

~~Interner Bericht~~  
~~DESY F35-94-01~~  
September 1994

Bestimmung der Ereigniszeit  
von  $ep$ -Wechselwirkungen  
durch Kalorimetrie am ZEUS-Detektor

INAUGURAL-DISSERTATION

zur  
Erlangung des Doktorgrades  
der  
Fakultät für Physik  
der  
Albert-Ludwigs-Universität Freiburg i. Brsg.

vorgelegt von

**Alois Freidhof**  
geb. in Sorengo/Schweiz

Freiburg  
1994



**DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.**

**DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.**

**\*Die Verantwortung für den Inhalt dieses  
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser\***

Interner Bericht  
DESY F35-94-01  
September 1994

Bestimmung der Ereigniszeit  
von  $ep$ -Wechselwirkungen  
durch Kalorimetrie am ZEUS-Detektor

INAUGURAL-DISSERTATION

zur  
Erlangung des Doktorgrades  
der  
Fakultät für Physik  
der  
Albert-Ludwigs-Universität Freiburg i. Brsg.

vorgelegt von

**Alois Freidhof** ✓  
geb. in Sorengo/Schweiz

Freiburg  
1994

## Abstract

Für die Messung von Energien und Impulsen der Teilchenprodukte von  $ep$ -Kollisionen bei HERA hat die ZEUS-Kollaboration ein hochauflösendes Uran-Szintillator-Kalorimeter mit optischer Auslese entwickelt. Neben einer ausgezeichneten relativen Energieauflösung, einem gleichgroßen Signal für elektromagnetische und hadronische Schauer ( $e/h = 1$ ), verfügt das ZEUS-Kalorimeter über eine sehr kurze Antwortzeit und eine Zeitauflösung im Subnanosekundenbereich.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Bestimmung des Zeitpunktes der Energieablagerungen relativ zum Zeitpunkt der  $ep$ -Wechselwirkungen. Die Hauptanwendung dieser Zeitmessung ist die Unterscheidung zwischen Ereignissen aus  $ep$ -Kollisionen und Untergrundereignissen (Proton-Gas-Wechselwirkungen, Myonen aus kosmischer Strahlung). Durch Zeitmessung mit dem Kalorimeter lassen sich in den beiden obersten Stufen des *Triggers* die Hälfte bzw. ein Drittel der Untergrundereignisse verwerfen.

Für die Festlegung der Schnittkriterien auf dem *Trigger*-Niveau muß die Zeitauflösung als Funktion der Energie bekannt sein. Für Hadronen ist die Zeitauflösung in einer Kalorimeterzelle besser als 1 ns bei Energien oberhalb 5 GeV, für Elektronen schon ab 1 GeV. Um diese gute Auflösung für die Bestimmung einer Ereigniszeit zu nutzen, müssen die Zeitverschiebungen der Kalorimeterzellen untereinander mit großer Genauigkeit bekannt sein. Es wird gezeigt, wie die Zeiten der 12000 Auslesekanäle mit einem Lasersystem auf 0.1 ns genau kalibriert werden können. Weiterhin wird untersucht, wie sich verschiedene Teilchensorten (Hadronen, Elektronen, Myonen) auf die Zeitbestimmung auswirken. Bei Hadronen wird festgestellt, daß es im Außenbereich ihrer Schauer zu Zeitverzögerungen im Bereich von 8 ns kommt, die bei elektromagnetischen Schauern nicht beobachtet werden. Dieser Effekt ist auf die Neutronenkomponente der hadronischen Schauer zurück-

The ZEUS collaboration has developed a high resolution uranium-scintillator calorimeter to measure the energies and momenta of the particles produced in the  $ep$  collisions at HERA. In addition to the excellent energy resolution and the equal response to the electromagnetic and hadronic showers ( $e/h = 1$ ), the ZEUS calorimeter, due to its fast response, has a time resolution in the sub-nanosecond range.

The present work concerns the determination of the time of the energy deposit in the calorimeter relative to the time of the  $ep$  interaction. The main application of the time measurement is the separation of the  $ep$  collision events from the background (proton-gas interactions and muons from cosmic rays). The time measurement allows the two higher level triggers to reject from a third to a half of the background events.

In order to set the threshold of the trigger rejection, the time resolution as a function of energy deposit must be known. For hadrons, the resolution is better than 1 ns above energies of 5 GeV, for electrons above 1 GeV. To take advantage of the high precision of the time measurement, the relative time calibration among the individual calorimeter cells must be known to a very high accuracy. It is shown that the 12000 channels of the calorimeter can be calibrated to within 0.1 ns using the laser system. In addition, the possibility to differentiate the types of particles (hadrons, electrons, and muons) using the time measurement is examined. It is determined that the outer regions of hadronic showers have a relative time delay of about 8 ns; an effect not observed in the electromagnetic showers. The delay can be attributed to the neutron component of the hadronic showers.

The light calibration system has applications other than the time calibration. In the present work, the determination of the linearity of the photomultiplier response and photoelectron count

zuführen.

Neben der Zeiteichung ermöglicht das Lichteichungssystem eine Reihe weiterer Anwendungen. In dieser Arbeit wird die Bestimmung der Linearität der Photoröhren und die Bestimmung der Anzahl der Photoelektronen pro abgelagerter Energie vorgestellt. Für die zweite Anwendung wird als Lichtquelle ein System von Leuchtdioden (LED) verwendet. Die Anzahl der Photoelektronen pro abgelagerter Energie ist eine charakteristische Größe für die Lichtausbeute des Kalorimeters. Sie beeinflusst die Auflösung von Energie-, Orts- und Zeitmessung.

per energy deposited is presented. For the second application, light emitting diodes (LED) are used as the light source. The photoelectron count is a quantity that characterizes the light output of the calorimeter and influences the resolutions of the energy, position, and time measurements.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Physik mit HERA</b>	<b>3</b>
2.1	Die Hadron-Elektron-Ringanlage (HERA)	3
2.2	Die Kinematik bei HERA	4
2.3	Messungen von $ep$ -Wechselwirkungen	9
2.3.1	Die Strukturfunktionen des Protons	9
2.3.2	Messung von Photoproduktion	10
2.3.3	Weitere Messungen mit ZEUS	12
<b>3</b>	<b>Das hochauflösende Kalorimeter des ZEUS-Detektors</b>	<b>16</b>
3.1	Aufbau des ZEUS-Detektors	16
3.1.1	Die Spurenkammern	16
3.1.2	Das Magnetsystem	17
3.1.3	Das Kalorimeter	18
3.1.4	Das Backing-Kalorimeter	18
3.1.5	Die Myondetektoren	19
3.1.6	Der C5-Detektor	19
3.1.7	Weitere Detektorkomponenten	19
3.1.8	Das Trigger-System	20
3.2	Grundlagen der Kalorimetrie	21
3.2.1	Einleitung	21
3.2.2	Elektromagnetische Schauer	22
3.2.3	Hadronische Schauer	25
3.3	Aufbau des ZEUS-Kalorimeters	30
3.3.1	Mechanische Konstruktion	30
3.3.2	Die optischen Auslesekomponenten	31
3.3.3	Die Ausleseelektronik	33
3.3.4	Bestimmung von Energie und Zeit	37
3.4	Die Kalibration des Kalorimeters	38
3.4.1	Eichung der Energieskala	39
3.4.2	Kalibration mit Myonen	39
3.4.3	Qualitätskontrolle und Kalibration mit punktförmigen Präparaten	39
3.4.4	Lichteichung	40
3.4.5	Kalibration der Ausleseelektronik	40

<b>4</b>	<b>Das Lichteichungssystem des ZEUS-Kalorimeters</b>	<b>42</b>
4.1	Lichterzeugung und Lichtverteilung	44
4.1.1	Der Laser	44
4.1.2	Das Lichtfasersystem	44
4.1.3	Die Lichtemittierenden Dioden (LED)	46
4.1.4	Die Austeuerung des Lichteichungssystems	47
4.2	Monitorisierung der Lichtintensität und der Zeit	48
4.2.1	Die Elektronik der Lichtmonitore	49
4.2.2	Die Auslese	50
4.2.3	Die Rekonstruktion	50
4.3	Die Eigenschaften des Lichteichungssystems	53
4.3.1	Datennahme und Datenanalyse	53
4.3.2	Monitore	55
4.3.3	LED/Laser	56
<b>5</b>	<b>Anwendungen der Lichteichung</b>	<b>60</b>
5.1	Bestimmung der Anzahl der Photoelektronen und Stabilität des Kalorimeters	60
5.1.1	Bestimmung der Anzahl der Photoelektronen aus einem Intensitätsdurchlauf	62
5.1.2	Die Anzahl der Photoelektronen bei konstanter Intensität	65
5.1.3	Messung der Anzahl der Photoelektronen zur Überwachung der Kalorimeterstabilität	67
5.2	Messung der Linearität der Photoröhren	71
5.3	Messung von Magnetfeldeinflüssen	75
5.4	Messung von Verstärkungsänderungen bei erhöhtem Strahlungsuntergrund	77
<b>6</b>	<b>Die Zeitmessung mit dem ZEUS - Kalorimeter</b>	<b>78</b>
6.1	Einleitung	78
6.2	Bestimmung der relativen Zeitnullpunkte	82
6.2.1	Zusammensetzung der Zeitnullpunktverschiebungen	82
6.2.2	Die Kalibrationsmethoden	84
6.2.3	Zeiteichung der Analogelektronik	85
6.2.4	Messung der Photoröhrendurchlaufzeiten	88
6.2.5	Die Flugzeitkorrekturen	94
6.2.6	Globale Zeitverschiebungen	95
6.2.7	Strahlkorrekturen mit dem C5-Zähler	96
6.2.8	Strahlkorrekturen mit dem Spurenvertex	98
6.2.9	Zusammenfassung der Zeitkorrekturen	101
6.3	Bestimmung der Zeitauflösung	104
6.4	Anwendungen der Zeitmessung	110
6.4.1	Untersuchungen mit Halo-Myonen	110
6.4.2	Die Laufzeiten in den Wellenlängenschiebern	115
6.4.3	Der Lichttransport im Szintillator	118
6.4.4	Die zeitliche Entwicklung von Schauern im Kalorimeter	119
6.4.5	Die Vertexbestimmung	126
6.4.6	Ereignisselektion durch Zeitmessung	128

<b>7 Zusammenfassung</b>	<b>132</b>
<b>A Faserlängen für die Lichtverteilung des F/RCAL</b>	<b>135</b>
<b>B Spezifikationen der verwendeten Bauteile</b>	<b>137</b>
<b>C Digitale Ansteuerung des LED-Systems</b>	<b>139</b>
<b>D Polynomkoeffizienten für die Ladungs- und Zeitkorrektur</b>	<b>141</b>
<b>E Datenbanken der Lichtmonitore</b>	<b>143</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>145</b>
<b>Danksagung</b>	<b>153</b>

## Kapitel 1

### Einleitung

Während der letzten 25 Jahre haben tiefunelastische Lepton-Nukleon-Streuxperimente erfolgreich die Struktur der Materie untersucht. Da nach der Unschärferelation die minimal auflösbare Struktur umgekehrt proportional zum Impulsübertrag  $Q$  ist, mußten die Energien der kollidierenden Teilchen immer weiter erhöht werden, um tiefer in die Struktur der Materie einzudringen. Mit dem Betrieb der Elektron-Proton-Speicherringanlage HERA am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg werden zum ersten Mal Elektronen und Protonen gegeneinander beschleunigt. Damit öffnet sich der Elementarteilchenphysik ein neuer kinematischer Bereich zur Untersuchung der Struktur des Protons. Mit einer Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  von 296 GeV können Strukturen des Protons aufgelöst werden, die 1000fach kleiner als der Durchmesser des Protons selbst sind. Dabei liegt das maximale Quadrat des Impulsübertrags von mehr als  $10^5$  GeV<sup>2</sup> um zwei Größenordnungen höher als bei den bisherigen Lepton-Nukleon-Experimenten mit ruhenden Nukleonen. Kapitel 2 stellt den HERA-Beschleuniger vor und gibt einen Überblick über die möglichen physikalischen Prozesse der Elektron-Proton-Streuung und ihre physikalische Beschreibung.

Die Wechselwirkungsprodukte der Elektron-Proton-Streuung in HERA werden von zwei Detektoren H1 und ZEUS gemessen. Die Detektoren wurden konzipiert, um bestmögliche Ergebnisse bei der Bestimmung der Identität von Leptonen und Teilchen-Jets, sowie der Messung ihrer Energie und Spurwinkel über den ganzen Raumwinkel zu erzielen. Das Herzstück des ZEUS-Detektors ist ein hochauflösendes kompensierendes Kalorimeter aus einer Schichtstruktur von Uran- und Szintillatorplatten. In ihm wird die Energie von Teilchen absorbiert, teilweise in Lichtsignale umgewandelt und von etwa 12000 Photoröhren ausgelesen. Es verfügt über eine hervorragende Energieauflösung  $\sigma_E/E$  von  $18\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$  für Elektronen und  $35\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$  für Hadronen und eine sehr gute Zeitauflösung unterhalb 1 ns. Nach einer kurzen Beschreibung des ZEUS-Detektors werden in Kapitel 3 die Grundlagen der Kalorimetrie beschrieben. Im Anschluß wird der Aufbau der ZEUS-Kalorimeters vorgestellt und ausführlich auf die Auslese und Rekonstruktion der Kalorimetersignale eingegangen.

Systematische Verschiebungen der Energiemessung im Kalorimeter können zu Fehlbestimmungen der physikalischen Ergebnisse führen. Es wird daher eine Eichung und ständige Überprüfung der absoluten Energieskala von besser als 1% gefordert. Die kontinuierliche Radioaktivität des Urans liefert ein konstantes Kalibrationssignal und bildet die Basis für die Eichung, nachdem die Energieskala in Teststrahlexperimenten festgelegt wurde. Um allerdings die einzelnen Komponenten der Auslese-kette zu überprüfen, sind zusätzliche Kalibrationssysteme installiert. Mit <sup>60</sup>Co-Präparaten können die einzelnen Szintillatoren angeregt werden. Änderungen in der Ausleseelektronik werden mit einem Präzisions-Ladungseichungssystem überwacht. Ein besonders kritisches Glied in der Kalorimeterauslese sind die Photoröhren. Es wurde daher ein Lichteichungssystem konzipiert, das von einem zentralen Laser über Lichtfasern alle Photoröhren gleichzeitig beleuchten kann. Diese Eigenschaft ist für die exzellente Zeiteichung des Kalorimeters notwendig. Als zusätzliche Lichtquellen können Leucht-

dioden (LED) im gepulsten oder kontinuierlichen Betriebsmodus eingesetzt werden. Zur Messung von intensitätsabhängigen Eigenschaften der Photoröhren wird das Licht an mehreren Stellen der Lichtverteilung von Photodioden gemessen. Der Aufbau und Betrieb des Laser- und LED-Systems und die Auslese der Lichtmessung mit den Photodioden wird in Kapitel 4 beschrieben. Einige wesentliche Anwendungen und Ergebnisse des Lichteichungssystems werden in Kapitel 5 behandelt. Dazu gehört die Bestimmung der mittleren Anzahl der Photoelektronen pro abgelagerter Energie, die eine charakteristische Größe der Lichtausbeute des Kalorimeters darstellt. Wegen der ausgezeichneten Puls- zu Puls-Stabilität der Leuchtdiodenintensität bieten sie eine bequeme Möglichkeit zur regelmäßigen Überwachung der mittleren Anzahl der Photoelektronen. Es wird die Linearität der Photoröhren bei hohen Intensitäten, sowie die Abhängigkeit der Lichtmessung vom Magnetfeld im ZEUS-Detektor untersucht.

Im nominalen Strahlbetrieb kreuzen sich alle 96 ns die Elektronen- und Protonen-Pakete im Wechselwirkungsbereich des Detektors. Prozesse der tiefinelastischen Streuung treten allerdings nur mit einer Rate von 0.1 Hz auf. Dagegen ist die Rate der unerwünschten Untergrundereignisse um 5 Größenordnungen höher. Der größte Anteil wird von Proton-Gas-Ereignissen, bei denen die Protonen mit Restgasatomen wechselwirken, erzeugt. Jeder Auslesekanal des Kalorimeters mißt die Zeit der Energieablagerung in Bezug auf den Takt von 96 ns, der die Kollisionen der Teilchenpakete steuert. Die mittleren mit dem Kalorimeter gemessenen Ereigniszeiten der  $ep$ -Wechselwirkungen unterscheiden sich deutlich von den Zeiten der Proton-Gas-Ereignisse oder Myonen aus der kosmischen Strahlung. Die Zeitmessung mit dem Kalorimeter bietet daher eine sehr effiziente Methode zur Erkennung und Unterdrückung von Untergrundereignissen.

Um diese Methode voll auszuschöpfen, müssen die Zeitnullpunkte der 12000 Kalorimeterkanäle mit großer Präzision kalibriert werden. In Kapitel 6 wird gezeigt, daß mit dem Lichteichungssystem eine Zeitkalibration aller Kanäle mit einer Genauigkeit von 0.5 bis 0.8 ns möglich ist. Es wird ausführlich auf die Bestimmung der Beiträge der unterschiedlichen Zeitverzögerungen der Kalorimeterkanäle untereinander zurückzuführen, zum anderen sind sie durch die Prozesse der Energieablagerung und durch die Eigenschaften des HERA-Strahls bedingt. Erstere sind weitgehend konstant und lassen sich durch die Kalibration berücksichtigen. Der zweite Beitrag variiert von Ereignis zu Ereignis. In dieser Arbeit wird beschrieben, wie sich diese Beiträge unter Verwendung anderer Detektorkomponenten (C5-Detektor, Spurenkammern) korrigieren lassen. Dies erlaubt die Bestimmung einer Ereigniszeit im Subnanosekunden-Bereich.

Die Unterdrückung von Untergrundereignissen muß einerseits so effizient wie möglich sein, andererseits dürfen keine Ereignisse verworfen werden, die von  $ep$ -Wechselwirkungen stammen. Der Fehler der Ereigniszeit muß daher gut bekannt sein. In einer Untersuchung mit verschiedenen Datentypen wird die Zeitauflösung der Kalorimeterkanäle als Funktion der Energie parametrisiert.

Für ein besseres Verständnis der Zeitauflösung werden die Abläufe der Signalerzeugung im Kalorimeter einzeln untersucht. Für die Untersuchung der Vorgänge in der Auslese wird das Lichteichungssystem eingesetzt. Myonen aus dem Halo des Protonenstrahls eignen sich zur Untersuchung der Abläufe in den optischen Medien des Kalorimeters. Wegen der Kombination aus Uran und Plastiksintillator für die Schichtstruktur des Kalorimeters ist zu erwarten, daß die Neutronenkomponente der hadronischen Schauer eine Verzögerung des Signals zur Folge hat. Im Rahmen dieser Arbeit wird das Zeitverhalten von hadronischen und elektromagnetischen Schauern untersucht.

Abschließend wird gezeigt, wie eine effiziente Unterdrückung von Proton-Gas-Ereignissen mit einer Zeitmessung erreicht werden kann. Dazu werden die Selektionskriterien und Effizienzen auf den verschiedenen Stufen der Datennahme vorgestellt. Als weitere Anwendung wird die Ermittlung des Ereignisvertex aus der Kalorimeterzeit beschrieben.

Die Ergebnisse dieser Arbeit sind in Kapitel 7 zusammengefaßt.

## Kapitel 2

# Physik mit HERA

### 2.1 Die Hadron-Elektron-Ringanlage (HERA)

Seit Mitte 1992 werden am HERA Speicherring Kollisionen zwischen Elektronen mit einer Energie von 26.67 GeV und Protonen mit einer Energie von 820 GeV erzeugt, die in zwei getrennten Kreisbahnen von etwa 6.3 km gegeneinander beschleunigt werden. Damit ist HERA der erste Beschleuniger dieser Art. An vier Punkten können die beiden Teilchensorten zur Kollision gebracht werden. An zwei von ihnen werden derzeit von den Experimenten H1 und ZEUS die Wechselwirkungsprodukte untersucht. Abb. 2.1 gibt einen Überblick über die Beschleunigeranlage.

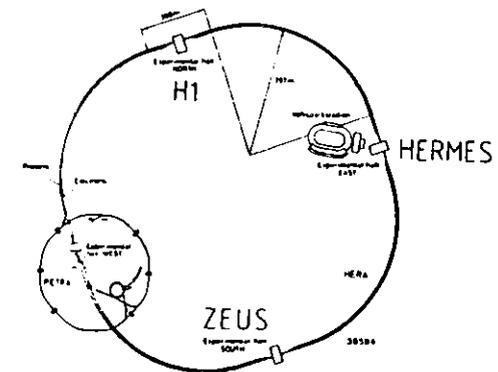


Abbildung 2.1: Injektionssystem für den HERA-Speicherring. Das Experiment HERMES befindet sich noch in der Aufbauphase, während die Experimente H1 und ZEUS seit 1992 in Betrieb sind.

Für die Teilcheninjektionen in den HERA-Ring stehen weitere Beschleuniger am DESY zur Verfügung. Nach Durchlaufen eines Linearbeschleunigers (LINAC II) werden die Elektronen in einem Synchrotron (DESY II) auf 7 GeV beschleunigt, bevor ihre Energie im PETRA-Speicherring auf 14 GeV für die Injektion in HERA erhöht wird. Die Protonen werden von einem 50 MeV Linearbeschleuniger in das Synchrotron DESY III geleitet, wo sie eine Energie von 7.5 GeV erlangen. Nach Durchlaufen

des PETRA-Speicherrings erreichen sie mit einer Energie von 40 GeV den HERA-Ring. In HERA werden die Elektronen auf eine Energie von derzeit 26.67 GeV beschleunigt<sup>1</sup> und mit konventionellen Dipolmagneten bei einem Magnetfeld von 0.16 T auf ihrer Kreisbahn gehalten. Um das notwendige Magnetfeld von 4.65 T für den Protonenring zu erzeugen, werden supraleitende Magnete für die Strahlführung und die Fokussierung eingesetzt. Die Protonen werden auf eine Energie von 820 GeV beschleunigt. Die erzeugte ep-Schwerpunktenergie  $\sqrt{s}$  beträgt 296 GeV.

Maximal 210 Teilchenpakete werden mit je einem Strom von 0.3 mA für Elektronen bzw. 0.8 mA für Protonen im Umlauf sein. Damit kann eine Luminosität von  $1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  erreicht werden. Die hohe Anzahl der Teilchenpakete führt zur Kreuzung der Elektronen- und Protonenpakete in einem Zeitabstand von 96 ns. In der ersten (Juli 1992) und zweiten (September - Oktober 1992) Strahlperiode kollidierten 9 Teilchenpakete. Zusätzlich gab es für Untergrundstudien einzelne ungepaarte Pakete. Insgesamt wurde 1992 eine integrierte Luminosität von  $\approx 30 \text{ nb}^{-1}$  von HERA geliefert. In 1993 kamen 84 Pakete zur Kollision. Die Lebensdauer des Protonenstrahls betrug mehr als 100 Stunden, die des Elektronenstrahls typischer Weise 7 bis 10 Stunden. Die in dem Zeitraum Juli bis Oktober 1993 vom Experiment ZEUS aufgezeichnete integrierte Luminosität beträgt  $\approx 550 \text{ nb}^{-1}$ .

Die Hochfrequenz von 500 MHz des Elektronenrings erlaubt eine longitudinale Fokussierung von weniger als 1 cm. Allerdings können dabei in Abständen von 2 ns phasenverschobene Satellitenpakete auftreten. Für die Protonenfokussierung wurde 1992 mit einer Frequenz von 52 MHz in den Kavitäten gearbeitet. Daher betrug die longitudinale Ausdehnung der Protonenpakete in der Regel 40 cm. Durch Einführung des 208 MHz-Systems wurde 1993 die Paketlänge halbiert.

## 2.2 Die Kinematik bei HERA

Die Lepton-Nukleon-Streuung wurde bislang nur an Fixed-Target-Experimenten untersucht, bei denen ein Strahl von Leptonen auf die ruhenden Nuklonen trifft. Die Schwerpunktenergie von HERA würde bei ruhenden Protonen einem Elektronenstrahl mit einer Energie von 52 TeV entsprechen, also um zwei Größenordnungen mehr als bisher bei Fixed-Target-Experimenten erreicht wurde. Für die Untersuchung von tiefinelastischer ep-Streuung öffnet sich damit ein neuer kinematischer Bereich. Es können Werte des negativen Quadrats des Vierer-Impulsübertrags von bis zu  $Q^2 \approx 10^5 \text{ GeV}^2$  erreicht werden. Der Impulsanteil des gestreuten Quarks vom Gesamtimpuls des Protons erreicht Werte bis hinab zu  $10^{-4}$ . In Abb. 2.3 sind die kinematischen Variablen  $x$  und  $Q^2$  der selektierten Ereignisse der tiefinelastischen Streuung aus der Strahlperiode von 1993 gegeneinander aufgetragen.

In diesem Abschnitt sollen die physikalischen Größen bei HERA zusammengefaßt werden, die zur Beschreibung der physikalischen Prozesse verwendet werden. Dazu sind in Abb. 2.2 die zwei wichtigsten

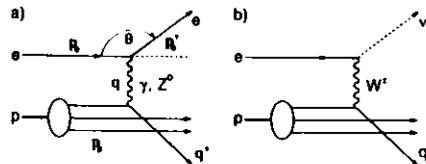


Abbildung 2.2: Diagramme der tiefinelastischen ep-Streuung

Prozesse der tiefinelastischen ep-Streuung in niedrigster Ordnung dargestellt. Der Prozeß in Abb.

<sup>1</sup> Mit zusätzlichen supraleitenden Hohlraumresonatoren kann später die angestrebte Elektronen-Energie von 40 GeV erreicht werden.

2.2a zeigt die Wechselwirkung des Elektrons mit einem Quark des Protons durch Austausch eines ungeladenen Eichbosons ( $\gamma, Z^0$ ). Dieser Vorgang wird als Neutral-Strom-Ereignis (NC) bezeichnet. Bei genügend großen Werten von  $Q^2$  kann das Elektron auch über ein geladenes  $W$ -Boson an ein Quark des Protons koppeln (Abb. 2.2b). Bei dem Geladenen-Strom-Ereignis (CC) ist das Lepton

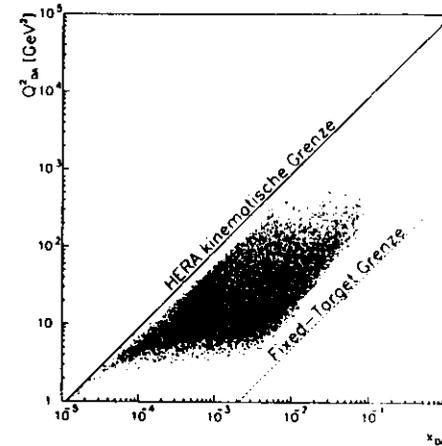


Abbildung 2.3: Selektierte Ereignisse der tiefinelastischen Streuung der Strahlperiode von 1993 in der  $(x-Q^2)$ -Ebene [1].

im Endzustand ein Neutrino ( $\nu$ ). Es verläßt den Detektor unbeobachtet. Die NC-Ereignisse zeichnen sich durch den Nachweis eines Elektrons aus, das den Transversalimpuls des gestreuten Quarks ausgleicht. Sowohl das gestreute Quark wie auch die Zuschauerquarks des Protonenrests bilden Hadronen (Fragmentation), wobei sie ihre Farbladung neutralisieren und Teilchenjets formen (Stromjet und Zuschauerjet). Der Zuschauerjet des Protonenrests ist weitgehend fokussiert und fliegt im Strahlrohr unbeobachtet weiter oder deponiert Energie in der Nähe des Strahlrohrs. Abb. 2.4 zeigt ein NC-Ereignis mit einem hohen  $Q^2$  von  $\approx 2500 \text{ GeV}^2$ . In der Ebene senkrecht zum Strahlrohr sieht man die symmetrische Verteilung des Transversalimpulses zwischen Stromjet und dem Elektron mit einer Energie von 39.7 GeV. Ein CC-Ereignis kann im Detektor dadurch identifiziert werden, daß das Lepton ( $\nu$ ) den Detektor unbeobachtet verläßt und daher ein großer fehlender Transversalimpuls festgestellt wird.

Allen geometrischen Betrachtungen liegt das ZEUS-Koordinatensystem zugrunde. Dabei ist der Koordinatenursprung im nominalen Wechselwirkungspunkt festgelegt. Die Z-Achse ist parallel zur Strahlachse; ihre Orientierung ist durch die Flugrichtung der Protonen gegeben. Die X-Achse zeigt in Richtung des Mittelpunktes des Speicherrings, die Y-Achse nach oben. Der Polarwinkel  $\psi$  ist definiert als der Winkel zur Z-Achse. Nicht gestreute Elektronen haben demnach einen Winkel von  $\psi_e = 180^\circ$ .

Die Schwerpunktenergie  $\sqrt{s}$  läßt sich aus den Vierer-Impulsen des einlaufenden Elektrons ( $\mathbf{p}_e = (E_e, \vec{p}_e)$ ) und Protons ( $\mathbf{p}_p = (E_p, \vec{p}_p)$ ) berechnen,

$$s = (\mathbf{p}_e + \mathbf{p}_p)^2 = m_e^2 + m_p^2 + 2E_e E_p - 2\vec{p}_e \vec{p}_p \approx 4E_e E_p \quad (2.1)$$

Sie ergibt sich direkt aus den Energien der einlaufenden Elektronen ( $E_e$ ) und der Protonen ( $E_p$ ) unter

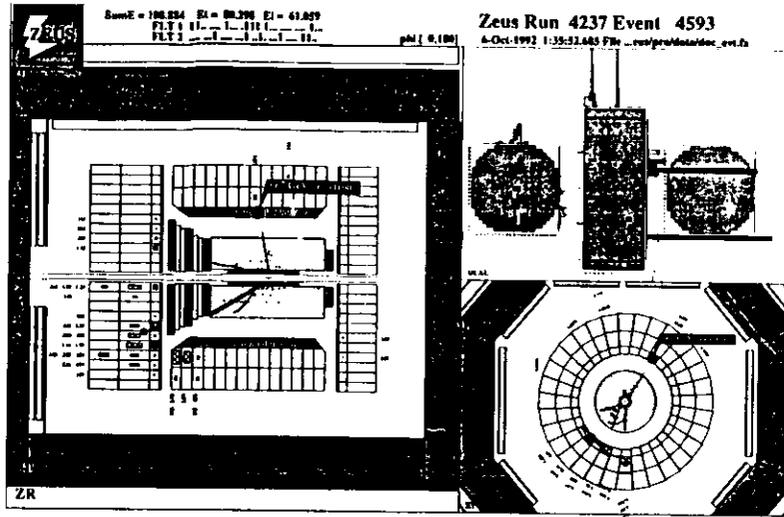


Abbildung 2.4: Projektion eines NC-Ereignisses mit  $Q^2 \approx 2500 \text{ GeV}^2$  und  $x \approx 0.07$

Vernachlässigung der Massen  $m_e$  und  $m_p$ . Bei Vernachlässigung von QED-Abstrahlungen läßt sich die Kinematik der oben beschriebenen Prozesse durch folgende Größen charakterisieren, wobei die Größe  $q = (\nu, \vec{q})$  der Vierer-Impuls des Bosons ist [2]:

1. negatives Quadrat des Vierer-Impulsübertrags

$$Q^2 = -q^2 = -(\mathbf{p}_e - \mathbf{p}'_e)^2, \quad (2.2)$$

2. Energieübertrag

$$\nu = \frac{\mathbf{p}_p \cdot \mathbf{q}}{m_p}, \quad (2.3)$$

3. Quadrat der invarianten Masse des hadronischen Endzustands

$$W^2 = (\mathbf{p}_p + \mathbf{q})^2 = m_p^2 + 2m_p\nu - Q^2. \quad (2.4)$$

Die Einführung der dimensionslosen Bjorken-Skalenvariable  $x$  und  $y$  gestattet eine bequemere Beschreibung der Streuprozesse:

$$x = \frac{-q^2}{2 \cdot \mathbf{p}_p \cdot \mathbf{q}} = \frac{Q^2}{2m_p\nu} \quad (2.5)$$

$$y = \frac{\mathbf{p}_p \cdot \mathbf{q}}{\mathbf{p}_p \cdot \mathbf{p}_e}. \quad (2.6)$$

Der Wertebereich von  $x$  und  $y$  liegt zwischen 0 und 1. Die Variable  $x$  stellt den Bruchteil des vom gestreuten Quark getragenen Impulses am Gesamtimpuls des Protons im einfachen Quark-Parton-Modell (QPM) dar und  $y$  ist der relative Energieübertrag des Elektrons im Ruhesystem des Protons. Die Skalenvariablen  $x$  und  $y$  stehen mit dem Quadrat des Vierer-Impulsübertrags  $Q^2$  in folgendem Zusammenhang

$$Q^2 = xys. \quad (2.7)$$

Da die Schwerpunktsenergie konstant ist, genügt zur Beschreibung der Kinematik die Bestimmung von zwei Variablen.

Zur Bestimmung der kinematischen Variablen werden die Energien  $E'_e, E_i$  und Winkel  $\vartheta_e, \vartheta_h$  des gestreuten Elektrons und der Hadronen  $i$  im Endzustand aus der Messung mit dem Kalorimeter benötigt. Da es sich bei den Teilchenjets um ausgedehnte Objekte handelt, muß über alle Teilchen im Endzustand summiert werden. Die Berechnung der kinematischen Variablen kann über verschiedene Methoden erfolgen.

1. Die Elektron-Methode verwendet die Energien  $E_e$  und  $E_e'$  des ein- und auslaufenden Elektrons sowie den Streuwinkel  $\vartheta_e$ :

$$y_e = 1 - \frac{E_e'}{2E_e} (1 + \cos \vartheta_e), \quad (2.8)$$

$$Q_e^2 = 2E_e E_e' (1 + \cos \vartheta_e), \quad (2.9)$$

$$x_e = E_e' \frac{1 + \cos \vartheta_e}{2y E_p}. \quad (2.10)$$

2. Bei Ereignissen, die kein gestreutes Elektron im Kalorimeter aufweisen, muß das hadronische System zur Bestimmung der Kinematik verwendet werden. Die Methode nach Jaquet-Blondel (JB) [3] benutzt die Hadronenimpulse  $\mathbf{p}_i$  und Hadronenergien  $E_i$ , wobei die Summe über die Teilchen  $i$  des hadronischen Systems im Endzustand läuft<sup>2</sup>:

$$y_{JB} = \frac{\sum_i E_i - p_{zi}}{2E_e}, \quad (2.11)$$

$$Q_{JB}^2 = \frac{(\sum_i p_{xi})^2 + (\sum_i p_{yi})^2}{1 - y_{JB}}, \quad (2.12)$$

$$x_{JB} = \frac{Q_{JB}^2}{y_{JB} \cdot s}. \quad (2.13)$$

Bei dieser Methode wird angenommen, daß der Transversalimpuls des Protonenrests, der durch das Strahlrohr verloren geht, vernachlässigt werden kann.

3. Die Doppelwinkel-Methode (DA) [4] berechnet die kinematischen Variablen aus den Streuwinkeln  $\vartheta_e$  und  $\gamma_h$  des Elektrons und des Jets nach dem Quark-Parton-Modell. Dabei wird der Jetwinkel aus einer Summe über die Teilchen des hadronischen Systems im Endzustand ermittelt<sup>3</sup>:

$$\cos \gamma_h = \frac{(\sum_i p_{xi})^2 + (\sum_i p_{yi})^2 - (\sum_i (E_i - p_{zi}))^2}{(\sum_i p_{xi})^2 + (\sum_i p_{yi})^2 + (\sum_i (E_i - p_{zi}))^2}, \quad (2.14)$$

$$Q_{DA}^2 = 4E_e^2 \frac{\sin \gamma_h (1 + \cos \vartheta_e)}{\sin \gamma_h + \sin \vartheta_e - \sin(\gamma_h + \vartheta_e)}, \quad (2.15)$$

$$x_{DA} = \frac{E_e}{E_p} \frac{\sin \gamma_h + \sin \vartheta_e + \sin(\gamma_h + \vartheta_e)}{\sin \gamma_h + \sin \vartheta_e - \sin(\gamma_h + \vartheta_e)}, \quad (2.16)$$

$$y_{DA} = \frac{Q_{DA}^2}{x_{DA} \cdot s}. \quad (2.17)$$

Zur Veranschaulichung der Kinematik zeigt Abb. 2.5 Linien von konstanter Energie und Winkel des Elektrons und des geladenen Jets in der  $(x-Q^2)$ -Ebene.

<sup>2</sup>Verwendet man die Kalorimeterzellen anstelle der Teilchen, so ist  $\mathbf{p}_{zi} = E_i \cos \vartheta_{hi}$  und  $\mathbf{p}_{xi}, \mathbf{p}_{yi}$  entsprechend.

<sup>3</sup>Da die Doppelwinkel-Methode auf Winkelverhältnisse beruht, ist sie weniger anfällig auf systematische Unsicherheiten in der Energiemessung der Endzustände.

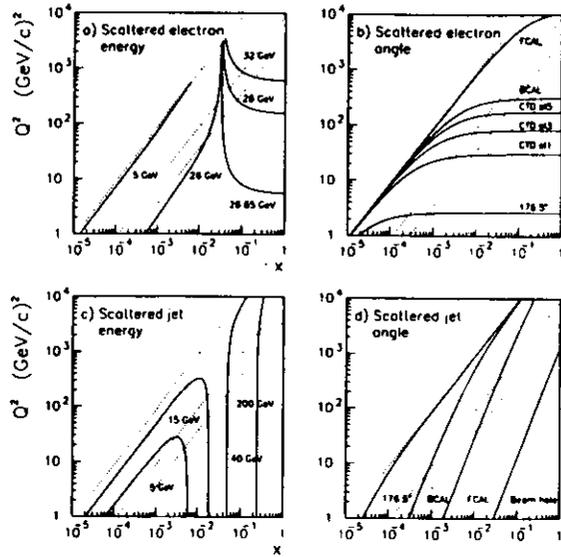


Abbildung 2.5: Linien konstanter Energie und Winkel  $\theta$  der Endzustände von Elektron und geladenem Jet [5]. Als konstante Winkel sind die Grenzwinkel der Akzeptanz für die Kalorimeter- und Spurenkammerbereiche eingetragen.

## 2.3 Messungen von $ep$ -Wechselwirkungen

### 2.3.1 Die Strukturfunktionen des Protons

Die Untersuchung der Struktur des Protons erfolgt durch Bestimmung der Protonstrukturfunktionen  $F_{1,2,3}^{L,R}(x, Q^2)$ . Die Indizes  $L$  und  $R$  stehen für links- bzw. rechtshändige Elektronen. Der doppelt differentielle Born-Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Streuung kann durch die Strukturfunktionen  $F_i$  des Protons ausgedrückt werden

$$\frac{d^2\sigma(e_{L,R}^+p)}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2 P^2(Q^2)}{x} \left[ Y_+ F_2^{L,R}(x, Q^2) - y^2 F_L^{L,R}(x, Q^2) \pm Y_- x F_3^{L,R}(x, Q^2) \right], \quad (2.18)$$

mit den Abkürzungen

$$Y_+ = 1 + (1 - y)^2 \quad \text{und} \quad Y_- = 1 - (1 - y)^2. \quad (2.19)$$

Die Größe  $\alpha$  ist die Feinstrukturkonstante und  $\mathcal{P}(Q^2)$  der Propagator, der je nach Austauschteilchen eine der folgenden Formen annimmt

$$\mathcal{P}^2(Q^2) = \begin{cases} \frac{1}{Q^2} & \text{bei Austausch eines } \gamma \\ \frac{1}{(Q^2 + M_Z^2)^2} & \text{bei Austausch eines } Z^0 \text{ (} M_Z: \text{ Masse des } Z^0\text{-Bosons)} \\ \frac{1}{Q^2(Q^2 + M_Z^2)} & \text{als } (\gamma - Z^0)\text{-Interferenzterm} \\ \frac{1}{(Q^2 + M_W^2)^2} & \text{bei Austausch eines } W^\pm \text{ (} M_W: \text{ Masse des } W^\pm\text{-Bosons)}. \end{cases} \quad (2.20)$$

Im Quark-Parton-Modell wird das Proton aus drei Valenz-Quarks bestehend dargestellt. Betrachtet man die  $ep$ -Streuung in dieser Approximation, sind die longitudinalen Strukturfunktionen  $F_L^{L,R}(x, Q^2)$

$$F_L^{L,R}(x, Q^2) = F_2^{L,R}(x, Q^2) - 2x F_1^{L,R}(x, Q^2) \quad (2.21)$$

in niedrigster Ordnung für Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen null (Callan-Gross Beziehung [6]). Im Quark-Parton-Modell sind die Strukturfunktionen nur von  $x$  aber nicht von  $Q^2$  abhängig, was auch als Bjorken-Skalenverhalten bezeichnet wird [7]. Die Strukturfunktion  $F_3^{L,R}(x, Q^2)$  mißt die Paritätsverletzung, die durch den Austausch des  $Z^0$ -Bosons entsteht. Für den Wirkungsquerschnitt wird dieser Beitrag erst relevant, wenn  $Q$  vergleichbar oder größer der  $Z^0$ -Masse wird. Im QPM ist die Strukturfunktion  $F_2$  die Summe der Quarkverteilungsfunktionen  $q(x, Q^2)$ , gewichtet mit dem Quadrat der elektrischen Ladung  $e_f$  des entsprechenden Quarks  $f$

$$F_2(x, Q^2) = \sum_f \left[ x q_f(x, Q^2) + x \bar{q}_f(x, Q^2) \right] e_f^2. \quad (2.22)$$

Frühere Messungen der Protonstrukturfunktionen haben gezeigt, daß die Quarks nur ca. 50% des Protonenimpulses tragen. Dies hat unter anderem zur Entwicklung der Quanten Chromodynamik (QCD) geführt. In der QCD werden die punktförmigen Partonen entweder als Quarks oder als Gluonen identifiziert. Die Abstrahlung und Absorption von Gluonen führt zu einer Abhängigkeit der Strukturfunktionen von  $Q^2$ . Dies wird auch als Skalenverletzung bezeichnet. Ist die  $x$  Verteilung der Quarkverteilungsfunktionen für ein festes  $Q^2$  experimentell bestimmt, können durch die Altarelli Parisi-Gleichung für große  $Q^2$  die QCD-Strahlungskorrekturen 1. Ordnung berücksichtigt werden, wodurch die  $Q^2$ -Abhängigkeit der Strukturfunktionen beschrieben wird [8].

Die Strukturfunktion  $F_2$  wird über den Wirkungsquerschnitt für verschiedene  $x$  und  $Q^2$  Intervalle bestimmt. Die auf die Luminosität bezogene Anzahl der tatsächlichen Ereignisse in diesen Intervallen wird mit der rekonstruierten Anzahl der Ereignisse durch eine Monte Carlo Simulation korrigiert. Die Simulation berücksichtigt die Akzeptanz, die Effizienzen und die systematischen Effekte des Detektors, sowie QED-Strahlungskorrekturen. Für die zweite Strahlperiode von 1992 wurde erstmals

die Strukturfunktion  $F_2$  im kinematischen Bereich von HERA gemessen [9]. Zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen wurde die Doppelwinkel Methode eingesetzt (Gl. 2.14). Der Beitrag von  $F_2$  wird für nicht zu kleine  $x$ -Werte als klein abgeschätzt. Die größte Unsicherheit bildet der Untergrund von Photoproduktionsereignissen (s. Kap. 2.3.2) bei hohem  $y$ . Der totale systematische Fehler auf  $F_2$  variiert zwischen 5 und 20%. Die Strukturfunktion  $F_2$  ist in Abhängigkeit von  $x$  für verschiedene  $Q^2$ -Intervalle in Abb. 2.6 zu sehen. Sie steigt zu kleinem  $x$  hin stark an. Demnach nimmt bei festem  $Q^2$  die Partondichte mit kleinerem  $x$  zu. Dieser Bereich ist sehr gut für Überprüfungen der QCD geeignet. Bei noch kleineren  $x$ -Werten wird eine Sättigung von  $F_2$  erwartet, da die Quarkdichten nicht grenzenlos zunehmen können. Verschiedene Parametrisierungen der Strukturfunktion  $F_2$  sind zusätzlich in Abb. 2.6 eingezeichnet.

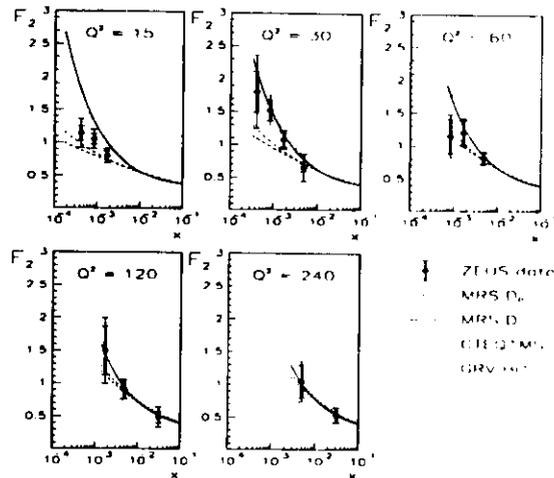


Abbildung 2.6: Strukturfunktionen  $F_2$  als Funktion von  $x$  für verschiedene  $Q^2$  Bereiche. Die breiten Fehlerbalken entsprechen den statistischen, die schmalen den systematischen Fehlern. Die Linien ergeben sich aus verschiedenen Extrapolationen von Daten bei niedriger Energie [9].

### 2.3.2 Messung von Photoproduktion

In der Photoproduktion wird ein fast-reelles Photon ( $Q^2 \approx 0$ ) am Proton gestreut. Der Wirkungsquerschnitt der  $ep$ -Streuung kann bei kleinem  $Q^2$  durch den Wirkungsquerschnitt der transversal polarisierten Photonen ( $\sigma_T$ ) ausgedrückt werden.

$$\frac{d^2\sigma_{ep}}{dydQ^2} = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1}{Q^2} \left[ \frac{1+(1-y)^2}{y} \cdot \sigma_T^p(y, Q^2) \right]. \quad (2.23)$$

Aufgrund der kleinen  $Q^2$ -Werte ( $Q_{max} \approx 10^{-2} \text{ GeV}^2$ ) hängt  $\sigma_T$  näherungsweise nur von  $y$  ab (Weizsäcker-Williams-Näherung). Durch Integration über den vom Detektor zugänglichen  $Q^2$  Bereich

( $Q_{min}^2 = m_e^2 \frac{x^2}{1-y}$ ) kann der Photon Proton-Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}^p$  auf den Elektron Proton Wirkungsquerschnitt bezogen werden

$$\frac{d\sigma_{ep}}{dy} = \frac{\alpha}{2\pi} \left[ \frac{1+(1-y)^2}{y} \cdot \ln \left( \frac{Q_{max}^2}{Q_{min}^2} \right) - \frac{2(1-y)}{y} \cdot \left( 1 - \frac{Q_{max}^2}{Q_{min}^2} \right) \right] \cdot \sigma_{tot}^p(W_{\gamma p}). \quad (2.24)$$

Die Photon Proton Schwerpunktsenergie  $W_{\gamma p}$  kann durch  $W_{\gamma p}^2 = 4yE_e E_p$  berechnet werden. Das unter sehr kleinen Winkeln gestreute Elektron verläßt für diese kleinen  $Q^2$  Werte den Detektor durch das Strahlrohr und wird erst im Luminositätsdetektor nachgewiesen. Die Ereignisrate der Photoproduktion ist bei HERA sehr hoch (wegen  $\mathcal{P}^2(Q^2) = 1/Q^4$  (Gl. 2.20)). Mit den Daten der zweiten Strahlperiode von 1992 wurde bei einer  $\gamma p$ -Schwerpunktsenergie von  $167 < W_{\gamma p} < 194 \text{ GeV}$  der totale Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion bestimmt [10]:

$$\sigma_{tot}^p = 143 \pm 4(\text{stat.}) \pm 17(\text{sys.}) \mu\text{b}.$$

In Abb. 2.7 ist die Messung von  $\sigma_{tot}^p$  im Vergleich zu Daten dargestellt, zusammen mit drei Extrapolationen.

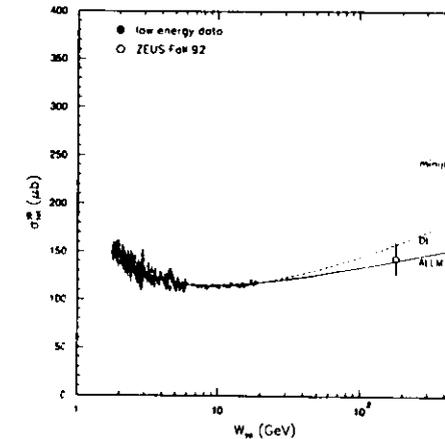


Abbildung 2.7: Totaler Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion als Funktion der Schwerpunktsenergie  $W_{\gamma p}$ . Drei Parametrisierungen sind eingezeichnet, die auf verschiedenen Modellen beruhen und an die Daten bei kleiner Energie  $W_{\gamma p}$  angepaßt wurden.

Die Prozesse der Photoproduktion lassen sich in zwei Gruppen unterteilen: die "weichen" und die "harten" Wechselwirkungen. Bei den weichen Prozessen verhält sich das Photon wie ein Hadron. Dabei fluktuiert es in einen hadronischen Zwischenzustand, indem es zum Beispiel als Vektormeson  $V = (\rho^0, \omega, \phi, \dots)$  auftritt. Das virtuelle Vektormeson wechselwirkt anschließend mit dem Proton. In Abb. 2.8a ist ein mögliches Beispiel für diese Prozesse dargestellt. Die Vorgänge werden durch das Vektor-Dominanz-Modell (VDM) beschrieben. Die Transversalimpulse sind relativ gering. Bei den harten Wechselwirkungen werden Partonen mit hohem Transversalimpuls erzeugt. Ein Beitrag der harten Komponente stammt von der Streuung eines Quarks des Protons an einem Quark des Vektormesons. Bei höheren Energien überwiegt allerdings die Eigenschaft des Photons, direkt an ein Quark des Protons zu koppeln. Diese Prozesse werden daher auch "direkte Photonen Prozesse"

genannt. Sie teilen sich in zwei Reaktionstypen auf, die Boson-Gluon-Fusion (BGF) und die QCD-Compton Prozesse, die in den Abb. 2.8b und 2.8c dargestellt sind. Die Boson-Gluon-Fusion bietet bei HERA die beste Möglichkeit für die Untersuchung der Gluon-Struktur des Protons [11]. Bei einer weiteren Kategorie von harten Prozessen verhält sich das Photon wie eine Quelle von Partonen, von denen eines mit einem Parton des Protons wechselwirkt (Abb. 2.8d). Das Photon ist also in seine hadronische Struktur aufgelöst, daher auch der Name "resolved Photonen Prozesse". Zusätzlich zu den Jets der Partonen wird im Detektor der hadronische Rest des Photons nachgewiesen.

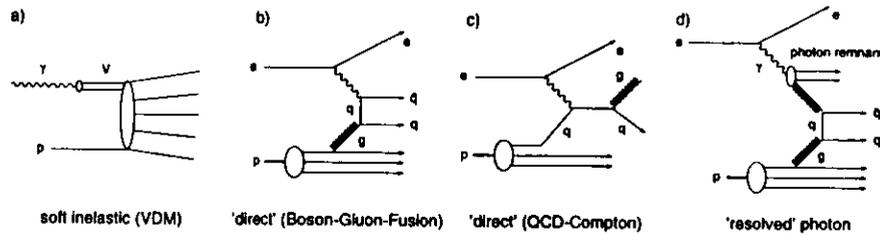


Abbildung 2.8: Diagramme der Photoproduktion: a) "weiche" inelastische Streuung (VDM), "direkte" Prozesse durch b) Boson-Gluon-Fusion und c) QCD-Compton, d) "aufgelöste" Photonen

Mit dem ZEUS-Experiment konnte die Existenz dieser "harten" Prozesse bestätigt werden. Bei einer Untersuchung von 2-Jet-Ereignissen, die in die vordere Hemisphäre, von der Protonenrichtung aus gesehen, abgestrahlt wurden, ließ sich erhebliche Energie in der rückwärtigen Hemisphäre nachweisen [12]. Dies ist ein deutliches Zeichen für den Photonenrest, der bei resolved Photonen Prozessen entsteht.

Zum Nachweis der direkten Photonen-Prozesse werden die Impulsanteile  $x_p$  und  $x_\gamma$ , der wechselwirkenden Partonen am Gesamtimpuls des Protons bzw. Photons untersucht. Aus Impuls- und Energieerhaltung folgt, daß sich  $x_p$  und  $x_\gamma$  folgendermaßen messen lassen:

$$x_p^{meas} = \frac{\sum_{jets}(E + p_z)}{2E_p}, \quad x_\gamma^{meas} = \frac{\sum_{jets}(E - p_z)}{\sum_{CAL}(E - p_z)}. \quad (2.25)$$

In Abb. 2.9 sind die gemessenen Verteilungen für  $x_p$  und  $x_\gamma$  in Ereignissen mit zwei oder mehr Jets aufgetragen. Zusätzlich sind die Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulationen zu sehen, die die Beiträge aus direkten und aufgelösten Prozessen getrennt zeigen. Das Maximum bei  $x_\gamma = 0.9$  in den Daten zeigt eindeutig das Auftreten der direkten Komponente [13].

Die mit ZEUS gemessenen Wirkungsquerschnitte für diese beiden Komponenten betragen

$$\begin{aligned} \sigma_{resolved}^{pp} &= 21.1 \pm 5.2(\text{stat.}) \pm 5.7(\text{sys.}) \mu\text{b}, \\ \sigma_{direct}^{pp} &= 9.4 \pm 2.7(\text{stat.}) \pm 2.7(\text{sys.}) \mu\text{b}. \end{aligned}$$

### 2.3.3 Weitere Messungen mit ZEUS

Der Test von QCD-Vorhersagen läßt sich auch anhand einiger anderer Untersuchungen durchführen. Dazu gehört die Beschreibung der hadronischen Endzustände. In der QCD niedrigster Ordnung besteht der hadronische Endzustand der tiefinelastischen  $ep$ -Streuung aus dem Stromjet des gestreuten Quarks und den Restteilchen des Protons (Zuschauerjet)(Abb. 2.2). Im Phasenraum zwischen Stromjet und Zuschauerjet materialisieren Teilchen, die durch Abstrahlung weicher Gluonen beim Transfer von

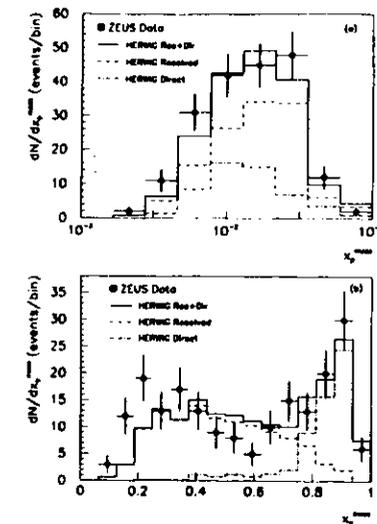


Abbildung 2.9: Kinematische Verteilung von Ereignissen mit zwei oder mehr Jets: a) Protonenimpulsanteil  $x_p^{meas}$ , b) Photonenimpulsanteil  $x_\gamma^{meas}$  der wechselwirkenden Partonen. Bei  $x_\gamma^{meas} = 0.9$  wird die direkte Komponente sichtbar.

Farbladungen zwischen Stromjet und Zuschauerjet entstehen. Eine Darstellung der Energieverteilung wird häufig als Funktion der Pseudorapidität  $\eta$  ausgedrückt, die durch  $\eta = -\ln(\tan(\frac{\theta}{2}))$  definiert ist. In Abb. 2.10 ist die energiegewichtete Differenz  $\Delta\eta = \eta - \eta_h$  aus der Pseudorapidität  $\eta$  der Hadronen und der Pseudorapidität  $\eta_h$ , die aus dem Winkel des gestreuten Quarks im Quark-Parton-Modell folgt, aufgetragen [14]. Der Winkel  $\eta_h$  des gestreuten Quarks wird nach Gleichung 2.14 berechnet. Die Messung wurde eingeschränkt auf  $x < 10^{-3}$  und  $Q^2 > 10 \text{ GeV}^2$ . Die Einträge bei großem  $\Delta\eta$  in Abb. 2.10 entsprechen der Richtung des Protonenrests, bei kleinerem  $\Delta\eta$  der Richtung des gestreuten Quarks. Der Zwischenraum ist ebenfalls mit Energiebeiträgen gefüllt, was auf die Abstrahlung von weichen Gluonen hindeutet. Ergebnisse von Monte-Carlo-Simulationen unter Verwendung verschiedener Modelle sind ebenfalls eingezeichnet, die zum Teil eine gute Übereinstimmung wiedergeben.

Durch die QCD wird eine erhebliche Erweiterung des einfachen Quark-Parton-Modells eingeführt. Dabei wird bei höherer Ordnung in der Kopplungskonstante  $\alpha_s$  der starken Wechselwirkung das Auftreten von Ereignissen mit mehreren Jets vorhergesagt. Bei diesen Ereignissen werden mit hoher transversaler Energie "harte" Gluonen abgestrahlt, die ihrerseits einen Teilchenjet formen. Mit ZEUS wurden solche Ereignisse mit mehreren Jets nachgewiesen. Abb. 2.11 zeigt ein Beispiel für ein Zwei-Jet-Ereignis [15]. In der  $(\eta-\phi)$ -Darstellung ist das Elektron als heller Balken und die beiden Jets als kleinere dunkle Balken zu erkennen. Durch das Verhältnis der Raten von Zwei-Jet-Ereignissen zu Ein-Jet-Ereignissen bei verschiedenen  $Q^2$  wird es möglich sein, die Abhängigkeit der Kopplungskonstante  $\alpha_s$  der starken Wechselwirkung von  $Q^2$  zu bestimmen [1].

Unter den Daten der tiefinelastischen Streuung wurde ein Klasse von Ereignissen gefunden, die sich von den übrigen Ereignissen in Abb. 2.10 unterscheidet und zunächst nicht in der hohen Anzahl erwartet war. Es handelt sich dabei um Ereignisse, die bei kleinen  $\phi$ -Winkeln keine Energieablagerung aufweisen. Um diese Ereignisse zu quantifizieren, wird die Größe  $\eta_{max}$  definiert, die der Pseudorapi-

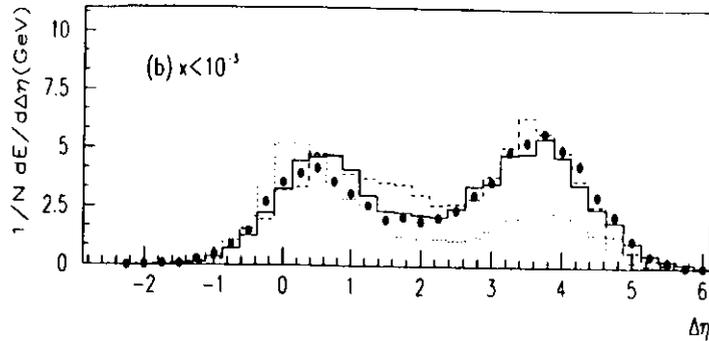


Abbildung 2.10: Energiegewichtete Differenz aus der Pseudorapidität von den hadronischen Teilchen und dem gestreuten Quark im Quark-Parton-Modell. Die Histogramme sind Vorhersagen aus verschiedenen Monte-Carlo-Simulationen: CDM+BGF (Linie), CDM (gestrichelt), PS(Q<sup>2</sup>(1-x)) (punktirt).

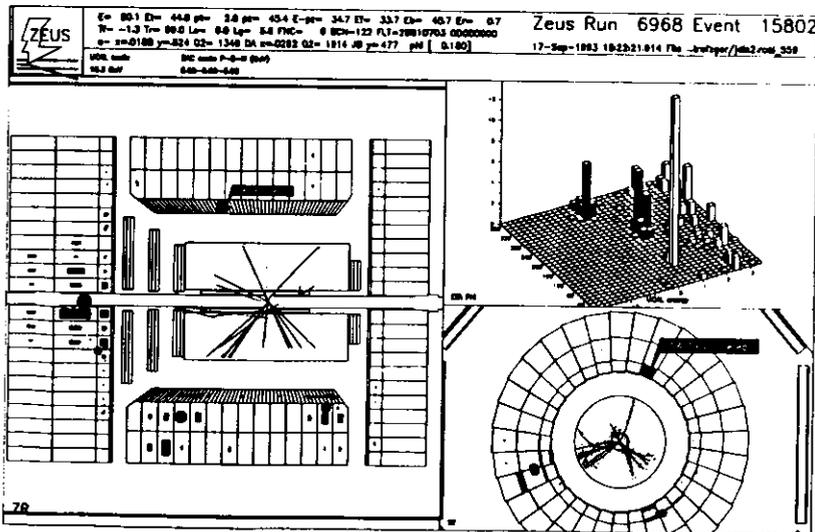


Abbildung 2.11: (Z-R)-Projektion und (X-Y)-Projektion eines Zwei-Jet Ereignisses. In der dreidimensionalen Darstellung ist die Transversalenergie in der (η φ) Ebene aufgetragen. Der helle Balken ist das Elektron, die dunklen entsprechen den beiden Jets.

dität der hadronischen Energieablagerung mit dem kleinsten  $\vartheta$  Winkel entspricht. Wie in Abb. 2.12 zu erkennen, haben 7 bis 8% der Ereignisse einen Wert von  $\eta_{max} < 1.5$ , die daher keine Energie im Vorwärtsbereich in einem Winkel von  $\vartheta < 24^\circ$  aufweisen. Da offenbar kein Feld der Farbladung zwischen dem Proton und den gestreuten Teilchen herrscht, erklärt man sich die Wechselwirkung durch den Austausch eines farblosen Teilchens, das die Eigenschaften eines Pomerons besitzt. Eine Monte-Carlo-Simulation (POMPYT), die eine diffraktive Wechselwirkung des Protons mit einem Pomeron bei hohen Energien annimmt, kann diese Prozesse relativ gut beschreiben [16].

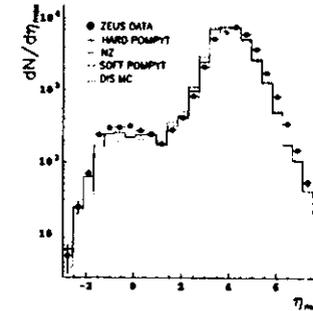


Abbildung 2.12: Verteilung der maximalen Pseudorapidität  $\eta_{max}$  im Kalorimeter. Die gepunktete Linie zeigt das Standard-Monte-Carlo. Für die anderen Linien werden noch zusätzlich diffraktive Prozesse simuliert, bei denen das Proton mit einem Pomeron wechselwirkt.

Mit dem ZEUS-Detektor sind noch eine Reihe anderer Messungen der ep-Streuung möglich. Zum Beispiel wird nach Prozessen gesucht, die auf eine Verletzung des Standardmodells hinweisen. Dabei werden Vorgänge untersucht, die möglicherweise die Erzeugung neuer Teilchen aufzeigen. Das Interesse richtet sich auf den Nachweis von Leptoquarks und angeregten Elektronen. In den bisherigen ZEUS-Daten gibt es jedoch noch keine Anzeichen auf diese Teilchen [17, 18].

## Kapitel 3

# Das hochauflösende Kalorimeter des ZEUS-Detektors

### 3.1 Aufbau des ZEUS-Detektors

Die Aufgabe des ZEUS-Detektors besteht in der Messung der Kollisionen von Protonen und Elektronen am Speicherring HERA. Die Energien, Impulse und Identitäten von Teilchen und Teilchenjets müssen über möglichst den gesamten Raumwinkelbereich bis zu Energien von mehreren hundert GeV mit hinreichender Präzision bestimmt werden.

Die wesentlichen Komponenten des ZEUS-Detektors lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Spurenkammern in einem Magnetfeld zur Spurenrekonstruktion von geladenen Teilchen (Impulsbestimmung) und zur Teilchenidentifikation über den spezifischen Energieverlust  $\frac{dE}{dx}$ .
- Kalorimetern zur Messung der Teilchenenergien und Teilchenimpulse und
- Myondetektoren und einem äußeren Kalorimeter zur Bestimmung von nicht vollständig absorbierten Energien und zur Identifizierung von Teilchen, die den Detektor verlassen.

Abb. 3.1 gibt in einem Schnitt durch den ZEUS-Detektor längs der Strahlachse einen Überblick über die Zusammensetzung des Detektors aus den einzelnen Komponenten. In Abb. 3.2 ist ein Schnitt durch den Detektor quer zu Strahlachse dargestellt. Im folgenden sollen die einzelnen Komponenten kurz beschrieben werden. Eine detaillierte Darstellung kann in [19] gefunden werden.

#### 3.1.1 Die Spurenkammern

Die Spurendetektoren umgeben den vollen Raumwinkel mit Ausnahme des Strahlrohres und bestehen aus Drahtkammern.

- Der Vertexdetektor (VXD) umschließt den nominalen Wechselwirkungspunkt mit einem äußeren Radius von 15 cm und einer aktiven Länge von 150 cm. Mit insgesamt 6000 Signal- und Potentialdrähten beträgt die Ortsauflösung 40–60  $\mu\text{m}$ .
- Der Zentrale Spurendetektor (CTD) besteht aus 72 zylindrischen Driftkammermodulen, die in insgesamt 9 "Superlagen" zusammengefaßt sind. Einige der Lagen sind zur Bestimmung der

Overview of the ZEUS Detector  
(longitudinal cut)

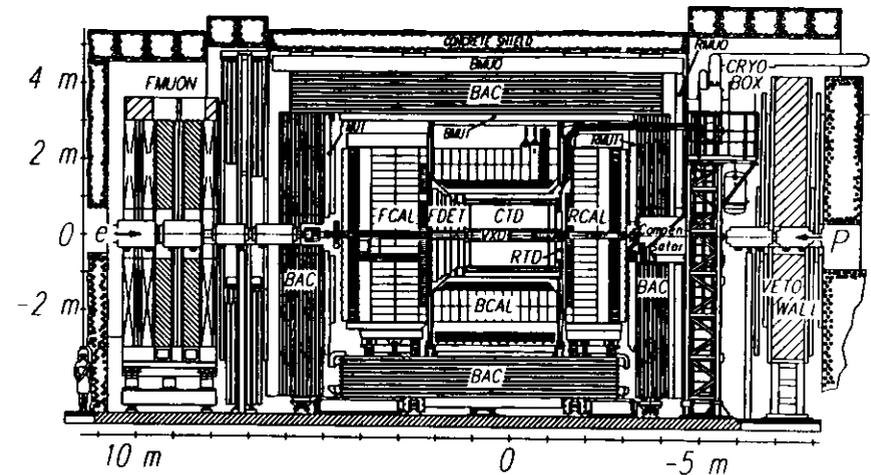


Abbildung 3.1: Schnitt durch den ZEUS-Detektor längs der Strahlachse. Die einzelnen Komponenten werden im Text erklärt.

Z-Koordinate um  $\pm 5^\circ$  zur Kammerachse geneigt. Die drei inneren axialen Superlagen sind zur zusätzlichen Bestimmung der Z-Koordinate mit einer Elektronik zur Signallaufzeitmessung ausgestattet [20]. In der Datennahmeperiode von 1992 wurden lediglich diese Ebenen ausgelesen. In der (X-Y)-Ebene beträgt die Ortsauflösung 120  $\mu\text{m}$ .

- Die Vorwärts- und Rückwärtsspurendetektoren (FTD, RTD) decken den Winkelbereich von  $7.5^\circ < \vartheta < 28^\circ$  bzw.  $159^\circ < \vartheta < 170^\circ$  ab, der durch die axiale Anordnung der CTD nicht ausreichend gut rekonstruiert werden kann. Es handelt sich hier um planare Driftkammern, bei denen die Drähte in der (X-Y)-Ebene gespannt sind. In Vorwärtsrichtung ( $Z > 0$ ) wird wegen der Asymmetrie der Kinematik ein Großteil der Wechselwirkungsprodukte gemessen. Daher sind in dieser Richtung drei Module eingebaut, während es in Rückwärtsrichtung nur ein Modul gibt.
- Zwischen den drei Modulen der Vorwärtsspurenkammern befinden sich die Übergangstrahlungsdetektoren (TRD). Die in einem Radiator erzeugte Übergangstrahlung wird in einer Driftkammer durch Photoeffekt nachgewiesen. Aufgrund der unterschiedlichen Übergangstrahlungsraten von Elektronen und Hadronen dient der TRD zu ihrer Separation.

Die Detektorkomponenten FTD, RTD und TRD wurden erst 1993 in Betrieb genommen.

#### 3.1.2 Das Magnetsystem

Die zentrale Spurenkammer (CTD) ist umgeben von einem dünnen supraleitenden Magneten. Er hat einen inneren Durchmesser von 172 cm, eine Gesamtlänge von 280 cm und eine Dicke von 0,9 Strahlungslängen ( $\lambda_x$ ). Für die Daten von 1992 hat er ein zentrales Magnetfeld von 1,43 T erzeugt. Um die Wirkung des Solenoidfeldes auf den Teilchenstrahl im Speicherring auszugleichen, ist

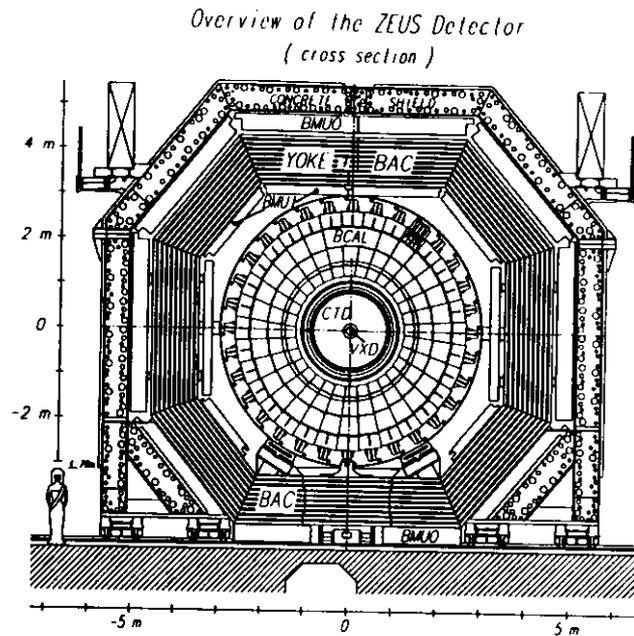


Abbildung 3.2: Schnitt durch den ZEUS-Detektor senkrecht zur Strahlachse

im Rückwärtsbereich eine Kompensationsspule mit einem Radius von 0.21 m um das Strahlrohr montiert, die ebenfalls supraleitend ist. Für die Kühlung der beiden Magnete wird von dem Kühlsystem des HERA-Protonenrings flüssiges Helium abgeleitet.

### 3.1.3 Das Kalorimeter

Das hochauflösende Uran-Szintillator-Kalorimeter (CAL) umschließt fast hermetisch die Spurenkammern und die zentrale Magnetspule. Die Grundlagen der Kalorimetrie und der Aufbau des ZEUS-Kalorimeters werden in den Kapiteln 3.2 und 3.3 ausführlich behandelt.

### 3.1.4 Das Backing-Kalorimeter

Das Backing-Kalorimeter (BAC) dient zur Messung der Energie, die trotz einer Tiefe von bis zu 7λ nicht vollständig im Urankalorimeter absorbiert werden konnte. Es besteht aus abwechselnden Schichten von Stahlplatten und Proportionalrohrkammern. Das Eisenjoch (YOKE) dient zur Rückführung des magnetischen Flusses der Hauptspule. Ein zusätzliches toroidales Magnetfeld aus Kupferspulen ermöglicht die Trennung von Hadronen und Myonen. Sie relative Energieauflösung  $\sigma(E)/E$  beträgt  $100\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ .

### 3.1.5 Die Myondetektoren

Die Myonenerkennung beruht auf dem Impulsvergleich geladener Teilchen vor und hinter einem Absorber. Der Impuls wird aus der Krümmung ihrer Spuren in einem Magnetfeld bestimmt. Der Vorwärtsmyondetektor (FMUON) besteht aus zwei Eisentoroiden von 45 cm Durchmesser, in denen ein Magnetfeld von 1.7 T herrscht. Vier Driftkammern bestimmen die Teilchenbahnen und messen die Impulse. Die zentralen Myonkammern (BMU/BMUO) und die Rückwärtsmyonkammern (RMU/RMUO) sind jeweils vor und hinter dem Eisenjoch angebracht. Sie bestehen aus je zwei Lagen *Limited-Straw-Tubes*-Kammern.

### 3.1.6 Der C5-Detektor

Die Aufgabe des C5-Zählers besteht in der Unterdrückung von Untergründereignissen der Elektronen und Protonen mit Restgasteilchen des Strahlrohres oder der Strahlrohrwand bereits auf der ersten Triggerstufe [21].

Im wesentlichen besteht der C5-Detektor aus vier Plastikszintillationszählern, die in einem Abstand von  $Z_{C5} = -314.1$  cm vom Wechselwirkungspunkt jenseits des Rückwärtskalorimeters angebracht sind. Jeweils zwei der Szintillationszähler von 2.9 mm Dicke und einer Querschnittsfläche von  $190 \times 153$  mm<sup>2</sup> sind oberhalb und unterhalb des Strahlrohres angebracht und decken seitlich das Strahlrohr nur auf einer Seite ab. Zur Absorption der Synchrotronstrahlung sind dünne Bleiplatten vor, zwischen und hinter den Zählern montiert. Die Auslese erfolgt über Photoröhren und *Time-to-Digital-Converter* (TDC) in 0.25 ns Einheiten. Die Zeiten werden getrennt aus je einer Koinzidenz der oberen und der unteren Zähler bestimmt. Da die gemessenen Signale in Koinzidenz mit dem Durchgang der Elektronen bzw. Protonenpakete sind, erlaubt die Messung des C5-Zeitspektrums Aussagen über Ankunftszeit und Länge der Teilchenpakete. Die Zeitmessungen werden zur Korrektur der Ereigniszeiten ausgenutzt, wie in Kap. 6.2.7 erläutert wird.

### 3.1.7 Weitere Detektorkomponenten

Für den Betrieb von ZEUS sind noch weitere Komponenten von Bedeutung.

- Die Vetowand (VETO) ist eine Eisenwand mit Szintillatorlagen auf beiden Seiten. Sie ist aus Protonenrichtung gesehen vor dem Detektor montiert und dient der Unterdrückung von Untergründereignissen des Proton-Halos.
- Der Luminositätsdetektor (LUMI) ist eine wesentliche Komponente zur Messung von Wirkungsquerschnitten. Das Prinzip beruht auf dem Bremsstrahlungsprozeß ( $e p \rightarrow e' \gamma p$ ), der einen großen und gut bekannten Wirkungsquerschnitt besitzt. Charakteristisch für diese Reaktion ist ein Elektron und ein Photon bei sehr kleinen Winkeln, die den Hauptdetektor ungehindert durch das Strahlrohr verlassen. Der Luminositätsdetektor besteht demnach aus je einem Blei-Szintillator-Kalorimeter in einem Abstand von 34.7 m (LUMIE) vom nominalen Wechselwirkungspunkt für die gestreuten Elektronen und im Abstand von 107 m (LUMIG) für die Messung der Photonen.
- Nach drei Strahlungslängen ( $3X_0$ ) im Maximum des elektromagnetischen Teilchenschauers befindet sich im Rückwärtskalorimeter eine Lage von Siliziumdioden mit einer Größe von je  $3 \times 3$  cm<sup>2</sup>, der sogenannte Hadron-Elektron-Separator (HES). Für die Strahlperiode von 1992 waren allerdings nur die drei mittleren Module bestückt.

- Weitere Detektorkomponenten wurden 1993 in Betrieb genommen oder sind noch in der Testphase. Dazu gehören das Vorwärts-Proton Spektrometer (LPS), das Vorwärts-Neutron Kalorimeter (FNC) und weitere Szintillatordetektoren zum Nachweis von Elektronen zwischen Spurenkammern und dem Rückwärtskalorimeter.

### 3.1.8 Das Trigger-System

Elektronen- und Protonenteilchenpakete kreuzen sich mit einer Rate von etwa 10 MHz. In den meisten Fällen kommt es aber dabei nicht zu einer Wechselwirkung zwischen den Teilchen. Allerdings werden im Detektor dennoch Teilchen nachgewiesen, die allerdings von anderen, unerwünschten Prozessen stammen. Diese sind zum Beispiel Produkte aus der Wechselwirkung von Elektronen oder Protonen mit Restgasatomen im Strahlrohr oder kosmische Teilchen. Die Strahl-Gas Wechselwirkungen haben eine Rate von  $O(50)$  kHz, also um 5 Größenordnungen höher als die der tiefinelastischen Streuung der Strahlteilchen [22]. Die Aufgabe eines *Trigger*-Systems ist die Unterscheidung zwischen interessanten physikalischen Ereignissen und unerwünschten Untergrundeignissen. Für ZEUS wurde eine Reduktion der Ereignisrate um einen Faktor von  $10^6$  angestrebt, mit einer Effizienz der interessanten Prozesse von 99%. Bei einer Auslese von 250 000 Kanälen pro Ereignis bedeutet dies eine hohe Anforderung an das *Trigger*-System. Die *Trigger*-Entscheidung wird in drei sukzessiven Stufen durchgeführt: *First Level Trigger* (FLT), *Second Level Trigger* (SLT) und *Third Level Trigger* (TLT). Dabei sollen die Ereignisraten auf 1 kHz (FLT), 100 Hz (SLT) und 5 Hz (TLT) reduziert werden. Entsprechend werden die Informationen und die Algorithmen von Stufe zu Stufe komplexer. Eine schematische Übersicht der Abläufe zeigt Abb. 3.3. Für Detailinformationen sei auf [23] hingewiesen.

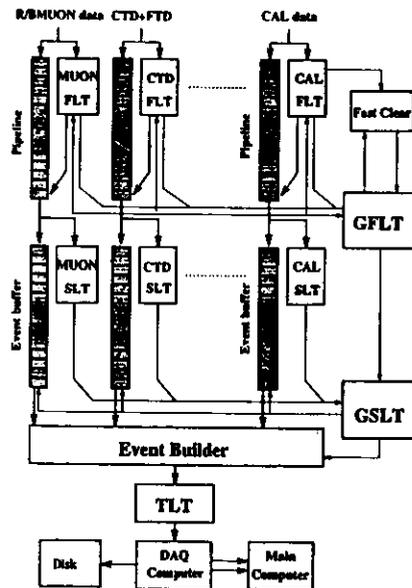


Abbildung 3.3: Übersicht über das ZEUS Triggerschema.

Die erste Stufe (FLT) arbeitet noch mit weitgehend unkorrigierten Signalen, die für jede einzelne Detektorkomponente zu einer Aussage über das Ereignis kombiniert werden. Zum Beispiel werden für das Kalorimeter nach einem speziellen Muster Summen der Photoröhrenpulse gebildet, um für die *cp*-Ereignisse typische Größen zu definieren, wie etwa Energiesummen und Transversalenergien. Die Daten werden in eine sequentielle nahezu totzeitfreie *Pipeline* geschrieben. Eine übergeordnete Einheit, der *Global First Level Trigger* (GFLT), sammelt die Informationen der einzelnen Komponenten und bildet daraus eine Triggerentscheidung. Bei positivem Ausgang verteilt der GFLT ein *Trigger* Signal an alle Detektorkomponenten, worauf die akzeptierten Detektorsignale in eine *Pipeline* geschrieben werden. An dieser Stelle werden die Kalorimeterpulse digitalisiert und die Berechnung von Ladung und Zeit durchgeführt. Der SLT kann bereits iterative Algorithmen durchführen und somit durch genauere Berechnungen die Selektionskriterien verschärfen. Wiederum sammelt ein *Global Second Level Trigger* (GSLT) die Beiträge der Detektorkomponenten und trifft eine Entscheidung [22]. Für das Kalorimeter, wie auch für andere Detektorkomponenten, erfolgt die Auslese und Berechnungen mittels Transputern (2TP)<sup>1</sup> [24].

In einem nächsten Schritt werden die Daten der einzelnen Detektorkomponenten zu einem einzigen Ereignis im Datenbankformat ADAMO [25] kombiniert. Diese Aufgabe wird durch ein Transputernetz, dem sogenannten *Eventbuilder* (EVB) [26] realisiert, der anschließend das vollständige Ereignis an den *Third Level Trigger* (TLT) weiterleitet. Diese Stufe wird aus einem Netz von 36 RISC-Prozessoren des Typs *Silicon Graphics 4D/35T*<sup>2</sup> gebildet. Sämtliche Detektorinformationen sind verfügbar, so daß bereits die wesentlichen physikalischen Größen (kinematische Variablen, Teilchenidentität, Vertexposition usw. berechnet werden können und somit eine effiziente Ereignis Selektion durchgeführt werden kann. Die letztendlich selektierten Daten werden über eine optische Verbindung zum DESY-Rechenzentrum gesendet und auf Datenkassetten gespeichert.

## 3.2 Grundlagen der Kalorimetrie

### 3.2.1 Einleitung

Kalorimeter dienen neben der Messung der Energie von hochenergetischen Teilchen oder Teilchenjets auch zur Messung ihrer Impulse und Zeiten, sowie zur Identifikation der Teilchensorte. Dazu werden die Teilchen möglichst vollständig absorbiert, wobei ein Teil ihrer abgelagerten Energie in ein meßbares Signal umgewandelt wird. Kalorimeter zeichnen sich durch folgende Eigenschaften aus:

- Sie ermöglichen die Messung von Energie und Impuls geladener wie auch neutraler Teilchen.
- Es können verschiedene Teilchensorten (Hadronen, Elektronen, Myonen) identifiziert werden.
- Mit zunehmender Teilchenenergie  $E$  wächst die Zahl der zugrunde liegenden statistischen Prozesse proportional zur Energie an und die relative Energieauflösung  $\frac{\sigma_E}{E}$  verbessert sich. Im Idealfall ist  $\frac{\sigma_E}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{E}}$ .
- Die notwendige Tiefe  $L_{CAL}$  des Kalorimeters steigt nur langsam mit der Energie ( $L_{CAL} \propto \log(E)$ ).
- Es können hohe Teilchenraten verarbeitet werden, da die Antwortzeiten häufig unter 100 ns liegen.
- Eine feine Segmentierung ermöglicht die Bestimmung von Ort und Winkel der Reaktionsprodukte.

<sup>1</sup>2-Transputer-VME-Modul

<sup>2</sup>Mit einer Rechenleistung von je 28.0 SPECint92, 33.4 SPECfp92 (SPEC: Standard Performance Evaluation Corporation)

Während homogene Kalorimeter ganz aus einem Material bestehen (z.B. Bleiglas, NaI, BGO, etc.), wechseln sich in Stichprobenkalorimetern (*Sampling-Kalorimetern*) Schichten von absorbierenden und aktiven Materialien ab. Dadurch ergeben sich zusätzliche Beiträge zur Energieauflösung. Für den ZEUS-Detektor wurde ein *Sampling-Kalorimeter* gebaut, das aus abwechselnden Schichten von 3.3 mm starkem abgereicherten Uran als Absorbermaterial und 2.6 mm dicken Plastikszintillatoren als aktivem Medium besteht.

Bei Stichprobenkalorimetern wird nur ein kleiner Teil der abgelagerten Energie in ein meßbares Signal umgesetzt ( $E_{vis}$ ). Der im Absorber absorbierte Teil  $E_{invis}$  ist nicht meßbar. Als charakteristische Größe wird daher die *Sampling Fraction*  $\mathcal{F}$  definiert, die das Verhältnis aus meßbarer und abgelagerter Energie  $E_{vis} + E_{invis}$  angibt

$$\mathcal{F} = \frac{E_{vis}}{E_{invis} + E_{vis}} \quad (3.1)$$

Die *Sampling Fraction*  $\mathcal{F}$  hängt vom Teilchentyp ab. Durch die Einführung eines fiktiven "minimal ionisierenden" Teilchens (*MIP*)<sup>3</sup> ist eine material- und energieunabhängige Darstellung möglich ( $\mathcal{F}_{mip}$ ). Für das ZEUS-Kalorimeter ist  $\mathcal{F}_{mip} \sim 7.6\%$  [27]. Die Kalorimeterantwort auf alle weiteren Teilchensorten  $i$  wird üblicherweise im Verhältnis zum minimal ionisierenden Teilchen angegeben ( $\frac{\mathcal{F}_i}{\mathcal{F}_{mip}} = \frac{dE_i}{dE_{mip}}, \frac{h_i}{h_{mip}}, \dots$ ), die man auch relative *Sampling Fractions* nennt. Niederenergetische Myonen von einigen hundert MeV verhalten sich nahezu wie minimal ionisierende Teilchen ( $\frac{h}{mip} \approx 1$ ).

Bei der Beschreibung der Absorption von hochenergetischen Teilchen in Kalorimetern unterscheidet man elektromagnetische und hadronische Schauer. Sie werden in den zwei folgenden Abschnitten separat beschrieben.

### 3.2.2 Elektromagnetische Schauer

Die Prozesse, die der Absorption von Photonen, Elektronen und Positronen zugrunde liegen, sind theoretisch gut verstanden und können durch die Gesetze der Quantenelektrodynamik (QED) beschrieben werden. Abb. 3.4 zeigt die unterschiedlichen Energieverlustmechanismen in Blei für Elektronen und Positronen, während Abb. 3.5 die Absorptionswirkungsquerschnitte von Photonen in Blei darstellt. Die Charakteristika der wichtigsten Reaktionen lassen sich wie folgt zusammenfassen [28, 29]:

- **Ionisation** durch Elektronen und Positronen. Dieser Prozeß dominiert den Energieverlust bei Energien kleiner als einer kritischen Energie  $\epsilon$ , die mit  $\epsilon \approx \frac{80}{Z}$  [MeV] abgeschätzt werden kann. Der Energieverlust pro Länge [g/cm<sup>2</sup>] skaliert mit  $Z \log(Z)$ , wobei  $Z$  die Kernladungszahl des Absorbers ist.
- Infolge der Wechselwirkung von geladenen Teilchen im Coulomb-Feld der Atomkerne werden Photonen abgestrahlt. Diese **Bremsstrahlung** ist für hochenergetische Elektronen und Positronen die wichtigste Reaktion. Oberhalb von etwa 1 GeV Elektronenenergie ist der relative Energieverlust pro Wegstrecke dabei nahezu unabhängig von der Elektronenenergie, hängt aber stark von der Dichte des Mediums ab ( $\propto Z^2$ ). Dabei wird eine große Anzahl von Photonen frei.
- **Comptonstreuung**: Photonen verlieren einen Teil der Energie durch Streuung an quasifreien Elektronen. Dieser Beitrag gewinnt bei kleinen Energie an Bedeutung.
- **Übergibt ein Photon seine gesamte Energie an ein Elektron der Atomhülle, so kommt es zur Ionisation des Atoms (Photoelektrischer Effekt)**. Da der Energieverlust proportional zu  $Z^5$  ist, kann dieser Prozeß bei kleinen Energien und Absorbern hoher Dichte einen wichtigen Beitrag leisten.

<sup>3</sup>Minimum Ionizing Particle

- Für die Absorption von Photonen dominiert bei hohen Energien die **Paarerzeugung** ( $\gamma \rightarrow e^+e^-$ ). Wie bei der Bremsstrahlung für geladene Teilchen ist der Wirkungsquerschnitt oberhalb 1 GeV fast energieunabhängig und steigt quadratisch mit der Kernladungszahl  $Z$ .

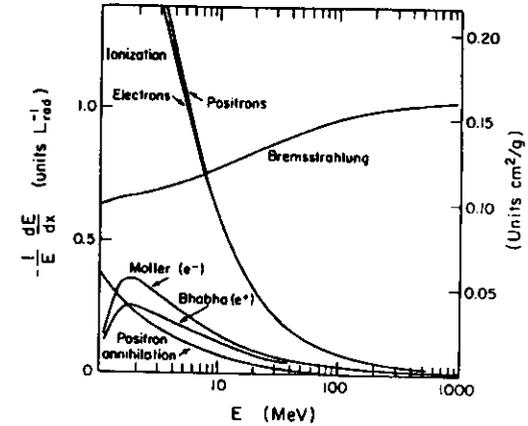


Abbildung 3.4: Relativer Energieverlust von Elektronen in Blei [30].

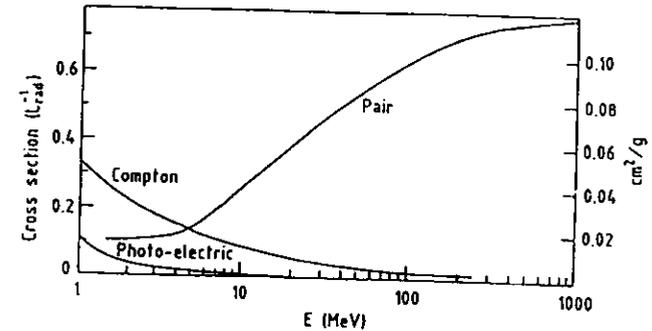


Abbildung 3.5: Absorptionswirkungsquerschnitt von Photonen in Blei [28].

In einem Medium hoher Dichte wird ein hochenergetisches primäres Elektron durch Bremsstrahlung eine große Zahl von Photonen erzeugen. Die energiereichsten Photonen erzeugen ihrerseits wieder Elektron-Positron Paare, so daß durch mehrfache Sekundärteilchen, die unterhalb der kritischen Energie  $\epsilon$  keine Teilchenvervielfachung mehr ermöglichen. Die effektive kritische Energie  $\epsilon_{eff}$  für das ZEUS Kalorimeter beträgt 10.6 MeV (12.3 MeV) für die elektromagnetische (hadronische) Sektion [31]. Die relative *Sampling Fraction* für elektromagnetische Schauer beträgt  $\frac{h}{mip} = 0.62$ .

Zu Beschreibung von elektromagnetischen Schauern wird häufig ein phänomenologischer Ansatz verwendet. Dabei bietet sich die Verwendung einiger nahezu materialunabhängiger Größen an. Die

**Strahlungslänge**  $X_0$  beschreibt die longitudinale Ausbreitung der Schauer. Sie ist als diejenige Strecke definiert, in der ein Elektron  $(1 - 1/e) = 63\%$  seiner Energie abgestrahlt hat. Für die meisten Materialien kann sie durch  $X_0 \approx 180 \cdot \frac{A}{Z^2} [\text{g/cm}^2]$  ( $A =$  Massenzahl) näherungsweise angegeben werden [32]. Bei ZEUS ist die effektive<sup>4</sup> Strahlungslänge  $X_0^{\text{eff}} = 6.5 \text{ g/cm}^2$ , was einer Länge von  $0.75 \text{ cm}$  entspricht [31]. Für die laterale Ausbreitung der Schauer sind zwei Effekte verantwortlich. Zum einen entfernt sich das Elektron durch Vielfachstreuung von der Schauerachse, zum anderen können die von Bremsstrahlung erzeugten Photonen lateral große Wege zurücklegen. Der Molière Radius ( $\rho_M$ ) gibt die mittlere laterale Ausdehnung eines Schauers nach einer Strahlungslänge  $X_0$  an, wenn der Schauer von einem Elektron mit der kritischen Energie  $\epsilon$  erzeugt wurde. Näherungsweise gilt  $\rho_M \approx 7 \frac{A}{Z} [\text{g/cm}^2]$  und für ZEUS  $\rho_M = 2.00 \text{ cm}$ . In der lateralen Ausdehnung ist der elektromagnetische Schauer charakterisiert durch einen relativ energiereichen Zentralkern, der von einer energiearmen Wolke umgeben ist. Der zentrale Schauerkern verschwindet nach dem Schauermaximum. Mit den Größen  $X_0$  und  $\rho_M$  lassen sich materialunabhängige Parametrisierungen zur Beschreibung der Ausdehnung von elektromagnetischen Schauern aufstellen [32]. Beispielsweise wird bei einer Energie von  $10 \text{ GeV}$  eine Materialtiefe von  $\sim 25X_0$  benötigt, um  $99\%$  der Schauerenergie zu erfassen. Ein Zylinder mit Radius  $3\rho_M$  (bzw.  $2\rho_M$ ) schließt  $99\%$  (bzw.  $95\%$ ) der Energie ein.

Die Energieauflösung  $\sigma(E)/E$  ist eine der entscheidenden Größen bei der Entwicklung eines Kalorimeters. Im Gegensatz zu homogenen Kalorimetern tragen bei *Sampling*-Kalorimetern zusätzliche Prozesse zur Auflösung bei, die im folgenden beschrieben werden. Hat man es mit statistischen Prozessen zu tun, die von der Anzahl der erzeugten Sekundärteilchen abhängen, so wird die relative Auflösung mit steigender Energie besser, da der Zusammenhang  $\sigma(E)/E \propto 1/\sqrt{E}$  gilt.

- **Intrinsische Fluktuationen:** Die abgelagerte Energie eines elektromagnetischen Schauers ist proportional zur integrierten Spurlänge  $T$  aller geladenen Schauerteilchen [28, 32]. Fluktuationen in den Spurlängen beschränken daher die Energieauflösung ( $\sigma(E)/E = \sigma(T)/T$ ). Für homogene Kalorimeter kann eine intrinsische Auflösung von  $\sigma(E)/E \approx 1\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$  erzielt werden.
- **Sampling-Fluktuationen:** In Stichprobenkalorimetern ist nur ein Teil der absorbierten Energie meßbar. Ob die geladenen Teilchen aber im Absorber stecken bleiben oder im aktiven Medium zum Signal beitragen, unterliegt statistischen Schwankungen. Ist  $N_r$  die Anzahl der Durchquerungen der aktiven Schichten von allen geladenen Teilchen eines Schauers, so resultiert daraus eine Energieauflösung von

$$\frac{\sigma^{\text{Sampling}}(E)}{E} = \frac{\sigma_{N_r}}{N_r} = \frac{1}{\sqrt{N_r}}. \quad (3.2)$$

Dieser Beitrag dominiert bei weitem für Stichprobenkalorimeter und skaliert mit  $1/\sqrt{E}$ . Zwei weitere Größen bestimmen die Auflösung für *Sampling*-Kalorimeter: **Weglängenfluktuationen** und **Landau-Fluktuationen**. Sie spielen im ZEUS-Kalorimeter aber nur eine untergeordnete Rolle.

- **Unvollständige Schauererfassung:** Wird ein elektromagnetischer Schauer nicht ganz im Detektorvolumen absorbiert, verringert sich die Auflösung. Bei ZEUS ist eine vollständige Absorption von elektromagnetischen Schauern gewährleistet.
- **Instrumentelle Auflösung:** Inhomogenitäten in den Auslesemedien sowie Eichfehler beschränken ebenfalls die Energieauflösung. Für das ZEUS-Kalorimeter wird ein maximaler Eichfehler von  $1\%$  angestrebt. Dieser Beitrag skaliert nicht mit  $1/\sqrt{E}$  und bestimmt die Auflösung bei hohen Energien, da dort die anderen Beiträge klein werden. Rauschen beeinträchtigt die Auflösung bei kleinen Energien. Bei ZEUS trägt das Rauschen durch die Radioaktivität des

<sup>4</sup>Effektiv bedeutet hier gemittelt über die verschiedenen Materialien (<sup>232</sup>U, Szintillator, ...)

Urans am stärksten bei ( $15-30 \text{ MeV}$ ). Bei einer optischen Auslese ist die Auflösung zudem von den statistischen Schwankungen der Anzahl der erzeugten Photoelektronen begrenzt. Zur Abschätzung dieser Fluktuationen ist die Bestimmung der Photoelektronen pro Energieablagerung von Bedeutung. Kap. 5.1 behandelt dieses Thema ausführlich.

Für das ZEUS-Kalorimeter wurde im Teststrahl eine Auflösung für elektromagnetische Schauer von  $\sigma(E)/E \approx 18\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$  bestimmt [31, 33].

### 3.2.3 Hadronische Schauer

Im Gegensatz zu elektromagnetischen Schauern treten bei hadronischen Schauern eine viel größere Zahl von unterschiedlichen Teilchen und Prozessen auf. Obwohl die einzelnen zugrunde liegenden Prozesse gut bekannt sind, ist dennoch die vollständige Beschreibung der Schauer nur durch komplexer Monte-Carlo-Simulationen möglich [27, 28].

#### Die Reaktionstypen

Prinzipiell lassen sich die Reaktionen in drei Klassen einteilen:

- **Energieablagerung durch Ionisation** durch hochenergetische geladene Teilchen ( $\pi^\pm, p, \mu^\pm$ ). Die relative *Sampling Fraction* beträgt hierfür nahezu 1, d.h. diese Teilchen verhalten sich praktisch wie minimal ionisierende Teilchen (MIP).
- Innerhalb des hadronischen Schauers können Teilchen produziert werden ( $\gamma, e^\pm, \pi^0$ ), die ihrerseits **elektromagnetische Schauer** auslösen, wie sie im vorherigen Abschnitt beschrieben wurden. Eine wichtige Eigenschaft von hadronischen Schauern ist, daß der in Schauer elektromagnetischer Natur umgesetzte Energieanteil  $f_e$  von der Energie der Primärteilchen abhängt und stark fluktuiert.
- **Kernreaktionen**, die zur Anregung oder Aufbrechen von Kernbindungen führen. Dabei geht ein Großteil der Energie durch Bindungsenergie, Myonen und Neutrinos verloren und trägt nicht zum meßbaren Signal bei.

Auf die letzte Klasse von Wechselwirkungen soll nun genauer eingegangen werden. Die Kernprozesse sind in Skizze 3.6 zusammengefaßt [27]. Die Abfolge läßt sich in zwei Schritte einteilen. Im ersten Schritt durchläuft das primäre Hadron bei der Wechselwirkung mit einem Kern hoher Kernladungszahl  $Z$  eine intranukleare Kaskade (Spallation). Die gestreuten Nukleonen können wiederum Stöße mit anderen Nukleonen durchführen oder, wenn sie genügend Energie haben, den Kern verlassen und weitere Spaltungen initiieren. Bei diesem Prozeß können auch sekundäre Pionen entstehen. So entsteht eine internukleare Kaskade, die mit einer Teilchenmultiplikation einhergeht. Die angeregten Kerne verlieren ihre Energie in einem zweiten Schritt entweder durch Abdampfung von vielen Teilchen oder durch Kernspaltung, bei der ebenfalls Neutronen und Photonen frei werden.

Bei diesen Prozessen wird eine große Anzahl von Neutronen erzeugt. Die Wirkungsquerschnitte der durch Neutronen induzierten Reaktionen sind in Abb. 3.7 dargestellt. Im einzelnen charakterisieren sich diese Reaktionen folgendermaßen:

- **Spallation oder Abdampfung angeregter Kerne:** die energiereichsten Neutronen legen eine gewisse Strecke zurück und induzieren weitere Spaltungen. Der Großteil der Neutronen wird

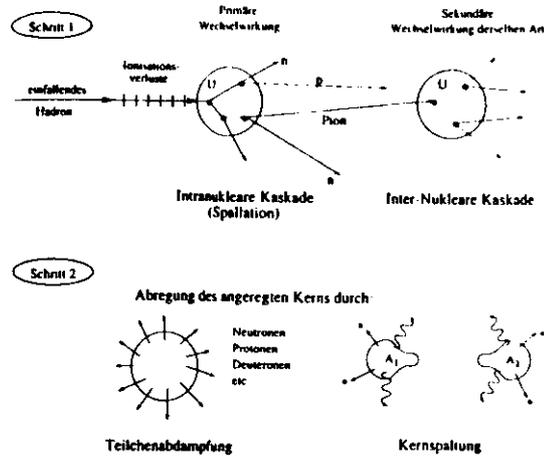


Abbildung 3.6: Kernprozesse der Hadronenschauer. Schritt 1: Ausbildung der intra und inter-nuklearen Kaskade; Schritt 2: Abregung eines hochangeregten Kerns durch Abdämpfung von Teilchen oder Kernspaltung.

in einem Energiebereich von 0.1 bis 10 MeV durch Abdämpfung erzeugt. Die mittlere freie Weglänge der Neutronen beträgt typischerweise 2 bis 5 cm [27]. In aktiven Medien, die Wasserstoff enthalten, können die Neutronen fast ihre gesamte Energie an Rückstreuprotone abgeben, die aufgrund ihres niederenergetischen Spektrums durch Ionisation noch innerhalb der aktiven Schicht zum Signal beitragen. Der Szintillator im ZEUS-Kalorimeter ist ein stark wasserstoffhaltiges Material. Andere Materialien wie beispielsweise flüssiges Argon setzen die Neutronenenergie weniger effizient um.

- Eine **Kernspaltung** kann infolge einer Spallation oder durch die Wechselwirkung mit einem schnellen Neutron ablaufen. Beide Reaktionen lassen hochangeregte Spaltungsprodukte zurück. Der größte Teil der Bindungsenergie geht in kinetische Energie der Spaltungsprodukte über. Wegen ihrer sehr kurzen Reichweite tragen sie nicht zum Signal bei. Lediglich der Anteil an prompten Photonen erzeugt ein sichtbares Signal, wenn auch mit einer kleinen relativen *Sampling Fraction* ( $\frac{1}{m_p} \approx 0.3$ ).
- Eine weitere Reaktion ist der **Neutroneneinfang** ( $n, \gamma$ ), bei dem  $\gamma$ -Strahlung frei wird. Wie aus Abb. 3.7 deutlich wird, ist der Wirkungsquerschnitt erst bei kleinen Neutronenenergien relevant, im eV-Bereich (thermische Neutronen) sogar dominant. Demnach gewinnt diese Reaktion erst bei der Thermalisierung der Neutronen an Bedeutung.

### Schauerbeschreibung

Für die materialunabhängige Beschreibung der Schauerentwicklung definiert man, ähnlich wie bei elektromagnetischen Schauern, charakteristische Größen. Die nukleare Absorptionslänge  $\lambda_0$  kann wie folgt approximiert werden:  $\lambda_0 \approx 35 \cdot A^{1/3}$  [g/cm<sup>2</sup>]. Für das ZEUS Kalorimeter ist die effektive Absorptionslänge  $\lambda_0^{eff} \approx 21$  cm. Die Tiefe des Schauermaximums verschiebt sich proportional zum Logarithmus der Energie. Es ist eine Tiefe von  $8\lambda_0$  notwendig, um beispielsweise 95% der Energie eines 350 GeV Pions zu absorbieren [28]. Auch die laterale Ausbreitung läßt sich in Einheiten von  $\lambda_0$

ausdrücken. Zum Beispiel umschließt ein Zylinder mit Radius  $R_{95\%} \approx 1\lambda_0$  etwa 95% des Schauers. Wegen der relativ weitreichenden niederenergetischen Beiträge der zahlreichen Neutronen kennzeichnet sich das laterale Profil durch einen harten Kern mit einem weitreichenden energiearmen Randbereich [34].

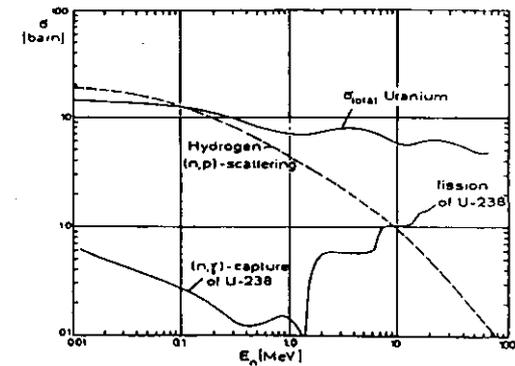


Abbildung 3.7: Wirkungsquerschnitte für Neutronenreaktionen in <sup>238</sup>U und Wasserstoff [27].

### Zeitverhalten hadronischer Schauer

Das zeitliche Verhalten hadronischer Schauer unterscheidet sich prinzipiell von den zeitlichen Abläufen in rein elektromagnetischen Prozessen. Hier soll den oben beschriebenen Reaktionen eine Zeitskala zugeordnet werden. Der Großteil der Wechselwirkungen kann als prompt angesehen werden [28]. Dazu gehören Ionisationsprozesse, elektromagnetische Schauerkomponenten, Spallation, Kernspaltung und die Abregung der hochangeregten Kerne. Sie laufen alle innerhalb einer Zeit von  $t \approx 10^{-13} - 10^{-22}$  ns ab. Vergleichsweise langsam sind die Reaktionen, die durch die niederenergetischen Neutronen verursacht werden ( $t \approx 10^{-9} - 10^{-6}$  ns). Dazu gehören Rückstreuprotone, die nur in wasserstoffhaltigen Auslesemedien nachgewiesen werden. Ihr Nachweis erfolgt erst in einem Zeitintervall von 0 bis 100 ns [27]. Die Rückstreuprotone geben den größten Beitrag zu den sogenannten späten Schauerkomponenten. In das gleiche Zeitintervall, allerdings mit geringerer Nachweiswahrscheinlichkeit, fallen die Photonen von sekundären Kernspaltungen. Erst in einem Zeitbereich von 10 ns bis 1  $\mu$ s werden die Photonen registriert, die von dem Einfang der thermischen Neutronen stammen, da es einige Zeit bis zur Abbremsung der Neutronen dauert.

In einer Monte-Carlo-Simulation, die die Entwicklung der Neutronenkaskade bis hinab zu kleinsten Energien verfolgt, konnte das Zeitverhalten der einzelnen Komponenten untersucht werden [27]. Abb. 3.8a und 3.8b zeigen das Ergebnis. In Abb. 3.8a ist das Produkt aus messbarer Energie  $E_{vis}$  und der Zeit  $t$  als Funktion von  $\log t$  dargestellt. Durch diese sogenannte Lethargie-Darstellung ist die Fläche äquivalent einer abgelagerten Energie unabhängig vom Zeitpunkt  $t$ . Die drei zuvor besprochenen Komponenten sind getrennt eingezeichnet. Abb. 3.8b zeigt das integrierte Verhalten der drei Komponenten. Insgesamt läßt sich der Energieanteil von verzögerten Reaktionen zu 40% abschätzen. Experimentell konnten diese späten Schauerkomponenten beobachtet werden [35, 36]. Inwieweit die späten Komponenten tatsächlich zum Signal beitragen, hängt in erster Linie davon ab, über welchen Zeitraum das Kalimetersignal integriert wird. Zu kurze Integration verschlechtert die Energieauflösung, zu

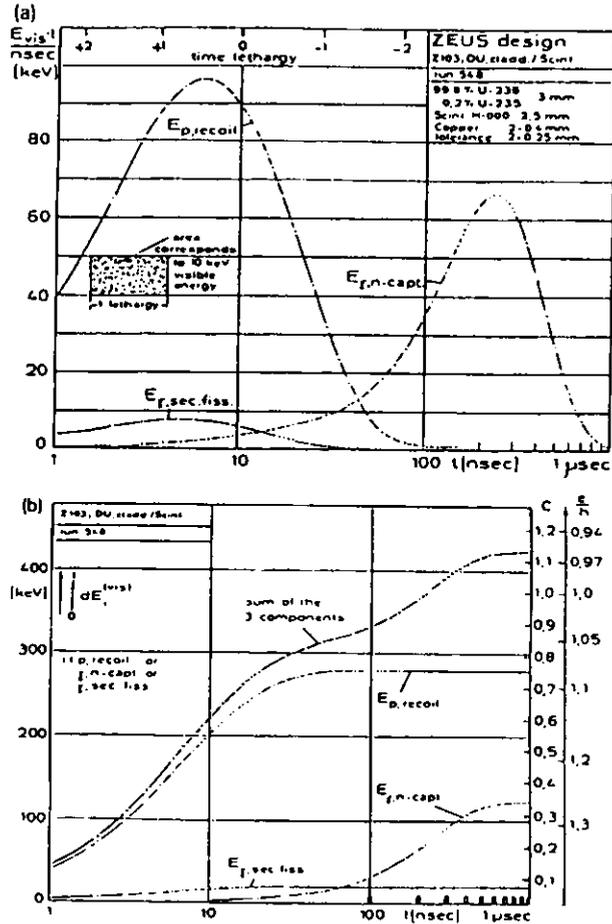


Abbildung 3.8: Vorhergesagtes Zeitspektrum der verzögerten Komponenten der Hadronenschauer in Uran-Szintillator-Kalorimetern. a) Lethargie-Darstellung: Die Fläche ist direkt proportional zur abgelagerten Energie. b) Integrierte Antwort als Resultat von a) [27].

lange Integration erhöht die Abhängigkeit vom Rauschen und verlängert die Totzeit der Auslese. Die effektive Integrationszeit beim ZEUS-Kalorimeter beträgt 130 ns [31]. Die Auswirkung auf die Zeitmessung unter diesen Bedingungen wurde im Rahmen dieser Arbeit untersucht und wird in Kap. 6.4.4 diskutiert.

### Energieauflösung und Kompensation

Die Fluktuationen, die die Auflösung für elektromagnetische Schauer begrenzen, sind auch in hadronischen Schauern vorhanden. Aufgrund der vielen möglichen Reaktionen in hadronischen Schauern, die unterschiedlich stark zum Energiesignal beitragen, sind hier größere Fluktuationen zu erwarten. Im Gegensatz zur intrinsischen Auflösung von 1% bei elektromagnetischen Schauern, ergeben diese bei 1 GeV hadronischer Energie bereits eine intrinsische Auflösung von 50% für typische Kalorimeter. Besonders relevant ist dabei die Aufteilung der Energie auf die elektromagnetische und hadronische Schauerkomponente. Im Mittel beträgt der elektromagnetische Energieanteil  $f_{e^0}$  durch  $\pi^0$ -Teilchen [28]

$$f_{e^0} \approx 0.1 \cdot \ln E [\text{GeV}]. \quad (3.3)$$

Der Beitrag ist energieabhängig und damit die Kalorimeterantwort nichtlinear. Außerdem geht das gewünschte  $\frac{1}{\sqrt{E}}$ -Verhalten für die Energieauflösung verloren. Der Grund liegt in der unterschiedlichen Energieantwort für die elektromagnetische und hadronische Komponente ( $\frac{e/mip}{h/mip} = e/h > 1$ ), da bei den meisten Kalorimetern ein erheblicher Teil der hadronischen Energie in den Kernreaktionen verloren geht. Bei gleicher Energieantwort ( $e/h = 1$ ) wird die Auflösung von diesen Fluktuationen in erster Näherung unabhängig. Das  $e/h$ -Verhältnis läßt sich durch die relativen *Sampling Fractions* der beteiligten Prozesse darstellen [29]

$$\frac{e}{h} = \frac{\frac{e}{mip}}{f_{ion} \frac{ion}{mip} + f_n \frac{n}{mip} + f_p \frac{p}{mip}}. \quad (3.4)$$

Dabei sind  $f_{ion}$ ,  $f_n$ ,  $f_p$  die Energieanteile der jeweiligen Reaktionstypen. Durch Verwendung geeigneter Materialien läßt sich ein  $e/h$ -Verhältnis von 1 erreichen. Beim ZEUS Kalorimeter wurde dies realisiert durch die Rückgewinnung sichtbarer Energie, indem Neutronen zum sichtbaren Signal beitragen, die sogenannte Kompensation. Der Einsatz von wasserstoffhaltigem Szintillator ermöglicht die Erzeugung von Rückstreu protonen. Zusätzlich wird die *Sampling Fraction* für Neutronen stark erhöht ( $\frac{n}{mip} > 1$ ). Außerdem hängt der Anteil der registrierten Neutronen von der Integrationszeit der Auslese ab. Eine geeignete Kombination aus Absorber- und Szintillatordicke und die Wahl der Signalintegrationszeit von 130 ns führen zu einer vollständigen Kompensation im ZEUS-Kalorimeter ( $e/h = 1$  für  $E > 3$  GeV) [33, 37]. Unter Berücksichtigung aller Beiträge ist im Teststrahl eine Auflösung von  $\sigma(E_{had})/E_{had} \approx 35\%/\sqrt{E_{had}[\text{GeV}]}$  gemessen worden [38]. Für ein konventionelles Eisen Kalorimeter ist lediglich eine Auflösung von  $50-60\%/\sqrt{E_{had}}$  erreichbar.

### 3.3 Aufbau des ZEUS-Kalorimeters

Unter Berücksichtigung der allgemeinen Eigenschaften eines Kalorimeters, der Realisierbarkeit und den Anforderungen der physikalischen Prozesse, die bei HERA gemessen werden sollen, wurde das ZEUS-Kalorimeter nach folgenden Gesichtspunkten konzipiert [19, 31]:

- Hermetizität möglichst über den ganzen Raumwinkel. In Protonenrichtung werden 99,8% und in entgegengesetzter Richtung 99,5% der jeweiligen Hemisphäre abgedeckt. Lediglich die Durchführungen für das Strahlrohr wurden ausgespart.
- Gleiches Antwortverhalten auf elektromagnetische und hadronische Schauer ( $\frac{dE}{d\Omega} = 1$  für  $E > 3$  GeV).
- Eine sehr gute Energieauflösung, besonders für Hadronen. In Teststrahlungsmessungen wurde die Auflösung für elektromagnetische Schauer zu  $\frac{\Delta E}{E} = \frac{18\%}{\sqrt{E}}$  und für hadronische Schauer zu  $\frac{\Delta E}{E} = \frac{35\%}{\sqrt{E}}$  bestimmt.
- Eine Winkelauflösung von 10 mrad und gute Trennung von Jets.
- Eine möglichst gute Trennung von Elektronen und Hadronen.
- Die Antwortzeit soll unterhalb der HERA-Taktfrequenz (96 ns) liegen, um hohe Ereignisraten verarbeiten zu können und die Triggerung zu ermöglichen. Außerdem soll eine Zeitauflösung von besser als 1 ns erreicht werden (siehe Kap. 6.3).
- Eine absolute Kalibration und Kalibrationsüberwachung von etwa 1% Genauigkeit. Hierauf wird im Verlauf dieser Arbeit noch genauer eingegangen.

#### 3.3.1 Mechanische Konstruktion

Das Kalorimeter ist aus drei Teilen aufgebaut: das Vorwärtskalorimeter in Richtung des Protonenstrahls (FCAL) bei  $221 < Z < 373$  cm, das gegenüberliegende Rückwärtskalorimeter (RCAL) mit  $-236 < Z < -146$  cm und dazwischen zylindrisch um die Magnetspule im radialen Abstand von 123 cm bis 231 cm das Barrel-Kalorimeter (BCAL). Allen drei Kalorimeterbereichen ist der schichtweise Aufbau aus 3,3 mm Uran und 2,6 mm Szintillator gemeinsam. Eine Schicht beider Medien ergibt zusammen gerade etwa eine Strahlungslänge  $X_0$ . Abb. 3.9 zeigt schematisch die Aufteilung des Kalorimeters in der (Y-Z)-Ebene. Das FCAL und das BCAL sind in drei longitudinale Sektionen geteilt, die getrennt ausgelesen werden. Die aus der Teilchenrichtung gesehene erste Sektion wird als elektromagnetische Sektion (EMC) bezeichnet. Die tieferen Sektionen werden hadronische Sektionen genannt (HAC1 und HAC2). Die elektromagnetischen Sektionen entsprechen einer Tiefe von  $\sim 25X_0$  ( $\sim 1\lambda$ ) die hadronischen Sektionen jeweils einer Tiefe von  $\sim 3\lambda$ . Damit können 90% der energiereichsten Teilchenjets zu mehr als 95% absorbiert werden. Mechanisch sind die Kalorimetereinheiten in Module geteilt, die unterschiedlich groß sind und daher eine unterschiedliche Anzahl von Auslesekanälen haben. Abb. 3.10 zeigt eine 3-dimensionale Darstellung eines Moduls, das einem 20 cm breiten Segment längs der Y-Achse aus dem FCAL entspricht. Transversal ergibt sich eine Segmentierung in  $5 \times 20$  cm<sup>2</sup> für FCAL/EMC bzw.  $5 \times 24$  cm<sup>2</sup> für BCAL/EMC. Für den hadronischen Teil ist keine derart feine Segmentierung notwendig. Die Querschnittsfläche für FCAL/HAC beträgt  $20 \times 20$  cm<sup>2</sup>. Die Gesamtheit von zwei hintereinanderfolgenden HAC-Sektionen und den 4 dazugehörigen EMC-Sektionen wird als "Turm" bezeichnet. Für FCAL ist die geometrische Anordnung eines Turms parallel zur Strahlachse, während für BCAL eine projektive Geometrie gewählt wurde (in den HAC-Sektionen allerdings nur bzgl. des Azimutwinkels  $\varphi$ ). Das Rückwärtskalorimeter ist ähnlich

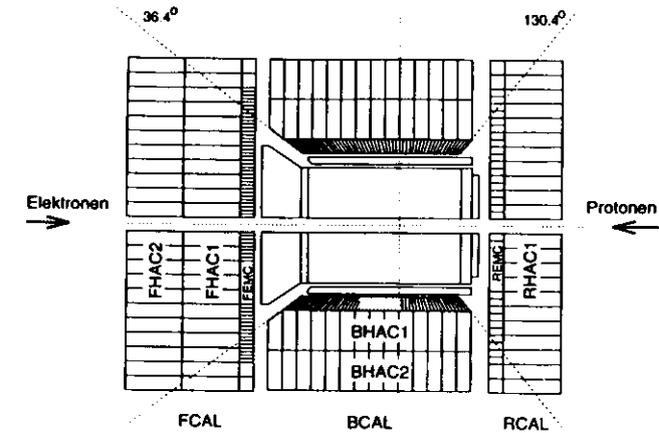


Abbildung 3.9: Schnitt durch das ZEUS-Kalorimeter in der (Y-Z)-Ebene.

aufgebaut wie das FCAL. Aufgrund der Energieunterschiede der Strahl-Elektronen und -Protonen ist die Energieverteilung über das Kalorimeter unsymmetrisch. Im RCAL wird viel weniger Energie abgelagert. Es wurde daher auf die zweite hadronische Sektion verzichtet und die transversale Dimension der EMC-Sektionen auf  $10 \times 20$  cm<sup>2</sup> vergrößert. Die äußeren Bereiche von FCAL und RCAL, die vom BCAL überdeckt werden, sind in der hadronischen Sektion verkürzt. Ihre elektromagnetischen Sektionen haben die gleiche Querschnittsfläche wie die hadronischen Sektionen und werden daher auch mit HAC0 bezeichnet.

#### 3.3.2 Die optischen Auslesekomponenten

##### Szintillatoren und Wellenlängenschieber

Die Lichterzeugung im Szintillator erfolgt über Anregung der Polystyrol-Matrix des SCNS-38. Diese Matrix ist mit zwei Fluoreszenzfarbstoffen<sup>5</sup> dotiert. Das UV-Licht der Matrix wird in zwei Schritten durch die Fluoreszenzfarbstoffe zu blauem Licht konvertiert. Je zwei lichtleitende Plastikplatten aus PMMA sammeln das Licht aller Szintillatoren einer Sektion an gegenüberliegenden Seiten der Türme. Die Lichtleiterplatten sind mit dem Farbstoff Y-7 versehen, der das blaue Licht in grünes Licht umwandelt. Sie werden daher auch Wellenlängenschieber (WLS) genannt. Die Lichtausbreitung innerhalb der Szintillatoren und der Wellenlängenschieber erfolgt über Totalreflexionen. Die Abschwächung des Lichts in den optischen Medien bedingt eine Abhängigkeit der Signalhöhe vom Ort der Energie- bzw. Lichtkonversion. Um diese Inhomogenitäten weitgehend auszugleichen, wurden die Szintillatoren und Wellenlängenschieber mit Tyvekpapier bzw. Aluminiumfolie bekleidet, das mit einem absorbierenden Korrekturmuster bedruckt ist. An dem einen Ende der WLS ist eine reflektierende Folie befestigt, um Lichtverluste zu vermeiden. Das andere Ende wurde mehrfach eingeschnitten und die "Finger" dann übereinander gebogen und verklebt. Die damit fast quadratische Endfläche der WLS beleuchtet direkt die Kathode der Photoröhren<sup>6</sup>.

<sup>5</sup> Butyl-PBD (1%) und BDB (0,02%)

<sup>6</sup> Im BCAL wurde der Übergang vom WLS zur Photoröhre durch einen PMMA-Zylinder realisiert.

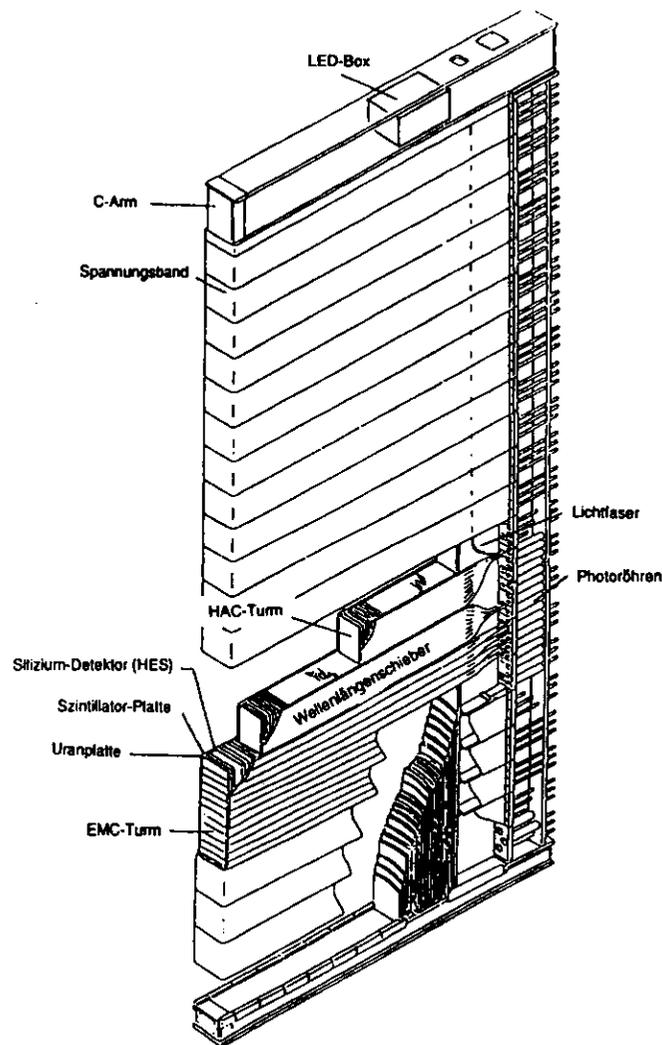


Abbildung 3.10: Aufriss eines großen FCAL Moduls

### Die Photoröhren

Die Photoröhren sind ein kritisches Glied in der Ausleseketten. Viele Parameter beeinträchtigen ihre Stabilität: Temperatur, äußere Magnetfelder, Alterung, Anodenstrom, Hochspannung, Photokathodenhomogenität. Zusätzlich charakterisieren folgende Meßgrößen die Qualität der Photoröhren: Photokathodeneffizienz bzw. Anzahl der Photoelektronen, Verstärkungsfaktor, Linearität, Durchlaufzeit. Für die etwa 12000 Photoröhren des ZEUS-Kalorimeters wurden hohe Anforderungen an diese Größen gestellt. Nach ausführlichen Messungen fiel die Wahl auf den Typ R580-12 (Hamamatsu) mit einem Kathodendurchmesser von 34 mm. Aus Platzgründen mußten für die FCAL/EMC-Sektionen kleinere Röhren verwendet werden (Valvo XP1911/01). Im Rahmen dieser Arbeit wird die Qualität und Stabilität der Parameter behandelt, die mit dem Lichteichungssystem gemessen werden können. Die Hochspannungsversorgung erfolgt mit speziell entwickelten Cockcroft-Walton-Generatoren [39].

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit ist mit der Bezeichnung *Kanal* immer eine Photoröhre und ihr Ausleseweig gemeint. Dagegen bezeichnet eine *Zelle* die kleinste unabhängig ausgelesene Einheit des Kalorimeters. Eine *Zelle* wird von zwei Photoröhren ausgelesen und besteht daher aus zwei *Kanälen*.

### 3.3.3 Die Ausleseelektronik

Die Ausleseelektronik muß hohen Anforderungen genügen [40]:

- Sowohl Ladungs- wie auch Zeitmessung soll durchgeführt werden.
- Es muß ein großer dynamischer Bereich in der Energiemessung abgedeckt werden (40000:1).
- Eine gute Linearität über den gesamten dynamischen Bereich wird gefordert.
- Die Elektronik muß schnell sein, um Pulsüberlappungen zu vermeiden.
- Um genügend Zeit für eine *Trigger*-Entscheidung zu lassen, ist die Speicherung in einer Pipeline notwendig (5  $\mu$ s).
- Der analoge Teil der Elektronik befindet sich direkt am Detektor und muß daher gegen Strahlung genügend resistent sein.

Die Auslese erfolgt in zwei Schritten. In der Analogelektronik werden die Pulse geformt, abgetastet und in einer *Pipeline* gespeichert. Die Digitalelektronik digitalisiert die Stichproben und ermöglicht die Rekonstruktion von Ladung und Zeit.

### Die Analogelektronik und die Pulsform

Um die Anzahl der Datenleitungen zwischen Detektor und Elektronik-Meßhütte zu reduzieren und das elektronische Rauschen möglichst gering zu halten, wird die Verarbeitung der analogen Signale direkt am Kalorimeter durchgeführt. Eine Prinzipschaltung der Analogkarte ist in Abb. 3.11 zu sehen. Das Signal des Photoröhren wird auf vier Wege verteilt: zur Triggersummenkarte, zur Schaltung für die Uranstrommessung und zu den zwei Auslesezeigen. Die Triggersummenkarte (TSC) addiert jeweils 5% der Signale mehrerer Photoröhren, um sie der ersten Triggerstufe (FLT) zur Verfügung zu stellen. Für die Strommessung wird das Photoröhrensignal über eine Zeit von 20 ms integriert. Dabei werden die Beiträge addiert, die von der Aktivität des Urans stammen. Dieses Signal wird im folgenden mit UNO (*uranium noise*) bezeichnet. In den Auslesezeigen wird das Photoröhrensignal mittels

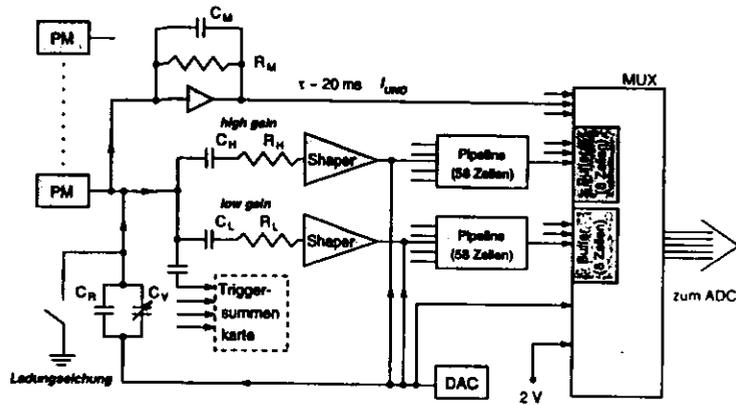


Abbildung 3.11: Schematischer Aufbau einer Analogkarte, die direkt am Kalorimeter angebracht ist.

eines Shapers geformt, wobei sich die beiden Zweige nur in ihrem Verstärkungsfaktor unterscheiden. Demnach wird der stark verstärkende Zweig *high gain* der andere entsprechend *low gain* genannt. Die Verstärkungsverhältnisse sind so ausgelegt, daß sich eine optimale Ausnutzung des dynamischen Bereichs ergibt, der gerade den zu erwartenden Energieablagerungen entspricht. In Tab. 3.1 sind die dynamischen Bereiche der Auslesezeige zusammengefaßt.

Dynamischer Bereich der Elektronik			
	FCAL	BCAL	RCAL
<i>high gain</i> [GeV]	0 → 18	0 → 14	0 → 12
<i>low gain</i> [GeV]	0 → 400	0 → 324	0 → 60

Tabelle 3.1: Dynamischer Bereich der Auslesezeige der Kalorimerelektronik.

Das geformte Signal entsteht durch vierfaches Integrieren und Differenzieren. Mit Hilfe von Laplace-Transformationen kann die Pulsform analytisch in Abhängigkeit von der Zeit  $t$  in ns angegeben werden. Als Resultat ergibt sich die Funktion [41]

$$Z(t) = \frac{t^3}{6\tau^4} e^{-t/\tau} \quad (3.5)$$

Die Dämpfungskonstante  $\tau_s = 33$  ns folgt aus den RC Gliedern der Shaper-Schaltung. Ein typischer Puls ist in Abb. 3.12 dargestellt. Allerdings setzt Gleichung 3.5 einen Eingangspuls mit der Form einer  $\delta$ -Funktion voraus. Zur Ermittlung der tatsächlichen Antwortfunktion der Analogelektronik, muß die Pulsform der Photoröhre  $p(t)$  mit der Shaper Funktion  $Z(t)$  gefaltet werden:

$$h(t) = A \int_0^\infty p(t') Z(t-t') dt' \quad (3.6)$$

Setzt man für  $p(t)$  eine Exponentialfunktion an ( $p(t) = e^{-t/\tau_p}$ ), so beschreiben zwei Abklingkonstanten  $\tau_p$  und  $\tau_s$  die Antwortfunktion. Die Abklingkonstante  $\tau_p$  des Photoröhrensignals ergibt sich

aus der Überlagerung der Lichtbeiträge und der Antwort der Photoröhre selbst. Nimmt man eine prompte Energieablagerung an, so setzt sich der Lichtpuls an der Photoröhre aus einer Faltung der Szintillator- und der Wellenlängenschieber-Abregungen zusammen. Dabei kann die Abklingkonstante des Szintillators mit  $\tau_{\text{scint}} \approx 3$  ns zunächst gegenüber der Abklingkonstante des Wellenlängenschiebers mit  $\tau_{\text{WLS}} \approx 9$  ns<sup>(7)</sup> vernachlässigt werden. An der Photoröhre wird eine Überlagerung aller Lichtbeiträge mit den entsprechenden Zeiten stattfinden. Die Antwortfunktion der Analogelektronik ebenfalls durch eine Funktion der Form (3.5) gut approximieren, wenn für  $\tau_s$  entsprechend größere Werte angenommen werden [31]. Diese lassen sich durch Anpassung von Funktionen  $Z(t)$  an Pulse aus Daten ermitteln. Die Funktionen werden dabei breiter und flacher. In Abb. 3.12 sind zusätzlich zum reinen Shaper-Signal die tatsächlichen Antwortfunktionen für Elektronen und Kalibrationsdaten mit Leuchtdioden eingezeichnet. Eine Auflistung der Werte für  $\tau$  bei verschiedenen Datentypen befindet sich in Tab. 4.2. Die Konsequenzen der Pulsformen für die Zeitbestimmung werden in Kap. 6.4.4 ausführlich behandelt.

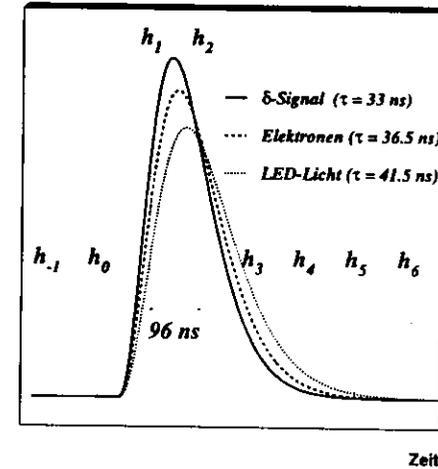


Abbildung 3.12: Shaperfunktion  $Z(t)$  und die Abtastwerte  $h_i$  in der Nominalstellung. Die so rekonstruierte Zeit ergibt null. Die gestrichelte Kurve zeigt die Antwortfunktion  $h(t)$  für Elektronen und die gepunktete für Leuchtdioden.

Nach dem Durchlaufen des Shaper Kreises wird der Puls mit dem HERA Takt, d.h. in Abständen von 96 ns, abgetastet. Die Stichproben werden in einer analogen Pipeline abgelegt, die im wesentlichen aus 58 Kondensatoren besteht. Sie können der Reihe nach aufgeladen und ihre Spannungen wieder ausgelesen werden. Durch diese temporäre Speicherung für 5.6  $\mu$ s verbleibt dem Trigger genügend Zeit, um zu entscheiden, ob dieses Ereignis ausgelesen oder verworfen werden soll. Liegt eine positive Entscheidung vor, so werden 8 Stichproben (Samples) im Signalbereich beider Auslesezeige in einen Speicher (Analog Buffer) geschrieben. Ein Multiplexer schickt die abgetasteten Spannungsniveaus von jeweils 6 Photoröhren und weitere Status Informationen über ein 60 m Kabel hintereinander zur Digitalelektronik in die Elektronik Meßhütte.

<sup>7</sup>1% des Lichts hat sogar eine Abklingkonstante von etwa 40 ns [31].

### Die Digitalelektronik

Die Digitalkarte enthält die digitale Elektronik für 4 × 6 Photoröhren. Die wesentlichen Komponenten sind vier 12 Bit Analog-Digital-Wandler (ADC) und ein digitaler Signalprozessor (DSP) des Typs Motorola DSP56001. Um Verzögerungen auszugleichen, können die Daten von bis zu 16 Ereignissen in Dual Port Speichern zwischengelagert werden. Einen Überblick über die Prinzipschaltung der Digitalkarte zeigt Abb. 3.13.

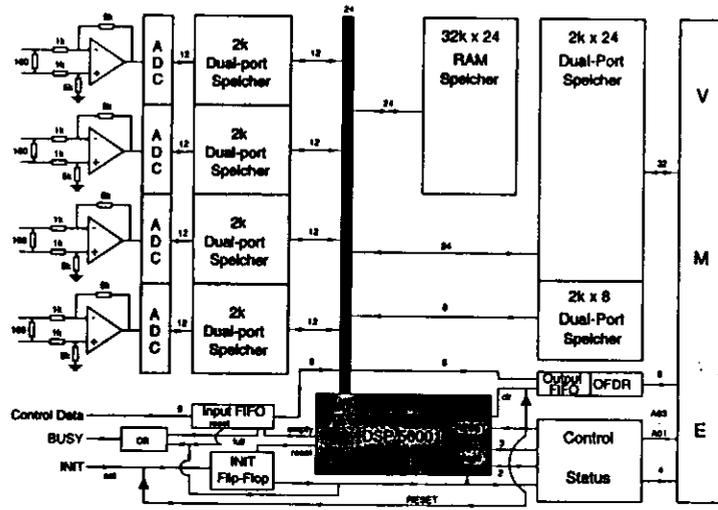


Abbildung 3.13: Schematischer Schaltkreis der Digitalkarte.

Die Aufgaben des DSP sind [42]:

- Einlesen der digitalisierten Samples,
- Entscheiden, welche der beiden Auslesewege (*high gain* oder *low gain*) weiterverarbeitet werden soll,
- Korrektur der Verstärkung und Nulllinie (*Pedestal*) der Analogelektronik mittels Kalibrationskonstanten aus dem RAM-Speicher,
- Überprüfen der Datenqualität,
- Rekonstruktion von Ladung und Zeit und Umrechnung in die physikalischen Einheiten (MeV und Nanosekunden),
- Durchführung der Polynomkorrektur für zeitlich verschobene Pulse,
- Anwendung der Zeitnullpunktkorrekturen  $t_{\text{offset}}^{\text{online}}$ ,
- Beschreiben eines *Dual-Port*-Speichers mit den Ergebnissen von Ladung und Zeit.

Eine Reihe von Optionen können zu Test- und Kalibrationszwecken bei der Datennahme gesetzt werden, wie zum Beispiel das Auslesen aller *Samples* oder die Verwendung spezieller Kalibrationskonstanten. Durch die Verwendung dieser Prozessoren wird die Berechnungszeit um mehr als zwei Größenordnungen reduziert und die Datenmenge bereits *online* drastisch verringert. Über einen VME<sup>®</sup>-Bus sind die Ergebnisse für die Auslese direkt zugänglich.

### 3.3.4 Bestimmung von Energie und Zeit

Die abgetasteten Werte  $h_i$  (*Samples*) ermöglichen die Rekonstruktion der abgelagerten Teilchenenergie und der zeitlichen Verschiebung des Pulses zur Abtastfrequenz. Zunächst soll der Nominalfall betrachtet werden, bei dem die beiden größten *Samples* gerade gleich hoch sind. Diese beiden *Samples* werden mit  $h_1$  und  $h_2$  bezeichnet und schließen das Maximum des Pulses ein (Abb. 3.12). Um unabhängig von Niederfrequenzrauschen oder anderen Verschiebungen der Basislinie zu sein (z.B. durch *Pile-up* Effekte), wird noch der Wert eines *Samples* vor dem Pulsbeginn ( $h_{-1}$ ) als *Pedestal* abgezogen. Bei einer festen Phase zwischen dem Puls und der Abtastfrequenz sind die Spannungswerte der gemessenen *Samples* proportional zur Ladung  $Q$  des Pulses. Dieses gilt ebenso für eine Linearkombination der *Samples*. Insbesondere gilt dann auch

$$Q \propto \frac{1}{s_{\text{up}}} (h_1 - h_{-1}) + \frac{1}{s_{\text{down}}} (h_2 - h_{-1}). \quad (3.7)$$

$s_{\text{up}}$  und  $s_{\text{down}}$  sind die Steigungen der ansteigenden bzw. abfallenden Flanke des Pulses. Aus Testmessungen wurde  $\frac{s_{\text{up}}}{s_{\text{down}}} = 1.8$  festgelegt. Beziehung 3.7 wird dann zu

$$Q \propto H' = [(h_1 - h_{-1}) + 1.8 \cdot (h_2 - h_{-1})]. \quad (3.8)$$

Dieser Algorithmus, auch Dreiecksalgorithmus genannt, ist in erster Ordnung unabhängig von leichten Phasenunterschieden zwischen Auslesetak und Puls. Es kann jedoch vorkommen, daß der Ladungspuls nicht synchron mit der Abtastfrequenz gemessen wird (asynchrone Datennahme in Testaufbauten, zeitliche Verschiebungen der Teilchenstrahlen, von  $ep$ -Wechselwirkungen unabhängige Ereignisse wie z.B. kosmische Myonen). Gleichung 3.8 wird dann eine zu niedrige Ladung berechnen. Kennt man jedoch die Zeitverschiebung bezüglich der nominalen Pulslage ( $h_1 = h_2$ ), so läßt sich die Ladung  $Q$  entsprechend korrigieren. Zur Berechnung der Zeitabhängigkeit werden Kalibrationsdaten verwendet, die für eine feste Ladung den Zeitbereich von  $-45$  ns bis  $+45$  ns abdecken. An die Meßpunkte wird ein Polynom 4. Grades angepaßt. Damit berechnet sich die zeitunabhängige Ladung aus:

$$H = H' \left( 1 + \sum_{n=1}^4 c_n t'^n \right) \quad (3.9)$$

In Kap. 4.3.3 und Abb. 4.12 wird die Bestimmung der Polynomkoeffizienten durchgeführt. In Anhang D sind die Koeffizienten  $c_n$  in Tab. D.3 angegeben. Die Umrechnung in Ladungseinheiten ([ADC] → [pC]) erfolgt über Multiplikation mit einem Faktor  $b$ .

$$Q = a + bH \quad (3.10)$$

Der Parameter  $a$  ist null außer für Daten der Ladungseichung, bei denen eine kleine Verschiebung ausgeglichen werden muß. Um die Ergebnisse in Einheiten der Energie auszudrücken, werden die Resultate der Teststrahlungsmessungen verwendet. Die Umrechnungsfaktoren  $\epsilon$  für eine Zelle (= 2 Phototrohren) lauten:  $\epsilon = 7.3$  pC/GeV (FCAL),  $\epsilon = 7.310.6$  pC/GeV (RCAL und BCAL) [43]. Der Algorithmus und die Korrekturen wurden so gewählt, daß der Rechenaufwand möglichst klein und die

Rechenoperationen möglichst einfach bleiben, damit die Berechnung von Ladung und Zeit bereits auf den DSP durchgeführt werden kann.

Die Summe aus dem *Sample* vor und nach dem Pulsmaximum ist eine Größe, die in erster Näherung unabhängig von Zeitverschiebungen ist. Die Differenz der beiden *Samples* ändert sich dagegen stark bei Zeitverschiebungen. Daher eignet sie sich als Maß für die Zeitrelation des Pulses bezüglich der Abtastfrequenz. Es wird daher die zeitabhängige aber energieunabhängige Größe definiert:

$$t' = \frac{(h_1 - h_{-1}) - (h_2 - h_{-1})}{H'} \quad (3.11)$$

Für  $H'$  wird eine untere Energiegrenze von 50 MeV gefordert. Unterhalb dieser Grenze wird keine Zeit mehr berechnet, sie wird auf null gesetzt. Allerdings ist die Größe  $t'$  nur in erster Ordnung proportional zur Zeit. Um die Zeit in Einheiten von Nanosekunden zu berechnen, wird ein funktionaler Zusammenhang benötigt. Man bestimmt die zeitähnliche Größe  $t'$  für beliebige Zeitverschiebungen, die unabhängig mit einem TDC<sup>9</sup> gemessen werden. Der Zusammenhang zwischen  $t'$  und  $t_{TDC}$  kann durch ein Polynom 3. Grades beschrieben werden (Abb. 4.12b) und ermöglicht somit die Berechnung der *Sampling-Zeit*

$$t_{TDC} = t_{sampling} = \sum_{n=1}^3 d_n t'^n \quad (3.12)$$

Die Koeffizienten  $d_n$  sind in Tab. D.4 zusammengetragen. Man beachte, daß das Ladungspolynom als Funktion der zeitabhängigen Größe  $t'$  berechnet wird (Gl. 3.9), die wirkliche Zeit also nicht bekannt sein muß. Dagegen ist für die Bestimmung des Zeitpolynoms eine externe Zeitmessung mit dem TDC notwendig. Wie man aus Gleichung 3.11 sofort sieht, ist  $t = 0$  für die Nominalposition ( $h_1 = h_2$ ). Dann ist auch  $H = H'$ , d.h. die Ladung hat ihren Maximalwert.

Auch die Berechnung der Zeit wird in der Regel bereits auf dem *Online*-Prozessor DSP durchgeführt. Die Ergebnisse der Energie- und der Zeitmessung werden zur Reduktion der Datenmenge in ganzen Zahlen an die Auslese weitergegeben. Den Energiewerten wird dafür je ein 24-Bit-Wort zur Verfügung gestellt, während die Zeitwerte in 8-Bit-Worten gespeichert werden. Insgesamt kann damit die vollständige Information eines Kanals in 32-Bit-Worten angegeben werden. Die Konsequenz für die Zeitangabe ist daher eine maximale Auflösung von 0.5 ns und ein maximaler Wertebereich von  $\pm 64$  ns.

### 3.4 Die Kalibration des Kalorimeters

Das ZEUS-Kalorimeter verfügt über eine hervorragende relative Energieauflösung, die sich mit wachsender Energie verbessert ( $\sigma(E)/E \propto 1/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ ). Um diese Auflösung voll auszuschöpfen, muß der systematische Fehler der Eichung auf 1% beschränkt werden. Schon beim Bau des Kalorimeters wurde daher größter Wert auf die Qualität der einzelnen Komponenten gelegt und strenge Toleranzen eingehalten [19]. Dabei mußte ein besonderes Augenmerk auf die Homogenität zwischen und innerhalb der einzelnen Türme gerichtet werden, damit die Energiemessung unabhängig vom Ort der Energieablagerung wird. Bei zahlreichen Untersuchungen im Teststrahl wurden die Eigenschaften des Kalorimeters bestimmt und optimiert [31, 33, 37, 44, 45].

Die Eichung des Kalorimeters soll gewährleisten, daß für jede Kalorimeterzelle zu jeder Zeit die Beziehung zwischen gemessener Ladung [pC] und abgelagerter Energie [GeV] vorliegt. Zusätzlich soll eine Überprüfung der Energieskala, wie auch eine Qualitätskontrolle der einzelnen Komponenten auch

<sup>9</sup> Time to digital converter

während des Betriebs in situ möglich sein, um Fehler aufzudecken, Alterung festzustellen und gegebenenfalls Korrekturen und Reparaturen vornehmen zu können. Im folgenden soll kurz erläutert werden, wie die Eichung im einzelnen realisiert wird.

#### 3.4.1 Eichung der Energieskala

Die absolute Energieeichung wurde in einem Teilchenstrahl mit identifizierten Teilchen ( $e, p, \pi, \mu, \dots$ ) bekannter Energie durchgeführt. Das Verhältnis der gemessenen Ladung und der Teilchenenergie ergibt die Energieskala unter der Voraussetzung, daß die Teilchen vollständig absorbiert werden. Im Teststrahl am CERN-SPS wurden insgesamt 6 Module des FCAL und 4 Module des RCAL Teilchen verschiedener Energien ausgesetzt [31, 45].

Eine Quelle konstanter Energie ist die kontinuierliche Aktivität des angereicherten Urans des Absorbiermaterials. Mit einer Halbwertszeit von  $4.5 \cdot 10^9$  Jahren liefert das Uran einen konstanten Beitrag zum Kalorimetersignal bei Integration über 20 ms. Durch die Messung des Uranstroms (UNO) (s. Kap. 3.3.3) steht somit ein Referenzsignal zur Verfügung, das zu Kalibrationszwecken ausgenutzt werden kann. Ist einmal die Energieskala bestimmt, lassen sich Änderungen der Kalorimeterantwort auch anhand von UNO-Messungen feststellen, oder anders formuliert, wird der UNO Strom konstant gehalten, so bleibt die Energieskala erhalten. Die Messung des UNO-Stroms ist zu jeder Zeit möglich, auch während des Strahlbetriebs. Sie wird mehrere Male täglich durchgeführt. Die ermittelten Werte werden von der *Offline*-Analyse zur Korrektur der Energien verwendet. Wird über einen längeren Zeitraum eine Verschiebung der UNO-Werte beobachtet, z.B. aufgrund der Änderung der Verstärkung der Photoröhren, so wird über ein automatisches Verfahren die Spannung der Photoröhren solange nachjustiert, bis wieder der nominale UNO-Wert erreicht wird.

#### 3.4.2 Kalibration mit Myonen

Myonen haben die Eigenschaft, daß sie in allen Sektionen des ZEUS-Kalorimeters nahezu dieselbe Energie pro Weglänge ablagern. Die kosmische Strahlung bietet eine natürliche Quelle für Myonen und eignet sich zur Überprüfung der Eichung aus dem Teststrahl und der UNO Eichung. Im Zeitraum von 1990 bis 1991 wurden in einem Testaufbau 40 FCAL- und RCAL-Module einem Test mit Myonen aus der kosmischen Strahlung unterzogen [46, 47]. Die Übereinstimmung der relativen Abweichungen der Module untereinander mit Messungen am Teststrahl betrug typischerweise 0.5%. Ebenso wurden 22 der 32 BCAL-Module Tests kosmischer Strahlung ausgesetzt [48].

Auch im Strahlbetrieb durchquert eine große Zahl von Myonen den Detektor. Die größte Anzahl dieser Myonen stammt von dem Zerfall von Pionen, die infolge von unelastischen Wechselwirkungen der Strahlprotonen mit Restgasatomen im Strahlrohr oder dem Strahlrohr selbst produziert werden. Diese Myonen haben eine wesentlich höhere Energie als kosmische Myonen und durchqueren den Detektor parallel zur Strahlachse. Auch sie können zu Kalibrationszwecken herangezogen werden [49, 46] (Kap. 6.4.1).

#### 3.4.3 Qualitätskontrolle und Kalibration mit punktförmigen Präparaten

Zur Überprüfung der optischen Komponenten wurde eine Vorrichtung entwickelt, die jeden Kalorimeterturm des FCAL und RCAL mit einer punktförmigen <sup>60</sup>Co Quelle bestrahlt und longitudinal über die einzelnen Uran-Szintillator-Schichten bewegt werden kann. Aus der Messung der Anodenstromänderungen als Funktion der Quellenposition ergibt sich eine regelmäßige Folge von hohen und niedrigen Intensitäten, je nachdem ob die Quelle gerade eine Absorber- oder Szintillatorschicht be-

strahlt. Aus Abweichungen vom erwarteten Antwortmuster läßt sich auf Einbaufehler von Szintillatoren und Wellenlängenschieber schließen. Wird diese Messung nach einiger Zeit im Strahlbetrieb wiederholt, läßt sich feststellen, ob eine Änderung der optischen Materialien auf Grund von Strahlenschäden vorliegt. Zusätzlich können mit dieser Methode die Abschwächlängen der Szintillatoren ( $\lambda_{S_i}$ ) und Wellenlängenschieber ( $\lambda_{WLS}$ ) bestimmt werden [52, 51].

### 3.4.4 Lichteichung

Um die Effekte aus Lichterzeugung und Lichttransport von Effekten der Photoröhren und der Ausleseelektronik zu trennen, wurde ein Lichteichungssystem konstruiert, das die Photoröhren direkt mit einem kurzen Lichtpuls bekannter Intensität beleuchtet. So kann die Lichtproduktion von Teilchen jederzeit simuliert werden. Die wesentlichen Aufgaben der Lichteichung sind:

- Bestimmung der Anzahl der Photoelektronen pro Energieablagerung,
- Messung der Nichtlinearität der Photoröhren und ihrer Ausleseelektronik,
- Eichung der relativen Zeitverschiebungen zwischen den Kanälen,
- Überwachung des Langzeitverhaltens der Verstärkung.

Diese Punkte und noch einige andere Anwendungen der Lichteichung werden in dieser Arbeit ausführlich beschrieben.

### 3.4.5 Kalibration der Ausleseelektronik

Auch bei Verwendung von elektronischen Bauteilen mit sehr kleinen Toleranzen werden unterschiedliche Eigenschaften zwischen den einzelnen Kanälen beobachtet. Zusätzlich können zeitliche Variationen der Eigenschaften vorliegen. Die Aufgabe des Kalibrationssystems ist die Bestimmung von Konstanten, die zur Korrektur der Abweichungen benötigt werden. Außerdem soll das System in der Lage sein, jederzeit diese Konstanten zu überprüfen. Zu diesem Zweck befindet sich auf jeder Analogkarte ein programmierbarer Digital-Analog-Wandler (DAC) ( $0 \rightarrow 5 \text{ V} \pm 0.1 \%$ ), der einmal als Gleichspannungsquelle ( $V_{ref}$ ) für den Pipeline-Eingang und den UNO-Eingang verwendet wird, aber auch zum Aufladen eines Präzisionskondensators ( $C_Q \approx 22 \text{ pF} \pm 0.2\%$ ) benutzt werden kann. Das Entladen des Kondensators mit einer Abklingkonstante von  $20 \text{ ns}$  soll dabei den Ladungspuls einer Photoröhre simulieren. Dies ist nicht ganz der Fall und spiegelt sich in einer etwas veränderten Pulsform im Vergleich zu Teilchendaten wider. Als Konsequenz müssen für die Daten der Ladungseichung separate Korrekturpolynome bestimmt werden (s. Tab. D.3 und D.4). Neben der programmierbaren Referenzspannung steht für jeden Buffer noch eine Präzisionsspannung von  $V_{prec} = 1.667 \text{ V}$  zur Verfügung. Mit diesen Mitteln können die Kalibrationsgrößen der Ausleseelektronik bestimmt werden [41]:

- Konversionsfaktoren  $b$  (Gl. 3.10) für die Umrechnung von ADC-Einheiten zu Ladung [pC] für jeden Buffer ( $k$ ),
- Die Nullpunktverschiebungen der Basislinie (*Pedestals*) für jede der 58 Pipeline-Zellen und 8 Buffer-Zellen: Referenzpedestal  $\delta_0$ , Differenz  $\delta_i^p$  aus Pipelinepedestal der Zelle  $i$  und  $\delta_0$ , Differenz  $\delta_j^b$  aus Bufferpedestal der Zelle  $j$  und  $\delta_0$ ,

- Die Verstärkung der 58 Pipeline-Zellen und 8 Buffer-Zellen: Referenzverstärkung  $g_0$ , Verhältnis  $g_i^p$  der Verstärkung aus Pipeline Zelle  $i$  und  $g_0$ , Verhältnis  $g_j^b$  der Verstärkung der Buffer Zelle  $j$  und  $g_0$ .

Für jeden Kanal müssen somit 260 Kalibrationskonstanten bestimmt werden. Für jedes der 8 ausgelesenen Samples  $\tilde{h}_{ij}$  ist die Kenntnis der zugehörigen Pipeline-Zelle  $i$  und Buffer Zelle  $j$  notwendig, um die Korrektur durchzuführen:

$$h_{ij} = \frac{g_i^p \cdot g_j^b}{g_0^2} \cdot \left[ \tilde{h}_{ij} - (\delta_0 + \delta_i^p + \delta_j^b) \right] \quad (3.13)$$

Für den normalen Betrieb werden diese Konstanten in den Speicher des Prozessors DSP geladen und die Korrektur nach Vorschrift 3.13 wird bereits online durchgeführt.

## Kapitel 4

# Das Lichteichungssystem des ZEUS-Kalorimeters

Das Lichteichungssystem soll das Signal von Teilchen im Kalorimeter simulieren. Seine Anwendungen wurden bereits in Kap. 3.4.4 aufgelistet und werden in Kap. 5 ausführlich diskutiert. Das vorliegende Kapitel beschreibt den Aufbau und den Betrieb des Lichteichungssystems. Neben der Erzeugung und Verteilung von Lichtpulsen, ist die von der Kalorimeterauslese unabhängige Monitorisierung der Lichtintensität ein wichtiger Bestandteil des Lichteichungssystems.

Um seinen Aufgaben gerecht zu werden, muß das Lichteichungssystem folgenden Anforderungen genügen:

- Wellenlänge im Spektralbereich des Lichts, das bei Teilchennachweis im Szintillator produziert wird ( $\lambda_{peak}^{simul} \approx 425 \text{ nm}$ ), um die Wellenlängenkonversion im Lichtleiter (WLS) anzuregen,
- Länge des Lichtpulses an der Photokathode in Übereinstimmung mit der von Teilchen ( $O(10 \text{ ns})$ ).
- ausreichend Lichtintensität, um Signale von Teilchen bis zu 400 GeV simulieren zu können. Das Licht wird über eine Länge von mehr als 80 m auf die knapp 12000 Photoröhren verteilt und soll den ganzen dynamischen Bereich der Ausleseelektronik abdecken.
- homogene Lichtverteilung auf alle Kanäle,
- gute Zeitstabilität des Trigger-Pulses, um synchron mit der HERA-Taktfrequenz zu pulsen, z.B. auch zwischen zwei  $ep$ -Ereignissen,
- leicht und jederzeit zu bedienen und zu warten.

Der prinzipielle Aufbau des Lichteichungssystems besteht aus folgenden wesentlichen Komponenten:

- Ein zentraler leistungsstarker Laser,
- ein Filtersystem zur Regelung der Lichtintensität,
- eine erste Verteilerstufe, die das Licht auf die Kalorimetermodule über Fasern verteilt,
- eine zweite Verteilerstufe innerhalb der Module, die das Licht zu jeder einzelnen Photoröhre leitet,

- ein LED<sup>1</sup> System als alternative Lichtquelle für jedes FCAL- und RCAL Modul,
- Photodioden zur Messung der Lichtintensität an verschiedenen Stellen des Lichtverteilungssystems auf einer Puls zu Puls Basis.

Abb. 4.1 gibt einen Überblick über das gesamte Lichteichungssystem. Im folgenden soll die Realisierung dieses Systems im einzelnen vorgestellt werden.

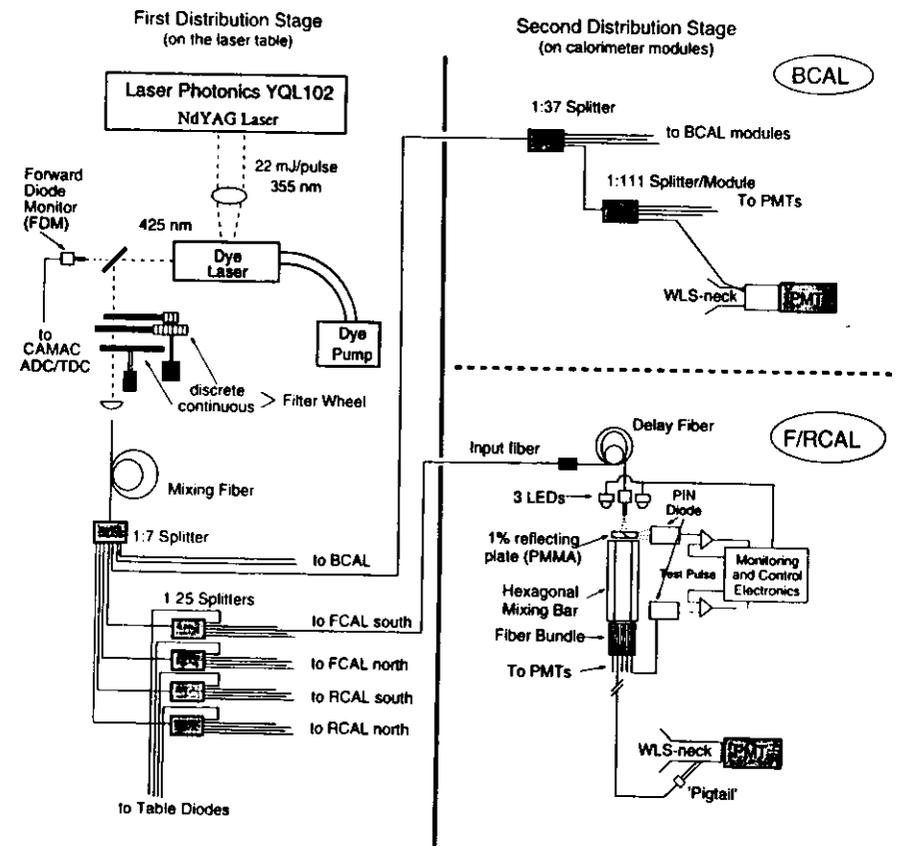


Abbildung 4.1: Übersicht über das Lichteichungssystem

<sup>1</sup>Licht Emittierende Diode

## 4.1 Lichterzeugung und Lichtverteilung

### 4.1.1 Der Laser

Für das erste Jahr des HERA-Strahlbetriebs kam als primäre Lichtquelle ein Laser des Typs Molelectron UV-14 zum Einsatz. Es handelt sich dabei um einen leistungsstarken Stickstofflaser, der bei einer Wellenlänge von 337 nm eine Energie von 4.5 mJ/Puls mit einer Rate von bis zu 20 Hz liefert. Das UV-Licht pumpt einen Farbstofflaser, der an der Universität Freiburg entwickelt wurde. Der verwendete Farbstoff, *Exiton LD 425*, emittiert Laserlicht von 425 nm mit einer Energie von etwa 400  $\mu$ J. Damit entspricht die Wellenlänge dem Maximum des Spektrums des verwendeten Plastikszintillators im Kalorimeter. Der Farbstoff wird durch eine Pumpe in kontinuierlichem Fluß gehalten, um den Austausch der Farbstoffmoleküle zu ermöglichen. Im Jahre 1993 wurde der Molelectron Laser durch einen NdYAG<sup>2</sup>-Laser ausgetauscht. Durch Frequenzverdreifachung wird in einer nichtlinearen Optik das IR-Licht ( $\lambda = 1065$  nm) in UV-Licht ( $\lambda = 266$  nm) transformiert. Der große Vorteil des NdYAG-Lasers liegt in seiner stärkeren Leistung (22 mJ/Puls) und in seiner einfachen Handhabung. Er benötigt keine zusätzliche Infrastruktur und kann jederzeit über die zentrale Meßsteuerung des Kalorimeters betrieben werden.

Der Lichtstrahl des Farbstofflasers trifft auf einen Spiegel der 0.1% des Lichts durchläßt. Das transmittierte Licht wird von einer Photodiode gemessen (FDM) (s. Kap. 4.2.1). Der Hauptstrahl durchquert ein Filtersystem zur Regulierung der Lichtintensität. Dieses besteht aus zwei verschiedenen Einheiten: das diskrete und das kontinuierliche Filter. Das diskrete Filter ist aus zwei Filterrädern zusammengesetzt, die vom Laserstrahl hintereinander durchlaufen werden. Das erste Rad besteht aus 5 Filtern mit einer Durchlässigkeit von 20% bis 100% in linearen Schritten, das zweite aus 4 Filtern in Dekaden von 0.1% bis 100%. Die Lichtintensität ergibt sich aus den 20 Kombinationen der beiden Filterräder und kann über einen OS9-Mikroprozessor extern gesteuert werden. Das kontinuierliche Filter ist eine Scheibe, bei der sich der Reflexionskoeffizient bei Drehung um die Achse logarithmisch verändert, mit einem dynamischen Bereich von  $10^4$ . Ein Viertel des Filters ist transparent. Ein Schrittmotor mit hoher Gleichlaufgenauigkeit dreht das Filterrad bei jedem Laserpuls um  $1.125^\circ$ .

### 4.1.2 Das Lichtfasersystem

Die Lichtverteilung erfolgt in zwei Stufen und ist in Abb. 4.1 schematisch dargestellt. Insgesamt wurden für das Fasersystem etwa 64 km Fasern verlegt. Die erste Stufe befindet sich zusammen mit dem Laser auf einer optischen Bank und verwendet Quarzfasern. Der Laserstrahl wird nach der Durchquerung des Filtersystems auf eine 6 m lange Faser von 1 mm Durchmesser fokussiert. Diese Faser dient als "Lichtmischer", um räumliche Intensitätsschwankungen auszugleichen, und verteilt das Licht auf 7 Fasern.

Drei der 7 etwa 80 m langen Quarzfasern transportieren das Licht zum BCAL. Zwei der Fasern versorgen jeweils die Hälfte des BCAL bis auf eines der 32 Module, das aufgrund seiner schwachen Lichtausbeute an die dritte Faser angeschlossen ist. Das Licht der ersten zwei Fasern wird zunächst auf je 37 weitere Fasern verteilt, die die Photoröhren der linken bzw. rechten Seite eines BCAL Moduls getrennt versorgen. Über einen weiteren 1:111-Strahlteiler werden die einzelnen Photoröhren beleuchtet. Die Einkopplung in das optische System des Kalorimeters geschieht über einen Plastikzylinder, der den Wellenlängenschieberhals mit der Photoröhre verbindet [45].

Für die Lichtverteilung auf F/RCAL werden die übrigen vier Fasern aus dem 1:7 Strahlteiler auf je einen weiteren 1:25 Strahlteiler geleitet. Aus technischen Gründen wurden die großen FCAL und

<sup>2</sup> Neodym-Ytterbium-Aluminium-Granat

RCAL Module in je ein oberes und ein unteres optisches System geteilt, die jeweils von einer dieser  $4 \times 25$  Quarzfasern versorgt werden. Für die zweite Lichtverteilungsstufe wurden wegen der hohen Strahlenbelastung in einigen Regionen des F/RCAL strahlenresistentere PMMA<sup>3</sup> Plastikfasern vorgezogen, auf Kosten der größeren Dämpfung (PMMA: 600 dB/km, Quarz: 30 dB/km bei 500 nm). Die Einspeisung des Laserlichts aus der Quarzfaser auf die bis zu 156 Plastikfasern pro System erfolgt über einen hexagonalen Plastikstab (Länge 150 mm, Umkreisradius 9 mm). Dieser verteilt das Licht sowohl für Laserpulse wie auch für LED-Licht homogen auf den polierten Kopf des Faserbündels. Die Fasern innerhalb eines Faserbündels haben bis auf wenige cm alle dieselbe Länge. Für jedes optische System wurde die Länge des Faserbündels allerdings an die Größe des Moduls angepaßt. Außerdem unterscheiden sich die Faserlängen der oberen und unteren optischen Systeme. Um die Zeitverschiebungen der Kanäle mit dem Lasersystem zu messen (Kap. 6.2), werden die Längenunterschiede durch entsprechende Quarzfasern vor der Einkopplung in den hexagonalen Plastikstab ausgeglichen. In Anhang A sind die Faserlängen der einzelnen optischen Systeme aufgelistet. In Aluminiumschienen verlaufen die Plastikfasern bis zum Wellenlängenschieberhals. Dort werden sie über einen Schraubstecker mit einem PMMA-Kopplungsstück verbunden, das unter einem Winkel von  $11.5^\circ$  an den Lichtleiter unmittelbar in der Nähe der Photoröhren geklebt ist. Abb. 4.2 zeigt die Ankopplung der Fasern an die Wellenlängenschieber. Genauere Angaben zur Konstruktion und den verwendeten Materialien befinden sich in Anhang B und in [53].

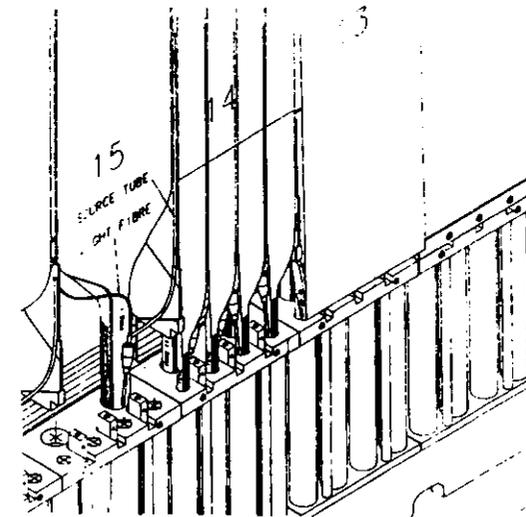


Abbildung 4.2: Faserankopplung an den Wellenlängenschieberhals für die F/RCAL Module

<sup>3</sup> Polymethyl Methacrylat

### 4.1.3 Die Lichtemittierenden Dioden (LED)

Als Alternative zu dem vom Laser gelieferten Licht sind die Module des FCAL und RCAL zusätzlich mit einem LED-System ausgestattet. Gegenüber dem Laser bietet das LED-System folgende Vorteile:

- sehr gute Puls-zu-Puls Amplitudenstabilität ( $< 0.6\%$  [54]),
- gute Langzeitstabilität innerhalb weniger Prozent,
- Lichtezeugung sowohl im gepulsten Betrieb (AC) wie auch im kontinuierlichen Betrieb (DC),
- sehr feine Regulierung der Lichtintensitäten im AC- und DC-Betrieb,
- individuelle Regulierung der Lichtintensitäten für jedes Modul,
- einfache Handhabung,
- geeignet für den Testbetrieb der einzelnen Kalorimetermodule vor ihrem Einbau in den Detektor ohne zusätzliche aufwendige Infrastruktur.

Allerdings kann das LED-System den Laser nicht ersetzen, da die an der Photoröhre erzeugte Pulsform zu stark von der Pulsform bei Teilchendaten abweicht, und die Lichtintensität nur einen Teil des dynamischen Bereichs der Auslese abdeckt.

Die Leuchtdioden sind zusammen mit der Lichteinkopplung in die Plastikfasern in der sogenannten LED-Box im C-Arm der Kalorimetermodule untergebracht (s. Abb. 3.10). Diese LED-Boxen enthalten je nach Modulgröße ein oder zwei optische Systeme (Anhang A). Idealerweise wären Leuchtdioden im blauen Wellenlängenbereich gewählt worden, um eine Lichtkonversion im Wellenlängenschiebermaterial zu erzeugen. Da bei diesen allerdings die Lichtausbeute zu gering ist, fiel die Entscheidung zu Gunsten grüner Leuchtdioden mit einer dominanten Wellenlänge von 571 nm. Damit ist die Wellenlänge zwar gegenüber dem Y7 des Wellenlängenschiebers ( $\lambda_{peak}^{WLS} \approx 500$  nm) verschoben, liegt aber in der spektralen Akzeptanz der Photoröhren. Die Spezifikationen der Leuchtdioden sind in Anhang B zusammengefaßt.

Die Elektronik zur Ansteuerung der Leuchtdioden befindet sich ebenfalls in der LED-Box. Sie besteht aus zwei Einheiten: dem LED-Treiber und der LED-Steuereinheit. Auf der LED-Treiberplatine sind die Leuchtdioden, ihre Entladungskondensatoren und Feldeffekttransistoren als elektronische Schalter untergebracht. Die LED-Steuereinheit enthält:

- einen vierfachen 8-Bit Digital-zu-Analogwandler (DAC) (s. Anhang B),
- den Schaltkreis für die Ladespannung der Kondensatoren (0 - 13.5 V),
- den Stromregelkreis für den DC-Betrieb (0 - 300  $\mu$ A) und
- die Trigger-Schaltung zur Erzeugung der Lichtpulse.

Ein ausführliche Beschreibung der einzelnen Komponenten kann in [54] gefunden werden. Der DAC ermöglicht die getrennte Intensitätssteuerung der Leuchtdioden. Der Trigger-Puls wird für alle 3 Leuchtdioden gleichzeitig generiert. Bei der Konzeption der Trigger-Schaltung wurde großen Wert auf einen kurzen Lichtpuls der LED gelegt. Der Strompuls durch die Dioden hat eine Halbwertsbreite von 50 ns, der von einer Photoröhre gemessene Ladungspuls eine Halbwertsbreite von etwa 60 ns. Damit unterscheidet er sich dennoch deutlich von den Teilchenpulsen, die z.B. für Elektronen eine Pulsbreite von etwa 22 ns liefern. Leuchtdioden sind daher nur bedingt einsetzbar für die Simulation von Teilchenpulsen.

### 4.1.4 Die Ansteuerung des Lichteichungssystems

Die Ansteuerung des Lichteichungssystems ist in das Datennahmesystem des Kalorimeters integriert. Abb. 4.3 zeigt eine schematische Übersicht über die Ansteuerung des Kalorimeters und des Lichteichungssystems. Die Datennahme und alle Kalibrationsvorgänge können von dem *Calorimeter Equipment Computer*

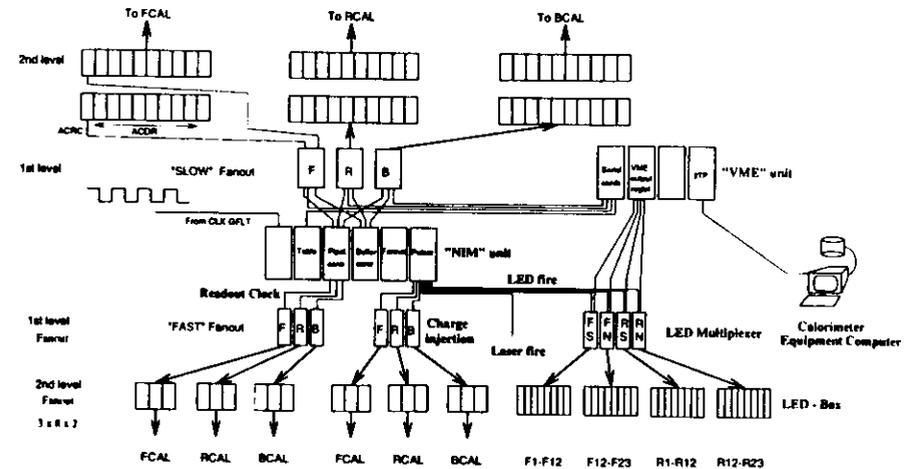


Abbildung 4.3: Verteilung der Steuer- und Kontrollsignale für die Analogelektronik des Kalorimeters und für das LED-System. Beschreibung im Text.

ment Computer (CEC) aus gesteuert werden. Hier kann der Benutzer über ein menügesteuertes Programm (*Run Control*) auf die Datennahme Einfluß nehmen, um zum Beispiel den Datentyp, die Pulsfrequenz oder die Anzahl der Ereignisse zu wählen. Der CEC kommuniziert über einen VME-Bus mit einem Transputer (TTP), der für die Verteilung der Kontrollsignale verantwortlich ist. So werden unter anderem sog. CNF-Datensätze in die *Serial Card* geladen, um eine Reihe von Optionen für die elektronische Ansteuerung festzulegen (Auslesezeitpunkt, Kalibrationstyp, Kontrolle der Analogkarte, ...) [55]. In einer NIM<sup>4</sup>-Einheit werden notwendige Tabellen geladen und die Steuerpulse generiert. Die *Pulsar Card* erzeugt die *Trigger*-Pulse für den gewünschten Datentyp (Laser, LED, Ladungseichung, ...). In der VME-Einheit befinden sich außerdem zwei *VME-Output-Register*, die ebenfalls von dem Transputer angesprochen werden. Der Transputer liest von einem Datensatz eine Reihe von Zahlen, die vom Benutzer festgelegt werden. Die Daten werden in digitaler Form an die *VME-Output-Register* weitergeleitet, die anhand dieser Informationen Spannungsniveaus an die vier 50-poligen Ausgänge legen. Diese Spannungsniveaus steuern die Digital-Analog-Wandler (DAC) zur Regelung der Intensitäten der Leuchtdioden und der Amplituden des Ladungseichungspulses [56]. Dabei wird jede LED einzeln angesteuert. Zusätzlich wird der Betriebsmodus des LED-Systems bestimmt (LED/AC, LED/DC, Monitoreichung). Eine genaue Aufschlüsselung der digitalen Informationen und das Format des Datensatzes für die Festlegung der Intensitäten kann in Anhang C gefunden werden. Die Verteilung der digitalen Signale der insgesamt vier Ausgänge der *VME-Output-Register* wird über vier *Multiplexer*-Einheiten am Kalorimeter bewerkstelligt [57]. Sie steuern die Digital Analog Wandler der LED-Systeme und verteilen die *Trigger*-Pulse.

<sup>4</sup>Nuclear Instruments Modul

## 4.2 Monitorisierung der Lichtintensität und der Zeit

Zur Untersuchung der optischen Auslese des Kalorimeters bei Einspeisung von Licht unterschiedlicher Intensität, ist eine unabhängige Intensitätsmessung notwendig. Dies ist insbesondere dann der Fall, wenn die verwendete Lichtquelle in ihrer Intensität nicht stabil ist. Laser unterliegen Puls-zu-Puls Schwankungen. Aber auch ihre mittlere Leistung kann sich im Laufe der Zeit stark ändern. Je nach Lasertyp kann dies von vielen verschiedenen Faktoren wie unter anderem Gassystem, Farbstoffausbleichung, Fokussierung und Alterung abhängen. Für manche Messungen ist allerdings eine Änderung der Intensität erwünscht. Bei der Messung der Linearität der Ausleseelektronik soll der ganze dynamische Bereich abgetastet werden. Nichtlinearitäten können nur festgestellt werden, wenn die gemessenen Ladungen auf eine unabhängige lineare Messung bezogen werden können.

Bei der Überwachung der Intensitäten des Lichteichungssystems wurde auf eine redundante Lichtmessung Wert gelegt, die an möglichst vielen und verschiedenen Stellen der Lichtverteilung stattfindet. Insgesamt werden 150 Photodioden ausgelesen.

Neben der vom Kalorimeter unabhängigen Messung der Lichtintensität ist auch eine getrennte Zeitmessung notwendig. Zum einen können damit zeitliche Puls-zu-Puls Schwankungen des Lasers korrigiert werden, um eine optimale Zeitmessung zu ermöglichen. Zum anderen soll damit die Zeitskala des Kalorimeters geeicht werden. Dies geschieht durch die Bestimmung der Polynomkorrekturen in Gleichung 3.12. Eine Übersicht über die installierten Lichtmonitortypen und den Zeitmonitor gibt Abb. 4.4. Sie sollen in diesem Kapitel genauer beschrieben werden.

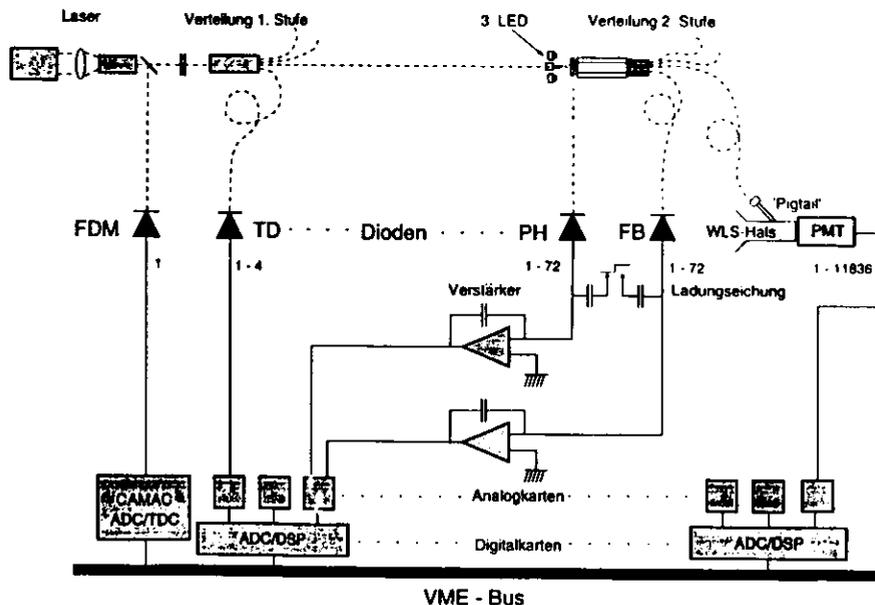


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung der Monitorauslese

### 4.2.1 Die Elektronik der Lichtmonitore

Die größte Zahl der Lichtmonitore (144) stellen die Dioden der zweiten Verteilerstufe im F/RCAL dar. Es wird zwischen zwei Typen unterschieden, die das Licht an verschiedenen Punkten der Lichtverteilung messen.

Der erste Typ wird aus historischen Gründen *Phiole*-Diode genannt und im folgenden mit PH abgekürzt. Er misst die Lichtintensität beim Übergang von der ersten zur zweiten Verteilerstufe. Zwischen den 3 Leuchtdioden bzw. der einlaufenden Laserfaser und dem Sechskant-Plexiglasstab ist ein durchsichtiges Acrylplättchen montiert, das durch einen Schnitt von 45° zur Oberfläche zunächst in zwei gleiche Hälften geteilt und anschließend wieder zusammengeklebt wurde. An dieser Schnittfläche wird etwa 1% des einfallenden Lichtes senkrecht zur Einfallsrichtung gestreut und von der PH-Diode gemessen. Die *Feedback*-Diode (FB) misst das Licht am Ende der PMMA-Fasern. Zu diesem Zweck werden Ersatzfasern, die nicht an die Photoröhren angeschlossen werden, wieder in die LED-Boxen zurückgeführt. Zur Erhöhung der Lichtintensität wurden meist drei Fasern zusammen in eine Schraubverbindung geklebt, die direkt auf die FB-Dioden geschraubt werden kann.

Für jedes Lichtsystem, sind je eine PH-Diode und eine FB-Diode in den LED-Boxen untergebracht. Für die Lichtmessung werden Silizium PIN-Photodioden<sup>5</sup> verwendet, die sehr stabil sind und einen kleinen Temperaturkoeffizienten besitzen. Die Linearität ist bis zu hohen Lichtintensitäten gewährleistet. Anhang B enthält genauere Spezifikationen. Mit einem Pulshöhenverhältnis von ca. 14:1 (PH:FB) können sowohl kleine als auch große Intensitäten ausreichend gut gemessen werden.

Die Pulsverstärkung und Pulsformung geschieht direkt in der LED-Box, um Signalwege und damit externe Einflüsse zu reduzieren und ist für beide Diodentypen identisch. Durch eine Vorspannung von 12 V in Sperrrichtung der Diode läßt sich eine sehr kurze Ansprechzeit erreichen. Das Photodiodesignal wird kapazitiv an den Eingang des ladungsempfindlichen Vorverstärkers gekoppelt. Nach der Verstärkung wird das Signal über einen Pulsformer in ein bipolares Signal mit 180 ns Anstiegszeit transformiert und anschließend an die Analogelektronik des Kalorimeters weitergeleitet.

Um die Funktionalität und insbesondere die Linearität dieser Elektronik zu überprüfen, wurde eine Methode zur Ladungsseichung entwickelt [57]. Dafür besitzt die Elektronik einen Ladungseingang, der über einen Kondensator von 1 pF an den Vorverstärker gekoppelt ist. Wird ein rechteckiger Ladungspuls auf den Eingang gelegt, lädt sich der Kondensator kurz auf und wird über den Signaleingang wieder entladen. Bei einer linearen Elektronik ist die Amplitude des geformten Pulses stets proportional zum Spannungsanstieg des Ladungspulses. Der Ladungspuls wird auf einer speziell entwickelten Platine in den vier Multiplexer-Einheiten erzeugt, und anschließend für alle LED-Boxen vervielfacht. Das Kernstück der Platine ist ein Digital-Analog-Wandler (DAC) mit 12 Bits (Anhang B). Damit kann der erzeugte Rechteckpuls von 0 bis 1.6 V in 4096 Schritten abgeschwächt werden. Der kleinste Puls liegt damit etwas unterhalb des Rauschens der Verstärkerelektronik von 0.5 bis 1 mV.

Zusätzlich zur Lichtüberwachung im Inneren der F/RCAL Module, messen einige Halbleiterdioden das Licht des Lasers bereits auf der optischen Bank. Eine Photodiode misst etwa 1% des primären Strahls des Farbstofflasers. Sie dient der Überwachung der Laserleistung und wird als *Forward Diode Monitor* (FDM) bezeichnet. Nach den vier 1:25 Strahlteilern verlaufen einige der Fasern nicht bis zu den Kalorimetermodulen, sondern beleuchten weitere Dioden, die *Table Diodes* (TD). Bei diesen Dioden handelt es sich ebenfalls um PIN-Siliziumdioden, die mit einer Vorspannung von 9 V betrieben werden. In den Abb. 4.1 und 4.4 sind die Positionen der Photodioden schematisch dargestellt.

<sup>5</sup>PIN: Zwischen der p- und n-Schicht befindet sich eine hochreine intrinsische Schicht

### 4.2.2 Die Auslese

Die Auslese der Halbleiterdioden aus der ersten wie auch aus der zweiten Verteilerstufe erfolgt über die Analogkarten des Kalorimeters (s. Kap. 3.3.3). Allerdings unterscheidet sich die Signaleinkopplung für die verschiedenen Monitortypen. Die Signale des FDM und der TD-Dioden werden direkt an den Eingang der Analogelektronik gekoppelt. Dort werden sie verstärkt und geformt. Analog zu den Photoröhrensignalen durchlaufen sie die beiden Auslesewege *high gain* und *low gain*.

Die Signale der PH- und FB-Dioden werden bereits in der LED-Box verstärkt und geformt. Für ihre Einspeisung in die Analogelektronik wurden die *Shaper*-Schaltkreise durch spezielle Adapter ersetzt [57]. Dabei wird den beiden Auslesewegen eines Kanals ein Monitorpaar desselben optischen Systems zugeordnet. Die PH-Dioden entsprechen dem *high gain* Zweig, während die FB-Dioden auf den *low gain* Zweig gekoppelt sind. Der weitere Verlauf der Auslese ist zunächst identisch mit der Auslese der Photoröhren (s. Kap. 3.3.3). In der Elektronik-Meßhütte werden alle Kanäle der Monitordioden 5 Digitalkarten zugeordnet, die von einem separaten Transputer gesteuert werden. Die Prozesse auf den DSP der Digitalkarten sind identisch mit denen der Kalorimeterauslese. Wie im nachfolgenden Abschnitt beschrieben wird, ist allerdings eine getrennte Behandlung der Monitorsignale notwendig, um in der *Online*-Analyse die Ladungen und Zeiten der Monitore zu berechnen. Nach der Bestimmung dieser Größen bzw. der digitalisierten *Samples* werden die Daten vom Transputer in eine Datenbank mit ZEBRA-Struktur [58] geschrieben. In Anhang E ist das Datenformat der Lichtmonitore wiedergegeben.

Für die Bestimmung des *Trigger*-Zeitpunktes des Lasers wird das Diodensignal des FDM in zwei Kanäle aufgespalten. Der eine Kanal dient der Bestimmung der Lichtintensität mit einem ADC. Der zweite Kanal wird auf den Start-Eingang eines Zeit-Digital-Wandlers (TDC) gelegt. Das Stop-Signal erfolgt durch den 96 ns Takt der Auslesefrequenz. Durch diese Zeitmessung werden Verschiebungen des generierten Lichtpulses bezüglich der Abtastfrequenz sehr genau gemessen. Die Auflösung des TDC beträgt  $\approx 0.1$  ns pro TDC-Kanal. TDC und ADC befinden sich in einer CAMAC-Ausleseeinheit, die über eine VME-Verbindung mit dem Transputer kommunizieren kann. Alternativ zum Zeitpunkt des Laserpulses kann der TDC auch von anderen Signalen gestartet werden, wie etwa vom LED-Signal oder vom Signal der Kalorimeter-Ladungseichung. Dies gestattet die Bestimmung der Zeitpolynome (Gl. 3.9 und 3.12) für verschiedene Datentypen.

### 4.2.3 Die Rekonstruktion

Die Lichtmonitore sollen von Puls zu Puls die Änderung der Lichtintensität messen. Die Ausleseelektronik ist so ausgelegt, daß die Ladung eines Pulses und damit die Höhen der *Samples* proportional zur gemessenen Lichtmenge ist. Für die FDM- und TD-Dioden haben die analogen Pulse dieselbe Pulsform wie die Photoröhren. Zur Rekonstruktion ihrer Ladung und ihres Zeitpunktes kann daher genau wie für die Rekonstruktion der Photoröhrenpulse vorgefahren werden (s. Kap. 3.3.4). Insbesondere werden Ladung und Zeit bereits im DSP berechnet, nachdem die Korrektur der Verstärkungen und *Pedestals* angewandt wurde (Kap. 3.4.5). Für die Rekonstruktion der PH- und FB Dioden muß allerdings anders vorgefahren werden, da sich die Pulsform von den Photoröhrensignalen zu sehr unterscheidet. Abb. 4.5 zeigt die Pulsformen dieser Lichtmonitore und die der Photoröhren im Vergleich. Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit dem Algorithmus zur Ladungs- und Zeitrekonstruktion der PH- und FB-Monitore, sowie seiner Realisierung in der Auslese-Umgebung des Kalorimeters.

Die Pulsform in Abb. 4.5 legt eine Rekonstruktion der Ladung aus den drei größten Stichproben (*Samples*)  $s_1, s_2, s_3$  nahe. Die Bestimmung der Algorithmen erfolgte in größtmöglicher Analogie zur Rekonstruktion von Energie und Zeit der Photoröhren (s. Kap. 3.3.4). Zur Korrektur von Verschiebungen der Basislinie (*Pedestal*) werden die *Samples* ebenfalls mit einem *Sample*  $s_{-1}$  vor dem Pulsbeginn

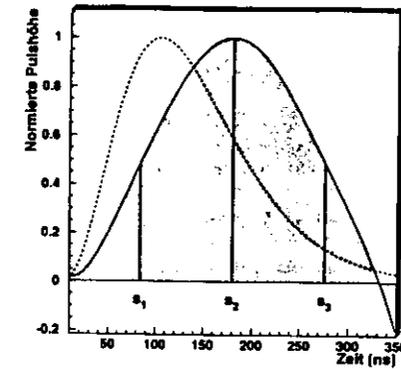


Abbildung 4.5: Pulsform der Ausleseelektronik der PH/FB-Photodioden und die 3 Samples zur Pulsrekonstruktion. Zum Vergleich ist der Photoröhrenpuls gestrichelt eingetragen.

korrigiert. Aus einer direkten Summe der *Samples* ergibt sich dann die Ladung:

$$Q_{rek} = (s_1 + s_2 + s_3) - 3 \cdot s_{-1}. \quad (4.1)$$

Die Einheit von  $Q_{rek}$  ist in ADC-Kanälen. Eine unterschiedliche Gewichtung der *Samples* führt zu keiner nennenswerten Verbesserung der Ladungsrekonstruktion [59, 60]. Aus den *Samples* läßt sich ebenfalls eine Größe  $t_{rek}$  definieren, die direkt mit der Verschiebung des Pulses in Bezug auf den Abtastzeitpunkt des Signals zusammenhängt. Folgender vom *Pedestal* unabhängiger Algorithmus hat sich als geeignet erwiesen [59]:

$$t_{rek} = \frac{s_1 - s_3}{2 \cdot s_2 - s_1 - s_3}. \quad (4.2)$$

Die Nominalstellung ist definiert durch  $t_{rek} = 0$ , also wenn  $s_1 = s_3$ . Wegen der nicht ganz symmetrischen Flanken befindet sich das *Sample*  $s_2$  dann nicht genau im Pulsmaximum.

Aufgrund zeitlicher Schwankungen der Lichtquelle oder systematischer Zeitverschiebungen zwischen den Lichtsystemen ist die Nominalstellung in der Regel nicht gewährleistet. Bei einer Verschiebung des Pulses zur Abtastzeit ändert sich die rekonstruierte Ladung. Trägt man bei gleicher Ladung des Eingangspulses die rekonstruierte Ladung  $Q_{rek}$  gegen die rekonstruierte Zeit  $t_{rek}$  auf, so erhält man einen Zusammenhang wie in Abb. 4.6a. In Analogie zur Rekonstruktion der Photoröhrenpulse wird die Zeitabhängigkeit durch ein Polynom korrigiert. Die besten Ergebnisse erhält man für ein Polynom 6. Grades [60]. Damit lautet die korrigierte Ladung der Monitore  $Q_{mon}$  in ADC-Einheiten:

$$Q_{mon} = \frac{Q_{rek}}{\sum_{n=0}^6 a_n \cdot t_{rek}^n}. \quad (4.3)$$

In Abb. 4.6b ist die rekonstruierte Zeit  $t_{rek}$  gegen die tatsächliche Zeit, gemessen mit dem TDC, aufgetragen. Um eine Zeit  $t_{mon}$  in Nanosekunden zu rekonstruieren, wird eine Korrektur durch ein Polynom 5. Grades durchgeführt:

$$t_{TDC} = t_{mon} = \sum_{n=0}^5 b_n \cdot t_{rek}^n. \quad (4.4)$$

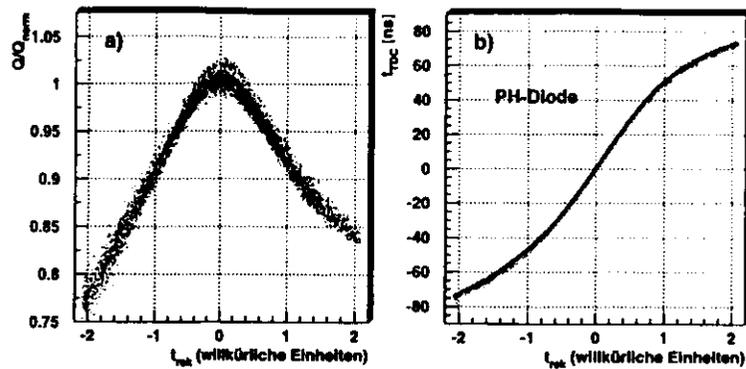


Abbildung 4.6: Zeitabhängigkeit der Photodioden-Rekonstruktion: a) auf 1 normierte Ladung b) tatsächliche mit dem TDC gemessene Zeitverschiebung als Funktion der rekonstruierten Zeit

Für die drei Datentypen Laser, LED-AC und Ladungseichung der Monitorelektronik wurden die Koeffizienten  $a_n$  und  $b_n$  durch Anpassung von Polynomen bestimmt. Die Ergebnisse sind in Anhang D zusammengefaßt. Zur Überprüfung der Korrekturen sind in Tabelle 4.1 die Standardabweichungen der Ladungs- und Zeitverteilungen nach Polynomkorrektur eingetragen. Die Werte in Klammern

Daten-Typ	$\sigma(Q_{mon})$		$\sigma(t_{mon})$		Gültigkeitsbereich
	PH-Diode	FB-Diode	PH-Diode	FB-Diode	
Laser	1.0%	2.4%	0.9 ns	1.3 ns	75 ns
LED-AC	1.8%	(5%)	1.1 ns	(2.8 ns)	45 ns
$Q_{in}^{mon}$	0.5%	0.5%	1.1 ns	0.8 ns	60 ns

Tabelle 4.1: Schwankungen der rekonstruierten Ladungen und Zeiten der Photodioden nach der Polynomkorrektur, wenn der Auslesetak innerhalb des Gültigkeitsbereichs verschoben wird.

bedeuten, daß ohnehin die FB-Dioden wegen ihrer geringeren Lichtausbeute für die Überprüfung der LED-Intensität nicht verwendet werden. Der Gültigkeitsbereich wird angegeben, da außerhalb dieses Bereichs die ermittelten Ladungen stärker streuen. Für die experimentelle Anwendung ist der notwendige Zeitbereich jedoch genügend abgedeckt.

Da auf allen digitalen Signalprozessoren des Kalorimeters dieselben Rechenvorschriften ablaufen, können die Ladungen und Zeiten der PH- und FB-Dioden nicht im DSP berechnet werden. Eine Möglichkeit zur Durchführung obiger Algorithmen ist die *Offline*-Rekonstruktion. Dazu müssen allerdings alle 8 Samples der Photodioden ausgelesen werden und in der *Offline*-Analyse noch mit der *Sample*-Korrektur versehen werden.

Eine wesentlich komfortablere Methode konnte durch die Realisierung dieser Rechenschritte bereits *online* auf den Transputern erreicht werden [60, 61]. Die Vorteile liegen in

- Reduktion der Datenmenge,
- Speicherung der sich ständig ändernden Kalibrationsdaten der Analog Elektronik kann verme-

den werden,

- Verkürzung der Rechenzeit,
- Mittelung über eine große Anzahl von Ereignissen bereits *online*,
- *Online*-Normierung der Lichtintensität von Ereignis zu Ereignis<sup>6</sup>.

### 4.3 Die Eigenschaften des Lichteichungssystems

Bevor in Kap. 5 auf die Anwendungen des Lichteichungssystems eingegangen wird, soll hier zunächst die Analyse der Daten kurz beschrieben werden und die Eigenschaften des Lichteichungssystems selbst untersucht werden.

#### 4.3.1 Datennahme und Datenanalyse

Über die Benutzerschnittstelle *Run Control* kann die Datennahme gesteuert und überwacht werden (Kap. 4.1.4). Neben einigen Optionen zur Steuerung der Datennahme, stehen für das Lichteichungssystem folgende Datentypen zur Auswahl:

- **Laser:** Der Laser wird mit einer vorgewählten Rate gepulst. Es werden alle Photoröhren sowie alle Monitordioden einschließlich des TDC ausgelesen. Zuvor müssen die Lichtfilter in die gewünschte Stellung gebracht werden.
- **LED-AC:** Die LED-Intensitäten werden über das VME-Output-Register eingestellt. Die Pulsrate beträgt 10 Hz. Es werden nur die Photoröhren des FCAL und RCAL ausgelesen, sowie alle Photodioden.
- **LED- $Q_{inj}$ :** Ein Ladungspuls wird auf die Vorverstärkereingänge der Photodioden-Elektronik verteilt. Der DAC auf den LED-Multiplexern regelt die Amplitude des Ladungspulses. Nur die Photodioden werden ausgelesen.
- **LED-DC:** Die Leuchtdioden senden Licht von kontinuierlicher Intensität aus. Die Auslese weist hier eine Besonderheit auf: im Gegensatz zur gepulsten Auslese wird hier das Photoröhrensinal über ein Zeitintervall von 20 ms integriert. Man mißt also genau wie bei der UNO Messung den Anodenstrom der Photoröhren (s. Kap. 3.3.3).
- **Laser + LED-DC:** Für diesen Datentyp wird der Laser gepulst, während die Leuchtdioden eine kontinuierliche Lichtquelle darstellen. Dieser Datentyp simuliert die Messung von Teilchenpulsen bei einem erhöhten Strahlenuntergrund (s. Kap. 5.4).

Neben den oben erwähnten Datentypen stehen noch weitere zur Verfügung, die für die Eichung des Kalorimeters von Bedeutung sind: UNO, Ladungseichung der Analogelektronik, Pedestalbestimmung der Analogelektronik.

Verschiedene Modi der Datennahme können gewählt werden:

- **Abgekoppelte Datennahme:**  
Die Auslese des Kalorimeters findet unabhängig von weiteren Komponenten des ZEUS Detektors

<sup>6</sup>Diese Option ist derzeit noch nicht installiert.

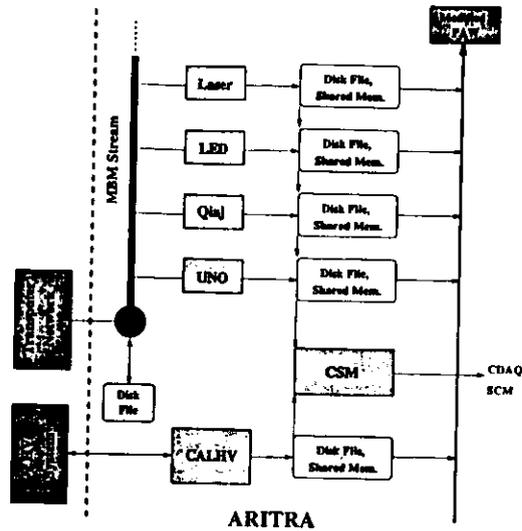


Abbildung 4.7: Überblick über die Prozesse bei der Datennahme mit dem Kalorimeter. Die Analyseprozesse (Laser, ..., UNO) können sowohl online wie auch offline ablaufen.

statt. Es können alle oben beschriebenen Datentypen angesteuert werden. Die Abtastfrequenz wird von einem internen Pulsgenerator geliefert.

- **Mittelwert-Datennahme:**  
Auf den Transputern werden die Mittelwerte und Standardabweichungen von rekonstruierter Ladung und Zeit gebildet, und nur diese werden anschließend gespeichert. Damit gehen zwar die Puls-zu-Puls-Informationen verloren, aber der Datenmodus ermöglicht eine große Ereigniszahl in kurzer Zeit. Die Datenmenge des gespeicherten Ergebnisses ist minimal und unabhängig von der Ereigniszahl.
- **Zentrale Datennahme:**  
Die Auslese des Kalorimeters wird von der zentralen Datennahme des ZEUS Detektors gesteuert. Die Abtastfrequenz wird vom GFLT geliefert (Kap. 3.1.8).
- **Testtrigger:**  
Sie ermöglichen eine beliebige Abfolge verschiedener Kalibrationsdatentypen während des Strahlbetriebs. Da nicht alle möglichen Positionen im HERA-Strahls tatsächlich mit Teilchen gefüllt sind, werden während der freien Takteinheiten mit einer Rate von etwa 1/min. Kalibrationspulse erzeugt.

Die Datensätze werden auf ein Speichermedium geschrieben und können weiter *offline* analysiert werden. Aus den Datenbanken (Anhang E) werden die Informationen der Monitore ausgelesen und zur Normierung der Lichtintensität verwendet. Das Zusammenspiel der verschiedenen Analyseprozesse zeigt Abb. 4.7.

### 4.3.2 Monitore

Für die Überwachung der Lichtintensität mit den Photodioden ist zum einen ein gutes Signal zu Rausch Verhältnis notwendig, zum anderen muß die Linearität der Lichtmessung gewährleistet sein. Ersteres wirkt sich besonders auf die Messung der Anzahl der Photoelektronen aus, da eine genaue Puls-zu-Puls-Korrektur notwendig ist (s. Kap. 5.1). Die Linearität der Lichtmessung ist die Grundvoraussetzung für die Messung der Linearität der Photoröhren. Hier wird die Abweichung im Intensitätsverhältnis aus Photodiode und Photoröhre gemessen (s. Kap. 5.2).

Bei der Lichtmessung mit den Halbleiterdioden ist die Anzahl der Photonen pro Flächeneinheit wesentlich geringer als die Zahl der Bandzustände. Die Linearität der Lichtumsetzung mit den Photodioden ist daher bis zu hohen Lichtintensitäten gesichert. Hier sollen die Ergebnisse der Linearitätsüberprüfung ihrer Ausleseelektronik mit dem Ladungseichungssystem vorgestellt werden. Es wurden 28 Messungen mit verschiedenen bekannten Ladungsamplituden vorgenommen. Bei jeder Einstellung wurde über die rekonstruierten Ladungen von 200 Ereignissen gemittelt. Die Abweichung von der Linearität  $\delta Q$  wird angegeben durch

$$\delta Q = \frac{\bar{Q}^{mon}}{DAC} \cdot \left\langle \frac{DAC}{Q^{mon}} \right\rangle - 1. \quad (4.5)$$

Die Größe  $\bar{Q}^{mon}$  ist der Mittelwert der Photodiodenladung bei einer festen Eingangsamplitude, die durch den DAC-Wert festgelegt ist. Der Normierungsfaktor  $\left\langle \frac{DAC}{Q^{mon}} \right\rangle$  wurde mittels Geradenanpassung im linearen Bereich bestimmt. Abb. 4.8a und 4.8b zeigen das Linearitätsverhalten der Diodenauslese

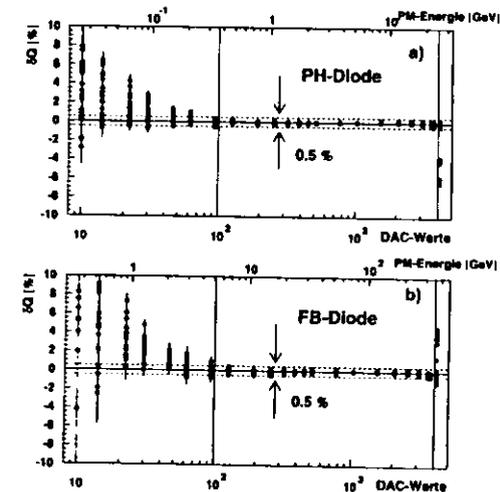


Abbildung 4.8: Linearitätsüberprüfung der Photodiodenauslese mit der Ladungseichung. Die unteren Skalen der X-Achse geben die Ladungsamplituden in DAC-Werten an, während die oberen Skalen die äquivalenten Photoröhrenenergien angeben, wie sie bei entsprechenden Laserintensitäten gemessen werden. Es sind die PH- und FB-Dioden der Module FCAL01 bis FCAL12 dargestellt. Bei den höchsten DAC-Werten tritt Sättigung der ADC auf den Digitalkarten auf.

getrennt nach PH- und FB-Diode. Die oberen Skalen der X-Achse sind in Einheiten von GeV angegeben. Sie entsprechen dem mittleren Energieäquivalent einer Photoröhre unter Verwendung von Laserlicht. Erzeugt zum Beispiel der Laser ein Photoröhrensinal von 5 GeV, so entspricht dies einem Signal der PH-Diode von 0.4 V und einem DAC Wert von 1000. Um ein entsprechend großes Signal der FB-Dioden zu erzeugen, muß die Laserintensität einer Photoröhrenenergie von 70 GeV entsprechen. Aus Abb. 4.8 läßt sich schließen: Die PH-Dioden sind linear innerhalb von 0.5% für einen Bereich der äquivalent zu einer Energiemessung von 200 MeV bis 25 GeV ist. Die FB Dioden decken den Bereich von 5 GeV bis 350 GeV Photoröhrenenergie mit einer Linearität von besser als 0.5% ab. Demnach kann der ganze dynamische Bereich ab 200 MeV genügend gut überwacht werden, mit einem ausreichenden Überlapp der beiden Diodyentypen.

Es wurde hier nur die Linearität der Elektronik überprüft. Bei Messungen mit dem Laser wurde die Linearität zwischen den unterschiedlichen Monitortypen bestimmt. Dabei wurden auch die TD-Dioden mit einbezogen, die das Laserlicht an anderer Stelle messen und deren Auslese sich zudem von den PH/FB-Dioden unterscheidet. Eine Übereinstimmung der Dioden untereinander innerhalb von 1% konnte festgestellt werden [62, 63].

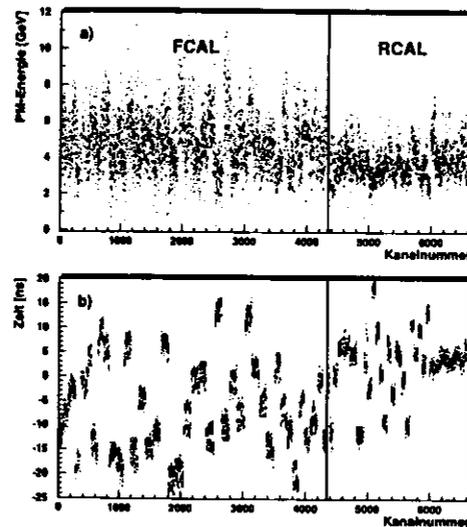


Abbildung 4.9: a) Intensitätsverteilung des LED-Lichts auf das Kalorimeter. Es ist eine typische Messung dargestellt, die in regelmäßigen Abständen zur Stabilitätsmessung durchgeführt wird. b) Mittlere Zeiten der Photoröhren bei einer Messung mit den Leuchtdioden. Aufgrund von Einflüssen auf den Steuerepuls sind die Lichtsysteme zeitlich gegeneinander verschoben.

### 4.3.3 LED/Laser

In diesem Abschnitt sollen die charakteristischen Eigenschaften des Lichtsystems zusammengefaßt werden. Dazu gehören Ladungs- und Zeitstabilitäten sowie Homogenitäten in der Lichtverteilung. Die von den Photoröhren gelieferten Ladungen werden nach ihrer Digitalisierung zunächst in Einhei-

ten von pC berechnet. Anschließend werden sie in der *Online*-Rekonstruktion mit einem Faktor  $\epsilon$  multipliziert, um die Umrechnung von pC nach GeV vorzunehmen. Alle Angaben der Ladungen, der Lichtintensitäten und Energien der Kalometerauslese werden in dieser Arbeit daher gleichermaßen in GeV angegeben.

Abb. 4.9 zeigt die Intensitätsverteilung und die Zeitverteilung des LED-Lichts für alle Kanäle des F/RCAL. Die Intensitäten entsprechen im Mittel einer Energie von 4.5 GeV/Photoröhre. Damit wird ausschließlich der Auslesezeit *high gain* betrieben (s. Tab. 3.1). Durch individuelles Einstellen des 8-Bit DAC der LED-Steuereinheit konnte eine homogene Intensitätsverteilung erreicht werden. Dennoch ist die Streuung von Kanal zu Kanal recht groß (35%). Der Grund liegt in Variationen der Lichteinkopplung und den unterschiedlichen Spannungen der Photoröhren.

Die Zeitverteilung weist Kanalgruppen auf, die zeitlich stark gegeneinander verschoben sind. Eine Kanalgruppe besteht immer gerade aus einem LED-System. Obwohl der *Trigger*-Puls für alle Systeme gleichzeitig von den Multiplexern verteilt wird, erreicht der Steuerepuls die Leuchtdioden nicht gleichzeitig. Der Grund liegt in einer Verformung der Pulsflanke bei der Steuerung des Pulstreibers in der LED-Box. Für Laserdaten treten diese Verschiebungen nicht auf (Kap. 6.2.4).

Der große Vorteil einer LED-Messung liegt in der Stabilität. Im Gegensatz zum Laser lassen sich mit den Leuchtdioden die Intensitäten sehr gut reproduzieren, ohne daß eine externe Monitorisierung notwendig ist. Der Intensitätsunterschied von LED-Messungen an zwei aufeinanderfolgenden Tagen liegt deutlich unter 0.5%. Daher eignet sich das LED-System hervorragend zur Überprüfung des Kalorimeters unter verschiedenen Bedingungen. In Kap. 5.3 wird dies für die Messung von Magnetfeldabhängigkeiten ausgenutzt. Über einen Zeitraum von zwei Monaten zeigen sich jedoch Verschiebungen der rekonstruierten Ladungen und Zeiten [64, 65]. Es ist noch nicht eindeutig geklärt, ob diese auf das LED-System oder auf das Kalorimeter bzw. die Ausleseelektronik zurückzuführen sind.

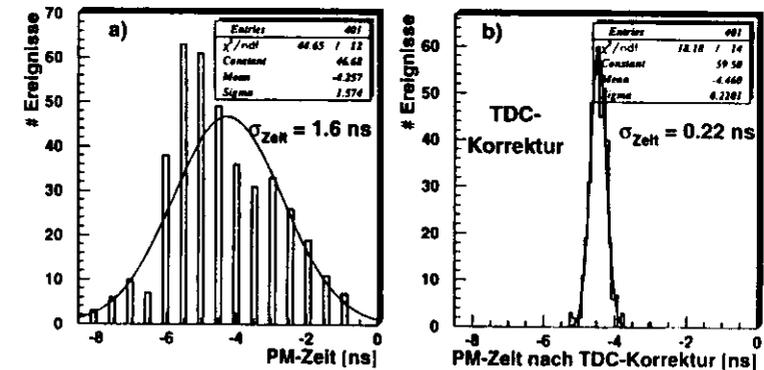


Abbildung 4.10: a) Zeitschwankungen des Lasers gemessen mit einer Photoröhre. Die Digitalisierung der DSP-Zeiten von 0.5 ns ist zu erkennen. b) Mit dem TDC wurde eine Puls-zu-Puls-Korrektur durchgeführt.

Der Vorteil des Lasers liegt vor allem in seiner hohen Intensität und dem gleichzeitigen Beleuchten aller Photoröhren. Mit dem ZEUS Lasersystem können nahezu alle Photoröhren bis zu ihrer Sättigung ausgeleuchtet werden. Jedoch ist ein Laser im Vergleich zu den Leuchtdioden eine relativ instabile Lichtquelle. Man hat es dabei sowohl mit Puls-zu-Puls-Variationen wie auch mit Langzeitänderungen zu tun. Die Intensität schwankt um 3 bis 5% von Puls zu Puls, der Pulszeitpunkt schwankt um 0.5 bis 3 ns. Hinzu kommen Drifts während einer Messung, aber vor allem Änderungen von Messung zu Messung. So kann beispielsweise die mittlere Zündzeit relativ zum Eingangs *Trigger* zwischen

zwei Messungen um mehr als 10 ns variieren. Zur Verwendung des TDC als Zeitmonitor sei auf Abb. 4.10 hingewiesen. Die Puls zu- Puls Schwankungen von 1.6 ns (Abb. 4.10a) konnten durch die TDC-Korrektur auf 0.22 ns reduziert werden (Abb. 4.10b).

Zwei spezielle Datentypen des Lichtsystems sind Intensitäts- und Zeitdurchläufe. Für die Intensitätsdurchläufe wird das kontinuierliche Filter verwendet. Abb. 4.11 zeigt den Intensitätsverlauf von 1000 Ereignissen für eine Photoröhre. Zusätzlich ist die Ladung einer Diode eingetragen, die ebenfalls der Intensität folgt. Dieser Datentyp eignet sich besonders zur Überprüfung der Linearität der Photoröhren (Kap. 5.2).

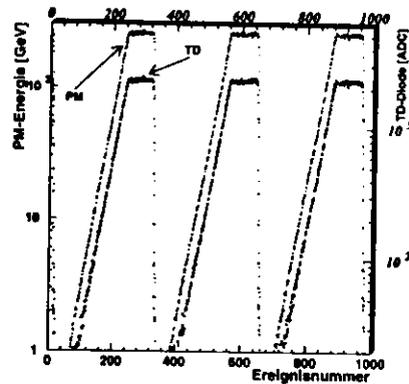


Abbildung 4.11: Intensitätsverlauf des Laserlichts unter Verwendung des kontinuierlichen Filters. Die Energie einer Photoröhre (linke Skala) und die Ladung einer TD-Diode (rechte Skala) sind als Funktion der Ereignisnummer dargestellt.

Bei einem Zeitdurchlauf wird der Trigger-Puls von Ereignis zu Ereignis um einen festen Betrag von 0.5 oder 1 ns bezüglich des Auslesetaktes verschoben. Die Zeit wird von dem TDC gemessen. Mit diesem Datentyp kann die Form der Pulse abgetastet werden. Je nach Breite des Lichtpulses an der Photokathode verändert sich das geformte Signal der Analogelektronik. Damit ermöglicht die Pulsform eine Aussage über das Zeitspektrum der gemessenen Photonen. In Kap. 3.3.3 wurde bereits auf die Form der Kalorimeterpulse für Elektronen eingegangen, die sich im wesentlichen aus der Abklingkonstante des Wellenlängenschiebers und den Reflexionen des Lichts ergibt. Aufgrund der verzögerten Energieablagerungen hadronischer Schauer ändert sich das Zeitspektrum der Photonen und damit auch die Pulsform im Vergleich zu elektromagnetischen Schauern. Es muß daher auch untersucht werden, wie die Pulsformen für die verwendeten Lichtquellen aussehen. Durch Abtasten

Datentyp	Abklingkonstante
$\delta$ -Funktion	$\tau_{\delta} = 33.0$ ns
Elektronen	$\tau_{beam} = 36.5$ ns
Laser	$\tau_{laser} = 35.0$ ns
LED	$\tau_{LED} = 41.2$ ns
Ladungseichung	$\tau_{inj} = 37.5$ ns

Tabelle 4.2: Parameter  $\tau$  der Antwortfunktion für verschiedene Datentypen

der Pulsform bei einem Zeitdurchlauf kann die Antwortfunktion (Gl. 3.5) angepaßt werden, aus der die Größe  $\tau$  bestimmt wird. Abb. 3.12 zeigt den LED-Puls im Vergleich zu den Elektronenpulsen. In Tabelle 4.2 sind die Werte für  $\tau$  für die unterschiedlichen Datentypen zusammengefaßt [41]. Es ergeben sich deutliche Unterschiede, insbesondere für die Leuchtdioden. Die Antwortfunktion für den Laser stimmt mit der Form der Elektronenpulse am besten überein.

Ein Zeitdurchlauf ist ebenfalls notwendig, um die Koeffizienten der Polynomkorrekturen für Ladung und Zeit zu bestimmen (Gl. 3.9 und 3.12). Aufgrund der unterschiedlichen Pulsformen müssen die Koeffizienten für die verschiedenen Datentypen getrennt ermittelt werden. Für Signale von Teilchen werden die Korrekturen des Lasers verwendet. Abb. 4.12 zeigt die Daten für den Laser. Zusätzlich sind die Korrekturfunktionen für die Datentypen LED und Ladungseichung eingetragen. Die Tabellen D.3 und D.4 im Anhang enthalten die genauen Polynomkoeffizienten.

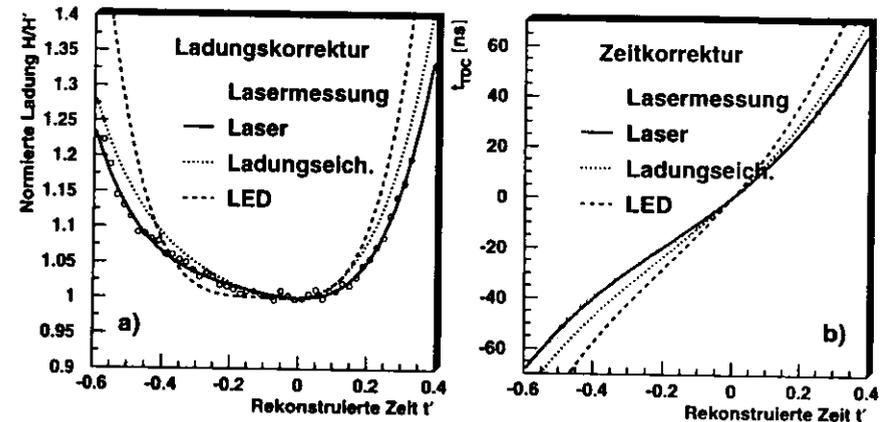


Abbildung 4.12: Korrekturpolynome für Energie (a) und Zeit (b) ermittelt mit Laserdaten im Vergleich zu LED- (gestrichelt) und Ladungseichungsdaten (gepunktet). Die Zeiten  $t'$  beziehen sich auf Gleichung 3.11.

## Kapitel 5

# Anwendungen der Lichteichung

In diesem Kapitel sollen die wichtigsten Anwendungen des Lichteichungssystems vorgestellt und die bisherigen Ergebnisse zusammengefaßt werden. Ein besonderes Gewicht erhält dabei die Bestimmung der Anzahl der Photoelektronen. Die Anwendung der Zeiteichung wird in Kap. 6 gesondert behandelt.

### 5.1 Bestimmung der Anzahl der Photoelektronen und Stabilität des Kalorimeters

Die mittlere Anzahl der Photoelektronen  $N_{pe}(E)$  gibt an, wie viele Elektronen bei einer abgelagerten Energie  $E$  an der Photokathode erzeugt werden. Betrachtet man die mittlere Anzahl der Photoelektronen pro Energieeinheit [GeV], so erhält man eine Aussage über die Lichtausbeute der Kalorimeterzelle, eine charakteristische Kenngröße der optischen Eigenschaften des Kalorimeters

$$n_{pe} = \frac{N_{pe}(E)}{E}. \quad (5.1)$$

Da es sich bei der Lichtezeugung und der Produktion von Photoelektronen um statistische Prozesse handelt, hängt die statistische Schwankung der Anzahl der Photoelektronen von der Anzahl der im Mittel erzeugten Photoelektronen ab. Daraus ergibt sich eine direkte Konsequenz für die Kalorimeterauflösung:

1. Die Anzahl der Photoelektronen bildet eine untere Grenze für die Energieauflösung  $\sigma_E$ :

$$\frac{\sigma_E^*}{E} = \frac{1}{\sqrt{N_{pe}(E)}}. \quad (5.2)$$

Bei  $n_{pe} = 110/\text{GeV}$  pro Photoröhre<sup>1</sup> für die EMC Sektion ist damit der Beitrag zur Energieauflösung einer Zelle  $6.7\%/\sqrt{E}$ , bei einer Gesamtauflösung von  $18\%/\sqrt{E}$  für Elektronen also nicht zu vernachlässigen (s. Kap. 3.2.2).

2. Ebenso wird die Ortsauflösung  $\sigma_X$  durch die Anzahl der Photoelektronen beschränkt. Bei Elektronen gilt für die Auflösung der  $X$ -Koordinate

$$\sigma_X^*(E) = \frac{\lambda}{\sqrt{N_{pe}(E)}}. \quad (5.3)$$

<sup>1</sup>Also insgesamt 220 Photoelektronen pro GeV Energieablagerung in einer Zelle

wobei  $\lambda \approx 41$  cm die Abschwächlänge der Szintillatoren ist [52].

3. Die Zeitmessung erfolgt als Mittelung über die Ankunftszeiten der gemessenen Photonen. Sie wird daher auch durch die Anzahl der Photoelektronen beeinflusst (s. Kap. 6.3).

Die statistischen Prozesse bei der Erzeugung der Photoelektronen folgen der Poisson-Statistik. Die Standardabweichung  $\sigma_{N_{pe}}$  der Verteilung der Anzahl der Photoelektronen  $N_{pe}$  bei konstanter Lichtintensität ist demnach

$$\sigma_{N_{pe}} = \sqrt{N_{pe}}. \quad (5.4)$$

Die mittlere Anzahl der Photoelektronen ist proportional zu der an der Anode gemessenen Ladung  $Q$ . Daher gilt auch für die Standardabweichung  $\sigma_Q$  der Ladung

$$\sigma_Q \propto \sqrt{N_{pe}}. \quad (5.5)$$

Das Quadrat des Quotienten von Ladung und Standardabweichung ist damit proportional zur Anzahl der Photoelektronen

$$N_{pe} \propto \left(\frac{Q}{\sigma_Q}\right)^2. \quad (5.6)$$

Um die Photoelektronen  $n_{pe}$  pro abgelagerter Energie einer Zelle zu bestimmen, muß mit dem Konversionsfaktor  $\epsilon$  multipliziert werden, der die Ladung  $Q$  [pC] in die Energie [GeV] umrechnet. Durch die Werte des Uransignals ist die Energieskala festgelegt (Kap. 3.4.1). Damit erhält man für die Anzahl der Photoelektronen pro GeV

$$n_{pe} = \left(\frac{Q}{\sigma_Q}\right)^2 \cdot \frac{\epsilon}{Q} = \epsilon \cdot \frac{Q}{\sigma_Q^2}. \quad (5.7)$$

Zur Bestimmung der mittleren Anzahl der Photoelektronen muß für jede Photoröhre bei einer festen Lichtmenge die mittlere Ladung  $Q$  und die Standardabweichung  $\sigma_Q$  bestimmt werden. Der statistische Fehler für die mittlere Anzahl der Photoelektronen  $\delta n_{pe}$  ergibt sich aus den Unsicherheiten  $\delta Q$  und  $\delta \sigma_Q$  in der Bestimmung von  $Q$  und  $\sigma_Q$ . Wenn  $m$  die Anzahl der gemessenen Ereignisse ist, dann gilt:

$$\delta Q = \frac{\sigma_Q}{\sqrt{m}} \quad \text{und} \quad \delta \sigma_Q = \frac{\sigma_Q}{\sqrt{2(m-1)}}. \quad (5.8)$$

Aus der Fehlerfortpflanzung folgt damit der relative Fehler von  $n_{pe}$

$$\frac{\delta n_{pe}}{n_{pe}} = \sqrt{\left(\frac{\delta Q}{Q}\right)^2 + 4 \cdot \left(\frac{\delta \sigma_Q}{\sigma_Q}\right)^2} = \sqrt{\frac{1}{m} \left(\frac{\sigma_Q^2}{Q^2} + 2\right)} \approx \sqrt{\frac{2}{m}}. \quad (5.9)$$

Dabei wurde die Annahme gemacht, daß  $m \approx m - 1$  also  $m$  groß ist. Außerdem wurde  $\sigma^2/Q^2 \approx 10^{-4}$  vernachlässigt. Für eine gute Bestimmung von  $n_{pe}$  ist demnach eine große Anzahl von Ereignissen notwendig. Bei 1000 Ereignissen beträgt der relative statistische Fehler noch 4.5%.

Die mittlere Anzahl der Photoelektronen läßt sich auf verschiedene Arten bestimmen. Eine Möglichkeit ist die Bestimmung aus der Energiedifferenz von rechter und linker Photoröhre einer Zelle bei Teilchendaten. Allerdings ist diese Messung nur im Teststrahl möglich [31]. Diese Arbeit konzentriert sich auf die Methoden mit dem Lichteichungssystem. Diese haben den Vorteil, daß die Messung regelmäßig durchgeführt werden kann. Damit kann die Größe  $n_{pe}$  über einen längeren Zeitraum beobachtet werden. Aus ihrer Änderung kann auf die Stabilität des Kalorimeters geschlossen werden (Kap. 5.1.3). Bei der Bestimmung der Anzahl der Photoelektronen ist es essentiell, daß die Ladungsschwankungen  $\sigma_Q$  ausschließlich auf die Photoelektronenstatistik zurückzuführen sind. Jede zusätzliche Puls zu Puls Schwankung führt zu einer Verringerung des ermittelten Wertes von  $n_{pe}$ , wenn sie nicht sorgfältig bestimmt und berücksichtigt wird.

### 5.1.1 Bestimmung der Anzahl der Photoelektronen aus einem Intensitätsdurchlauf

In diesem Kapitel soll eine Methode zur Bestimmung der Anzahl der Photoelektronen vorgestellt werden, die für Messungen mit den Leuchtdioden in einem Testaufbau [46, 47] an den F/RCAL Modulen im Jahre 1990 durchgeführt wurden. Bevor auf die Methode selbst eingegangen wird, muß zunächst die Rekonstruktion der Photoröhrenladungen vorgestellt werden, die sich von dem im Kap. 3.3.4 beschriebenen Verfahren unterscheidet.

Die Datennahme erfolgte, im Gegensatz zur späteren Auslese im ZEUS-Detektor, im asynchronen Modus. Darunter versteht man, daß keine feste Phasenbeziehung zwischen dem Trigger Puls der Leuchtdioden und dem Auslesetak besteht. Die rekonstruierte Zeit ist damit gleichverteilt im Intervall  $\pm 45$  ns. Da in dem Testaufbau noch keine Rekonstruktion von Ladung und Zeit auf dem DSP durchgeführt wurde, wurden alle 8 Stichproben ausgelesen, um sie *offline* zu rekonstruieren. Dabei wird die Ladung  $H'$  nach dem Dreiecksalgorithmus (Gl. 3.8) berechnet, d.h. aus der gewichteten Summe zweier Samples. Für weitere Berechnungen und Korrekturen wird die analytische Pulsform  $Z(t)$  aus Gleichung 3.5 verwendet, die durch die drei Samples  $(h_1, h_2, h_3)$  eindeutig bestimmt ist. Zu diesem Zweck werden die reduzierten Größen  $z = t/r$  und  $u = 96 \text{ ns}/r$  eingeführt. Dabei ist  $r$  die charakteristische Abklingkonstante des Pulses (Gl. 3.5 und Tab. 4.2) und  $t$  die Zeitachse. Gleichung 3.5 schreibt sich damit

$$Z(z) = \frac{e^{-z}}{6r} \cdot z^3. \quad (5.10)$$

Durch Umformungen lassen sich nun folgende Größen direkt aus der analytischen Pulsform (Gl. 5.10) und den drei Samples  $(h_1, h_2, h_3)$  bestimmen:

$$\tau = -\frac{s}{3 \cdot \ln e^{-z}} = -\frac{s}{3 \cdot \ln \beta}, \quad (5.11)$$

mit

$$\beta \equiv e^{-z} = \left(\frac{h_2}{h_1}\right)^{\frac{1}{3}} - \sqrt{\left(\frac{h_2}{h_1}\right)^{\frac{2}{3}} - \left(\frac{h_3}{h_1}\right)^{\frac{1}{3}}}. \quad (5.12)$$

Ebenso läßt sich der nominale Zeitpunkt  $z_0$  berechnen, bei dem  $h_1 = h_2$  ist

$$z_0 = \frac{3 \cdot \ln \beta}{1 - \beta^{-1}}, \quad (5.13)$$

und damit auf die Zeitverschiebung  $\Delta z$  zwischen Auslesetak und nominaler Zeitposition schließen

$$\Delta z = z - z_0 = \frac{s \cdot \sqrt{\frac{h_2}{h_1}} \beta}{1 - \sqrt{\frac{h_2}{h_1}} \beta}. \quad (5.14)$$

Bei asynchroner Datennahme ist die Berücksichtigung der Ladungsänderung durch Zeitverschiebungen besonders wichtig. Es wird daher für jedes Ereignis ein Zeitkorrekturfaktor  $T_{korr}^{LED}$  bestimmt, der sich aus dem Ladungsverhältnis zur nominalen reduzierten Zeit  $z_0$  ergibt

$$T_{korr}^{LED} = \frac{Q(z_0)}{Q(z)} = \left(\frac{z_0}{z}\right)^3 \cdot e^{z-z_0} \cdot \frac{1 + 1.8 \cdot e^{-u} \cdot \left(1 + \frac{u}{z_0}\right)^3}{1 + 1.8 \cdot e^{-u} \cdot \left(1 + \frac{u}{z}\right)^3}. \quad (5.15)$$

Eine zweite Korrektur ist notwendig, um die Photoelektronen auf die Energieeinheit in GeV zu beziehen. Durch die breitere Pulsform bei LED-Daten (Abb. 3.12) wird bei Addition der beiden Samples  $h_1$  und  $h_2$  die Ladung unterschätzt. Bei einem Vergleich der Ladungen von LED und Elektronen Pulsen zum nominalen reduzierten Zeitpunkt  $z_0$  läßt sich die sogenannte Flächenkorrektur  $F_{korr}^{LED}$  berechnen

$$F_{korr}^{LED} = \frac{Q_{beam}}{Q_{LED}} = \frac{\tau_{LED}}{\tau_{beam}} \cdot \left(\frac{z_{0,beam}}{z_{0,LED}}\right)^3 \cdot e^{(z_{0,LED} - z_{0,beam})}. \quad (5.16)$$

Unter Verwendungen der  $\tau$  Werte aus Tab. 4.2 folgt  $F_{korr}^{LED} = 1.066$ , also eine Ladungskorrektur um nahezu 7%. Die Ladung bei LED-Daten wird schließlich wie folgt berechnet

$$Q = H' \cdot T_{korr}^{LED} \cdot F_{korr}^{LED} \quad [\text{pC}]. \quad (5.17)$$

Der hier verwendete Algorithmus wird in [44, 54] ausführlicher beschrieben.

In erster Ordnung sind die  $n_{pe}$  nach Gleichung 5.7 unabhängig von der Lichtintensität. Bei kleinen Ladungen macht sich dennoch das Rauschen der Elektronik und das Uranrauschen bemerkbar, so daß die berechnete Anzahl der Photoelektronen bei kleinen Intensitäten abnimmt. Aber auch bei großen Ladungen sind Effekte möglich, die eine Vergrößerung der Standardabweichung  $\sigma_Q$  verursachen. Dies sind zum Beispiel statistische Fehler in der Ladungsrekonstruktion oder in der Bestimmung von  $\tau$  (Gl. 5.11) aber auch eventuelle Puls-zu-Puls-Schwankungen der LED Intensität. Es empfiehlt sich daher den Quotienten  $\frac{\sigma_Q^2}{Q}$  für verschiedene Ladungen abzutasten. Für die Module FCAL 11 und FCAL 14 wurden im Teststand 16 Messungen mit unterschiedlicher LED-Intensität im Bereich von 0 bis 100 pC durchgeführt. Die Bestimmung der Photoelektronen geschieht über eine Parametrisierung, bei der die inverse Anzahl der Photoelektronen  $\frac{1}{n_{pe}} = \frac{\sigma_Q^2}{Q}$  gegen die Ladung  $Q$  aufgetragen wird. An die Meßpunkte wird eine Funktion folgender Form angepaßt:

$$\frac{\sigma_Q^2}{Q} = a \cdot Q + \frac{C}{b} + \frac{c}{Q}. \quad (5.18)$$

Der Term  $\frac{c}{Q}$  soll den Beitrag des Rauschens wiedergeben, während der Term  $a \cdot Q$  der oben beschriebenen Ungenauigkeiten in der Ladungsbestimmung Rechnung tragen soll. Dann ist  $b$  die gesuchte Anzahl der Photoelektronen pro GeV. Für den Konversionsfaktor  $C = e/2 = 4.75 \text{ pC/GeV}^{(2)}$ . Für die Berechnung der Ladung wurde zuvor ein mittlerer Parameter für  $\tau = s/u = 42.0$  ns bestimmt und konstant gehalten, da bei ereignisweiser Berechnung eine zusätzliche Streuung von 1-2% addiert wird. Für jedes LED System muß das  $\tau$  separat bestimmt werden.

In Abb. 5.1 ist diese Parametrisierung für einige Photoröhren gezeigt. Tab. 5.1 faßt die Ergebnisse der Anzahl der Photoelektronen für die Module FCAL 11 und FCAL 14 zusammen. In der Tat ist der

Photoelektronen aus dem Intensitätsdurchlauf in $[\text{GeV}^{-1}]$				
Sektion	FCAL 11		FCAL 14	
	$n_{pe}$	Streuung	$n_{pe}$	Streuung
EMC	121	25	119	30
HAC0	274	59	212	16
HAC1	167	31	145	30
HAC2	195	36	201	30

Tabelle 5.1: Ergebnisse der Anzahl der Photoelektronen aus einer Parametrisierung über verschiedene LED-Intensitäten mit asynchroner Datennahme.

Parameter  $a$  sehr klein ( $a = 0.8 \pm 5.0 \cdot 10^{-5}$ ), was auf eine nur sehr schwache Energieabhängigkeit der Anzahl der Photoelektronen schließen läßt. Der Parameter  $c$  ist im Mittel  $c = (0.53 \pm 0.59) \cdot 10^{-2} \text{ pC}^2$  und entspricht dem Quadrat des Rauschens  $\sigma_0^2$ . Eine Umrechnung in Energiewerte ergibt  $\sigma_0 = (15 \pm 8) \text{ MeV}$  und ist damit in guter Übereinstimmung mit dem Mittelwert von 21 MeV für FCAL.

Die Methode zur Bestimmung der Anzahl der Photoelektronen über die Parametrisierung der Energieabhängigkeit von  $\sigma_Q^2/Q$  ist also sehr vielversprechend. Jedoch stellt sich heraus, daß trotz festgesetzten

<sup>2</sup> $c = 4.5 \text{ pC/GeV}$  war der Umrechnungsfaktor für die Testaufbauten. Im ZEUS-Experiment gelten andere Werte [43]

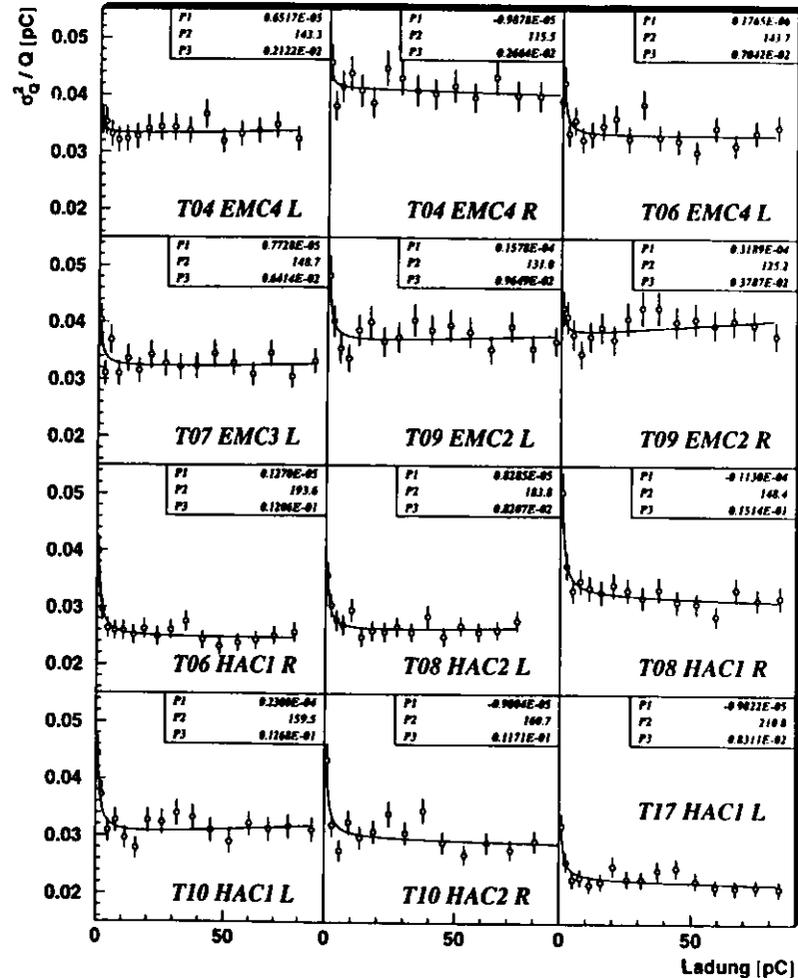


Abbildung 5.1: Bestimmung der Anzahl der Photoelektronen durch eine Parametrisierung von  $\frac{\sigma_Q^2}{Q^2}$  für verschiedene Energiewerte. Die Werte  $P1$ ,  $P2$ ,  $P3$  entsprechen den Parametern  $a$ ,  $b$ ,  $c$  aus dem Text.

$\tau$  eine zusätzliche Verbreiterung der Ladungsverteilung vorliegt, die nicht auf der Photostatistik beruht. Diese Schwankungen sind auf die Korrektur  $T_{\text{kor}}^{\text{LED}}$  zurückzuführen, die die Phasenabhängigkeit der Ladungsrekonstruktion nicht ausreichend ausgleicht. Dies legt nahe, daß die analytische Funktion  $Z(z)$  in Gleichung 5.10, aus der die Phasenkorrektur  $T_{\text{kor}}^{\text{LED}}$  bestimmt wird, die LED Pulse nicht ausreichend gut beschreibt. Tatsächlich zeigt Abb. 5.2 eine Differenz zwischen dem Datenpuls und der angepaßten Funktion. Es muß also entweder eine andere Funktion gefunden werden oder weitere

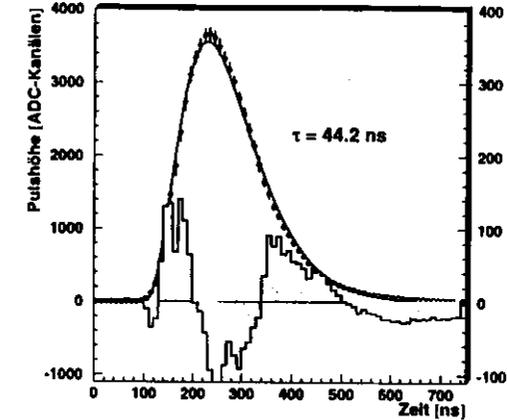


Abbildung 5.2: Antwortfunktion der Analogelektronik bei LED-Daten (Punkte). Die durchgezogene Linie ist eine Anpassung der Form  $Z(t)$ . In zehnfacher Vergrößerung (rechte Skala) ist die Differenz aus Daten und Anpassung dargestellt.

Korrekturterme zur Anpassung der Zeitabhängigkeit bestimmt werden. Diese Aussage gilt natürlich auch für die anderen Größen ( $\tau$ ,  $z_0$ ,  $F_{\text{kor}}^{\text{LED}}$ ), die aus der analytischen Pulsfunktion abgeleitet werden. Für die Korrektur der Zeitabhängigkeit der Ladung empfiehlt sich eine Polynomkorrektur, wie in Kap. 4.3.3 beschrieben.

Das Problem der zusätzlichen Schwankungen wird bei synchroner Datennahme vermieden. In diesem Fall besteht eine feste Beziehung zwischen LED-Puls und dem Auslesetakt. Im folgenden Kapitel wird diese Methode der Datennahme, die im ZEUS-Experiment möglich ist, für die Bestimmung der Anzahl der Photoelektronen ausgenutzt.

Eine Untersuchung der Pulsformen mit Laserdaten zeigt dagegen eine gute Übereinstimmung der analytischen Pulsform mit der gemessenen Pulsform des Lasers. Dies ergibt sich aus einem Vergleich der Größen  $\tau$ ,  $\Delta z$ ,  $Q$  und  $\sigma_Q$  von Laser-Messungen mit einer Monte-Carlo-Simulation, der die analytische Pulsform zugrunde liegt [67].

### 5.1.2 Die Anzahl der Photoelektronen bei konstanter Intensität

Mit der Mittelwert-Datennahme (s. Kap. 4.3.1) ist seit 1993 eine Möglichkeit gegeben, Messungen mit sehr großen Ereigniszahlen durchzuführen. Dabei werden die Mittelwerte  $Q$  und die Standardabweichungen  $\sigma_Q$  aller Photoröhren bereits auf den Transputern berechnet. Da die Leuchtdioden synchron mit dem Auslesetakt gepulst werden, treten keine Zeitschwankungen auf. Durch die hohe Anzahl der Ereignisse läßt sich der statistische Fehler stark reduzieren. Bei 10 000 Ereignissen beträgt er nur noch 1.4%. Bei Wahl der LED-Intensität in einem Bereich, in dem die Energieabhängigkeit der Anzahl der

Photoelektronen minimal ist (etwa 5 GeV), ergibt sich die mittlere Anzahl der Photoelektronen für jede Photoröhre des F/RCAL direkt aus einer Messung. Allerdings müssen noch einige Korrekturen durchgeführt werden:

- Korrektur des Rauschens: Da das elektronische Rauschen und das Uranrauschen  $\sigma_0$  einen Beitrag zur Breite der Ladungsverteilung liefert, muß dieser quadratisch von dem gemessenen  $\sigma_Q$  abgezogen werden:

$$\sigma_{n_{pe}}^2 = \sigma_Q^2 - \sigma_0^2 \quad (5.19)$$

Der Term  $\sigma_0$  ergibt sich aus einer *Pedestal*-Messung, bei der "leere" Ereignisse rekonstruiert werden.

- Der Konversionsfaktor  $\epsilon$  ist nur dann exakt gültig, wenn der gemessene Uranstrom  $I_{\text{UNO}}$  seinen nominalen Wert  $I_{\text{UNO}}^{\text{nom}}$  annimmt, was nicht immer exakt gegeben ist (Werte für  $I_{\text{UNO}}^{\text{nom}}$  siehe [43]). Um jedoch die Anzahl der Photoelektronen  $n_{pe}$  pro GeV auszudrücken, werden die Ladungen durch Multiplikation mit  $\frac{I_{\text{UNO}}}{I_{\text{UNO}}^{\text{nom}}}$  korrigiert, wobei  $I_{\text{UNO}}$  der aktuelle gemessene Uranstrom ist:

$$n_{pe}^* = n_{pe} \cdot \left( \frac{I_{\text{UNO}}}{I_{\text{UNO}}^{\text{nom}}} \right) \quad (5.20)$$

- Es ist zwar keine Zeitschwankung von Ereignis zu Ereignis zu erwarten, jedoch weichen die Zeitmittelwerte der Kanäle voneinander ab. Dies ist besonders bei LED-Messungen der Fall, wie in Abb. 4.9b gezeigt wurde. Die Zeitkorrektur der Ladung, die auf den DSP durchgeführt wird, beruht auf Laser-Daten und ist, wie in Abb. 4.12 ersichtlich, nicht für die Leuchtdioden gültig. Für eine korrekte Angabe der  $n_{pe}$  pro GeV muß die Polynomkorrektur für die Leuchtdioden angewandt werden. Im Gegensatz zur asynchronen Messung genügt für jede Photoröhre allerdings eine Korrektur des Mittelwerts über alle Ereignisse.
- Der Flächenkorrekturfaktor  $F_{\text{kor}}^{\text{LED}} = 1.066$  muß in die Berechnungen mit einbezogen werden. Da im DSP bereits ein Konvertierung von pC nach GeV mit dem Faktor  $\epsilon$  durchgeführt wurde, müssen die Ladungen und Standardabweichungen noch durch 2 dividiert werden.

Aus einer Messung im Mai 1994 ergeben sich die mittleren Werte für die Anzahl der Photoelektronen pro GeV aus Tab. 5.2, aufgeschlüsselt nach den Sektionstypen. Der angegebene Fehler entspricht der

Photoelektronen aus Messung mit hoher Statistik [GeV <sup>-1</sup> ]				
	EMC	HAC0	HAC1	HAC2
FCAL	108 ± 26	239 ± 46	153 ± 30	175 ± 33
RCAL	238 ± 34	270 ± 30	191 ± 42	--

Tabelle 5.2: Mittelwerte und RMS der Anzahl der Photoelektronen aus einer LED-Messung mit 10000 Ereignissen

Streuung der Anzahl der Photoelektronen von Photoröhre zu Photoröhre. Der statistische Fehler für eine einzelne Photoröhre beträgt lediglich 1.4%. Die Werte sind mit denen in Tab. 5.1 konsistent. Dies zeigt sich in Abb. 5.3 noch deutlicher, in der die  $n_{pe}$  für die Module F11 und F14 aus den beiden Messungen gegeneinander aufgetragen sind. Die Korrelation ist sehr gut, vor allem wenn man bedenkt, daß zwischen den Messungen 3.5 Jahre liegen und zwei verschiedene Methoden für die Bestimmung der Werte angewandt wurden. Dennoch ist eine Differenz der Messungen von im Mittel 7% mit einer Breite von 9% festzustellen.

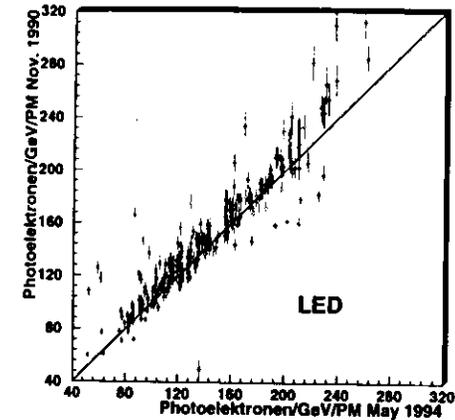


Abbildung 5.3: Vergleich der Photoelektronenmessung mit zwei verschiedenen Methoden im Abstand von 3.5 Jahren. Es sind die Module F11 und F14 dargestellt.

Eine weitere Methode für die Bestimmung der Anzahl der Photoelektronen bietet der Laser. Vor allem für das BCAL ist die Messung mit dem Laser wichtig, da dort keine Leuchtdioden installiert sind. Der wesentliche Unterschied zur LED-Messung ist durch die Puls-zu-Puls-Schwankungen der Laserintensität gegeben. Da diese einen zusätzlichen Beitrag zur Standardabweichung der rekonstruierten Ladungen liefern ( $\sigma_{n_{pe}}^2 = \sigma_Q^2 + \sigma_0^2 + \sigma_{\text{Laser}}^2$ ), muß eine sorgfältige Ladungsnormierung für jedes Ereignis durchgeführt werden. Hierzu können entweder die Monitordioden verwendet werden oder ein Mittelwert über eine große Zahl von ausgewählten Photoröhren. Das Resultat einer Messung mit dem Stickstofflaser [68] soll hier mit der LED-Messung verglichen werden. In Abb. 5.4a und 5.4b sind die Korrelationen der Messungen für FCAL und RCAL aufgetragen. Die Übereinstimmung ist sehr gut. Eine Differenz der Werte für FCAL ergibt jedoch eine systematische Verschiebung um 13% zu größeren Werten für die LED-Messung, die hauptsächlich durch die EMC-Röhren hervorgerufen wird. Die Breite der Differenzverteilung beträgt 15%. Im RCAL ist die Übereinstimmung mit einer Differenz von -3% und einer Breite von 6% deutlich besser.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Messung der Anzahl der Photoelektronen mit verschiedenen Methoden innerhalb eines systematischen Fehlers von 5 bis 10% übereinstimmen. Die Genauigkeit ist ausreichend, um den Einfluß auf die Kalorimeterauflösung zu bestimmen. Die Photoelektronen im BCAL können daher auch mit dem Laser bestimmt werden. Wie im nächsten Kapitel gezeigt wird, sind bei Festlegung auf eine Methode Aussagen über die Stabilität der Anzahl der Photoelektronen mit einer Genauigkeit von 1% möglich.

### 5.1.3 Messung der Anzahl der Photoelektronen zur Überwachung der Kalorimeterstabilität

Die mittlere Anzahl der Photoelektronen pro GeV ermöglicht eine Aussage über die Lichtausbeute des Kalorimeters. Durch Strahlenbelastung und Alterung könnte eine Abnahme der Lichtausbeute auftreten. So kann die Effizienz  $\epsilon_L$  der Szintillatoren und Wellenlängenschieber im Laufe der Zeit geringer werden. Ebenso kann die Quateneffizienz der Kathode  $\epsilon_P$  der Photoröhren abnehmen [69]. Bei einer Messung der Lichtintensität mit dem Lichteichungssystem (LED oder Laser) gilt für die

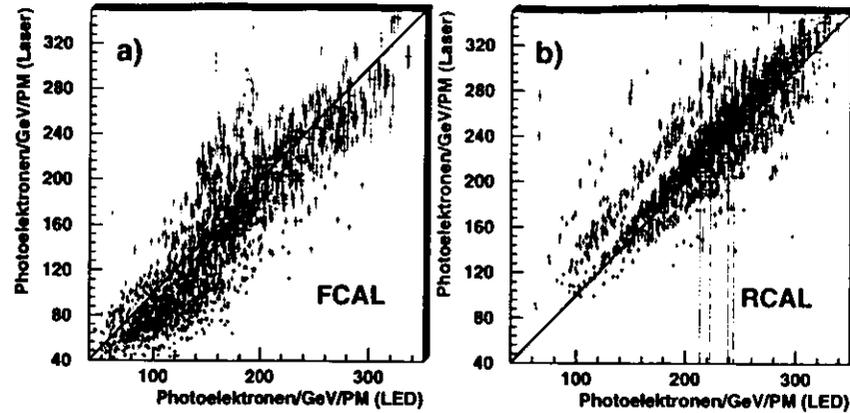


Abbildung 5.4: Vergleich der Photoelektronen einer Laser- und LED-Messung für alle FCAL a) und RCAL b) Kanäle.

Ladung  $Q$  an der Anode

$$Q \propto I_{LED} \epsilon_p G \propto G N_{pe}. \quad (5.21)$$

Dabei ist  $I_{LED}$  der Lichtfuß der Leuchtdioden und  $G$  die Verstärkung der Photoröhren. Für die Standardabweichung  $\sigma_Q$  folgt aus Gleichung 5.5

$$\sigma_Q \propto G \sqrt{N_{pe}}. \quad (5.22)$$

Daraus folgt nach Gleichung 5.7 für die Anzahl  $n_{pe}$  der Photoelektronen

$$n_{pe} \propto \frac{Q}{\sigma_Q} \propto \frac{1}{G}. \quad (5.23)$$

Da die Aktivität des Urans konstant bleibt, hängt der Uranstrom  $I_{UNO}$  nur von der Lichtausbeute und der Verstärkung der Photoröhren ab. Es gilt daher

$$I_{UNO} \propto \epsilon_{LEP} \cdot G. \quad (5.24)$$

Für die tatsächliche Anzahl  $n_{pe}^*$  der Photoelektronen pro GeV muß der aktuelle Uranstrom  $I_{UNO}$  wie in Gleichung 5.20 mit einbezogen werden. Durch Einsetzen der Beziehungen 5.23 und 5.24 erhält man

$$n_{pe}^* \propto \frac{1}{G} \cdot \left( \frac{\epsilon_p \epsilon_L G}{I_{UNO}^{nom}} \right) \propto \epsilon_p \epsilon_L. \quad (5.25)$$

Eine Beobachtung der Größen  $n_{pe}$  und  $n_{pe}^*$  über einen längeren Zeitraum kann demnach über Veränderungen der Photoröhrenverstärkung  $G$  und dem Produkt  $\epsilon_p \epsilon_L$  der Lichtleiter- und Kathodeneffizienzen Aufschluß geben<sup>3</sup>.

Die vorgestellten Ergebnisse beziehen sich auf regelmäßig durchgeführte Messungen im Zeitraum von Ende August 1992 bis Anfang November 1992. Da die einzelnen Messungen jedoch jeweils nur aus

<sup>3</sup>Eine Trennung des Produkts  $\epsilon_p \epsilon_L$  kann bei einer späteren Untersuchung durch unabhängige Messung der LED-Intensität mit den PH- und FB-Dioden erreicht werden.

$m = 100$  bis  $m = 1000$  Ereignissen stammen, die einen statistischen Fehler von 14% bzw. 6% für jede Photoröhre bedingen, wurde der statistische Fehler durch Zusammenfassung mehrerer Photoröhren verringert. Es bietet sich an, über die Photoröhren eines LED-Systems zu mitteln. Tragen dabei  $p = 80$  bis maximal  $p = 170$  Photoröhren bei, so verringert sich der statistische Fehler um  $1/\sqrt{p}$  [64].

Bei einer Untersuchung im Bereich von 1% muß sehr sorgfältig auf Änderungen von Messung zu Messung geachtet werden, die nicht auf die zu bestimmenden Größen  $G$  und  $\epsilon_p \epsilon_L$  zurückzuführen sind. Es müssen deshalb entsprechende Korrekturen vorgenommen werden.

- Rauschen: es wurde davon ausgegangen, daß sich der Betrag des Rauschens nicht signifikant ändert. Eine Korrektur nach Gleichung 5.19 wurde also nicht durchgeführt.
- Zeitkorrektur: Wie in Kap. 5.1.2 bereits diskutiert, ist eine Zeitkorrektur für die Ladungsbestimmung notwendig. Außerdem kann damit einer Zeitdrift der Auslese Rechnung getragen werden.
- Um Änderungen des UNO-Stroms  $I_{UNO}$  im Laufe der Zeit auszugleichen, werden in Monatsabständen die Spannungen der Photoröhren nachreguliert, so daß die nominalen Werte  $I_{UNO}^{nom}$  wieder erreicht werden. Diese Änderungen müssen in der Langzeitbestimmung für die Berechnung von  $n_{pe}$  wieder rückgängig gemacht werden<sup>4</sup>. Ist die Beziehung zwischen der an der Photoröhre angelegten Spannung  $U$  und der Verstärkung  $G$  durch  $G \propto U^\alpha$  gegeben, mit  $\alpha \approx 7$ , so beträgt der Ladungsunterschied  $\Delta Q$  bei Nachregulieren der Spannung von  $U_1$  auf  $U_2$

$$\Delta Q = Q_1 \left( \left( \frac{U_2}{U_1} \right)^\alpha - 1 \right). \quad (5.26)$$

- Da Messungen mit unterschiedlichen Ereigniszahlen verwendet werden, muß  $\sigma_Q$  in Abhängigkeit von der Ereigniszahl einer Messung korrigiert werden. Im Analyseprogramm wurde  $\sigma_Q$  berechnet nach

$$\sigma_{Q,m} = \sqrt{(Q^2) - \langle Q \rangle^2}. \quad (5.27)$$

Der so ermittelte Wert ist nur ein Schätzer des Erwartungswertes und ist erst für eine unendliche Ereigniszahl richtig. Zum Vergleich mit anderen Messungen muß die Standardabweichung auf den erwartungstreuen Schätzer korrigiert werden

$$\delta^2 = \frac{m}{m-1} \sigma_{Q,m}^2. \quad (5.28)$$

Zusätzlich ist eine Korrektur erforderlich, wenn der Mittelwert  $\langle \frac{Q}{\sigma_Q} \rangle$  berechnet wird. Geht man von einer Gaußverteilung von  $Q$  und  $\sigma_Q$  aus, so kann  $\langle Q \rangle = Q_\infty = Q$  gesetzt werden, also unabhängig von der Ereigniszahl. Für den Kehrwert einer Gaußverteilung ergibt sich allerdings ein ereignisabhängiger Zusatzterm  $\delta\sigma^2$

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{Q}{\sigma_Q} \right\rangle &= \frac{Q}{\langle \sigma_{Q,\infty}^2 + \delta\sigma_{Q,m}^2 \rangle} \\ &= \frac{\frac{Q}{\sigma_Q}}{\left( 1 + \frac{\delta}{\sigma_Q} \right)}. \end{aligned} \quad (5.29)$$

Der Nenner läßt sich in eine Potenzreihe entwickeln und anschließend mitteln, so daß sich ein Korrekturterm  $M_{korr}$  für die Bestimmung der Photoelektronen ergibt [70]

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sigma_{Q,\infty}^2} &= \frac{1}{\sigma_{Q,m}^2} \cdot M_{korr} \quad \text{mit} \\ M_{korr} &= \frac{1}{1 + \left( \frac{\delta}{\sigma_Q} \right) + \left( \frac{\delta}{\sigma_Q} \right)^2 + \left( \frac{\delta}{\sigma_Q} \right)^3 + \dots} \end{aligned} \quad (5.30)$$

<sup>4</sup>Die Größe  $n_{pe}^*$  ist unabhängig von der Verstärkung  $G$ .

Zur Berechnung der Abweichungen  $\Delta n_{pe}^*$  werden die Werte der Anzahl der Photoelektronen auf die Ergebnisse des ersten Tages der Meßreihe bezogen. Abb. 5.5 zeigt für eine Auswahl von Systemen die Änderungen  $\Delta n_{pe}^*$  in Prozent der Anzahl der Photoelektronen  $n_{pe}^*$  über einen Zeitraum von 76 Tagen. Zur Bestimmung der mittleren Änderung pro Monat wurden Geraden angepaßt. In dieser Abbildung

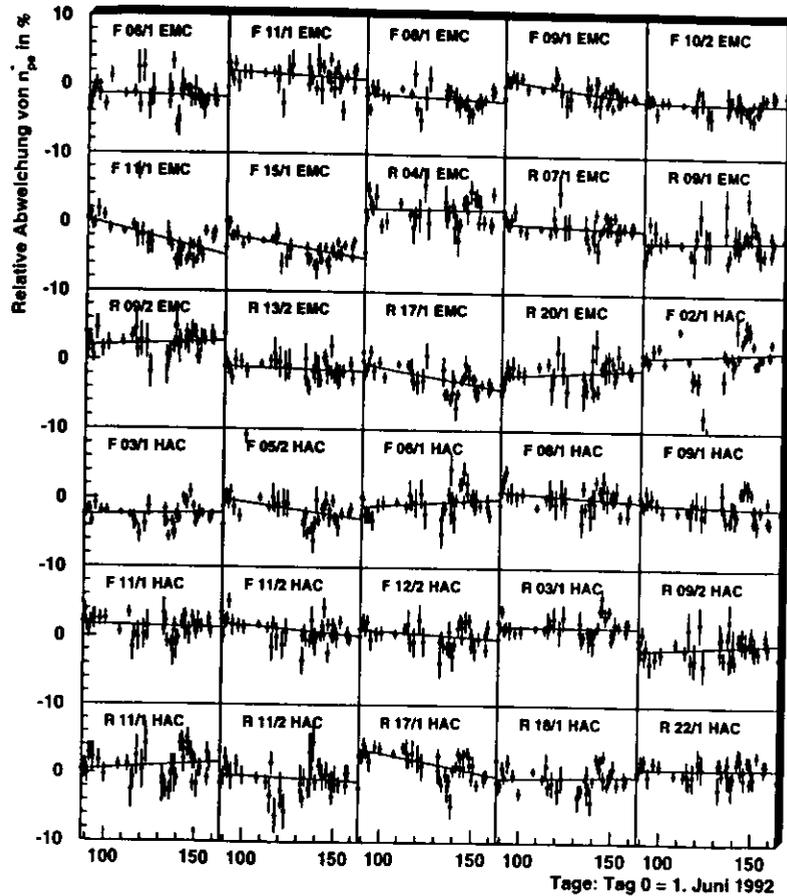


Abbildung 5.5: Entwicklung der relativen Photoelektronen über einen Zeitraum von 76 Tagen. Jedes Diagramm entspricht dem Mittelwert eines LED Systems.

sind Strukturen zu erkennen, die sich in vielen Systemen wiederholen. Sie weisen auf systematische Effekte hin, die nicht korrigiert werden konnten. Noch stärker zeigen sich diese Effekte bei Betrachtung der mittleren Ladung  $Q$ . Einige der Stellen, bei denen ein sprunghaftes Verhalten auftritt, konnten als Tage identifiziert werden, an denen Änderungen am Kalorimetersystem vorgenommen wurden [61]. So wurde beispielsweise am Tag 149 die Hochspannung der Photoröhren nachgergelt. In der Tat benötigen Photoröhren eine geraume Zeit (24 Stunden) bis sie sich nach Änderung der Hochspan-

nung wieder stabilisiert haben [69]. Eine quantitative Bestimmung der Kalorimeterstabilität wurde daher auf den Zeitraum vom Tag 97 bis Tag 148 eingeschränkt. In diesem Zeitintervall standen 26 Messungen zur Verfügung. Tab. 5.3 faßt die Ergebnisse der Änderungen der Anzahl der Photoelektronen auf den UNO-Strom normiert normiert ( $n_{pe}^*$ ) und nicht normiert ( $n_{pe}$ ) zusammen. Zunächst

Steigungen der # Photoelektronen in % pro Monat		
Sektion	$\Delta n_{pe}^*$	$\Delta n_{pe}$
FCAL/EMC (XP1911)	$-0.89\% \pm 0.85\%$	$-0.93\% \pm 0.84\%$
FCAL/HAC (R580)	$+0.75\% \pm 0.99\%$	$+0.27\% \pm 0.79\%$
RCAL/EMC (R580)	$+0.53\% \pm 1.04\%$	$+0.08\% \pm 0.83\%$
RCAL/HAC (R580)	$+0.28\% \pm 0.96\%$	$-0.18\% \pm 0.89\%$

Tabelle 5.3: Gemittelte Änderungen der Anzahl der Photoelektronen pro Monat normiert ( $n_{pe}^*$ ) und nicht normiert ( $n_{pe}$ ) auf den UNO-Strom

kann festgestellt werden, daß die mittleren Steigungen alle unterhalb von 1% liegen. Allerdings liegen auch die Fehler bei 1%. Bei einer Abnahme der Effizienzen  $\epsilon_{pEL}$  wäre eine negative Steigung von  $\Delta n_{pe}^*$  zu erwarten, bei Abnahme der Verstärkung  $G$  steigt der Wert  $\Delta n_{pe}$  an. In beiden Fällen ist allerdings keine eindeutige Tendenz der Steigungen zu erkennen. Im Rahmen von 1% sind demnach keine Verstärkungs- und Lichteffizienzänderungen festzustellen.

Zusammenfassend ist mit dieser Methode eine Messung im Prozentbereich durchführbar. Unterhalb von 1% ist eine Aussage mit der bisherigen Ereigniszahl noch nicht möglich, da systematische Instabilitäten des Kalorimeters die Messung beeinflussen. Für eine weitere Beobachtung der Anzahl der Photoelektronen ist sicherlich die schon beschriebene Mittelwert-Datennahme vielversprechend, bei der innerhalb von einigen Minuten die gesamte Ereigniszahl der hier betrachteten Meßreihe aufgezeichnet werden kann. Bei einer längeren stabilen Betriebsphase des Kalorimeters ist zu erwarten, daß die systematischen Schwankungen geringer werden.

## 5.2 Messung der Linearität der Photoröhren

Das ZEUS-Kalorimeter zeichnet sich durch eine sehr gute relative Energieauflösung aus, die sich mit zunehmender Energie verbessert. Es ist ein Kalibrationsfehler für den gesamten Energiebereich im Bereich von 1% angestrebt, damit bei hohen Energien nicht die systematischen Fehler überwiegen. Nichtlinearitäten der Photoröhren, die gerade bei höheren Energien auftreten, müssen korrigiert werden. Abweichungen von der Linearität treten in der Regel auf, wenn Sättigungseffekte eine Rolle spielen. Bei Photoröhren kommt es bei hohen Intensitäten durch die Elektronenvervielfachung zu negativen Raumladungen, die den Anodenstrom behindern. Weitere Nichtlinearitäten können bei der Elektronensammlung an der Kathode und durch Änderungen im Dynodenpotential auftreten [69].

Bei dem großen dynamischen Bereich der Energiemessung am ZEUS-Kalorimeter (1:40000) muß die Linearität der Photoröhren und ihrer Auslese bis hin zu etwa 400 GeV überprüft werden. Können Nichtlinearitäten reproduzierbar gemessen werden, so lassen sie sich durch eine Parametrisierung korrigieren. Die einzige Möglichkeit, genügend große Signale unter Testbedingungen zu erzeugen, bietet das Laser System. Dazu werden Lasermessungen durchgeführt, bei der die Intensität über einen großen Bereich durch das kontinuierliche Filter reguliert wird (Abb. 4.11). Die Überprüfung der Linearität der Photoröhren und ihrer Auslese erfolgt aus einem Vergleich der gemessenen Intensität mit der tatsächlichen. Letztere wird beim Lichteichungssystem über die Photodioden gemessen, die innerhalb

von 1% linear sind (s. Kap. 4.3.2). Die quantitative Erfassung der Photoröhrenlinearität  $\delta E$  erfolgt über die Beziehung

$$\delta E_{PMT} = \frac{E_{PMT}}{Q_{mon}} \cdot a - 1. \quad (5.31)$$

Die Größe  $E_{PMT}$  entspricht der gemessenen Energie der Photoröhre in GeV und  $Q_{mon}$  der Diodenladung in ADC-Einheiten. Die Normierung der beiden Größen erfolgt über den Parameter  $a$ , der wegen der unterschiedlichen Lichtausbeute der Fasern und Kanäle für jede Photoröhre separat bestimmt werden muß. Dazu wird die Beziehung zwischen  $E_{PMT}$  und  $Q_{mon}$  durch eine Gerade angepaßt mit der Form

$$E_{PMT} = a \cdot Q_{mon} + b. \quad (5.32)$$

Die Anpassung darf allerdings nur über den linearen Bereich ( $E_{PMT} < E_0$ ) erfolgen, der aus Teststrahlungsmessungen unterhalb  $E_0 = 20$  GeV vorliegt<sup>5</sup>. Dieser Bereich entspricht genau dem Auslesezeitpunkt *high gain*. In einer Untersuchung [62] wurden die Parameter  $a$  und  $b$  für eine große Anzahl Kanäle bestimmt. Für die Mittelwerte von  $b$  ergaben sich für die beiden verwendeten Photoröhrentypen  $b_{R580} = (-4.7 \pm 0.3) \text{ MeV/PM}$  und  $b_{XP1911} = (4.6 \pm 0.4) \text{ MeV/PM}$ . Da  $b$  im Vergleich zur Energieskala sehr klein ist, kann  $b = 0$  gesetzt werden, die Gerade also durch den Nullpunkt gezwungen werden. Daher vereinfacht sich die Bestimmung von  $a$  durch einfache Mittelung

$$a = \left\langle \frac{Q_{mon}}{E_{PMT}} \right\rangle \quad \text{und} \quad E_{PMT} < E_0 = 20 \text{ GeV} \quad (5.33)$$

Abb. 5.6 zeigt für je eine Photoröhre des Typs R580 und XP1911 die Beziehung zwischen der rekon-

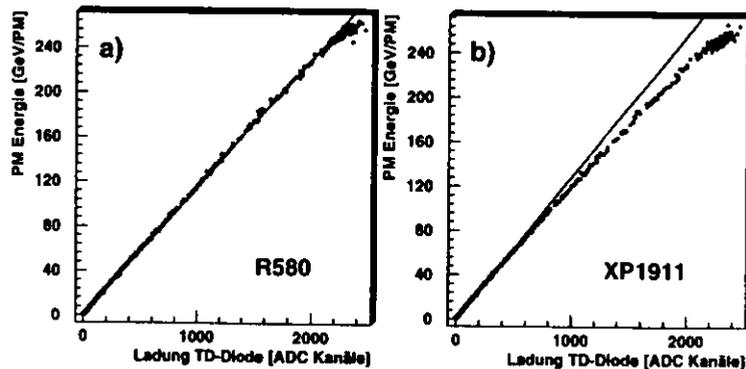


Abbildung 5.6: Linearitätsverhalten einer R580 (a) und einer XP1911 Photoröhre (b). Der Knick am Ende der Skala wird durch Sättigung der Ausleselektronik verursacht.

struierten Photoröhrenladung und der Lichtintensität bei Messung mit einer Photodiode. Die Steigung  $a$  der Geraden wurde nach Gleichung 5.33 bestimmt. Die Photoröhren wurden bis in den Sättigungsbereich der Ausleselektronik beleuchtet. Bei der Energieskala sei darauf hingewiesen, daß es sich um die Energie bzw. Lichtmenge einer Photoröhre handelt. Da jedoch eine Zelle von zwei Photoröhren ausgelesen wird, wäre damit die in der Zelle abgelagerte Energie im Mittel gerade doppelt so groß. In Abb. 5.6a ist kaum eine Abweichung von der Linearität der R580 Röhre zu erkennen, während

<sup>5</sup>Die absolute Energieerreichung erfolgte im Teststrahl bei einer Energie von 15 GeV für Elektronen, also pro Photoröhre 7.5 GeV

in 5.6b die XP1911-Röhre bei hohen Energien nichtlinear wird. Dieses Verhalten scheint für die jeweiligen Photoröhrentypen charakteristisch zu sein. Die mittlere Abweichung  $\delta E$  von der Linearität (Gl. 5.31) ist für 350 FCAL-Photoröhren in Abb. 5.7 gegen die Photoröhrenenergie aufgetragen. Die Linearität der R580-Röhren ist im Mittel besser als 1%, wogegen die Energie der XP1911-Röhren bei 50 GeV/PM (also 100 GeV abgelagerter Energie) um 3% zu gering gemessen wird. Im Bereich von 10 bis 20 GeV ist für beide Typen eine kleine Nichtlinearität zu erkennen. Der Verdacht liegt nahe, daß es sich um ein Kalibrationsproblem im Übergang der beiden Auslesezeitpunkte (*high/low gain*) handelt, da der Übergang gerade in diesem Energiebereich liegt. Allerdings sind dazu noch weitere Studien nötig.

Ist die Abweichung  $\delta E$  für jede Photoröhre und jede Energie bekannt, so kann eine Energiekorrektur durchgeführt werden. Diese Korrektur soll bereits *online* auf den DSP angewandt werden. Es muß daher eine möglichst einfache Funktion gefunden werden. Diese soll zum einen das lineare Verhalten bei kleinen Energien nicht verändern, zum anderen aber die Nichtlinearitäten bei höheren Energien gut beschreiben. Eine Potenzfunktion  $c_1 E_{PMT}^{c_2}$  hat sich für diesen Bereich als geeignet gezeigt [62]. Um den linearen Bereich nicht zu beeinflussen, wird die Potenzfunktion mit einer Einschaltfunktion  $s^+(E_{PMT})$  multipliziert, so daß sie erst ab einer bestimmten Energie wirksam wird. Entsprechend wird der lineare Term mit einer Funktion  $s^-(E_{PMT})$  für höhere Energien abgeschaltet. Die Parametrisierung  $P$  der Nichtlinearität läßt sich schreiben als

$$P(E_{PMT}) = E_{PMT} \cdot s^-(E_{PMT}) + c_1 E_{PMT}^{c_2} \cdot s^+(E_{PMT}). \quad (5.34)$$

Die Sigmoid-Funktion  $s^\pm$  hat dabei die Form

$$s^\pm(E_{PMT}) = \frac{1}{1 + e^{\pm \frac{E_0 - E_{PMT}}{d}}}. \quad (5.35)$$

Für den Umschaltpunkt  $E_0 = 20$  GeV, werden der erste und der zweite Term gerade gleichstark gewichtet. Die Länge  $d$  des Übergangsbereichs wird auf 2.275 GeV gesetzt. Es gilt  $s^-(E_{PMT}) + s^+(E_{PMT}) = 1$ .

Durch 2 Parameter  $c_1$  und  $c_2$  kann die Nichtlinearität für jede Photoröhre beschrieben werden. Abb. 5.8 zeigt einige dieser Korrekturfunktionen. Die Mittelwerte der Parameter können aus Tab. 5.4 abgelesen werden. Es ist klar, daß  $c_1 = c_2 = 1$  Linearität bedeutet, wie es für die R580 Röhren im

	R580	XP1911
$c_1$	$0.939 \pm 0.007$	$0.878 \pm 0.002$
$c_2$	$1.0070 \pm 0.0007$	$1.039 \pm 0.0003$

Tabelle 5.4: Mittelwerte für die Parameter  $c_1$  und  $c_2$  zur Beschreibung der Nichtlinearitäten [62]

Mittel annähernd der Fall ist. Allerdings streuen die Funktionen bei hohen Energien recht stark. Eine Untersuchung [62] zeigt, daß die Funktionen  $P(E_{PMT})$  die Nichtlinearitäten der XP1911 Röhren gut beschreiben. Für den anderen Photoröhrentyp gibt es allerdings Schwierigkeiten, wenn  $P(E_{PMT})$  zur Extrapolation zu höheren Energien herangezogen werden soll. Dies ist verständlich, da die Nichtlinearitäten im Gegensatz zur Annahme im niederenergetischen Bereich am größten sind. Da aber gerade hier Linearität angenommen wird, also der Wert von  $a$  aus Gleichung 5.33 unter Umständen nicht korrekt ist, kann es bei höheren Energien zu Fehlinterpretationen von  $\delta E_{PMT}$  kommen (Gleichung 5.31). Dies zeigt sich auch in der stärkeren Streuung der Parameterfunktionen der R580 Röhren (Abb. 5.8).

Eine Untersuchung der Nichtlinearitäten wurde mit einigen Modulen im Elektronen Teststrahl am CERN durchgeführt [31, 71]. Für eine EMC Zelle im FCAL (XP1911) und eine im RCAL (R580)

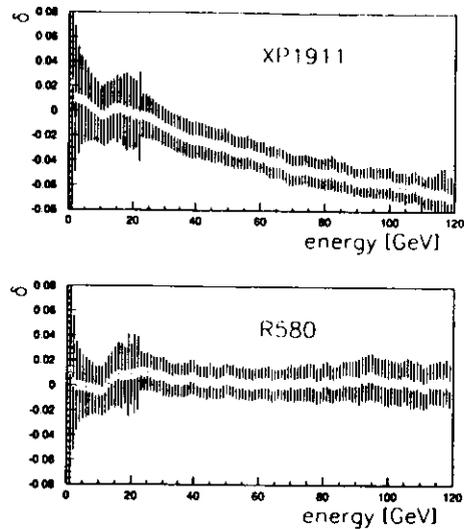


Abbildung 5.7: Mittlere Abweichung  $\delta E$  von der Linearität für die beiden Photoröhrentypen. Die Balken geben die Standardabweichung der Meßpunkte wieder.

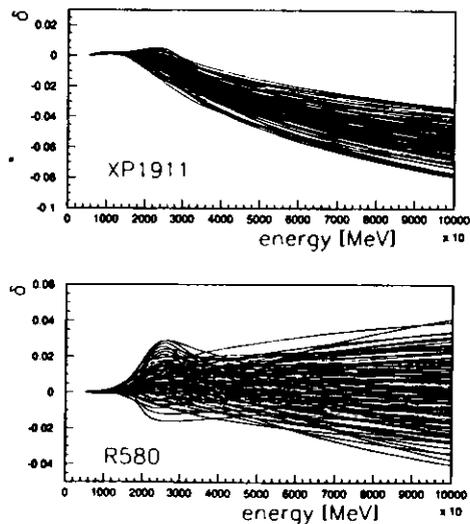


Abbildung 5.8: Parametrisierte Funktionen  $P(E_{PMT})$  zur Korrektur der Nichtlinearitäten.

wurde ein Energiedurchlauf von 15 GeV bis 100 GeV gemessen. Im Gegensatz zu den Messungen mit dem Laser-System zeigen diese Messungen eine Linearität der XP1911-Röhren von besser als 1% und eine Überlinearität der R580-Röhren von 2% bei Strahlenergien von 100 GeV. Bisher konnte noch keine befriedigende Erklärung für diese Diskrepanz gefunden werden. Ein Ansatz bietet die Abhängigkeit der Linearität von der Breite des Anodenpulses bei verschiedenen Lichtquellen. Diese Abhängigkeit konnte im Labor mit verschiedenen Lasern und Farbstoffen nachgewiesen werden. Tatsächlich ist die Anodenpulsform von Elektronen (Breite  $\delta t_e \approx 22$  ns) nicht ganz identisch mit der Laserpulsform ( $\delta t_{Laser} \approx 20$  ns). Jedoch kann damit nur eine Diskrepanz von etwa 22% in der Linearität der beiden Pulsformen abgeschätzt werden [72].

Die oben gemessenen Nichtlinearitäten der XP1911-Röhren sind für den verwendeten Laser sicherlich korrekt. Dies bestätigt auch eine unabhängige Methode zur Linearitätsmessung mit Laserdaten [73, 74]. Offen bleibt die Frage, inwieweit sich diese Ergebnisse auf andere Datentypen und Pulsformen anwenden lassen.

### 5.3 Messung von Magnetfeldeinflüssen

Die zentralen Spurenkammern des ZEUS-Detektors sind von einem supraleitenden Magneten umgeben, der 1992 ein zentrales Magnetfeld von 1.43 T erzeugte (Kap. 3.1.2). Durch die Eisenstruktur im Kalorimeter ist auch im Kalorimeter mit starken Magnetfeldern zu rechnen. Um Einflüsse auf die Verstärkung der Photoröhren zu minimieren, müssen diese sorgfältig abgeschirmt werden. Wegen der asymmetrischen Position der Spule und der unterschiedlichen Geometrie des FCAL und RCAL, sind die Magnetfelder am Ort der Photoröhren unterschiedlich stark. Im FCAL beträgt das Feld in der Nähe der Photoröhren ( $Z = 425$  cm) etwa 2.5 mT, beim äußeren Ring bis zu 12 mT. Im RCAL dagegen, mit  $Z = -285$  cm, ist der Betrag des Magnetfeldes in den meisten Regionen zwischen 12 und 30 mT und nimmt nach außen etwas ab [19]. Um die Photoröhren gegen das Magnetfeld bis auf weniger als 0.1 mT abzuschirmen, wurden spezielle Gehäuse aus FERROPERM hergestellt [75].

Innerhalb des Kalorimeters kann das Magnetfeld Werte bis zu 0.8 T annehmen, was die Prozesse der Lichterzeugung merklich beeinflusst. Ausführliche Testmessungen und Berechnungen haben folgendes ergeben [76, 77, 78]:

- Die im Szintillator durch ionisierende Strahlung erzeugte Lichtmenge steigt mit dem Magnetfeld an. Dagegen tritt keine Intensitätsänderung im Szintillator oder Wellenlängenschieber durch die Anregung mit UV Licht auf. Ebenso wird der Lichttransport nicht durch das Magnetfeld beeinflusst.
- Zusätzlich erhöht das Magnetfeld durch Krümmung der Bahnen von geladenen Teilchen ihre Weglängen im Szintillator. Dadurch kommt es ebenfalls zu einer Signalerhöhung. Das Verhalten zwischen Elektronen und Uranrauschen stimmt bis zu einem Feld von 0.2 T innerhalb von 0.5% überein. Bei 1.4 T wird je nach Richtung des Magnetfeldes eine Abweichung von bis zu 10% festgestellt.

Testmessungen an den Modulen des Kalorimeters vor dem Einbau in das Experiment konnten nur ohne Magnetfeld durchgeführt werden. In wieweit die Photoröhren genügend abgeschirmt sind, läßt sich durch Messungen mit dem Lichterzeugungssystem entscheiden. Die Leuchtdioden sind wegen ihrer guten Reproduzierbarkeit der Lichtintensität besonders für diese Messungen geeignet. Nach der Fertigstellung des ZEUS-Detektors wurde eine Reihe von Messungen durchgeführt, bei denen der Strom für die Magnetspule zwischen 0 und 3500 A ( $\sim 1.3$  T) geändert wurde. Für RCAL, dessen Photoröhren

am stärksten dem Magnetfeld ausgesetzt sind, zeigt Abb. 5.9a die relative Differenz

$$\frac{\Delta E_{LED}}{E_{LED}} = \frac{E_{LED}(I = 3500A) - E_{LED}(I = 0)}{E_{LED}(I = 0)} \cdot 100 \quad (\%) \quad (5.36)$$

zweier Messungen mit und ohne Magnetfeld. Die Übereinstimmung beträgt  $(\frac{\Delta E_{LED}}{E_{LED}}) = -0.01$  mit einer Streuung von 0.37 %. Bei zwei Messungen ohne Magnetfeldänderung erhält man  $-0.03 \pm 0.34$  %. Daraus können Einflüsse des Magnetfelds auf die Photoröhren von im Mittel mehr als 0.4% ausgeschlossen werden.

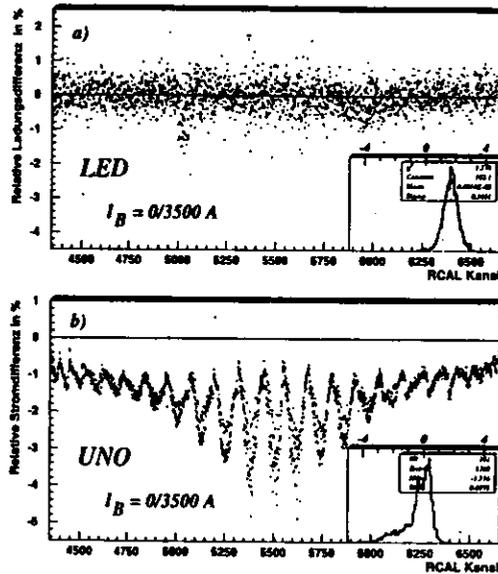


Abbildung 5.9: Kalorimeterverhalten im Magnetfeld bei 3500 A Spulenstrom: a) relative Ladungsdifferenz der Leuchtdioden, b) relative Änderung des Anodenstroms der Uranmessung

In Abb. 5.9b wurde dieselbe Messung für den Uranstrom  $I_{UNO}$  durchgeführt. Ohne Magnetfeld ist der gemessene Strom im Mittel um  $-1.5 \pm 0.7$  % niedriger. In der Abbildung ist die Modul- bzw. Turm-abhängige Struktur zu erkennen. Zwei aufeinanderfolgende UNO-Messungen ohne Magnetfeldänderung können dagegen auf 0.15 % reproduziert werden. Eine entsprechende Messung wurde für das BCAL mit dem Laser durchgeführt. Hier soll nur erwähnt werden, daß für Photoröhren an besonders kritischen Stellen eine ungenügende Abschirmung der Photoröhren festgestellt wurde. Aufgrund dieser Messung wurden ihre Abschirmungen verbessert.

## 5.4 Messung von Verstärkungsänderungen bei erhöhtem Strahlungsuntergrund

Im endgültigen Betriebsmodus des HERA-Speicherrings ist der Beschleuniger mit je 210 Paketen von Protonen und Elektronen gefüllt. Durch Wechselwirkungen der Teilchen mit Restgasatomen im Strahlrohr und mit der Strahlrohrwand kommt es zu einer erheblichen Untergrundstrahlung. Ein großer Teil der produzierten Sekundärteilchen wird im Kalorimeter im Bereich um das Strahlrohr absorbiert. Durch die hohe Strahlungsaktivität kommt es in diesem Bereich zu einer Erhöhung des Anodenstroms der Photoröhren. Für die Energiemessung mit dem Kalorimeter muß daher untersucht werden, in wie weit sich daraus eine Verstärkungsänderung der Photoröhren ergibt, d.h. ob die Energieskala erhalten bleibt.

Das Lichterzeugungssystem bietet mit den Leuchtdioden im DC-Betrieb eine Möglichkeit zur Simulation eines kontinuierlichen Untergrundes. Dabei überlagert die konstante Lichtquelle der Leuchtdioden den vom Uranrauschen erzeugten Anodenstrom. Auf diese Weise läßt sich bei maximaler Intensität der Leuchtdioden ein 10 facher Anodenstrom von bis zu  $3.5 \mu A$  erreichen. Um den Einfluß des Untergrundes auf Lichtpulse zu messen, wird bei verschiedenen Intensitäten kontinuierlichen LED-Lichts zusätzlich der Laser gepulst. In einer Voruntersuchung an 4 Photoröhren wurden im Bereich der Meßgenauigkeit von 1% bisher noch keine systematischen Verstärkungsänderungen festgestellt. In einer weiterführenden Untersuchung kann die Meßgenauigkeit verringert werden und eine statistische Aussage über viele Photoröhren gegeben werden.

## Kapitel 6

# Die Zeitmessung mit dem ZEUS – Kalorimeter

### 6.1 Einleitung

Neben der Energie und der Einfallspolition der Teilchen, ist die Ereigniszeit eine weitere wichtige Größe, die mit dem Kalorimeter bestimmt wird. Die Auslese über Photoröhren und die Konzeption der Ausleseelektronik ermöglichen eine besonders gute Zeitbestimmung. Die Anwendungen lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Erkennung von Untergründereignissen auf dem *Trigger*-Niveau und in der Physikanalyse;
- Unterscheidung seltener Ereignisse (z.B. CC-Ereignisse, neue Teilchen, ...) vom Untergrund kosmischer Strahlung;
- Unterscheidung von Elektronen- und Hadronenschauern;
- Vertexbestimmung bei Ereignissen ohne rekonstruierte Spuren in den Drahtkammern;
- Überprüfung der Vertexrekonstruktion der Spurenkammern;
- Untersuchung des Lichttransports im Kalorimeter;
- Korrektur der Ladung für zeitlich verschobene Ereignisse (s. Kap. 3.3.4).

Für Aussagen über die Art bzw. den Vertex einer Teilchenreaktion ist es zweckmäßig, die gemessenen Zeiten  $t_i$  aller Photoröhren  $i$  eines Ereignisses gewichtet zu mitteln. Da die Zeitauflösung für kleine Energien schlechter ist (Kap. 6.3), wird nur über die Anzahl  $N_{hit}$  der Photoröhren gemittelt, die eine Mindestenergie  $E_i$  von 200 MeV aufweisen. Der Mittelwert  $T_{cal}$  berechnet sich aus

$$T_{cal} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{hit}} t_i \cdot w_i(E)}{\sum_{i=1}^{N_{hit}} w_i(E)} \quad (6.1)$$

Als Wichtungsfaktoren  $w_i$  werden die Kehrwerte der Fehler der Zeitmessung ( $w_i = \frac{1}{\sigma_i}$ ) gewählt. Tragen alle Zellen des Kalorimeters mit  $E_i > 200$  MeV zur Summe bei, so handelt es sich um die globale Ereigniszeit ( $T_{glob}$ ). Für viele Anwendungen ist es jedoch sinnvoll, nur Untermengen zu betrachten. So werden die FCAL- bzw. RCAL- und BCAL-Zeiten ( $T_{FCAL}, T_{RCAL}, T_{BCAL}$ ) definiert, bei denen die

Summe nur über die entsprechenden Zellen des Kalorimeters läuft. Ebenso können die Zeiten  $T_{up}$  und  $T_{down}$  gebildet werden, bei denen das Kalorimeter in die obere ( $Y > 0$ ) bzw. untere ( $Y < 0$ ) Hälfte eingeteilt wird, oder man betrachtet die Zeit von Kalorimeterschauern. Dort tragen jeweils nur die Zellen, die zu einem bestimmten *Cluster* bzw. hadronischen Jet gehören, zur Zeitbestimmung bei.

Eine wichtige Anwendung der Zeitmessung mit dem ZEUS-Kalorimeter ist die Erkennung von Ereignistypen (z.B. *ep*-Strahl-Gas-Ereignisse, ...). Ein besonderes Gewicht hat dabei die Reduktion der Ereignisrate bereits auf der *Trigger*-Ebene durch Diskriminierung von Untergründereignissen. Der Algorithmus dafür muß demnach einfach und schnell sein, ohne physikalisch interessante Ereignisse zu verwerfen. Die Idee basiert auf den unterschiedlichen Zeiten, die bei verschiedenen Ereignistypen in bestimmten Bereichen des Kalorimeters gemessen werden. Der Nullpunkt der Zeitmessung wird definiert durch Ereignisse aus *ep*-Wechselwirkungen vom nominalen Wechselwirkungspunkt  $(X, Y, Z) = (0, 0, 0)$ . Unabhängig von der räumlichen Energieverteilung der Reaktionsprodukte im Kalorimeter, soll in jeder Zelle die Zeit null gemessen werden. Ebenso ergeben dann die Mittelungen über Untermengen des Kalorimeters null. Insbesondere gilt auch:  $T_{FCAL} = T_{RCAL} = 0$ . In Abb. 6.1a ist diese Situation schematisch dargestellt.

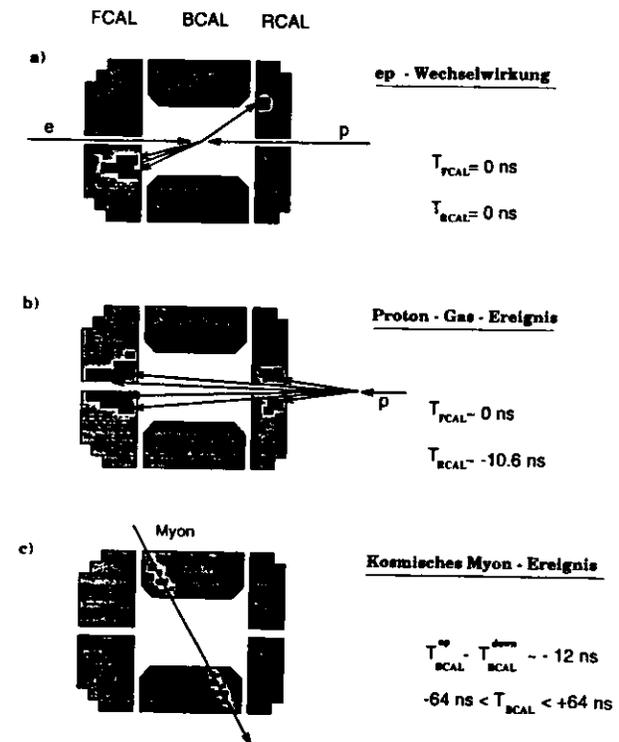


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung des Zeitverhaltens von drei verschiedenen Ereignistypen: a) *ep*-Wechselwirkung, b) Proton-Gas-Ereignis, c) Myonen-Ereignis aus der kosmischen Strahlung.

Ein Großteil der Untergrundereignisse sind Proton-Gas-Ereignisse. Sie lösen Signale im Kalorimeter aus, die die Trigger-Schwellen überschreiten und somit aufgezeichnet werden. Abb. 6.2 zeigt die Energieverteilung im Kalorimeter eines typischen Proton-Gas-Ereignisses. Während bei  $ep$ -Ereignissen die mittleren Zeiten im FCAL und im RCAL jeweils null sind, wird für Proton-Gas-Ereignisse im FCAL zwar ebenfalls eine Zeit um null gemessen ( $T_{\text{FCAL}}^{\text{Proton-Gas}} \approx 0$ ). Da die Teilchen aber vorher noch das RCAL durchlaufen haben, ist die dort gemessene Zeit negativ und entspricht gerade der Zeitdifferenz bis zum Eintreffen des Elektronenpaketes. Sie ist daher gleich der Teilchenflugzeit für

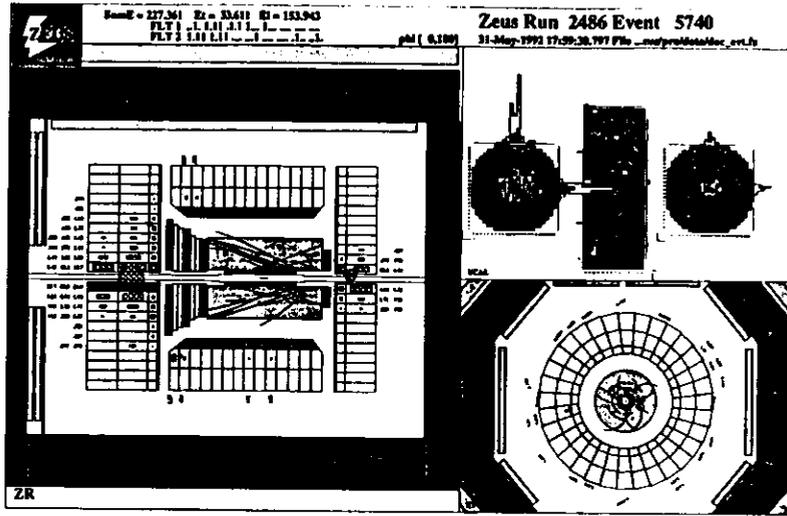


Abbildung 6.2: Zweidimensionale Darstellung eines Proton-Gas-Ereignisses.

den doppelten Abstand zwischen nominalem Wechselwirkungspunkt und RCAL. Setzt man für die Teilchengeschwindigkeit die Lichtgeschwindigkeit ( $v = c$ ) und für die RCAL-Position die Mitte der EMC-Zellen ( $Z_{\text{RCAL}} = -159.2 \text{ cm}$ ), so errechnet sich für die Verschiebung der RCAL-Zeit bei Proton-Gas-Ereignissen

$$T_{\text{RCAL}}^{\text{Proton-Gas}} = 2 \cdot \frac{Z_{\text{RCAL}}}{c} = 10.6 \text{ ns}. \quad (6.2)$$

In Abb. 6.1b ist dieses Zeitverhalten verdeutlicht. Ein Schnitt auf die RCAL-Zeitverteilung kann somit  $ep$ -Ereignisse von Proton-Gas-Ereignissen trennen. Da Verteilungen im Experiment allerdings immer eine endliche Breite aufgrund von systematischen und statistischen Fehlern haben, muß der Schnitt so groß gewählt werden, daß durch ihn keine  $ep$ -Ereignisse unterdrückt werden. Je genauer die Zeiten bestimmt werden können, um so enger können die Selektionskriterien gewählt werden und um so effektiver wird die Methode. Eine genaue Kenntnis der Zeitauflösung und die bestmögliche Zeiteichung sind also von großer Bedeutung.

Eine weitere Quelle des Untergrundes bilden Ereignisse aus kosmischer Strahlung. Mit einer Rate von  $\mathcal{O}(1) \text{ kHz}$  [22] tragen sie erheblich zum Untergrund bei, da die Ausgangsrate in der obersten Trigger-Stufe (TLT) 5 Hz nicht überschreiten soll. Die Information der Ereigniszeit liefert eine sehr effiziente Methode zur Unterdrückung dieses Ereignistyps. Der Einfall kosmischer Teilchen ist im allgemeinen nicht synchron mit der HERA-Umlaufzeit und damit auch nicht synchron mit der Abtastfrequenz. Demzufolge werden die Zeiten von kosmischen Ereignissen gleichverteilt im dynamischen Bereich der

Ausleseelektronik von  $-64 \text{ ns}$  bis  $+64 \text{ ns}$  liegen. Ereignisse mit stark von null abweichender Zeit ( $T_{\text{glob}}$ ) können also unterdrückt werden. Ebenso ist die Zeitdifferenz aus oberer und unterer Hälfte des Detektors von null verschieden. Im Gegensatz zu  $ep$ -Ereignissen deponieren kosmische Myonen im unteren Detektorteil ihre Energie um etwa  $12 \text{ ns}$  später als in der oberen Kalorimeterhälfte. Ein typisches Ereignis eines kosmischen Myons zeigt die zweidimensionale Darstellung in Abb. 6.3.

In diesem Kapitel soll die Zeiteichung ausführlich diskutiert werden. Es werden die Größen behandelt, die die Zeitbestimmung beeinflussen und es wird die Bestimmung der Zeitauflösung vorgestellt. Die Untersuchungen erfolgen sowohl mit Kalibrationsdaten (Lichteichung, Ladungseichung) als auch mit den unterschiedlichen Ereignistypen des Strahlbetriebs. Im Anschluß werden die Anwendungen der Zeitmessung behandelt und die zeitlichen Abläufe in Kalorimeterschauern und Lichtleitung untersucht.

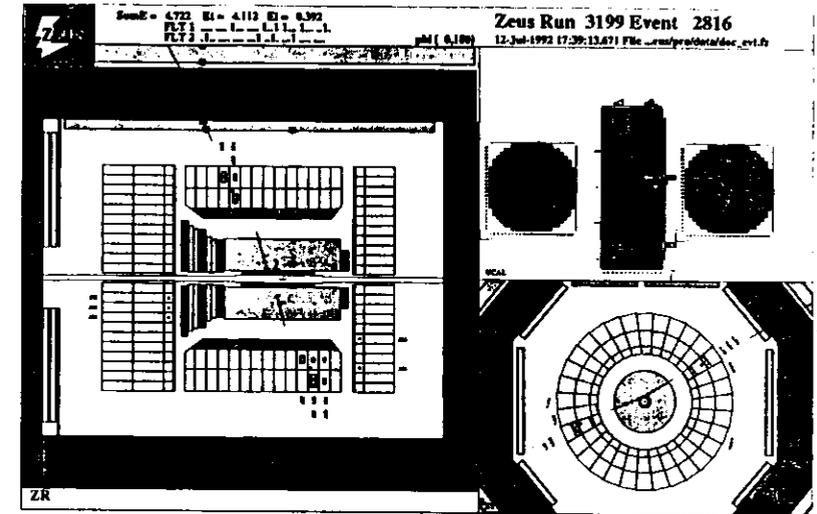


Abbildung 6.3: Zweidimensionale Darstellung eines Ereignisses aus der Höhenstrahlung

## 6.2 Bestimmung der relativen Zeitnullpunkte

### 6.2.1 Zusammensetzung der Zeitnullpunktverschiebungen

Die Zeit  $t = 0$  wird für Pulse rekonstruiert, bei denen  $h_1 = h_2$  ist (Gl. 3.11). Die Zeit  $t$  gibt also die Zeitverschiebung eines Pulses relativ zu Pulsen mit  $h_1 = h_2$  an. Die HERA Frequenz bestimmt den Zeitpunkt, an dem die Pulse abgetastet werden, aber auch den Zeitpunkt der Wechselwirkungen von Elektronen- und Protonenpaketen. Damit liefert also die Messung der Zeitverschiebung  $t$  eines jeden Photoröhrenpulses eine Angabe über die zeitliche Lage der  $ep$ -Wechselwirkung.

Das Lasersystem simuliert die Lichtprozesse von Kollisionsereignissen, indem es synchron zur HERA-Frequenz Lichtpulse aussendet, die bei gleichen Laufzeiten simultan die Photoröhren erreichen. In Abb. 6.4 sind die gemessenen Zeiten aller Photoröhren über 100 Laserpulse gemittelt gegen die Kanalnummer aufgetragen. Die Zeiten schwanken von Kanal zu Kanal um die Nominalstellung  $t = 0$ .

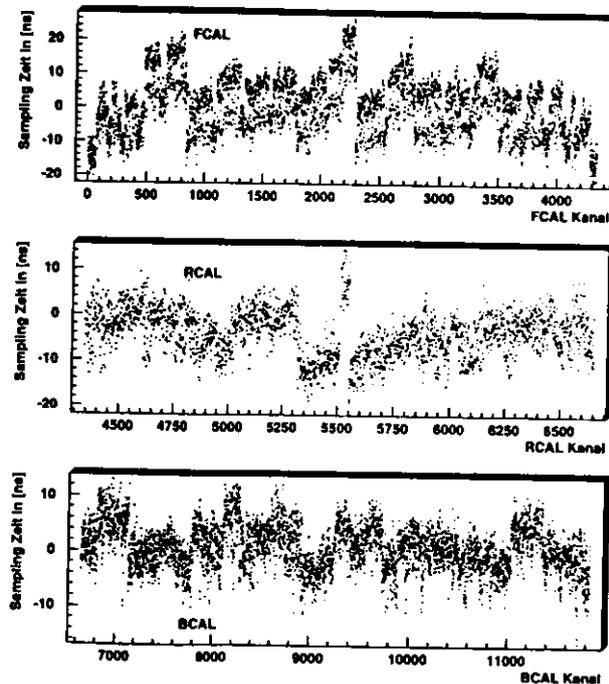


Abbildung 6.4: Zeiten der individuellen Kanäle ohne Korrektur der Zeitnullpunktverschiebungen für Laserdaten

Die Auslekette erzeugt demnach kanalspezifische Verzögerungen. Wenn man die Zeit eines Teilchenschauers nach Gleichung 6.1 berechnen möchte, muß über eine gewisse Teilmenge der Photoröhren gemittelt werden. Aufgrund der individuellen Ereignistopologie wird sich diese Teilmenge von Ereignis zu Ereignis ändern, so daß die ermittelte Zeit ebenfalls schwankt. Die Angabe der Zeit  $T_{et}$

von  $ep$  Ereignissen wäre dann nur mit einer Genauigkeit von 5 ns möglich. Für eine bessere Bestimmung der Ereigniszeit müssen die individuellen Zeitverschiebungen  $t_{offset}$  der Kanäle untereinander korrigiert werden.

Von der  $ep$ -Wechselwirkung bis zum Abtasten des Signals auf der Analogkarte laufen eine Vielzahl von Prozessen ab, die die Signalzeit beeinflussen. Eine Aufschlüsselung der Zeitverschiebungen auf die einzelnen Beiträge erweist sich für die Eichung als notwendig. Die Wechselwirkung eines Elektrons und eines Protons erzeugt folgende Prozesse und Zeitbeiträge im Kalorimeter:

- $t_{ecm}, t_{er}$ : Das Elektron und das Proton wechselwirken am Ort  $(X_0, Y_0, Z_0)$  miteinander. Zwei Effekte können dabei für Zeitverschiebungen verantwortlich sein. Ist einer der beiden oder sind beide Teilchenpakete nicht exakt mit dem HERA-Takt synchronisiert, so kommt es zu einer Verschiebung der Ereigniszeit. Beim zweiten Effekt ist der Protonenstrahl mit einer longitudinalen Ausdehnung von etwa 40 cm für eine Verschiebung des Wechselwirkungspunktes in der Z-Richtung verantwortlich. Dies hat zur Folge, daß sich die Flugzeiten von Elektronen und Protonen bzw. ihrer Wechselwirkungsprodukte ändern.
- $t_{TOP}$ : Die bei der Wechselwirkung im nominalen Ort  $(0,0,0)$  entstandenen Teilchen fliegen mit annähernd Lichtgeschwindigkeit zur Stirnfläche des Kalorimeters.
- $t_{shower}$ : Im Kalorimeter breiten sich Schauer aus, die je nach Teilchentyp elektromagnetischer oder hadronischer Natur sind. Die Prozesse, die der Schauerausbreitung zugrunde liegen, verlaufen mit unterschiedlichen Zeitkonstanten. Damit hängt die gemessene Zeit vom Schauertyp ab.
- $t_{scint}$ : Durch Ionisation produzieren die geladenen Schauerprodukte Licht im Szintillator, das isotrop abgestrahlt wird. Abhängig vom Ort der Lichterzeugung durchläuft es unterschiedliche Strecken bis zur Anregung des Lichtleiters.
- $t_{WLS}$ : Das Licht wird im Wellenlängenschieber in grünes Licht konvertiert, welches sich im Wellenlängenschiebermaterial ausbreitet und zur Photokathode gelangt. Die Lichtumwandlung erfolgt über Rekombination angeregter Zustände mit einer Lebensdauer von etwa 9 ns. Die Lichtleiterplatten (WLS) haben zudem unterschiedliche Längen. Die Lichtausbreitung erfolgt mit einer effektiven Geschwindigkeit, die kleiner als die Lichtgeschwindigkeit im Medium ist.
- $t_{PMT}$ : In der Photoröhre werden durch Photoeffekt Elektronen erzeugt, die nach Vervielfachung in ein meßbares elektrisches Signal resultieren. Die Durchlaufzeiten variieren von Photoröhre zu Photoröhre. Neben den Toleranzen in der Konstruktion sind die Unterschiede vor allem auf den verwendeten Röhrentyp und die angelegte Hochspannung zurückzuführen.
- $t_{elec}$ : Auf der Analogkarte werden die Signale geformt, abgetastet und in einer Pipeline zwischengespeichert. Auch hier spielen Toleranzen der elektronischen Bauteile eine Rolle. Außerdem kommen unterschiedliche *Shaper*- und *Pipeline*-Typen zum Einsatz.
- $t_{FDR}$ : Die Abtastsignale (*Pulse clock*) werden getrennt für die Kalorimeterbereiche FCAL, BCAL und RCAL verteilt. Damit können die globalen Zeiten dieser Bereiche untereinander abgeglichen werden.
- $t_{FR12 cable}$ : Aus technischen Gründen mußten für die Übertragung der Abtastsignale zu den Modulen FCAL 12 und RCAL 12 um 3.2 m längere Kabel verwendet werden, so daß alle Kanäle dieser Module systematisch um 14.7 ns verzögert sind. Dieser Beitrag wird im folgenden nicht weiter behandelt, da er nicht zum weiteren Verständnis beiträgt.

Die individuelle Zeitverschiebung  $t_{offset}$  eines Kanals setzt sich demnach aus der Summe dieser Beiträge zusammen:

$$t_{offset} = t_{beam} + t_{str} + t_{TOF} + t_{shower} + t_{scint} + t_{WLS} + t_{PMT} + t_{elec} + t_{FBR}. \quad (6.3)$$

### 6.2.2 Die Kalibrationsmethoden

Da die Beiträge der Zeitverschiebungen in Gleichung 6.3 sehr unterschiedlicher Natur sind, lassen sie sich nicht mit einer Methode gleichzeitig bestimmen. Ohnehin variieren die Beiträge  $t_{beam}$ ,  $t_{str}$ ,  $t_{shower}$  und  $t_{scint}$  von Ereignis zu Ereignis und können nicht global festgelegt werden. Die anderen Größen sind ereignisunabhängig und können durch Kombination verschiedener Meßmethoden bestimmt werden. Ziel ist die Bestimmung eines Satzes von Kalibrationskonstanten  $t_{offset}^{online}$ , der bereits auf der zweiten Triggerstufe (SLT) eingesetzt wird. Die Bezeichnung *Online*-Korrekturen bedeutet, daß die Konstanten  $t_{offset}^{online}$  zusammen mit den Kalibrationskonstanten der Analogelektronik (*Pedestals, Gains*) bereits im DSP verwendet werden. Ereignisabhängige Effekte werden zu  $t_{offset}^{offline}$  zusammengefaßt und können in der *Offline*-Analyse berücksichtigt werden. Zur Bestimmung der Zeitbeiträge  $t_{offset}^{online}$  kommen folgende Kalibrationswerkzeuge zum Einsatz:

- Ladungseichungssystem,
- Lichteichungssystem,
- ausgewählte Ereignisse von  $ep$ -Kollisionen und
- Myonen des Strahl-Halos.

Die Lichtpulse des Lasers simulieren das im Wellenlängenschieber produzierte Licht. Damit wird der Signalweg von der Photoröhre bis zur Digitalkarte überprüft. Durch Einsatz des Ladungseichungssystems kann der Beitrag der Elektronik getrennt gemessen werden. In beiden Fällen muß die Voraussetzung erfüllt sein, daß die Pulse gleichzeitig auf alle Kanäle verteilt werden und der Auslesetakt für alle Kanäle synchron ist.

Die Gleichzeitigkeit der Lasersignale innerhalb eines Fasersystems der zweiten Verteilerstufe ist dadurch gewährleistet, daß die Fasern eines Bündels gleiche Länge haben (Kap. 4.1.1). Die absoluten Längen der Faserbündel innerhalb der F/RCAL-Module schwanken von Fasersystem zu Fasersystem. Sie werden nur bis zu etwa 20 cm durch entsprechende Quarzfasern ausgeglichen (s. Tab. A.1 und A.2). Bei der Zeitmessung von Laserpulsen wird also noch ein zusätzlicher modultypischer Beitrag gemessen. Bei den größeren Modulen beleuchten zwei Fasersysteme unterschiedlicher Länge die obere bzw. untere Hälfte der Module. Hier sind also Fasersystemkorrekturen bzw. Halb-Modul Korrekturen  $t_{\frac{1}{2} mod}$  zu berücksichtigen. Für Laserpulse wird dann folgende Zeit gemessen:

$$t_{laser} = t_{PMT} + t_{elec} + t_{\frac{1}{2} mod} + t_{FBR}. \quad (6.4)$$

Zur Bestimmung der Zeitkorrekturen  $t_{offset}$  wird Gleichung 6.3 modifiziert zu:

$$t_{offset} = t_{beam} + t_{str} + t_{TOF} + t_{shower} + t_{scint} + t_{WLS} + t_{laser} - t_{\frac{1}{2} mod}. \quad (6.5)$$

Für die Zeitkonstanten der Strahlperioden von 1992 und 1993 wurden die Beiträge der Lichtkollektoren  $t_{WLS}$  vernachlässigt, da sie genauerer Untersuchung bedürfen (s. Kap. 6.4.1). Damit sind für die *Online*-Korrekturen folgende Größen zu bestimmen:

$$t_{offset}^{online} = t_{TOF} + t_{laser} - t_{\frac{1}{2} mod}. \quad (6.6)$$

Die rekonstruierte Zeit  $t$  eines Kanals ist dann die *Sampling* Zeit  $t_{sampling}$  (Gl. 3.12) korrigiert mit der Zeitverschiebung

$$t = -(t_{sampling} - t_{offset}). \quad (6.7)$$

Das negative Vorzeichen wurde gewählt, damit negative Zahlen einer früheren Zeit und positive Zahlen einer späteren Zeiten entsprechen.

Zur Überprüfung der *Online*-Zeitkorrekturen  $t_{offset}^{online}$  und Berechnung der Korrekturen  $t_{offset}^{offline}$  für die Physikanalyse wurden ausgewählte Daten der zweiten HERA Strahlperiode von Herbst 1992 selektiert. Dabei wurden neben der üblichen Überprüfung der Datenqualität anhand folgender Kriterien möglichst untergrundfreie Kandidaten der tiefunelastischen Streuung ausgewählt:

- Die Gesamtenergie im FCAL soll größer als 1 GeV sein ( $E_{FCAL} > 1 \text{ GeV}$ ). Somit wird die Messung einer genauen FCAL-Zeit  $T_{FCAL}$  gesichert.
- Zur Unterdrückung von Ereignissen der Photoproduktion wird  $\delta = \sum_i E_i(1 - \cos \theta_i) > 35 \text{ GeV}$  gefordert. Dabi ist  $E_i$  ist die Energie der Zelle  $i$ .
- Es soll ein gestreutes Elektron mit einer Energie größer als 5 GeV vorhanden sein ( $E_{e'} > 5 \text{ GeV}$ ).
- Das Quadrat des Impulsübertrags soll größer als  $4 \text{ GeV}^2$  sein ( $Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$ ).
- $T_{RCAL} > -6 \text{ ns}$  und  $|T_{FCAL} - T_{RCAL}| < 6 \text{ ns}$  (s. Kap. 6.4.6).
- Es wird verlangt, daß ein Vertex mit mindestens 2 Spuren und einem  $\chi^2$  pro Freiheitsgrad von weniger als 10 rekonstruiert wird.
- Es soll eine präzise Zeitmessung mit dem C5-Detektor vorliegen.

Ungefähr 12000 Ereignisse erfüllen diese Kriterien. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird obiger Datensatz vorselektierte DIS-Daten genannt. Es sei darauf hingewiesen, daß die Eichung der Zeit iterativ erfolgte. Die Erkenntnisse, die im Laufe dieser Arbeit gewonnen wurden, sind in der Rekonstruktion der Daten berücksichtigt worden.

In den nächsten Abschnitten wird die Bestimmung der einzelnen Beiträge der Zeitverschiebungen ausführlich diskutiert.

### 6.2.3 Zeiteichung der Analogelektronik

Das Ladungseichungssystem der Analogelektronik gestattet die Bestimmung der relativen Zeitverzögerungen der Auslesekanäle durch die gleichzeitige Injektion von bekannten Ladungspulsen auf die Eingänge der Analogkarten (Abb. 4.3). Man mißt also die Zeit

$$t_{Qinj} = t_{elec} + t_{FBR}. \quad (6.8)$$

Da eine Photoröhre zwei mögliche Auslesekanäle mit unterschiedlicher Verstärkung besitzt, ist es notwendig, beide getrennt zu eichen. Für die Ladungseichung wurden zwei Meßreihen durchgeführt, eine für den *high gain* und eine für den *low gain*. Die Differenz der beiden Messungen ist in Abb. 6.5 als Funktion der Kanalnummer aufgetragen. Im Mittel wird eine Zeitdifferenz von  $\sim 1 \text{ ns}$  zwischen den beiden Verstärkungszweigen festgestellt. Auffällig ist eine noch etwas stärkere Abweichung für die RCAL-Kanäle. Der Grund liegt darin, daß dort andere *Shaper* eingesetzt werden.

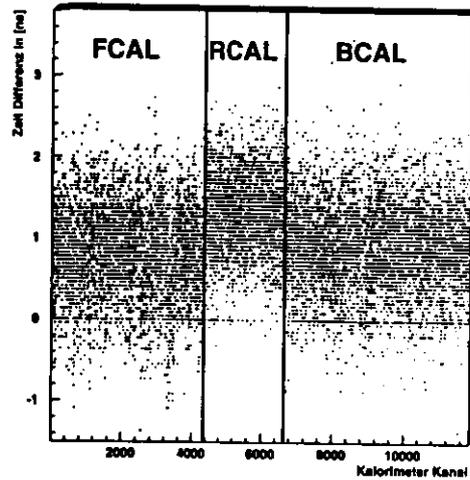


Abbildung 6.5: Zeitunterschied zwischen den beiden Auslesezeigen (high/low gain) der Analogelektronik.

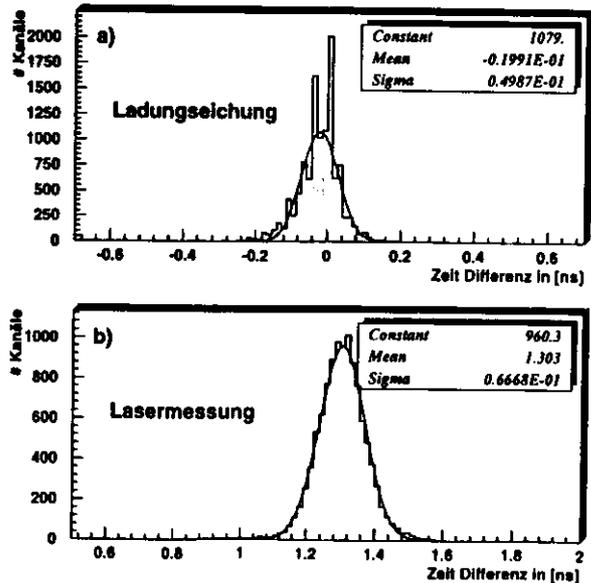


Abbildung 6.6: Überprüfung der Reproduzierbarkeit der Zeitmessung, a) bei Ladungseichung, b) mit Laserdaten. Beim Laser ändert sich zwar die absolute Zeit von Meßdurchlauf zu Meßdurchlauf, die relativen Zeiten sind allerdings sehr stabil (0.07 ns).

Um die Stabilität der Eichung zu überprüfen, werden die Zeiten von zwei unabhängigen Messungen miteinander verglichen. In Abb. 6.6a sind die Zeitdifferenzen zweier aufeinanderfolgender Messungen mit der Ladungseichung dargestellt. Die Übereinstimmung mit einer Standardabweichung der Differenzverteilung von 0.05 ns ist ausgesprochen gut.

Die Langzeitstabilität zeigt sich, wenn über einen längeren Zeitraum die Zeiten einer Referenzmessung mit regelmäßigen Zeitmessungen verglichen werden, indem die Mittelwerte und Standardabweichungen der Differenzverteilungen gemessen werden. Durch mehrfache tägliche Eichung mit dem Ladungsinjektionssystem wurde der Zeitraum der zweiten Strahlperiode von 1992 beobachtet. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.7 aufgetragen. Die mittlere Zeit nimmt mit etwa 1 ns pro Monat ab (Abb. 6.7a). Kor-

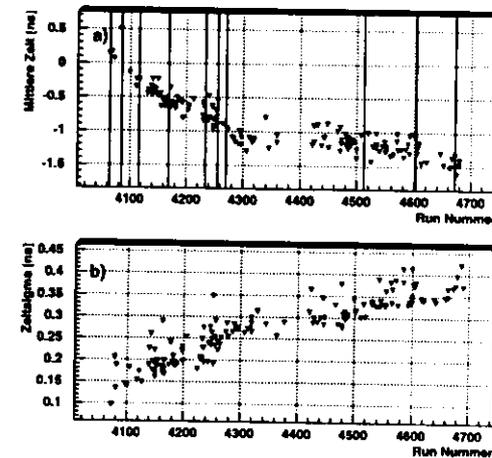


Abbildung 6.7: Langzeitstabilität der Zeitmessung mit der Ladungseichung. a) Entwicklung der mittleren Zeit, b) Entwicklung der Breiten der Zeitdifferenzverteilung. Die senkrechten Striche in Abbildung a) bezeichnen die Perioden, die zu einer nachträglichen Korrektur des Zeitdrifts gemittelt wurden.

reliert dazu ist ein deutlicher Anstieg der mittleren Standardabweichung von etwa 0.15 ns pro Monat zu beobachten (Abb. 6.7b), der wie folgt begründet ist. Die Pulstreiber auf den Pipelines sind einem Alterungsprozeß unterworfen. Dieser führt dazu, daß die Flanken der Abtastpulse mit der Zeit flacher werden. Dadurch verzögert sich der Schaltzeitpunkt der Pipeline, der Ladungspuls wird entsprechend später abgetastet. Bei der Rekonstruktion wird somit ein früherer Zeitpunkt berechnet. Man kann jedoch nicht davon ausgehen, daß alle Treiber exakt gleich schnell altern. Dies ist der Grund, daß die Zeiten "auseinanderlaufen", d.h. die Zeitverteilungen breiter werden. Als Konsequenz aus diesen Messungen wurde beschlossen, für die folgenden Strahlperioden eine häufigere Eichung durchzuführen. Zur nachträglichen Korrektur der bereits aufgezeichneten Daten wurde die Zeitverschiebung in der Offline-Analyse berücksichtigt. Da eine individuelle Korrektur jeder Meßreihe schwierig ist, wurde die Korrektur immer für eine Gruppe von Meßläufen vorgenommen innerhalb deren die Abweichungen untereinander genügend gering sind. Diese Bereiche sind in der Abb. 6.7a gekennzeichnet. Für die Strahlperiode von 1991 wurden die Pipelinechips neu konzipiert und gegen die alten ausgetauscht. Für die zukünftige Datennahme wird eine wesentliche Verbesserung der Zeitstabilität erwartet.

### 6.2.4 Messung der Photoröhrendurchlaufzeiten

Die Zeitmessung mit Laserpulsen  $t_{laser}$  setzt sich aus den Beiträgen der Elektronik  $t_{elec}$  und der Photoröhrendurchlaufzeiten  $t_{PMT}$  zusammen. Hinzu kommen noch globale Korrekturen für Kabel- und Faserlängen (Gl. 6.4).

#### Die Lasereichung

Für die Eichung wurde eine Meßreihe von 100 Laserpulsen mit konstanter Filtereinstellung aufgenommen. Die Intensitäten betragen dabei im Mittel etwa 10 GeV/PMT für F/RCAL und 25 GeV/PMT für BCAL. Es wurde versucht, eine möglichst große Intensität zu erreichen, um eine gute Zeitauflösung zu erzielen, ohne die Ausleseelektronik einzelner Kanäle zu sättigen. Das dazugehörige Zeitdiagramm ist in Abb. 6.4 zu sehen. Die Zeitschwankungen innerhalb einer Meßreihe betragen 0.8 ns, die im wesentlichen von den Zeitschwankungen des Lasers stammen. Der statistische Fehler des Mittelwertes ist daher  $\frac{0.8}{\sqrt{100}}$  ns = 0.08 ns. Für die meisten Betrachtungen empfiehlt sich eine Aufteilung der gemessenen Kanäle nach ihrer Zugehörigkeit zum Kalorimetertyp, da der Abtastpuls für FCAL, BCAL und RCAL getrennt verteilt wird (Abb. 4.3). Eine zusätzliche Trennung im FCAL zwischen EMC- und HAC-Sektionen ist wegen der unterschiedlichen Photoröhrentypen notwendig (XP1911 und R580). Man erhält somit die Verteilungen in Abb. 6.8. Die Verteilungen zeigen maximale Abweichungen von

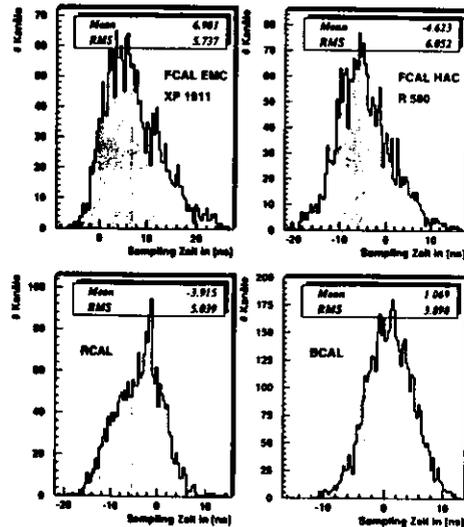


Abbildung 6.8: Zeiten der individuellen Kanäle ohne Korrektur der Zeitnullpunktverschiebungen für Laserdaten aufgeteilt nach Kalorimeter- und Photoröhrentyp.

30 ns und haben Standardabweichungen (RMS) von 4 bis 6 ns, die damit dem Fehler der Zeitbestimmung bei Verwendung von nichtkalibrierten Zeitnullpunkten entsprechen würden. Die Werte sind in Tab. 6.1 zusammengefaßt. Durch Kombination dieser Zeiten mit den gemessenen Zeitdifferenzen der Ladungseichung für die beiden Auslesekanäle, ergeben sich zwei Sätze von Kalibrationskonstanten, also insgesamt  $2 \times 11836 = 23672$  Konstanten.

Eine Differenz zweier unabhängiger Zeitmessungen zeigt die Reproduzierbarkeit der Laserzeiten (Abb. 6.6b). Während die Breite der Differenzverteilung von 0.07 ns mit der Ladungseichung vergleichbar ist, ist der Mittelwert verschoben. Dieses ist eine typische Eigenschaft des Lasers. Zeitliche Verschiebungen vom mehreren Nanosekunden zwischen dem Trigger-Signal und dem tatsächlichen Laserpuls können von Meßreihe zu Meßreihe auftreten, obwohl der Laser innerhalb einer Messung im Bereich von 1 ns stabil bleibt (Kap. 4.3.3). Der Mittelwert der Zeitverschiebungen muß daher nach anderen Kriterien eingestellt werden (s. Kap. 6.2.6). Zur Überprüfung der Reproduzierbarkeit kommt es also auf die Breite der Differenzverteilung an, solange die mittlere Laserzeit den Gültigkeitsbereich der Korrekturpolynome nicht verläßt ( $\approx \pm 20$  ns). Über einen längeren Zeitraum betrachtet, wird die Zeitstabilität von der zeitlichen Drift der Pipelinechips bestimmt.

#### Die Faserlängenkorrekturen

Bevor die Photoröhrendurchlaufzeiten  $t_{PMT}$  aus der Zeitdifferenz von Laser- und Ladungsdaten berechnet werden können, müssen die Faserlängenkorrekturen  $t_{f,mod}$  bekannt sein. Es folgt nämlich aus den Gleichungen 6.4 und 6.8:

$$t_{laser} - t_{Qinj} = t_{PMT} + t_{f,mod} \quad (6.9)$$

Abb. 6.9a, 6.9c und 6.9e zeigen das Ergebnis. Die Komponente aus den Faserlängen  $t_{f,mod}$  ist für die Kanäle eines Fasersystems, also einem halben Modul, konstant. In Abb. 6.9 ist eine zeitliche Gruppierung der Kanäle zu erkennen. Durch Mittelung über alle Kanäle eines Fasersystems lassen sich aus der mittleren Zeitverschiebung diese zusätzlichen Faserlängen bestimmen:

$$\langle t_{laser} - t_{Qinj} \rangle_{f,mod} = \langle t_{PMT} \rangle_{f,mod} + t_{f,mod} \quad (6.10)$$

Unter der Annahme, daß der Mittelwert der Photoröhrendurchlaufzeiten  $t_{PMT}$  für jedes Modul gleich ist, kann  $\langle t_{PMT} \rangle_{f,mod} = const.$  gesetzt werden, und man erhält

$$t_{f,mod} = \langle t_{laser} - t_{Qinj} \rangle_{f,mod} \quad (6.11)$$

Das Ergebnis dieser Mittelung zeigt Abb. 6.11a. Die Streuung der Korrekturen ist im Bereich von  $\pm 2$  ns. Nach Subtraktion der ermittelten Beiträge  $t_{f,mod}$  erhält man die Abb. 6.9b, 6.9d und 6.9f. Die Korrekturen  $t_{f,mod}$  wurden nach 38 Tagen zur Überprüfung erneut gemessen. Unter Vernachlässigung der beiden Module, die bei dieser Messung Auslese-Probleme aufwiesen, konnte diese Größe auf 0.14 ns genau reproduziert werden (s. Abb. 6.10).

Eine Mittelung über halbe Module der Photoröhrenzeiten von ep-Ereignissen sollte nach der Faserlängenkorrekturen null ergeben. Wie Abb. 6.11c zeigt, verbleibt eine systematische Struktur. Daraus läßt sich folgern, daß entweder die verbleibende Struktur nicht auf die Faserlängen zurückzuführen ist oder die Faserlängen nach der Methode in Gleichung 6.11 nicht richtig bestimmt wurden. Um diese Frage zu klären, wurden zwei weitere Methoden angewandt. Die erste berechnet die Laufzeiten in den Fasern bis auf wenige cm bekannt sind. Kennt man zusätzlich die Lichtgeschwindigkeiten in den beiden verwendeten Fasermaterialien, so läßt sich daraus die Gesamtdurchlaufzeit der Fasersysteme berechnen. Der Brechungsindex der verwendeten Quarzfaser ist  $n_{Quarz} = 1.467$ , während er für die Plastikfaser  $n_{PMMA} = 1.567$  beträgt. Wie in Abb. 6.11b zu sehen ist, sind aus dieser Berechnung tatsächlich systematische Laufzeitunterschiede zwischen den Fasersystemen zu erwarten. In der zweiten Methode wurden die Faserlaufzeiten durch Auslesen einer Photodiode über ein digitales Oszilloskop mit einer Genauigkeit von 0.5 ns gemessen. In Abb. 6.11b sind die gemessenen Faserdurchlaufzeiten als Dreiecke zusätzlich zu den berechneten Zeiten eingetragen. Die Übereinstimmung zwischen den gemessenen und berechneten Werten ist sehr gut.

Aus dem Vergleich der Abb. 6.11a und 6.11b läßt sich schließen, daß die Korrektur nach Gleichung 6.11 die Längenunterschiede nur annähernd richtig berücksichtigt. Verwendet man andererseits die

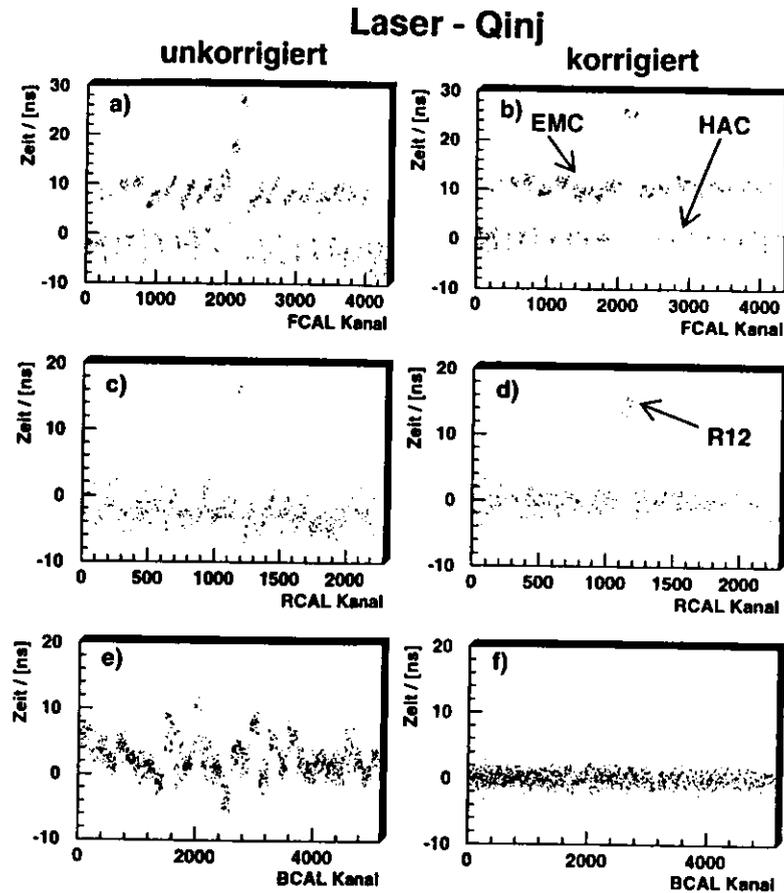


Abbildung 6.9: Mit dem Laser gemessene Zeiten nach Subtraktion des elektronischen Zeitbeitrags. Abbildungen a),c) und e) zeigen zusätzliche systematische Strukturen, die auf unterschiedlich lange Systemfasern zurückzuführen sind. In den Abbildungen b),d) und f) sind die Faserlängen berücksichtigt. Für die EMC-Zellen im FCAL verbleibt dennoch eine Systematik, da die Mittelung nur über die HAC-Zellen durchgeführt wurde. Die Module F12 und R12 sind zeitlich verschoben, da der Beitrag  $t_{F/R12\ cable}$  nur für die Ladungseichung durch entsprechende Kabel ausgeglichen wurde.

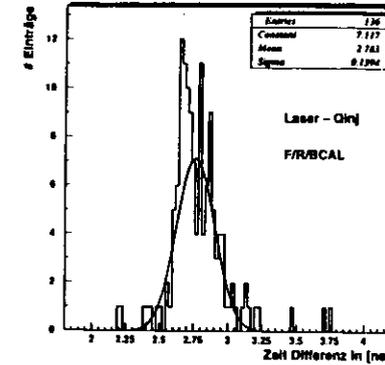


Abbildung 6.10: Überprüfung der Faserlängenkorrektur aus der Differenz von Laser- und Ladungsdaten. Zwei Messungen im Abstand von 38 Tagen werden verglichen.

berechneten Zeitdifferenzen zur Korrektur, kann man in den Mittelwerten aus den HERA-Daten nur eine leichte Verbesserung im RCAL erkennen (Abb. 6.11d). Der verbleibende Effekt ist möglicherweise auch auf eine andere Größe zurückzuführen, die sich auch gerade in der Mittelung über halbe Module manifestiert. Die Diskrepanz ist bisher noch nicht verstanden. Als Konsequenz daraus, werden vorerst die Zeiten der Kanäle in der *Offline*-Analyse mit den Korrekturen aus dem analysierten Datensatz (Abb. 6.11c) korrigiert.

Die Photoröhrendurchlaufzeiten

Nach Abzug der Faserlängenkorrekturen sind in Abb. 6.9b, 6.9d und 6.9f die Photoröhrendurchlaufzeiten  $t_{PMT}$  zu sehen. Deutlich heben sich im FCAL die EMC-Zellen von den HAC-Zellen ab. Abb. 6.12 zeigt die Projektionen dieser Verteilungen. Unter Vernachlässigung der Module F/RCAL 12 können die Schwankungen bestimmt werden, die sich allein aufgrund der Photoröhren ergeben und zwischen 1.3 ns und 2.0 ns betragen. In Tab. 6.1 sind die Ergebnisse zusammengefaßt. Der größte Beitrag

Datentyp	FCAL (XP1911)		FCAL (R580)		RCAL		BCAL	
	Mittel	RMS	Mittel	RMS	Mittel	RMS	Mittel	RMS
Laser [ns]	7.0	5.7	-4.6	6.1	-3.9	5.0	1.1	3.9
Ladungseichung [ns]	2.4	4.7	1.9	4.8	2.5	4.6	2.9	3.6
(Laser · $Q_{inj}$ ) <sub>korre</sub> [ns]	10.8	1.6	0.04	1.9	0.0	2.0	0.01	1.3

Tabelle 6.1: Mittelwerte und Standardabweichungen (RMS) der Zeitmessung mit der Ladungseichung ( $t_{elec}$ ) und dem Laser ( $t_{laser}$ ). In der unteren Zeile stehen die reinen Photoröhrendurchlaufzeiten. Der stärkste Beitrag zur Streuung stammt von der Elektronik.

zur Kanal zu Kanal Variation der Zeitverschiebungen stammt von der elektronischen Komponente. Dabei sind die Treiber auf den Pipelines die elektronischen Bausteine, die die Zeitvariation am stärksten beeinflussen [79]. Die mittlere Zeitdifferenz zwischen den beiden Photoröhrentypen XP1911 und

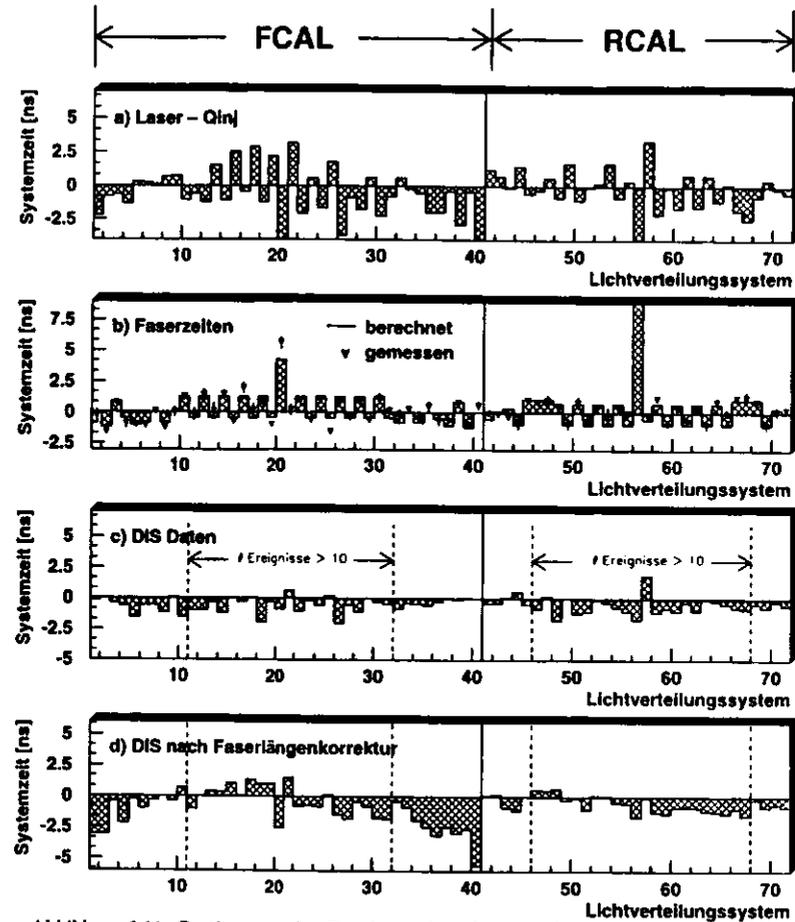


Abbildung 6.11: Bestimmung der Faserlängenkorrekturen: a) Die Zeitverschiebungen sind aus der Differenz von Laser- und Ladungszeitung berechnet, b) die Faserdurchlaufzeiten sind aus den Faserlängen berechnet bzw. nachgemessen, c) verbleibende Systematik in den DIS-Daten unter Verwendung der Korrekturen aus a), d) DIS-Daten unter Verwendung der Korrekturen aus b). Auf Grund von mangelnder Statistik können die Zeiten für DIS-Daten nur im inneren Kalorimeterbereich bestimmt werden.

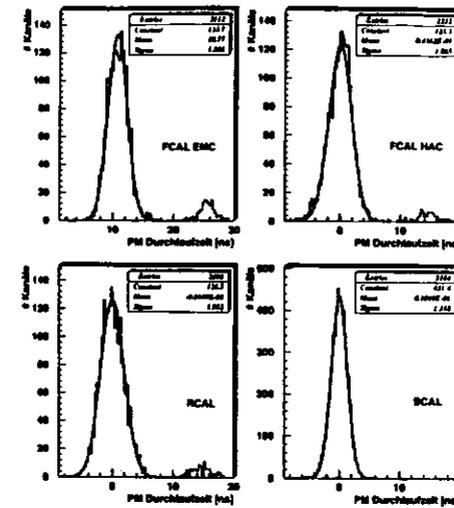


Abbildung 6.12: Die Photodiodendurchlaufzeiten  $t_{PMT}$  nach Abzug der elektronischen Beiträge  $t_{elec}$  und der Faserlaufzeiten  $t_{f, module}$ . Die um etwa 15 ns verschobenen Einträge stammen von den Modulen FCAL 12 bzw. RCAL 12 und werden in der Mittelwertsbestimmung nicht berücksichtigt.

R580 kann aus der letzten Zeile abgelesen werden und beträgt 10.8 ns. Die verbleibende Breite in der Zeitverteilung der Photodiodendurchlaufzeiten ist im wesentlichen in der unterschiedlichen Betriebsspannung begründet.

Die Abhängigkeit der Durchlaufzeiten als Funktion der Hochspannung konnte für alle Photodioden des FCAL bestimmt werden. Zu diesem Zweck wurden Zeitmessungen mit dem Laser durchgeführt, bei denen die Hochspannungen für das FCAL von 1000 V bis 1250 V in Schritten von 50 V verändert wurden. Die BCAL-Spannungen blieben unverändert, um die Lichtintensität zu normieren. Bei jeder Spannung wurde über 100 Ereignisse gemittelt. Für eine genaue Messung muß die Zeitschwankung des Lasers subtrahiert werden. Da bei diesen Messungen der TDC nicht zur Verfügung stand, wurde eine Mittelung der Zeit von knapp 1000 BCAL-Photodioden als Zeitreferenz verwendet. Die Ergebnisse zeigt Abb. 6.13.

In der Tat ist eine Abnahme der Durchlaufzeiten mit steigender Hochspannung zu erwarten und zwar proportional zu  $1/\sqrt{U}$ , wobei  $U$  die Spannung ist [69]. Anpassungen mit einer Funktion  $t_{PMT} = b/\sqrt{U} + c$  sind ebenfalls eingezeichnet. Dabei ist  $c$  ein freier Parameter, der von dem gewählten Zeitnullpunkt abhängt. In dem für die Anwendungen im Experiment interessanten Spannungsbereich läßt sich der Zusammenhang aus Hochspannung  $U$  und Durchlaufzeit  $t_{PMT}$  auch fast linear beschreiben. Für die XP1911 Röhren (EMC) erhält man eine Zeitverkürzung von 0.5 ns bei einem Spannungsanstieg von 100 V. Die R580-Röhren fallen zweieinhalbmal so stark ab (-1.3 ns/100 V). Wird im Laufe des Detektorbetriebs die Betriebsspannung der Photodioden geändert, so müssen die Zeiten neu geeicht werden.

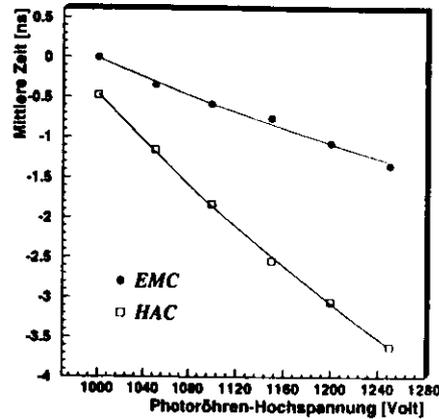


Abbildung 6.13: Abhängigkeit der Photoröhrendurchlaufzeit von der angelegten Hochspannung. Es wurden über etwa 2000 Photoröhren des Typs XP1911 und R580 des FCAL gemittelt. Die Fehler sind in den Punkten enthalten. An die Werte wurde eine Funktion der Form  $t_{\text{PMT}} = b/\sqrt{U} + c$  angepaßt.

### 6.2.5 Die Flugzeitkorrekturen

Teilchen, die unter verschiedenen Winkeln vom Wechselwirkungspunkt in den Detektor gestreut werden, legen unterschiedliche Wege  $L_{\text{cell}}$  zurück, bis sie die Mitte der Kalorimeterzellen erreichen, in der sie ihre Energie ablagern. Der optische Weg  $L_{\text{wls}}$  von der Zellenmitte bis zu den Photoröhren hängt ebenfalls von der Kalorimeterzelle ab. Aus geometrischen Überlegungen lassen sich die beiden Strecken aus den Zellenkoordinaten berechnen und ergeben zusammen die Flugzeitkorrektur:

$$t_{\text{TOF}} = \frac{c}{L_{\text{cell}}} + \frac{v_{\text{WLS}}}{L_{\text{WLS}}}. \quad (6.12)$$

Dabei ist  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $v_{\text{WLS}}$  die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts im Wellenlängenschieber, die zunächst als Lichtgeschwindigkeit im Vakuum angenommen wird. In Abb. 6.14 sind die berechneten Korrekturen als Funktion der Kanalnummer aufgetragen. Die Flugzeitkorrekturen können bis zu 4 ns betragen. Findet die Wechselwirkung nicht im Ursprung  $(X, Y, Z) = (0, 0, 0)$  statt, so sind diese Korrekturen nur noch näherungsweise richtig. Der Wechselwirkungspunkt variiert jedoch von Ereignis zu Ereignis und kann daher in den *Online*-Kalibrationskonstanten nicht berücksichtigt werden.

	EMC	HAC1	HAC2
FCAL	0.0	+ 1.9 ns	+ 0.5 ns
BCAL	0.0	+ 2.4 ns	+ 3.2 ns
RCAL	0.0	+ 1.5 ns	-

Tabelle 6.2: Aus DIS-Daten berechnete mittlere Zeitverschiebungen zwischen den Kalorimetersektionstypen bezogen auf die EMC-Sektion

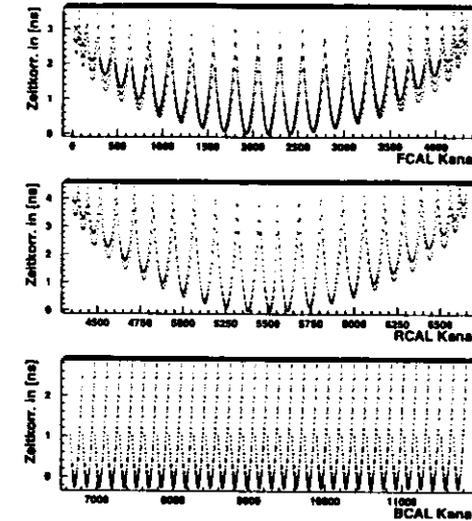


Abbildung 6.14: Berechnete Zeitkorrekturen für jede Kalorimeterzelle, die sich aus den unterschiedlichen Weglängen der Teilchenprodukte vom nominalen Wechselwirkungspunkt bis zur Photoröhre ergeben.

Die Annahmen, die für die Flugzeitkorrekturen gemacht wurden, sind nur sehr grob. Bevor aber keine genaue Kenntnis der zeitlichen Abläufe im Kalorimeter vorliegen, sollen in die *Online*-Zeitkonstanten keine weiteren Korrekturen integriert werden. In den Kapiteln 6.4.1 und 6.4.4 werden diese Abläufe genauer untersucht. Im wesentlichen werden sich weitere Korrekturen auf einen zeitlichen Abgleich zwischen den Sektionstypen konzentrieren. Für die weiteren Betrachtungen wird dieser Abgleich aus den vorselektierten DIS-Daten bestimmt. In Tab. 6.2 sind die mittleren Verschiebungen jeweils bezogen auf die EMC-Sektion aufgelistet. In diesen Korrekturen sind die zeitlichen Abläufe in den Wellenlängenschiebern ( $t_{\text{WLS}}$ ) sowie das mittlere zeitliche Verhalten der Schauerentwicklung ( $t_{\text{shower}}$ ) mit enthalten.

### 6.2.6 Globale Zeitverschiebungen

In diesem Abschnitt soll die Bestimmung der globalen Zeitverschiebungen  $t_{\text{FB}}$  erläutert werden, die bereits in Kap. 6.2.1 eingeführt wurden und ebenfalls in den *Online*-Konstanten enthalten sind. Es handelt sich dabei um relative Zeitverschiebungen zwischen den drei Kalorimereinheiten FCAL, BCAL und RCAL. Durch Justieren der Längen der Kabel, die das Abtastsignal auf die Kalorimetermodule verteilt (Abb. 4.3), können die gemessenen Zeiten der Kalorimereinheiten gegeneinander verschoben werden. Zu Beginn einer Strahlperiode werden die globalen Zeitverschiebungen  $t_{\text{FB}}$  mit Untergründereignissen der Proton-Gas-Wechselwirkungen eingestellt nach folgendem Kriterium:  $t_{\text{FCAL}} = 0$  und  $t_{\text{RCAL}} = -10.6$  ns (Kap. 6.1). Für diese Messung ist bereits der Betrieb des Protonenstrahls ausreichend.

Während der Datennahme können mit Erhöhung der Ereigniszahl die globalen Zeitverschiebungen

$t_{FBR}$  neu bestimmt werden unter Verwendung von  $ep$ -Ereignissen. Dabei muß dann die Bedingung  $T_{FCAL} = T_{RCAL} = T_{RCAL} = 0$  erfüllt werden. Die Korrektur erfolgt nicht mehr über Kabellängen, sondern durch Veränderung der *Online*-Konstanten  $t_{FBR}$ , die aus einer Analyse der Daten ermittelt werden.

### 6.2.7 Strahlkorrekturen mit dem C5-Zähler

In den vorangegangenen Kapiteln wurden Korrekturen behandelt, die sich aus den Eigenschaften des Kalorimeters selbst ergeben. Im folgenden wird untersucht, wie sich die HERA-Strahlbedingungen auf die Bestimmung der Zeit im Kalorimeter auswirken. Sind die Strahlpakete nicht exakt in Phase mit der HERA-Taktfrequenz, kommt es zu zeitlichen Verschiebungen der  $ep$ -Wechselwirkungen. Damit ändert sich auch die im Kalorimeter gemessene Zeit, die relativ zum HERA-Takt definiert ist. Dabei müssen zwei Effekte unterschieden werden. Sind beide Teilchenpakete um denselben Zeitbetrag verschoben, so treffen sich im Mittel die Teilchenpakete im nominalen Wechselwirkungspunkt. Alle Zellen im Kalorimeter erfahren dieselbe Zeitverschiebung. Sind die Teilchenstrahlen gegeneinander verzögert, verschiebt sich der Ort der Wechselwirkung. Dieser Fall ist in Abb. 6.18b schematisch dargestellt. Ist wie in der Abbildung der Protonenstrahl zu früh bzw. der Elektronenstrahl zu spät, wird in FCAL eine zu kleine Zeit gemessen, während  $T_{RCAL}$  zu groß ist. Damit ändert sich systematisch die Größe  $T_{FCAL} - T_{RCAL}$ , die als wesentliches Kriterium zur Unterdrückung der Untergrundstrahlung dient.

Zur Korrektur dieser systematischen Strahleinflüsse auf die Zeitmessung ist eine unabhängige Messung der Zeiten der Teilchenpakete erforderlich. Diese wird von dem C5-Detektor ermöglicht (Kap. 3.1.6). Er mißt die Zeit der Sekundärteilchen von Elektron- und Proton-Gas-Ereignissen. Abb. 6.15 zeigt ein typisches Zeitspektrum einer Meßreihe aus den Daten von 1992 [80]. Der zeitliche Nullpunkt ist willkürlich und die Zeitachse ist invertiert. Die beiden Hauptmaxima entsprechen der Durchlaufzeit

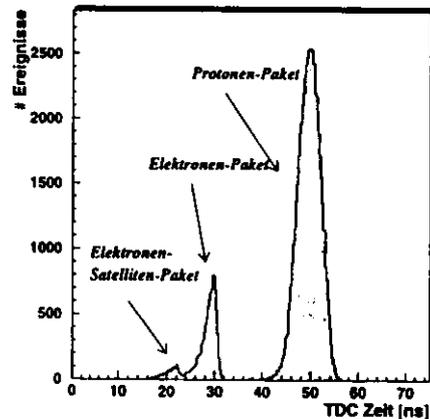


Abbildung 6.15: Zeitspektrum einer Meßreihe mit dem C5-Detektor. Es sind die Koinzidenzen unterhalb des Strahlrohres aufgetragen. Der Zeitnullpunkt ist willkürlich, die Zeitachse ist invertiert.

der beiden Teilchenpakete. Da sich der C5-Detektor von Protonenrichtung aus gesehen vor dem RCAL befindet, wird erst der Durchlauf des Protonenpakets gemessen und etwa 20 ns später das entgegenkommende Elektronenpaket. Zusätzlich ist noch ein Nebenmaximum zu sehen, das etwa 8 ns nach

dem Elektronenpuls gemessen wird. Es stammt von Satellitenpaketen des Elektronenstrahls. Diese sind durch die Hochfrequenzsteuerung des Vorbeschleunigers PIA bedingt, der mit einer Frequenz von 125 MHz betrieben wird.

Durch Anpassung einer geeigneten Funktion [80] lassen sich die mittleren Zeiten der Elektronen- und Protonenpakete bestimmen ( $T_p^{C5}$ ,  $T_e^{C5}$ ). Abweichungen von der nominalen Zeit ( $T_p^{C5} - T_p^{nom} = 29.6$  ns,  $T_e^{C5} - T_e^{nom} = 50.0$  ns) bedeuten eine mittlere Zeitverschiebung der Teilchenpakete. Ebenso kann aus der Breite der Verteilungen auf die Ausdehnung der Teilchenpakete in Z-Richtung geschlossen werden [81]. Abb. 6.16a und 6.16b zeigen wie sich die Mittelwerte der C5-Zeiten für die Elektronen und Protonen im Laufe der untersuchten Strahlperiode verhalten. Um die Frage zu klären, ob sich

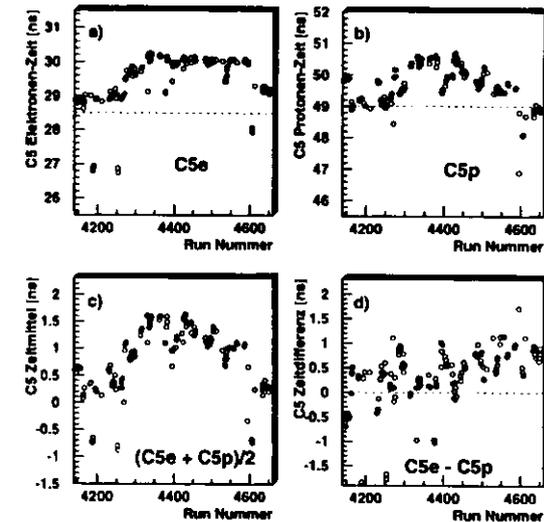


Abbildung 6.16: Entwicklung der C5-Zeitmessung in der Strahlperiode von 1992: a) C5-Elektronen-Zeit, b) C5-Protonen-Zeit, c) Mittelwert, d) Differenz

die Gesamtzeit verändert oder sich die Vertexposition verschiebt, empfiehlt sich die Darstellung des Mittelwerts und der Differenz von Elektronen- und Protonenzeit (Abb. 6.16c und 6.16d). Die Schwankungen im Mittelwert bedeuten eine globale Verschiebung zwischen HERA-Takt und der Kreuzung der Teilchenpakete. Die Zeitdifferenz deutet dagegen auf eine Verschiebung des mittleren Vertex hin. Dabei gilt für die Verschiebung der Z-Koordinate des Vertex ( $V_z^{C5}$ ), wenn  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $Z_{Cs} = -314.1$  cm die Position des Detektors ist

$$V_z^{C5} = \frac{c}{2} (T_p^{C5} - T_e^{C5}) + Z_{Cs}. \quad (6.13)$$

Wie Abb. 6.16 zeigt, liegt in der Regel eine Kombination dieser beiden Effekte vor. Es soll darauf hingewiesen werden, daß es sich bei dieser Messung um eine Aussage über die mittleren Verhältnisse in einem Meßdurchlauf handelt und nicht etwa die individuelle Vertexbestimmung eines Ereignisses ersetzen kann. Die ereignisabhängige Vertexkorrektur wird in Kap. 6.2.8 behandelt.

Die Zeitverschiebungen der Teilchenpakete zeigen sich auch in der Messung der Kalorimeterzeit. Bei Ereignissen der tiefinelastischen Streuung entspricht die Messung der RCAL-Zeit ( $T_{RCAL}$ ) der Elektronenpaketsmessung, da in der überwiegenden Zahl der Fälle, das gestreute Elektron im RCAL

gemessen wird. Veränderungen der Ankunftszeit der Streuprodukte des Protons spiegeln sich in der FCAL Zeit wider. In Abb. 6.17 ist  $T_{\text{FCAL}}$  gegen die C5-Protonen-Zeit und  $T_{\text{RCAL}}$  gegen die C5-Elektronen-Zeit für die vorselektierten DIS-Kandidaten der 1992-Strahlperiode aufgetragen. Es ist eine deutliche Korrelation zu sehen, die das Vorgehen rechtfertigt, das strahlabhängige Verhalten der Kalorimeterzeiten aus der Messung der C5-Zeiten zu korrigieren. Es ist nicht möglich, die Korrekturen bereits in die *Online*-Konstanten aufzunehmen, da a priori die Größen nicht bekannt sind. Für die bislang aufgenommenen Daten wurde die Korrektur erst in der *Offline*-Analyse durchgeführt.

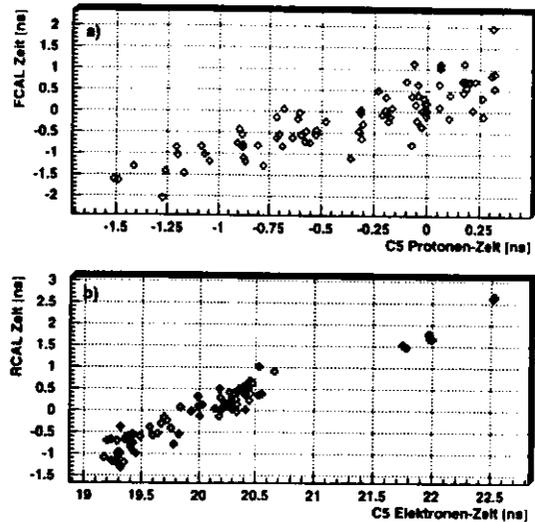


Abbildung 6.17: Korrelation zwischen der Kalorimeterzeit und der Zeit des C5 Detektors: a) FCAL- gegen C5-Protonen-Zeit, b) RCAL- gegen C5-Elektronen-Zeit

### 6.2.8 Strahlkorrekturen mit dem Spurenvertex

Während mit dem C5-Detektor die Korrektur der mittleren Vertexverschiebung einer Meßreihe durchgeführt werden kann, wird hier eine Methode vorgestellt, bei der eine Korrektur von Ereignis zu Ereignis möglich ist. Dies ist besonders für die optimale Bestimmung der FCAL-Zeit für die 1992-Strahlperiode nötig. Zur Beschleunigung der Protonen wurden 1992 nur die 52 MHz-Kavitäten verwendet. Die gemessene longitudinale Ausdehnung der Protonenpakete betrug meist 40 cm (s. Kap. 2.1)[82]. Die Folge eines nicht genau lokalisierten Strahls ist eine Variation des Wechselwirkungspunktes von Ereignis zu Ereignis. Abb. 6.18 macht den Zusammenhang deutlich. Die starke Variation des Wechselwirkungspunktes wiederum wirkt sich auf die Zeitmessung im FCAL aus. Wie man sich anhand Abb. 6.18 verdeutlichen kann, läßt sich die FCAL-Zeitverschiebung wie folgt berechnen

$$\Delta T_{\text{FCAL}} = -2 \frac{V_z}{c} \quad (6.14)$$

Auf die Messung der RCAL-Zeit wirkt sich die Vertexverschiebung nicht aus, da die Ausdehnung des Elektronenpaketes vernachlässigt werden kann.

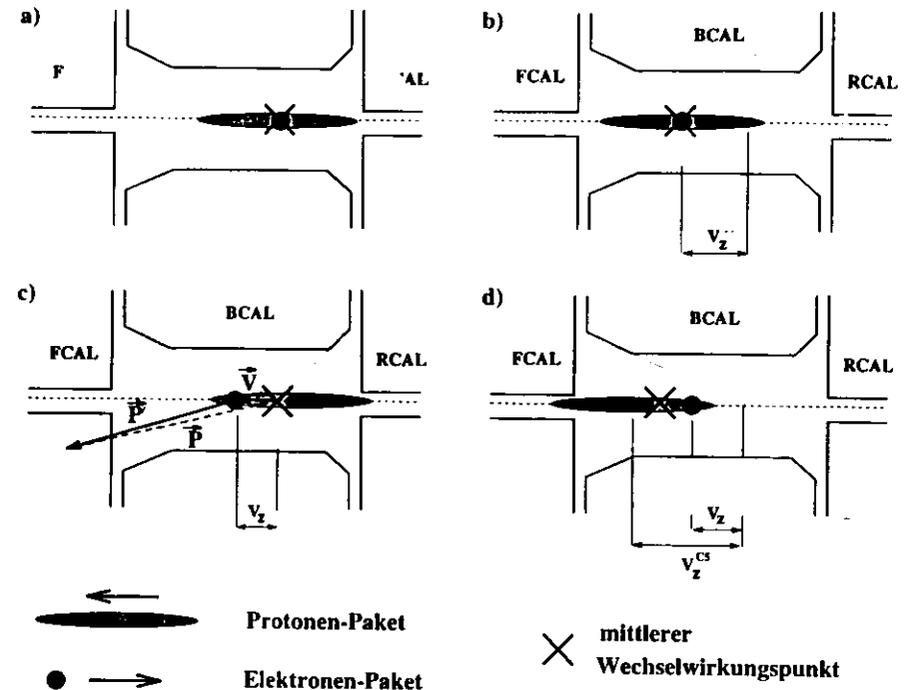


Abbildung 6.18: Einfluß der zeitlichen Verschiebung der Teilchenstrahlen und ihrer Länge auf den Vertex und die Bestimmung der Kalorimeterzeit:

- Der Protonenstrahl hat eine Länge von ca. 40 cm. Beide Strahlen treffen zur richtigen Zeit im nominalen Wechselwirkungspunkt  $(X, Y, Z) = (0, 0, 0)$ .
- Der Elektronenstrahl ist zu spät im Vergleich zu den Protonen. Der mittlere Wechselwirkungspunkt ist zum FCAL hin verschoben.
- Im Mittel treffen sich zwar der Elektronenstrahl und der Protonenstrahl an der richtigen Stelle. Aufgrund der Ausdehnung des Protonenstrahls kann sich der tatsächliche Wechselwirkungspunkt von Ereignis zu Ereignis verschieben. Hier wird das Proton um  $\frac{V_z}{c}$  zu früh getroffen. Die Streuprodukte müssen zudem nur einen kürzeren Weg zurücklegen.
- In der Regel liegt eine Kombination der Effekte aus b) und c) vor.

Zur Überprüfung der Beziehung 6.14 kann die Vertexposition mit den zentralen Driftkammern bestimmt werden. Abb. 6.19a zeigt die Vertexverteilung, die sich für den obigen Datensatz aus der Spurrekonstruktion ergibt. Die Auflösung für die Rekonstruktion des Vertex beträgt für die 1992 Messung etwa 4 cm. In Abb. 6.19b ist  $T_{FCAL}$  gegen die  $Z$ -Koordinate der Vertexposition aus der Spurrekonstruktion aufgetragen. Der lineare Zusammenhang ist deutlich zu erkennen. Die Vert-

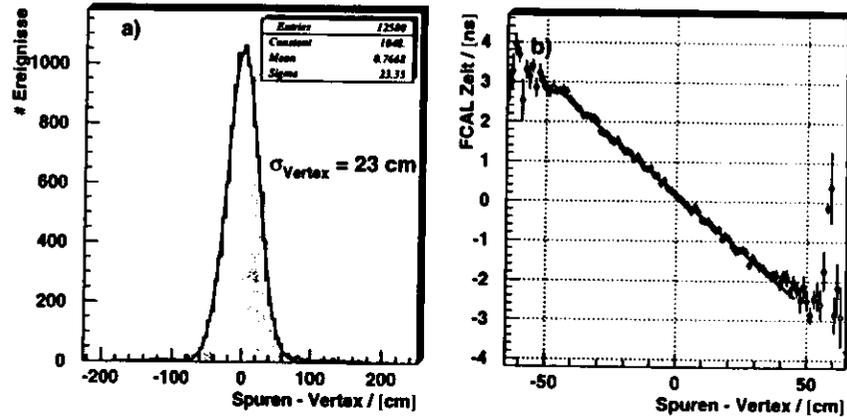


Abbildung 6.19: a) Vertexverteilung der DIS-Daten aus der Spurrekonstruktion der Driftkammer. b) Korrelation zwischen Spurenvertex  $V_z$  und FCAL-Zeit  $T_{FCAL}$ .

exposition kann also dazu verwendet werden, die Zeitverschiebung im FCAL zu bestimmen und zu korrigieren.

In Gleichung 6.14 wurde vorausgesetzt, daß sich die Zentren der Teilchenpakete im Punkt  $Z = 0$  treffen. Wenn die Teilchenpakete aber nicht zur richtigen Zeit eintreffen, verschiebt sich der mittlere Wert des Vertex (Abb. 6.18b) um  $V_z^{CS}$  (Gl. 6.13). Daher muß die Verschiebung der Teilchenpakete durch Subtraktion der  $T_e^{CS}$  berücksichtigt werden. Bei den Protonenpaketen ist nur die relative Lage des Pakets. Daher wird auch  $T_{FCAL}$  mit der C5-Elektronen-Zeit korrigiert. Gleichung 6.14 gilt außerdem nur exakt für Ereignisse mit Energieablagerungen im FCAL nahe der Strahlachse. Für Zellen mit größerem Abstand verändert sich die Länge des Weges vom Vertex bis zur Zelle in Abhängigkeit des Trajektorienwinkels (vergleiche  $\vec{P}$  und  $\vec{P}'$  in Abb. 6.18c). Es müssen also die Zeiten für jede Zelle in Abhängigkeit von ihren Koordinaten einzeln korrigiert werden.

$$\begin{aligned} \Delta t_i &= \frac{1}{c} \left( -V_z + \left( |\vec{P} - \vec{V}| - |\vec{P}| \right) \right) - T_e^{CS} \\ &= \frac{1}{c} \left( -V_z + \sqrt{(P_x - V_x)^2 + (P_y - V_y)^2 + (P_z - V_z)^2} - \sqrt{P_x^2 + P_y^2 + P_z^2} \right) - T_e^{CS} \end{aligned} \quad (6.15)$$

$\vec{P}$  und  $\vec{V}$  sind die Ortsvektoren der Zellen bzw. des rekonstruierten Vertex mit Koordinatenursprung im nominalen Vertex. Die Zeit  $T_{FCAL}$  berechnet sich aus den korrigierten Zeiten  $t_i - \Delta t_i$ , wie in Gleichung 6.1. Wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, läßt sich durch die Vertex-Korrektur die Bestimmung der Ereigniszeit wesentlich verbessern. Jedoch wird die Methode durch die Vertaxauflösung der Spurrekammern von 4 cm selbst begrenzt, woraus eine Zeitunsicherheit von 0.27 ns folgt.

### 6.2.9 Zusammenfassung der Zeitkorrekturen

Die vorangegangenen Abschnitte haben erläutert, welche Korrekturen notwendig sind, um die Zeitmessung mit dem ZEUS-Kalorimeter zu optimieren. Dabei wurden drei Gruppen von Korrekturen unterschieden:

- Ein Satz von Konstanten ist für alle Ereignisse gültig und berücksichtigt die Eigenschaften des Kalorimeters. Diese lassen sich mittels Kalibrationsmethoden bestimmen und werden bereits online angewandt (*online offset*).
- Die Zeitantwort des Kalorimeters kann von Ereignis zu Ereignis variieren. Dies hängt vom Typ und Ort der Schauer ab, so daß nur eine mittlere Korrektur angegeben werden kann, die sich aus der Analyse vom  $ep$ -Daten ermitteln läßt. Diese Eigenschaften werden in den Kapiteln 6.4.1 und 6.4.4 genauer untersucht.
- Es müssen eine Reihe von Korrekturen durchgeführt werden, die auf nicht ideale Strahlbedingungen zurückzuführen sind und bisher erst in der *Offline*-Analyse berücksichtigt wurden.

Es sollen nun anhand der vorselektierten DIS-Daten die Ergebnisse der korrigierten Zeitmessung beschrieben werden. In Abb. 6.20 sind die mittleren Zeiten der Kanäle mit mehr als 10 Ereignissen eingetragen. Die Projektionen zeigen, wie gut im Mittel die Zeitverschiebungen bestimmt sind. Für FCAL ergibt sich eine Breite von 0.77 ns, während sie für RCAL 0.53 ns beträgt. Da die Reproduzierbarkeit der Eichung mit Testdaten (Laser und Ladungsinjektion) noch wesentlich besser ist, ist es möglich, daß noch kanalabhängige Differenzen bei der Messung von Teilchenreaktionen hinzukommen, die nicht von den Kalibrationsystemen erfaßt werden. In Abschnitt 6.4.1 wird darauf noch genauer eingegangen.

Das beste Kriterium zur Beurteilung der Zeitkorrekturen sind die Breiten der Verteilungen der Ereigniszeiten  $\sigma_{T_{FCAL}}$ ,  $\sigma_{T_{BCAL}}$  und  $\sigma_{T_{RCAL}}$ . Sie sind maßgebend dafür, wie eng der Schnitt auf die Ereigniszeiten zur Unterdrückung des Untergrundes angesetzt werden darf. Abb. 6.21 zeigt die Verteilungen der Ereigniszeiten für die DIS-Daten, die einen Zeitraum von 1.5 Monaten abdecken. Eine Anpassung der Verteilungen mit Gaußfunktionen ergibt folgende Breiten:  $\sigma_{T_{FCAL}} = 1.52$  ns bzw.  $\sigma_{T_{FCAL}}^{vertex} = 0.75$  ns,  $\sigma_{T_{BCAL}} = 2.25$  ns und  $\sigma_{T_{RCAL}} = 0.67$  ns. Die Breite der RCAL-Zeit ist am schmalsten. Der Grund liegt in dem longitudinal gut fokussierten Elektronenstrahl und in der guten Zeitauflösung für Elektronen (s. Kap. 6.3). Die Breite im BCAL folgt aus der relativ schlechten Zeitauflösung bei den niedrigen Energien, die in der Regel im BCAL abgelagert werden. Die Breite der FCAL-Zeitverteilung  $T_{FCAL}^{vertex}$  nach der Vertexkorrektur ist gegenüber  $T_{FCAL}$  ohne Vertexkorrektur um einen Faktor 2 verringert. Die Bestimmung einer globalen Ereigniszeit hat den Vorteil, daß über eine große Anzahl von Kanälen gemittelt wird. Daher wird hier eine Breite von  $\sigma_{T_{FCAL}} = 0.56$  ns erreicht.

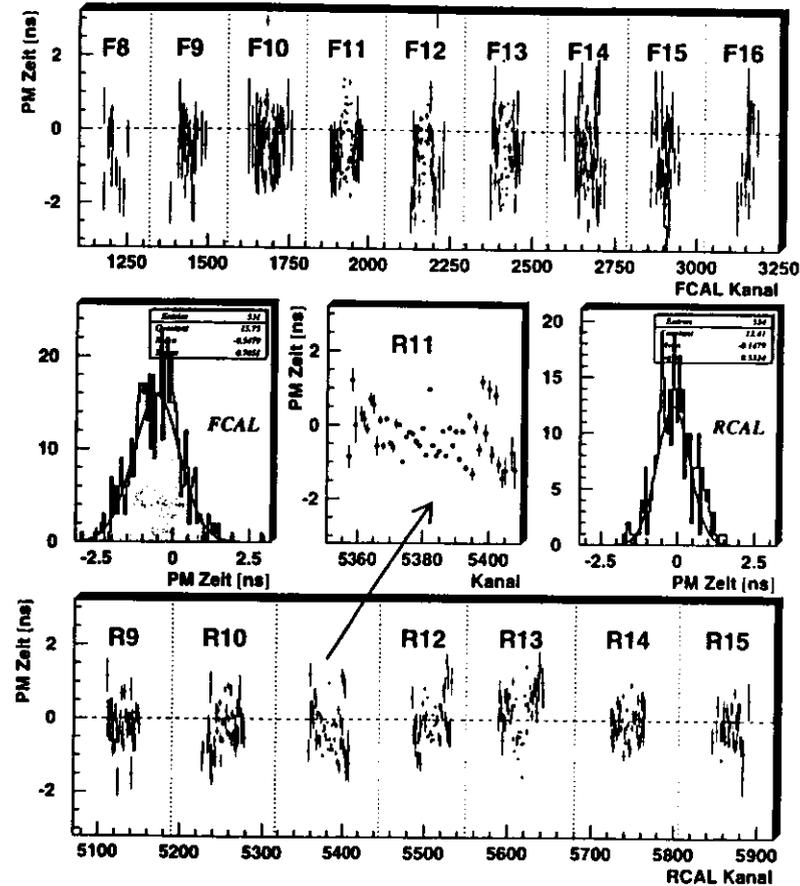


Abbildung 6.20: Die Zeiten individueller Kanäle bei Mittelung über DIS-Daten: oben für die zentralen Module des FCAL, unten für RCAL. Die Breite der Projektionen zeigt, wie gut die Verzögerungen zwischen den Kanälen geeicht werden konnte. Die Fehlerbalken der Punkte sind die Standardabweichungen. An den Randbereichen sind sie größer, da dort im Mittel kleinere Energien gemessen werden.

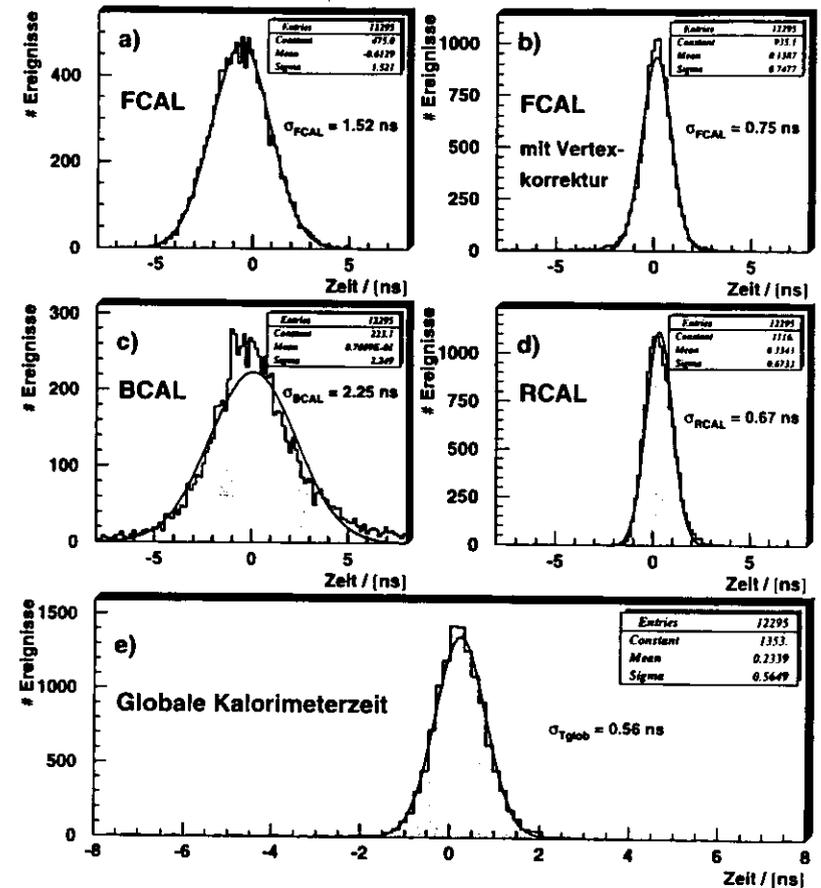


Abbildung 6.21: Verteilungen der Kalorimeterzeiten nach Korrekturen wie sie sich bei der Analyse von DIS-Daten ergeben: a) FCAL-Zeit ohne Vertex-Korrektur, b) FCAL-Zeit mit Vertex-Korrektur, c) BCAL-Zeit, d) RCAL-Zeit, e) Zeit bei Mittelung über das ganze Kalorimeter.

### 6.3 Bestimmung der Zeitauflösung

Soll die Kalorimeterzeitmessung zur Abtrennung von Untergrundereignissen eingesetzt werden, so ist die Kenntnis der Zeitauflösung von großer Bedeutung. Zusätzlich geht der Fehler der Zeitmessung als Wichtung direkt in die Bestimmung der Ereigniszeit ein. In diesem Abschnitt soll eine Parametrisierung für die Zeitauflösung beschrieben und anhand verschiedener Datentypen durchgeführt werden.

Die Zeitauflösung einer Kalorimeterzelle setzt sich aus mehreren Beiträgen zusammen. Ein Beitrag besteht in der instrumentellen Auflösung der Auslesekomponenten und ist unabhängig von der Signalhöhe. Dazu gehören die Auflösung der Elektronik aufgrund der Genauigkeit des Pulsabstehens, Digitalisierung und Rekonstruktion, aber auch Abläufe in der Lichterzeugung, wie Antwortzeiten von Szintillatoren und Wellenlängenschieber und geometrische Effekte der Lichtwege und Abhängigkeiten vom Ort der Lichterzeugung. Die anderen Beiträge hängen von der gemessenen Energie ab, bedingt durch die Photoelektronenstatistik in der Umwandlung von Licht zu Ladung, dem Puls-zu-Rauschverhältnis der Elektronik und vor allem dem Uranrauschen. Zusätzlich ergeben sich Schwankungen aus den Abläufen der Energieablagerung durch die Erzeugung unterschiedlicher Teilchensorten und den Schwankungen in der Aufteilung der Schauer auf elektromagnetische und hadronische Komponenten. Die Beiträge einzeln zu entschlüsseln, erweist sich wegen der Komplexität der Abläufe als unmöglich. Es wird daher eine Parametrisierung vorgeschlagen, die einen konstanten und einen energieabhängigen Term beinhaltet. Bei der Lichtumsetzung im Wellenlängenschieber haben die angeregten Moleküle eine mittlere Lebensdauer von etwa 9 ns. Die Abregung der Moleküle ist ein statistischer Vorgang und folgt dem Exponentialgesetz. Bei der Erzeugung des elektrischen Pulses mittels der Photodiode über eine große Zahl von Photonen, dessen Breite proportional zu  $1/\sqrt{N_p}$  ist, wobei  $N_p$  die Anzahl der erzeugten Photoelektronen ist (s. Kap. 5.1). Aufgrund dieser Vorgänge wird man also  $\sigma_t(E) \propto 1/\sqrt{E}$  erwarten. Für ein rein statistisches Puls-zu-Rauschverhalten erwartet man in der Regel eine Proportionalität der Auflösung zum Inversen der Pulshöhe ( $\sigma_t(E) \propto 1/E$ ). Es wird daher folgender Zusammenhang für die Parametrisierung angesetzt:

$$\sigma_t(E) = \sigma_0 \oplus \frac{b}{E^c} \tag{6.16}$$

Das  $\oplus$  bezeichnet die quadratische Addition der beiden Fehler. Der Wert des Parameters  $c$  wird wegen der Proportionalitäten von  $\sigma_t(E)$  zu  $1/\sqrt{E}$  und  $1/E$  zwischen 0.5 und 1 erwartet.

Zunächst soll die Zeitauflösung für Kalorimeterzellen bestimmt werden, um die Parametrisierung als Funktion von abgelagerter Energie anzugeben. Dabei werden die Energie  $E_{cell}$  und die Zeit  $t_{cell}$  einer Zelle aus der Summe der Energien bzw. dem Zeitmittelwert der beiden dazugehörigen Kanäle definiert:

$$E_{cell} = E_{left} + E_{right} \tag{6.17}$$

$$t_{cell} = \frac{1}{2} (t_{left} + t_{right}) \tag{6.18}$$

Diese Darstellung hat den Vorteil, daß die Energien genügend groß sind und die unterschiedlichen Laufzeiten in den Szintillatoren nicht in die Betrachtungen eingehen.

Bei der Parametrisierung der Zeitauflösung mit DIS-Daten ist es essentiell, vorab alle systematischen und strahlabhängigen Korrekturen vorzunehmen, wie sie in den vorangegangenen Abschnitten beschrieben wurden. Zur Erstellung der Parametrisierung werden für jede Photodiode die Ereignisse auf Energieintervalle aufgeteilt. Da die Auflösung zu kleinen Energien rasch abnimmt, die Ereigniszahl aber entsprechend größer wird, werden logarithmische Intervalle gewählt. Innerhalb eines Intervalls werden die mittleren Größen für Zeit, Energie sowie die Breiten der Verteilungen und der Fehler über Gaußanpassungen bestimmt. In Abb. 6.22 sind für einen ausgewählten Kanal die Zeitverteilungen für

die dazugehörigen Energieintervalle dargestellt. Die Abnahme ihrer Breiten mit steigender Energie ist sehr deutlich zu sehen. Wegen der Abnahme der Ereigniszahl bei größerer Entfernung vom Strahlrohr, wurde die Analyse auf den innersten Ring um das Strahlrohr beschränkt.

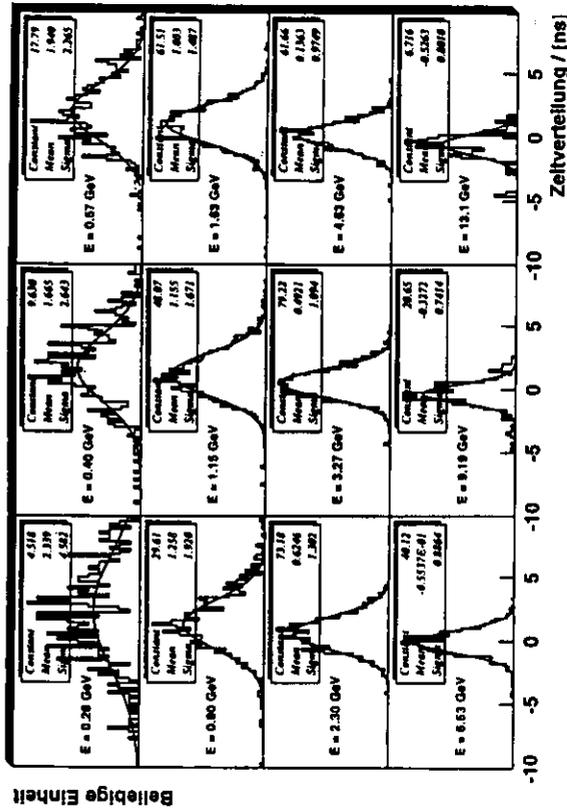


Abbildung 6.22: Zeitverteilungen für eine ausgewählte Photodiode. Die Einträge sind in Energieintervalle aufgeteilt, deren Mittelwert angegeben ist.

Da bei einer gleichzeitigen Anpassung aller drei Parameter eine starke Korrelation zwischen den Parametern  $\sigma_0$ ,  $b$  und  $c$  zu beobachten ist, wird der Parameter  $\sigma_0$  über Elektronen bei möglichst hohen Energien bestimmt. Diese wurden mit einem Elektronen-Suchalgorithmus aus den vorselektierten DIS-Daten herausgefiltert. Bei einer Zellenenergie von  $E_{cell} = 20.5$  GeV für Elektronen beträgt die Auflösung  $0.3 \text{ ns}$ , womit sich aus der angepaßten Funktion der energieabhängige Term mit  $\sigma_0 = 0.26 \pm 0.01 \text{ ns}$  bestimmen läßt. Für alle weiteren Parameterbestimmungen wurde der Wert von  $\sigma_0$  festgehalten. Im Gegensatz zum RCAL sind die FCAL-Zeiten noch mit der Vortextauflösung behaftet, die etwa  $0.27 \text{ ns}$  beiträgt. Daher wird für FCAL  $\sigma_0 = 0.37 \text{ ns}$  angenommen. Im folgenden werden die Parameter  $b$  und  $c$  anhand der vorselektierten DIS-Daten bestimmt.

Für eine stabile Parametrisierung wird über eine Reihe von Photodioden gemittelt, indem alle ihre Wertepaare aus Energie und Zeitauflösung in ein Diagramm aufgenommen werden. Zur Untersuchung systematischer Effekte, wurde zwischen den Kalorimetersektionstypen FCAL/EMC, FCAL/HAC, RCAL/EMC, RCAL/HAC unterschieden. Die Analyse wurde zweimal durchgeführt, einmal zur Bestimmung der Kanal-Auflösung und einmal zur Bestimmung der Zellen-Auflösung. Abb. 6.23a und 6.23b zeigt als Beispiel den Datensatz für die Zellen der Sektionstypen FCAL/HAC und RCAL/EMC. Es läßt sich daraus ablesen bei welcher Energieablagerung pro Zelle beispielsweise die Auflösung von  $1 \text{ ns}$  erreicht wird ( $E_{1ns}$ ). Zur deutlicheren Darstellung sind in Abb. 6.23c die verschiedenen Parametrisierungen in einem Diagramm dargestellt. In Tab. 6.3 sind die Ergebnisse zusammengefaßt. Die letzte Spalte gibt die Energie für eine Auflösung von  $1 \text{ ns}$  an.

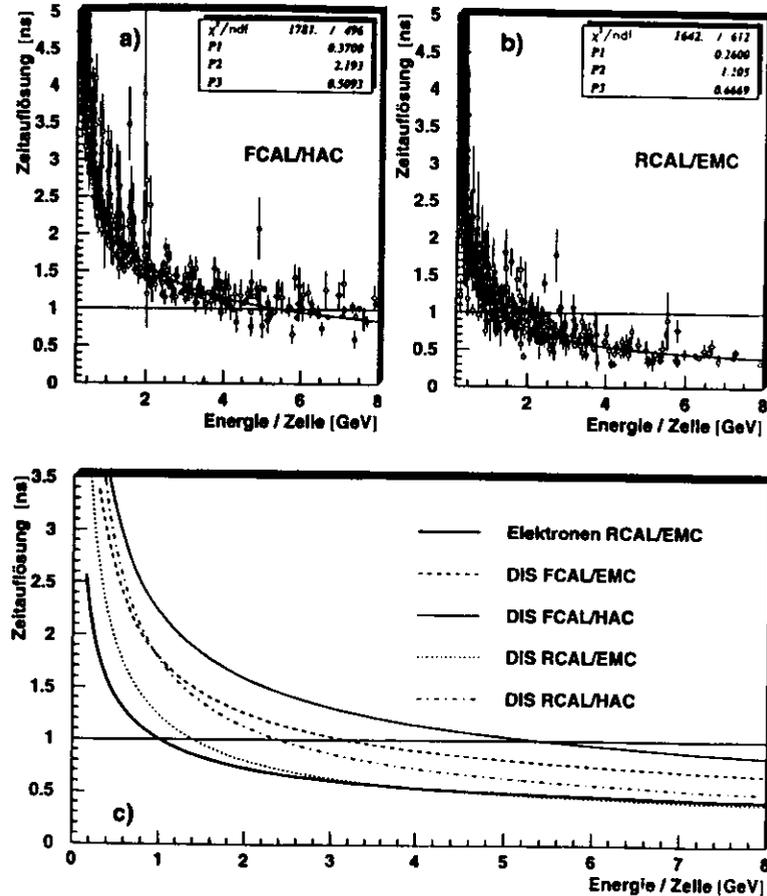


Abbildung 6.23: Parametrisierung der Zeitauflösung als Funktion der Zellenenergie:  
 a) FCAL/HAC Sektionen, b) RCAL/EMC Sektionen jeweils unter Verwendung von DIS-Daten, c) Vergleich der einzelnen Parametrisierungen

Zeitauflösung der Kalorimeterzellen						
Datentyp	Sektionstyp	$\sigma_0$ [ns]	$b$ [ns·GeV]	$c$	$\chi^2/\text{DOF}$	$E_{\text{thr}}$ [GeV]
DIS	FCAL/EMC	0.37	$1.744 \pm 0.007$	$0.544 \pm 0.005$	4.5	3.2
	FCAL/HAC	0.37	$2.193 \pm 0.008$	$0.509 \pm 0.004$	3.6	5.4
	RCAL/EMC	0.26	$1.205 \pm 0.007$	$0.667 \pm 0.007$	2.7	1.4
	RCAL/HAC	0.26	$1.75 \pm 0.01$	$0.68 \pm 0.01$	2.5	2.4
Elektronen	RCAL/EMC	0.26	$0.97 \pm 0.01$	$0.51 \pm 0.01$	1.8	1.0

Tabelle 6.3: Ergebnisse der Parametrisierung der Zeitauflösung nach Gleichung 6.16 für unterschiedliche Sektions- und Datentypen.

Deutlich ist ein Unterschied zwischen den Sektionstypen festzustellen. Die Auflösung im RCAL strebt schneller gegen  $\sigma_0$  als im FCAL. Zusätzlich haben innerhalb des Kalorimeters die elektromagnetischen Sektionen eine bessere Auflösung als die hadronischen Sektionen. Dieses Verhalten lässt sich folgendermaßen erklären. Bei den vorselektierten Daten handelt es sich um Ereignisse der tiefinelastischen Streuung. Diese zeichnen sich durch ein gestreutes Elektron aus, das bei nicht zu großen Werten von  $Q^2 < 200 \text{ GeV}^2$  in das Rückwärtskalorimeter trifft (s. Abb. 2.5). Während die elektromagnetischen Schauer nahezu prompt ablaufen, haben hadronische Schauer zusätzlich verzögerte Komponenten. Die elektromagnetischen Schauer im RCAL werden nahezu vollständig in der EMC-Sektion absorbiert. Die Energie in der HAC-Sektion ist hauptsächlich hadronischer Natur und verschlechtert somit die Auflösung. Zum Vergleich ist in Abb. 6.23c die Parametrisierung für "reine" Elektronen eingezeichnet. Im Vorwärtskalorimeter werden die Energieablagerungen hauptsächlich von hadronischer Aktivität dominiert. Die Auflösung ist entsprechend schlechter. Zur Erhöhung der Einträge in das Diagramm 6.23a wurden für das FCAL die HAC1- und HAC2-Sektionen zusammengefasst. Bei einer separaten Betrachtung wurde in der HAC2-Sektion eine schlechtere Auflösung gemessen als in der HAC1-Sektion.

Ein Vergleich der Zeitauflösung von DIS-Daten und Myonen wird im nächsten Abschnitt diskutiert. Soll untersucht werden, inwieweit die Auflösung durch die Prozesse der Energieablagerung der Teilchen begrenzt ist, empfiehlt sich ein Vergleich mit einer Laser-Messung. Der Laserpuls schwankt zwar von Puls zu Puls mit einer Breite von 0.5 bis 2 ns, jedoch lässt sich die Schwankung mittels einer unabhängigen Zeitmessung des TDC korrigieren (s. Kap. 4.3.3). Dabei kann bei hohen Energien  $\sigma_0^{\text{Laser}} = 0.22 \text{ ns}$  erreicht werden. Es wurde eine Messung mit hoher Ereigniszahl durchgeführt, bei der die Lichtintensität über das kontinuierliche Filter den niederenergetischen Bereich abdeckt. Nach der Korrektur der Puls-zu-Puls-Schwankung wird wie für die Teilchendaten verfahren. Daraus ergibt sich die Parametrisierung in Abb. 6.24a. Zum Vergleich mit Teilchendaten werden in Tab. 6.4 die Ergebnisse angegeben, die sich aus der Parametrisierung der einzelnen Photoröhren ergeben. Bemerkenswert ist die Übereinstimmung der Auflösung zwischen Laser- und Elektronenzeiten. Die Entwicklung elektromagnetischer Schauer erzeugt demnach keine zusätzlichen Beiträge zur Zeitauflösung. Um eine von den Lichtkomponenten unabhängige Untersuchung durchzuführen, kann die Zeitauflösung mit der Ladungseichung untersucht werden. Wie Abb. 6.24b zeigt, ist die Zeitauflösung der Elektronik nahezu unabhängig von der Ladung. Unterhalb von 1 GeV allerdings ist die Anwendung der Ladungseichung nicht mehr geeignet. Die Pulsform erfährt eine starke Veränderung. Dieser Bereich kann also hier nicht mehr die Zeitauflösung der Elektronik widerspiegeln.

An dieser Stelle soll noch einmal die Bestimmung der Ereigniszeit verdeutlicht werden, die als wesentliche Größe in die Ereignis Selektion, sowohl im *Trigger* wie auch in der *Offline* Analyse, eingeht.

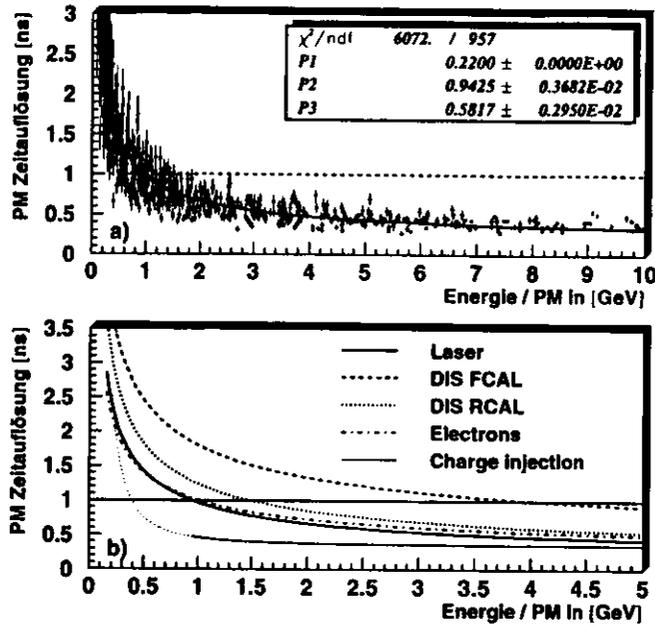


Abbildung 6.24: Zeitauflösung als Funktion der Photoröhrenenergie: a) für Laserdaten, b) im Vergleich mit anderen Datentypen.

Zeitauflösung der individuellen Kanäle					
Datentyp	Sektionstyp	$\sigma_0$ [ns]	$b$ [ns·GeV]	$c$	$\chi^2/DOF$
DIS	FCAL/EMC	0.37	$1.590 \pm 0.006$	$0.478 \pm 0.003$	6.6
	FCAL/HAC	0.37	$1.764 \pm 0.004$	$0.462 \pm 0.002$	6.6
	RCAL/EMC	0.26	$1.052 \pm 0.005$	$0.524 \pm 0.004$	5.0
	RCAL/HAC	0.26	$1.36 \pm 0.01$	$0.63 \pm 0.01$	2.8
Elektronen	RCAL	0.26	$0.97 \pm 0.01$	$0.51 \pm 0.01$	1.8
Laser	FCAL	0.22	$0.943 \pm 0.004$	$0.582 \pm 0.003$	6.3

Tabelle 6.4: Ergebnisse der Parametrisierungen der Zeitauflösung nach Gleichung 6.16 als Funktion der Photoröhrenenergie.

Gleichung 6.1 zur Bestimmung der Ereigniszeit lautet:

$$T_{cal} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{Akt}} t_i \cdot w_i(E)}{\sum_{i=1}^{N_{Akt}} w_i(E)} \quad (6.19)$$

Die Summe läuft dabei über alle  $N_{Akt}$  Kanäle, die mindestens 200 MeV abgelagerter Energie aufweisen. Die Gewichte  $w_i$  können nun anhand der Fehlerparametrisierung bestimmt werden

$$w_i = \frac{1}{\sigma_i} = \frac{1}{\sqrt{\sigma_0^2 + (\frac{b}{E})^2}} \quad (6.20)$$

woraus sich auch der Gesamtfehler  $\sigma_{T_{cal}}$  der Ereigniszeit berechnet

$$\sigma_{T_{cal}} = \sqrt{\frac{1}{\sum_{i=1}^{N_{Akt}} \frac{1}{\sigma_i^2}}} \quad (6.21)$$

Zur Überprüfung der Güte des Mittelwerts  $T_{cal}$  wird die auf den Fehler  $\sigma_i$  normierte mittlere quadratische Abweichung vom Mittelwert, das  $\chi^2$ , bestimmt

$$\chi_{T_{cal}}^2 = \sum_{i=1}^{N_{Akt}} \left( \frac{t_i - T_{cal}}{\sigma_i} \right)^2 \quad (6.22)$$

Mit Hilfe der unvollständigen Gamma-Funktion  $\Gamma(\frac{c}{2}, \frac{\chi^2}{2})$  läßt sich die Wahrscheinlichkeit berechnen, daß eine zufällige Zahl den Wert  $\chi^2$  übersteigt [83, 84]. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung liegt zwischen 0 und 1 und ist flach, wenn das Modell für die  $\chi^2$ -Verteilung richtig gewählt wurde. Im vorliegenden Fall läßt sich überprüfen, ob der Fehler  $\sigma_i$  richtig parametrisiert wurden. Konzentriert sich die Verteilung bei 0, so wurde der Fehler unterschätzt. Ist der Fehler systematisch zu groß, werden die Werte nahe bei 1 liegen. In der linken Spalte von Abb. 6.25 ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung für die drei Kalorimereinheiten FCAL, BCAL und RCAL aufgetragen<sup>1</sup>. Die Verteilungen sind einigermaßen flach. Allerdings deutet die Anhäufung bei 0 darauf hin, daß die Fehler im allgemeinen zu klein bestimmt werden. Es wurden verschiedene Ansätze untersucht, um die Wahrscheinlichkeitsverteilung zu verbessern. Man kann beispielsweise annehmen, daß sich noch ein zusätzlicher Fehlerbeitrag dadurch ergibt, daß die Zeitnullpunkte der einzelnen Photoröhren noch eine Unsicherheit von  $\sigma_{T_{off}} = 0.77$  ns für FCAL und  $\sigma_{T_{off}} = 0.53$  ns für RCAL (vergl. Abb. 6.20) aufweisen. Bei einer quadratischen Addition dieser Fehler zeigen die entsprechenden Wahrscheinlichkeitsverteilungen allerdings, daß die Fehler zu groß abgeschätzt werden. Auch andere Ansätze bringen keine Verbesserung, so daß die vorliegenden Parametrisierungen den Fehler der Zeitbestimmung tatsächlich am besten beschreiben.

Die Kenntnis des Fehlers  $\sigma_{T_{cal}}$  aus Gleichung 6.21 kann für jedes Ereignis eine Abschätzung geben, wie eng die Schnittkriterien für die Unterdrückung von Untergrund gewählt werden können, ohne nennenswert Verluste der gewünschten  $ep$ -Ereignisse. Im TLT werden nur Ereignisse verworfen, wenn sie um mehr als das dreifache des Fehlers ( $3 \cdot \sigma_{T_{cal}}$ ) von dem erwarteten Zeitmittelwert abweichen. Abb. 6.25 rechte Spalte gibt für die vorselektierten DIS Daten den Fehler  $\sigma_{T_{FCAL}}$ ,  $\sigma_{T_{BCAL}}$  und  $\sigma_{T_{RCAL}}$  wieder. Es sind nur Ereignisse enthalten, die einen Mindestwert von 1 GeV für die Summe der beitragenden Energien aufweisen. Aus der Abbildung ist zu erkennen, daß der Fehler in der Zeitbestimmung für FCAL und RCAL in den meisten Fällen unterhalb 1 ns liegt. Da im BCAL kleinere Energien gemessen werden, ist der Fehler größer. Dennoch haben fast alle Ereignisse einen Fehler von kleiner als 2.5 ns. Die mittleren Fehler der Ereigniszeiten, die sich aus der Parametrisierung ergeben, sind in guter Übereinstimmung mit den Breiten der Verteilungen der Ereigniszeiten, die in Abb. 6.21 ermittelt wurden.

<sup>1</sup>Für das BCAL wurden die Ergebnisse der Parametrisierung der FCAL Zeit angenommen.

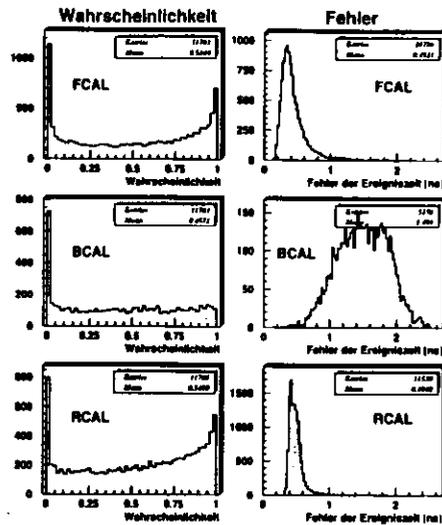


Abbildung 6.25: Linke Spalte: Wahrscheinlichkeitsverteilung zur Überprüfung der Richtigkeit der Zeitfehler, rechte Spalte: Fehler der Ereigniszeit für Energien von größer als 1 GeV. Es liegt jeweils der DIS-Datensatz zugrunde.

## 6.4 Anwendungen der Zeitmessung

### 6.4.1 Untersuchungen mit Halo-Myonen

Aufgrund unelastischer Wechselwirkungen von Strahlprotonen mit Restgasatomen im Strahlrohr oder Komponenten des Beschleunigerrings (Strahlrohrwand, Magnete, Abschirmungen etc.) werden weit außerhalb des Detektors geladene Pionen erzeugt, die in Myonen zerfallen, auch Halo-Myonen genannt. Findet das Ereignis in genügender Entfernung vom Detektor statt, werden nur noch die Myonen gemessen, während bei Wechselwirkungen in der Nähe des Detektors ausgedehnte Teilchenschauer in FCAL und RCAL nachgewiesen werden (Abb. 6.2). Die Halo-Myonen durchqueren den Detektor nahezu parallel zur Strahlachse in Richtung der positiven Z-Achse. Während sie im BCAL praktisch parallel zur Schichtstruktur verlaufen, durchqueren die Halo-Myonen das FCAL und RCAL längs der "Turmachse".

Für die Messung der Wechselwirkungen von Elektronen und Protonen stellen die Halo-Myonen einen unerwünschten Untergrund dar, der sich durch geeignete Selektionskriterien unterdrücken läßt. Dieser spezielle Ereignistyp kann dennoch für das Verständnis gewisser Eigenschaften des Detektors nützlich sein. Über eine spezielle Trigger-Logik aus einer Koinzidenz von BCAL und Vetowand wurden 86000 Halo-Myon-Kandidaten aufgezeichnet. Davon wurden nach bestimmten Qualitätsmerkmalen 30% in der Analyse herausgefiltert [46]. Abb. 6.26 zeigt ein solches Ereignis. Außer der Spur des Myons befindet sich keine Energieablagerung im Kalorimeter. Die selektierten Halo-Myonen lagern in den FCAL- und RCAL-EMC-Sektionen am wahrscheinlichsten eine Energie von 0.34 GeV und in den HAC-Sektionen jeweils 1.1 GeV ab. Für die Energieeichung mit Halo-Myonen sei auf [46, 47, 49] hingewiesen.

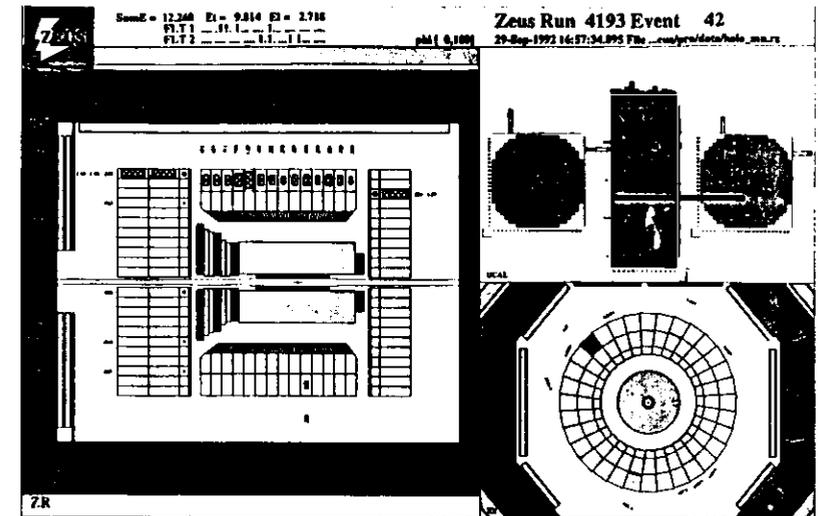


Abbildung 6.26: Zweidimensionale Darstellung eines Halo-Myon Ereignisses

Da Halo-Myonen synchron mit den Protonenpaketen den Detektor durchqueren, weisen sie dieselbe Zeitsignatur wie gewöhnliche Proton-Gas-Ereignisse auf. Dagegen haben aber die Halo-Myonen eine wohldefinierte Spur und ihre Energieablagerungsprozesse sind wesentlich einfacher zu beschreiben als die große Zahl von hadronischen Energieschauern bei Proton-Gas-Ereignissen aus Detektornähe. Halo-Myonen eignen sich daher zur Untersuchung der Zeitabläufe im Kalorimeter. Bei der Analyse der Halo-Myonen wurden alle in Kap. 6.2 eingeführten Korrekturen vorgenommen, bis auf zwei Ausnahmen: (1.) Eine Vertex-Korrektur ist selbstverständlich nicht möglich. (2.) Da sich die Trajektorien von der Geometrie der  $ep$ -Ereignisse unterscheiden, wurden die *Online*-Konstanten der Flugzeitkorrektur  $t_{\text{TOF}}$  wieder subtrahiert. Die nachfolgenden Ergebnisse beschränken sich zunächst auf das Vorwärts- und Rückwärtskalorimeter.

### Die Zeitauflösung der Halo-Myonen

In diesem Abschnitt soll die Zeitauflösung mit Myonen untersucht werden. Die Vorgehensweise und der funktionale Ansatz ist wie in Kap. 6.3. EMC- und HAC-Sektionen wurden zusammengefaßt, da sie unterschiedliche Energiebereiche abdecken aber die physikalischen Prozesse der Energieabsorption identisch sind. Abb. 6.27a zeigt die Datenpunkte und die angepaßte Kurve der Zeitauflösung als Funktion der abgelagerten Energie. In Tab. 6.5 sind die resultierenden Parameter zusammengetragen. Zunächst fällt auf, daß die Größe  $\sigma_0$  wesentlich größer im Vergleich zu den anderen Datentypen

	$\sigma_0$ [ns]	$b$ [ns·GeV]	$c$
FCAL	$1.71 \pm 0.02$	$1.00 \pm 0.02$	$0.60 \pm 0.01$
RCAL	$1.91 \pm 0.02$	$1.17 \pm 0.02$	$0.59 \pm 0.01$

Tabelle 6.5: Ergebnisse der Parametrisierung der Zeitauflösung für Halo-Myonen

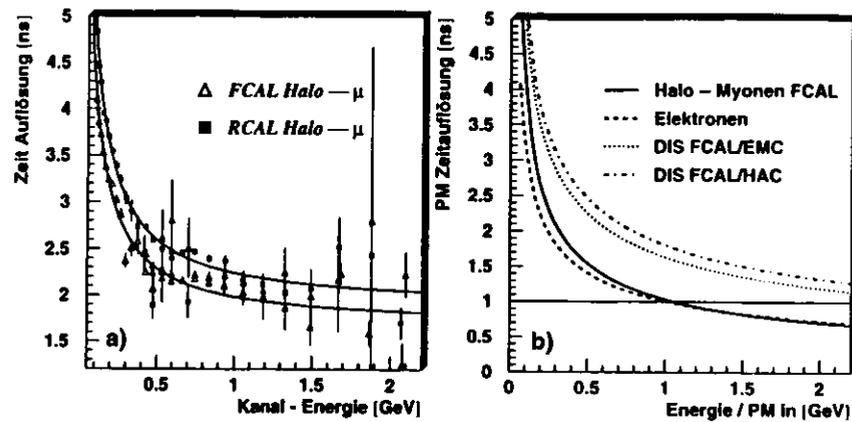


Abbildung 6.27: Zeitauflösung für Halo-Myonen:

- a) Datenpunkte und Funktionsanpassung für FCAL und RCAL,  
 b) Vergleich mit anderen Datentypen nach Korrektur von  $\sigma_0$

ist (Tab. 6.4). In der Tat handelt es sich um eine Faltung der Zeitauflösung von Myonen und der Unsicherheit in ihrer Ankunftszeit. Diese ist gegeben durch die Länge der Protonenteilchenpakete, die in der untersuchten Datennahperiode eine Zeitunsicherheit von etwa 1.5 ns ausmachten, wie sich aus der Breite der Vertex-Verteilung (Abb. 6.19) ablesen läßt. Allerdings kann ihr nicht durch eine Vertexkorrektur Rechnung getragen werden.

Bemerkenswert ist auch der Unterschied in  $\sigma_0$  zwischen FCAL und RCAL. Im Gegensatz zu den Messungen mit  $ep$ -Ereignissen, ist für Halo-Myonen die Zeitauflösung im FCAL besser als im RCAL. Der Grund liegt in der Geometrie der Ereignisse. Im FCAL trifft das Myon von der Stirnseite in das Kalorimeter, während es im RCAL von der Rückseite durch das Kalorimeter fliegt. Wie man sich anhand der Formel 6.26 aus dem nächsten Abschnitt veranschaulichen kann, sind die Variationen der Gesamtstrecke aus Teilchenbahn und Lichtweg im RCAL größer.

Um einen graphischen Vergleich der Zeitauflösung für Halo-Myonen mit den Parametrisierungen von Kap. 6.3 zu ermöglichen, wurde der Effekt der Protonenpaketlänge durch die Annahme von  $\sigma_0 = 0.26$  ns für FCAL subtrahiert. In Abb. 6.27b sind die Parametrisierungen im Vergleich zu sehen. Wie erwartet, ähnelt die Parametrisierung für Myonen sehr stark der für Elektronen und damit auch der für Laserpulse.

Für alle Photoröhren, die mehr als 10 Ereignisse enthalten, wurde mit obiger Parametrisierung die mittlere Zeit durch fehlergewichtete Mittelung bestimmt<sup>2</sup>. Diese Mittelwerte sind in Abb. 6.28 nach Sektionstyp getrennt aufgetragen. Die Zeitmittelwerte der fünf Sektionstypen unterscheiden sich stark. Sie ergeben sich aus der Summe der Flugzeit eines Myons bis zum Erreichen der entsprechenden Sektion und der Laufzeit des Lichts innerhalb der Lichtleiter bis zur Photokathode. Zum Beispiel beträgt die Differenz von FCAL/EMC zu RCAL/EMC 10 ns, wie es nach Gleichung 6.2 zu erwarten ist<sup>3</sup>. Die Sektionstypmittelwerte können als Flugzeitkorrekturen  $t_{\text{TOF}}$  für Halo-Myonen eingesetzt werden. Dadurch ist es möglich, ebenfalls eine globale Ereigniszeit einzuführen. In Abb. 6.29a ist

<sup>2</sup> Aufgrund der speziellen Triggerbedingung wurden nur Ereignisse im äußeren Bereich von FCAL und RCAL gemessen.

<sup>3</sup> Die kleine Abweichung rührt daher, daß bei der Justierung von  $t_{\text{TOF global}}$  mit  $ep$ -Ereignissen auch über die HAC Sektionen gemittelt wird (Kap. 6.2.6)

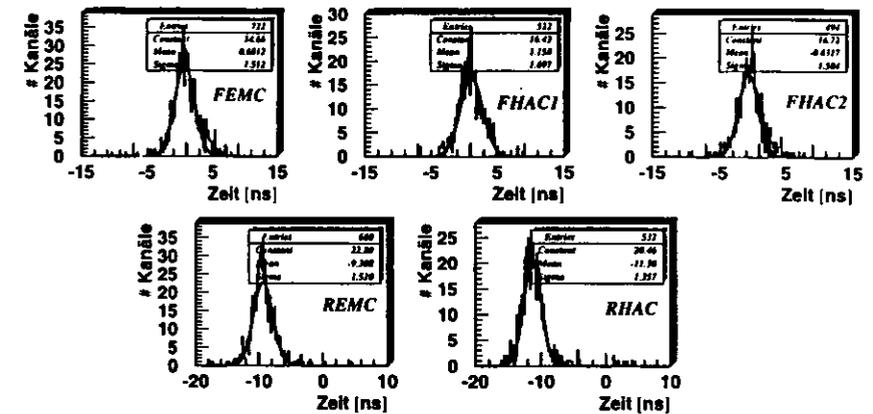


Abbildung 6.28: Verteilungen der mittleren fehlergewichteten Photoröhrenzeit für Halo Myonen in den verschiedenen longitudinalen Sektionstypen

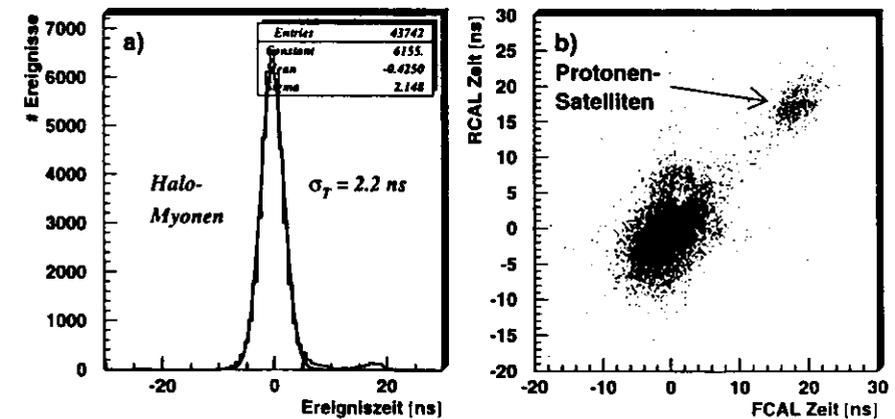


Abbildung 6.29: a) Globale Ereigniszeit für Halo-Myonen, b) Korrelation zwischen FCAL- und RCAL Zeit

diese Zeit für alle Ereignisse zu sehen. Damit kann die Ereigniszeit mit einem Fehler von 2.2 ns angegeben werden und eignet sich somit zur Charakterisierung von Halo Myon Ereignissen aber auch von Strahl-Gas Ereignissen, da die so berechnete Zeit für ep Ereignisse verschoben ist. Unter Verwendung der üblichen *Online*-Korrekturen hätte die Verteilung der Halo Myonen Zeit eine Breite von 5.5 ns. In Abb. 6.29 ist zusätzlich zum Maximum noch eine um etwa 19 ns verschobene zweite Erhebung zu erkennen. Es handelt sich hier um Satellitenpakete des Protonenstrahls, die, ähnlich den Elektronensatelliten, von der 52 MHz Beschleunigungsfrequenz der Kavitäten hervorgerufen werden. Daß es sich hierbei tatsächlich um Halo-Myonen handelt, zeigt sich auch, wenn die Ereigniszeiten für FCAL und RCAL getrennt berechnet und wie in Abb. 6.29b gegeneinander aufgetragen werden. Die Zeiten  $T_{FCAL}$  und  $T_{RCAL}$  sind gleichermaßen verschoben.

**Halo-Myonen im BCAL**

In einer unabhängigen Analyse [85] wurden die Zeiten der Halo-Myonen im BCAL analysiert. Dabei wurden allerdings die Flugzeitkorrekturen ( $t_{TOF}$ ) für ep-Wechselwirkungen nicht subtrahiert. Als Folge daraus ist kein linearer Zusammenhang zwischen der Zeit der BCAL-Zelle und ihrer Z-Koordinate zu erwarten. Aus geometrischen Überlegungen folgt allerdings, daß der Zusammenhang nach folgender Gleichung gegeben sein muß:

$$t_{\mu}^{BCAL} = \frac{Z}{c} - \sqrt{\left(\frac{Z}{c}\right)^2 + T_{sec}^2}, \tag{6.23}$$

wobei  $T_{sec}$  proportional zur Signallaufzeit ist, die wegen des zylindrischen Aufbaus des BCAL für jeden Sektionstyp eine Konstante darstellt. In Abb. 6.30 wurde eine Funktion nach Gleichung 6.23 für die Sektionen HAC1 und HAC2 angepaßt, wobei  $T_{sec}$  der zu bestimmende Parameter war. Die Funktion beschreibt die Datenpunkte sehr gut. Zum Vergleich mit den Ergebnissen im FCAL und RCAL soll

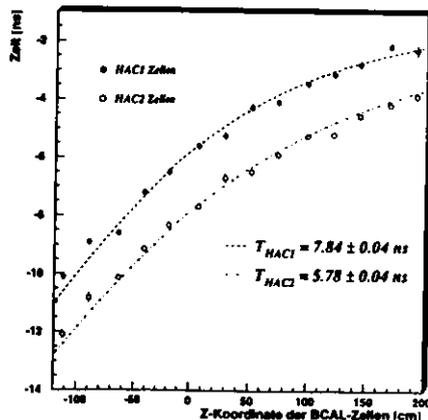


Abbildung 6.30: Zeitmessung mit Halo-Myonen in den Sektionen HAC1 und HAC2 des BCAL. Eine Funktion nach Gleichung 6.24 wurde an die Punkte angepaßt.

die Größe  $\Delta T_{\mu}^{HAC2/1} = T_{HAC2} - T_{HAC1}$  betrachtet werden, die sich aus der Funktionsanpassung zu  $\Delta T_{\mu}^{HAC2/1} = -2.06$  ns ergibt. Da diese Differenz nur auf die Laufzeiten des Lichts zurückzuführen ist, läßt sie sich auch berechnen. Sie setzt sich aus der Laufzeit im Szintillator ( $t_{Sziint}$ ) und der Laufzeit

im Wellenlängenschieber ( $t_{WLS}$ ) zusammen. Letzere wurde in den Zeitkalibrationskonstanten bereits unter Annahme der Lichtgeschwindigkeit  $c$  abgezogen und muß daher hier wieder berücksichtigt werden ( $\frac{\Delta L_{HAC1/2}}{c}$  s. Gl. 6.12). Somit ergibt sich die Gleichung

$$\Delta t_{\mu}^{HAC2/1} = \frac{\Delta L_{HAC1/2}}{c} + t_{Sziint}^{HAC2} - t_{Sziint}^{HAC1} + t_{WLS}^{HAC2} - t_{WLS}^{HAC1} \tag{6.24}$$

$$= \frac{\Delta L_{HAC1/2}}{c} + \frac{\Delta L_{Sziint}}{2 \cdot v_{Sziint}} + \Delta t_{WLS}^{HAC2/1} \tag{6.25}$$

$$= -2.11 \text{ ns.}$$

Die Längenunterschiede im Szintillator<sup>4</sup> zwischen den Sektionen HAC1 und HAC2 betragen  $\Delta L_{Sziint} = 2 \cdot 4.5$  cm, die Geschwindigkeit wird mit  $v_{Sziint} = 13.5$  cm/ns angenommen (s. Kap. 6.4.3). Die Laufzeitunterschiede in den Wellenlängenschiebern  $\Delta t_{WLS}^{HAC2/1} = -3.9$  ns werden trotz ihrer etwas unterschiedlichen Geometrie aus der Myonen-Messung im FCAL übernommen (Abb. 6.28). Das Ergebnis in Gleichung 6.24 von -2.11 ns stimmt mit der Messung von  $\Delta T_{\mu}^{HAC1/2} = -2.06$  ns aus Abb. 6.30 ausgesprochen gut überein. Halo-Myonen sind demnach geeignet, die Laufzeiteffekte des Lichts in den optischen Komponenten des Kalorimeters zu untersuchen.

**6.4.2 Die Laufzeiten in den Wellenlängenschiebern**

Eine Anwendung der Zeitmessung von Halo-Myonen besteht in der Untersuchung der Lichtlaufzeiten der Wellenlängenschieber. Zunächst sollen anhand eines vereinfachten Modells die Abläufe der Lichtausbreitung in den Wellenlängenschiebern erläutert werden. Stellt man sich vereinfacht vor, daß die gesamte Energieablagerung in der Mitte einer Sektion stattfindet, so wird sich das im Szintillator erzeugte Licht zum Wellenlängenschieber hin ausbreiten. Dort wird es zunächst absorbiert und anschließend mit einer größeren Wellenlänge wieder isotrop emittiert. Die Wellenlängenschieber haben die Form einer langen Platte, in der sich das Licht durch Totalreflexionen ausbreitet. In Abb. 6.31 ist ein Wellenlängenschieber der FCAL/HAC1-Sektion skizziert, an dem die im folgenden verwendeten Abkürzungen abgelesen werden können. Die eine Hälfte des Lichts wird sich in Richtung

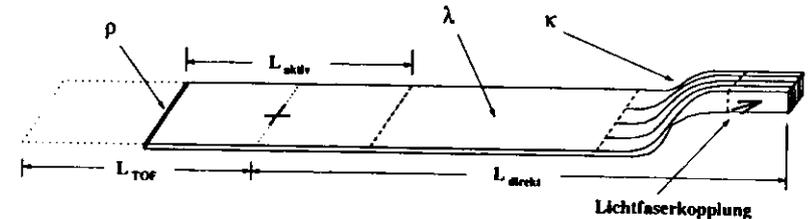


Abbildung 6.31: Schematische Darstellung eines Wellenlängenschiebers der FCAL/HAC1 Sektion

der Photoröhre ausbreiten, die andere Hälfte in die entgegengesetzte Richtung, wird dort mit einem Reflexionskoeffizienten  $\rho$  zurückgestrahlt und beleuchtet ebenfalls die Photoröhre. Daraus ergeben sich bei der Zeitmessung zwei Beiträge, die aufgrund ihres Weges  $L_{direkt}$  und  $L_{refl} = L_{direkt} + L_{aktiv}$  eine unterschiedliche Laufzeit haben. Die Lichtintensitäten sind um  $e^{-L/\lambda}$  abgeschwächt, wobei  $\lambda$  die Abschwächlänge ist. Die gemessene Zeit  $t_{\mu}$  eines Myons berechnet sich aus einem gewichteten Mittel

<sup>4</sup>Die Längenunterschiede im Szintillator tauchen nur im BCAL auf. Im FCAL und RCAL haben alle Szintillatoren aufgrund der nichtprojektiven Geometrie die gleiche Breite

der beiden Komponenten  $L_{\text{direkt}}$  und  $L_{\text{refl}}$

$$t_{\mu} = \frac{L_{\text{direkt}} \cdot e^{-\frac{L_{\text{direkt}}}{\lambda}} + \rho \cdot L_{\text{refl}} \cdot e^{-\frac{L_{\text{refl}}}{\lambda}}}{v_{\text{WLS}}^{\text{eff}} \cdot \left( e^{-\frac{L_{\text{direkt}}}{\lambda}} + \rho \cdot e^{-\frac{L_{\text{refl}}}{\lambda}} \right)} + t_{\text{TOF}}^{\mu} \quad (6.26)$$

Dabei ist  $t_{\text{TOF}}^{\mu}$  die Zeit, die ein Halo-Myon zum Erreichen der Zellenmitte benötigt. Setzt man etwa für FCAL den Zeitnullpunkt beim Eintritt des Myons in die Kalorimeterstirnfläche, so gilt bei einer Gesamttiefe eines Kalorimeterturms von  $L_{\text{tower}}$  und mit der Lichtgeschwindigkeit  $c$  als Teilchenfluggeschwindigkeit

$$t_{\text{TOF}}^{\mu} = \frac{L_{\text{tower}} - L_{\text{direkt}}}{c} \quad (6.27)$$

Zum Vergleich dieses Modells mit Meßdaten, muß der Tatsache Rechnung getragen werden, daß die Eichung des Zeitnullpunkts der einzelnen Kanäle mit dem Laser durchgeführt wurde. Der etwa 7 cm von der Photoröhre entfernt die Lichtpulse einkoppelt (Abb. 6.31). Das blaue Laserlicht wird ebenfalls konvertiert und isotrop emittiert. Ein Beitrag gelangt direkt zur Photoröhre, während der andere Beitrag zweimal die Lichtleiterplatte durchläuft. Dabei muß er zweimal die Verengung zwischen Lichtleiterplatte und dem Wellenlängenschieber durchlaufen, die das Licht jedesmal um den Faktor  $\kappa$  abgeschwächt. Die Zeit bei Laser-Ereignissen berechnet sich daher aus

$$t_{\text{Laser}} = \frac{2L_{\text{WLS}}\rho\kappa^2 e^{-\frac{2L_{\text{WLS}}}{\lambda}}}{v_{\text{WLS}}^{\text{eff}} \cdot \left( 1 + \rho\kappa^2 e^{-\frac{2L_{\text{WLS}}}{\lambda}} \right)} \quad (6.28)$$

Der zu bestimmende Wert ist damit

$$t_{\mu}^{\text{calib}} = t_{\mu} - t_{\text{Laser}} \quad (6.29)$$

In einer groben Näherung kann für  $L_{\text{direkt}}$  und  $L_{\text{refl}}$  der Abstand von Zellmitte bis zur Photoröhre verwendet werden. Dann muß eine effektive Geschwindigkeit  $v_{\text{WLS}}^{\text{eff}}$  angenommen werden, die man aus Geometrieüberlegungen zu  $v_{\text{WLS}}^{\text{eff}} = v_{\text{WLS}}/n = c/n^2 \approx c/2$  abschätzen kann ( $n_{\text{WLS}} = 1.49$ ). Es zeigt sich jedoch [85], daß die Unsicherheiten in den Parametern, besonders in der mittleren Ausbreitungsgeschwindigkeit zu groß ist, um quantitative Aussagen zu machen.

Durch eine einfache Monte-Carlo-Simulation können die Lichtwege  $L_{\text{direkt}}$  bzw.  $L_{\text{refl}}$  für einzelne Photonen simuliert werden [49], woraus sich anschließend die effektive Geschwindigkeit  $v_{\text{WLS}}^{\text{eff}}$  berechnen läßt. Der Ursprung der generierten Photonen wird homogen über den aktiven Bereich des Wellenlängenschiebers verteilt. Die Startrichtung hat eine isotrope Wahrscheinlichkeit, und der Wellenlängenschieber wird als rechteckiger Kasten simuliert. Jedes Photon erreicht nur dann die Photoröhre, wenn es auf ihrem Weg nicht durch eine der folgenden Bedingungen verloren geht:

- das Photon trifft auf die Oberfläche des Wellenlängenschiebers mit einem Winkel  $\alpha$  zur Ebene größer als der kritische Winkel der Totalreflexion ( $\sin(\pi/2 - \alpha) > 1/n$ );
- das Photon wird entsprechend dem Reflexionskoeffizienten  $\rho$  an der Endkante des Wellenlängenschiebers nicht reflektiert;
- die Weglänge des Photons übersteigt eine maximale Weglänge, die individuell für jedes Photon mittels eines Zufallsgenerators und der Absorptionsvorschrift  $e^{-l/\lambda}$  bestimmt wird;
- mit einer Wahrscheinlichkeit von  $1 - \kappa$  überlebt das Photon nicht die Verengung am Wellenlängenschieberhals.

Für jedes Photon, das die Photoröhre erreicht, wird aus seiner Weglänge und der Geschwindigkeit  $v_{\text{WLS}} = c/n$  die Zeit bestimmt. Die ermittelte Zeit ergibt sich aus dem Mittelwert der Photonenzeiten addiert mit der Flugzeit des Myons. Bei der Simulation der Laserphotonen ist das Vorgehen identisch. Lediglich der Ort der Lichterzeugung ist in der Nähe der Photoröhre fixiert.

Zum Vergleich mit den Meßdaten wurde die Simulation unter verschiedenen Bedingungen für jeweils 100 000 Photonen durchgeführt. Zum einen wurde die Geometrie der Wellenlängenschieber verändert, um die verschiedenen Sektionstypen zu beschreiben. Zum anderen wurden unterschiedliche Werte für die Absorptionslänge  $\lambda$  angenommen. Diese sind zwar zum Teil gemessen worden, unterliegen aber starken Kanal zu Kanal Schwankungen [51]. Der Grund liegt in der Abhängigkeit der gemessenen Absorptionslänge von der Qualität der Lichtleiterplatten, insbesondere ihrer Kanten [86]. Die Ergebnisse werden hier daher für ein Intervall von  $[\lambda_{\text{min}} = 140 \text{ cm}, \lambda_{\text{max}} = 260 \text{ cm}]$  angegeben. Der Reflexionskoeffizient wurde zu  $\rho = 0.92$  [87] und der Transmissionskoeffizient am Wellenlängenschieberhals zu  $\kappa = 0.7$  gesetzt. In Tab. 6.6 sind die Ergebnisse zusammengestellt. Für ein Vergleich mit der Messung der Halo-Myonen sind nicht die absoluten Laufzeiten von Bedeutung, sondern die Laufzeitunterschiede  $\Delta T$  zwischen den Sektionen. Die zweite und dritte Spalte enthalten die Ergebnisse der Simulation für die minimalen und maximalen Zeitdifferenzen ( $\Delta_{\text{min}}, \Delta_{\text{max}}$ ). In der vierten Spalte stehen die Ergebnisse aus der Messung mit den Halo-Myonen (Abb. 6.28) zur Gegenüberstellung. Die

$\Delta T$	$\Delta_{\text{min}}$	$\Delta_{\text{max}}$	$\Delta_{\text{halo}}$
T <sub>FEMC</sub> -T <sub>FHAC1</sub>	-0.42 ns	+0.74 ns	-0.48 ns
T <sub>FHAC1</sub> -T <sub>FHAC2</sub>	+1.17 ns	+1.95 ns	+1.77 ns
T <sub>REMC</sub> -T <sub>RHAC1</sub>	+2.40 ns	+3.35 ns	+1.95 ns

Tabelle 6.6: Resultate der Zeitverschiebungen im Lichtleiter zwischen den Sektionstypen für eine Modellrechnung und für Messungen mit Halo-Myonen

Simulation kann das Verhalten der Daten einigermaßen gut wiedergeben, obwohl nicht alle Einzelheiten der Lichtleitung und -reflexion, wie etwa Unebenheiten der Oberflächen, berücksichtigt wurden. Zusätzlich hängen die Ergebnisse stark von dem Parameter  $\kappa$  ab, der in Gleichung 6.28 quadratisch eingeht. Der angenommene Wert kann nur als grobe Abschätzung betrachtet werden. Aus der Simulation wird dennoch klar, daß der große Bereich der im Experiment vorzufindenden Abschwächlängen  $\lambda$  eine starke Unsicherheit in dem Vergleich der Zeiten Laser/Teilchen mit sich bringt. Als Konsequenz daraus können die mit dem Laser bestimmten Zeitverschiebungen einen systematischen Fehler von bis zu 1 ns aufweisen. Die verbleibenden Diskrepanzen der Zeitverschiebungen von 0.77 ns im FCAL bzw. 0.53 ns im RCAL bei der Betrachtung von DIS-Ereignissen (Abb. 6.20) unterstützen diese These.

Aus der Simulation läßt sich ableiten wie groß die effektive Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v_{\text{WLS}}$  ist und insbesondere, ob sie sich durch  $c/n^2$  approximieren läßt. Zu diesem Zweck wird in einer weiteren Simulation nur der direkte Beitrag berücksichtigt. Die aus der Simulation bestimmte Geschwindigkeit hängt von der Länge des Wellenlängenschiebers ab. Auch eine Abhängigkeit von der Abschwächlänge  $\lambda$  wurde festgestellt. Für die im Kalorimeter vorhandenen Geometrien und dem angenommenen Bereich der Abschwächlängen beträgt die mittlere Geschwindigkeit  $v_{\text{WLS}} = 16.8 \text{ cm/ns}$  mit einem Fehler von 2%. Bei der Simulation einer unendlichen Abschwächlänge ( $\lambda = \infty$ ) wird eine Geschwindigkeit von  $v_{\text{WLS}}^{\infty} = 13.4 \pm 0.2 \text{ cm/ns}$  ermittelt, die gerade dem Wert  $c/n^2 = 13.5 \text{ cm/ns}$  entspricht.

Zusammenfassend ist also eine Zeitmessung mit Myonen eine gute Methode, um die Laufzeiten in den Wellenlängenschiebern zu messen. Aufgrund der starken Kanal zu Kanal Variation der effektiven Absorptionslänge kann eine Diskrepanz von 1 ns in der Zeitbestimmung zwischen Laser und Teilchendaten auftreten. Aus einer Modellrechnung kann eine mittlere effektive Lichtgeschwindigkeit von  $v_{\text{WLS}}^{\text{eff}} = 16.8 \text{ cm/ns} \pm 2\%$  im Wellenlängenschieber angenommen werden.

### 6.4.3 Der Lichttransport im Szintillator

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, inwieweit der Lichttransport in den Szintillatoren des F/RCAL die Zeitmessung beeinflusst. Die Abklingzeit des Szintillators befindet sich im Bereich einiger Nanosekunden [76], während die Abschwächlänge ungefähr  $\lambda_{\text{ext}} = 41 \text{ cm}$  beträgt. In FCAL und RCAL haben die Szintillatoren in den HAC Sektionen alle die gleiche Dimension von  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ . Nur die EMC-Sektionen sind halb (RCAL) bzw. ein Viertel so breit (F/BCAL).

Wird zum Beispiel durch ein Myon mittels Ionisation im Szintillator Licht erzeugt, so breitet sich das Licht isotrop aus, wird aber wegen der geringen Dicke (2.6 mm) nach wenigen Millimetern ausschließlich über Totalreflexionen transportiert. An zwei gegenüberliegenden Kanten des Szintillators wird das Licht von den Wellenlängenschiebern ausgelesen. Abhängig von der Position der Lichterzeugung ( $X$ -Koordinate) werden aufgrund der Abschwächung unterschiedlich große Intensitäten an den beiden auslesenden Photoröhren gemessen. Die relative Energiedifferenz

$$E_{\text{imbal}} = \frac{E_{\text{left}} - E_{\text{right}}}{E_{\text{left}} + E_{\text{right}}} \quad (6.30)$$

ist daher eine Maß für die  $X$ -Position der Lichtreaktion. In Abb. 6.32a sind die Parametrisierungen für die Beziehung zwischen Teilchenort und  $E_{\text{imbal}}$  eingezeichnet [88]. Im Bereich von  $\pm 0.1$  ist ein fast lineares Verhalten zu erkennen. Messen beide Kanäle die gleiche Energie, so fand die Energieablage-

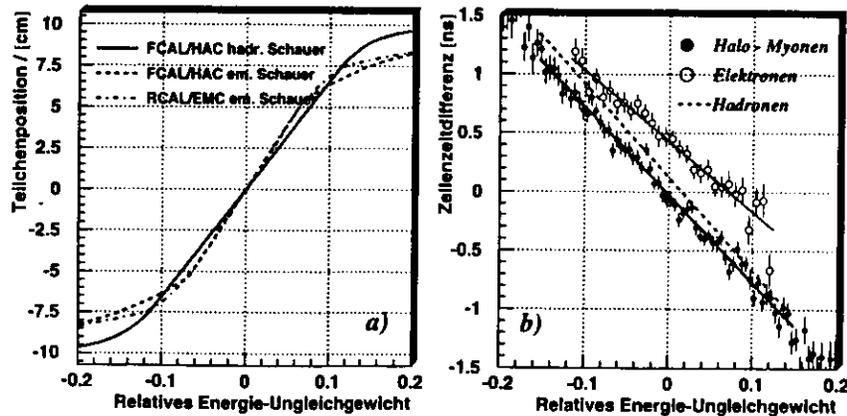


Abbildung 6.32: a) Parametrisierung der  $X$ -Koordinate eines Teilchens als Funktion von  $E_{\text{imbal}}$ , b) Zeitdifferenz einer Zelle als Funktion von  $E_{\text{imbal}}$

rung in der Mitte der Zelle statt, also bei der Koordinate  $X = 0$ .

Die unterschiedlich langen Laufstrecken des Lichts im Szintillator bewirken nicht nur ein Energieungleichgewicht, sondern auch eine Verschiebung der Zeit. Es ist also eine Korrelation zwischen der Zeitdifferenz  $\Delta t_{\text{cell}} = t_{\text{left}} - t_{\text{right}}$  und der  $X$ -Koordinate zu erwarten und damit auch eine Korrelation zur relativen Energiedifferenz  $E_{\text{imbal}}$ . Diese Korrelation wurde für drei verschiedene Datentypen (Myonen, Hadronen und Elektronen) untersucht. In Abb. 6.32b ist  $\Delta t_{\text{cell}}$  gegen  $E_{\text{imbal}}$  aufgetragen und mit einer Geraden angepaßt. Die Steigung für die Hadronen ist gestrichelt eingetragen. Sie ist etwas steiler als für Myonen, da bei Hadronen kleine Energien für eine Verschiebung der Zeit verantwortlich sind (siehe Kap. 6.4.4).

Für Elektronen stimmt die Steigung zwar weitgehend mit der von Halo-Myonen überein. Allerdings

sind die Datenpunkte um etwa 0.4 ns zu späteren Zeiten verschoben. Bei ausgeglichener Energie, messen die Kanäle auf beiden Seiten also unterschiedliche Zeiten. Der Grund liegt wahrscheinlich darin, daß bei der Wahl der untersuchten Zellen auf Photoröhren nahe des Strahlrohres zurückgegriffen werden mußte. Dabei ist es möglich, daß die zum Strahl gewandten Wellenlängenschieber direkter Strahlung von Sekundärteilchen oder Synchrotronstrahlung ausgesetzt sind. Diese stören das Verhältnis aus Energie- und Zeitdifferenz [89].

Zur Abschätzung der Lichtausbreitungsgeschwindigkeit in den Szintillatoren lassen sich aus oben genannten Gründen nur die Halo-Myonen verwenden, insbesondere weil diese Teilchen nicht aufschauern. Aus der Steigung in Abb. 6.32b und der dazugehörigen Ortsbestimmung aus Abb. 6.32a kann die Geschwindigkeit ermittelt werden zu  $v_{\text{Szint}} = 17 \pm 3 \text{ cm/ns}$ . Dieser Wert stimmt genau mit der mittleren Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts im Wellenlängenschieber aus der Modellrechnung überein.

### 6.4.4 Die zeitliche Entwicklung von Schauern im Kalorimeter

In Kap. 3.2.3 wurden die Abläufe bei der Entwicklung hadronischer Schauer in einem Uran-Szintillator-Kalorimeter beschrieben. Durch die Wahl des Urans als Absorber und des Szintillators als aktives Medium kann im ZEUS-Kalorimeter Kompensation erreicht werden ( $e/h = 1$ ). Im Uran führt die große Zahl der entstehenden Neutronen zu verzögerten Schauerkomponenten. In diesem Kapitel soll untersucht werden, inwieweit diese Beiträge zu messen sind, und ob sich systematische Zeitunterschiede bei der Schauerentwicklung zwischen hadronischen und rein elektromagnetischen Schauern feststellen lassen.

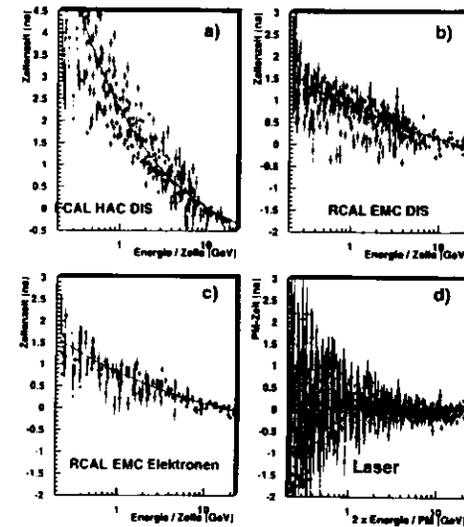


Abbildung 6.33: Gemessene mittlere Zellzeit als Funktion der Zellenenergie für verschiedene Datentypen: vorselektierte DIS-Daten in a) FCAL/HAC und b) RCAL/EMC, c) selektierte Elektronen im RCAL/EMC und d) Laserlicht, wobei die Energieskala mit 2 multipliziert wurde, da die Kanäle einzeln betrachtet werden.

Das Auftreten von späten Schauerkomponenten konnte bereits mehrfach experimentell nachgewiesen werden [36]. Bei Messungen im Teststrahl mit einem ZEUS-BCAL-Modul wurden ausgiebige Untersuchungen zum Zeitverhalten von Laserdaten, Elektronen und Pionen durchgeführt [35]. Mit einer eigens dafür entwickelten Elektronik konnte die Kalorimeterantwort in Abständen von 18 ns über ein Zeitintervall von 4  $\mu$ s beobachtet werden. Es wurde eine qualitative Übereinstimmung mit den Vorhersagen aus Abb. 3.8 festgestellt. Aus diesen Untersuchungen wurden Vorhersagen für die bei ZEUS eingesetzte Elektronik mit einer effektiven Integrationszeit von 130 ns abgeleitet, die nun überprüft werden sollen.

In einem ersten Schritt wurde untersucht, wie sich die mittleren Zeiten für verschiedene Datentypen als Funktion der Energie verhalten. Zur gleichzeitigen Darstellung mehrerer Kalorimeterzellen wurden noch verbleibende Zeitnullpunktsdifferenzen zwischen den Kanälen ausgeglichen. In logarithmischen Energieintervallen wurden die Energien und ihre dazugehörigen Zeiten wie in Kap. 6.3 gemittelt. Abb. 6.33 zeigt die Ergebnisse in einem Energiebereich bis 20 GeV. Die Abb. 6.33a und 6.33b geben das Verhalten der DIS-Daten für die FCAL/HAC- und die RCAL/EMC-Sektionen wieder. In FCAL/HAC ist eine starke Zeitverzögerung bei niedrigen Energien festzustellen. Bereits bei 1 GeV beträgt die Zeitverschiebung mehr als 2.5 ns, bei 500 MeV sind es sogar 4 ns. Im RCAL/EMC ist ebenfalls eine Verzögerung bei kleinen Energien festzustellen, wenn auch bei weitem nicht so drastisch. Bei 1 GeV sind die gemessenen Zeiten um etwa 1 ns verzögert, bei 500 MeV kommen nur noch 0.3 ns hinzu. Für eine Interpretation ist der Vergleich mit Elektronen und Laserdaten sinnvoll. Diese sind in den Abb. 6.33c und 6.33d dargestellt. Bei den Elektronen handelt es sich um identifizierte Elektronen aus dem vorselektierten DIS-Datensatz. Zur besseren Darstellung wurden die Verteilungen mit einer Parametrisierung der Form

$$t_{cell} = t_{\infty} + \frac{q}{E^r} \quad (6.31)$$

angenähert, wobei  $t_{\infty}$ ,  $q$  und  $r$  die zu bestimmenden Parameter sind, und  $E$  die Energie in GeV ist. Die Parametrisierungen sind anschließend in Abb. 6.34 gemeinsam mit einer linearen Energieskala dargestellt. Dabei fällt auf, daß sich die Elektronen im RCAL/EMC sehr ähnlich zu den DIS-Ereignissen in

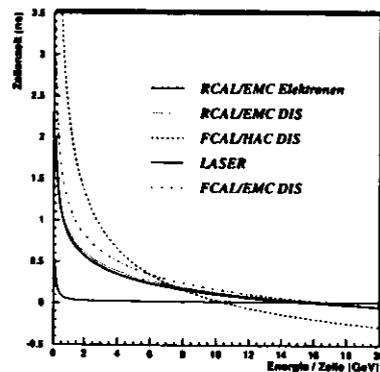


Abbildung 6.34: Vergleich der Zellenzeit als Funktion der Energie für verschiedene Datensätze.

demselben Sektionstyp verhalten. Dies ist auch zu erwarten, da die Einträge in Abb. 6.33b im wesentlichen von gestreuten Elektronen stammen. Die Laserdaten zeigen keine nennenswerte Verschiebung bei kleinen Energien. Daraus läßt sich folgern, daß keine Zeitverschiebungen durch Prozesse im Wellenlängenschieber und durch die Ausleseelektronik bzw. die Rekonstruktionsalgorithmen hervorgerufen werden. Die starken Zeitverzögerungen in der HAC-Sektion sind somit auf die späten Komponenten

der Hadronenschauer zurückzuführen. Da sich die Neutronen weiter vom Schauermaximum entfernen und dann nur noch wenig Energie ablagern, werden die energieärmeren Zellen stärker durch die späten Schauerkomponenten geprägt.

Es schließt sich die Frage an, inwieweit die Zeitverzögerungen die Datennahme beeinflussen. Wenn beispielsweise die Ereigniszeiten von der abgelagerten Energie abhängen, wird auch der Trigger bei einem Schnitt auf die Zeit unterschiedliche Akzeptanzen bei unterschiedlichen Energien haben. In Abb. 6.35 sind die Ereigniszeiten  $T_{FCAL}$  und  $T_{RCAL}$  als Funktion der Energie  $E_{FCAL}$  und  $E_{RCAL}$  dargestellt. Insgesamt kann festgestellt werden, daß sich die Zeitverschiebungen in einem Bereich von weniger als

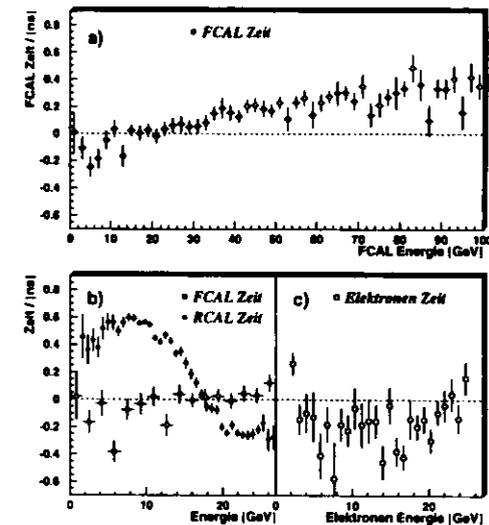


Abbildung 6.35: Ereigniszeiten als Funktion der Energie: a) und b) DIS-Daten, c) Elektronen im RCAL

1 ns abspielen. Dies ist auf die fehlergewichtete Zeitmittelung zurückzuführen, die Zellen mit kleinen Energiebeiträgen, also späten Zeiten weniger wichtet. Bei kleineren Schauerenergien werden diese Zellen durch den Energieschnitt von 200 MeV sogar vollständig unterdrückt. Der abweichende Verlauf der RCAL-Zeiten läßt sich wahrscheinlich mit der Überlappung von hadronischer und elektromagnetischer Aktivität begründen, da bei kleinen Energie der relative Anteil hadronischer Aktivität zunimmt. Betrachtet man ausschließlich die Zeiten der Elektronenschauer, so ist keine systematische Struktur zu erkennen (Abb. 6.35c). Die hier betrachtete Energieabhängigkeit der Zeitbestimmung ist sicherlich ein begrenzender Faktor für die Auflösung der Ereigniszeit.

Nachdem das Auftreten von späten Schauerkomponenten bestätigt wurde, soll ihre Verteilung innerhalb eines Schauers untersucht werden. Dabei soll vor allem der Unterschied zwischen hadronischen und elektromagnetischen Schauern hervorgehoben werden. Zur weiteren Vorgehensweise wurden aus dem DIS-Datensatz Hadronen-Cluster und Elektronen-Cluster selektiert. Dazu wurden Algorithmen verwendet, die Zellen zu einem Cluster zusammenfassen, bei dem alle Energiegradienten zu einem gemeinsamen Energiemaximum hinzeigen [5]<sup>5</sup>. Es wurden nur diejenigen hadronischen (h) und elek-

<sup>5</sup>Es wurden die Algorithmen ISLANDS (Hadronen) und LOCAL (Elektronen) verwendet.

tromagnetischen (e) Cluster berücksichtigt, die folgenden Kriterien genügen:

- eine Mindestenergie pro Cluster von 5 GeV (h, e),
- eine Mindestzahl von 5 beitragenden Kalorimeterzellen (h),
- ein maximaler Abstand des Schauermaximums von 30 cm zum Strahlrohr (h),
- $\frac{E_{EMC}}{E_{HAC1,2}} < 0.8$  zur Unterdrückung von Elektronen (h),
- ein Schnitt auf die Zeit des Clusters (h:  $|T_{clus}| < 10$  ns, e:  $|T_{clus}| < 5$  ns) zur Unterdrückung von Untergrund.

Die Untersuchung konzentriert sich auf das Zeitverhalten der Cluster-Zellen in Bezug auf den Abstand zum Cluster-Mittelpunkt. Der Cluster-Mittelpunkt der Hadronenschauer wird dabei aus einer energiegewichteten Mittelung der zugehörigen Zellschwerpunkte bestimmt, für die Elektronen wird ein komplizierterer Algorithmus verwendet [88]. Für jede Zelle wird die Zeit, die Energie und der Abstand  $d_{cell}$  vom Zellenmittelpunkt zum Schauermittelpunkt bestimmt. Abb. 6.36 veranschaulicht die Definition für  $d_{cell}$  in einer zweidimensionalen Projektion. Um zunächst einen Überblick über die

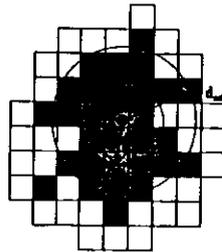


Abbildung 6.36: Definition des Abstands  $d_{cell}$  von einer Kalorimeterzelle bis zum Mittelpunkt eines Energie-Clusters.

Energieverteilung innerhalb eines Schauers zu geben, sind in Abb. 6.37 die Energiebeiträge der einzelnen Zellen als Funktion ihres Abstandes zum Schauermittelpunkt  $d_{cell}$  dargestellt. Dabei ist für jede Zelle eines Schauers der relative Energieanteil  $E_{cell}^{rel}$  der Zelle zur Gesamtenergie des Schauers  $E_{cluster}$  in Prozent aufgetragen ( $E_{cell}^{rel} = \frac{E_{cell}}{E_{cluster}}$ ), in Abb. 6.37a mit linearer, in Abb. 6.37b mit logarithmischer relativen Energieskala. Wie bereits aus Kap. 3.2 zu erwarten, nimmt die Energie des elektromagnetischen Schauers mit zunehmendem Abstand vom Schauermaximum rasch ab. Die zentrale Zelle enthält oft schon den Großteil der Schauerenergie (> 60%). Die Beiträge der Zellen mit einem Abstand von mehr als 15 cm sind auf benachbarte Schauer und Rauschen zurückzuführen und konnten vom Cluster-Algorithmus nicht separiert werden. Der hadronische Schauer ist wesentlich breiter und enthält noch Energieanteile bei großer Entfernung. Allerdings muß bei diesen Daten berücksichtigt werden, daß es sich nicht um Schauer einzelner Hadronen handelt, sondern um Teilchenjets, bei denen nicht jedes Teilchen als separater Schauer aufgelöst werden kann.

In einem nächsten Schritt soll untersucht werden, wie sich die gemessenen Zeiten innerhalb eines Schauers bei zunehmendem Abstand vom Schauermittelpunkt verhalten. Dazu müssen die Zeitnullpunkte umdefiniert werden, so daß der Zeitnullpunkt im Schauerzentrum liegt. Die zum Schauer gehörenden Zellen sollen dann nur noch die Zeit messen, die sich durch die Ausbreitung des Schauers ergibt. Zu diesem Zweck wurden die mittleren absoluten Laufzeiten in den Wellenlängenschiebern aus der Analyse der Halo-Myonen berücksichtigt. Abb. 6.38 zeigt das Ergebnis für die beiden Schauertypen. Neben der mittleren Zeit als Funktion des Abstands  $d_{cell}$  sind die Häufigkeitsverteilungen

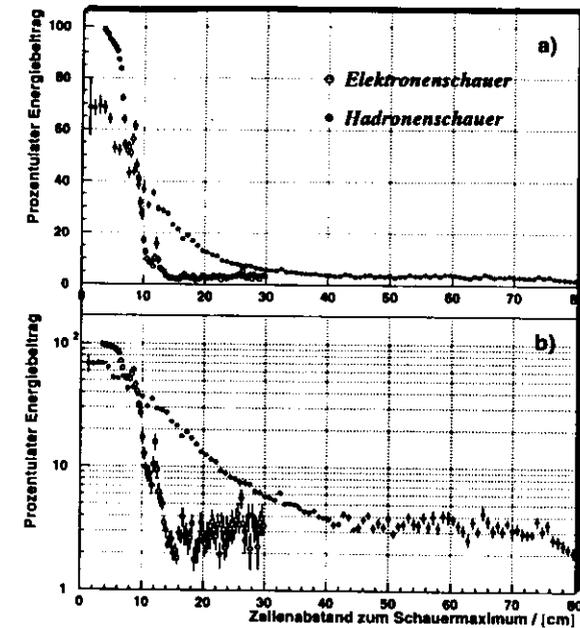


Abbildung 6.37: Relative Energieverteilung  $E_{cell}^{rel}$  als Funktion des Abstands in Hadronen- und Elektronen-Cluster: a) lineare Energieskala, b) logarithmischer Energieskala. Die Struktur in der Verteilung der elektromagnetischen Schauer bei 9 cm und 12 cm ist auf den Übergang zwischen den Zellen zurückzuführen.

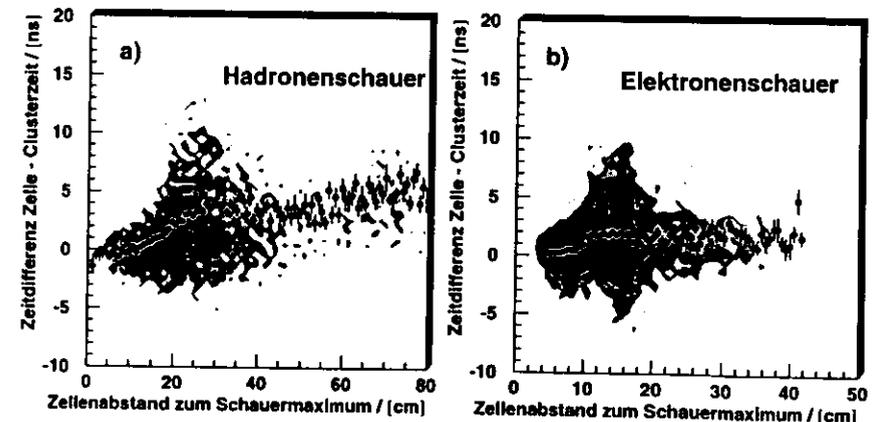


Abbildung 6.38: Zeitentwicklung und Häufigkeitsverteilung in a) Hadronen-Cluster, b) Elektronen-Cluster.

in der Zeit-Abstands-Ebene dargestellt. Dunklere Bereiche bezeichnen eine logarithmische Zunahme der Häufigkeit. Es sind deutliche Unterschiede zwischen den beiden Schauertypen zu verzeichnen. Während bei den Elektronen eine maximale Zeitverzögerung von knapp 2 ns auftritt, wird bei Hadronenschauern eine Differenz von etwa 4 ns nach 30 cm gemessen.

Noch deutlicher wird das Zeitverhalten, wenn lediglich Zellen mit einem bestimmten relativen Energieanteil  $E_{cell}^{rel}$  betrachtet werden. Für Hadronenschauer zeigt Abb. 6.39 die mittlere Zeit der Zellen in verschiedenen Energiebereichen. Dabei wurden, wie auch schon in Abb. 6.38 die EMC-Zellen nicht berücksichtigt. Betrachtet man im oberen Diagramm der Abb. 6.39 ausschließlich Zellen mit

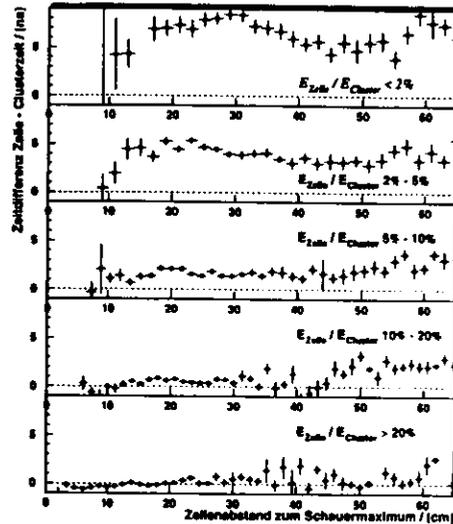


Abbildung 6.39: Zeitverhalten in Hadronen-Cluster als Funktion des Abstands  $d_{cell}$  zum Energiemittelpunkt für verschiedene relative Energiebeiträge  $E_{cell}^{rel}$ .

$E_{cell}^{rel} < 2\%$ , so ist eine starke Verzögerung festzustellen. Bei 30 cm sind diese Zellen um 8 ns später als die mittlere Zeit des Schauers. Bei noch größeren Abständen verringert sich die Verzögerung wieder etwas. Darauf soll später noch eingegangen werden. Mit zunehmendem Energieanteil macht sich die Zeitverzögerung weniger bemerkbar. Werden Zellen betrachtet, die 20% und mehr der Gesamtenergie des Schauers enthalten, so ist nur noch ein kleiner Anstieg der Zeit zu verzeichnen, der wahrscheinlich auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Sekundärteilchen zurückzuführen ist. Wie bereits in Kap. 3.2.3 vorausgesagt, sind in den Randbereichen der Schauer überwiegend niederenergetische Anteile von fast thermischen Neutronen anzutreffen, die sich durch eine verzögerte Zeit auszeichnen.

Bei der hier durchgeführten Analyse darf allerdings nicht vergessen werden, daß sich die Schauer aus mehreren primären Teilchen innerhalb Jets zusammensetzen, sich also mehrere Schauer überlappen. Dieses wird auch deutlich, wenn bei der Untersuchung des Zeitverhaltens zusätzlich die EMC-Zellen berücksichtigt werden. Dann nehmen die Zeiten bei größeren Abständen wieder deutlich ab. Daraus folgt, daß frühere Zeitkomponenten in die Mittelung eingehen, die nicht von demselben Schauer stammen können. Benachbarte Teilchen führen also zu Überlappung der Schauer, ohne von dem Algorithmus zur Identifikation der Schauer erkannt zu werden. In der Tat haben Jets eine hohe Teilchendichte, besonders bei kleinen Polar-Winkeln  $\theta$ , wie sie bei dem betrachteten Datensatz über-

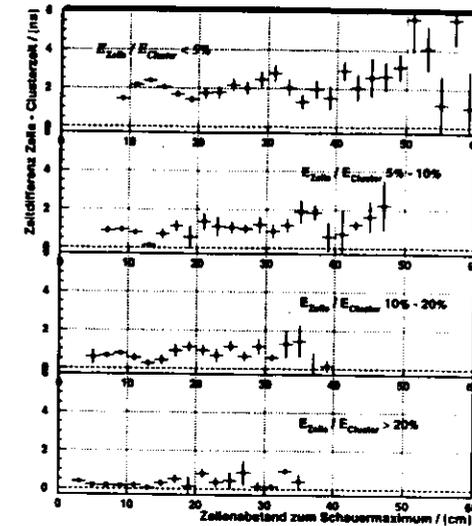


Abbildung 6.40: Zeitverhalten in Elektronen-Cluster als Funktion des Abstands  $d_{cell}$  zum Energiemittelpunkt für verschiedene relative Energiebeiträge  $E_{cell}^{rel}$ .

wiegend auftreten. Da nur ein Abstand des Schauermittelpunkts von 30 cm zum Strahlrohr gefordert wurde, ist auch ein Effekt aus der Überlappung mit dem Zuschauerjet zu erwarten.

Zum Vergleich ist in Abb. 6.40 das Zeitverhalten der Elektronen aufgetragen. Es ist keine eindeutige Zeitverschiebung mit zunehmendem Abstand festzustellen. Für eine prompte Schauerentwicklung ist dies auch nicht zu erwarten. Die Schwingung in der oberen Abbildung ist auf den Übergang zwischen den Zellen zurückzuführen, bei dem Schauerprodukte direkt im Wellenlängenschieber Licht erzeugen. Allerdings ist zu bemerken, daß die Zeit unabhängig von der Zellenposition bei kleiner Energie zunimmt. Bei Zellen, die weniger als 5% zur Elektronenenergie beitragen, ist beispielsweise eine Verschiebung von 2 ns zu beobachten. Wahrscheinlich wird durch die Überlappung mit den Signalen des Uranrauschens oder benachbarter hadronischer Aktivität die Zeit verzögert, was sich allerdings nur bei kleinen Energien bemerkbar macht. Der Beitrag von Untergrund zeigt sich auch darin, daß in einem Abstand oberhalb 20 cm immer noch Energiebeiträge zum Cluster hinzugezählt werden, obwohl dort die Energien von Elektronenschauern schon weit unter 1% betragen müßten.

Zusammenfassend wurde eine Zeitverzögerung der Kalorimeterantwort bei kleinen Zellenenergien festgestellt. Dabei sind zwei Effekte zu unterscheiden. (1.) Unabhängig vom Schauertyp kommt es bei kleinen Energien durch den Beitrag des Uranrauschens oder hadronischer Aktivität zu einer globalen Verzögerung von bis zu 2 ns. (2.) Zusätzlich zeigen hadronische Schauer eine durch die energiearmen Neutronen bedingte Zeitverzögerung, die bei Zellen mit größerem Abstand zum Schauermittelpunkt stärker ausgeprägt ist. Bei kleinen Zellenenergien kann die Verzögerung bis zu 8 ns betragen. Es lassen sich mit den untersuchten Daten allerdings keine quantitativen Angaben zur Zeitentwicklung eines hadronischen Schauers machen, da es sich aufgrund der Jetstruktur der  $ep$ -Ereignisse um Überlappungen mehrerer Einzelschauer handeln kann.

### 6.4.5 Die Vertexbestimmung

Die  $Z$ -Koordinate des Vertex hat sowohl einen starken Einfluß auf die Bestimmung der kinematischen Variablen wie auch auf die Datenselektion mittels des  $\delta$ -Schnitts<sup>6</sup>. Abb. 6.41 zeigt den Einfluß auf die Rekonstruktion von  $x$  und  $Q^2$  unter Verwendung der Doppelwinkelmethode (s. Kap. 2.2) bei einer Verschiebung des Vertex um 10 cm [5]. Eine Diskrepanz zwischen der Vertexverteilung in den Daten

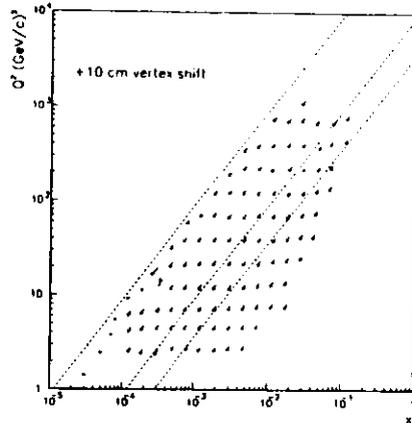


Abbildung 6.41: Effekt einer Vertexverschiebung in  $Z$  um +10 cm auf die kinematischen Variablen  $x$  und  $Q^2$  nach der Doppel-Winkel-Methode. Die Pfeilspitze zeigt auf die Werte mit den verschobenen Vertices.

und der Monte-Carlo-Simulation führt zu systematischen Verschiebungen der  $x$ - und  $Q^2$ -Verteilungen und damit zu einer Fehlbestimmung der Strukturfunktion  $F_2$ . Eine genaue Untersuchung und Bestimmung der Vertexverteilung ist daher ausgesprochen wichtig. In der 1992-Meßperiode war die zentrale Spurenkammer (CTD) noch nicht voll funktionsfähig. Lediglich 3 der 9 Hauptebenen wurden über eine Positionsbestimmung mittels Signallaufzeitmessung ausgelesen [20]. Die Vertexbestimmung wurde damit zu einem kritischen Faktor. In der Analyse der vorselektierten DIS-Daten zeigen nur etwa 75% der Ereignisse einen Vertex mit zwei oder mehr Spuren. Vor allem im Bereich kleiner  $\theta$ -Winkel wird aufgrund der Akzeptanz der CTD die Bestimmung schwierig.

Die Korrektur einer mittleren Vertexverschiebung aufgrund von Verzögerungen der Teilchenpakete kann mit dem C5-Detektor vorgenommen werden (Kap. 6.2.7). Eine Bestimmung der  $Z$ -Koordinate des Vertex von Ereignis zu Ereignis ist durch die Zeitmessung im Vorwärtskalorimeter möglich. In Kap. 6.2.8 wurde der Zusammenhang zwischen der Zeitmessung im FCAL und der Vertexposition bereits verdeutlicht. Dort wurde der CTD-Vertex zur Korrektur der ereignisabhängigen Verschiebung der Zeit verwendet. Umgekehrt kann die Zeitinformation des FCAL verwendet werden, um die Vertexposition zu bestimmen. Dazu muß Gleichung 6.15 nach  $V_z$  aufgelöst werden.

$$(V_z)_i = \frac{P_x^2 + P_y^2 + P_z^2 - (c \cdot (t_i + T_i^{CS}) + \sqrt{P_x^2 + P_y^2 + P_z^2})^2}{2 (P_z + c \cdot (t_i + T_i^{CS}) + \sqrt{P_x^2 + P_y^2 + P_z^2})} \quad (6.32)$$

<sup>6</sup> $\delta = \sum_i E_i (1 - \cos \theta_i)$

Jede einzelne Zelle mit einer Mindestenergie von z.B. 400 MeV gibt eine Aussage über den Vertex ( $V_z$ ). Eine energiegewichtete Mittelung über diese Zellen mit der zusätzlichen Einschränkung  $E_{\text{total}} < 0.3$  liefert schließlich die Vertexposition. Die Effizienz der Vertexbestimmung mit dieser Methode war für die vorselektierten Daten nahezu 100% bei einer Mindestenergie im FCAL von 5 GeV. Bei kleineren Energien nimmt die Effizienz aufgrund des Energieschnitts auf die Zellen stark ab. Wie Abb. 6.42 zeigt, hat die Übereinstimmung der Vertices von Kalorimeterzeit und Spurenkammer bei den untersuchten Daten eine Auflösung von 11 cm, wenn  $E_{\text{FCAL}} > 5$  GeV ist. Durch die Hinzunahme

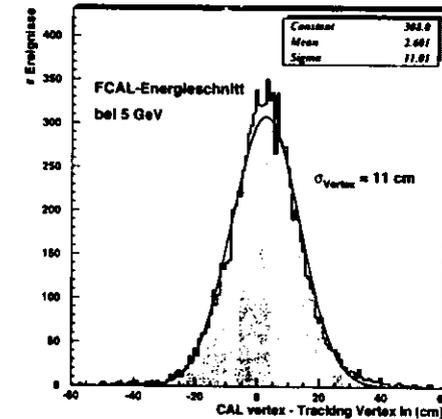


Abbildung 6.42: Differenz in der Vertexbestimmung mit der Kalorimeterzeit und der Spurenkammerrekonstruktion.

der Kalorimeterzeit zur Vertexbestimmung verbleiben letztendlich nur noch 3.5% der Ereignisse, bei denen kein Vertex bestimmt werden kann, im Gegensatz zu den 25% bei alleiniger Anwendung des Spurenvertex [5].

### 6.4.6 Ereignisselektion durch Zeitmessung

In diesem Kapitel soll diskutiert werden, wie sich die Zeitmessung für die Unterdrückung von Untergrundereignissen anwenden läßt. Dafür werden die angewandten Schnittkriterien auf den verschiedenen Stufen der Datenverarbeitung vorgestellt und die Effizienz dieser Methoden betrachtet. Die Diskussion bezieht sich auf die Datennahme des Jahres 1993, bei der ein Großteil der Erkenntnisse aus den vorangegangenen Kapiteln bereits Anwendung gefunden hat.

Auf der Zeitmessung basierende Selektionen werden in mehreren Stufen durchgeführt. Je exakter die vorliegenden Zeitangaben sind und je mehr Rechenzeit pro Ereignis zur Verfügung steht, um so strenger können die Selektionskriterien gewählt werden. Die Selektionen werden in den folgenden Stufen der Datennahme bzw. Datenreduktion vorgenommen:

- zweite *Trigger*-Stufe (SLT),
- dritte *Trigger*-Stufe (TLT),
- Rekonstruktion und DST-Selektion<sup>7</sup>,
- Offline Physik-Analyse.

Der früheste Punkt in der Ausleseketten, an dem eine Zeitinformation der Photoröhren vorliegt, ist die zweite *Trigger*-stufe (SLT). Auf den DSP werden die Zeiten der Photoröhren berechnet und alle *Online*-Korrekturen berücksichtigt. Es handelt sich daher schon um sehr zuverlässige Angaben über die Ereigniszeit. Aus Gründen der Rechenzeit sind allerdings keine komplizierten Algorithmen für die Zeitmittelung möglich. Folgendes Vorgehen wurde für die Datenperiode von 1993 angewandt:

- Für die Bestimmung der Ereigniszeit werden nur Kanäle berücksichtigt, die eine Mindestenergie von 500 MeV aufweisen.
- Für die Bestimmung einer FCAL- bzw. RCAL-Zeit müssen mindestens zwei Kanäle mit obiger Bedingung vorliegen.
- Die Zeitmittelwerte werden über ein einfaches arithmetisches Mittel bestimmt ( $T_{cal}^{arith}$ ).
- Die Ereignisse werden als Untergrund deklariert und daher verworfen, wenn folgende Bedingung erfüllt ist

$$|T_{FCAL}^{arith}| > 8 \text{ ns} \quad \vee \quad |T_{RCAL}^{arith}| > 8 \text{ ns}. \quad (6.33)$$

Zur Untersuchung von *Trigger*-Effizienzen werden von den *Trigger*-Stufen mit einer geringen Rate Ereignisse akzeptiert, obwohl sie die *Trigger*-Bedingungen nicht erfüllen (Durchgangereignisse). Abb. 6.43a zeigt Durchgangereignisse des SLT, d.h. vor Anwendung von Zeitschnitten. In einer Auftragung der Zeitdifferenz  $T_{FCAL}^{arith} - T_{RCAL}^{arith}$  gegen  $T_{RCAL}^{arith}$  sind Ereignisse aus der *ep*-Streuung im Bereich des Ursprungs zu erwarten. Ereignisse aus der Proton-Gas-Wechselwirkung sollten sich um die Koordinaten (-11 ns, 11 ns) konzentrieren. In Abb. 6.43a ist sehr deutlich die Anhäufung der Proton-Gas-Ereignisse zu sehen. Die *ep*-Ereignisse sind vergleichsweise schwach vertreten. Abb. 6.43b macht den Sachverhalt in einer zweidimensionalen Häufigkeitsverteilung deutlich. Durch die oben beschriebenen Kriterien ist im SLT bereits eine Reduktion der Untergrundereignisse um 55% möglich [90].

<sup>7</sup>DST: Data Summary Tape

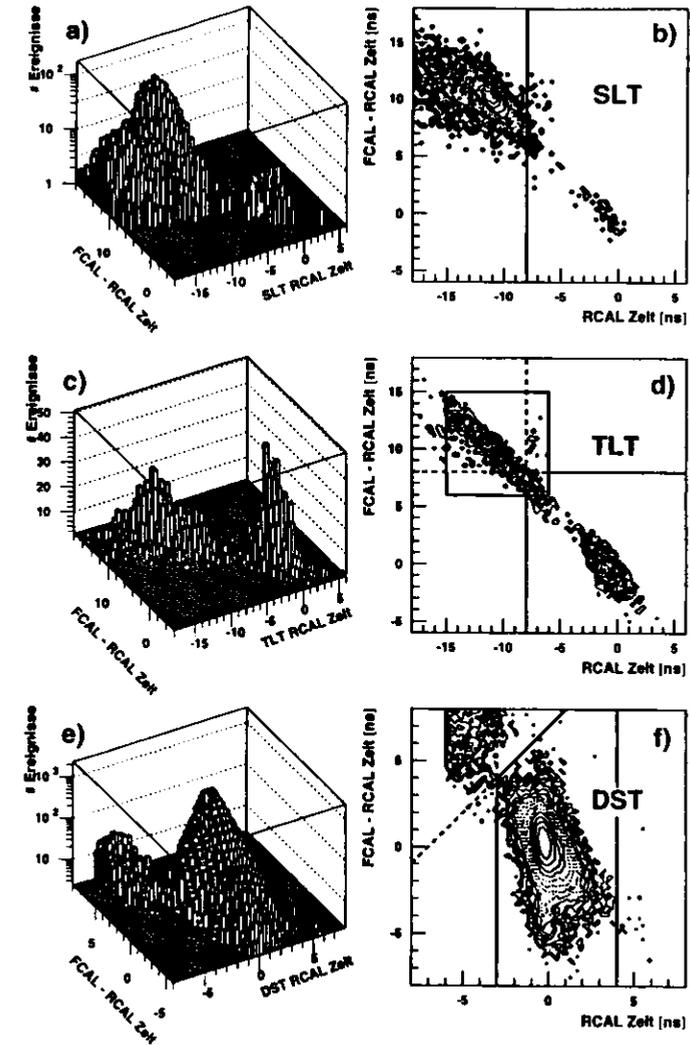


Abbildung 6.43: Verteilungen der Zeitdifferenz aus FCAL und RCAL gegen die RCAL-Zeit. Ereignisse der *ep*-Streuung werden sich vorwiegend um die Koordinaten (0,0) konzentrieren, während Proton-Gas-Ereignisse sich um (-11 ns, 11 ns) anhäufen. Die Zeitselektion wird auf verschiedenen Stufen durchgeführt (SLT: a), b), TLT: c), d), DST: e), f)), wobei sich das Verhältnis der beiden Ereignisarten zu Gunsten der *ep*-Ereignisse umkehrt. Man beachte die lineare Skala für die TLT-Zeiten und die kleinere (X-Y)-Skala der DST-Darstellung.

Im TLT ist die Vorgehensweise ähnlich. Allerdings kann hier bereits eine fehlergewichtete Mittelung nach Gleichung 6.1 vorgenommen werden ( $T_{cal}$ ).<sup>9</sup> Zusätzlich kann die Information des Fehlers der Zeitmessung  $\sigma_{T_{cal}}$  (Gl. 6.21) zur Abschätzung des Vertrauensbereichs eingesetzt werden. Zur effizienteren Unterdrückung von Strahl-Gas-Ereignissen wird noch ein Zeitmittel über die Strahlrohrregionen (*beam pipe*) definiert.  $T_{FCAL}^{bp}$  ist das Zeitmittel aller Kanäle mit einer Energie oberhalb 1 GeV, die zu den zwei innersten Ringen um das Strahlrohr im FCAL gehören. Im RCAL werden die Kanäle aus dem ersten Ring um das Strahlrohr zusammengefaßt ( $T_{RCAL}^{bp}$ ), wenn ihre Energie mehr als 1 GeV beträgt. Damit werden Ereignisse verworfen, wenn eine der folgenden Bedingungen erfüllt ist.

- Schnitt auf die "Strahlrohrzeit":

$$|T_{FCAL}^{bp} - T_{RCAL}^{bp} - 10.5 \text{ ns}| \leq 4.5 \text{ ns} \quad \wedge \quad |T_{RCAL}^{bp} + 10.5 \text{ ns}| \leq 4.5 \text{ ns}, \quad (6.34)$$

wobei jeweils mindestens zwei Kanäle zur Energiesumme beitragen müssen.

- Schnitt auf fehlergewichtete FCAL- bzw. RCAL-Zeit:

$$\begin{aligned} |T_{RCAL}| &> \text{MAX} \{8 \text{ ns}, 3 \cdot \sigma_{T_{RCAL}}\} \\ &\vee \\ |T_{FCAL} - T_{RCAL}| &> \text{MAX} \left\{ 8 \text{ ns}, 3 \cdot \sqrt{\sigma_{T_{FCAL}}^2 + \sigma_{T_{RCAL}}^2} \right\}. \end{aligned} \quad (6.35)$$

Für die Summe werden nur Photoröhren mit einer Energie über 200 MeV und einem relativen Energieungleichgewicht von  $E_{imbal} < 0.2$  zugelassen<sup>9</sup>. Es müssen jeweils mindestens zwei Photoröhren zum Zeitmittel beitragen. Die Energiesumme muß größer als 2 GeV für FCAL bzw. 1 GeV für RCAL sein.

- Schnitt auf die globale Zeit:

$$|T_{glob}| > 8 \text{ ns}. \quad (6.36)$$

Abb. 6.43c zeigt die Zeitverteilung für Ereignisse, die vom TLT ungefiltert durchgelassen wurden. Sie entsprechen daher den Ereignissen, die nach den Schnitten im SLT übrig bleiben. Es sei darauf hingewiesen, daß aufgrund einer Reihe anderer Kriterien im SLT ebenfalls eine erhebliche Verminderung der Untergrundereignisse stattgefunden hat. Die Verhältnisse zwischen der Strahl-Gas- und der  $ep$ -Amplitude haben sich bereits stark verändert. In Abb. 6.43d ist zu sehen, wie die oben beschriebenen Kriterien im TLT wirken. Im Mittel lassen sich damit 27% der Untergrundereignisse unterdrücken.

Nachdem die selektierten Ereignisse auf ein Speichermedium geschrieben wurden, werden die meisten Größen in einer *Offline*-Prozedur erneut berechnet. Dabei können für die Bestimmung der Zeiten weitere Korrekturen berücksichtigt werden. Diese sind die Faserlängenkorrekturen, die globalen Zeitverschiebungen zwischen FCAL und RCAL, die Korrekturen für die Drift der Elektronik und die Strahlkorrekturen aus der C5-Zeitmessung. Alle Zeitmittelwerte und -fehler werden in einer Datenbank abgelegt und sind in der Analyse für den Benutzer zugänglich [92].

Aus dem korrigierten Datensatz wird in dieser Prozedur eine Selektion vorgenommen, um die Ereignisse nach ihren physikalischen Prozessen zu klassifizieren (DST). Dazu werden die Informationen aus dem TLT mit weiteren Bedingungen wie z.B. der rekonstruierten Energie der Elektronen oder den Vertexkoordinaten kombiniert. Eine Selektion von Kandidaten der tiefinelastischen Streuung liefert etwa 110000 Ereignisse für 1993 [1]. Dabei wurden noch einmal dieselben Zeitschnitte durchgeführt, die bereits im TLT angewandt wurden. Auf die RCAL-Zeit wurde sogar der Bereich weiter eingeschränkt

( $|T_{RCAL}| < 6 \text{ ns}$ ) [93]. In Abb. 6.43e sind  $T_{FCAL} - T_{RCAL}$  gegen  $T_{RCAL}$  der gesamten DIS Selektion aufgetragen. Die Ereignisse aus der typischen Strahl-Gas-Wechselwirkung sind nahezu verschwunden. Wie in der zweidimensionalen Projektion (Abb. 6.43f) zu sehen, kann der Datensatz durch geeignete Schnitte noch einmal um 2.5% reduziert werden, indem Ereignisse mit einem der folgenden Kriterien verworfen werden:

- $-3 \text{ ns} < T_{RCAL} < 4 \text{ ns}$
- $T_{FCAL} - 2 \cdot T_{RCAL} < 7 \text{ ns}$

wobei auch hier eine Mindestenergie von 200 MeV pro Kanal und eine Gesamtenergie von 1 GeV für jeden Mittelwert gefordert wird.

Zusammenfassend zeigt sich, daß eine genaue Bestimmung der Ereigniszeiten eine ausgezeichnete Möglichkeit für die Diskriminierung von Untergrund liefert. Genauere Untersuchungen von systematischen Effekten würde eine noch schärfere Formulierung der Selektionskriterien erlauben. Es darf allerdings nicht übersehen werden, daß in dem Bereich unterhalb 1 ns Effekte an Bedeutung gewinnen, die von dem Ereignistyp und der Ereignistopologie abhängen. Im wesentlichen sind diese Effekte darauf zurückzuführen, wie sich die elektromagnetischen und hadronischen Aktivitäten auf das Kalorimeter verteilen (Kap. 6.4.4). So hängt zum Beispiel die RCAL-Zeit vom  $\theta$ -Winkel des Elektrons ab. Aber auch die RCAL-Zeit von Ereignissen der tiefinelastischen Streuung unterscheidet sich von  $T_{RCAL}$  für Photoproduktionseignisse im Mittel um 1.1 ns, da bei der Photoproduktion das Elektron nicht vom Kalorimeter erfaßt wird. Auf dem *Trigger*-Niveau kann also ein zu scharfer Zeitschnitt einen bestimmten Ereignistyp bevorzugen bzw. unterdrücken.

<sup>9</sup> Um eine vom Ereignistyp unabhängige Fehlerparametrisierung zu verwenden, wurde für alle Kanäle folgenden Parameter festgelegt:  $\sigma_0 = 0.4 \text{ ns}$ ,  $b = 1.4 \text{ ns}$ ,  $c = 0.65 \text{ ns}$  [91].

<sup>10</sup> Zu Beginn der Strahlperiode von 1993 war  $E_{imbal} < 0.7$  gesetzt.

## Kapitel 7

# Zusammenfassung

Die Möglichkeit einer äußerst guten Zeitbestimmung ist eine besondere Eigenschaft des ZEUS-Kalorimeters. Der ermittelte Zeitwert entspricht der zeitlichen Verschiebung der gemessenen Kalorimeterpulse in Bezug auf den Auslesetak, der mit den  $ep$ -Wechselwirkungen synchronisiert ist. Dabei erhält man die Zeitinformation aus drei abgetasteten Werten des geformten Ladungspulses der Photoröhren.

Die wichtigste Anwendung der Zeitbestimmung mit dem ZEUS-Kalorimeter ist die Unterscheidung zwischen  $ep$ -Ereignissen und Untergründereignissen. In dieser Arbeit wurde vorgestellt, wie die Zeitinformationen der einzelnen Photoröhren optimal für die Unterdrückung von Untergründereignissen ausgenutzt werden kann.

In der Bestimmung der Ereigniszeit nehmen die relativen Zeitnullpunktverschiebungen zwischen den Photoröhren eine zentrale Bedeutung ein. Sie werden im wesentlichen durch unterschiedliche Laufzeiten in der Elektronik und durch die Photoröhrendurchlaufzeiten bestimmt und betragen im Mittel etwa 6 ns. Durch gleichzeitiges Beleuchten aller 12000 Photoröhren mit Lichtpulsen lassen sich die relativen Zeitverschiebungen mit einer Reproduzierbarkeit von besser als 0.1 ns bestimmen.

Das dafür eingesetzte Lichteichungssystem besteht aus einem zentralen Laser, einem Fasersystem zur Verteilung der Lichtpulse, einem LED-System als stabile Lichtquelle und etwa 150 Photodioden, die das Licht an verschiedenen Stellen der Lichtverteilung messen. Es wurde die Auslese und Rekonstruktion der Signale der Lichtmonitordioden beschrieben, sowie auf die Eigenschaften und Ergebnisse des Lichteichungssystems eingegangen.

Neben der Zeiteichung mit dem Laser wurden weitere wichtige Anwendungen vorgestellt. Eine davon ist die Bestimmung der mittleren Anzahl der Photoelektronen jeder Photoröhre pro abgelagerter Energie, einer Größe, die in die Energie-, Orts- und Zeitauflösung des Kalorimeters eingeht. Verschiedene Methoden wurden miteinander verglichen und konnten eine gute Korrelation der Anzahl der Photoelektronen aufweisen. Die Photoelektronenmessung mit den Leuchtdioden wurde eingesetzt, um die Stabilität des Kalorimeters über einen längeren Zeitraum zu untersuchen. Innerhalb einer Genauigkeit von 1% wurden keine signifikanten Änderungen der Photoröhrenverstärkung und der Lichtleitereffizienz beobachtet.

Eine weitere charakteristische Größe der Photoröhren ist ihre Linearität, die besonders bei großen Energien eine Rolle spielt. Das Lasersystem bietet die einzige Möglichkeit zur Simulation dieser hohen Energien. Zur unabhängigen linearen Lichtmessung der Laserpulse werden die Photodioden eingesetzt. Für die Photoröhren des Typs R580, die für 82% der Kalorimeterkanäle verwendet werden, ist die Linearität im Mittel besser als 1%. Für die Photoröhren der elektromagnetischen Sektion des Vorwärtskalorimeters wird eine Abweichung von der Linearität von im Mittel 3% bei einem deponierten Energieäquivalent von 100 GeV gemessen.

Besonders während der ersten Datennahmeperiode kam es zu erheblichen strahlbedingten Einflüssen auf die Zeitmessung. Die Hauptursachen dafür sind Phasenverschiebungen des Elektronen- und Protonenstrahls, sowie die Längen der Protonenpakete, die für 1992 etwa 40 cm betragen. Es wurde gezeigt, daß sich die Einflüsse der mittleren Phasenverschiebungen der Teilchenpakete durch Zeitmessungen des C5-Detektors korrigieren lassen. Die Auswirkungen des ausgedehnten Protonenstrahls sind gleichermaßen eine Verschiebung von Ereignis zu Ereignis der Kalorimeterzeit und der Vertexposition. Die Korrelation zwischen der im Vorwärtskalorimeter (FCAL) gemessenen Zeit und dem Ort der  $ep$ -Wechselwirkung wurde auf zweierlei Weise ausgenutzt. Aus der Messung der FCAL-Zeit kann die Vertexposition mit einer Genauigkeit von 11 cm bestimmt werden. Damit bietet die FCAL-Zeit eine ideale Ergänzung zur Vertexbestimmung mit den Spurenkammern, die in der ersten Strahlperiode nur für 75% der Ereignisse einen Vertex rekonstruieren konnten. Andererseits kann bei bekannter Vertexposition die Zeit im Vorwärtskalorimeter korrigiert werden.

Nach Anwendung der Vertex- und C5-Korrekturen beträgt für tiefinelastische  $ep$  Ereignisse die Breite der Verteilungen der Ereigniszeiten im FCAL 0.75 ns und im RCAL 0.67 ns. Die globale Ereigniszeit kann sogar mit einer Genauigkeit von 0.56 ns angegeben werden.

Die Bestimmung der Ereigniszeiten erfolgt über ein fehlergewichtetes Mittel der Zeiten aller Photoröhren mit einer Energie von mehr als 200 MeV. Für eine realistische Abschätzung des Fehlers der Ereigniszeit muß die Abhängigkeit des Zeitfehlers  $\sigma_t(E)$  einer Photoröhre von der Energie  $E$  bekannt sein. Dazu wurde eine Parametrisierung der Form  $\sigma_t(E) = \sigma_0 \oplus b/E^c$  an die ermittelten Verteilungen der Zeitauflösung angepaßt. Für Ereignisse der tiefinelastischen Streuung zeigen sich signifikante Unterschiede in Abhängigkeit vom Sektionstyp, die sich auf die Charakteristika der Schauerenausbreitung zurückführen lassen. Die Energie einer Zelle, oberhalb derer eine Zeitmessung mit einer Auflösung von weniger als 1 ns möglich ist, beträgt für FCAL/HAC (RCAL/EMC) 5.4 (1.4) GeV/Zelle. Bei isolierten Elektronen wird ab 1 GeV die Auflösung besser als 1 ns.

Verschiedene Untersuchungen wurden mit der Zeitmessung durchgeführt. Als sehr aufschlußreich haben sich in dieser Hinsicht Messungen mit Myonen aus dem Halo des Protonenstrahls erwiesen. Zwar deponieren diese in F/RCAL nur 1.1 GeV (0.34 GeV) in der HAC- (EMC-)Sektion. Da Myonen ihre Energie hauptsächlich durch Ionisation abgeben, eignen sie sich aber zur Untersuchung der zeitlichen Abläufe in den Szintillatoren und Wellenlängenschiebern. Zum Beispiel konnte eine mittlere effektive Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts im Szintillator von  $v_{sint} = 17 \pm 3$  cm/ns gemessen werden. Die effektive Lichtgeschwindigkeit im Wellenlängenschieber konnte zu  $v_{WLS} = 16.8 \pm 0.5$  ns/cm bestimmt werden.

Bei der Untersuchung des Zeitverhaltens innerhalb von Kalorimeterschauern wurden deutliche Unterschiede zwischen hadronischen und elektromagnetischen Schauern beobachtet. Bei hadronischen Schauern verspätet sich die gemessene Zeit mit größerem Abstand zum Schauermaximum. Bei 30 cm Abstand wird eine mittlere Zeitverschiebung von 8 ns gemessen. Würden sich die Schauer mit Lichtgeschwindigkeit ausbreiten, wäre nur 1 ns zu erwarten. Der Effekt wird noch verstärkt, wenn Zellen betrachtet werden, die nur einen Energieanteil von weniger als 2% der Schauerenergie besitzen. Die Verzögerung ist zum größten Teil der langsamen niederenergetischen Neutronenkomponente des hadronischen Schauers zuzuordnen. Bei elektromagnetischen Schauern ist dagegen nur eine geringe Abhängigkeit der Zeit zu messen, die sich allerdings eher in einer Abhängigkeit von der Energie äußert.

Das Online System des ZEUS-Kalorimeters bietet mit den digitalen Signalprozessoren (DSP) die Möglichkeit, die ermittelten Kalibrationskonstanten für die Zeitmessung bereits für die Trigger Entscheidung einzusetzen. Dadurch kann schon in einem frühen Stadium der Datennahme eine effiziente Unterdrückung des Strahlungsuntergrunds durchgeführt werden. Die Zeitmessung wird auf verschiedenen Ebenen der Datenreduktion zur Unterdrückung von Strahl Gas Ereignissen eingesetzt. Auf der zweiten Trigger Stufe können durch Schnitte auf die Ereigniszeit im Vorwärts- und Rückwärtskalorimeter bereits 55% aller Untergründereignisse verworfen werden. In der nächst höheren

Stufe lassen sich von den akzeptierten Ereignissen noch einmal 27% der Untergrundeignisse unterdrücken. In der Physikanalyse kann nach der Korrektur von Strahleffekten eine weitere Reduktion der Strahl-Gas-Ereignisse erfolgen.

Insgesamt hat sich das Lichteichungssystem als ein gutes und flexibles Instrument zur Eichung und Überwachung der Photoröhren und ihrer Auslese bewährt. Bei der Messung der Zeiten von Teilchenschauern kommen allerdings noch kleine Effekte hinzu, die von dem Lichteichungssystem nicht exakt wiedergegeben werden können. Daher sind in der Physik-Analyse noch zusätzliche Korrekturen der Zeit nötig. Dennoch haben sich die Zeitverschiebungen, wie sie durch den Laser bestimmt wurden, als äußerst nützlich erwiesen, um einen Großteil der Untergrundeignisse bereits auf *Trigger*-Niveau zu unterdrücken. Um Zeitverschiebungen der Ausleseelektronik bereits in einem früheren Stadium zu korrigieren, ist eine Zeiteichung in kürzeren Abständen geplant. Durch zusätzliche Anwendung der Strahlkorrekturen aus der C5-Messung bereits auf dem *Trigger*-Niveau kann in Zukunft die Effizienz der Ereignis Selektion noch verbessert werden.

## Anhang A

### Faserlängen für die Lichtverteilung des F/RCAL

Faserlängen im RCAL (in Metern)				
Modulnummer	Modultyp	Plastikfaser	Quarzfaser	Gesamtlänge
RCAL 1	R6	2.70	4.10	6.80
RCAL 2	R5	3.10	3.80	6.90
RCAL 3	R4	3.90	3.00	6.90
RCAL 4	R3	4.30	2.30	6.60
RCAL 5	R23	4.70	2.30	7.00
RCAL 6	R22	4.70	2.30	7.00
RCAL 7	R21	4.70	2.30	7.00
RCAL 8	R12	5.10	1.80	6.90
		2.90	3.80	6.70
RCAL 9	R12	5.10	1.80	6.90
		2.90	3.80	6.70
RCAL 10	R12	5.10	1.80	6.90
		2.90	3.80	6.70
RCAL 11	R11	5.10	1.80	6.90
		2.90	3.80	6.70
RCAL 12	R1B	3.00	0.20+6.14	9.34
	R1T	2.70	4.10	6.80
RCAL 13	R11	5.10	1.80	6.90
		2.90	3.80	6.70
RCAL 14	R12	5.10	1.80	6.90
		2.90	3.80	6.70
RCAL 15	R12	5.10	1.80	6.90
		2.90	3.80	6.70
RCAL 16	R12	5.10	1.80	6.90
		2.90	3.80	6.70
RCAL 17	R21	4.70	2.30	7.00
RCAL 18	R22	4.70	2.30	7.00
RCAL 19	R23	4.70	2.30	7.00
RCAL 20	R3	4.30	2.30	6.60
RCAL 21	R4	3.90	3.00	6.90
RCAL 22	R5	3.10	3.80	6.90
RCAL 23	R6	2.70	4.10	6.80

Tabelle A.1: Längen der Lichtfasern für das RCAL

Faserlängen im FCAL (in Metern)				
Modulnummer	Modultyp	Plastikfaser	Quarzfaser	Gesamtlänge
FCAL 1	F6	2.80	4.10	6.90
FCAL 2	F5	3.60	3.00	6.60
FCAL 3	F4	4.00	3.00	7.00
FCAL 4	F3	4.40	2.30	6.70
		2.60	4.10	6.70
FCAL 5	F22	4.80	1.80	6.60
		2.80	4.10	6.90
FCAL 6	F21	4.80	1.80	6.60
		2.80	4.10	6.90
FCAL 7	F12	5.20	1.80	7.00
		3.00	3.80	6.80
FCAL 8	F12	5.20	1.80	7.00
		3.00	3.80	6.80
FCAL 9	F12	5.20	1.80	7.00
		3.00	3.80	6.80
FCAL 10	F12	5.20	1.80	7.00
		3.00	3.80	6.80
FCAL 11	F11	5.20	1.80	7.00
		3.00	3.80	6.80
FCAL 12	F1B	3.10	0.20 + 4.60	7.90
	F1T	2.80	4.10	6.90
FCAL 13	F11	5.20	1.80	7.00
		3.00	3.80	6.80
FCAL 14	F12	5.20	1.80	7.00
		3.00	3.80	6.80
FCAL 15	F12	5.20	1.80	7.00
		3.00	3.80	6.80
FCAL 16	F12	5.20	1.80	7.00
		3.00	3.80	6.80
FCAL 17	F12	5.20	1.80	7.00
		3.00	3.80	6.80
FCAL 18	F21	4.80	1.80	6.60
		2.80	4.10	6.90
FCAL 19	F22	4.80	1.80	6.60
		2.80	4.10	6.90
FCAL 20	F3	4.40	2.30	6.70
		2.60	4.10	6.70
FCAL 21	F4	4.00	3.00	7.00
FCAL 22	F5	3.60	3.00	6.60
FCAL 23	F6	2.80	4.10	6.90

Tabelle A.2: Längen der Lichtfasern für das FCAL

## Anhang B

## Spezifikationen der verwendeten Bauteile

	Quarzfaser	Plastikfaser
Typ	Newport FC-HC	Mitsubishi SH 4001
Material Kern	Quarz	PMMA
Durchmesser Kern	200 µm	1 mm
Material Cladding	Polymer	PTFE
Dicke Cladding	15 µm	20 µm
Durchmesser Mantel	500 µm	2.2 mm
Numerische Apertur	0.37	0.47 ± 0.03
Dämpfung	28 dB/km bei 500 nm	400 dB/km bei 650 nm

Tabelle B.1: Auszug aus den Spezifikationen der verwendeten Fasern

Hewlett Packard Leuchtdiode HLMP 3950	
Material	Ga-P
Vorwärtsstrom DC	max. 30 mA
Vorwärtsstrom 10 µs Puls	max. 500 mA
Lichtstrom bei 20 mA DC	120 mcd
Leistungsverbrauch	135 mW
Temperaturkoeffizient bei 25°C	1.3%/°C
Dominante Wellenlänge	571 nm
Kapazität	18 pF
Öffnungswinkel	24°

Tabelle B.2: Auszug aus den Spezifikationen der Leuchtdioden

	PIN Halbleiterdiode
Typ	Hamamatsu S1223
empfindliche Fläche	2.4 × 2.8 mm <sup>2</sup>
Empfindlichkeit bei 500 nm	0.23 A/W
Quanteneffizienz bei 500 nm	ca. 60%
Anstiegszeit an 50 Ohm	5 ns
Temperaturkoeffizient	-0.02 ± 0.05%/°C

Tabelle B.3: Spezifikationen der PH- und FB-Dioden

DAC AD7226	
Auflösung	8 Bits
Datenbus	parallel standard 8-Bit TTL/CMOS(5V)
DAC Ausgang	max. Strom 5 mA
	max. Spannung $V_{ref} = 2 \text{ V}$ bis ( $V_{DD} - 4\text{V}$ )
	$V_{DD} = 11.4 - 16.5\text{V}$
differenzielle Nichtlinearität	$\pm 1 \text{ LSB}$ ( $\text{LSB} = V_{ref}/256$ )
Gesamtskalenfehler	$\pm 1.5 \text{ LSB}$
Temperaturkoeffizient	$\pm 20 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$

Tabelle B.4: Herstellerangaben zum DAC der LED-Steuerplatine (LSB: least significant bit)

DAC AD80P der Firma Burr-Brown	
Auflösung	12 Bits
linearer Fehler	$\pm 0.25 \text{ LSB}$
differenzieller linearer Fehler	$\pm 0.5 \text{ LSB}$
Verstärkungsfehler	$\pm 0.1 \text{ LSB}$
Eingangsfehlspannung	$\pm 0.05\%$ des Skalendwertes
Temperaturstabilität (0 - 70°C)	$\pm 0.06\%$ des Skalendwertes
Anstiegsgeschwindigkeit	10 V/ $\mu\text{s}$
analoger Ausgangsbereich	0 bis 5 V
Versorgungsspannung	$\pm 15\text{V}$

Tabelle B.5: Herstellerangaben zum Digital-Analog-Wandler für die Ladungsichtung der Monitorelektronik

## Anhang C

## Digitale Ansteuerung des LED-Systems

Belegung der Ausgänge am VME-Output-Register		
Bit #	Bezeichnung	Funktion
1	WR0	Selektion des gewünschten
2	WR1	Multiplexerausgangs
3	WR2	d.h. Modul #
4	WR3	
5	A0	Selektion der gewünschten LED
6	A1	Schreibpuls
7	WRC1	
8	AC/DC	Selektion zwischen AC und DC Modus <sup>(1)</sup>
9	LED/Qinj	Selektion zwischen LED-Betrieb oder Ladungsichtung <sup>(2)</sup>
10	D0	Selektion der gewünschten LED-Intensität
11	D1	Zahl (0 - 255)
12	D2	
13	D3	
14	D4	
15	D5	
16	D6	
17	D7	
18	D8	zusammen mit Bits D0 - D7
19	D9	Selektion der gewünschten Amplitude der Ladungsichtung
20	D10	Zahl (0 - 4095)
21	D11	
22	D12	frei
23	D13	frei
24	D14	frei
25	SEL0-3	Schreibschutz für Bits WR0 - WR3

<sup>(1)</sup> Stellung 0: DC, 1: AC<sup>(2)</sup> Stellung 0: Qinj, 1: LED

Tabelle C.1: Zuordnung der Leitungen des 50-Pol-Ausgangs des VME-Output-Registers zu den Funktionen des Multiplexers. Jede Zeile entspricht einem Leitungspaar.

Zuordnung Module — Multiplexerausgang				
Bits WR0-WR3	VME-O/R <sup>(*)</sup> 1	VME O/R 2	VME O/R 3	VME O/R 4
	FCAL-Süd	FCAL Nord	RCAL Süd	RCAL Nord
0	F 12T	frei	frei	R 12B
1	F 11	F 23	R 01	R 13
2	F 10	F 22	R 02	R 14
3	F 09	F 21	R 03	R 15
4	F 08	F 20	R 04	R 16
5	F 07	F 19	R 05	R 17
6	F 06	F 18	R 06	R 18
7	F 05	F 17	R 07	R 19
8	F 04	F 16	R 08	R 20
9	F 03	F 15	R 09	R 21
10	F 02	F 14	R 10	R 22
11	F 01	F 13	R 11	R 23
12	frei	F 12B	R 12T	frei

(\*) VME-Output-Register Ausgang

Tabelle C.2: Zuordnung der Multiplexerausgänge mit den Modulnummern. Jeder Multiplexer wird von einem der vier VME-Output-Register Ausgänge angesteuert. Die Zahl in der ersten Spalte ergibt sich aus den Bits WR0 bis WR3.

leopard.dac			
VME-O/R (s.o.)	Multiplexer-Ausgang	LED #	DAC Wert
1 - 4	0 - 12	0 - 3	0 - 255

Tabelle C.3: Jede Zeile aus dem Datensatz leopard.dac zur Ansteuerung der LED-Intensitäten besteht aus einer Kombination von vier Zahlen. Die Bedeutung der vier Zahlen und ihre Wertebereiche können der Tabelle entnommen werden.

## Anhang D

### Polynomkoeffizienten für die Ladungs- und Zeitkorrektur

Ladungskorrektur der Photodioden						
Polynom-Koeffizienten	Laser		LED		Ladungseichung	
	PH-Diode	FB-Diode	PH-Diode	FB-Diode	PH-Diode	FB Diode
a <sub>0</sub>	+1.0033	+1.0032	+1.0033	+1.0021	+1.0016	+1.0016
a <sub>1</sub>	+0.0005	-0.1506	+0.0089	+0.0062	-0.0091	-0.0116
a <sub>2</sub>	-0.1162	-0.1120	-0.1149	-0.1058	-0.1213	-0.1215
a <sub>3</sub>	+0.0059	+0.0065	+0.0168	+0.0120	+0.0100	+0.0099
a <sub>4</sub>	+0.0296	+0.0276	+0.0261	+0.2213	+0.0355	+0.0359
a <sub>5</sub>	-0.0005	-0.0007	-0.0032	-0.0022	-0.0010	-0.0009
a <sub>6</sub>	-0.0031	-0.0027	-0.0023	-0.0018	-0.0044	-0.0044

Tabelle D.1: Polynomkoeffizienten für die Ladungskorrektur der Photodioden

Zeitkorrektur der Photodioden						
Polynom-Koeffizienten	Laser		LED		Ladungseichung	
	PH-Diode	FB-Diode	PH-Diode	FB-Diode	PH-Diode	FB Diode
b <sub>0</sub>	-0.0083	-0.0008	-0.0015	-0.0003	-0.0049	-0.0060
b <sub>1</sub>	-0.5579	-0.5937	-0.5689	-0.5667	-0.5734	-0.5712
b <sub>2</sub>	-0.0127	-0.0129	+0.0066	+0.0096	-0.0156	-0.0233
b <sub>3</sub>	+0.0572	+0.0919	+0.0804	+0.0770	+0.0894	+0.0821
b <sub>4</sub>	+0.0043	+0.0045	+0.0008	-0.0003	+0.0050	+0.0067
b <sub>5</sub>	-0.0058	-0.0098	-0.0083	-0.0078	-0.0095	-0.0079

Tabelle D.2: Polynomkoeffizienten für die Zeitkorrektur der Photodioden

Ladungskorrekturen der Photoröhren			
Koeffizient	Laser	Ladungseichung	LED
c <sub>1</sub>	-0.0126	0.0439	0.0379
c <sub>2</sub>	0.7059	1.091	0.769
c <sub>3</sub>	2.291	2.316	4.609
c <sub>4</sub>	3.664	3.266	10.49

Tabelle D.3: Polynomkoeffizienten für die Ladungskorrektur der Photoröhren

Zeitkorrekturen der Photoröhren			
Koeffizient	Laser	Ladungszeitung	LED
$d_1$	108.4	124.1	155.4
$d_2$	80.1	81.95	114.8
$d_3$	151.6	127.5	217.4

Tabelle D.4: Polynomkoeffizienten für die Zeitkorrektur der Photoröhren

## Anhang E

### Datenbanken der Lichtmonitore

Dieser Anhang enthält eine Auflistung der Datenbanken für die Lichtmonitore und zeigt die Struktur der Daten, wie sie in ADAMO-Tabellen [25] verwirklicht wurde. Die letzte Zeile der Tabellen gibt das Format der einzelnen Einträge wieder. Die Bank *CRL1* enthält allgemeine Informationen der Digitalkarten. Da sie identisch mit der Tabelle *CFDC* der Photoröhrenausslese ist, wird sie hier nicht wiedergegeben.

Alle PH- und FB-Dioden sind mit Identifikationsnummern  $ID_{Mon}$  versehen, die anhand folgender Gleichung festgelegt sind.

$$ID_{Mon} = T + C + 2 \cdot I + (N - 1), \quad (E.1)$$

wobei

- T : Diodentyp (PH-Diode:  $T = 0$ , FB-Diode:  $T = 1000$ )
- C : Kalorimeterbereich (FCAL:  $C = 0$ , RCAL:  $C = 64$ )
- I : Modulnummer
- N : Fasersystem (Untere Modulhälfte:  $N = 1$ , Obere Modulhälfte:  $N = 2$ )

Für die TD-Dioden werden die Identifikationsnummern von 128 bis 137 für *high gain* bzw. 1128 bis 1137 für *low gain* durchnummeriert.

CRL2		
$ID_{Mon}$	Ladung	Zeit
2	347.2	-9.8
1002	63.56	-8.2
4	258.48	-10.3
1004	34.54	-7.7
6	157.09	-28.8
1006	27.3	-31.8
⋮	⋮	⋮
Integer	Real	Real

Tabelle E.1: Bank CRL2 enthält die vom Transputer berechneten Monitorladungen und zeiten mit einigen Beispielwerten.

CRL3									
ID Mon	PH-Diode				FB Diode				
	$s_1^{PH}, s_2^{PH}$	$s_3^{PH}, s_4^{PH}$	$s_5^{PH}, s_6^{PH}$	$s_7^{PH}, s_8^{PH}$	$s_1^{FB}, s_2^{FB}$	$s_3^{FB}, s_4^{FB}$	$s_5^{FB}, s_6^{FB}$	$s_7^{FB}, s_8^{FB}$	$s_9^{FB}, s_{10}^{FB}$
2									
1002									
4									
1004									
⋮									
Integer	32 Bit								

Tabelle E.2: In CRL3 sind die Samples der Monitorsignale gespeichert. Ein 32-Bit Wort enthält die Werte von jeweils 2 Samples. Das Analyseprogramm DQMLASER berechnet aus diesen Werten die Ladungen und Zeiten.

CRL4							
ADC1/2	ADC3/4	.....	ADC11/12	TDC1/2	.....	TDC7/8	.....
32 Bit	32 Bit	32 Bit	32 Bit	32 Bit	32 Bit	32 Bit	32 Bit

Tabelle E.3: Die gemessenen digitalen Werte des ADC und TDC sind in CRL4 gespeichert. Jedes 32-Bit-Wort enthält die Informationen von 2 ADC- bzw. TDC Kanälen.

CR2L/CR2D				
ID Mon	Ladung		Zeit	
	Mittel	RMS	Mittel	RMS
2				
1002				
4				
1004				
6				
1006				
⋮				
Integer	Real	Real	Real	Real

Tabelle E.4: Die Bank CR2L enthält für den Laser bzw. CR2D für die Leuchtdioden die bereits online gemittelten Monitoregebnisse sowie ihre Standardabweichungen

CR4L											
Mittel			RMS			Mittel			RMS		
ADC1	.....	ADC12	ADC1	.....	ADC12	TDC1	.....	TDC8	TDC1	.....	TDC8
Real	Real	Real	Real	Real	Real	Real	Real	Real	Real	Real	Real

Tabelle E.5: Bank CR4L enthält die auf den Transputern errechneten Mittelwerte und Standardabweichungen der ADC/TDC Kanäle

## Literaturverzeichnis

- [1] T. Trefzger et al., *Determinations of  $\alpha_s$  from Multi-Jet Production in High ( $z, Q^2$ ) Deep Inelastic Scattering Events at HERA*, ZEUS-Note 94-053 (1994).
- [2] F. Halzen, A. D. Martin, *Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, John Wiley & Sons, Inc., New York, (1984).
- [3] A. Blondel, F. Jacquet, *Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe*, Editor: U. Amaldi, DESY 79-048 (1979).
- [4] S. Bentvelsen, J. Engelen, P. Kooijman, in: *Physics at HERA: Proceedings of the HERA Workshop, Vol. 1*, Editors: W. Buchmüller, G. Ingelmann, DESY, Hamburg, October 29-30 (1991).  
S. Bentvelsen, *Measurements of the proton structure function at HERA using the ZEUS detector*, Dissertation, NIKHEF-H (1994).
- [5] A. Freidhof et al., *A Determination of  $F_2$  with the 1992 Data*, ZEUS-Note 93-078 (1993).
- [6] C. G. Callan, D. J. Gross, *High-energy electroproduction and the constitution of the electric current*, Physical Review Letters 22 (1969) 156.
- [7] J. D. Bjorken, *Asymptotic sum rules at infinite momentum*, Physical Review 179 (1969) 1347.
- [8] G. Altarelli, G. Parisi, *Asymptotic freedom in parton language*, Nuclear Physics B126 (1977) 298.
- [9] M. Derrick et al., *Measurement of the proton structure function  $F_2$  in ep scattering at HERA*, Physics Letters B316 (1993) 412.
- [10] M. Derrick et al., *Measurement of Total and Partial Photon Proton Cross Sections at 180-GeV Center of Mass Energy*, Veröffentlichung in Zeitschrift für Physik beantragt.  
*A measurement of  $\sigma_{tot}(7p)$  at  $\sqrt{s} = 210$  GeV*, Physics Letters B293 (1993) 465.
- [11] P. J. Bussey, *What HERA Tells Us About The Photon*, ZEUS-Note 93-071 (1993).

- [12] H. Abramowicz, R. Klanner, J. F. Martin,  
*Results from the ZEUS Experiment at HERA*,  
DESY 93-158 (1993).
- [13] M. Derrick et al.,  
*Observation of direct processes in photoproduction at HERA*,  
Physics Letters **D322** (1994) 287.
- [14] M. Derrick et al.,  
*Hadronic energy distributions in deep inelastic electron - proton scattering*,  
Zeitschrift für Physik **C59** (1993) 231.
- [15] M. Derrick et al.,  
*Observation of two-jet production in deep inelastic scattering at HERA*,  
Physics Letters **B306** (1993) 158.
- [16] M. Derrick et al.,  
*Observation of jet production in deep inelastic scattering with a large rapidity gap at HERA*,  
Veröffentlichung in Physics Letters akzeptiert.  
*Observation of events with a large rapidity gap in deep inelastic scattering at HERA*,  
Physics Letters **B315** (1993) 481.
- [17] M. Derrick et al.,  
*Search for leptoquarks with the ZEUS detector*,  
Physics Letters **B306** (1993) 173.
- [18] M. Derrick et al.,  
*Search for excited electrons using the ZEUS detector*,  
Physics Letters **B 316** (1993) 207.
- [19] ZEUS-Kollaboration,  
*The ZEUS Detector, Status Report 1993*,  
DESY (1993).
- [20] B. Foster et al.,  
*The Performance of the ZEUS Central Tracking Detector z-by-Tuning Electronics in a Transputer Based Data Acquisition System*,  
ZEUS-Note 92-094 (1992).
- [21] W. Schott et al.,  
*The ZEUS Background Radiation Monitor*,  
ZEUS-Note 93-002 (1993).
- [22] H. Uijterwaal,  
*The Global Second Level Trigger for ZEUS*,  
Dissertation, NIKHEF-H (1992).
- [23] W. H. Smith et al.,  
*The ZEUS Trigger System*,  
DESY 92-150-B (1992).
- [24] H. Boterenbrood et al.,  
*A two-transputer VME module for data acquisition and on line event selection in ZEUS*,  
Nuclear Instruments and Methods **A332** (1993) 263.
- [25] S. M. Fisher, P. Palazzi,  
*The ADAMO Data System*,  
CERN, ECP Division.
- [26] U. Behrens, L. Hagge, W. O. Vogel,  
*The Eventbuilder of the ZEUS Experiment*,  
Nuclear Instruments and Methods **A332** (1993) 253.

- [27] H. Brückmann, B. Anders, U. Behrens, P. Cloth, D. Filges,  
*Hadron Sampling Calorimetry, a Puzzle of Physics*,  
Nuclear Instruments and Methods **A263** (1988) 136.  
*On the Theoretical Understanding and Calculation of Sampling Calorimeters*,  
DESY 87-064 (1987).
- [28] C. Fabjan,  
*Calorimetry in High Energy Physics*,  
in: Techniques and Concepts of High Energy Physics-III,  
Editor: T. Ferbel, Addison Wesley (1985) 257.
- [29] R. Wigmans,  
*On the Energy Resolution of Uranium and other Hadron Calorimeters*,  
Nuclear Instruments and Methods **A259** (1987) 389.
- [30] Particle Data Group,  
*Review of Particle Properties*,  
Physics Letters **B 239** (1990).
- [31] A. Andresen et al.,  
*Construction and Beam Test of the Forward and Rear Calorimeter*,  
Nuclear Instruments and Methods **A290** (1990) 95.
- [32] U. Amaldi,  
*Fluctuations in Calorimetry Measurements*,  
Physica Scripta **23** (1981) 409.
- [33] U. Behrens et al.,  
*Test of the ZEUS Forward Calorimeter Prototype*,  
Nuclear Instruments and Methods **A289** (1990) 115.
- [34] F. Barreiro et al.,  
*Measurements of Longitudinal and Transverse Profiles for Hadron Showers in the Range 10-100 GeV and Comparisons with Monte Carlo Simulations*,  
Nuclear Instruments and Methods **A292** (1990) 259.
- [35] A. Caldwell et al.,  
*Measurement of the Time Development of Particle Showers in a Uranium Scintillator Calorimeter*,  
Nuclear Instruments and Methods **A330** (1993) 389.
- [36] T. Åkesson et al.,  
*Performance of the Uranium Plastic Scintillator Calorimeter for the HELIOS Experiment at CERN*,  
Nuclear Instruments and Methods **A262** (1987) 243.  
M. G. Catanesi et al.,  
*Hadron-, Electron- and Muon-Response of a Uranium-Scintillator Calorimeter*,  
Nuclear Instruments and Methods **A260** (1987) 43.
- [37] A. Andresen et al.,  
*Response of a Uranium-Scintillator Calorimeter to Electrons, Pions and Protons in the Momentum Range 0.5 - 10 GeV/c*,  
Nuclear Instruments and Methods **A290** (1990) 95.
- [38] G. D'Agostini, et al.,  
*Experimental Study of Uranium Plastic Scintillator Calorimeters*,  
Nuclear Instruments and Methods **A274** (1989) 134.
- [39] B. Lu, L. W. Mo, T. A. Nunamaker,  
*The Cockcroft-Walton Photomultiplier Tube Base and the Ethernet High Voltage Controller*,  
ZEUS-Note 91-064 (1991).
- [40] A. Caldwell et al.,  
*Design and Implementation of a High Precision Readout System for the ZEUS Calorimeter*,  
Nuclear Instruments and Methods **A321** (1992) 356.  
W. Sippach et al.,

- IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-36 (1989) 465.  
L. Hervás,  
*The Readout for the ZEUS Calorimeter*,  
Dissertation, Universität Madrid (1991), DESY F35D-91-01.
- [41] A. Bernstein et al.,  
*Calibration of the Calorimeter Readout Electronics*,  
ZEUS-Note 91-114 (1991).
- [42] S. Ritz,  
*The DSP Code for Taking Data with the ZEUS Calorimeter (V4, V5)*,  
ZEUS-Notes 92-070, 92-076 (1992).
- [43] I. Gialas, T. Tsurugai,  
*Adjustment of ZEUS Calorimeter Gains for the 1993 Running Period*,  
ZEUS-Note 93-057 (1993).
- [44] J. Straver,  
*Design, Construction and Beam Tests of the High Resolution Uranium Scintillator Calorimeter for ZEUS*,  
Dissertation, NIKHEF-H (1991).
- [45] A. Bernstein, et al.,  
*Beam Tests of the ZEUS Barrel Calorimeter*,  
Nuclear Instruments and Methods **A336** (1993) 23.
- [46] A. Fürtjes,  
*Kalibration des ZEUS Vorwärts- und Rückwärtskalorimeters mit Myonen*,  
Dissertation, Universität Hamburg (1993), DESY F35-93-03.
- [47] A. Freidhof et al.,  
*Calibration of the Forward and Rear ZEUS Calorimeter using Cosmic Ray Muons*,  
Nuclear Instruments and Methods **A339** (1994) 498.
- [48] I. Ambats et al.,  
*Cosmic Ray Tests of the ZEUS Barrel Calorimeter Modules*,  
Nuclear Instruments and Methods **A320** (1992) 161.  
L. Chen et al.,  
*Results of the Analysis of Test Beam Data Collected at Fermilab with Incident Muons for the Hadronic Section of the ZEUS Calorimeter*,  
ZEUS-Note 92-023 (1992).
- [49] A. Freidhof, A. Fürtjes,  
*Muons from the Proton Halo: A Precision Test to monitor the F/RCAL Calibration*,  
ZEUS-Note 93-076 (1993).
- [50] U. Behrens et al.,  
*Quality Control and Calibration of the ZEUS Forward and Rear Calorimeters with  $^{60}\text{Co}$  Sources*,  
Nuclear Instruments and Methods **A323** (1992) 611.
- [51] B. Krebs,  
*Experimentelle und theoretische Untersuchungen zur longitudinalen Uniformität des ZEUS-Kalorimeters mit punktförmigen Präparaten*,  
Dissertation, Universität Hamburg (1992), DESY F35-92-03.
- [52] U. Behrens et al.,  
*Quality Control and Calibration of the ZEUS Forward and Rear Calorimeters with  $^{60}\text{Co}$  Sources*,  
Nuclear Instruments and Methods **A323** (1992) 611.
- [53] J. Lehmann,  
*Lasereichung der Prototypen des ZEUS-Vorwärtskalorimeters*,  
Diplomarbeit, Universität Freiburg (1989).
- [54] D. Schäcke,  
*Messungen mit dem Lichteichungssystem am ZEUS-Vorwärtskalorimeter*,  
Diplomarbeit, Universität Freiburg (1991).

- [55] A. Caldwell, S. Ritz,  
*User Interfaces to the CAL Electronics Readout*,  
ZEUS-Note 92-046 (1992).
- [56] H. van der Lugt,  
*The Data-Acquisition and Second Level Trigger System for the ZEUS Calorimeter*,  
Dissertation, NIKHEF-H (1993).
- [57] T. M. Trefsgger,  
*Präzisionsladungseichung des Lichteichungssystems am ZEUS-Detektor*,  
Diplomarbeit, Universität Freiburg (1991).
- [58] R. Brun, J. Zoll,  
*ZEBRA User Guide*,  
CERN DD, Q100 (1987).
- [59] M. Huck,  
*Monitorisierung eines Lichteichungssystems am ZEUS-Detektor*,  
Diplomarbeit, Universität Freiburg (1993).
- [60] M. Gunzlé,  
*Untersuchungen zur Monitorisierung und Stabilität des ZEUS-Uralkalorimeters mit einem Lichteichungssystem*,  
Diplomarbeit, Universität Freiburg (1994).
- [61] A. Kruec,  
*User Defined ONLINE Charge and Time Reconstruction for the Calorimeter LASER and LED Monitor Readout*,  
Interner Bericht, unveröffentlicht (1993).
- [62] V. Kaufmann,  
*Nichtlinearitätsuntersuchungen der Ausleseketten des ZEUS-Vorwärtskalorimeters*,  
Diplomarbeit, Universität Freiburg (1993).
- [63] A. Freidhof,  
*Linearity Studies for the ZEUS Calorimeter*,  
Vortrag, ZEUS Meeting, DESY (November 1992).
- [64] A. Simon,  
*Messungen der Stabilität der ZEUS-Vorwärts- und Rückwärtskalorimeters mit Hilfe eines LED-Systems*,  
Diplomarbeit, Universität Freiburg (1993).
- [65] F. Lagaly,  
*Untersuchungen zur Ladungsrekonstruktion am LED-Lichteichungssystem des ZEUS-Kalorimeters*,  
Diplomarbeit, Universität Freiburg (1993).
- [66] M. Braeunig,  
*Photoelectron Numbers for Asynchronous LED Data*,  
Interner Bericht, unveröffentlicht, Universität Freiburg (März 1992).
- [67] D. Hanna,  
*Test of Adequateness of Algorithms Used for the Determination of Photo Statistics*,  
Interner Bericht, unveröffentlicht, DESY (Juni 1992).
- [68] J. N. Lim,  
Persönliche Mitteilung.
- [69] *Photomultipliers*,  
R.T.C. LA RADIOTECHNIQUE-COMPLEX (1981).
- [70] S. Söldner-Rembold,  
Vortrag im Laser-Meeting, DESY (Juli 1993).
- [71] J. Crittenden, E. Ros, J. Straver, T. Tsurugai,  
*Calibration of FCAL and RCAL Modules at CERN*,  
ZEUS-Note 90-111 (1990).

- [72] A. Bamberger, V. Kaufmann, W. Krüger, S. Söldner-Rembold,  
*Linearity Investigation of XP1911 and R580 Phototubes,*  
Interner Bericht, Universität Freiburg (Juni 1993).
- [73] D. Hanna,  
*Laser Measurements of Calorimeter Phototube Linearity,*  
Interner Bericht, DESY (Juni 1993).
- [74] A. Freidhof,  
*Results of the LASER/LED system,*  
Vortrag, ZEUS Meeting, DESY (Juni 1993).
- [75] M. Kuse, T. Ishii, K. Kono, S. Yamada,  
*Photomultiplier Shielding Pipes for RCAL,*  
ZEUS-Note 91-011 (1991).
- [76] D. Bömker et al.,  
*Plastic Scintillators in Magnetic Fields,*  
Nuclear Instruments and Methods A311 (1992) 505.
- [77] J. Mainusch, F. Corriveau, R. Klanner, G. Levman,  
*Influence of Magnetic Field on the Response of a Uranium Scintillator Sampling Calorimeter,*  
Nuclear Instruments and Methods A312 (1992) 451.
- [78] V. A. Kusmin,  
*The Magnetic Field Influence on the ZEUS Calorimeter Response,*  
ZEUS-Note 93-023 (1993).
- [79] L. Hervás,  
Persönliche Mitteilungen.
- [80] J.A. Crittenden, M. Nakahata, K. Piotrkowski,  
*Results of Analysis of the CS Detector Time Distributions,*  
ZEUS-Note 93-041 (1993).
- [81] J.A. Crittenden, T. Stange,  
*Analysis of CS Detector Time Distributions for the 1993 Running Period,*  
ZEUS-Note 94-041 (1994).
- [82] U. Schneekloth,  
Persönliche Mitteilungen.
- [83] W.H. Press et al.,  
*Numerical Recipes,*  
Cambridge University Press (1987).
- [84] CERNLIB, Cern Program Library.
- [85] A. Freidhof et al.,  
*The time calibration of the ZEUS Calorimeter,*  
ZEUS-Note 93-021 (1993).
- [86] J. Hartmann,  
Persönliche Mitteilungen.
- [87] Th. Neumann,  
*Untersuchungen über Strahlenschäden an Wellenlängenschiebern und Szintillatoren,*  
Diplomarbeit, Universität Hamburg (1991).
- [88] Th. Döker, T. Pöser,  
ELFRPOX,  
ZEUS Phantom Library.
- [89] R. Schattevoy,  
*Offline Calculation of Event Time and Event Vertex from ZEUS Calorimeter Data,*  
ZEUS-Note 93-074 (1993).

- [90] F.S. Chlebana,  
Vortrag im ZEUS trigger meeting, DESY (Februar 1994).
- [91] A. Freidhof,  
Vortrag im ZEUS trigger meeting, DESY (Juni 1993).
- [92] M. de Kamps,  
*Changes and extensions of the calorimeter reconstruction program,*  
ZEUS-Note 94-014 (1994).
- [93] E. Gallo, S. Nickel, J.K. Sedgbeer,  
*The 1993 TLT and DST selection of the Structure Function Group,*  
ZEUS-Note 94-026 (1994).

# Danksagung

Die Anfertigung einer Dissertation an einem großen Experiment wie ZEUS ist nur in Zusammenarbeit mit vielen Kollegen aus den unterschiedlichsten Ländern möglich. Ihnen allen möchte ich an dieser Stelle für die kollegiale Arbeitsatmosphäre und ihre tatkräftige Unterstützung danken.

Herrn Prof. Dr. A. Bamberger möchte ich für die Überlassung des Themas und die Betreuung dieser Promotionsarbeit herzlich danken. Ich bin ihm dankbar, daß er mir den Aufenthalt am DESY ermöglicht hat und eine sehr gute Zusammenarbeit trotz der großen Entfernung möglich war.

Allen Mitgliedern der Freiburger ZEUS-Gruppe schulde ich Dank. Die Entwicklung und der Betrieb des Lichteichungssystems wären ohne die Hilfe von Dr. G. Theisen, M. Gunzle, V. Kaufmann, T. Lindenberg, H. Bergau, H. Röser und K. Wilfert nicht möglich gewesen.

Dr. R. Klanner war mir ein sehr aufmerksamer und hilfsbereiter Ansprechpartner am DESY. Seine fachliche Unterstützung und seine Ratschläge waren eine große Hilfe.

Der Austausch von Informationen und Erfahrungen innerhalb der Laser-Gruppe hat sicherlich zum erfolgreichen Abschluß dieser Arbeit beigetragen. Einen besonderen Dank möchte ich richten an Prof. D. Hanna, Dr. J. N. Lim und Dr. J. Mitchell.

Für die Integration in das Kalorimeter und den Betrieb des Lichteichungssystems war die gute Kooperation in der Kalorimeter-Gruppe sehr hilfreich. Wegen der großen Zahl der Mitarbeiter möchte ich hier stellvertretend nur einigen danken, mit denen ich besonders eng zusammengearbeitet habe: Dr. T. Tsurugai, Dr. U. Kötz, Dr. W. Schulz, Dr. J. Labs, A. Kruse, Dr. R. Yoshida und Dr. G. Cases. Ein besonderer Dank geht an Dr. L. Hervas, Prof. A. Caldwell und Dr. I. Gialas für die Diskussionen über die Zeitmessung mit dem Kalorimeter.

Für die aufmerksame Durchsicht des Manuskripts danke ich Dr. Söldner-Rembold, T. Trefzger und Dr. A. Fürtjes.

Während meiner Zeit am DESY war der ermunternde und kritische fachliche Beistand von Dr. Andreas Fürtjes sehr wertvoll. Oft gingen unsere Diskussionen auch über das Fachliche hinaus.

Auch allen Freunden und Verwandten möchte ich an dieser Stelle einen herzlichen Dank für ihre Unterstützung aussprechen.