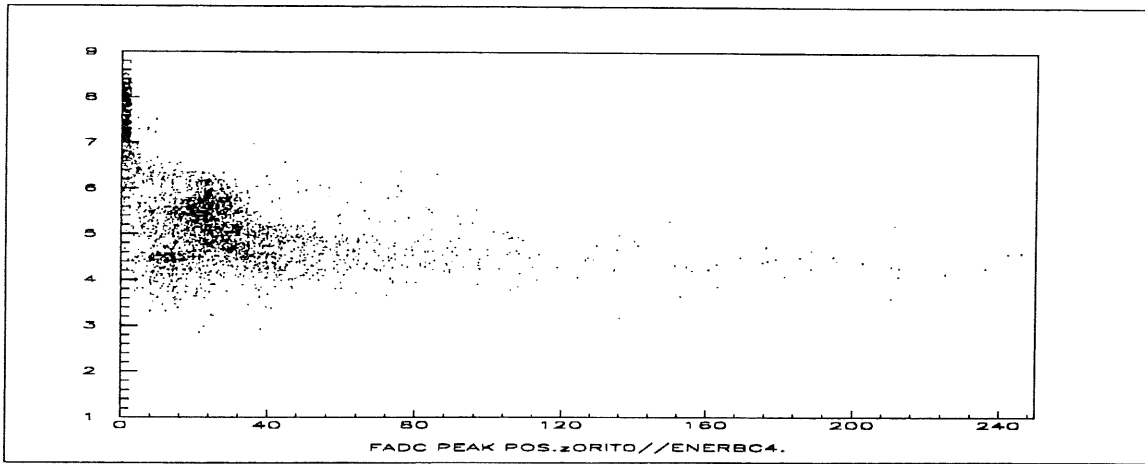


Abbildung 4.19: Maximumslage des ungeschnittenen Signals, gegen Energie im vierten BC aufgetragen

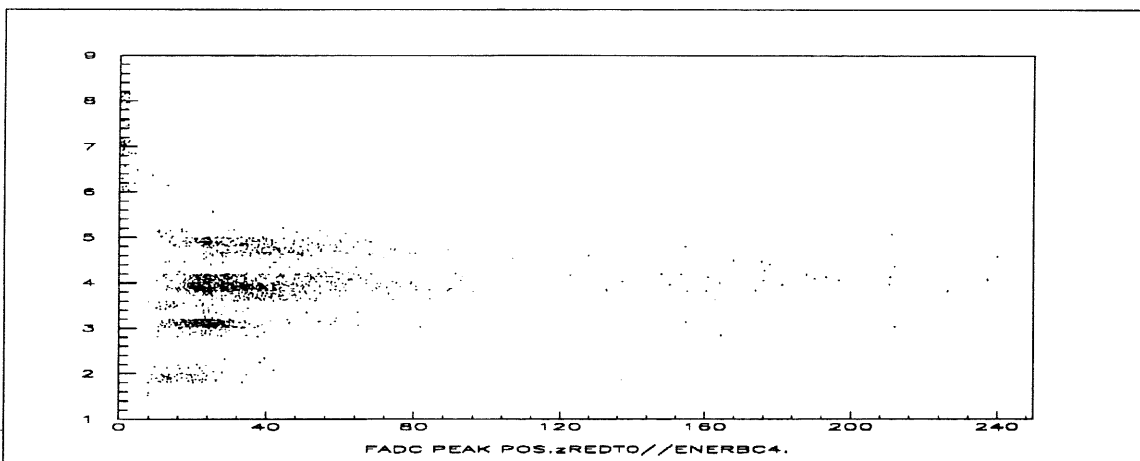


Abbildung 4.20: Maximumslage des reduzierten Signals, gegen Energie im vierten BC aufgetragen

Abb.4.18 fast keine Einträge zwischen BC 6.4 und BC 8.4. Betrachtet man zusätzlich die Lage der Signalmaxima für jeden FADC in Abb. 4.21, so fallen die Einstreuungssignale der FADC Nummern 64, 65, 125, 189, 253, 305 und 502 auf, die nach der symmetrischen Reduzierung in Abb. 4.22 nicht mehr vorhanden sind.

Der zweite zu untersuchende Bereich sei etwa zwischen BC 5.0 – 6.4 angesiedelt. Auch diese Signale stammen zum Teil von den obengenannten Einstreuungs-FADCs. Auch hier zeigt Abb. 4.18 die erfolgreiche Eliminierung dieser Signale nach symmetrischer Reduzierung, was sich durch völliges Verschwinden dieses Bereiches aus Abb. 4.17 bestätigt. Der Großteil der Einträge findet sich zwischen 2 und 50 FADC counts, wobei man für niedrige Energien eine gewisse Unschärfe in der Maximumslage erwartet. Abb. 4.19 zeigt, daß diese Signale — zum Unterschied von den obengenannten aus der ersten Domäne — im vierten BC durchaus Energie enthalten, und zwar fast in

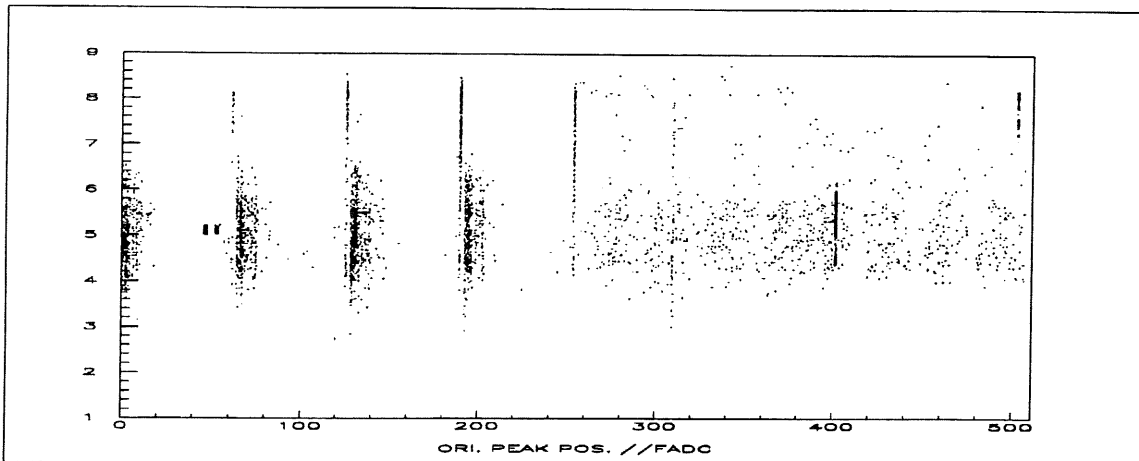


Abbildung 4.21: Maxima ungeschnittener Signale für alle FADCs

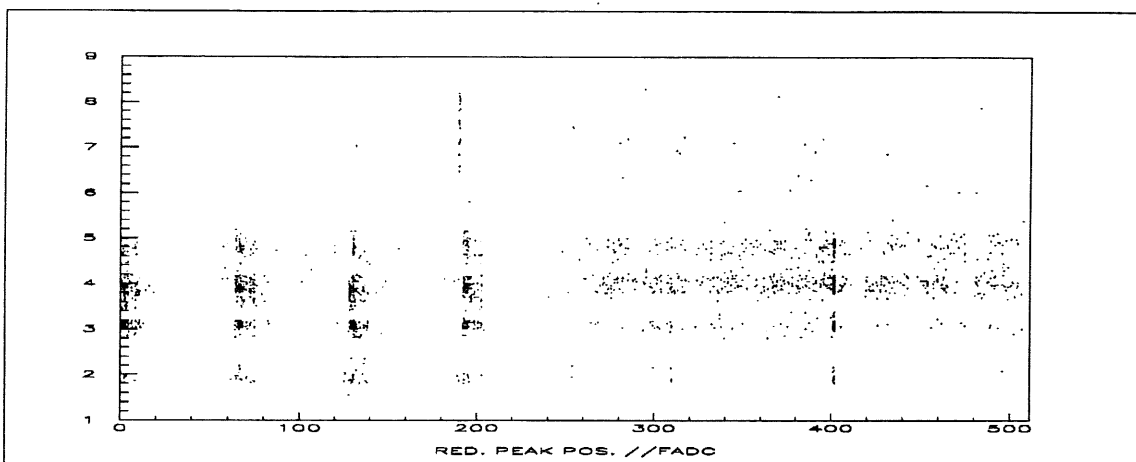


Abbildung 4.22: Maxima reduzierter Signale für alle FADCs

derselben Höhe wie am Signalmaximum.

Zwischen BC 3.5 und BC 5.0 sei nun die dritte Domäne definiert, die vor allem Signale hoher Energie aufweist. Dieser Bereich bleibt, wie die Abbildungen 4.17 und 4.18 bestätigen, von den Auswirkungen der symmetrischen Reduzierung weitgehend unbeeinträchtigt. Es handelt sich hierbei um eine Kernzone "erwünschter" Signale.

Der vierte Bereich in Abb. 4.18 zwischen BC 1-3.5 entsteht nur durch symmetrische Reduzierung des Signale aus der zweiten Domäne von Abb. 4.18. Ein Vergleich der Abb. 4.21 und 4.22, wo die Signalmaxima in Abhängigkeit von der FADC Nummer dargestellt sind, verdeutlicht, daß es sich hier nicht um Einstreuungssignale handelt, die nach der Reduzierung eine Verschiebung der gewichteten Maxima erfahren haben könnten. Die Verteilung der Einträge über mehrere benachbarte FADCs läßt eher da-

rauf schließen, daß sie aus den reduzierten Signalen der zweiten Domäne, und zwar aus der IF Region (FADC 0–250), stammen.

Da sich deren Maximum nach der Reduzierung nach vorne verschiebt, muß es sich um nach einem frühen Maximum flach abfallende Signalformen handeln. Dabei täuschten die Energiewerte in den BCs des verlängerten Ausläufers bei der Berechnung des gewichteten Maximums — wie eingangs erwähnt — eine spätere Maximumlage vor! Ein Vergleich mit den mittleren Signalen des IF Bereichs in den Abbildungen 4.3 und 4.13 bestätigt das Vorkommen solcher Signalformen im entsprechenden Energiebereich.

## 4.2 Energiesummen und Diskriminatorspektrum

### 4.2.1 Digitale Energiesummen

Bisher wurde die Form der FADC Signale ausschließlich durch die Lage des Maximums deduziert. Das Diskriminatorspektrum liefert Einblicke in die Dauer des Signals in Abhängigkeit von der Energie. Zwar sind hier mehrere FADCs zu verschiedenen topologischen Summen zusammengefaßt und liefern nur eine ungefähre Abschätzung der individuellen Signalformen. Die meisten Ereignisse enthalten jedoch so wenige FADCs, daß das Signal der Energiesummen vergleichbar ist mit dem Signal einzelner BTs.

Insgesamt wurden die Diskriminatoren und Energiesummen der topologischen Regionen IF, FB und CB betrachtet, sowie der Gesamtenergie  $E_{tot}$ , der transversalen Energie  $E_{trans}$  und der fehlenden transversalen Energie  $E_{t_{miss}}$ . Dabei ist die transversale Energie wie folgt definiert als:

$$E_{trans} = \sum_{i=1}^n E_i \sin \theta_i$$

Die Winkel  $\theta_i$  bezeichnen die Granularität des Kalorimeters in polarer Richtung. Die transversale Energie wird auch als skalare Energie bezeichnet, im Gegensatz zur vektoriellen fehlenden transversalen Energie. Da die Vektorsumme aller Energien Null ergeben muß, deutet eine von Null verschiedene fehlende transversale Energie auf ein entwichenes Neutrino hin. Man definiert:

$$E_{t_{miss}} = \left| \sum_{i=1}^n \vec{E}_{trans_i} \right| = \sqrt{E_x^2 + E_y^2} = \sqrt{\left( \sum_{i=1}^n E_i \sin \theta_i \cos \phi_i \right)^2 + \left( \sum_{i=1}^n E_i \sin \theta_i \sin \phi_i \right)^2}$$

Wie die FADC Energiespektren werden auch die Energiesummen für neun BCs erstellt. Zusätzlich gibt es für jedes Energiespektrum ein Diskriminatorspektrum mit zwei Diskriminatoren. Sobald die niedrigere Energieschwelle überschritten ist, wird ein Diskriminatorbit im entsprechenden BC gesetzt. Ein zweites Bit markiert das Erreichen der höheren Energieschwelle. Die Diskriminatorbits werden zurückgesetzt, sobald die Energie unter die entsprechende Schwelle fällt.

Tabelle 4.1 zeigt das Spektrum der Energiesummen und Diskriminatoren eines tief inelastischen Ereignisses mit hohem  $Q^2$  über neun BCs. (Anmerkung: das Elektron Bit  $ele1$  stellt die Anzahl der BTs mit erfüllter Elektron Bedingung dar. Der Diskriminator wird gesetzt, wenn eine Mindestanzahl von BTs mit erfüllter Elektron Bedingung vorkommt.)

### 4.2.2 Energie und Diskriminatorspektrum

Das Verhalten der Diskriminatoren in Abhängigkeit von der Energie wird in den Abb. 4.23 bis 4.40 veranschaulicht. Abb. 4.23 bis Abb. 4.28 zeigt die Energie im vierten BC jeder Summentabelle in Abhängigkeit von der Zeitspanne in BCs, während der eines der beiden Diskriminatorbits gesetzt ist. Dabei gilt für alle betrachteten Energiesummen  $E_{if}$ ,  $E_{fb}$ ,  $E_{cb}$ ,  $E_{tot}$ ,  $E_{trans}$ , und  $E_{tmiss}$ : Je höher die Energie ist, desto länger bleibt das Diskriminatorbit an. Die Zeitspanne selbst ist unterschiedlich für die verschiedenen Energiesummen, wobei die Spektren der totalen, transversalen und fehlenden transversalen Energien wegen einer zusätzlich benötigten Summierstufe ein BC früher enden. Bei niedrigen Energien tritt eine Unschärfe in der Zeitspanne auf. Diese ergibt sich einerseits durch die geringere Breite kleinerer Signale, andererseits durch die aufsummierten Einstreuungen der FADCs.

Die Abbildungen 4.29 bis 4.34 stellen das jeweils erste BC mit einem Eintrag größer als Null in Abhängigkeit der Energie im vierten BC (entspricht meist dem Maximum) dar. Erwartungsgemäß ist die Konvexität dieser Darstellungen genau umgekehrt: je höher die Energie ist, desto früher wird das Diskriminatorbit gesetzt.

Die Abbildungen 4.35 bis 4.41 liefern einen Überblick über den Zusammenhang der genannten Darstellungen. Hier wird unabhängig von der Energie der Zeitpunkt des ersten aktiven Diskriminatorbits im Zeitspektrum gegen die Lebensdauer (in BC) des Bits aufgetragen.

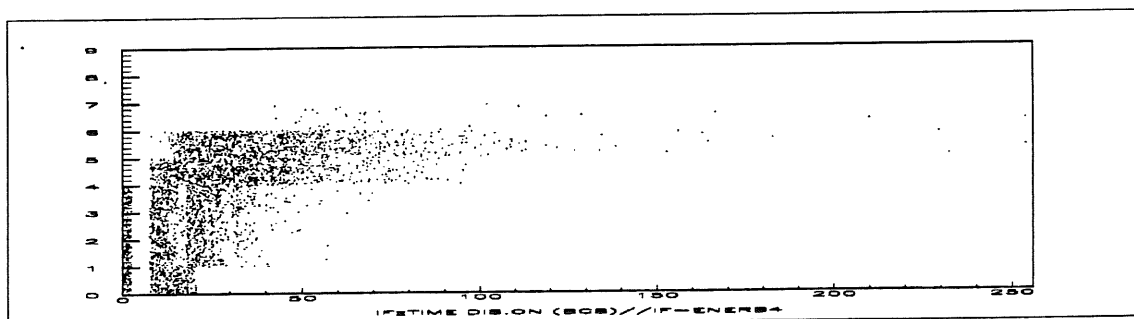


Abbildung 4.23: Erstes BC des IF Diskriminators, aufgetragen gegen IF Energie im vierten BC

Energie- und Diskriminatorspektrum									
BCs:	BC1	BC2	BC3	BC4	BC5	BC6	BC7	BC8	BC9
IFQ0	0	12	50	55	53	49	35	0	0
IFQ1	0	23	29	35	38	33	26	0	0
IFQ2	0	0	0	0	0	0	0	0	0
IFQ3	0	0	0	0	0	0	0	0	0
IFTOT	0	35	79	90	91	82	61	0	0
IFTOTD	0000	0001	0003	0003	0003	0003	0000	0000	0000
CBQ0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
CBQ1	0	0	0	0	0	0	0	0	0
CBQ2	0	0	27	25	25	19	13	0	0
CBQ3	0	0	0	0	0	0	0	0	0
CBTOT	0	0	27	25	25	19	13	0	0
CBTOTD	0000	0000	0003	0003	0003	0001	0000	0000	0000
FBQ0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
FBQ1	0	0	0	0	0	0	0	0	0
FBQ2	0	0	0	0	0	0	0	0	0
FBQ3	0	0	0	0	0	0	0	0	0
FBTOT	0	0	0	0	0	0	0	0	0
FBTOTD	0000	0000	0000	0000	0000	0000	0000	0000	0000
BARTOT	0	0	27	25	25	19	13	0	0
BARTOTD	0000	0000	0003	0003	0003	0001	0000	0000	0000
ETOT	0	35	106	115	116	101	0	0	0
ETOTD	0000	0003	0003	0003	0003	0000	0000	0000	0000
ETRANS	0	0	25	23	23	17	0	0	0
ETRANS D	0000	0000	0003	0003	0003	0000	0000	0000	0000
EX	0	0	0	0	0	0	0	0	0
EY	0	0	244	245	245	248	0	0	0
EMISSD	0000	0000	0003	0001	0001	0000	0000	0000	0000
ELE1	0	1	2	2	2	2	1	1	1
ELE1D	0000	0001	0001	0001	0001	0001	0001	0001	0000

Tabelle 4.1: Spektrum der Energiesummen und Diskriminatoren über 9 BCs

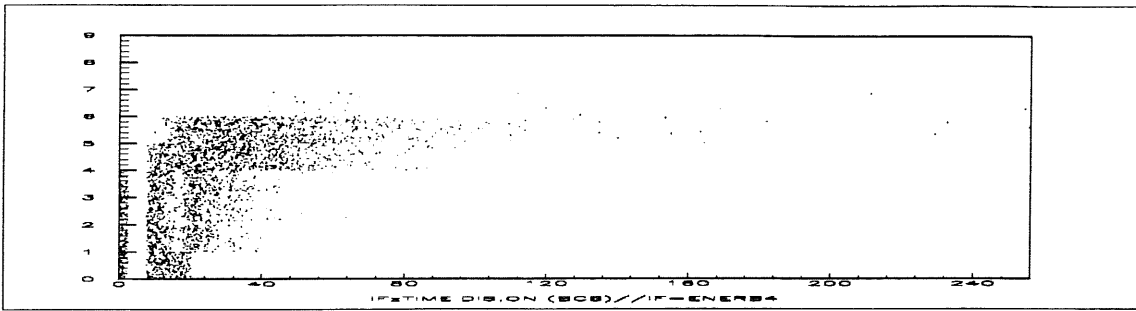


Abbildung 4.24: Lebensdauer des IF Diskriminators, aufgetragen gegen IF Energie im vierten BC

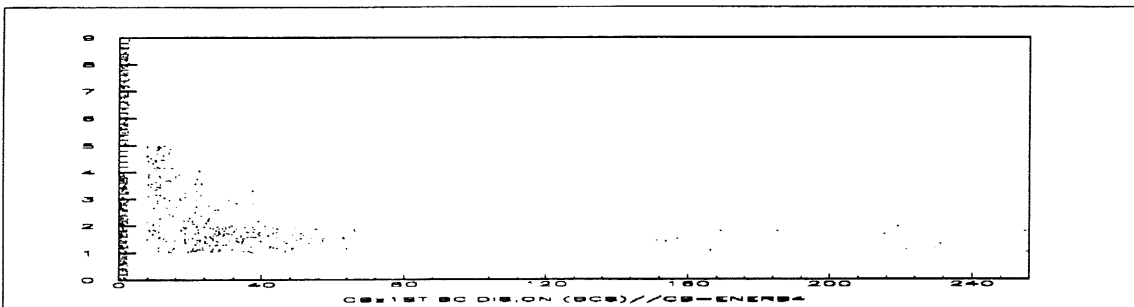


Abbildung 4.25: Erstes BC des FB Diskriminators, aufgetragen gegen FB Energie in BC 4

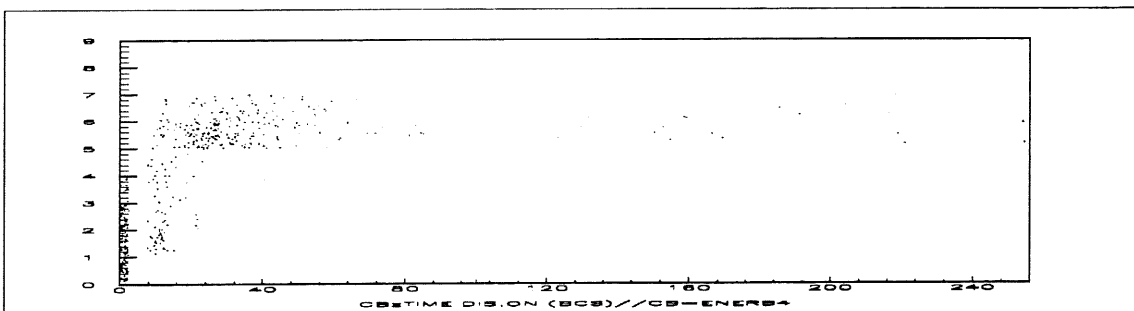


Abbildung 4.26: Lebensdauer des FB Diskriminators in BCs, aufgetragen gegen FB Energie in BC 4

### 4.2.3 Löcher im Diskriminatorspektrum

Vereinzelt treten im Diskriminatorspektrum auch Fehler auf. Diese wurden nach Erkennen auf Fehlfunktionen der Hardware zurückgeführt und korrigiert. In solchen Fällen überschreitet die Energie die Diskriminatorschwelle, ohne daß ein Diskriminatorbit gesetzt wird. Dabei wurde berücksichtigt, daß der Diskriminator der Energiesummen aus technischen Gründen 1 BC früher auf null gesetzt wird als der Energiewert im Energie-Summenspektrum. Einzige Ausnahme bildet der Elektron Diskriminator, der bis zum Ende des Spektrums reicht.

Abb. 4.42 zeigt die Fehlerrate der ersten und zweiten Diskriminatoren.



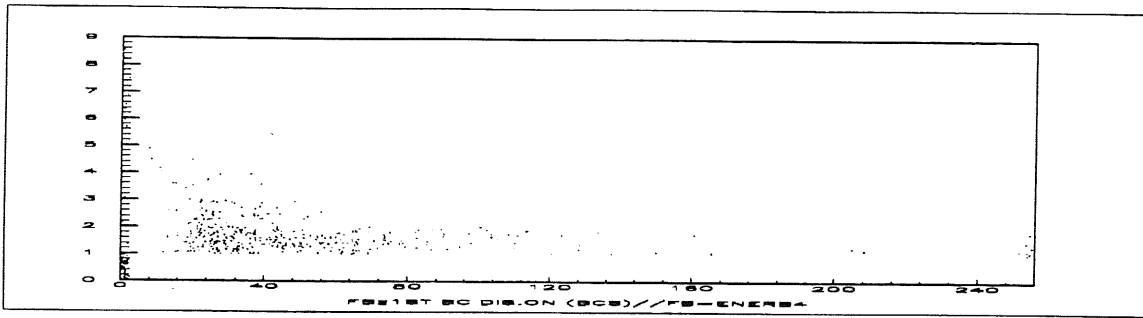


Abbildung 4.27: Erstes BC des CB Diskriminators, aufgetragen gegen CB Energie in BC 4

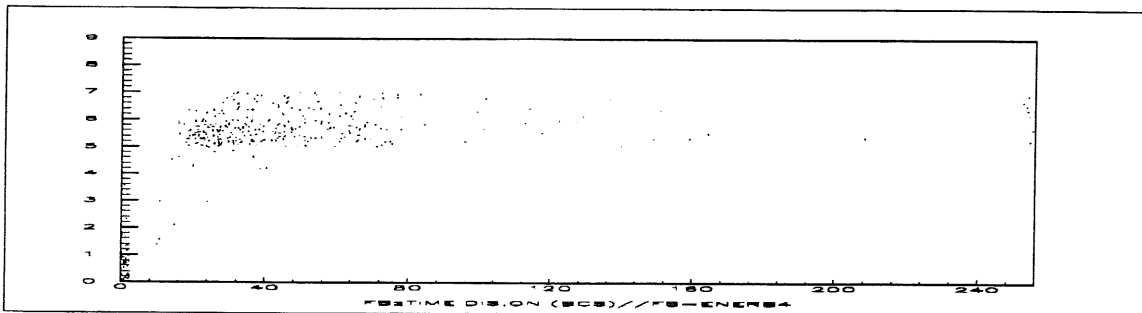


Abbildung 4.28: Lebensdauer des CB Diskriminators in BCs, aufgetragen gegen CB Energie in BC 4

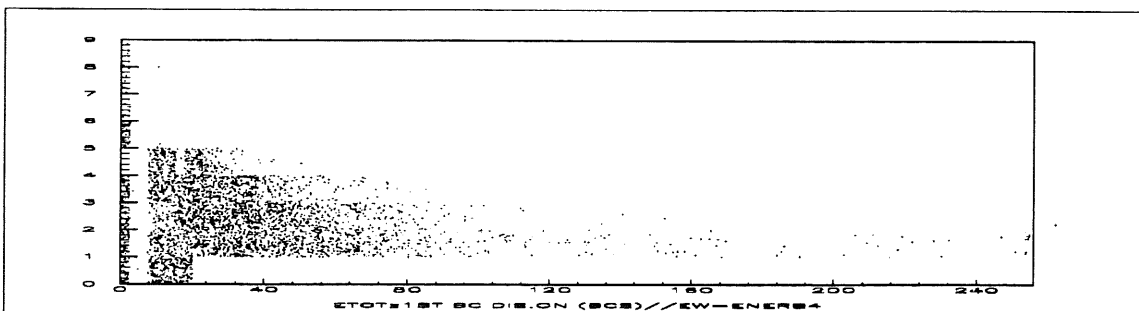


Abbildung 4.29: Erstes BC des Etot Diskriminators, aufgetragen gegen totale Energie in BC 4

Die Diskriminatorlöcher sind ein seltenes Phänomen, das nur sporadisch und in nicht zusammenhängender Weise in einigen Runs auftritt. Hier gehen alle Runs aus Tabelle 5.2 in die Untersuchung ein.

Zudem treten Diskriminatorfehler nur bei Energien unter 20 GeV (und in beliebigen BCs) auf und stellen somit keine wirkliche Beeinträchtigung dar. Abb. 4.44 und Abb. 4.45 stellen die Positionen der Diskriminatorfehler in einem Spektrum von neun BCs und in Abhängigkeit von der Energie dar.

Hier wurden niedrige und höhere Diskriminatoren gemeinsam betrachtet.

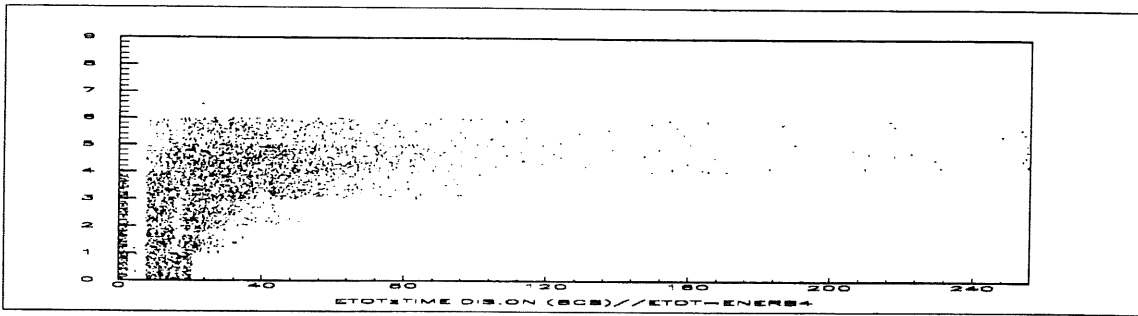


Abbildung 4.30: Lebensdauer des Etot Diskriminators in BCs, aufgetragen gegen totale Energie in BC 4

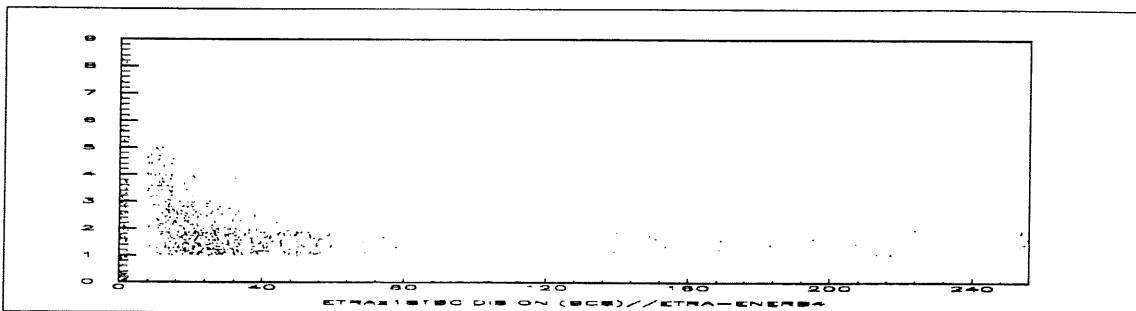


Abbildung 4.31: Erstes BC des Etrans Diskriminators, aufgetragen gegen transversale Energie in BC 4

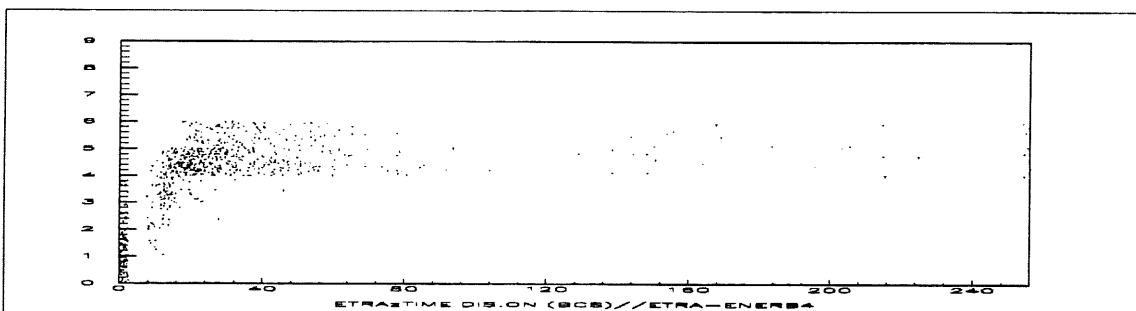


Abbildung 4.32: Lebensdauer des Etra Discriminators in BCs, aufgetragen gegen transversale Energie in BC 4

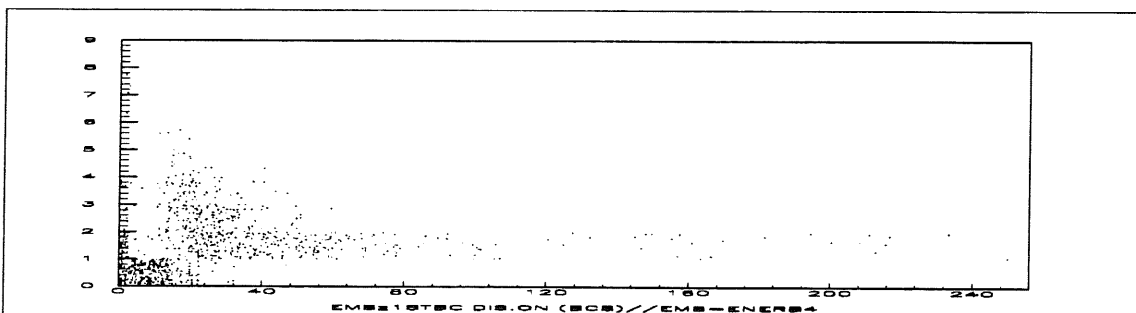


Abbildung 4.33: Erstes BC des Emiss Diskriminators, aufgetragen gegen fehlende transversale Energie in BC 4

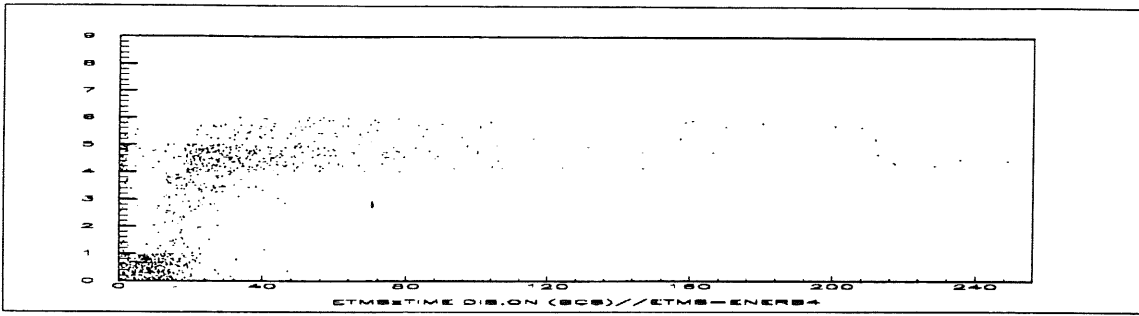


Abbildung 4.34: Lebensdauer des Etmis Diskriminators in BCs, aufgetragen gegen fehlende transversale Energie in BC 4

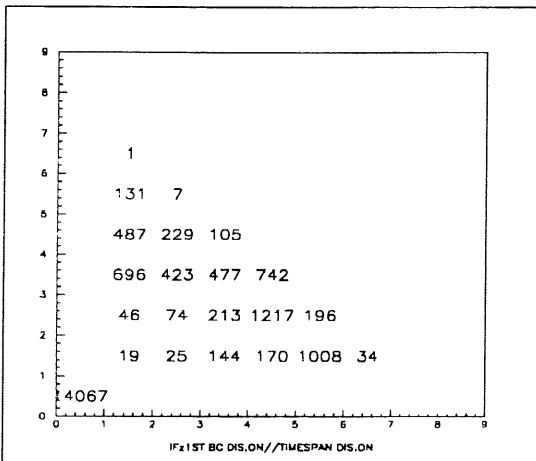


Abbildung 4.35: Erstes BC mit gesetztem IF Diskriminatorbit, aufgetragen gegen die Lebensdauer dieses Bits in BCs

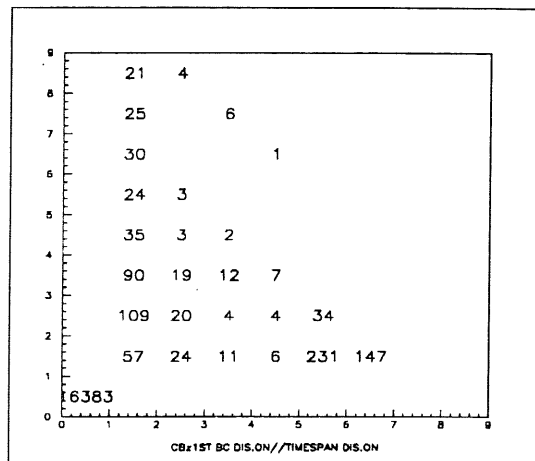


Abbildung 4.36: Erstes BC mit gesetztem FB Diskriminatorbit, aufgetragen gegen die Lebensdauer dieses Bits in BCs

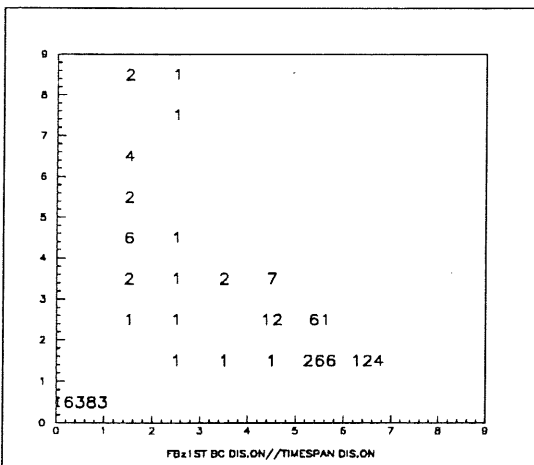


Abbildung 4.37: Erstes BC mit gesetztem CB Diskriminatorbit, aufgetragen gegen die Lebensdauer dieses Bits in BCs

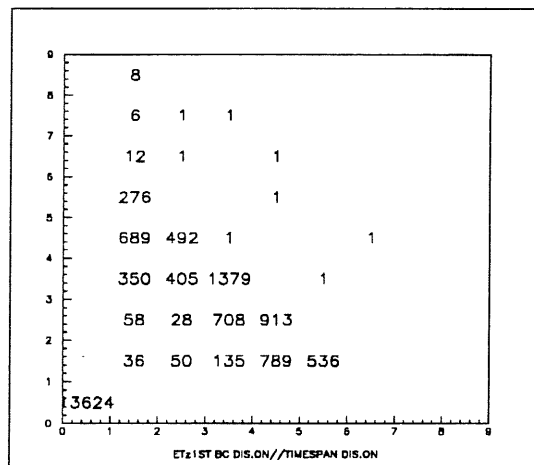


Abbildung 4.38: Erstes BC mit gesetztem Etot Diskriminatorbit, aufgetragen gegen die Lebensdauer dieses Bits in BCs

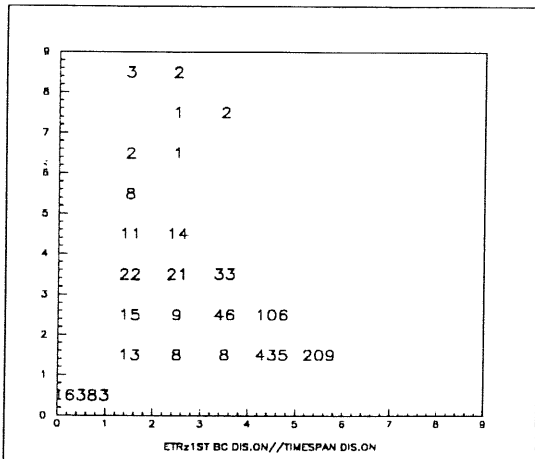


Abbildung 4.39: Erstes BC mit gesetztem Etrans Diskriminator, aufgetragen gegen die Lebensdauer dieses Bits in BCs

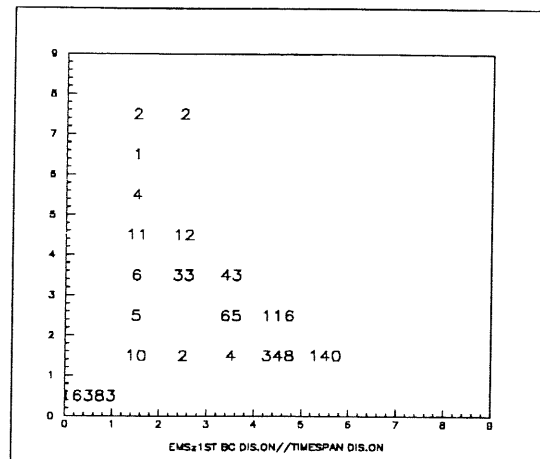


Abbildung 4.40: Erstes BC mit gesetztem Emiss Diskriminator, aufgetragen gegen die Lebensdauer dieses Bits in BCs

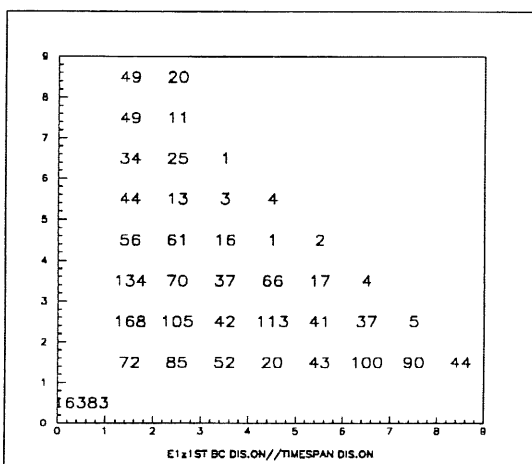


Abbildung 4.41: Erstes BC mit gesetztem Elektronbit, aufgetragen gegen die Lebensdauer dieses Bits in BCs

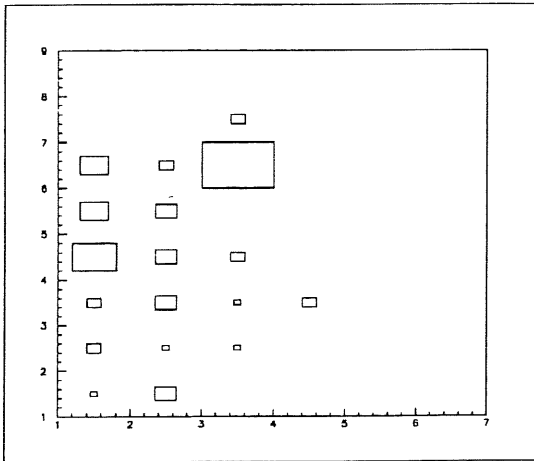


Abbildung 4.42: Löcher im Spektrum niedriger Diskriminatoren. Hier ist die Position des Lochs im Zeitspektrum von 9 BCs gegen das dazugehörige Triggerelement aufgetragen (Reihenfolge: IF, CB, FB, Etot, Etrans, (leer))

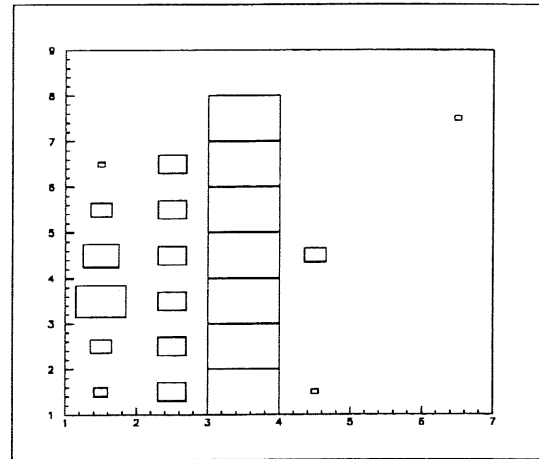


Abbildung 4.43: Löcher im Spektrum höherer Diskriminatoren. Hier ist die Position des Lochs im Zeitspektrum von 9 BCs gegen das dazugehörige Triggerelement aufgetragen (Reihenfolge: IF, CB, FB, Etot, Etrans, Ele1)

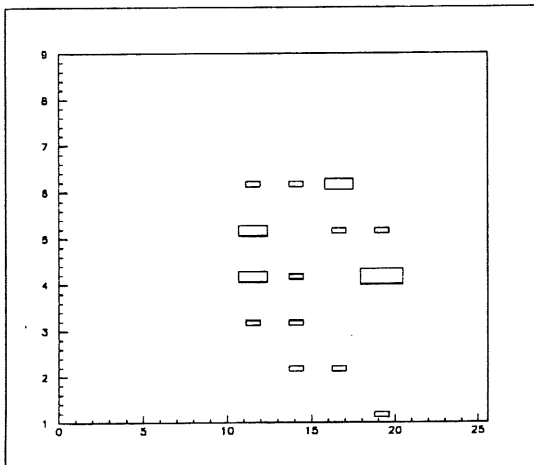


Abbildung 4.44: Position des IF Diskriminatorfehlers im Spektrum von 9 BCs, aufgetragen gegen die IF Energie in FADC counts

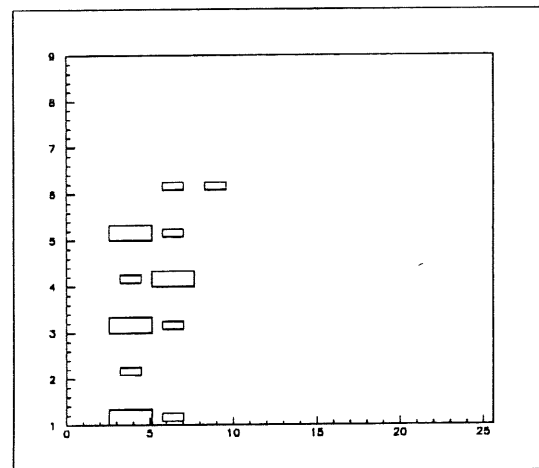


Abbildung 4.45: Position des CB Diskriminatorfehlers im Spektrum von 9 BCs, aufgetragen gegen die CB Energie in FADC counts

# Kapitel 5

## Trigger Kalibration

### 5.1 Big Tower Kalibration

#### 5.1.1 Korrelation zwischen Kalorimeter und Trigger

Da der Konversionsfaktor der Energie von GeV in FADC counts für jeden FADC unterschiedlich sein kann, bedarf es einer Kalibration aller Big Towers. In speziellen Fällen — wenn in einem Big Tower nur ein Trigger Tower Energie enthält — kann die Kalibration auch auf einzelne Trigger Tower ausgedehnt werden. Theoretisch können sogar einzelne Triggerzellen mit realen Daten kalibriert werden, vorausgesetzt, daß in einem BT nur eine Zelle Energie enthält. Da diese Fälle in der Praxis selten sind, empfiehlt es sich, Triggerzellen mit dem Pulser zu kalibrieren.

Die Abbildungen 5.1 bis 5.3 zeigen die Korrelationsgerade aller BT Energien im Trigger, aufgetragen gegen die dazugehörigen Kalorimeter Energien. Die Steigung dieser Geraden ergibt einen groben Konversionsfaktor zwischen den Energieeinheiten FADC counts und GeV, der etwa zwischen 0.4 und 0.5 liegt. Meßpunkte oberhalb der Geraden repräsentieren meist von Einstreuungen betroffene FADCs, deren korrespondierende Kalorimeter Big Tower Energien wesentlich niedriger sind. Auch Fälle von hohen FADC Energien ohne Energie im Kalorimeter können vorkommen. Von den topologischen Regionen IF, FB und CB ist der CB Bereich am stärksten davon betroffen (siehe Abb. 5.5), während die IF-FADCs hier frei von Einstreuungen sind.

Einträge unterhalb der Korrelationsgeraden bezeichnen FADCs mit niedriger Verstärkung im davorliegenden Analogteil. In Abb. 5.1 zeigt sich, daß besonders der IF Bereich davon betroffen ist. Einstreuungen als auch ineffiziente FADC Reaktionen betreffen elektromagnetische und hadronische BTs etwa in gleichem Maße, wie die Darstellungen 5.4 und 5.5 deutlich machen.

Bei der Kalibration wird mittels Regressionsanalyse die Steigung der Korrelationsgeraden zwischen Energien in GeV und FADC counts für jeden Big Tower einzeln betrachtet. Um sicherzugehen, daß tatsächlich eine lineare Beziehung zwischen digitalem und analogem Signal vorliegt, wird die Berechnung für alle BTs zusätzlich in drei getrennten Energiebereichen durchgeführt.

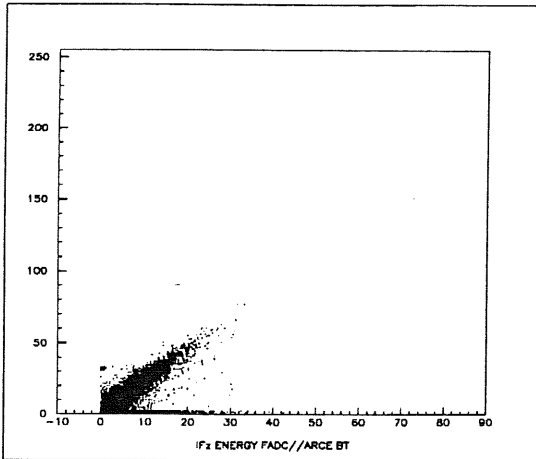


Abbildung 5.1: Korrelation im IF: Energien der FADCs in counts, aufgetragen gegen Big Tower Energien in GeV

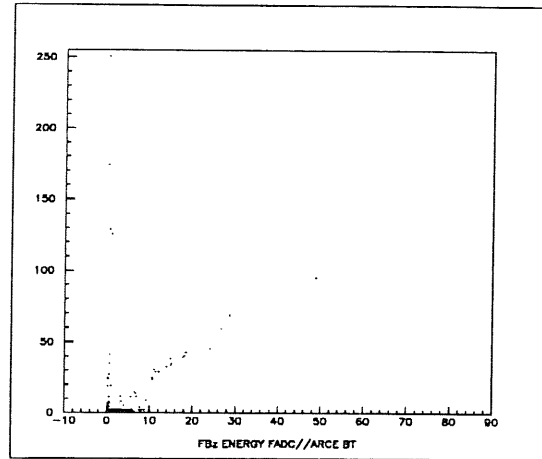


Abbildung 5.2: Korrelation im FB: Energien der FADCs in counts, aufgetragen gegen Big Tower Energien in GeV

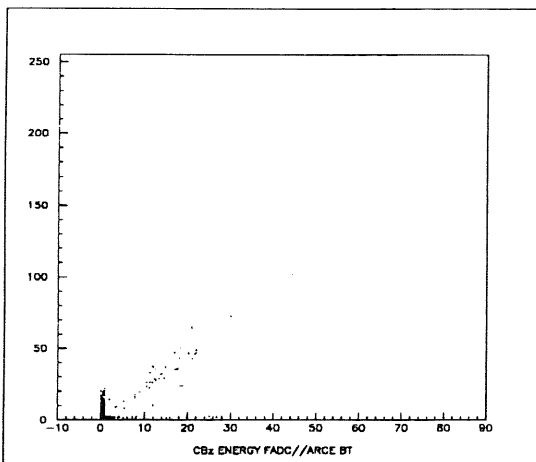


Abbildung 5.3: Korrelation im CB: Energien der FADCs in counts, aufgetragen gegen Big Tower Energien in GeV

Zudem wird ein eventueller Unterschied in den BTs der verschiedenen topologischen Regionen in Erwägung gezogen. Hierfür wurden die Mittelwerte der Steigungen der BT Regressionsgeraden für alle drei Regionen und zusätzlich für verschiedenen Energiebereiche bestimmt und verglichen.

### 5.1.2 Methode der Regressionsanalyse

Bei der Regressionsanalyse wird eine Gerade so in die Meßdaten gelegt, daß die Summe der quadratischen Fehler minimal ist. Dabei kann man voraussetzen, daß der Fehler für die FADC Energie  $E_{fad}$  vernachlässigbar ist. Die Geradengleichung  $y = ax + b$

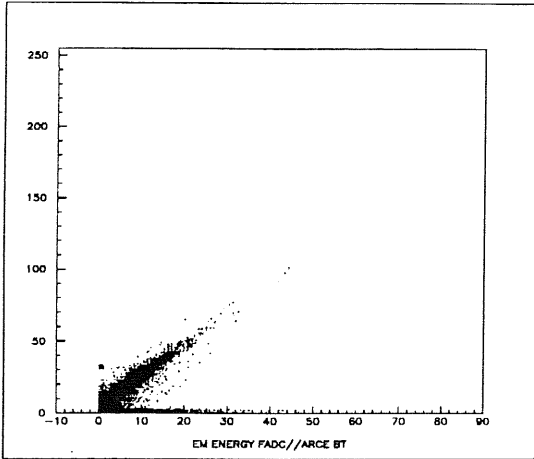


Abbildung 5.4: Korrelation: Energien der elektromagnetischen FADCs in counts, aufgetragen gegen Big Tower Energien in GeV

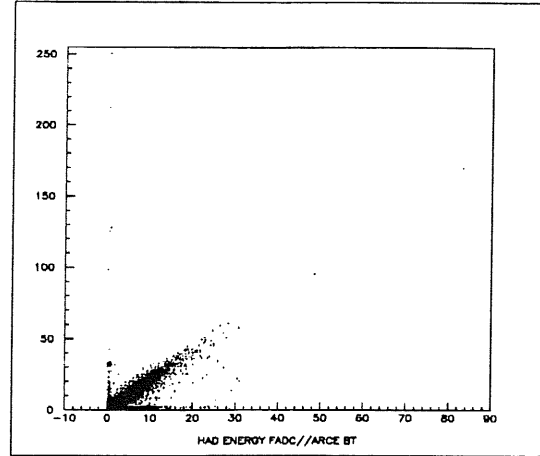


Abbildung 5.5: Korrelation: Energien der hadronischen FADCs in counts, aufgetragen gegen Big Tower Energien in GeV

lautet in diesem Falle:

$$E_{cal} = aE_{fad} + b$$

mit  $a$  als Steigung und  $b$  als Achsenabschnitt. Wählt man Steigung und Achsenabschnitt so, daß der Fehler für die BT Kalorimeter Energie  $E_{cal}$  minimiert wird, so ergibt sich:

$$a = \frac{n \sum_{i=1}^n E_{cal,i} E_{fad,i} - \sum_{i=1}^n E_{cal,i} \sum_{i=1}^n E_{fad,i}}{n \sum_{i=1}^n E_{fad,i}^2 - \sum_{i=1}^n E_{fad,i} \sum_{i=1}^n E_{fad,i}}$$

$$b = \frac{\sum_{i=1}^n E_{cal,i} \sum_{i=1}^n E_{fad,i}^2 - \sum_{i=1}^n E_{fad,i} \sum_{i=1}^n E_{cal,i} E_{fad,i}}{n \sum_{i=1}^n E_{fad,i}^2 - \sum_{i=1}^n E_{fad,i} \sum_{i=1}^n E_{fad,i}}$$

Die Summierung erstreckt sich über die Anzahl der Energieeinträge der einzelnen FADCs. Dabei wird vorausgesetzt, daß die Energie unterhalb der Sättigungsgrenze der FADCs liegt, bzw. weder für FADCs noch für Kalorimeter Big Tower Null ist. Auf diese Weise werden Fehler durch Überläufe und Einstreuungen vermieden.

Bei kleinem oder verschwindendem Achsenabschnitt entspricht die Steigung dem Konversionsfaktor zwischen FADC Energien in counts und der Big Tower Energie in GeV. Zusätzlich wird noch der Regressionskoeffizient  $r$  bestimmt, der das Maß der Korrelation angibt. Liegt der quadratische Regressionskoeffizient  $r^2$  bei eins, sind die Meßpunkte auf der Geraden perfekt korreliert. Da in den folgenden Untersuchungen sowohl reine Einstreuungs FADCs (ohne Energie im Kalorimeter) als auch Kalorimeter BTs ohne entsprechenden aktivierten FADC ausgeschlossen wurden, erwartet man Korrelationskoeffizienten um den Wert eins.



### 5.1.3 Linearitätsbetrachtung

Wie die Analyse zeigt, liegen für fast alle BTs die Quadrate der Regressionskoeffizienten bei eins. Nur im IF Bereich treten für einige BTs Werte zwischen 0.8 und 0.9 auf, in drei Fällen (FADC Nummern 30, 95 und 159) sogar 0.4 bzw. 0.5, wobei zwei FADCs 40 bzw. 44 mal getroffen wurden und von einer ausreichenden Statistik ausgegangen werden kann. FADC Nummer 159 weist dagegen nur sieben Einträge auf.

Betrachtet man im Vergleich dazu die quadratischen Regressionskoeffizienten für die Regressionsanalyse in verschiedenen Energiebereichen, so liegen für Energien unter 40 FADC counts auch hier einige Werte zwischen 0.8 und 0.9, allerdings niemals darunter. Die drei obengenannten, im gesamten Energiespektrum schlechter korrelierten BTs, weisen auf dieser Energieskala perfekte Korrelation auf ( $r^2 = 1$ ). Die Koeffizienten  $r^2$  der höheren Energiebereiche liegen ohne Ausnahme bei eins. Daraus kann gefolgert werden, daß für alle BTs Trigger- und Kalorimeterenergien linear zusammenhängen, wobei für die BTs aus dem IF Bereich die Linearität für den Energiebereich oberhalb 40 FADC counts in gleichem Maße zutrifft, allerdings bei der Gesamtbetrachtung aller Energien in einigen Fällen geringfügig davon abweicht.

### 5.1.4 Ergebnisse der Regressionsanalyse

Wie erwartet, kann aus den Mittelwerten der Steigungen der verschiedenen Energiebereiche keine Abhängigkeit von der Energie festgestellt werden. Tabelle 5.1 läßt außerdem den Schluß zu, daß sich BTs aus verschiedenen topologischen Regionen bezüglich ihrer Kalibration im Mittel nicht nennenswert unterscheiden <sup>1</sup>.

Betrachtet man die Mittelwerte der Steigungen aller BT Korrelationsgeraden über jeden Run in Abhängigkeit von der Runnummer (also von der Zeit), so zeigt sich etwa ab Run 33674 eine Stabilisierung der Werte zwischen 0.40 und 0.49. Gleichzeitig nähern sich die Achsenabschnitte durchschnittlichen Werten zwischen -1.1 und 0.1. Die Abbildungen 5.7 und 5.6 zeigen die Mittelwerte von Steigung und Achsenabschnitt gegen eine fortlaufende Runnummerierung von 1–71, die nach Tabelle 5.2 den tatsächlichen Runnummern im Experiment zugeordnet werden kann.

Die Abbildungen 5.8 und 5.9 stellen die Steigungen und Achsenabschnitte aller BT für alle Energien (von Run 34598 bis Run 36008) dar. Mit wenigen Ausnahmen, die meist auf schlechte Statistik zurückzuführen sind, liegen die Steigungen etwa zwischen 0.3 und 0.5. In Abb. 5.8 zeigt sich eine breiter gestreute Verteilung zwischen 0.3 und 0.6 für den IF Bereich (FADC 0–250), während die Werte für FB und CB etwas stärker zwischen 0.4 und 0.5 fokussiert sind (die vereinzelt Ausnahmen haben ihre Ursache in unzulänglicher Statistik). Die breitere Streuung der Steigungswerte im IF Bereich konnte durch Vergleich der mittleren Steigungen aller topologischen Regionen nicht bemerkt werden, weil sich der Effekt bei der Mittelung aufhebt (siehe Tabelle 5.1).

---

<sup>1</sup>Der vergleichsweise hohe Kalibrationsfaktor für IF-Big Towers bei Energien über 70 FADC counts resultiert aus der schlechten Statistik für diesen Bereich. Hier wurde über nur 6 BTs gemittelt, von denen 5 Werte im Rahmen lagen (siehe Tab. 5.1).

Mittlere Steigungen der Regressionsgeraden				
-	alle Energien	$E \leq 40$ cnts	$40 < E \leq 70$ cnts	$E > 70$ cnts
alle BTs:	0.445	0.450	0.512	0.519
IF BTs:	0.451	0.448	0.451	0.970
FB BTs:	0.441	0.455	0.536	0.461
CB BTs:	0.439	0.431	0.484	0.464

Tabelle 5.1: Steigungen aus den Regressionsgeraden der BTs, gemittelt über alle BTs, BTs aus den Regionen IF, FB und CB, sowie über verschiedene Energiebereiche. (Ein BT muß mindestens zwei Einträge aufweisen, um in die Analyse einzugehen. Deshalb gibt es BTs, die in den gesamten Energiebereich eingehen, aber nicht in einen der Teilbereiche — etwa dann, wenn die Energien in zwei verschiedenen Bereichen liegen. Dies erklärt, daß die Steigung aller BTs geringer ist als die der Teilbereiche verschiedener Energien.)

Die Abbildungen 5.10 bis 5.15 stellen die Ergebnisse der Regressionsanalyse in verschiedenen Energiebereichen dar. Dabei ist in den Energiebereichen über 40 FADC counts für einen BT kaum ausreichend Statistik vorhanden.

## 5.2 Kalibration der Trigger Tower und Triggerzellen

### 5.2.1 Trigger Tower und Triggerzellen

Bei der Kalibration einzelner Trigger Tower oder gar Triggerzellen wird analog zur Big Tower Kalibration verfahren. In die Analyse gehen nur Big Tower ein, die Energie in einem einzigen Trigger Tower aufweisen. Eine Untermenge davon bilden die Big Tower mit einer einzigen aktiven Triggerzelle.

Dabei fällt auf, daß die zu einem BT gehörenden TTs einzeln betrachtet sehr unterschiedliche Kalibrationen aufweisen. Dasselbe gilt für Triggerzellen.

Betrachtet man die Achsenabschnitte der Regressionsgeraden einzelner Triggerzellen, so ist dieser in den meisten Fällen genau Null. Dazwischen gibt es einzelne TC mit von Null verschiedenen, fast immer negativen Achsenabschnitten und Steigungen, die meist über einem Wert von 0.6 liegen. Sie treten gehäuft in BTs aus dem IF Bereich auf, und zwar vor BT Nummer 200. So liegt der Prozentsatz aller Triggerzellen, die einen Achsenabschnitt von exakt Null oder bis zu zwei Stellen hinter dem Komma aufweisen, im IF bis zu BT 200 bei etwa 23 %, von BT 200 bis 255 etwa 40 %. Im FB weisen

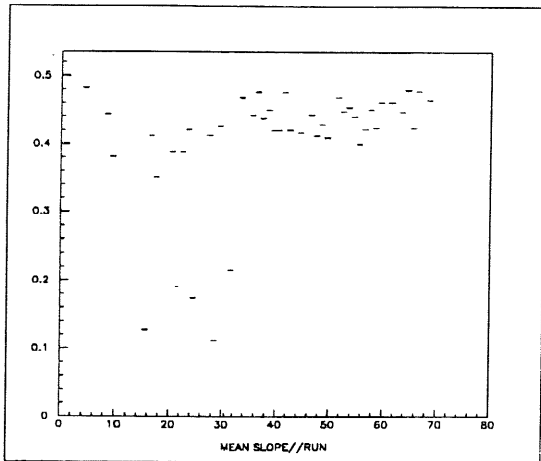


Abbildung 5.6: Mittlere Steigung der BT Korrelationsgeraden in Abhängigkeit von der Runnummer

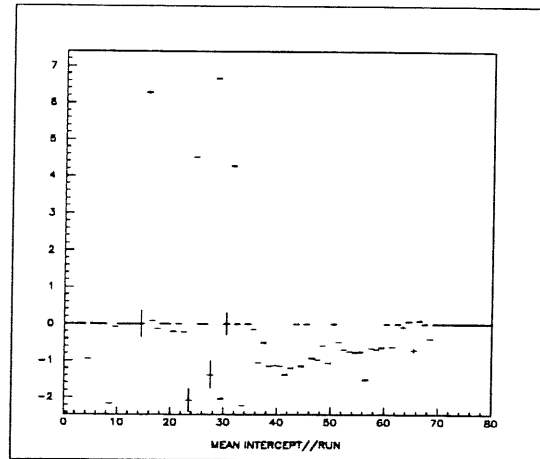


Abbildung 5.7: Mittlerer Achsenabschnitt der BT Korrelationsgeraden in Abhängigkeit von der Runnummer

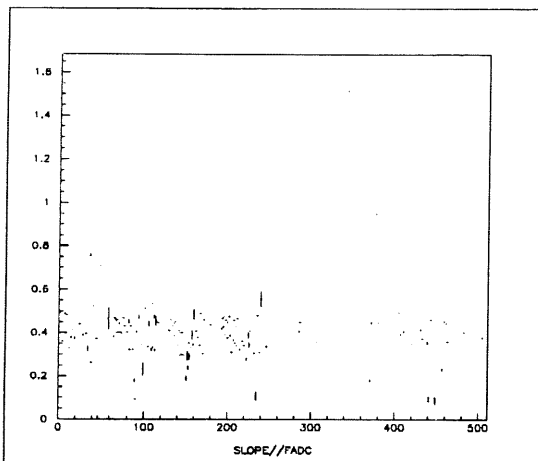


Abbildung 5.8: Steigungen aller BT Korrelationsgeraden, aufgetragen gegen die FADC Nummer

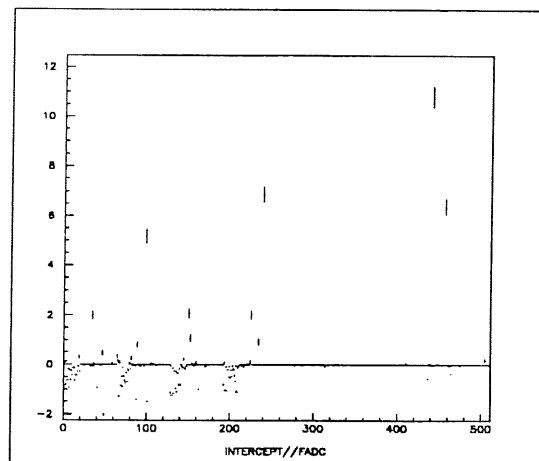


Abbildung 5.9: Achsenabschnitte aller BT Korrelationsgeraden, aufgetragen gegen die FADC Nummer

fast 90 % aller einzelnen Triggerzellen mit Energie keinen oder einen vernachlässigbar kleinen Achsenabschnitt auf, im CB sind es etwa 80 %.

### 5.2.2 Anomale Trigger Tower und Zellen

Bei der Betrachtung der Regressionsdaten aller BTs ergaben sich zwei Fälle, die trotz ausreichender Statistik (über 1000 Energieeinträge) Steigungswerte größer als 0.6 und Achsenabschnitte kleiner als -4 aufweisen. Weitere BTs mit ähnlichen Werten wurden wegen mangelnder Statistik — typischerweise enthalten BTs mit extremen Achsenabschnitten nur 2 bis 3 Energieeinträge — außer acht gelassen. Meist werden schlechte

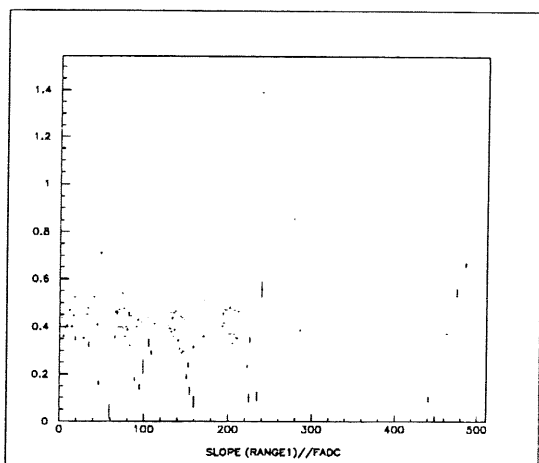


Abbildung 5.10: Steigungen aller BT Korrelationsgeraden, aufgetragen gegen die FADC Nummer, für Energien bis 40 FADC counts

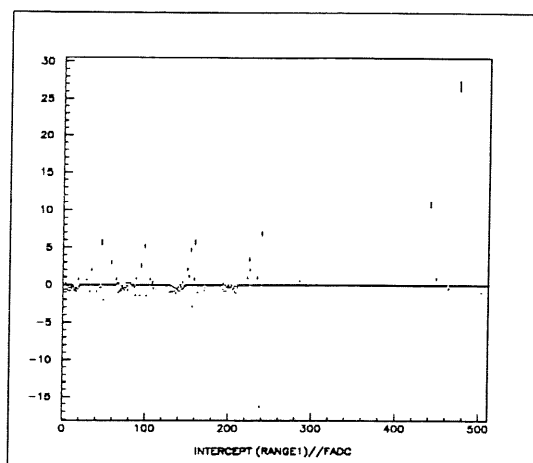


Abbildung 5.11: Achsenabschnitte aller BT Korrelationsgeraden, aufgetragen gegen die FADC Nummer, für Energien bis 40 FADC counts

Ergebnisse für einen BT, also mit einer Steigung, die außerhalb des Bereichs 0.4 bis 0.5 liegt, und solche mit hohen Achsenabschnitten, von einer einzigen Triggerzelle verursacht.

Als Beispiel sei BT Nummer 194 genannt, der in der Gesamtbetrachtung trotz einer Statistik von 1888 Einträgen eine Steigung von 0.633 und einen Achsenabschnitt von -4.19 aufweist. Zu diesem BT existiert ein einzelner TT (TT Nummer 3) mit 415 Einträgen und einer Steigung der Korrelationsgeraden von 2.01 mit einem Achsenabschnitt in der Höhe von -27.5 ! In diesem TT gibt es drei einzeln gefeuerte TC mit unterschiedlichen Werten, die insgesamt 252 Energieeinträge ausmachen. Zwei Zellen weisen trotz der ausreichenden Statistik eine Regressionsgeradensteigung von 0.233 bzw. 0.289 auf, mit Achsenabschnitten von -0.056 und 0.467. Zelle Nummer 2 hingegen hat eine Geradensteigung von 1.339 und einen Achsenabschnitt von -10.9 für 52 Energieeinträge. Da es sich um einen elektromagnetischen BT (erkennbar an der geraden FADC Nummer) handelt, ist die theoretisch vorhandene vierte Zelle unbelegt und es handelt sich bei der anomalen Zelle eindeutig um die zweite TC im dritten TT.

Ein weiteres Beispiel liefert BT 128 mit 1839 Energieeinträgen, einer Steigung der Regressionsgeraden von 0.610 und einem Achsenabschnitt von -4.517. Zu diesem BT gibt es einen einzelnen TT mit 447 Energieeinträgen, welcher einen Wert von 0.693 als Steigung bzw. -5.993 als Achsenabschnitt aufweist. Einzelne Triggerzellen treten hier nicht auf.

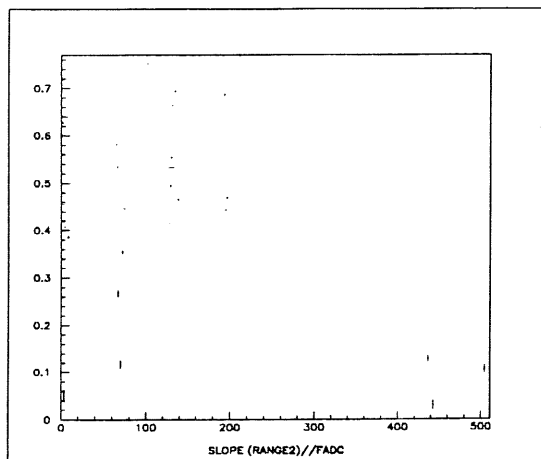


Abbildung 5.12: Steigungen aller BT Korrelationsgeraden, aufgetragen gegen die FADC Nummer, für Energien zwischen 40 und 70 FADC counts

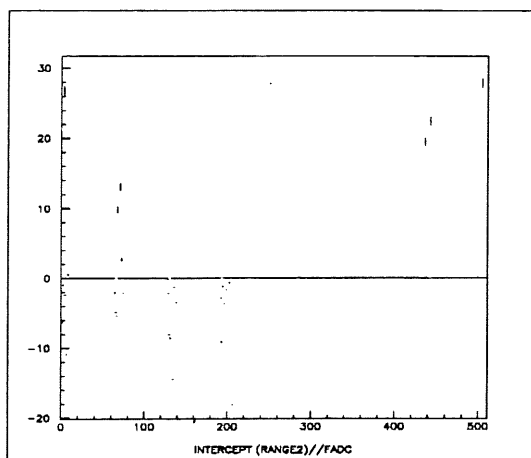


Abbildung 5.13: Achsenabschnitte aller BT Korrelationsgeraden, aufgetragen gegen die FADC Nummer, für Energien zwischen 40 und 70 FADC counts

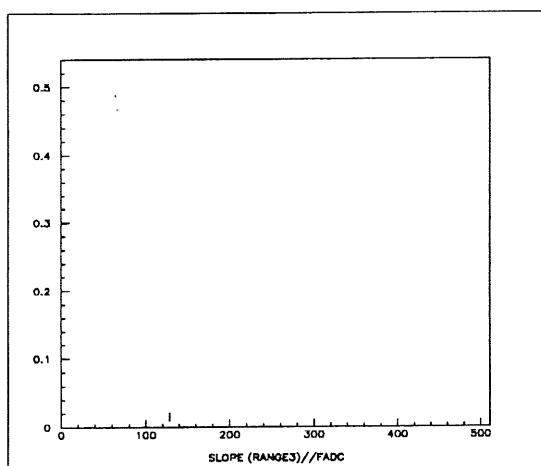


Abbildung 5.14: Steigungen aller BT Korrelationsgeraden, aufgetragen gegen die FADC Nummer, für Energien ab 70 FADC counts

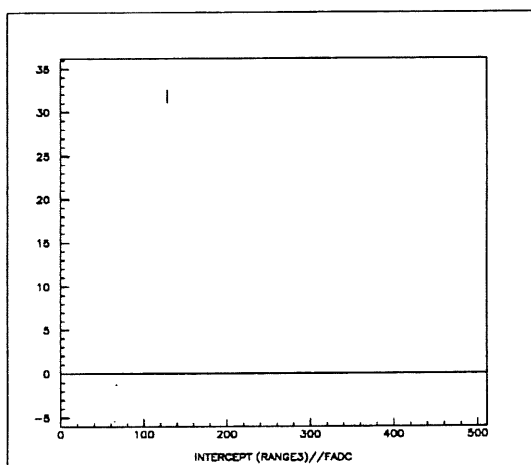


Abbildung 5.15: Achsenabschnitte aller BT Korrelationsgeraden, aufgetragen gegen die FADC Nummer, für Energien ab 70 FADC counts

Nr.	Run	Nr.	Run	Nr.	Run	Nr.	Run	Nr.	Run
1	30439	16	32430	31	33125	47	33824	62	35638
2	30505	17	32552	32	33150	48	33881	63	35106
3	30618	18	32579	33	33434	49	33084	64	35147
4	31002	19	32643	34	33631	50	34147	65	35205
5	31003	20	32716	35	33637	51	34177	66	35147
6	31168	21	32735	36	32641	52	34516	67	35278
7	31261	22	32716	37	33674	53	34517	68	35342
8	31908	23	32736	38	33703	54	34525	69	35394
9	31934	24	32739	39	33707	55	34532	70	35819
10	32060	25	32796	41	33711	56	34598	71	36008
11	31934	26	32850	42	23745	57	34609	-	-
12	32060	27	32893	43	33756	58	34626	-	-
13	32163	28	32093	44	33756	59	34636	-	-
14	32060	29	33106	45	33767	60	34638	-	-
15	32380	30	32947	46	33800	61	34636	-	-

Tabelle 5.2: Zuordnung der fortlaufenden Runnummerierung zur tatsächlichen Runnummer der untersuchten Runs. Die Tabelle gilt für alle Fälle einer Abbildung einer Größe gegen die Runnummer.

# Kapitel 6

## Die Effizienz des LAr–Triggers

### 6.1 Der AGM Schwellentrigger

#### 6.1.1 Untersuchungen zur AGM Schwelle

Die AGM Schwelle unterwirft das Trigger Tower Signal einer ersten restringierenden Bedingung. Das Ziel ist deshalb, den Schwellenwert möglichst niedrig zu halten bei gleichzeitig ausreichender Rauschunterdrückung. Je nach Bedarf kann dieser Wert von außen vorgegeben werden und liegt in den untersuchten Runs zwischen 90 mV und 120 mV.

Diesem Wert steht eine effektive Schwelle gegenüber, die in den Kalorimeterregionen IF, FB und CB geringfügig differieren kann. Abb. 6.1 und 6.2 zeigen den Energiewert des jeweils ersten nichtleeren BC im FADC Spektrum für alle FADCs bei einer vorgegebenen AGM Schwelle von 90 bzw. 120 mV. Diese Energie in FADC counts ist proportional zur effektiven AGM Schwelle des betreffenden FADCs. Dabei stammen die FADC Nummern 0–250 (mit Ausnahme der FADCs, die Plug oder BEMC zugeordnet sind und hier ohnehin nicht eingehen) aus dem IF Bereich, Nr. 256–382 aus dem FB und Nr. 384–506 aus dem CB.

Dabei fällt auf, daß in den Regionen FB und CB die Energien der ersten getroffenen BCs teilweise viel höher ausfallen als im IF. So liegen die Energien im IF Bereich für eine 90 mV AGM Schwelle zwischen 2 und 62 FADC counts, während sie in FB und CB von 2 counts bis 90 counts reichen (siehe Abb. 6.1). Bei einer Energieschwelle von 120 mV liegen die Energien der ersten getroffenen BCs im IF Teil zwischen 3 und 76 FADC counts, in FB und CB zwischen 3 und maximal 100 FADC counts (siehe Abb. 6.2).

#### 6.1.2 Effizienz des AGM Schwellentriggers

Die Effizienz des AGM Schwellentriggers wurde getrennt für alle eingestellten AGM Schwellen ermittelt. Dazu dividiert man die Energieverteilung der Trigger Tower, die einen FADC gefeuert haben, durch die gesamte Energieverteilung aller Trigger Tower. Da einem FADC im allgemeinen vier Trigger Tower zugeordnet sind, kommen nur

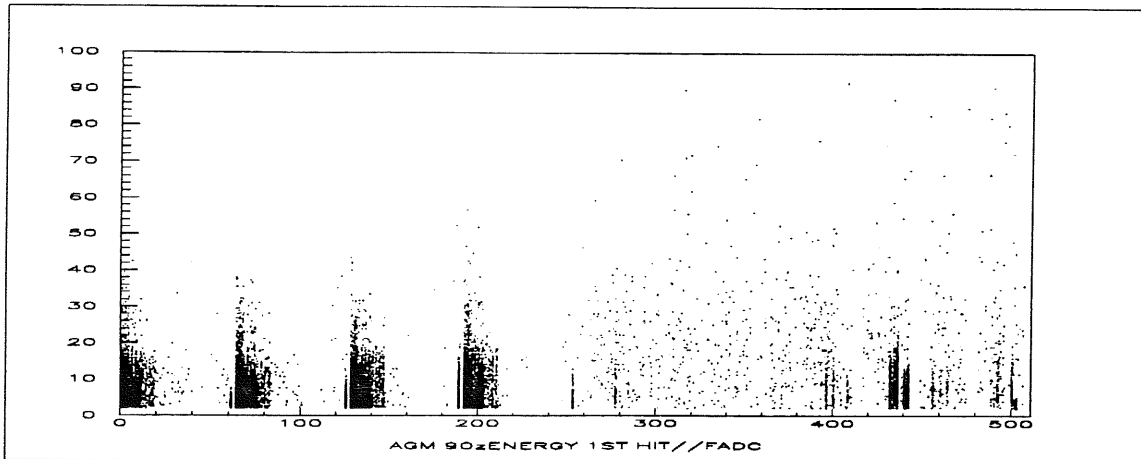


Abbildung 6.1: Energie des ersten getroffenen BCs jedes einzelnen FADCs, gegen FADC Nummer aufgetragen. AGM Schwelle: 90 mV

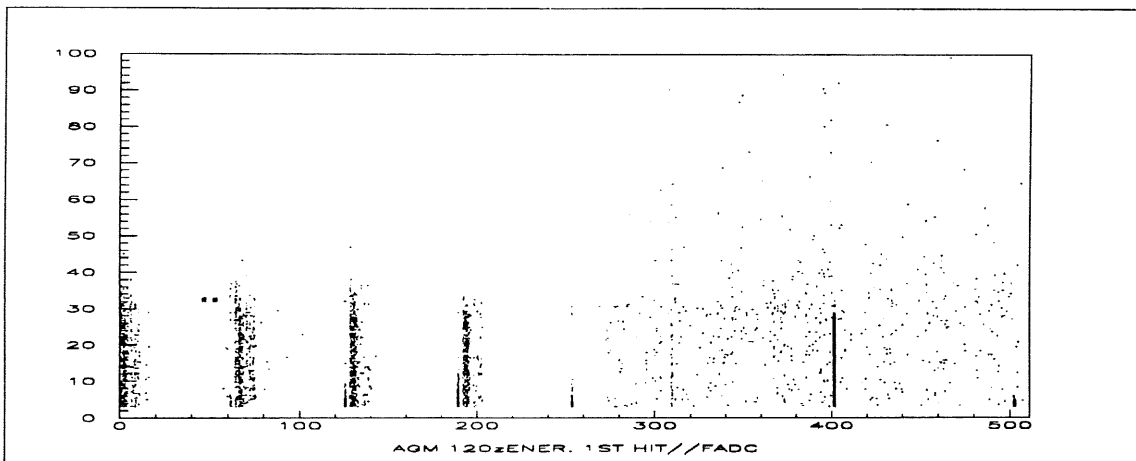


Abbildung 6.2: Energie des ersten getroffenen BCs jedes einzelnen FADCs, gegen FADC Nummer aufgetragen. AGM Schwelle: 120 mV

FADCs in Betracht, die in einem einzigen Trigger Tower Energie aufweisen. Dies ist jedoch meistens der Fall und stellt keine große Einschränkung dar. Vereinzelt finden sich Trigger Towers, die wegen durchdringendem elektronischen Rauschen abgeschaltet wurden. Sie enthalten hohe Energien, werden aber auf FADC Ebene nicht ausgelesen. Aus diesem Grunde wurden sie auch hier aus der Trigger Tower Energiesumme ausgeschlossen.

Die Effizienz  $Eff_{AGM}$  ergibt sich nun als Quotient der Anzahl  $N$  der vom Trigger detektierten Energien  $E_{trig}^{TT}$  und den tatsächlich im Kalorimeter enthaltenen Energien  $E_{calo}^{TT}$ :

$$Eff_{AGM} = \frac{N_{E_{trig}^{TT}}}{N_{E_{calo}^{TT}}}$$

Die Fehler wurden nach der Binomialverteilung wie folgt ermittelt:



$$\sigma_{eff} = \sqrt{\frac{N_{E_{calo}^{TT}} * Eff_{AGM} * (1 - Eff_{AGM})}{N_{E_{trig}^{TT}}}}$$

Dabei ist der Fehler für eine Effizienz von 100 % nicht definiert.

### 6.1.3 Ergebnisse

Die Abbildungen 6.3, 6.5 und 6.7 stellen die AGM Effizienzen der topologischen Regionen IF, FB und CB für eine vorgegebene AGM Schwelle von 90 mV dar. Im Vergleich dazu sind die Effizienzen für die eingestellte AGM Schwelle von 120 mV in Abb. 6.4, 6.6 und 6.8 repräsentiert.

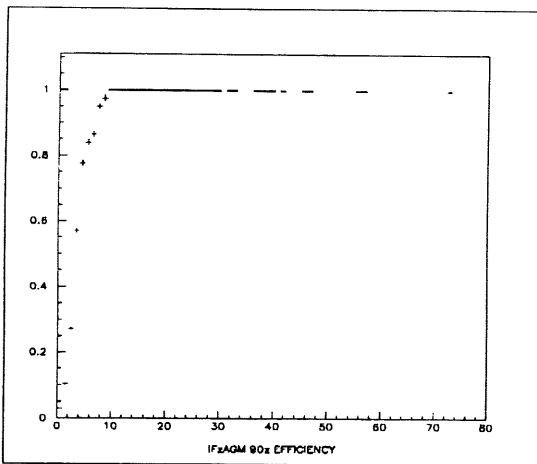


Abbildung 6.3: AGM Effizienz im IF Bereich (Schwelle bei 90 mV)

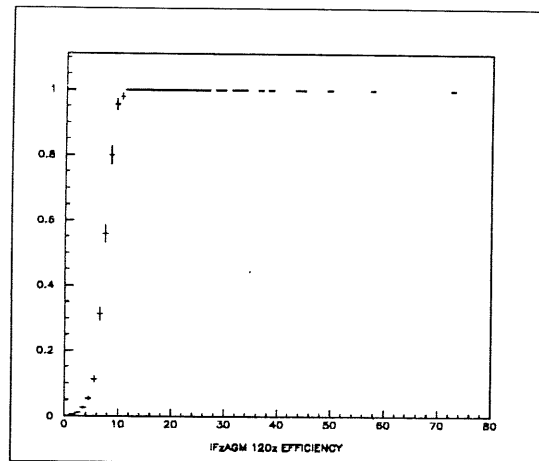


Abbildung 6.4: AGM Effizienz im IF Bereich (Schwelle bei 120 mV)

Aus den Effizienzdarstellungen lassen sich effektive AGM Schwellen für die verschiedenen topologischen Regionen bestimmen. Bei einer eingestellten AGM Schwelle von 90 mV (das entspricht 7 FADC counts bzw. im IF Bereich mit einem Umrechnungsfaktor von 0.451 einer Energie von 3.2 GeV), werden 50 % Effizienz bei knapp 3 GeV und 100 % bei etwa 8 GeV erreicht.

Im FB Bereich sind 50 % bei etwas weniger als 4 GeV und 100 % bei ca. 10 GeV erreicht, im CB sind es 50 % bei 4 GeV und 100 % bei einer Energie von 8 GeV.

Die analogen Darstellungen für eine eingestellte Schwelle von 120 mV (4.3 GeV) ergeben folgenden Vergleich: Im IF liegt die Energie für eine Effizienz von 50 % bei etwa 7 GeV, für 100 % bei 10 GeV. Im FB Bereich sind bei ca. 7 GeV 50 % und bei 8 GeV bereits 100 % Effizienz erreicht. Im CB Bereich hingegen ist schon bei etwa 2 GeV 50 % der Effizienz erreicht, bei etwa 8 GeV beträgt die Effizienz 100 %.

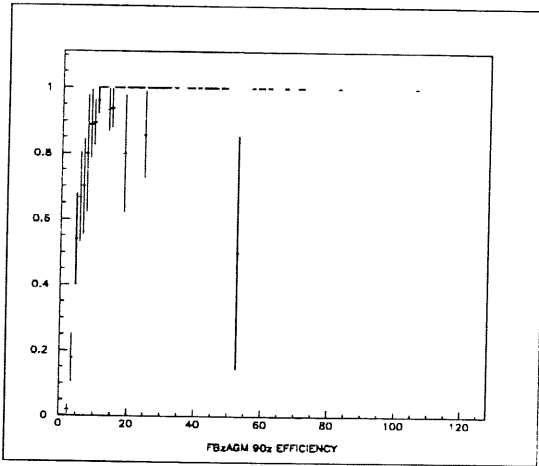


Abbildung 6.5: AGM Effizienz im FB Bereich (Schwelle bei 90 mV)

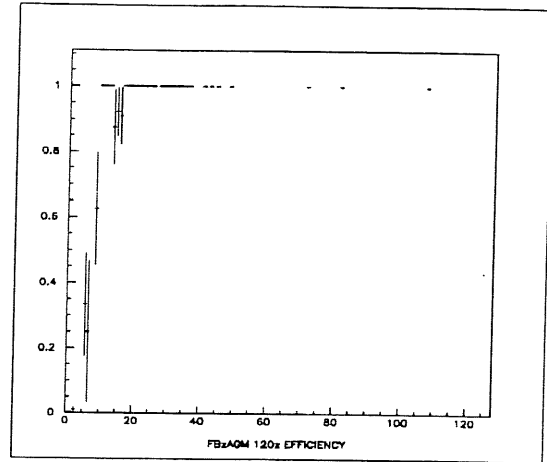


Abbildung 6.6: AGM Effizienz im FB Bereich (Schwelle bei 120 mV)

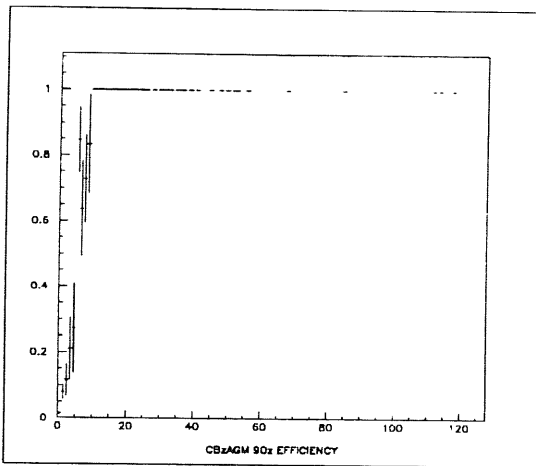


Abbildung 6.7: AGM Effizienz im CB Bereich (Schwelle bei 90 mV)

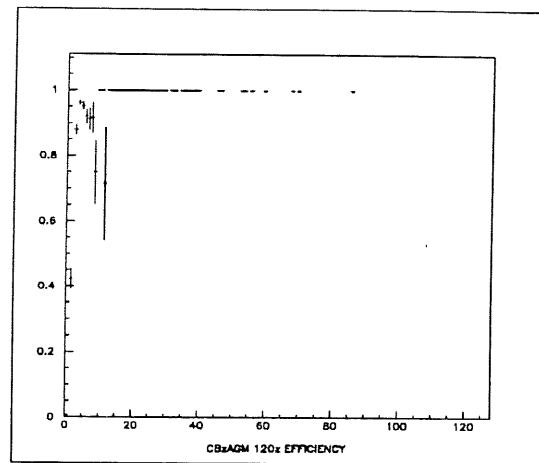


Abbildung 6.8: AGM Effizienz im CB Bereich (Schwelle bei 120 mV)

## 6.2 Die LAr-Triggerelemente

### 6.2.1 Zeitspektrum der Triggerelemente

#### Triggerelement-Bits

Nach der digitalen Signalverarbeitung wird das Ereignis hinsichtlich bestimmter Eigenschaften untersucht. Genügt ein Ereignis den spezifischen Bedingungen der Subdetektoren, so wird vom jeweiligen Subdetektor ein Triggerelement-Bit gesetzt. Dies geschieht innerhalb eines Zeitspektrums von 11 BCs, wobei das Bit solange aktiviert bleibt, wie die Triggerbedingung erfüllt ist. Auf diese Weise ergibt sich ein zeitlicher Vergleich zwischen den verschiedenen Triggerelementen. Der eigentliche Trigger wird vom ersten Triggerelement, welches sich in Koinzidenz mit einem  $t_0$ -Element befindet, ausgelöst.

Das rechte, untere Feld der Darstellung auf der nächsten Seite zeigt das Triggerelementspektrum eines tiefinelastischen Streueignisses. Die 11 Zeiteinheiten sind entlang der Ordinate aufgetragen, wobei BC 6 den Zeitnullpunkt darstellt. Die Abszisse enthält die gesetzten Triggerelemente. Bit 24 verkörpert das LAr- $t_0$  Element. Die LAr-Triggerelemente zwischen 80 und 103 bestätigen das Energiedepositionsbild des Kalorimeters. Das Kalorimeter zeigt ein NC-Ereignis mit einem gestreuten Elektron, welches im CB Bereich einen BT aktiviert hat. Der Hadronjet wurde von zwei BTs aus dem IF Bereich getriggert.

Tabelle 6.1 gewährt eine Gesamtübersicht aller existierenden LAr-Triggerelemente.

### Datenselektion

Die Gesamtmenge der Daten von Run 30368 bis Run 36008 wurde durch eine Vorselektion reduziert. Dabei kamen lediglich Ereignisse in Betracht, welche aus einem LAr-Trigger oder einem Drahttrigger resultierten.

Die Selektionsbedingung forderte die Anwesenheit eines der Triggerbits aus Tabelle 6.2. Falls das Ereignis vom LAr-Trigger getriggert wurde, muß außerdem der Ursprung im Vertex sichergestellt werden. Dies kann durch die Forderung mindestens eines Drahttriggerelementes, welches sich in Koinzidenz mit einem LAr-Triggerelement befindet, oder ein BC später gesetzt ist, erzielt werden. Eine weitere Reduktion der Datenmenge kam durch die Forderung einer Kalorimeter Gesamtenergie von mehr als 5 GeV zustande.

Tabelle 6.2 bietet eine Übersicht aller selektierten Trigger.

## 6.2.2 Das Flüssig-Argon- $t_0$ -Element

### Eigenschaften des LAr- $t_0$ Elements

**Zeitliche Lage des LAr- $t_0$  Elements** Voraussetzung für das Timing aller LAr-Triggerelemente ist die richtige Lage des LAr- $t_0$  Elements im Zeitspektrum. Durch Selektion von Ereignissen, die nur von einem BT getriggert wurden, kann der Ursprung des LAr- $t_0$  deduziert werden, zumal nur dieser BT als Auslöser des  $t_0$  infrage kommt. Da jeder BT einem topologischen Kalorimeterbereich zugeordnet werden kann, ist es möglich, die zeitliche Lage als auch die Energieschwelle des  $t_0$  für die verschiedenen Regionen zu betrachten.

Die zeitliche Lage aller LAr- $t_0$  Bits im Vergleich für IF, FB und CB zeigt, ob eine Region ein zu frühes, korrektes oder etwa verzögertes  $t_0$  liefert.

Wegen der geringen Häufigkeit der von einzelnen Big Towers getriggerten Ereignisse und dem in Kapitel 1 erwähnten Reduktionsfaktor für die Forderung von drei aufeinanderfolgenden BCs mit Energie in einem FADC Spektrum, wurde dieser Schnitt angewandt. Die Bedingung eines einzelnen FADCs pro Ereignis bezieht sich hier also auf FADCs mit einem Spektrum von mindestens drei zusammenhängenden BCs mit Energie. Diese Restriktion rechtfertigt sich durch die größere Anzahl zur Verfügung stehender Ereignisse. Dabei ist es wegen der hohen  $t_0$  Schwelle (ca. 6 GeV) unwahrscheinlich,

H1 Event Display 1.06/00  
 DSN=H01RTC.HIGHQ2.EVENT  
 E= -26.7 x 819.9 GeV B=11.4 kG  
 Run date 92/10/29 21:31

Trigger information  
 AST bits = 32 35 64 65 66 67 68 69 70  
 RST bits = 32 34 35 38 41 43 48 50 64 65 66 67 68 69  
 L4: accepted by L4\_CJC\_GOODTRK  
 bunch = 3

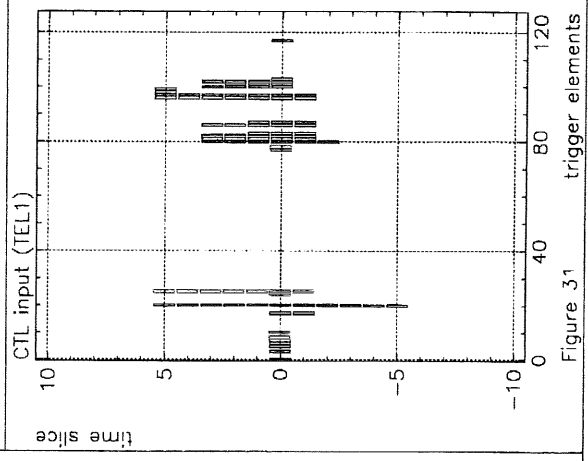
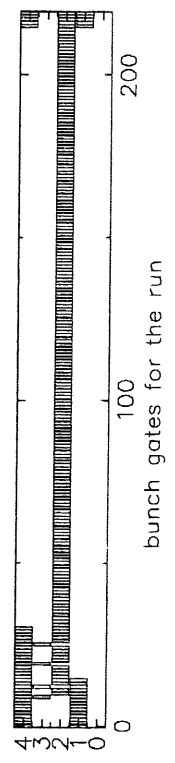
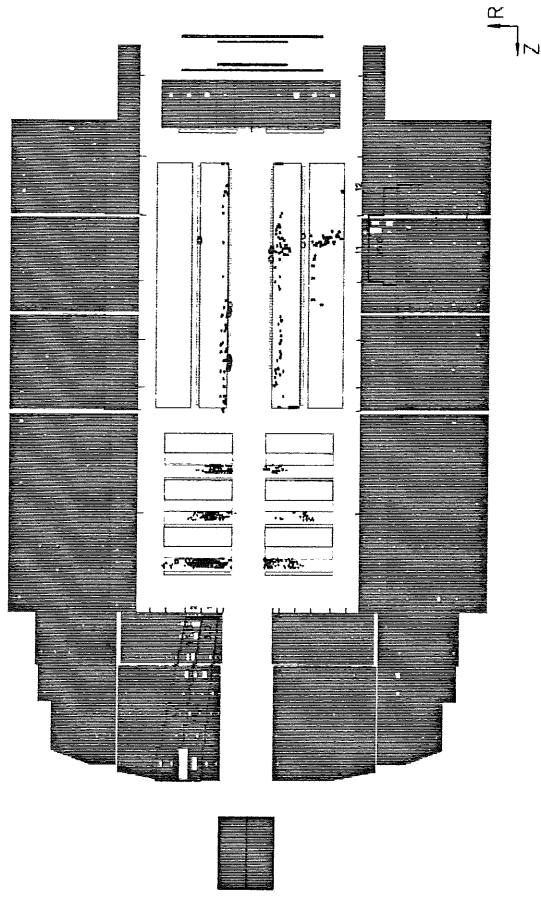
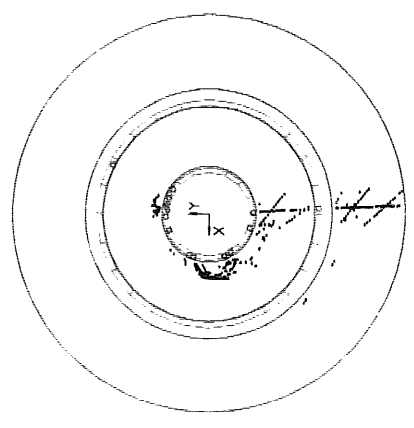


Figure 31 trigger elements

daß einer der zusätzlichen FADCs mit Energie in weniger als drei BCs das LAr- $t_0$  verursacht.

Abb. 6.9 zeigt die Lage des  $t_0$ -Elements im Zeitspektrum von 11 BCs auf der Ordinate, aufgetragen gegen die FADC Nummer des triggernden FADCs. Dabei sollte das  $t_0$  Element nur ein BC lang aktiviert sein. Wie noch gezeigt wird, trifft dies auch zu — Ausnahmen bilden von Einstreuungs-FADCs gebildete  $t_0$  Bits.

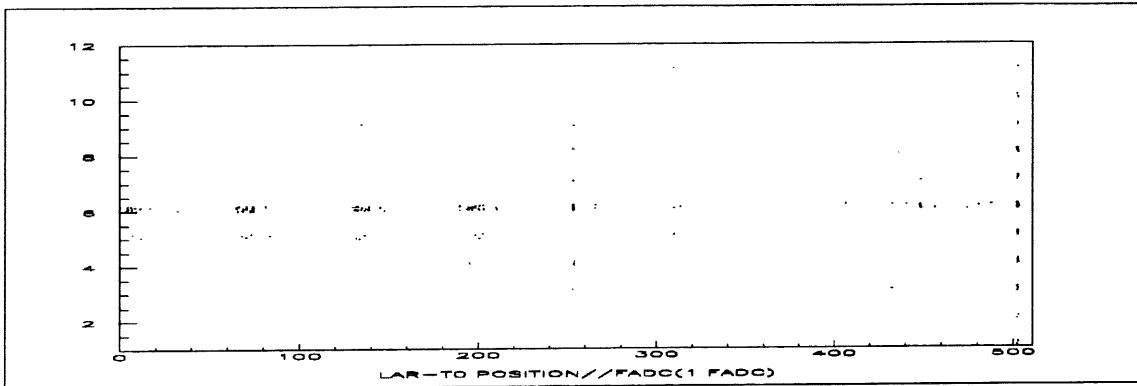


Abbildung 6.9: Lage des LAr- $t_0$  innerhalb 11 BCs, aufgetragen gegen die FADC Nummer des einzigen FADCs im Ereignis mit einem Energiespektrum von mindestens 3 aufeinanderfolgenden BCs.

Man sieht hier im IF Bereich einige  $t_0$  Bits im BC 5, also ein BC zu früh. Diese stammen von FADCs mit BT-Energien kleiner als 2 GeV (siehe Abb. 6.10) und sind genau 1 BC lang aktiviert, wie Abb. 6.11 bestätigt. Im FB Bereich dominiert ein von Einstreuungen betroffener FADC, der in mehreren BCs ein  $t_0$  Bit getriggert hat. Nach Abb. 6.12 existiert jedoch keine Energie im Kalorimeter, das  $t_0$  wird in diesem Falle von einem FADC gesetzt, der nur Rauschen enthält. Aus Abb. 6.13 geht hervor, daß alle  $t_0$  Bits im FB Bereich nur ein BC lang aktiviert sind.

Auch im CB Bereich findet sich — neben einigen erwartungsgemäß bei BC 6 liegenden  $t_0$  Bits — ein FADC, welcher zahlreiche  $t_0$  Bits in allen BCs triggert. Im Kalorimeter finden sich Energien bis maximal 64 GeV, die den  $t_0$  Positionen außerhalb BC 6 zugeordnet werden können. Die Energien stammen aus dem elektromagnetischen BT 502, der in verschiedenen Runs immer wieder stark von elektronischem Rauschen im Kalorimeter betroffen ist. Dieser BT triggert ein über 2 BCs lang andauerndes  $t_0$  Bit, wie Abb. 6.15 im Vergleich mit Abb. 6.9 bestätigt.

Wegen der geringen Zahl der von einzelnen FADCs getriggerten Ereignissen mit Energiedeposition in den zentralen Regionen (Barrel) wurden zum Vergleich Ereignisse mit mehreren FADCs herangezogen. Die Abbildungen 6.16 und 6.17 zeigen Position bzw. Multiplizität der LAr- $t_0$  Bits für alle Ereignisse. Die Einträge in BC 0 stellen Ereignisse dar, die kein LAr- $t_0$  induziert haben. Diese Ereignisse treten auf bis zu Kalorimeterenergien von maximal 74 GeV. Erst ab dieser Schwelle erreicht das  $t_0$  hundertprozentige Effizienz und bleibt (mit einer Ausnahme) auf ein BC beschränkt. Es kann angenommen werden, daß die Majorität der zwei BCs lang aktivierten  $t_0$  Bits

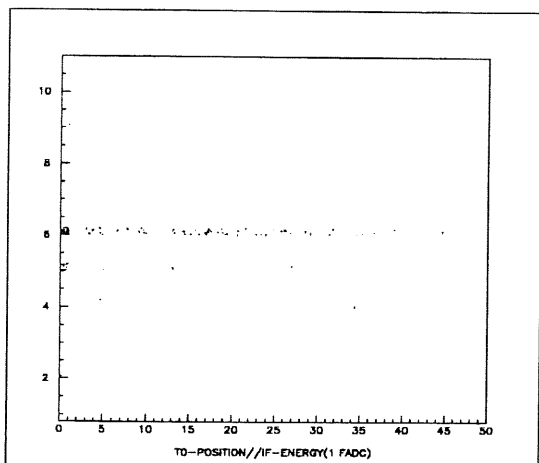


Abbildung 6.10: Lage des LAr- $t_0$  Bits im Spektrum von 11 BCs, aufgetragen gegen die Kalorimeter Energie im IF Bereich. Das Ereignis wurde von nur einem FADC aus dem IF Bereich (mit Energie in drei zusammenhängenden BCs) getriggert.

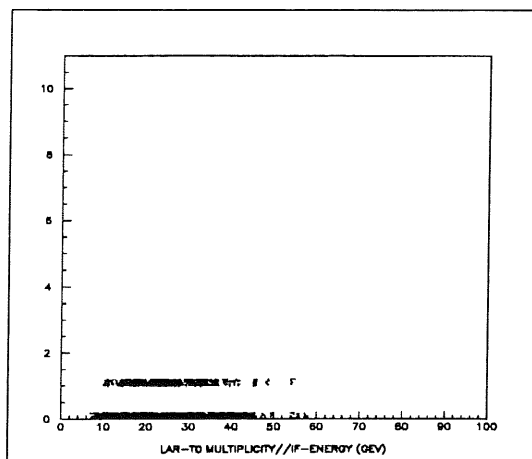


Abbildung 6.11: Multiplizität des LAr- $t_0$  Bits, aufgetragen gegen die Kalorimeter Energie im IF Bereich. Das Ereignis wurde von nur einem FADC aus dem IF Bereich (mit Energie in drei zusammenhängenden BCs) getriggert.

von BT 502 stammen, der in jedem Run mehr oder weniger stark von elektronischem Rauschen betroffen ist.

**Regionale Energieverteilung und LAr- $t_0$  Schwelle** Eine getrennte Histogrammierung der Energien in den Bereichen IF, FB und CB ermöglicht eine Abschätzung des tatsächlichen LAr- $t_0$  Schwellenwertes für jede Region. Bei der Untersuchung kommen nur Ereignisse mit einem FADC (mit Energie in drei aufeinanderfolgenden BCs) und vorhandenem LAr- $t_0$  Bit in Betracht.

Die Abbildungen 6.18 bis 6.20 stellen die Energieverteilung von Ereignissen, die nur einen FADC und ein  $t_0$  Bit enthalten, für jede topologische Region in GeV dar.

Die  $t_0$  Schwelle ergibt sich aus der Betrachtung der Figuren 6.21 und 6.22, die die Effizienz von 0 bis 1, aufgetragen gegen die Energie in GeV, darstellen. Dabei weist der FB Bereich eine effektive  $t_0$  Schwelle von etwa 7–10 GeV auf. Im CB liegt die Schwelle etwa im selben Bereich.

Dies stimmt in etwa mit der eingestellten Schwelle von 90  $t_0$  counts (ca. 6 GeV) überein.

### Effizienz des LAr- $t_0$

Die Effizienz des LAr- $t_0$  Elements ergibt sich aus dem Verhältnis jener Ereignisse, die ein  $t_0$ -Bit gesetzt haben und der Gesamtmenge aller Ereignisse. Dabei wurden sowohl Ereignisse mit allen FADCs als auch solche, die nur von einem FADC (mit Energie in drei aufeinanderfolgenden BCs) getriggert wurden, betrachtet.

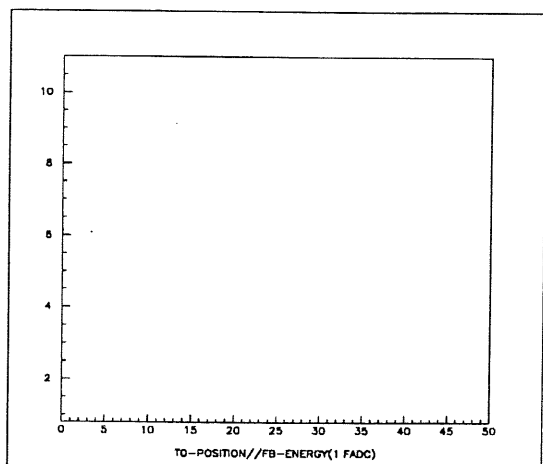


Abbildung 6.12: Lage des LAr- $t_0$  Bits im Spektrum von 11 BCs, aufgetragen gegen die Kalorimeter Energie im FB Bereich. Das Ereignis wurde von nur einem FADC aus dem FB Bereich (mit Energie in drei zusammenhängenden BCs) getriggert.

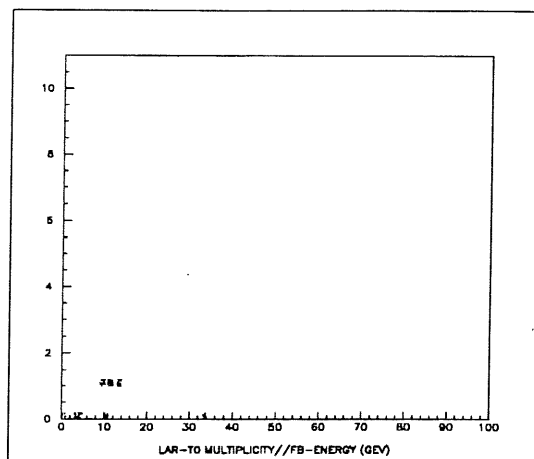


Abbildung 6.13: Multiplizität des LAr- $t_0$  Bits, aufgetragen gegen die Kalorimeter Energie im FB Bereich. Das Ereignis wurde von nur einem FADC aus dem FB Bereich (mit Energie in drei zusammenhängenden BCs) getriggert.

In den Abbildungen 6.21 bis 6.22 sind die Effizienzen von Null bis eins für alle von einem FADC getriggerten Ereignisse dargestellt. Die geringe Anzahl dieser Fälle läßt nur eine grobe Abschätzung zu. Dennoch kann man erkennen, daß der FB Bereich schon bei etwa 10 GeV hundertprozentige  $t_0$  Effizienz liefert, während der Wert im CB bei 12 GeV liegt. Da der Großteil der Energiedeposition im IF Bereich erfolgt, stammen die meisten  $t_0$  Bits aus dieser Region. Die etwas schlechtere Effizienz dieses Bereichs wirkt sich auf das Gesamtbild der  $t_0$  Effizienz — d.h. für alle Regionen — aus. Die Effizienzstudien der Triggerelemente, welche sich in Koinzidenz mit dem LAr- $t_0$  Bit befinden, bestätigen diese Annahme.

### 6.2.3 Effizienz des LAr-Triggers

#### Triggerelemente in Koinzidenz mit LAr- $t_0$

Die Ermittlung der Effizienz der einzelnen Triggerelemente erfolgt nach dem gleichen Prinzip wie bei der LAr- $t_0$  Effizienz. Die Kalorimeterenergien werden aufsummiert und jene Fälle registriert, die das zu untersuchende Triggerelement in Koinzidenz mit dem LAr- $t_0$  Element aufweisen. Für jede Energie wird die Anzahl dieser Fälle durch die Anzahl der Ereignisse unabhängig von Lage und Vorhandensein der genannten Elemente dividiert.

Im Falle des Elektron Elements wurde dessen Koinzidenz mit LAr- $t_0$  in Abhängigkeit von der Energie des elektromagnetischen Big Towers untersucht, welcher das Elektron

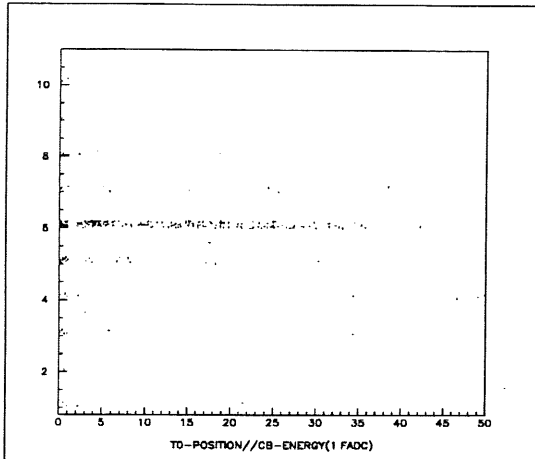


Abbildung 6.14: Lage des LAR- $t_0$  Bits im Spektrum von 11 BCs, aufgetragen gegen die Kalorimeter Energie im CB Bereich. Das Ereignis wurde von nur einem FADC aus dem CB Bereich (mit Energie in drei zusammenhängenden BCs) getriggert.

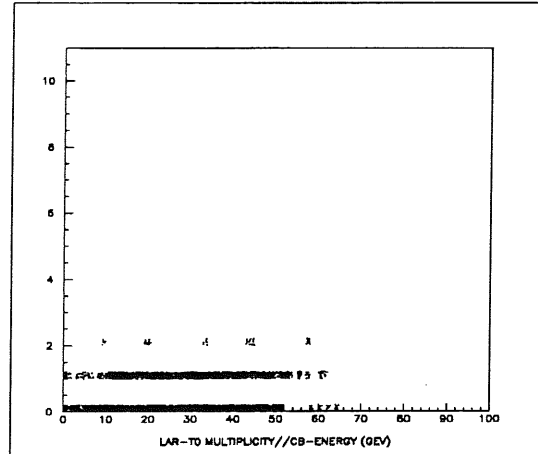


Abbildung 6.15: Multiplizität des LAR- $t_0$  Bits, aufgetragen gegen die Kalorimeter Energie im CB Bereich. Das Ereignis wurde von nur einem FADC aus dem CB Bereich (mit Energie in drei zusammenhängenden BCs) getriggert.

Element induziert hat.

Die Studie umfaßt die Triggerelemente beider Diskriminatorschwellen der topologischen Regionen IF und Barrel, der Gesamtenergie des Kalorimeters, der transversalen Energie, der fehlenden transversalen Energie und des Elektron Elements.

Die Abbildungen 6.23 bis 6.32 zeigen die Effizienzen der Triggerelemente in Koinkidenz mit dem LAR- $t_0$  Bit. Analog zur schlechten  $t_0$  Effizienz für BTs aus der IF Region erreicht auch die Effizienz der IF Triggerelemente erst bei höheren Energien 100 %. Abb. 6.23 zeigt bei etwa 60 GeV eine Effizienz von 50 % für den ersten IF Diskriminator, ab 70 GeV beträgt die Effizienz 100 % Diskriminator erreicht bei 70 GeV seine volle Effizienz (siehe Abb. 6.24). Die totale Energie enthält als Hauptanteil Energie aus dem IF Bereich, was deutlich an dessen schlechterer Effizienz zu erkennen ist. Die Abbildungen 6.25 und 6.26 zeigen, daß die volle Effizienz für den niedrigen Diskriminator erst bei etwa 70 GeV erreicht wird, gefolgt vom zweiten Diskriminator mit 100% Effizienz ab ca. 72 GeV.

Im Gegensatz dazu erreichen die Barrel Diskriminatoren bei etwa 15 GeV eine Effizienz von 100 % (Abb. 6.27 und 6.28). Für den Elektron Trigger liegt der Wert bei etwa 22 GeV, für die Elemente der transversalen Energie optimiert sich die Effizienz für ca. 15 GeV bzw. 22 GeV. Die Elemente der fehlenden transversalen Energie erreichen bei 10 GeV und 17 GeV hundertprozentige Effizienz.

Dazu muß bemerkt werden, daß eine höhere Effizienz der IF Elemente nicht notwendigerweise wünschenswert wäre, weil die tief inelastischen Ereignisse meist ein Elektron in den Barrelbereich streuen, während der hochenergetische Hadronjet seine Energie im IF Bereich deponiert. Aus demselben Grund ist eine höhere  $t_0$  Empfindlichkeit im



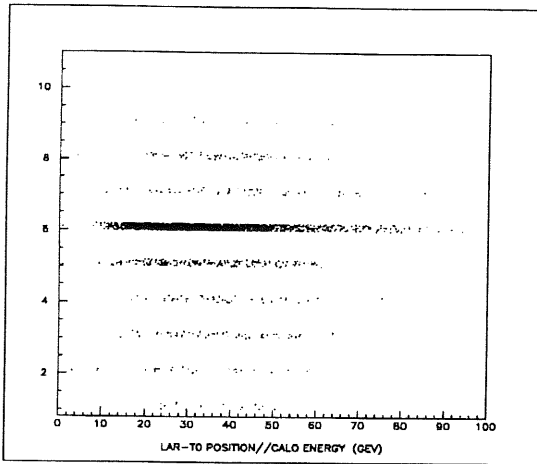


Abbildung 6.16: Lage des LAr- $t_0$  Bits im Spektrum von 11 BCs, aufgetragen gegen die gesamte Kalorimeter Energie.

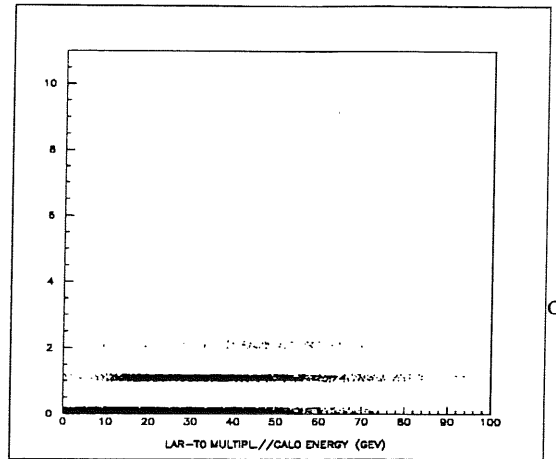


Abbildung 6.17: Multiplizität des LAr- $t_0$  Bits, aufgetragen gegen die gesamte Kalorimeter Energie.

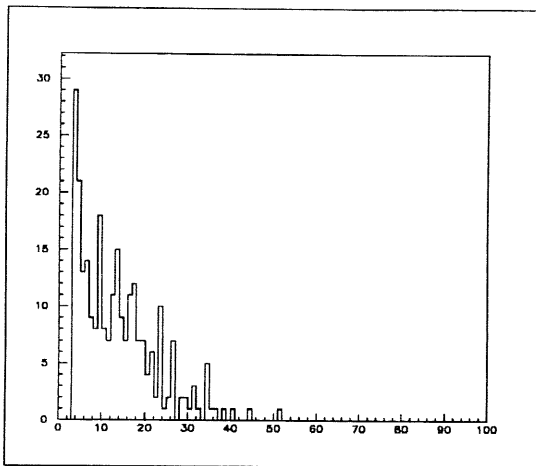


Abbildung 6.18: Energie des IF Bereichs (1 FADC mit 3 zusammenhängenden BCs gefordert), für Ereignisse mit LAr- $t_0$  Bit

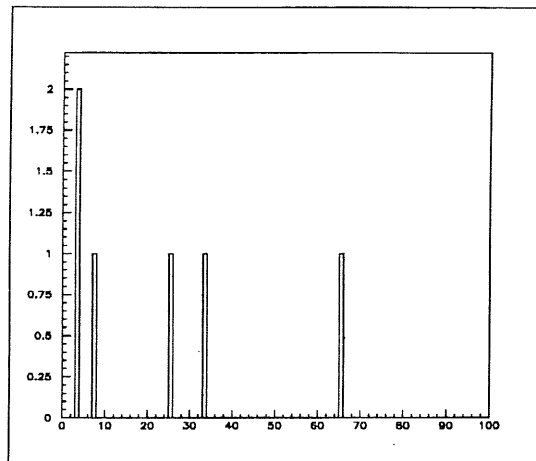


Abbildung 6.19: Energie des FB Bereichs (1 FADC mit 3 zusammenhängenden BCs gefordert), für Ereignisse mit LAr- $t_0$  Bit

IF nicht nötig bzw. würde nur zu einem Trigger für irrelevante Ereignisse führen.

### Triggerelemente in Koinzidenz mit ZVTX- $t_0$

Einen interessanten Vergleich bietet die Möglichkeit, die obengenannten Triggerelemente nicht mit dem LAr- $t_0$  Element, sondern in Koinzidenz mit dem  $t_0$  des Vertextriggers zu betrachten. Da aufgrund der Forderungen bei der Datenselektion immer ein ZVTX- $t_0$  vorhanden sein muss, hängt hier die Effizienz der Triggerelemente nicht von der Lage des LAr- $t_0$  im Zeitspektrum ab. Wird eine eventuelle schlechte Effizienz der LAr-Elemente durch ein fehlerhaftes LAr- $t_0$  verursacht, obwohl die Trig-

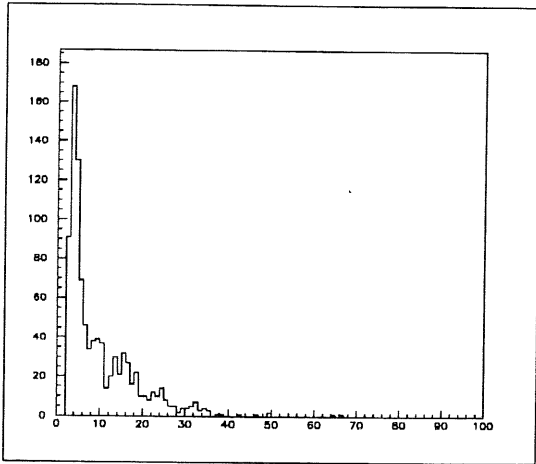


Abbildung 6.20: Energie des CB Bereichs (1 FADC mit 3 zusammenhängenden BCs gefordert), für Ereignisse mit LAr- $t_0$  Bit

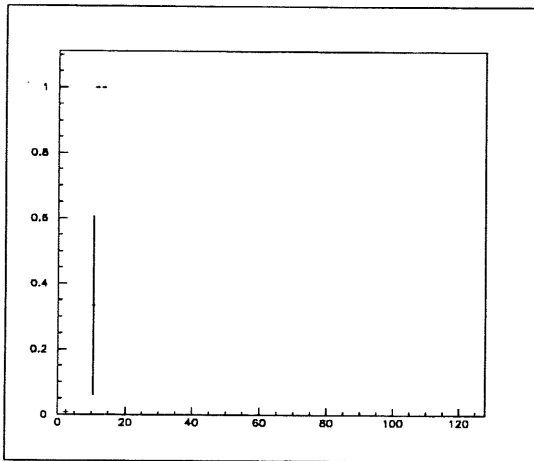


Abbildung 6.21: Effizienz des LAr- $t_0$  Bits für Ereignisse, die von einem FADC aus dem FB getriggert wurden, aufgetragen gegen die Energie in GeV

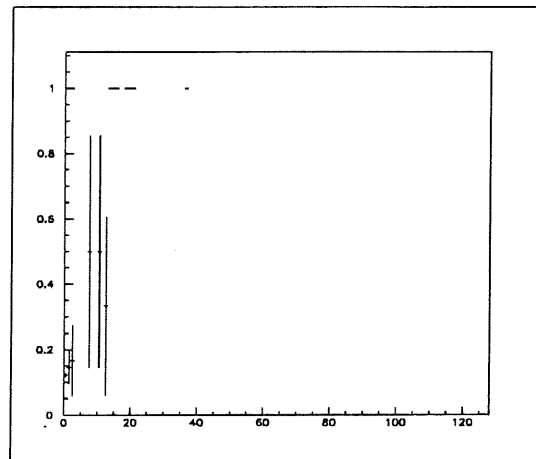


Abbildung 6.22: Effizienz des LAr- $t_0$  Bits für Ereignisse, die von einem FADC aus dem CB getriggert wurden, aufgetragen gegen Energie in GeV

gerelemente erwartungsgemäß gesetzt werden, so äußert sich dies in einer verbesserten Effizienz der Triggerelemente in Koinzidenz mit dem ZVTX- $t_0$ . Allerdings deponieren die ZVTX-Ereignisse ihre Energie vorwiegend im Barrel und gehören damit ohnehin zu den Ereignissen, die vom den LAr-Trigger mit einer höheren Effizienz erfaßt werden als durchschnittliche Ereignisse mit beliebiger Energiedeposition.

Die Abbildungen 6.34 bis 6.43 stellen die Effizienzen aller LAr-Triggerelemente bei Koinzidenz mit dem ZVTX- $t_0$  dar, wobei die Triggereffizienz eine Funktion der Energieverteilung im Kalorimeter ist. Fälle schlechter Effizienz sind also vorwiegend auf verstreute Energiedeposition im Kalorimeter zurückzuführen, die über das Kalorimeter

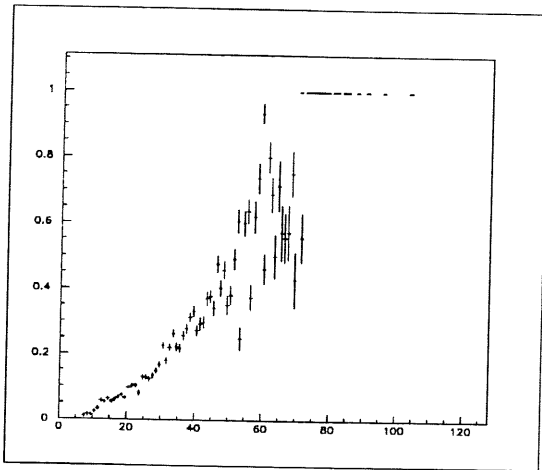


Abbildung 6.23: Effizienz des Triggerelementes IF0 bei Koinzidenz mit dem LAr- $t_0$  Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV

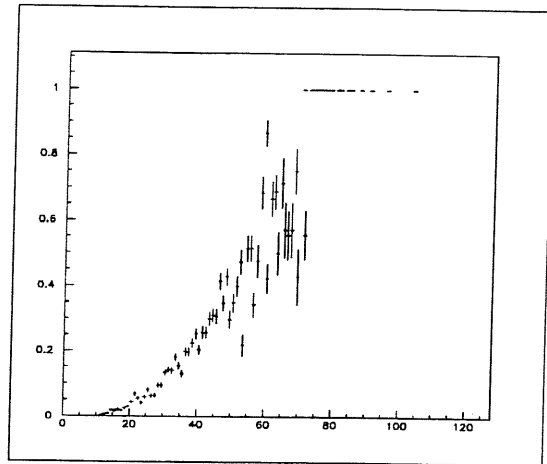


Abbildung 6.24: Effizienz des Triggerelementes IF1 bei Koinzidenz mit dem LAr- $t_0$  Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV

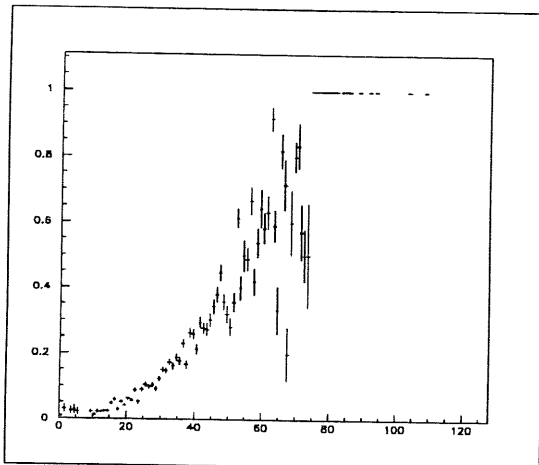


Abbildung 6.25: Effizienz des Triggerelementes Etot0 bei Koinzidenz mit dem LAr- $t_0$  Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV

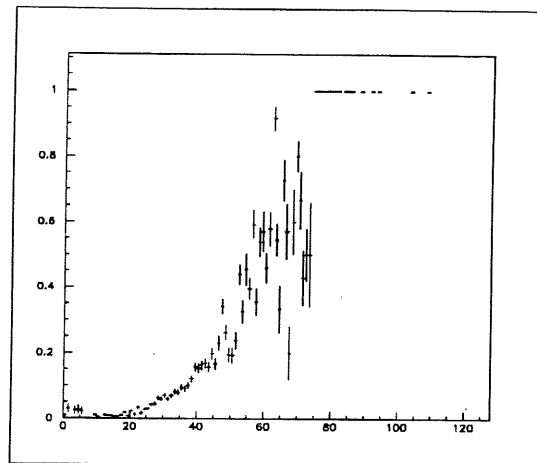


Abbildung 6.26: Effizienz des Triggerelementes Etot1 bei Koinzidenz mit dem LAr- $t_0$  Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV

summiert eine hohe Gesamtenergie aufweisen. Wie erwartet steigt hier die Effizienzkurve für die Elemente der IF Region bei deutlich niedrigeren Energien an. So erreicht der erste Diskriminator des IF Teils bereits bei 15 GeV 50 prozentige Effizienz, bei etwa 100 GeV beträgt die Effizienz 100 %. Auch für den zweiten Diskriminator steigt die Effizienzkurve etwas steiler an: bei etwa 62 GeV sind 100 % erreicht. Für die Triggerelemente der totalen Energie ergeben sich bei Koinzidenz mit dem ZVTX- $t_0$  leicht erhöhte Effizienzen für niedrigere Energien im Vergleich zu den Kurven mit LAr- $t_0$  Koinzidenz.

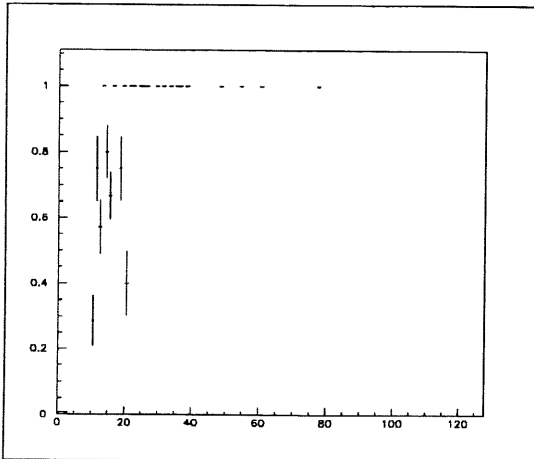


Abbildung 6.27: Effizienz des Trigger-elementes BAR0 bei Koinzidenz mit dem LAr- $t_0$  Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV

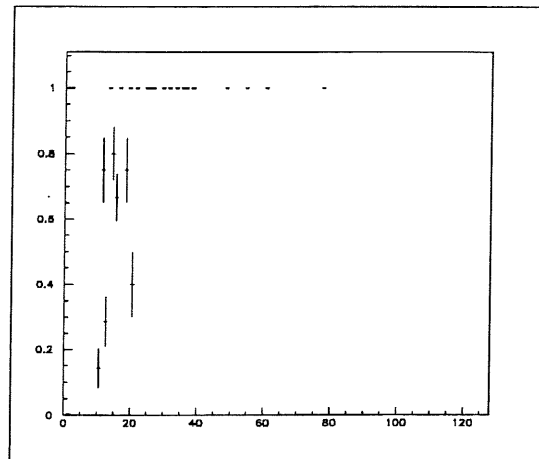


Abbildung 6.28: Effizienz des Trigger-elementes BAR1 bei Koinzidenz mit dem LAr- $t_0$  Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV

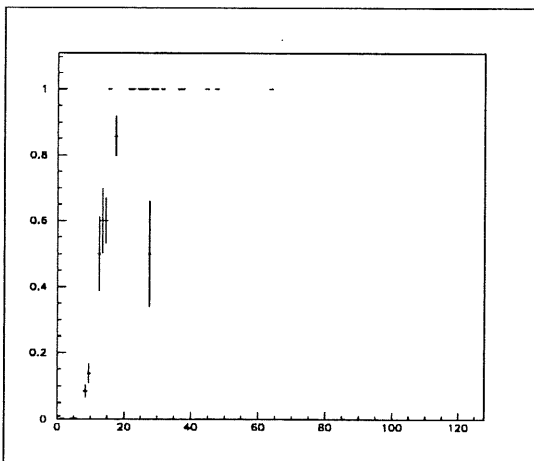


Abbildung 6.29: Effizienz des Trigger-elementes Etrans0 bei Koinzidenz mit dem LAr- $t_0$  Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV

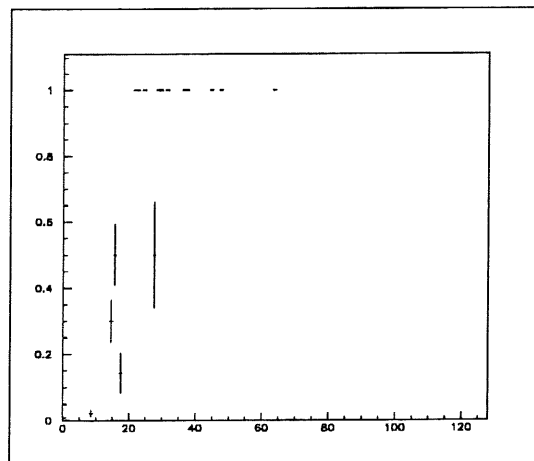


Abbildung 6.30: Effizienz des Trigger-elementes Etrans1 bei Koinzidenz mit dem LAr- $t_0$  Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV

LAR-Triggerelemente		
Bit	Kurzbezeichnung	Art des Triggerelementes
24	LAr-t0	Zeitnullpunkt des Ereignisses
25	LAr-el-1	Bedingung für ein Elektron
80	LAr-IF-0	Inner Forward Discr.1 Discr.2
81	LAr-IF-1	
82	LAr-CB-0	Central Barrel Discr.1 Discr.2
83	LAr-CB-1	
84	LAr-FB-0	Forward Barrel Discr.1 Discr.2
85	LAr-FB-1	
86	LAr-BA-0	Barrel Discr.1 (FB+CB) Discr.2
87	LAr-BA-1	
88	LAr-BEMC-0	BEMC Discr.1 Discr.2
89	LAr-BEMC-1	
90	LAr-Plug-0	Plug Discr.1 Discr.2
91	LAr-Plug-1	
92	LAr-FW-0	Forward Discr.1 Discr.2
93	LAr-FW-1	
94	LAr-BW-0	Backward Discr.1 Discr.2
95	LAr-BW-1	
96	LAr-EW-0	totale Energie Discr.1 Discr.2
97	LAr-EW-1	
98	LAr-EW-2	Discr.3 Discr.4
99	LAr-EW-3	
100	LAr-ET-0	transversale Energie Discr.1 Discr.2
101	LAr-ET-1	
102	LAr-Etmiss-0	fehlende Discr.1 transversale Energie Discr.2
103	LAr-Etmiss-1	

Tabelle 6.1: Zusammenfassung der LAr-Triggerelemente

Selektierte Trigger		
Drahttrigger		
Bit	Kurzform	Triggerbezeichnung
32	ZVTX-sig1 * DC-RPHI-thr0	Vertex und Driftkammer Discr.1
33	ZVTX-sig2 * DC-RPHI-thr1	Vertex und Driftkammer Discr.2
35	ZVTX-sig2	Vertex (Signifikanz 2)
44	CD-RPHI-thr0 * TOF	Driftkammer und Flugzeitmesser
59	etag	Elektron Tagger
LAr-Trigger		
Bit	Kurzform	Triggerbezeichnung
64	LAr-Etrans>1	transversale Energie Discr.2
65	LAr-EW>1	totale Energie Discr.2
66	LAr-Etmiss>1	fehlende trans. Energie Discr.2
67	LAr-ele>1	Bedingung für ein Elektron
68	LAr-Ebar>1	Barrel Energie (CB+FB) Discr.2
69	LAr-Ebar>0 * DC-RPHI-thr0	Barrel Discr.1 und Driftkammer
70	LAr-Ebar>0 * ZVTX-sig1	Barrel Discr.1 und Vertex
71	LAr-Ebar>0 * CIP-2	Barrel Discr.1 und Proportionalkammer
72	LAr-Ebar>0	Barrel Energie Discr.1
73	LAr-EW>0	totale Energie Discr.1
74	LAr-IF>0	IF Energie Discr.1
76	LAr-Etrans>0	transversale Energie Discr.1
77	LAr-Etmiss>0	fehlende trans. Energie Discr.1
78	LAr-t0	t0 Bit des LAr-Triggers
79	LAr-Etrans>0 * ScBoOr	trans. Energie und Szintillator Bottom

Tabelle 6.2: Zugelassene Trigger bei der Datenselektion zur Effizienzbestimmung der LAr-Triggererelemente

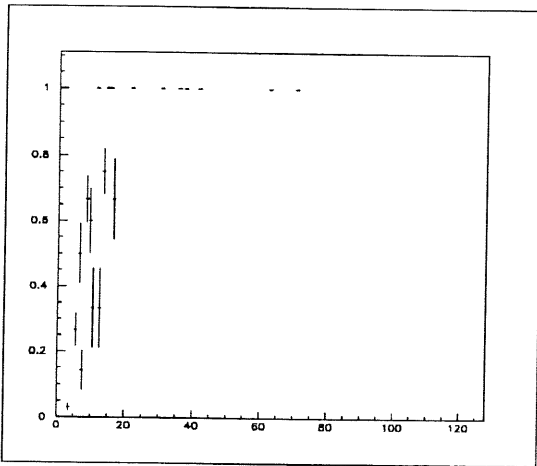


Abbildung 6.31: Effizienz des Trigger-elementes Etmis0 bei Koinzidenz mit dem LAr- $t_0$  Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV

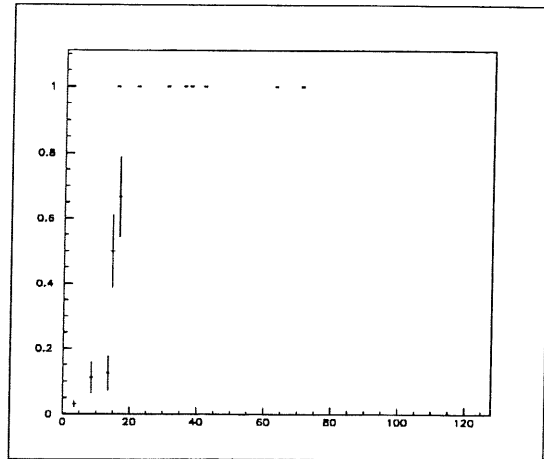


Abbildung 6.32: Effizienz des Trigger-elementes Etmis1 bei Koinzidenz mit dem LAr- $t_0$  Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV

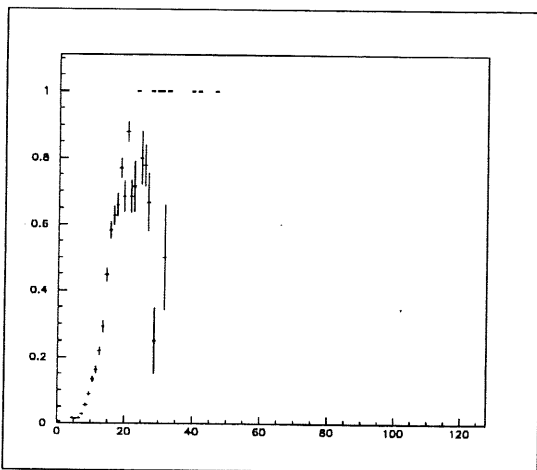


Abbildung 6.33: Effizienz des Trigger-elementes Ele1 bei Koinzidenz mit dem LAr- $t_0$  Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV

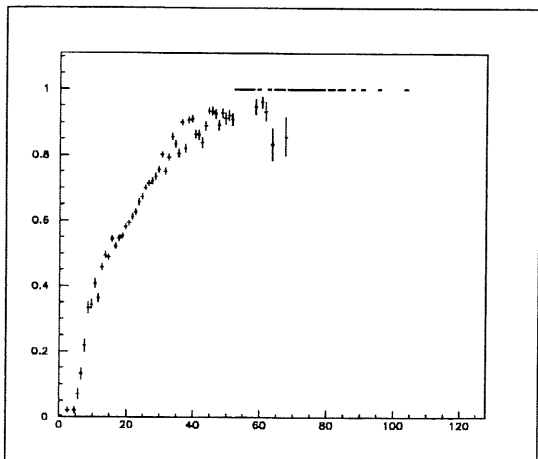


Abbildung 6.34: Effizienz des Trigger-elementes IF0 bei Koinzidenz mit dem ZVTX- $t_0$  Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV

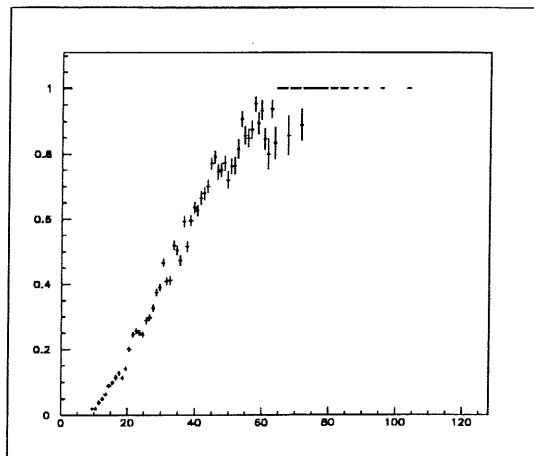


Abbildung 6.35: Effizienz des Trigger-elementes IF1 bei Koinzidenz mit dem ZVTX- $t_0$  Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV

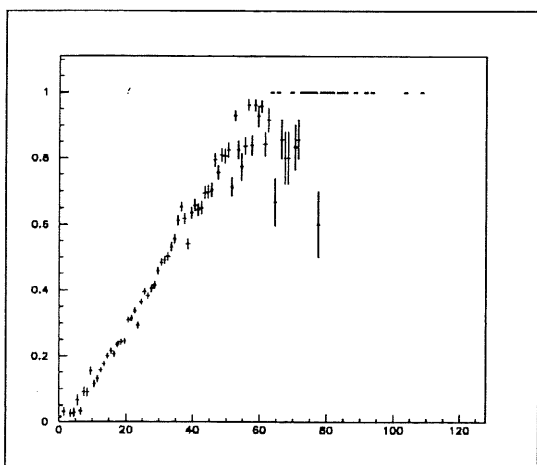


Abbildung 6.36: Effizienz des Trigger-elementes Etot0 bei Koinzidenz mit dem ZVTX- $t_0$  Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV

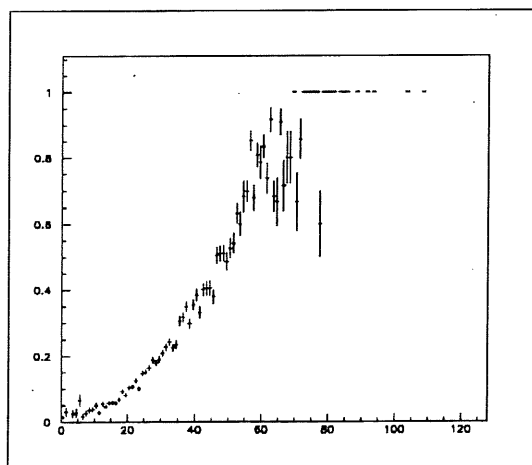


Abbildung 6.37: Effizienz des Trigger-elementes Etot1 bei Koinzidenz mit dem ZVTX- $t_0$  Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV



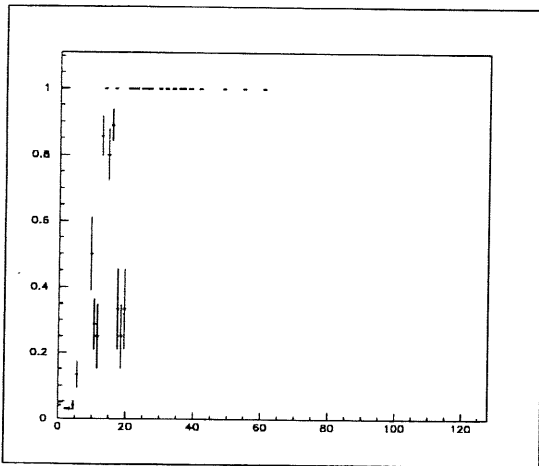


Abbildung 6.38: Effizienz des Triggerelementes BAR0 bei Koinzidenz mit dem ZVTX- $t_0$  Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV

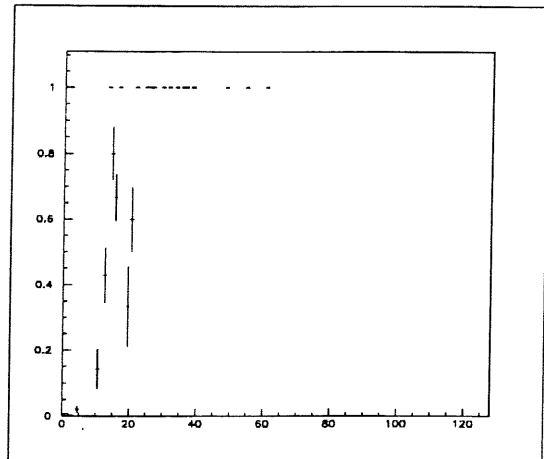


Abbildung 6.39: Effizienz des Triggerelementes BAR1 bei Koinzidenz mit dem ZVTX- $t_0$  Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV

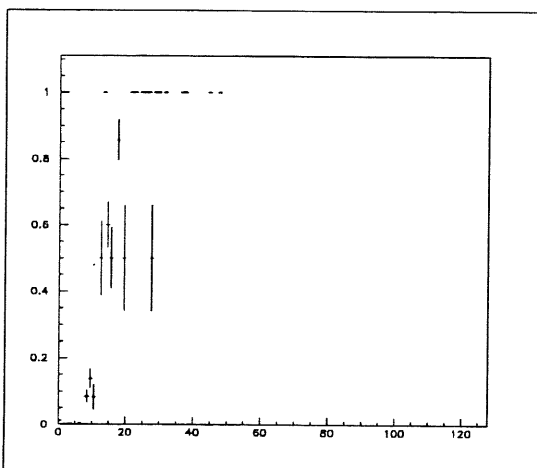


Abbildung 6.40: Effizienz des Triggerelementes Etrans0 bei Koinzidenz mit dem ZVTX- $t_0$  Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV

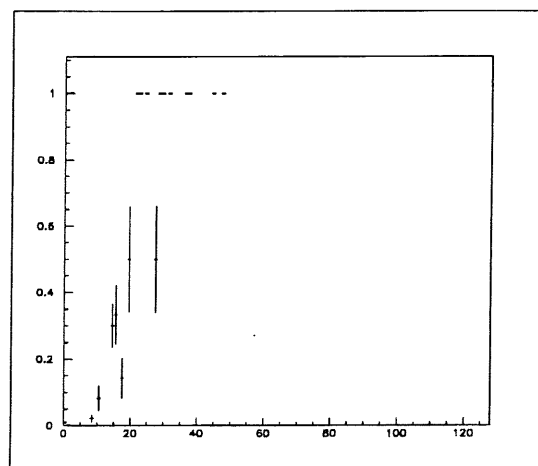


Abbildung 6.41: Effizienz des Triggerelementes Etrans1 bei Koinzidenz mit dem ZVTX- $t_0$  Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV

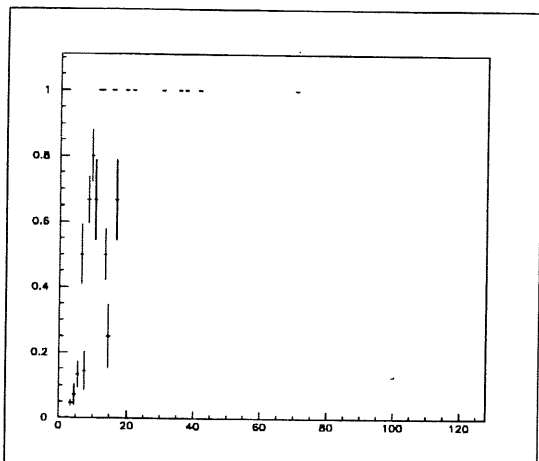


Abbildung 6.42: Effizienz des Trigger-elementes Etmis0 bei Koinzidenz mit dem ZVTX- $t_0$  Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV

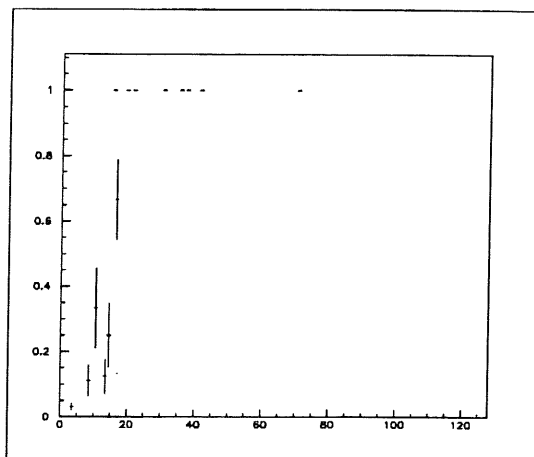


Abbildung 6.43: Effizienz des Trigger-elementes Etmis1 bei Koinzidenz mit dem ZVTX- $t_0$  Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV

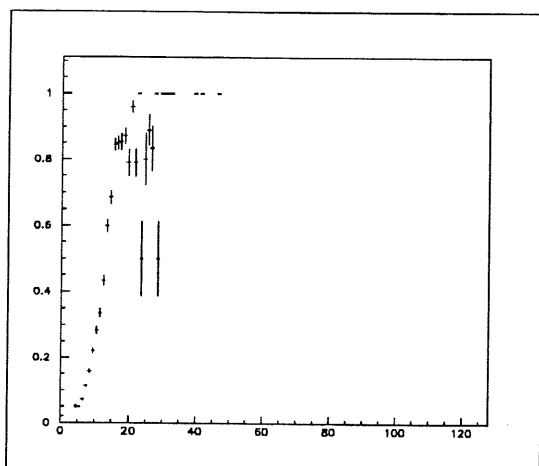


Abbildung 6.44: Effizienz des Trigger-elementes Ele1 bei Koinzidenz mit dem ZVTX- $t_0$  Bit, aufgetragen gegen die Energie des BTs in GeV, welcher die Elektron Bedingung erfüllt hat

# Literaturverzeichnis

- [1] Bergmann-Schäfer, Teilchen – Ein Lehrbuch der Experimentalphysik, Bd.4, de Gruyter Verlag 1992.
- [2] F. W. Brasse, The H1 Detector at HERA, H1 Collaboration Abstract, 1992.
- [3] W. Buchmüller, G. Ingelmann, Physics at HERA, Vol.1, Oct. 1991.
- [4] W. Buchmüller, G. Ingelmann, Physics at HERA, Vol.2, Oct. 1991.
- [5] V. Brisson, G. Cozzica, H. Oberlack, D. Wegner, The H1 Liquid Argon Calorimeter System, 1993.
- [6] Deutsches Elektronen Synchrotron, DESY Journal, Schwerpunktheft HERA, 8. Nov. 1990.
- [7] Deutsches Elektronen Synchrotron, Information, DESY — Zahlen und Fakten, Juni 1991.
- [8] Deutsches Elektronen Synchrotron, HERA Bulletin Nr. 13, 1988.
- [9] Deutsches Elektronen Synchrotron, Wissenschaftlicher Jahresbericht 1991.
- [10] F. Eisele, G. Wolf, Erste Ergebnisse von HERA, Physikalische Blätter 48, 1992.
- [11] J. Gayler, Performance of The H1 Liquid Argon Calorimeter, Contribution to The 3rd Conference on Calorimetry in High Energy Physics, 1992 in Corpus Christi, Texas.
- [12] H1 Collaboration, A Search for Leptoquarks, Leptogluons and Excited Leptons in H1 at HERA, March 1993.
- [13] H1 Collaboration, Technical Progress Report, Oct. 1987
- [14] D. Perkins, Hochenergiephysik, Addison Wesley Verlag 1990.
- [15] P. Schmüser, Zur Fertigstellung von HERA, Sonderdruck aus Physikalische Blätter, Bd.4, Nr.12, S.470-474, 1990.
- [16] B. Schwarzschild, HERA, The First Electron – Proton Collider, Will Soon Be Doing Physics, Physics Today, March 1992.

- [17] H. Brettel, J. Fent et al, Calorimeter Event t0 and Trigger elements for CTL and DSP, H1 Note 140, MPI.

# Tabellenverzeichnis

4.1	Spektrum der Energiesummen und Diskriminatoren über 9 BCs . . . . .	38
5.1	Steigungen aus den Regressionsgeraden der BTs, gemittelt über alle BTs, BTs aus den Regionen IF, FB und CB, sowie über verschiedene Energiebereiche. (Ein BT muß mindestens zwei Einträge aufweisen, um in die Analyse einzugehen. Deshalb gibt es BTs, die in den gesamten Energiebereich eingehen, aber nicht in einen der Teilbereiche — etwa dann, wenn die Energien in zwei verschiedenen Bereichen liegen. Dies erklärt, daß die Steigung aller BTs geringer ist als die der Teilbereiche verschiedener Energien.) . . . . .	49
5.2	Zuordnung der fortlaufenden Runnummerierung zur tatsächlichen Runnummer der untersuchten Runs. Die Tabelle gilt für alle Fälle einer Abbildung einer Größe gegen die Runnummer. . . . .	53
6.1	Zusammenfassung der LAr-Triggerelemente . . . . .	68
6.2	Zugelassene Trigger bei der Datenselektion zur Effizienzbestimmung der LAr-Triggerelemente . . . . .	69

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematische Ansicht des HERA Speicherrings mit Vorbeschleuniger- system . . . . .	9
2.2	Aufbau des H1 Detektors . . . . .	14
3.1	Das H1 Driftkammer System . . . . .	17
3.2	Übersicht der Kalorimeter Stacks im Kryostaten . . . . .	20
3.3	Hadronische Kalorimeterzelle . . . . .	21
3.4	H1 Detektor mit Analogboxen am Kryostaten, instrumentiertem Eisen und Eisenjoch . . . . .	23
3.5	Segmentation des LAr Kalorimeters . . . . .	24
3.6	Schaltbild des analogen Triggers . . . . .	24
3.7	Schaltbild des digitalen Triggers . . . . .	25
3.8	Bestimmung des Trigger Tower $t_0$ . Die Breite des geformten Signals entspricht etwa $1 \mu s$ . . . . .	26
4.1	Ungeschnittenes mittleres FADC Signal $< 50$ FADC counts . . . . .	28
4.2	Reduziertes mittleres FADC Signal $< 50$ FADC counts . . . . .	28
4.3	Mittleres Signal des IF Bereichs (zwischen 30 und 50 FADC counts) . . . . .	29
4.4	Mittleres Signal des FB Bereichs (zwischen 30 und 50 FADC counts) . . . . .	29
4.5	Mittleres Signal des CB Bereichs (zwischen 30 und 50 FADC counts) . . . . .	29
4.6	Mittleres elektromagnetisches Signal (zwischen 30 und 50 FADC counts) . . . . .	30
4.7	Mittleres hadronisches Signal (zwischen 30 und 50 FADC counts) . . . . .	30
4.8	FB Signal mit Energie unter 10 FADC counts . . . . .	30
4.9	FB Signal mit Energie zwischen 10 und 30 FADC counts . . . . .	30
4.10	FB Signal mit Energie zwischen 30 und 50 FADC counts . . . . .	31
4.11	FB Signal mit Energie zwischen 50 und 70 FADC counts . . . . .	31
4.12	FB Signal mit Energie größer als 70 FADC counts . . . . .	31
4.13	Mittleres IF Signal $< 50$ FADC counts von Run 30368 bis 31261 . . . . .	32
4.14	Mittleres IF Signal $< 50$ FADC counts von Run 32716 bis 33106 . . . . .	32
4.15	Mittleres IF Signal $< 50$ FADC counts von Run 33711 bis 33824 . . . . .	32
4.16	Mittleres IF Signal $< 50$ FADC counts von Run 34598 bis 35147 . . . . .	32
4.17	Maximumslage des ungeschnittenen Signals, gegen Energie am Maxi- mum aufgetragen . . . . .	33
4.18	Maximumslage des reduzierten Signals, gegen Energie am Maximum aufgetragen . . . . .	33

4.19	Maximumlage des ungeschnittenen Signals, gegen Energie im vierten BC aufgetragen . . . . .	34
4.20	Maximumlage des reduzierten Signals, gegen Energie im vierten BC aufgetragen . . . . .	34
4.21	Maxima ungeschnittener Signale für alle FADCs . . . . .	35
4.22	Maxima reduzierter Signale für alle FADCs . . . . .	35
4.23	Erstes BC des IF Diskriminators, aufgetragen gegen IF Energie im vierten BC . . . . .	37
4.24	Lebensdauer des IF Diskriminators, aufgetragen gegen IF Energie im vierten BC . . . . .	39
4.25	Erstes BC des FB Diskriminators, aufgetragen gegen FB Energie in BC 4	39
4.26	Lebensdauer des FB Diskriminators in BCs, aufgetragen gegen FB Energie in BC 4 . . . . .	39
4.27	Erstes BC des CB Diskriminators, aufgetragen gegen CB Energie in BC 4	40
4.28	Lebensdauer des CB Diskriminators in BCs, aufgetragen gegen CB Energie in BC 4 . . . . .	40
4.29	Erstes BC des Etot Diskriminators, aufgetragen gegen totale Energie in BC 4 . . . . .	40
4.30	Lebensdauer des Etot Diskriminators in BCs, aufgetragen gegen totale Energie in BC 4 . . . . .	41
4.31	Erstes BC des Etrans Diskriminators, aufgetragen gegen transversale Energie in BC 4 . . . . .	41
4.32	Lebensdauer des Etrans Diskriminators in BCs, aufgetragen gegen transversale Energie in BC 4 . . . . .	41
4.33	Erstes BC des Etmis Diskriminators, aufgetragen gegen fehlende transversale Energie in BC 4 . . . . .	41
4.34	Lebensdauer des Etmis Diskriminators in BCs, aufgetragen gegen fehlende transversale Energie in BC 4 . . . . .	42
4.35	Erstes BC mit gesetztem IF Diskriminatorbit, aufgetragen gegen die Lebensdauer dieses Bits in BCs . . . . .	42
4.36	Erstes BC mit gesetztem FB Diskriminatorbit, aufgetragen gegen die Lebensdauer dieses Bits in BCs . . . . .	42
4.37	Erstes BC mit gesetztem CB Diskriminatorbit, aufgetragen gegen die Lebensdauer dieses Bits in BCs . . . . .	42
4.38	Erstes BC mit gesetztem Etot Diskriminatorbit, aufgetragen gegen die Lebensdauer dieses Bits in BCs . . . . .	42
4.39	Erstes BC mit gesetztem Etrans Diskriminator, aufgetragen gegen die Lebensdauer dieses Bits in BCs . . . . .	43
4.40	Erstes BC mit gesetztem Etmis Diskriminator, aufgetragen gegen die Lebensdauer dieses Bits in BCs . . . . .	43
4.41	Erstes BC mit gesetztem Elektronbit, aufgetragen gegen die Lebensdauer dieses Bits in BCs . . . . .	43
4.42	Löcher im Spektrum niedriger Diskriminatoren. Hier ist die Position des Lochs im Zeitspektrum von 9 BCs gegen das dazugehörige Triggerelement aufgetragen (Reihenfolge: IF, CB, FB, Etot, Etrans,(leer) . . . .	44

4.43	Löcher im Spektrum höherer Diskriminatoren. Hier ist die Position des Lochs im Zeitspektrum von 9 BCs gegen das dazugehörige Triggerelement aufgetragen (Reihenfolge: IF, CB, FB, Etot, Etrans, Ele1) . . . . .	44
4.44	Position des IF Diskriminatorfehlers im Spektrum von 9 BCs, aufgetragen gegen die IF Energie in FADC counts . . . . .	44
4.45	Position des CB Diskriminatorfehlers im Spektrum von 9 BCs, aufgetragen gegen die CB Energie in FADC counts . . . . .	44
5.1	Korrelation im IF: Energien der FADCs in counts, aufgetragen gegen Big Tower Energien in GeV . . . . .	46
5.2	Korrelation im FB: Energien der FADCs in counts, aufgetragen gegen Big Tower Energien in GeV . . . . .	46
5.3	Korrelation im CB: Energien der FADCs in counts, aufgetragen gegen Big Tower Energien in GeV . . . . .	46
5.4	Korrelation: Energien der elektromagnetischen FADCs in counts, aufgetragen gegen Big Tower Energien in GeV . . . . .	47
5.5	Korrelation: Energien der hadronischen FADCs in counts, aufgetragen gegen Big Tower Energien in GeV . . . . .	47
5.6	Mittlere Steigung der BT Korrelationsgeraden in Abhängigkeit von der Runnummer . . . . .	50
5.7	Mittlerer Achsenabschnitt der BT Korrelationsgeraden in Abhängigkeit von der Runnummer . . . . .	50
5.8	Steigungen aller BT Korrelationsgeraden, aufgetragen gegen die FADC Nummer . . . . .	50
5.9	Achsenabschnitte aller BT Korrelationsgeraden, aufgetragen gegen die FADC Nummer . . . . .	50
5.10	Steigungen aller BT Korrelationsgeraden, aufgetragen gegen die FADC Nummer, für Energien bis 40 FADC counts . . . . .	51
5.11	Achsenabschnitte aller BT Korrelationsgeraden, aufgetragen gegen die FADC Nummer, für Energien bis 40 FADC counts . . . . .	51
5.12	Steigungen aller BT Korrelationsgeraden, aufgetragen gegen die FADC Nummer, für Energien zwischen 40 und 70 FADC counts . . . . .	52
5.13	Achsenabschnitte aller BT Korrelationsgeraden, aufgetragen gegen die FADC Nummer, für Energien zwischen 40 und 70 FADC counts . . . . .	52
5.14	Steigungen aller BT Korrelationsgeraden, aufgetragen gegen die FADC Nummer, für Energien ab 70 FADC counts . . . . .	52
5.15	Achsenabschnitte aller BT Korrelationsgeraden, aufgetragen gegen die FADC Nummer, für Energien ab 70 FADC counts . . . . .	52
6.1	Energie des ersten getroffenen BCs jedes einzelnen FADCs, gegen FADC Nummer aufgetragen. AGM Schwelle: 90 mV . . . . .	55
6.2	Energie des ersten getroffenen BCs jedes einzelnen FADCs, gegen FADC Nummer aufgetragen. AGM Schwelle: 120 mV . . . . .	55
6.3	AGM Effizienz im IF Bereich (Schwelle bei 90 mV) . . . . .	56
6.4	AGM Effizienz im IF Bereich (Schwelle bei 120 mV) . . . . .	56
6.5	AGM Effizienz im FB Bereich (Schwelle bei 90 mV) . . . . .	57



6.6	AGM Effizienz im FB Bereich (Schwelle bei 120 mV) . . . . .	57
6.7	AGM Effizienz im CB Bereich (Schwelle bei 90 mV) . . . . .	57
6.8	AGM Effizienz im CB Bereich (Schwelle bei 120 mV) . . . . .	57
6.9	Lage des LAr- $t_0$ innerhalb 11 BCs, aufgetragen gegen die FADC Nummer des einzigen FADCs im Ereignis mit einem Energiespektrum von mindestens 3 aufeinanderfolgenden BCs. . . . .	60
6.10	Lage des LAr- $t_0$ Bits im Spektrum von 11 BCs, aufgetragen gegen die Kalorimeter Energie im IF Bereich. Das Ereignis wurde von nur einem FADC aus dem IF Bereich (mit Energie in drei zusammenhängenden BCs) getriggert. . . . .	61
6.11	Multiplizität des LAr- $t_0$ Bits, aufgetragen gegen die Kalorimeter Energie im IF Bereich. Das Ereignis wurde von nur einem FADC aus dem IF Bereich (mit Energie in drei zusammenhängenden BCs) getriggert. . . . .	61
6.12	Lage des LAr- $t_0$ Bits im Spektrum von 11 BCs, aufgetragen gegen die Kalorimeter Energie im FB Bereich. Das Ereignis wurde von nur einem FADC aus dem FB Bereich (mit Energie in drei zusammenhängenden BCs) getriggert. . . . .	62
6.13	Multiplizität des LAr- $t_0$ Bits, aufgetragen gegen die Kalorimeter Energie im FB Bereich. Das Ereignis wurde von nur einem FADC aus dem FB Bereich (mit Energie in drei zusammenhängenden BCs) getriggert. . . . .	62
6.14	Lage des LAr- $t_0$ Bits im Spektrum von 11 BCs, aufgetragen gegen die Kalorimeter Energie im CB Bereich. Das Ereignis wurde von nur einem FADC aus dem CB Bereich (mit Energie in drei zusammenhängenden BCs) getriggert. . . . .	63
6.15	Multiplizität des LAr- $t_0$ Bits, aufgetragen gegen die Kalorimeter Energie im CB Bereich. Das Ereignis wurde von nur einem FADC aus dem CB Bereich (mit Energie in drei zusammenhängenden BCs) getriggert. . . . .	63
6.16	Lage des LAr- $t_0$ Bits im Spektrum von 11 BCs, aufgetragen gegen die gesamte Kalorimeter Energie. . . . .	64
6.17	Multiplizität des LAr- $t_0$ Bits, aufgetragen gegen die gesamte Kalorimeter Energie. . . . .	64
6.18	Energie des IF Bereichs (1 FADC mit 3 zusammenhängenden BCs gefordert), für Ereignisse mit LAr- $t_0$ Bit . . . . .	64
6.19	Energie des FB Bereichs (1 FADC mit 3 zusammenhängenden BCs gefordert), für Ereignisse mit LAr- $t_0$ Bit . . . . .	64
6.20	Energie des CB Bereichs (1 FADC mit 3 zusammenhängenden BCs gefordert), für Ereignisse mit LAr- $t_0$ Bit . . . . .	65
6.21	Effizienz des LAr- $t_0$ Bits für Ereignisse, die von einem FADC aus dem FB getriggert wurden, aufgetragen gegen die Energie in GeV . . . . .	65
6.22	Effizienz des LAr- $t_0$ Bits für Ereignisse, die von einem FADC aus dem CB getriggert wurden, aufgetragen gegen Energie in GeV . . . . .	65
6.23	Effizienz des Triggerelementes IF0 bei Koinzidenz mit dem LAr- $t_0$ Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV . . . . .	66
6.24	Effizienz des Triggerelementes IF1 bei Koinzidenz mit dem LAr- $t_0$ Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV . . . . .	66

6.25	Effizienz des Triggerelementes Etot0 bei Koinzidenz mit dem LAr- $t_0$ Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV . . . . .	66
6.26	Effizienz des Triggerelementes Etot1 bei Koinzidenz mit dem LAr- $t_0$ Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV . . . . .	66
6.27	Effizienz des Triggerelementes BAR0 bei Koinzidenz mit dem LAr- $t_0$ Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV . . . . .	67
6.28	Effizienz des Triggerelementes BAR1 bei Koinzidenz mit dem LAr- $t_0$ Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV . . . . .	67
6.29	Effizienz des Triggerelementes Etrans0 bei Koinzidenz mit dem LAr- $t_0$ Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV . . . . .	67
6.30	Effizienz des Triggerelementes Etrans1 bei Koinzidenz mit dem LAr- $t_0$ Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV . . . . .	67
6.31	Effizienz des Triggerelementes Etmis0 bei Koinzidenz mit dem LAr- $t_0$ Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV . . . . .	70
6.32	Effizienz des Triggerelementes Etmis1 bei Koinzidenz mit dem LAr- $t_0$ Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV . . . . .	70
6.33	Effizienz des Triggerelementes Ele1 bei Koinzidenz mit dem LAr- $t_0$ Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV . . . . .	70
6.34	Effizienz des Triggerelementes IF0 bei Koinzidenz mit dem ZVTX- $t_0$ Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV . . . . .	71
6.35	Effizienz des Triggerelementes IF1 bei Koinzidenz mit dem ZVTX- $t_0$ Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV . . . . .	71
6.36	Effizienz des Triggerelementes Etot0 bei Koinzidenz mit dem ZVTX- $t_0$ Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV . . . . .	71
6.37	Effizienz des Triggerelementes Etot1 bei Koinzidenz mit dem ZVTX- $t_0$ Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV . . . . .	71
6.38	Effizienz des Triggerelementes BAR0 bei Koinzidenz mit dem ZVTX- $t_0$ Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV . . . . .	72
6.39	Effizienz des Triggerelementes BAR1 bei Koinzidenz mit dem ZVTX- $t_0$ Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV . . . . .	72
6.40	Effizienz des Triggerelementes Etrans0 bei Koinzidenz mit dem ZVTX- $t_0$ Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV . . . . .	72
6.41	Effizienz des Triggerelementes Etrans1 bei Koinzidenz mit dem ZVTX- $t_0$ Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV . . . . .	72
6.42	Effizienz des Triggerelementes Etmis0 bei Koinzidenz mit dem ZVTX- $t_0$ Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV . . . . .	73
6.43	Effizienz des Triggerelementes Etmis1 bei Koinzidenz mit dem ZVTX- $t_0$ Bit, aufgetragen gegen die Energie in GeV . . . . .	73
6.44	Effizienz des Triggerelementes Ele1 bei Koinzidenz mit dem ZVTX- $t_0$ Bit, aufgetragen gegen die Energie des BTs in GeV, welcher die Elektron Bedingung erfüllt hat . . . . .	73

# Danksagung

An erster Stelle möchte ich ganz besonders Herrn Priv. Doz. Dr. Christian Kiesling danken, der mir diese Aufgabe zugetraut hat und mir stets mit Anregungen, Rat und Ermutigung zur Seite stand. Es war eine große fachliche als auch persönliche Bereicherung für mich, als kleines Rädchen im Getriebe dieser ehrgeizigen, internationalen Forschungskollaboration meinen Beitrag zu leisten. Besonders die Möglichkeit, in Hamburg vor Ort am Trigger zu arbeiten, brachte mir wertvolle Einblicke in technische Details — und das große Erlebnis, die ersten Elektron-Proton Kollisionen im H1 Detektor "online" zu beobachten !

Außerdem danke ich Herrn Prof. Dr. Gerd Buschhorn für die Aufnahme an diesem Institut und die Genehmigung mehrerer Dienstreisen zum Deutschen Elektronen Synchrotron DESY und zur DPG Tagung in Mainz.

Auch bei Dr. Klaus Gamerdingen möchte ich mich herzlich bedanken. Mit unermüdlicher Geduld führte er mich in die verzwickten "Geheimnisse" der H1 Datenbanken ein. Mit technischen Fragen und Softwareproblemen konnte ich mich stets an ihn wenden.

Auf keinen Fall darf ich meinen Kollegen Eric Schuhmann vergessen, den ich nur zu oft mit Softwarefragen aller Art gelöchert habe. Ihm und allen anderen hilfsbereiten Kollegen herzlichen Dank!

Schließlich bedanke ich mich bei allen Mitgliedern der H1-Gruppe für die fruchtbare und anregende Zusammenarbeit. Die freundschaftliche und entspannte Atmosphäre hat viel dazu beigetragen, daß dieses Jahr nicht nur ein äußerst lehrreiches, sondern auch ein vergnügliches wurde !