

Eigenschaften von Modulen des  
elektromagnetischen Rückwärtskalorimeters  
(BEMC) des H1-Detektors

DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs Physik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von

**Martin Gennis**  
aus Hamburg

Hamburg 1991

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. W. Scobel  
Prof. Dr. H.-H. Duhm

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. K. Wick  
Prof. Dr. W. Scobel

Datum der Disputation: 12.07.1991

Sprecher des Fachbereichs  
Physik und Vorsitzender  
des Promotionsausschusses: Prof. Dr. G. Mack

## Abstract

The backward region of the H1 experiment is covered by an electromagnetic lead-scintillator calorimeter. It is composed of 50 layers of 2.5 mm lead and 5 mm scintillator, adding up to a total length of 22.5 radiation lengths. It consists of 88 modules covering a circular area of 1.6 m diameter. These modules are read out by silicon-photodiodes via wavelength shifters. This particular choice of optical detectors results from the strong magnetic field (1.2 Tesla) inside of the H1 detector.

This thesis deals with various investigations performed during the design and construction phase of the calorimeter. In particular a study on prototypes with extremely small wavelength shifters (30 mm) is discussed. Despite the great advantage of creating only a small amount of dead material in the calorimeter, they had to be rejected as a possible solution due to non-curable inhomogeneities of the energy signal and replaced by a version with wavelength shifters essentially covering the whole surface of a module.

Modules of the quadratic type were studied in an electron beam (1-6 GeV) just before the final assembly of the calorimeter. The results may be summarized as follows:

- The energy resolution of single modules was found to be

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\left(\frac{0.09}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{0.10}{E}\right)^2}.$$

- A linear dependence between shower energy and signal was found on the 1% level.
- During a period of 10 days a constant energy could be reconstructed with 1% precision.
- Spatial inhomogeneities were reduced to values below 2%.
- Within a single module the position of showers is reconstructed with a precision of 2 cm.
- The modules of this type were intercalibrated with 1% precision.

The investigated modules were found to meet to a satisfactory extent the requirements imposed on the calorimeter by the anticipated H1 physics and resolution goals.

## Zusammenfassung

Im rückwärtigen Teil des H1 Detektors befindet sich ein elektromagnetisches Blei-Szintillator-Kalorimeter. Es setzt sich zusammen aus 50 Lagen à 2.5 mm Blei und 5 mm Szintillator, seine Gesamtlänge von 22.5 Strahlungslängen läßt für 30 GeV Elektronen einen Energieeinschluß von 98% erwarten. Seine insgesamt 88 Einzelmodule füllen eine kreisrunde Fläche mit 1.6 m Durchmesser aus. Die Module werden über Wellenlängenschieber mit Siliziumphotodioden ausgelesen, deren Einsatz sich besonders wegen des im Detektor herrschenden Magnetfelds von 1.2 Tesla empfiehlt.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden Untersuchungen vorgestellt, die die Entstehung des Kalorimeters von der Konstruktions- über die Fertigungsphase bis zum Zeitpunkt der Endmontage begleiteten. Dabei wurde auch eine Prototypversion quadratischer Module mit extrem schmalen Wellenlängenschiebern (30 mm) untersucht. Obwohl sie den großen Vorteil wenig toten Materials im Kalorimeter mit sich gebracht hätte, mußte sie wegen nichtkorrigierbarer Ortsabhängigkeiten des Energiesignals zugunsten einer Version mit Wellenlängenschiebern voller Modulbreite verworfen werden.

Vor der Endmontage des Kalorimeters wurden Messungen an einem Elektronenstrahl der Energie 1 bis 6 GeV durchgeführt, die für Module des quadratischen Haupttyps folgende Ergebnisse erbrachten:

- Die Energieauflösung der Module betrug

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\left(\frac{0.09}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{0.10}{E}\right)^2}.$$

- Es wurden keine Abweichungen vom linearen Verhalten beobachtet, die größer als 1% waren.
- Während eines Zeitraums von 10 Tagen konnte eine konstante Schauerenergie mit einem Fehler von 1% reproduzierbar gemessen werden.
- Die Restabhängigkeiten des Energiesignals vom Einschußort konnten auf 2% reduziert werden.
- Innerhalb einzelner Module gelang die Rekonstruktion des Schauerschwerpunkts mit einem Fehler von 2 cm.
- Zwischen den Modulen des quadratischen Typs wurde eine Relativeichung mit einer Genauigkeit von 1% erreicht.

Die untersuchten Module erwiesen sich damit als brauchbar im Sinne der vorgegebenen Anforderungen, die sich aus dem vorgesehenen Einsatz im H1 Experiment ableiten.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>6</b>
<b>1 HERA und der H1 - Detektor</b>	<b>8</b>
1.1 Der Speicherring HERA	8
1.2 Neutrale Ströme bei HERA	9
1.3 Der H1-Detektor	11
1.4 Das BEMC als elektromagnetisches Kalorimeter	13
1.5 Anforderungen an das BEMC	15
<b>2 Der Aufbau des BEMC</b>	<b>17</b>
2.1 Mechanik des BEMC	17
2.1.1 Struktur des BEMC	17
2.1.2 Aufbau der Module	18
2.1.3 Die optische Kette	20
2.2 Elektronik des BEMC	22
2.2.1 Die Ausleseelektronik des BEMC	22
2.2.2 Das System Photodiode und Vorverstärker	24
<b>3 Voruntersuchungen</b>	<b>27</b>
3.1 Test einer alternativen Auslese	27
3.1.1 Messungen mit Elektronen an Testmodulen	27
3.1.2 Ursachen der Signalüberhöhung	31
3.2 Studien zur Homogenität	35
3.2.1 Messungen mit zwei Prototypen am DESY	35
3.3 Selektion der Komponenten	38
3.3.1 Zuordnung der Komponenten	38
<b>4 Messungen am DESY Teststrahl</b>	<b>40</b>
4.1 Der DESY Teststrahl 22	40
4.1.1 Aufbau des Teststrahls	40
4.1.2 Untersuchungen zum Strahluntergrund	42
4.2 Experimenteller Aufbau	46
4.2.1 Das Meßprogramm	46
4.2.2 Mechanischer Aufbau des Testexperiments	47
4.2.3 Der Trigger	47
4.2.4 Die Verzögerung des Hold-Signals	50
4.3 Auswertung der Daten	53
4.3.1 Analyse der Testpulsrampen	53

4.3.2	Das Kalibrationsverfahren . . . . .	54
4.3.3	Linearität und Energieauflösung . . . . .	56
4.3.4	Abschätzung lateraler Leckverluste . . . . .	57
4.3.5	Ortsabhängigkeit der rekonstruierten Energie . . . . .	59
4.3.6	Rekonstruktion des Schauerschwerpunkts . . . . .	60
4.3.7	Zeitliche Stabilität . . . . .	61
4.4	Ergebnisse des DESY-Tests . . . . .	66
<b>Ausblick</b>		<b>67</b>
<b>A</b>		<b>68</b>
A.1	Kinematische Variable . . . . .	68
A.2	Das Datenakquisitionssystem . . . . .	70
A.3	Lineare Regression . . . . .	72
<b>Literaturverzeichnis</b>		<b>73</b>
<b>Schlußbemerkung</b>		<b>77</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Der Speicherring HERA . . . . .	7
1.2	Die Kinematik des gestreuten Elektrons . . . . .	10
1.3	Ereignisraten in Abhängigkeit von x und y . . . . .	10
1.4	Das H1-Experiment . . . . .	12
2.1	Die Rückseite des BEMC . . . . .	16
2.2	Die verschiedenen Modultypen . . . . .	17
2.3	Aufbau eines Moduls . . . . .	19
2.4	Formeln für PMMA und Polystyrol . . . . .	20
2.5	Spektren von SCSN-38 und Y-7 . . . . .	21
2.6	Spektrale Empfindlichkeit von Siliziumphotodioden . . . . .	21
2.7	Die Elektronik des BEMC . . . . .	23
3.1	Seitenansicht eines Testmoduls . . . . .	26
3.2	Testaufbau am CERN . . . . .	27
3.3	Lochmaske zur Lichtquellenmessung . . . . .	31
3.4	Unkorrigierte Pulshöhe . . . . .	35
3.5	Korrigierte Pulshöhe . . . . .	35
3.6	Kapazität und Dunkelstrom . . . . .	37
4.1	Der DESY Teststrahl 22 . . . . .	39
4.2	5 GeV Elektronen mit Untergrund . . . . .	41
4.3	Untergrund nach Abzug der 5 GeV Elektronen . . . . .	41
4.4	Untergrund gegen Dicke des Konversionstargets . . . . .	43
4.5	Untergrund gegen Strahlenergie . . . . .	43
4.6	Aufbau am DESY-Teststrahl . . . . .	46
4.7	Die Triggerlogik . . . . .	47
4.8	Verzögerung des Hold-Signals . . . . .	49
4.9	Vergleich von Ausgleichskurven . . . . .	51
4.10	Genauigkeit der Anpassung . . . . .	53
4.11	Güte der Relativeichung . . . . .	54
4.12	Energieauflösung verschiedener Module . . . . .	56
4.13	Bestimmung der Leckverluste . . . . .	57
4.14	Ortsabhängigkeit des Energiesignals . . . . .	58
4.15	Lokales Koordinatensystem . . . . .	59
4.16	Variation der Testpulse . . . . .	61
4.17	Variation der Parameter . . . . .	63
4.18	Stabilität von 5 Modulen . . . . .	63

A.1 Elektron-Proton-Streuung . . . . .	69
A.2 Das Datenakquisitionssystem . . . . .	71

# Tabellenverzeichnis

1.1	Materialkonstanten . . . . .	15
2.1	Abmessungen der Module . . . . .	20
3.1	Linearität und Energieauflösung . . . . .	30
3.2	Ortsabhängigkeit des Energiesignals I . . . . .	31
3.3	Ortsabhängigkeit des Energiesignals II . . . . .	32
3.4	Lichtquellenmessungen . . . . .	33
3.5	Signal und Winkel . . . . .	34
3.6	Energieauflösung zweier Prototypmodule . . . . .	35
4.1	Unsicherheit der Strahlenergie . . . . .	42
4.2	Einfluß des Untergrunds . . . . .	44
4.3	Energieauflösung quadratischer Module . . . . .	57
4.4	Rekonstruktion des Schwerpunkts . . . . .	62
4.5	Fehler der Ortsrekonstruktion . . . . .	62

# Einleitung

Am Ende des Jahres 1991 wird die Hadron-Elektron-Ringanlage HERA mit den beiden Experimenten H1 und ZEUS ihren Experimentierbetrieb aufnehmen. Bei den dabei auftretenden Elektron-Proton-Streuungen mit einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 314$  GeV können hadronische Endzustände hoher Energie und Teilchenmultiplizität auftreten. Kalorimeter werden bei den HERA-Experimenten eine wichtige Rolle spielen, da bei ihnen die relativen Fluktuationen mit der Energie abnehmen und die Energiemessung somit präziser wird.

Im H1-Experiment kommen vier verschiedene Sampling-Kalorimeter zum Einsatz. Als Absorber dienen dabei Blei, Kupfer und Eisen, während als aktive Medien flüssiges Argon, Siliziumdetektoren und Plastiksintillatoren Verwendung finden. Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit dem rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeter dieses Experiments. Es handelt sich dabei um eine Blei-Szintillator Sandwich-Struktur mit Photodiodenauslese über Wellenlängenschieber. Im folgenden wird es häufig BEMC (Backward ElectroMagnetic Calorimeter) genannt. Einige der Untersuchungen, die im Laufe der Entwicklung dieses Kalorimeters durchgeführt wurden, werden im Rahmen dieser Arbeit dargestellt. Um zu einem sinnvollen Konzept für das BEMC zu gelangen, wurden verschiedene Testmessungen mit Teilchenstrahlen und UV-Lichtquellen durchgeführt, die hier unter dem Aspekt der Reduktion von Inhomogenitäten diskutiert werden. Durch Reihenuntersuchungen an Komponenten während der Fertigungsphase konnten Qualitätsschwankungen innerhalb des BEMC niedrig gehalten werden. Vor der Endmontage und dem Einbau in das H1-Experiment wurden Testmessungen an einem Elektronenstrahl durchgeführt, die über eine bloße Funktionskontrolle hinausgehende Studien ermöglichten.

Die Arbeit gliedert sich folgendermaßen: Das erste Kapitel befaßt sich mit der Umgebung des BEMC im weiteren Sinne. Dazu gehören Beschreibungen des Speicherringes HERA und des Experiments H1 mit Angabe einiger wichtiger technischer Details. Bei der Diskussion der HERA-Physik erfolgt eine Beschränkung auf die Messung der Strukturfunktionen des Protons mit Neutral-Current-Events. Am Schluß des Kapitels werden einige wichtige Anforderungen dargelegt, die aus diesem physikalisch-technischen Umfeld heraus an das BEMC zu stellen sind. Das zweite Kapitel beschreibt den Aufbau des BEMC wie er sich als Ergebnis von Vorstudien ergab. Wie in diesem Kapitel erläutert wird, besteht das BEMC aus insgesamt 88 Einzelmodulen, die sich in 5 verschiedene geometrische Typen einteilen lassen. Im Rahmen dieser Arbeit erfolgt jedoch aus verschiedenen Gründen eine Beschränkung auf die Untersuchung des Haupttyps quadratischen Querschnitts, zu dem 56 der Module gehören.

Im dritten Kapitel werden verschiedene Voruntersuchungen beschrieben, die zur Klärung des Modulaufbaus nötig waren. Es werden unter anderem die Eigenschaften einer Auslesegeometrie erläutert, die wesentlich weniger tote Zonen im Detektor erzeugt hätte als die letztlich

gewählte Lösung und die aus Gründen der Inhomogenität trotzdem verworfen werden mußte.

Schließlich werden im vierten Kapitel Messungen diskutiert, die zur Funktionskontrolle der Module an einem Elektronenstrahl mit bis zu 6 GeV Energie durchgeführt wurden. Dabei werden verschiedene Eigenschaften dieser Module untersucht und geprüft, inwieweit sie den im ersten Kapitel gestellten Anforderungen gerecht werden können.

Den Schluß bildet ein Ausblick auf notwendige Aktivitäten der näheren Zukunft im Bereich des BEMC.

# Kapitel 1

## HERA und der H1 - Detektor

Ziel dieses Kapitels ist es, den Zusammenhang zwischen dem BEMC und seiner Umgebung im weitesten Sinne herzustellen. Dazu werden kurze Beschreibungen des Speicherrings HERA und des H1-Detektors gegeben, begleitet von besonders für den Rückwärtsbereich interessanten physikalischen Randbedingungen. Daneben wird eine knappe Einführung in einige für elektromagnetische Kalorimeter wichtige Zusammenhänge gegeben. Abschließend folgt eine Aufstellung wichtiger Forderungen an das BEMC, die in gewisser Weise einen roten Faden für diese Arbeit darstellen.

### 1.1 Der Speicherring HERA

Die Hadron-Elektron-Ringanlage HERA bei DESY in Hamburg, sowie die beiden Experimente H1 und ZEUS stehen kurz vor ihrer Fertigstellung. In der unterirdischen Experimentieranlage (siehe Abb. 1.1) sollen Elektronen und Protonen mit Impulsen von 30 GeV/c und 820 GeV/c zur Kollision gebracht werden, wobei eine Luminosität von  $1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$  angestrebt wird. Um diese Luminosität zu erreichen, ist ein zeitlicher Abstand aufeinanderfolgender 'bunch crossings' von 96 nsec vorgesehen. Tatsächlich besteht HERA aus zwei separaten Speicherringen, die übereinanderliegend im Ringtunnel angeordnet sind. Die Protonen werden in ihrem Ring durch supraleitende Magnete auf der Bahn gehalten, während sich der Elektronenring aus normalleitenden Magneten zusammensetzt. Die älteren Speicherringe DESY und PETRA dienen nach zahlreichen Erweiterungsmaßnahmen als Vorbeschleuniger für HERA.

Im Bereich der Wechselwirkungszonen wird der Elektronenstrahl so umgelenkt, daß er im gleichen Strahlrohr wie der Protonenstrahl geführt wird und Kollisionen ermöglicht werden. Hinter dem Wechselwirkungspunkt erfolgt dann eine erneute Trennung der Strahlführungen. Die oben genannten Impulse ergeben eine Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 314 \text{ GeV}$ . Außerdem lassen sie einen hohen Grad an Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie bezüglich der Impulse der Reaktionsprodukte erwarten. Diesem Umstand wird durch entsprechend asymmetrischen Aufbau der Experimente Rechnung getragen.

HERA wird zum Zeitpunkt der Inbetriebnahme weltweit der einzige Beschleuniger sein, der Lepton-Quark Streuungen im Bereich der oben genannten Schwerpunktsenergien ermöglicht. Die Grenzen des durch Messungen zugänglichen kinematischen Bereichs werden dadurch gegenüber bisher möglichen Experimenten wesentlich erweitert, nämlich von  $Q^2 \leq 10^2 \text{ GeV}^2$  zu  $Q^2 \leq 10^5 \text{ GeV}^2$  und  $x \geq 10^{-1}$  zu  $x \geq 10^{-4}$  [FEL87] (die Variablen sind im Anhang erklärt).

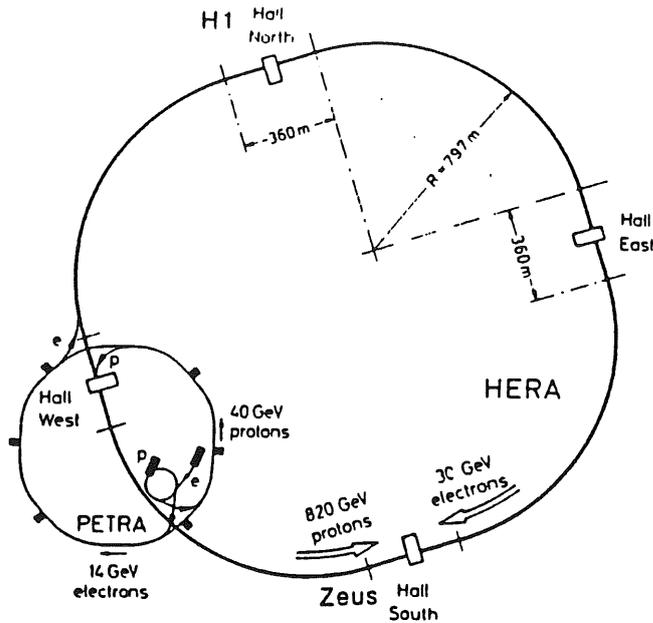


Abbildung 1.1: Der Speicherring HERA mit den beiden Experimenten H1 und ZEUS  
Der Ringtunnel samt Experimentierhallen befindet sich in einer Tiefe von 10 bis 20 m unterhalb der Erdoberfläche.

In [WOL86], [RUE87], [HWS87] und [DAI90] werden umfassende Überblicke bezüglich der HERA-Physik vermittelt, im Folgenden soll mit Rücksicht auf das Thema der Arbeit nur auf die Messung der Strukturfunktionen des Protons durch Analyse von NC-Ereignissen (Neutral Current, durch den Austausch eines neutralen Bosons,  $\gamma$  oder  $Z^0$ , vermittelte Wechselwirkung) kurz eingegangen werden.

## 1.2 Neutrale Ströme bei HERA

Der inklusive Wirkungsquerschnitt für Elektronen- und Positronenstreuung an Protonen lautet in niedrigster Ordnung, der Born'schen Näherung des Ein-Boson-Austauschs, für ungeladene Ströme (die kinematischen Variablen  $x, y, \nu, Q^2$  sind im Anhang erklärt):

$$\frac{d^2\sigma_{NC}(e^\mp)}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \cdot \left[ y^2 x F_1^{NC}(x, Q^2) + (1-y) F_2^{NC}(x, Q^2) \pm \left(y - \frac{y^2}{2}\right) F_3^{NC}(x, Q^2) \right]. \quad (1.1)$$

Hierin sind  $\alpha$  die Feinstrukturkonstante und die  $F_i$  die Strukturfunktionen des Protons. Unter zwei Randbedingungen vereinfacht sich dieser Ausdruck ganz wesentlich. Nimmt man zum ersten an, daß die Partonen, die das Proton aufbauen, Fermionen sind, so gilt die Callan-Gross Relation:

$$2xF_1 = F_2. \quad (1.2)$$

Zum zweiten wird  $F_3$  für Viererimpulsüberträge, die klein gegen die Masse des  $Z^0$  Bosons sind ( $Q^2 \ll M_Z^2$ ), vernachlässigbar und  $F_1$  und  $F_2$  enthalten ausschließlich elektromagnetische

Beiträge. Damit erhält man den vereinfachten Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \cdot [1 + (1 - y)^2] \cdot F_2(x, Q^2). \quad (1.3)$$

Die vom Verhalten eines strukturlosen Fermions abweichende Substruktur des Protons wird durch die Strukturfunktionen  $F_i$  beschrieben. Im Quark-Parton Modell betrachtet man sie als Linearkombinationen der Wahrscheinlichkeitsdichten  $q_f$  sämtlicher Quark-Flavours  $f$ , die im Proton anzutreffen sind ( $f = u, d, c, s, b, \dots$ ):

$$F_2^{NC}(x, Q^2) = \sum_f x(q_f(x, Q^2) + \bar{q}_f(x, Q^2))A_f(Q^2) \quad (1.4)$$

*mit*

$$A_f(Q^2) = e_f^2 - 2e_f(v_e \pm a_e)v_f R_Z + (v_e \pm a_e)^2(v_f^2 \pm a_f^2)R_Z^2 \quad (1.5)$$

*und*

$$R_Z = \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2}, \quad (1.6)$$

wobei angenommen wird, daß die Quarks als freie Teilchen behandelt werden können. In obigen Gleichungen sind  $e_f$  die Ladung des Quarks,  $v_{e,f}$  die Vektorkopplung und  $a_{e,f}$  die Axialvektorkopplung des Elektrons, bzw. des Quarks mit Flavour  $f$ .  $A_f(Q^2)$  besteht aus einem rein elektromagnetischen Term, einem Interferenzterm und einem rein schwachen Term. Die Größe  $R_Z$  sorgt dafür, daß bei kleinen  $Q^2$  nur der elektromagnetische Anteil beiträgt.

Jede Art der Analyse von ep-Streudaten erfordert die Rekonstruktion der kinematischen Variablen aus den Meßgrößen Energie und Streuwinkel des gestreuten Elektrons oder des gestreuten Quarks. Für das gestreute Elektron ergibt sich bei Vernachlässigung der Teilchenmassen:

$$Q^2 = 4E_e E'_e \cos^2 \frac{\theta_e}{2} \quad (1.7)$$

$$x = \frac{E'_e \cos^2 \frac{\theta_e}{2}}{E_P(1 - \frac{E'_e}{E_e} \sin^2 \frac{\theta_e}{2})} \quad (1.8)$$

*und*

$$y = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \sin^2 \frac{\theta_e}{2}, \quad (1.9)$$

wobei  $E_e$  die Energie des einlaufenden Elektrons, also die Strahlenergie,  $E'_e$  die Energie des gestreuten Elektrons und  $\theta_e$  der Streuwinkel ist.

Die Kinematik von Reaktionen mit neutralem Strom kann im Prinzip auch aus dem hadronischen Endzustand rekonstruiert werden (für geladene Ströme ist dies der einzige Weg). Dieser Umstand kann z. B. helfen, Unsicherheiten durch Strahlungskorrekturen zu reduzieren. Zwischen der Energie  $E_J$  und dem Winkel  $\theta_J$  des durch das gestreute Quark hervorgerufenen Jets und den kinematischen Variablen bestehen folgende Zusammenhänge:

$$Q^2 = \frac{E_J^2 \sin^2 \theta_J}{1 - y} \quad (1.10)$$

$$y = \frac{E_J(1 - \cos \theta_J)}{2E_e} \quad (1.11)$$

$$\text{und} \\ x = \frac{Q^2}{sy}. \quad (1.12)$$

Um diese Zusammenhänge nutzen zu können, muß der Jet natürlich aus einer möglicherweise großen Zahl von Spuren und Energieeinträgen im Detektor rekonstruiert werden. Ein Verfahren um diese mögliche Schwierigkeit zu umgehen ist von Jacquet und Blondel [JAB79] vorgeschlagen worden. Hierbei werden die kinematischen Variablen aus den Impulsen und Energien sämtlicher nachgewiesener Teilchen des hadronischen Endzustands bestimmt:

$$y = \frac{\sum_i E_i - \sum_i p_{zi}}{2E_e} \quad (1.13)$$

$$\text{und} \\ Q^2 = \frac{(\sum_i p_{\perp i})^2}{1 - y} \quad (1.14)$$

worin  $E_i$  = Energie,  $p_{zi}$  = z-Komponente des Impulses und  $p_{\perp i}$  = Transversalimpuls des i-ten Teilchens sind.

Aus den Gleichungen 1.7 und 1.8 lassen sich durch einfache Umformungen die Beziehungen  $E'_e(x, Q^2)$  und  $\theta_e(x, Q^2)$  gewinnen, die in Abbildung 1.2 graphisch dargestellt sind. Der Winkelbereich, der durch das BEMC abgedeckt wird, liegt zwischen  $175^\circ > \theta > 150^\circ$ . Es können also nur solche Elektronen das BEMC erreichen, die aus Streuprozessen mit  $Q^2 \leq 2 \cdot 10^2 \text{ GeV}^2$  stammen. Andererseits krümmen sich die Linien konstanter Elektronenenergie oberhalb 30 GeV so stark, daß Elektronen mit höheren Energien das BEMC nicht mehr erreichen und im Flüssigargon-Kalorimeter gemessen werden. Dadurch wird die Physik im BEMC auf  $x \leq 2 \cdot 10^{-2}$  beschränkt. Die Abbildung 1.3 zeigt demgegenüber, daß gerade im Bereich kleiner Werte von  $Q^2$  und  $x$  die größten Ereignisraten zu erwarten sind. Die Detektoren im rückwärtigen Bereich des H1-Experiments werden also in einer frühen Phase des Experimentierbetriebs genügend Daten aufzeichnen, die eine Messung der Strukturfunktionen des Protons in bisher kinematisch unzugänglichen Bereichen ermöglichen.

### 1.3 Der H1-Detektor

Anhand der Abbildung 1.4 ist der asymmetrische Aufbau des H1-Experiments deutlich zu erkennen, der durch die stark unterschiedlichen Impulse von Elektronen und Protonen erforderlich ist. Als Vorwärtsrichtung gilt die Flugrichtung der Protonen, die in der Abbildung von rechts oben in den Detektor eintreten. Im Zentrum erkennt man die Zentralspurkammer und die Vorwärtsspurkammer. Sie dienen der Rekonstruktion von Teilchenbahnen und im Zusammenhang mit dem Magnetfeld der supraleitenden Spule der Impulsmessung und Ladungsbestimmung. Zur Verbesserung der Teilchenunterscheidung, sind zwischen den Vorwärtsspurkammern Übergangsstrahlungsdetektoren eingebaut. Ebenfalls innerhalb der supraleitenden Spule befindet sich das Flüssigargon-Kalorimeter, das den Vorwärts- und Zentralbereich abdeckt. Es besteht aus einem elektromagnetischen Teil mit Blei und einem hadronischen Teil mit Eisen als Absorbern. Als Energieauflösung werden für Hadronen  $0.02 + \frac{0.45}{\sqrt{E}}$  und für Elektronen weniger als  $\frac{0.1}{\sqrt{E}}$  angestrebt. Im Rückwärtsbereich befindet sich das BEMC als warmes elektromagnetisches Kalorimeter. Von seinen Eigenschaften wird in dieser Arbeit die Rede sein. Als zweites warmes Kalorimeter erkennt man das PLUG-Kalorimeter im extremen Vorwärtsbereich. Das

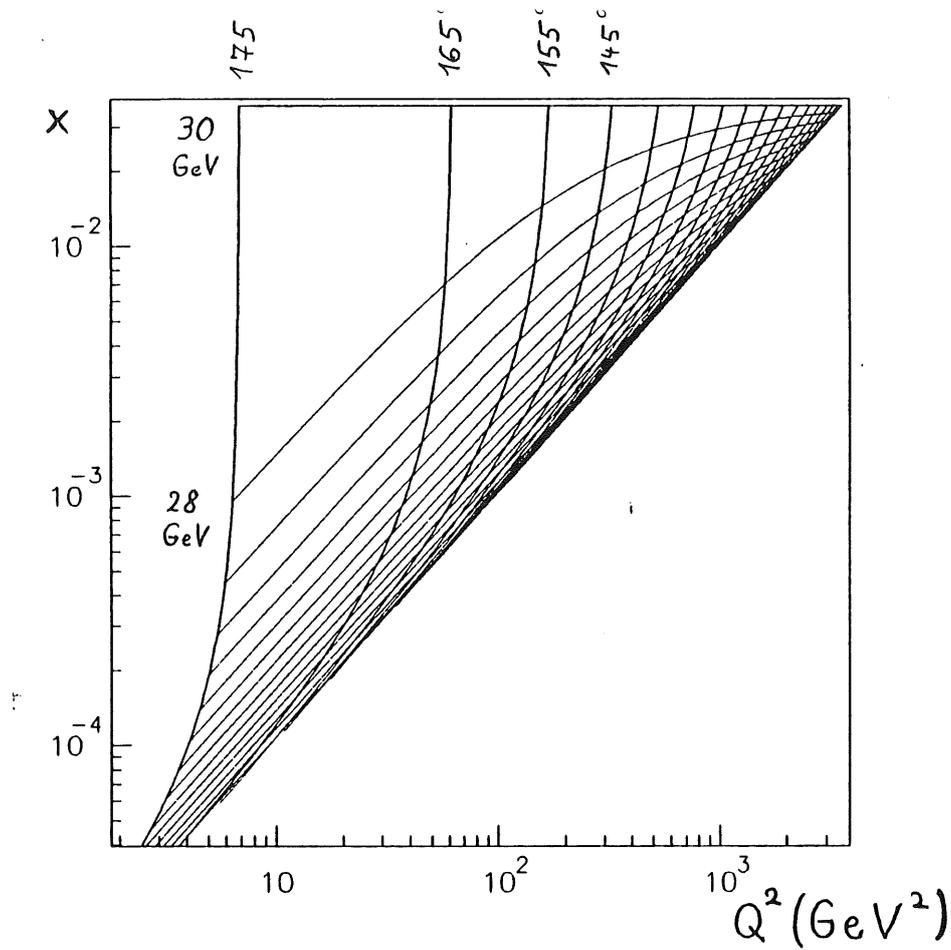


Abbildung 1.2: Die Kinematik des gestreuten Elektrons  
 Durch das in den Rückwärtsbereich gestreute Elektron wird insbesondere der Bereich kleinen  $Q^2$  und  $x$  der Messung zugänglich.

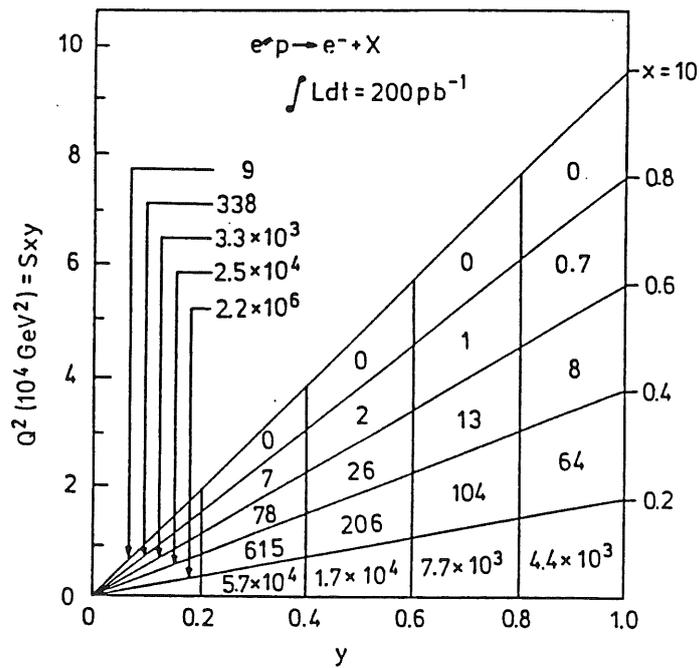


Abbildung 1.3: Ereignisraten in Abhängigkeit von  $x$  und  $y$   
 Die höchsten Raten sind bei kleinem  $x$  und kleinem  $Q^2$  zu erwarten [WOL86].

instrumentierte Eisen ist mit Streamer-Röhren und Muonen Kammern ausgerüstet. Es dient der Rückführung des magnetischen Flusses, dem Nachweis von Muonen und als hadronisches Zusatzkalorimeter für Schauer mit überdurchschnittlicher longitudinaler Ausdehnung. Darüber hinaus befindet sich in Vorwärtsrichtung noch ein Muonenspektrometer zur Impulsbestimmung an hochenergetischen Muonen. Detaillierte Beschreibungen aller Komponenten des Detektors finden sich in [H1TEC].

## 1.4 Das BEMC als elektromagnetisches Kalorimeter

Das BEMC ist ein Blei-Szintillator Kalorimeter mit einer Samplingdicke von 0.46 Strahlungslängen ( $X_0$ ). Seine Gesamtlänge in Strahlungslängen beträgt  $22.5 X_0$  und in hadronischen Wechselwirkungslängen  $0.74 \lambda_{had}$ . Die mittlere Entwicklung elektromagnetischer Schauer kann mit einigen einfachen Näherungsformeln gut beschrieben werden. Zur Darstellung der longitudinalen Energiedeposition im Schauer hat sich

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \cdot \frac{b^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)} \cdot t^\alpha \cdot e^{-bt} \quad (1.15)$$

mit  $\alpha = b \cdot t_{max}$ ,  $t = \frac{X}{X_0}$ ,  $b \simeq 0.5$  als Parametrisierung bewährt [LON75]. Die Tiefe der maximalen und der mittleren Energiedeposition in Einheiten der Strahlungslänge kann durch

$$t_{max} = \ln \frac{E}{\epsilon} - 1 \quad (1.16)$$

und

$$t_{med} = t_{max} + 1.4 \quad (1.17)$$

beschrieben werden. Ein Maß für die laterale Schauerentwicklung kann durch den Moliere-Radius

$$R_M = \frac{21 MeV}{\epsilon} \cdot X_0 \quad (1.18)$$

gewonnen werden. Mit seine Hilfe läßt sich die Lateralentwicklung elektromagnetischer Schauer abschätzen:

$$R(95\%) \simeq 2 \cdot R_M, \quad R(99\%) \simeq 3 \cdot R_M \quad (1.19)$$

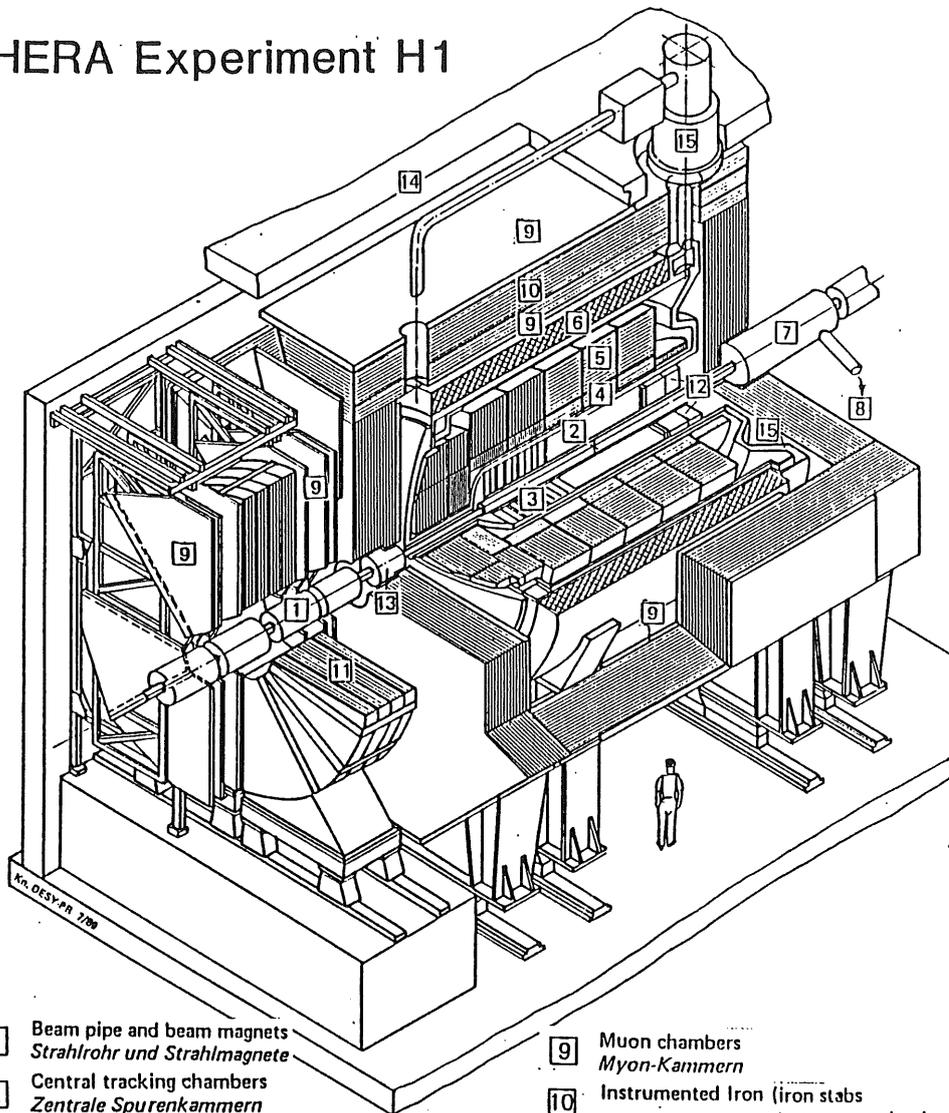
Zahlenwerte für einige Materialkonstanten der wichtigsten im BEMC verwendeten Materialien sind in Tabelle 1.1 aufgeführt.

Mit Hilfe der dort gegebenen Werte und obigen Beziehungen, errechnet man als Länge in  $X_0$ , die benötigt wird um einen 30 GeV Schauer zu 98 % einzuschließen

$$L(98\%) \simeq 2.6 \cdot t_{med} = 22.6.$$

Die Energiemessung mit einem Kalorimeter ist nicht beliebig genau, vielmehr läßt die statistische Natur des Schauerprozesses Fluktuationen des Meßwerts erwarten. In einem Sampling-Kalorimeter treten solche Fluktuationen insbesondere durch die Sandwich-Struktur aus abwechselnden Lagen aktiven und passiven Materials auf. Innerhalb einer solchen Anordnung variiert die Verteilung der deponierten Energie zwischen Nachweismedium und Absorber von Schauer zu Schauer. Die dadurch entstehenden Schwankungen der Energiemessung werden als Sampling-Fluktuationen bezeichnet und weisen einen Anstieg proportional zur Wurzel der

# HERA Experiment H1



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

Abbildung 1.4: Das H1-Experiment

Deutlich ist der asymmetrische Aufbau des Experiments erkennbar. Das BEMC ist im Rückwärtsbereich mit der Nummer 12 markiert.

Energie auf. Bei Verwendung von Photodioden mit Vorverstärkern entsteht ein weiterer Beitrag durch das elektronische Rauschen dieses Auslesesystems. Dieser Beitrag ist unabhängig vom Schauerprozess und daher konstant. Fehler in der Interkalibration zwischen den Auslesekanälen, die zum Beispiel durch Fluktuationen eines zur Eichung benutzten Teilchenstrahls entstehen können, führen zu einem Beitrag, der proportional zur Energie anwächst. Mit der Parametrisierung

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = c_0^2 + \left(\frac{c_1}{E}\right)^2 + \left(\frac{c_2}{\sqrt{E}}\right)^2. \quad (1.20)$$

werden die wichtigsten Beiträge zur Fluktuation der Energiemessung mit dem BEMC als relative Größen beschrieben. Der erste Term dominiert bei hohen Energien und stellt den Interkalibrationsfehler dar. In den zweiten Term geht im wesentlichen das Rauschen von Photodiode und Vorverstärker ein, während der dritte den Anteil der Sampling- Fluktuationen beschreibt.

Die hier gegebene Beschreibung der Eigenschaften von Kalorimetern ist selbstverständlich sehr verkürzt. Deshalb sei auf die umfassenderen Darstellungen der Materie zum Beispiel in [AMA81], [ENG85], [FAB85], [FAB89] und [WIG91] verwiesen.

Material	$\rho[gcm^{-3}]$	$X_0[cm]$	$\epsilon[MeV]$	$R_M[cm]$	$\lambda_{had}[cm]$
Luft	$1.205 \cdot 10^{-3}$	30420	66.7	9574.6	90.0
Al	2.70	8.9	38.9	4.80	39.4
Fe	7.87	1.76	20.5	1.80	16.8
Pb	11.35	0.56	7.2	1.63	17.1
Polystyrol	1.032	42.4	85.4	10.43	79.5

Tabelle 1.1: Materialkonstanten

Aufgeführt sind Dichte, Strahlungslänge, kritische Energie, Moliere-Radius und hadronische Wechselwirkungslänge für die wichtigsten im BEMC auftretenden Materialien.

## 1.5 Anforderungen an das BEMC

Die Darlegungen der vorangegangenen Abschnitte dieses Kapitels lassen verschiedene Randbedingungen technischer und physikalischer Natur erkennen, die bei der Realisierung des BEMC zu berücksichtigen waren. Zunächst sollen die wichtigsten technischen Aspekte aufgeführt werden.

- Abbildung 1.4 zeigt, daß sich das BEMC im Feld der supraleitenden Spule (1.2 Tesla) befindet. Diese Umgebung stellt eine starke Einschränkung bezüglich der Wahl photosensitiver Elemente dar. Zwar sind Photomultiplier erhältlich, deren Einsatz bis zu Magnetfeldern von 1.5 Tesla möglich ist [FIN90], aufgrund vergleichsweise niedriger Kosten und geringen Platzbedarfs wurden jedoch Siliziumphotodioden gewählt.
- Da Siliziumphotodioden eine Eigenverstärkung von 1 haben, ist ihr Einsatz nur unter Verwendung von ladungsempfindlichen Vorverstärkern denkbar. Um jedoch auch geringe Energiedepositionen nachweisen zu können, sollte das Rauschen eines einzelnen Moduls in Energieequivalenten nicht größer als 100 MeV sein.

- Zur Rekonstruktion von Ereignissen im Experiment müssen Signale aus Spurdetektoren mit Energiedepositionen in Kalorimetern verknüpft werden. Dazu ist eine Ortsauflösung der Kalorimeter erforderlich, die im Falle des BEMC nicht schlechter als 2 cm sein sollte.
- Die Signale des BEMC müssen schnell genug zur Erzeugung eines Triggersignals sein, d. h. sie müssen eine Zeitauflösung ermöglichen, die kleiner als die mögliche Wiederholungsrate von physikalischen Ereignissen (96 nsec) ist.

Hinter den physikalisch begründeten Randbedingungen steht im Wesentlichen die Absicht, für das BEMC eine Energieeichung mit einer Präzision von 1 % zu erreichen. Eine präzise Eichung der Kalorimeter der HERA-Experimente ist von großer Bedeutung, weil durch sie die Genauigkeit, mit der z. B. Strukturfunktionen gemessen werden können, empfindlich beeinflusst wird [FEL87]. Um dieses Ziel realisierbar zu machen, sind folgende Gesichtspunkte zu berücksichtigen.

- Der dynamische Bereich, der durch das BEMC abzudecken ist, wird durch die Kinematik von HERA auf eine Maximalenergie von ungefähr 30 GeV begrenzt.
- Im Idealfall ist die von einem Kalorimeter rekonstruierte Energie nicht vom Einschussort abhängig. In der Praxis treten jedoch Restinhomogenitäten auf, die im Falle des BEMC 2 % nicht überschreiten sollten, um eine Behandlung als Korrektur zu ermöglichen.
- Von einem idealen Kalorimeter erwartet man außerdem einen streng linearen Zusammenhang zwischen Schauerenergie und rekonstruierter Energie. Abweichungen vom linearen Verhalten müssen kleiner als 1 % oder mit der gleichen Präzision korrigierbar sein.
- Schließlich darf ein Detektor, der mit der oben geforderten Genauigkeit geeicht werden soll, seine Eigenschaften nicht innerhalb kurzer Zeiträume ändern. Für das BEMC ergibt sich daraus die Forderung nach einer konstanten Antwort auf Testpulse und Schauer konstanter Energie innerhalb vom 1 % über einen Zeitraum von größenordnungsmäßig einer Woche.

Nach einer kurzen Beschreibung des Aufbaus des BEMC werden im weiteren Verlauf dieser Arbeit verschiedene Untersuchungen diskutiert, die der Erfüllung dieser Anforderungen dienen.

# Kapitel 2

## Der Aufbau des BEMC

Dieses Kapitel beschreibt den Aufbau des BEMC insgesamt, sowie den der Module. Zwar enthält das BEMC fünf geometrisch verschiedene Modultypen, diese Arbeit konzentriert sich jedoch ausschließlich auf diejenigen des quadratischen Typs. Auf einige Komponenten und ihr Zusammenspiel wird dabei besonders eingegangen.

### 2.1 Mechanik des BEMC

#### 2.1.1 Struktur des BEMC

Das BEMC befindet sich im Innenbereich des H1-Detektors hinter den Vorwärts- und Zentralspurkammern und wird von zwei an der Kryostatwand angebrachten Schienen getragen. Vom Wechselwirkungspunkt gesehen weist es einen kreisrunden Querschnitt mit einem Gesamtdurchmesser von 1621 mm und einer Öffnung mit 215 mm Durchmesser im Zentrum für das Strahlrohr auf. Die Außenwand besteht aus 15 mm und die Frontplatte aus 13 mm Aluminium. Bestückt mit allen 88 Kalorimetermodulen erreicht das BEMC ein Gesamtgewicht von 3.6 t. Abbildung 2.1 zeigt die Rück- und Seitenansicht des BEMC. Die Seitenansicht zeigt, daß die Module nicht projektiv zum Wechselwirkungspunkt angeordnet sind sondern parallel zum Strahlrohr.

Jedes Modul ist an der Vorderseite mit einem Zapfen versehen, der, in einer Paßbohrung in der Frontplatte gelagert, einen Aufhängepunkt bildet. An der Rückseite werden die Module von U-Profilträgern aus 10 mm Aluminium gehalten, die waagrecht an der Außenwand verschraubt sind. Diese Profilträger weisen hinter jedem Modul einen Durchbruch auf, durch den die lokale Elektronik zugänglich ist. Kleinere Service- und Reparaturarbeiten können so nach Entfernen eines Deckels durchgeführt werden. Andererseits ist es prinzipiell möglich, nach Demontage von Profilträgern einzelne Module auszutauschen ohne daß das BEMC hierzu aus dem Detektor herausgefahren werden muß.

Der runde Querschnitt des BEMC erfordert zur optimalen Raumauffüllung verschiedene Modultypen. Die Gesamtzahl von 88 Modulen setzt sich zusammen aus 56 Quadraten, 8 großen und 8 kleinen Trapezen, sowie 8 großen und 8 kleinen Dreiecken, wobei die Trapeze und die kleinen Dreiecke in zwei spiegelbildlichen Varianten vorliegen müssen. Die Abbildung 2.2 zeigt die verschiedenen Typen mit der Anordnung der Wellenlängenschieber.

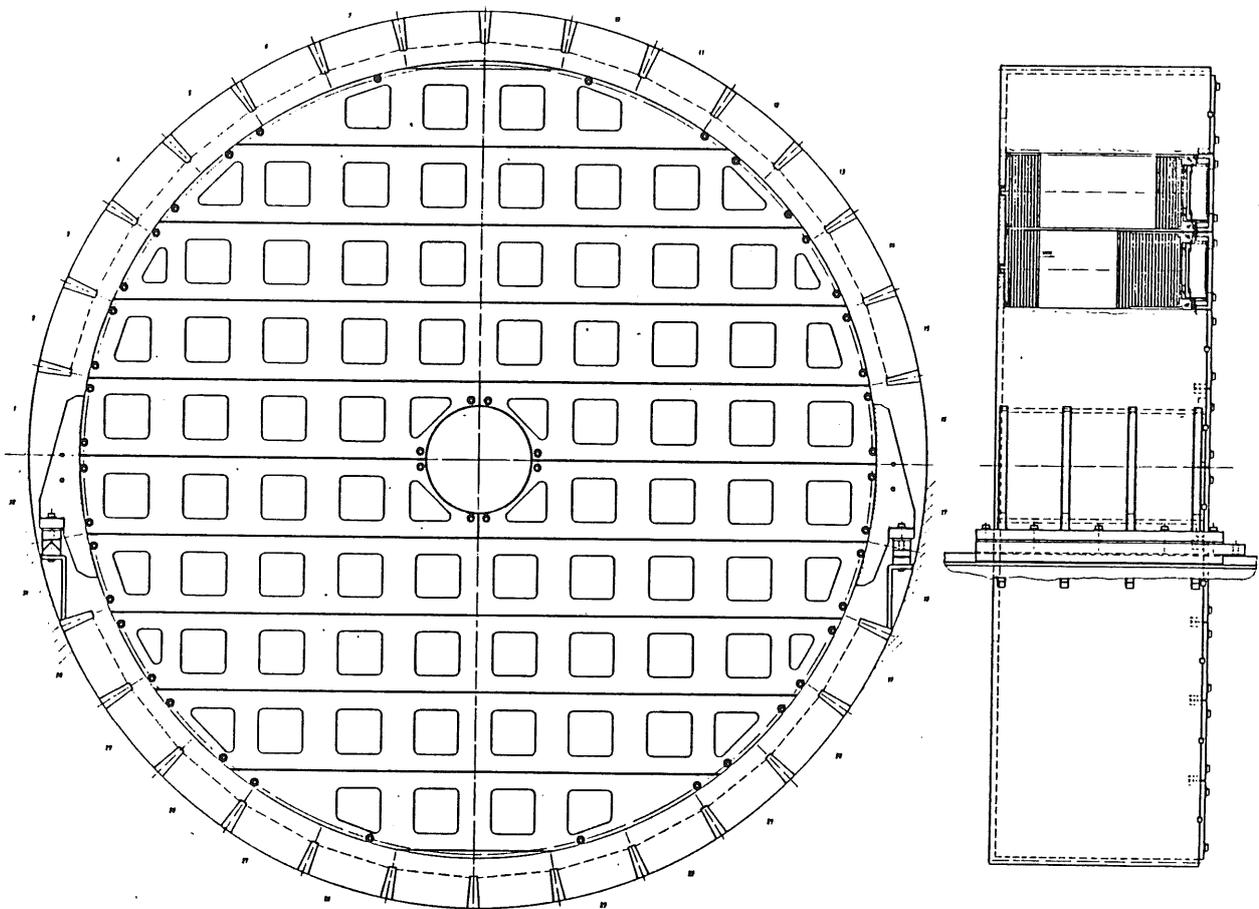


Abbildung 2.1: Die Rückseite des BEMC

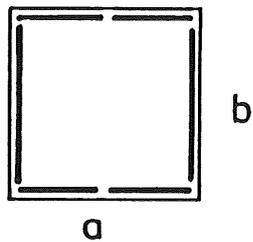
Man erkennt die Durchbrüche in den Profilträgern. Die Seitenansicht zeigt die nichtprojektive Anordnung der Module.

### 2.1.2 Aufbau der Module

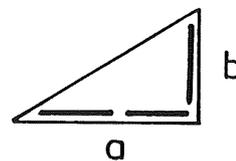
In Abbildung 2.3 ist der Aufbau eines quadratischen Moduls im Längsschnitt dargestellt. Die Frontplatte mit Paßstift besteht aus 8 mm Aluminium und wird gefolgt von der ersten 4 mm starken Szintillatorplatte (SCSN-38). Daran schließen sich 49 Lagen aus jeweils 2.5 mm Blei und 4 mm Szintillator an. Der Stapel endet mit einer Druckplatte, die sich an der Endplatte abstützt. Front- und Endplatte sind durch ein Gehäuse aus 0.2 mm Edelstahl miteinander verbunden. Durch die erwähnte Druckplatte wird das Gehäuse unter mechanischer Spannung gehalten und übernimmt die tragende Funktion im Modul. Die Endplatte besitzt eine Ausfräsung, die gemeinsam mit einem Rahmen und einem Deckel das Gehäuse für die direkt am Modul benötigte Elektronik bildet. In der Abbildung ist auch das rückwärtige U-Profil angedeutet, das den hinteren Aufhängepunkt bildet.

Die quadratischen Module werden an zwei gegenüberliegenden Seiten (in Abbildung 2.2 mit a bezeichnet) von je zwei 3 mm dicken Wellenlängenschiebern ausgelesen, die die volle Länge des Stapels abdecken. An den verbleibenden Seiten (b in Abbildung 2.2) befindet sich je ein Wellenlängenschieber, der die volle Breite, jedoch nur die letzten 15 Samples in der Länge abdeckt. Die Funktion dieser beiden Wellenlängenschieber besteht in einer Unterstützungsfunktion der Elektron-Hadron-Separation sowie der Korrektur von Leckverlusten elektromagnetischer Schauer überdurchschnittlicher Länge. Die Einkopplung des Szintillationslichts in den Wellenlängenschieber erfolgt durch einen Luftspalt, der durch 0.3 mm starke Nylonfäden aufrechterhalten wird. Die langen Wellenlängenschieber werden von je einer Photodiode ausgelesen, die kurzen von je zwei. Jedem Wellenlängenschieber ist eine komplette elektronische Kette zugeordnet, die

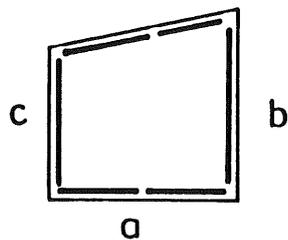
Typ A (Quadrat)



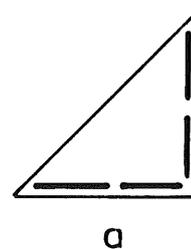
Typ D (Kleines Dreieck)



Typ B (Großes Trapez)



Typ E (Großes Dreieck)



Typ C (Kleines Trapez)

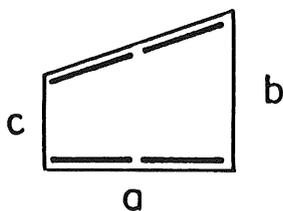


Abbildung 2.2: Die verschiedenen Modultypen

Die Typen B, C und D existieren auch in der spiegelbildlichen Variante. Die Module vom Typ A und B werden an den den mit b respektive c bezeichneten Seiten von Wellenlängenschiebern ausgelesen, die lediglich die letzten 15 samples abdecken.

Modultyp	Seite	Innenmaß(mm)	Außenmaß(mm)	Signale
A	a	156.2 (149.8)	158.9	6
	b	149.8	158.9	
B	a	156.2 (149.8)	158.9	6
	b	149.3	158.4	
	c	133.8	142.4	
C	a	156.8	158.9	4
	b	133.2	142.3	
	c	83.5	92.1	
D	a	144.6	157.9	3
	b	84.0	91.9	
E	a	148.4	158.1	4

Tabelle 2.1: Abmessungen der Module

Die Bezeichnung der Seiten kann Abbildung 2.2 entnommen werden. Die aktive Fläche der Module ergibt sich aus den Innenmaßen. In der letzten Spalte ist die Anzahl der Ausgangssignale angegeben, die der jeweilige Modultyp bereitstellt. Bei den Typen A und B sind die durch die kurzen Wellenlängenschieber reduzierten Maße im hinteren Bereich in Klammern angegeben.

beiden Dioden eines kurzen Wellenlängenschiebers werden also von einem gemeinsamen Vorverstärker ausgelesen. Anhand der Abbildung 2.2 ist die Anordnung der Wellenlängenschieber für sämtliche Modultypen ersichtlich. Mit dem oben Gesagten sieht man, daß Quadrate und große Trapeze 6, kleine Trapeze und große Dreiecke 4 und kleine Dreiecke 3 Auslesekanäle liefern. Tabelle 2.1 gibt neben diesen Zahlen die Dimensionen aller Modultypen wieder. In die letzte Szintillatorplatte jedes Moduls werden zwei, bzw. im Falle der kleinen Dreiecke eine, optische Fasern eingekoppelt. Sie können UV-Licht von einem geplanten Laserkalibrationssystem zu den Modulen transportieren. Vielfältige Voruntersuchungen zu diesem Lasersystem wurden in [SCH89], [FLE90] und [GRI91] durchgeführt. Dort wird auch das Konzept erläutert.

### 2.1.3 Die optische Kette

Der optische Teil des BEMC besteht aus Szintillator, Wellenlängenschieber und Siliziumphotodiode. Dabei sieht das Zusammenspiel der Komponenten folgendermaßen aus: geladene Teilchen im Schauer erzeugen im Szintillator das Szintillationslicht, welches überwiegend durch Totalreflexion zur Auslesekannte transportiert wird. Dort gelangt es durch einen Luftspalt in den Wellenlängenschieber, wo es von Farbstoffmolekülen absorbiert und mit vergrößerter Wellenlänge wieder emittiert wird. Das reemittierte Licht wird dann wiederum durch Totalreflexion zur Photodiode transportiert, die mit einem optisch transparenten Kunstharzkleber an der Auslesekannte angebracht ist. Die Siliziumoberfläche der Diode selbst war werksseitig mit

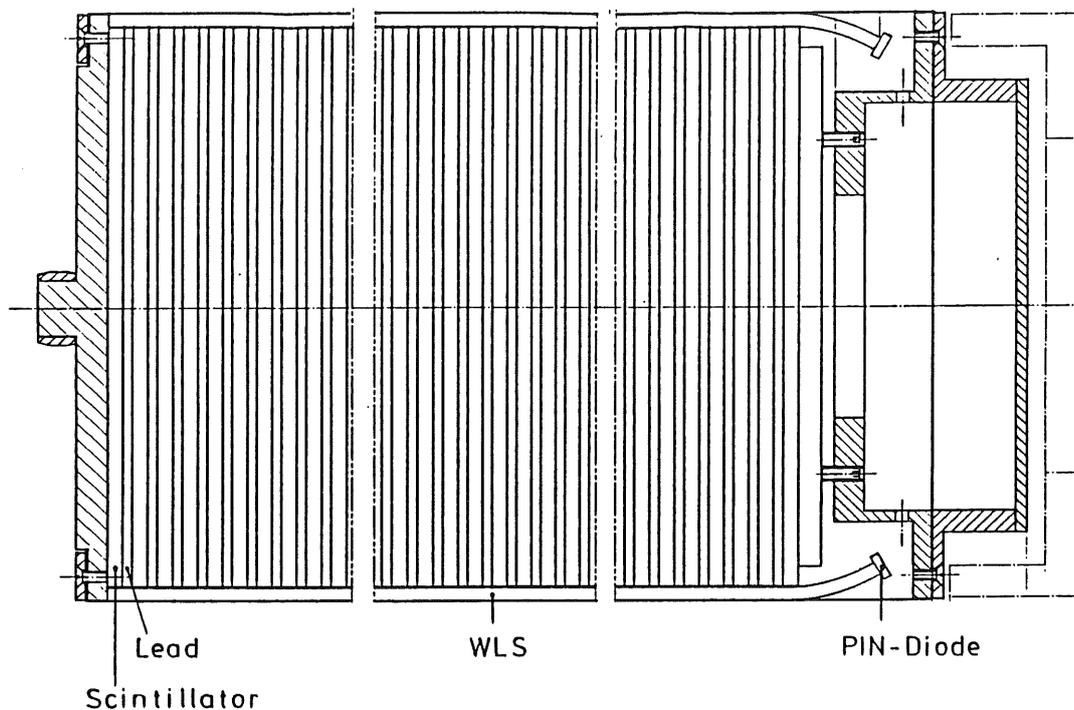


Abbildung 2.3: Aufbau eines Moduls

Gezeigt ist der Längsschnitt durch ein quadratisches Modul. Zu beachten ist die Verzerrung in Längsrichtung durch unterbrochene Linien.

transparentem Kunstharz beschichtet worden.

Der verwendete Szintillator SCSN-38 ist ein Plastiksintillator auf Polystyrolbasis mit Beimengungen von 1 % b-PBD und 0.02 % BDP. Die Polystyrolbasis selbst szintilliert bei Durchgang geladener Teilchen im UV-Bereich. Dieses primäre Szintillationslicht wird durch die beiden Farbstoffe ins Blaue verschoben ( $\lambda \geq 400\text{nm}$ ). Der Wellenlängenschieber Y-7 ist in der Basis PMMA (Plexiglas) gelöst. Sein Absorptionsspektrum ist an das Emissionsspektrum von SCSN-38 angepaßt und er emittiert im grünen Bereich ( $\lambda \simeq 500\text{nm}$ ). Die Absorptions- und Emissionsspektren von SCSN-38 und Y-7 sind in Abbildung 2.5 dargestellt, während Abbildung 2.4 die chemischen Formeln von Polystyrol und Plexiglas zeigt.

Eine wichtige Kenngröße von Szintillatoren und Wellenlängenschiebern ist die Absorptionslänge, die Strecke, nach der ein Lichtstrahl im Material auf  $\frac{1}{e}$  seiner Ausgangsintensität abgefallen ist. Für SCSN-38 wurden Werte von  $\lambda = 80 - 90 \text{ cm}$  [KAM83], [FUN88] und für Y-7 von  $\lambda \geq 150 \text{ cm}$  [KAM83] gemessen.

Für das BEMC werden Photodioden vom Typ Hamamatsu S2575 verwendet. Ein Vergleich des Emissionsspektrums von Y-7 (Abbildung 2.5) mit der spektralen Empfindlichkeit von Siliziumphotodioden (Abbildung 2.6) zeigt, daß die Anpassung nicht optimal ist und durch eine Emission des Wellenlängenschiebers bei größeren Wellenlängen verbessert werden könnte. Es wurden in der Tat mit einer Laborprobe eines gelben Wellenlängenschiebers um einen Faktor 1.3 erhöhte Lichtausbeuten an einem Testmodul gemessen [WUN88]. Da es sich bei der Materialprobe jedoch nicht um ein Serienprodukt handelte und es sich nicht in gewünschter Menge

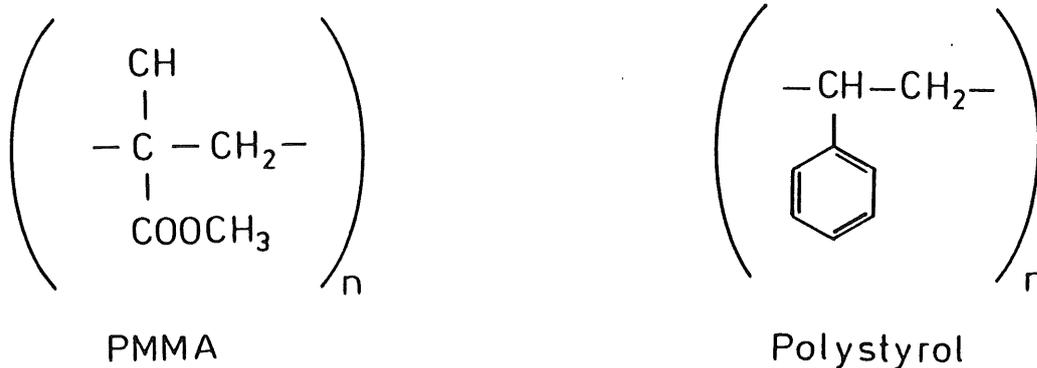


Abbildung 2.4: Formeln für PMMA und Polystyrol

PolyMethylMethAcrylat ist die Basis des Wellenlängenschiebers Y-7 und Polystyrol die des Szintillators SCSN-38

und Qualität beschaffen ließ, wurde es trotz der möglichen Vorteile als Alternative verworfen.

## 2.2 Elektronik des BEMC

### 2.2.1 Die Ausleseelektronik des BEMC

Die Elektronik befindet sich nur zu einem kleinen Teil am BEMC selber, der größte Teil ist im ca. 30 m entfernten Trailer des H1-Detektors zu finden. Jedes Modul ist mit einem Motherboard versehen, das für jeden Auslesekanal einen Vorverstärker und einen Line Driver beherbergt. Der Zuführung von Versorgungsspannungen und Testsignalen, sowie dem Abtransport von Detektorsignalen, dient ein Vielfach-Twisted-Pair Kabel, das einen Weg von etwa 30 m überbrückt und im Trailer an der Cable Distribution Unit (CDU) endet. In der CDU werden erstens die von weiteren Einheiten kommenden Versorgungsspannungen und Testsignale verteilt und zweitens die Signale der Kalorimetermodule von Line Receivern empfangen und an die Analog BoXes (ANBX) weitergereicht. Die ANBX-Einheiten des BEMC bauen sich aus Karten vom Typ der Analogboxen des Flüssigargonkalorimeters auf, jedoch werden sie nicht am Detektor montiert, sondern auf dem Trailer des Experiments. Dadurch mußte der mechanische Aufbau deutlich verändert werden. Alle nachfolgenden Komponenten sind dann jedoch baugleich zu den im Flüssigargon-Kalorimeter verwendeten. Einen skizzenhaften Überblick zur Anordnung der Elektronik auf dem Motherboard und zur Verknüpfung der oben erwähnten Einheiten liefert Abbildung 2.7.

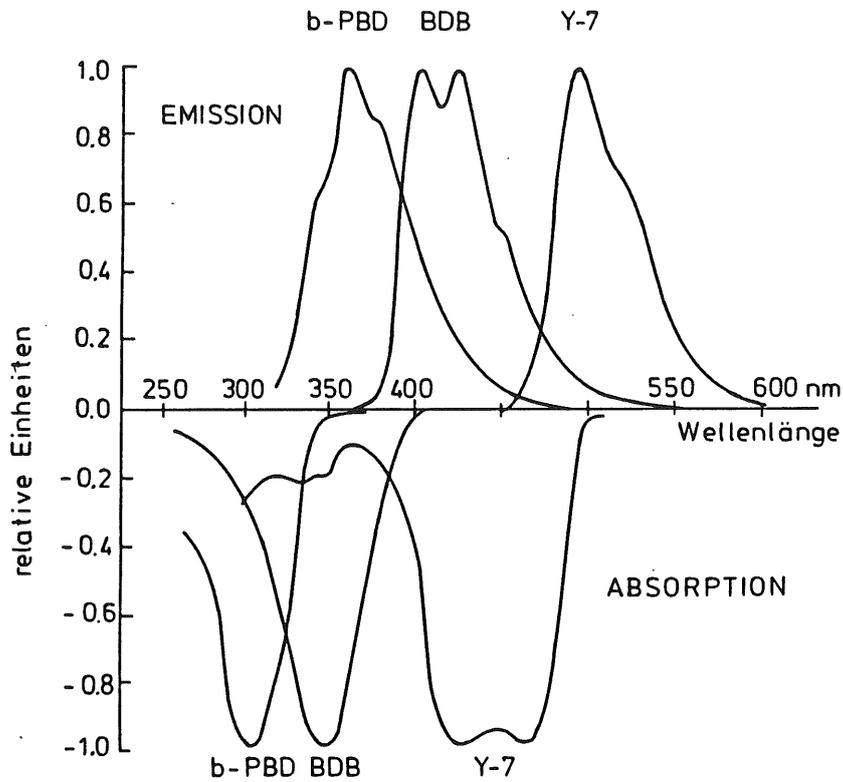


Abbildung 2.5: Spektren von SCSN-38 und Y-7  
 Dargestellt sind die Absorptions- und Emissionsspektren der Farbstoffe in Szintillator und Wellenlängenschieber.

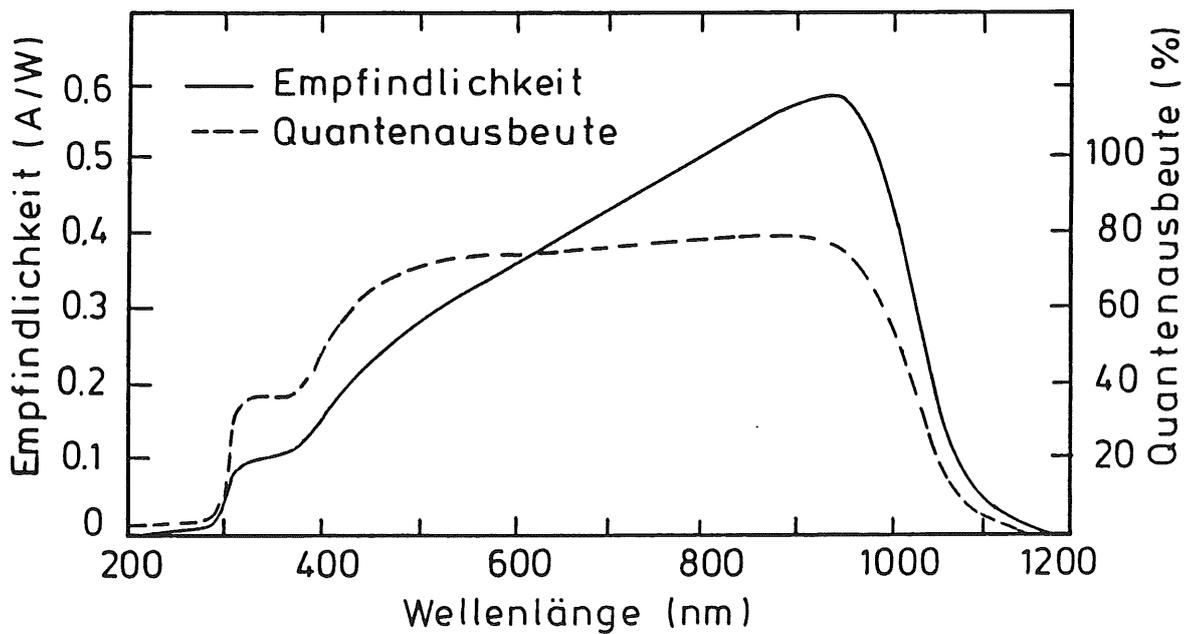


Abbildung 2.6: Spektrale Empfindlichkeit von Siliziumphotodioden.

Der 'Lebenslauf' eines Signals sieht darin folgendermaßen aus. Die wenige Nanosekunden dauernden Prozesse der Szintillation und des Lichttransports durch die Wellenlängenschieber, lösen in der Photodiode einen kurzzeitigen Strompuls mit einem Anstieg von etwa 10 nsec aus. Der ladungsempfindliche Vorverstärker integriert dieses Signal zu einem Puls mit einer Anstiegszeit von 10 nsec und einer Abfallszeit von 450  $\mu\text{sec}$ . Der Line Driver transportiert diesen Puls zum Line Receiver, welcher ihn wiederum an den pulsformenden Shaper weiterreicht. Der H1-Shaper erzeugt ein bipolares Signal, das nach 2.2  $\mu\text{sec}$  sein Maximum erreicht. Im folgenden Sample-and-Hold Verstärker wird der Spannungswert des Shapersignals zum Triggerzeitpunkt gehalten. Die nachfolgenden Einheiten ANRU und SEQO leiten diese Spannungswerte im Multiplexverfahren an einen ADC weiter. Von da ab übernimmt die Kalorimeterdatenakquisition die Digitalwerte. Am Ausgang des Line Receivers weist das Signal immer noch eine Anstiegszeit von weniger als 100 nsec auf und ist somit zur Erzeugung eines Triggersignals geeignet. Ein schneller Trigger zur Identifikation von isolierten Elektronen wurde von einer Gruppe aus Kosice/CSFR entwickelt [FER91].

### 2.2.2 Das System Photodiode und Vorverstärker

Die wesentlichen Beiträge eines Systems aus Photodiode und Vorverstärker zum Rauschen, lassen sich nach [GRO84] folgendermaßen parametrisieren:

$$\sigma_q^2 = A \cdot \tau \cdot I_d + B \cdot \tau^{-1} \cdot C_{in}^2 \quad (2.1)$$

Darin sind A und B Konstanten des Systems,  $\tau$  ist die Zeitkonstante des nachfolgenden Shapers,  $I_d$  der Dunkelstrom der Photodiode und  $C_{in}$  die gesamte Eingangskapazität des Vorverstärkers, die von der Kapazität des pn-Übergangs der Photodiode dominiert wird. Für  $\tau$  hat sich ein Wert um 2  $\mu\text{sec}$  als nahezu optimal erwiesen [BIA85]. Sowohl  $I_d$  als auch  $C_{in}$  sind Funktionen der angelegten Sperrspannung. Der Dunkelstrom steigt zunächst schwach bis mäßig an, um jenseits einer Schwellenspannung sehr steil zu wachsen. Keine der ins BEMC eingebauten Dioden wies jedoch unterhalb von 50 Volt einen Dunkelstrom größer als 10 nA auf. Die Kapazität der Photodiode  $C_{Ph}$  hängt über die Beziehungen

$$C_{Ph}(pF) = 106 \cdot \frac{a}{d} \quad (2.2)$$

und

$$d \sim \sqrt{U_{Bias}} \quad (2.3)$$

mit der Sperrspannung  $U_{Bias}$  zusammen (a ist die aktive Fläche der Photodiode in  $\text{cm}^2$  und d die Dicke der Verarmungszone in 100  $\mu\text{m}$ ). Das bedeutet, es existiert theoretisch eine optimale Sperrspannung, bei der das Rauschen ein Minimum annimmt.

In [WUN88] wurde das Rauschen einer Photodiode vom im BEMC verwendeten Typ mit Vorverstärker in Abhängigkeit von der Sperrspannung gemessen. Dabei wurde eine Abnahme des Rauschens bis 20 Volt beobachtet und danach ein Plateau bis 30 Volt. Aufgrund dieser Beobachtung wurde für das BEMC ein Sperrspannungsbereich von 20 bis 30 Volt vorgesehen. Ein weiterer wesentlicher Rauschbeitrag rührt im Falle des BEMC von der Tatsache her, daß die aktive Fläche der Photodiode kleiner ist als die auszulesende Fläche des Wellenlängenschiebers [GRO84]. Das Signal, das maximal ausgelesen werden kann ist nicht größer als  $\frac{a}{A}$ , dem Verhältnis von Diodenfläche a zu Auslesefläche A. Das Rauschen ist proportional zu a und

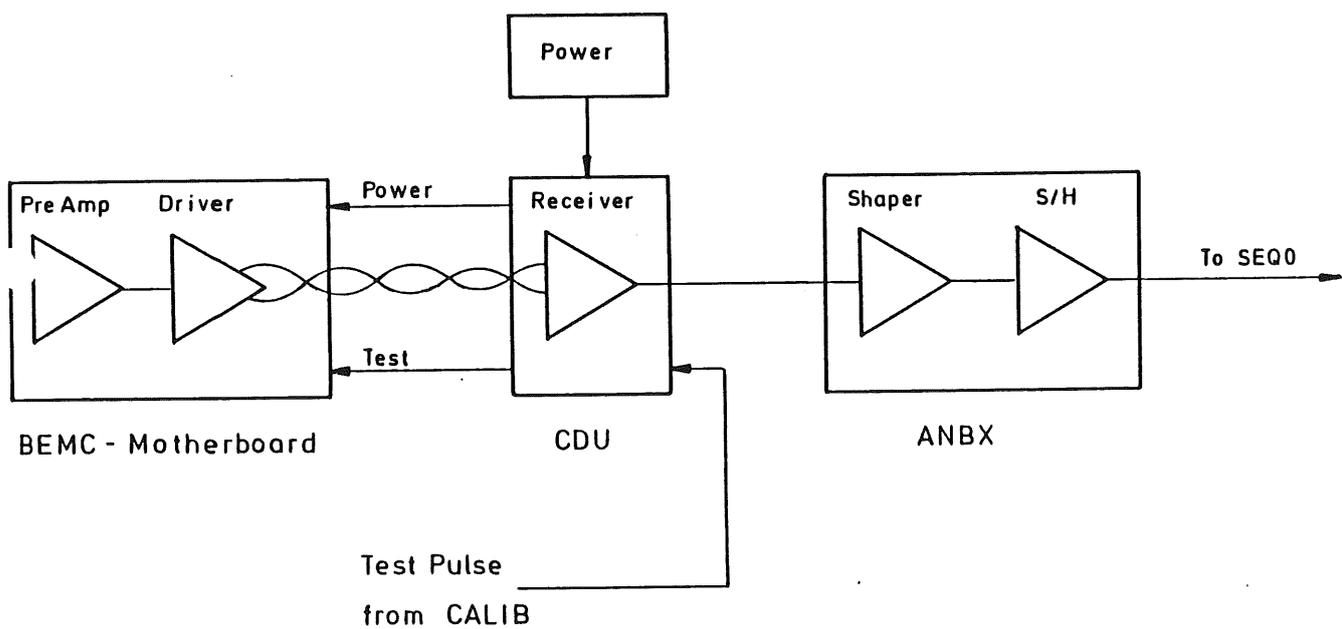
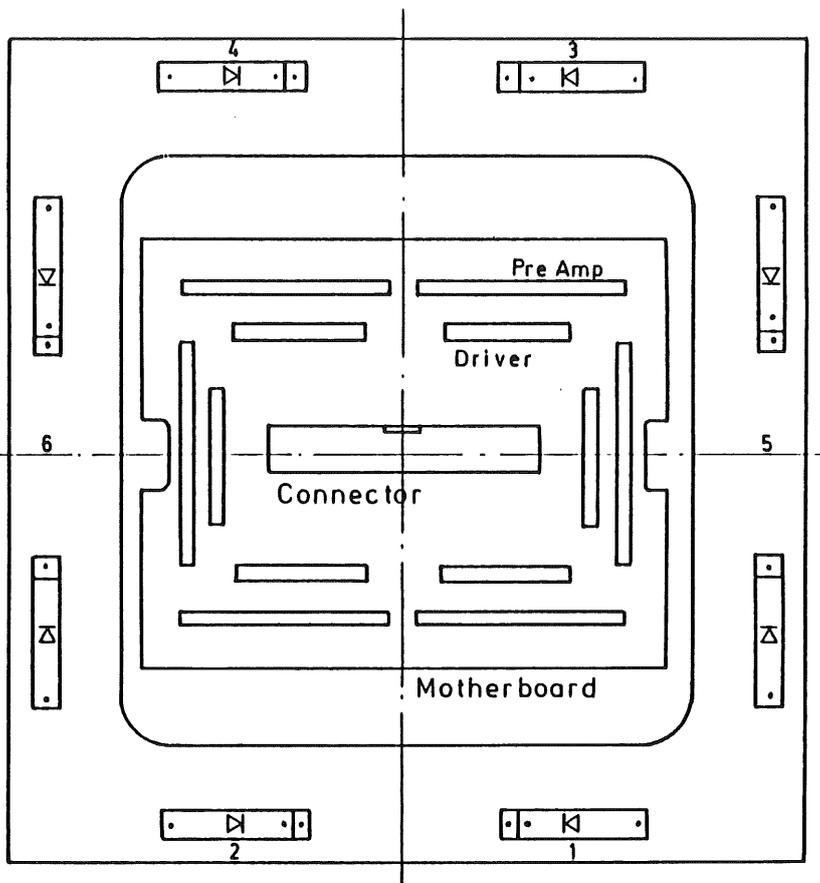


Abbildung 2.7: Die Elektronik des BEMC

Dargestellt sind oben die Anordnung von Vorverstärkern und Line Drivern im Falle der quadratischen Module, sowie unten eine Prinzipskizze der Ausleseelektronik bis zur ANBX.

damit das Rausch-zu-Signal Verhältnis zu A.

Die im BEMC eingesetzten Photodioden S2575 von Hamamatsu sind aus 200  $\mu\text{m}$  starken Wafern gefertigt. Sie weisen eine Kapazität von weniger als 80 pF bei vollständiger Verarmung auf. Diese tritt im Bereich zwischen 20 und 30 Volt ein. Der maximale gemessene Dunkelstrom einer Diode beträgt 10 nA bei 50 Volt, typische Werte bewegen sich im Bereich von 2 nA. Die aktive Fläche beträgt laut Hersteller  $3.4 \times 30 \text{ mm}^2 = 102 \text{ mm}^2$  [HAMTD].

# Kapitel 3

## Voruntersuchungen

Eine Reihe von Voruntersuchungen waren nötig, um den Aufbau des BEMC, wie er im vorangehenden Kapitel beschrieben wurde, festzulegen. Einige der wichtigsten dieser Untersuchungen sollen in diesem Kapitel behandelt werden.

Zunächst wird eine Auslesegeometrie mit schmalen Wellenlängenschiebern vorgestellt, die wesentlich kleinere 'cracks' in das BEMC eingeführt hätte, als sie das realisierte Design aufweist. Es wird erläutert, warum sie dennoch wegen starker Inhomogenitäten keine akzeptable Alternative darstellte. Ein zweiter wichtiger Punkt sind Vorstudien zur Reduktion von Ortsabhängigkeiten des Energiesignals der Module. Außerdem wird über das Verhalten einiger Komponenten des BEMC in Tests vor der Endmontage berichtet, Selektionskriterien für diese Komponenten erläutert und der Einfluß auf das Verhalten der BEMC-Module beschrieben.

### 3.1 Test einer alternativen Auslese

#### 3.1.1 Messungen mit Elektronen an Testmodulen

Die hier diskutierten Messungen fanden am CERN-SPS-Strahl H6 statt, der für das H1-Experiment zur Verfügung stand. Der CERN-Strahl H6 ist ein vom Superprotonensynchrotron SPS abgeleiteter Mittlere Energiestrahler (10 bis 230 GeV). Er wird folgendermaßen erzeugt: Im SPS werden Protonen bis auf  $450 \frac{\text{GeV}}{c}$  beschleunigt, nach Erreichen der Endenergie aus dem Ring extrahiert und auf ein Beryllium-Target gelenkt. In diesem Target erzeugte geladene Pionen und Elektronen werden durch Ablenkmagnete in die Strahlführung des H6-Beams geführt. Um den Strahl zum Experiment zu transportieren, ist zweimaliges Ablenken in vertikaler Richtung nötig. Um Strahlenergien von 40 GeV und weniger zu erreichen, ist zwischen diesen beiden Ablenkmagneten ein sekundäres Target erforderlich. Eine Reihe von weiteren Magneten und Kollimatoren ermöglichen die Fokussierung auf das Experiment und die Steuerung der Rate. Weitere Details finden sich z. B. in [COE85].

Zur präzisen Teilchenselektion standen zwei gasgefüllte Čerenkov-Zähler zur Verfügung, die sich die unterschiedlich großen Öffnungswinkel des Kegels der Čerenkov-Strahlung für Teilchen verschiedener Masse bei gleichem Impuls zunutze machen. Auf diese Weise war eine zuverlässige Trennung von Pionen und Elektronen möglich. Zur Bestimmung des Eintrittsorts von Teilchen in das Experiment standen zwei Vieldrahtkammern mit um  $90^\circ$  gegeneinander gedrehten Draht-

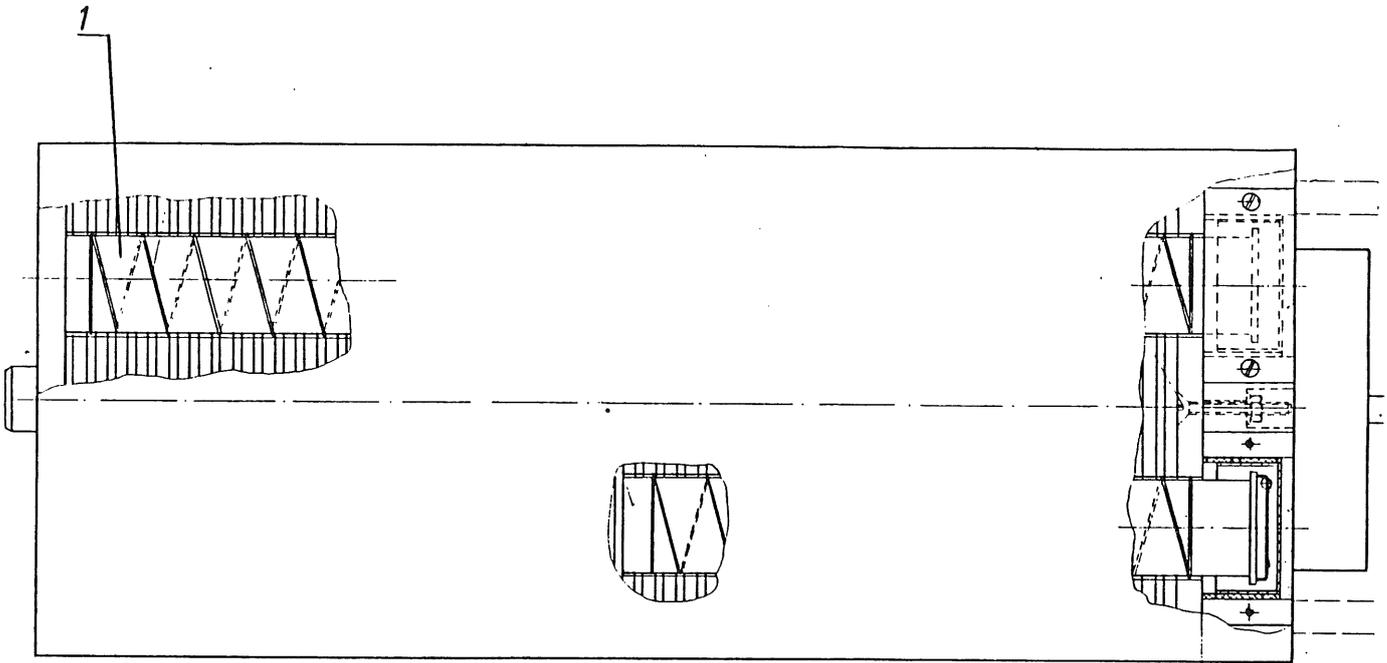


Abbildung 3.1: Seitenansicht eines Testmoduls  
 Der 30 mm breite Wellenlängenschieber ist mit 1 markiert.

ebenen zur Verfügung, die eine Ortsauflösung von etwa  $\pm 1$  mm erlaubten. Mit Hilfe dieser Ortsinformation konnten in der Analyse verschieden große Strahlflächen selektiert werden.

Die hier beschriebenen Tests wurden mit vier Modulen durchgeführt, die von je vier Wellenlängenschiebern mit 30 mm Breite ausgelesen wurden. Das Wellenlängenschiebermaterial weist, wie bereits erwähnt, eine Strahlungslänge von  $\lambda_0 \simeq 42\text{cm}$  auf. Es erzeugt somit Volumina im Detektor, die einer Entwicklung des Schauerprozesses alles andere als förderlich sind. Man kann solche Bereiche als 'Löcher' im Kalorimeter ansehen; es hat sich für sie die neudeutsche Bezeichnung 'crack' eingebürgert. Um die Ausdehnung solcher 'cracks' zu minimieren, wäre diese Konfiguration sehr geeignet gewesen. Abbildung 3.1 zeigt den Aufbau eines solchen Moduls in Längssicht. Erkennbar ist die azentrische Lage der 30 mm breiten Wellenlängenschieber. Im Gegensatz zu den Modulen des endgültigen Typs waren diese Testmodule nur mit einer lichtdichten Folie umhüllt. Da die verwendete Folie nicht die Steifigkeit des Stahlgehäuses im endgültigen Design erreichte, mußten die Module an je vier Stellen longitudinal durchbohrt und von 4 mm starken Stahlstangen zusammengehalten werden. Diese vier Module wurden für die Messungen in der in Abbildung 3.2 dargestellten Weise auf einem Fahrtisch montiert.

Die Aufbereitung der Rohdaten für die Analyse geschah durch Bestimmung und Subtraktion der Pedestals sowie Korrektur von Nichtlinearitäten mit Hilfe von Testpulsmessungen. Anschließend wurde die Summe aller 4 Diodensignale mit einem zentralen senkrechten Einschub in Energieeinheiten geeicht. Wo in diesem Abschnitt von der rekonstruierten Energie eines Moduls die Rede ist, ist die Summe dieser 4 Einzelsignale nach der beschriebenen Prozedur gemeint.

In Tabelle 3.1 sind die bei diesen Tests gemessenen Werte der Energieauflösung und Linea-

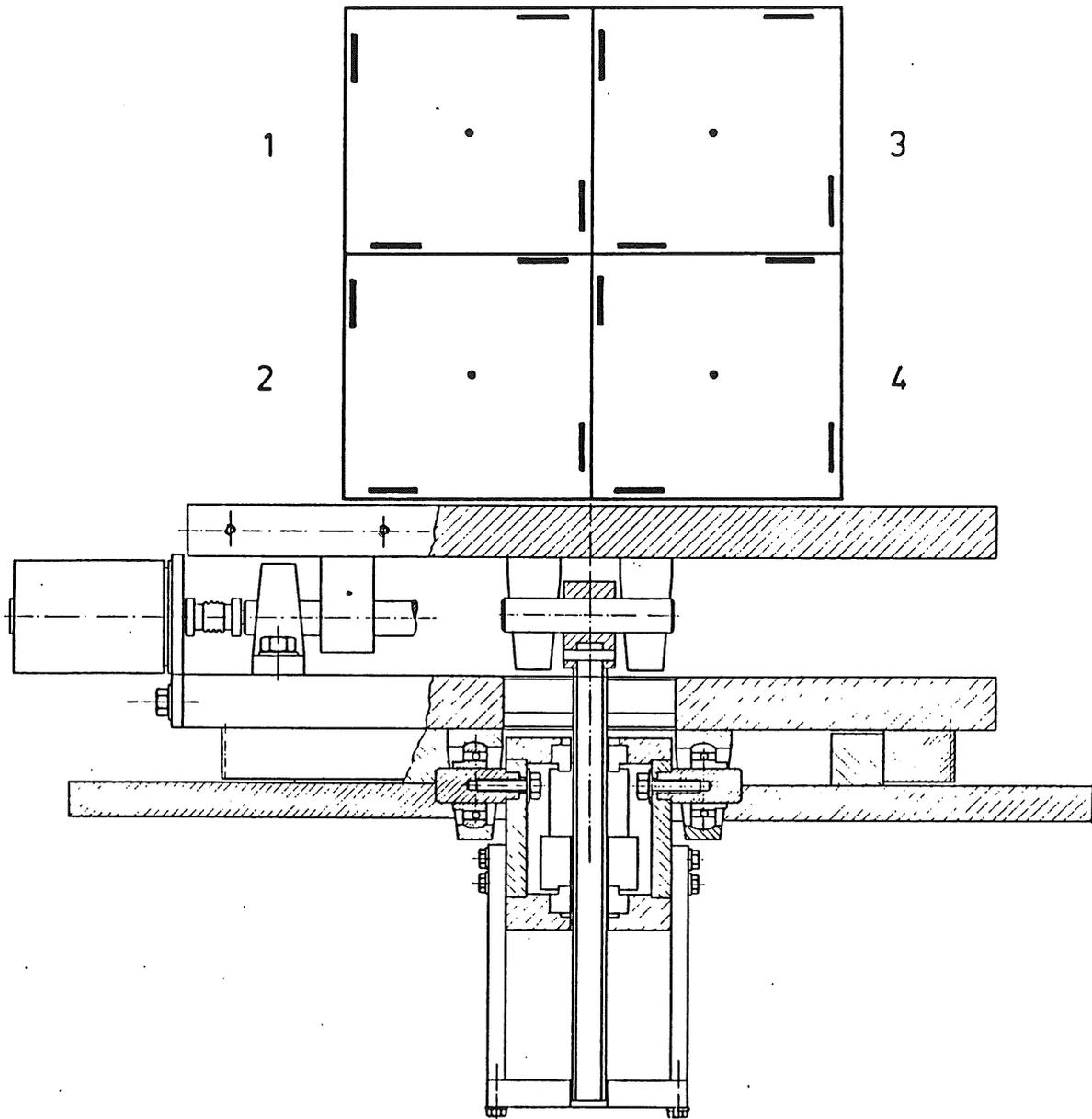


Abbildung 3.2: Testaufbau am CERN

Der Aufbau ist hier mit dem Strahl gesehen dargestellt. Die Positionen der Wellenlängenschieber sind für jedes Modul angedeutet. Der Mittelpunkt von Modul 2 wird im Text als Koordinatenursprung benutzt.

Modul	$\frac{E_{rec}}{E_{nom}}(10GeV)$	$\frac{E_{rec}}{E_{nom}}(20GeV)$	$\frac{E_{rec}}{E_{nom}}(30GeV)$	$\frac{\sigma}{E}(10GeV)$	$\frac{\sigma}{E}(20GeV)$	$\frac{\sigma}{E}(30GeV)$
1	0.993	0.997	1.003	0.034	0.022	0.020
2	1.007	0.997	1.001	0.031	0.023	0.018
3	1.004	1.004	1.010	0.033	0.023	0.020
4	0.983	0.996	1.006	0.032	0.022	0.020
SF				0.029	0.020	0.016

Tabelle 3.1: Linearität und Energieauflösung

Angegeben sind das Verhältnis von rekonstruierter zu nomineller Energie und die relative Energieauflösung aller vier Module für drei Energien bei zentralem Einschuß mit einem Strahlfleck von  $1 \times 1 \text{ cm}^2$ . Mit SF sind die reinen Samplingfluktuationen gemeint.

rität für zentralen Einschuß aufgeführt. Von der Ausnahme des Moduls 4 bei 10 GeV bewegen sich die Nichtlinearitäten im Bereich von  $\pm 1\%$ . Den experimentellen Energieauflösungen sind in der letzten Zeile die Erwartungen bei alleinigem Beitrag von Samplingfluktuationen der Größe  $\frac{9\%}{\sqrt{E}}$  beigefügt. Es läßt sich leicht abschätzen, daß hier noch ein zusätzlicher, konstanter Term von 1.1% anzunehmen ist.

Siliziumphotodioden wirken bei angelegter Sperrspannung nicht nur als optische Sensoren, sondern auch wie Halbleiterzähler. Das bedeutet, daß z. B. auch hochenergetische Photonen aus radioaktiven Quellen Elektron-Loch-Paare erzeugen. Da die mittlere Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares ( $E_{eh} = 3.6eV$ ) bekannt ist kann man eine Absoluteichung der Diodensignale mittels radioaktiver Präparate, die eine  $\gamma$ -Linien bekannter Energie erzeugen, vornehmen. Unter Ausnutzung des Halbleiterzähleffekts wurden mit  $^{57}\text{Co}$ - und  $^{241}\text{Am}$ -Quellen (siehe z. B. [PDG88]) alle Kanäle in Elektron-Loch-Paaren geeicht. Die Werte für die untersuchten 16 Kanäle lagen dabei zwischen 4000 und 6000 Elektron-Loch-Paaren pro GeV Schauerenergie, was einer vollen Schwankungsbreite von  $\pm 20\%$  entspricht. Als Mittelwert ergaben sich 4936 e-h-Paare mit einer relativen Standardabweichung von  $\pm 10.5\%$ .

Untersucht man diese Module in Einschußpositionen, die von der Zentralposition abweichen, so treten ihre unangenehmen Eigenschaften zutage. Tabelle 3.2 führt die Summe aller vier Module für verschiedene Einschußpositionen bei 20 GeV auf. Dabei wurde das Summensignal willkürlich auf Position(38.7,0.0) normiert und Elektronen aus einem Fenster von  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  um die angegebenen Positionen herum zugelassen (als Ursprung wurde der Mittelpunkt von Modul 2 gewählt). Die ersten fünf Datenpunkte liegen auf der Verbindungslinie der Mittelpunkte der beiden unteren Module. Hier weist die Energierekonstruktion noch einen weitgehend undramatischen Verlauf auf. Im Gegensatz dazu sind die Resultate der letzten drei Punkte zu sehen. Sie befinden sich 38.5 mm oberhalb der Verbindung zwischen den Mittelpunkten und weisen Signalüberhöhungen von mehr als 10% auf. Zu beachten ist, daß die größtmögliche Annäherung an einen Wellenlängenschieber in diesen Positionen noch nicht erreicht ist, so daß man bei vollständigem Abtasten der Oberfläche mit einem Elektronenstrahl eher noch größere Effekte erwarten muß. Des weiteren fällt in der Tabelle die im Vergleich zum Zentraleinschuß verschlechterte Energieauflösung auf. Setzt man pro Modul ein Rauschäquivalent von 150 MeV

$x(\text{mm})$	$y(\text{mm})$	$E_{norm}$	$\frac{\sigma}{E}$
38.7	0.0	1.0	0.046
58.1	0.0	0.986	0.047
77.5	0.0	1.003	0.050
96.9	0.0	0.986	0.044
116.3	0.0	0.992	0.044
0.0	38.5	1.013	0.045
38.7	38.5	1.054	0.056
116.3	38.5	1.115	0.056

Tabelle 3.2: Ortsabhängigkeit des Energiesignals I

Angegeben sind Werte, wie sie sich aus dem Summensignal aller 4 Module ergeben. Die Werte wurden auf die Position (38.7,0.0) normiert, wobei der Mittelpunkt von Modul 2 als Ursprung gewählt wurde. Die Strahlenergie betrug 20 GeV und der Strahlfleck wies eine Fläche von  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  auf.

[PEP89], Samplingfluktuationen von 9% und einen konstanten Term von 1.1% an, so erwartet man bei 20 GeV eine Energieauflösung des Summensignals der vier Module von 2.75%. Die starken Schwankungen der Auflösung und die Korrelation mit der Größe der Signalüberhöhung können als Hinweis auf starke lokale Inhomogenitäten in Abhängigkeit von der Lage des Schauerschwerpunkts gewertet werden.

Zur weiteren Beleuchtung der Ursachen sind in Tabelle 3.3 die Resultate für ein einzelnes Modul mit 20 GeV Elektronen jeweils aus einem Fenster von  $1 \times 1 \text{ cm}^2$  um die angegebenen Positionen herum aufgeführt. Man erkennt, daß in der Nähe eines Wellenlängenschiebers ein Bereich existiert, in dem das Signal des Moduls dasjenige in der Zentralposition deutlich überschreitet. Außerdem zeigen sich die oben vermuteten lokalen Inhomogenitäten sehr deutlich: zwischen den beiden Positionen (10.0 , 48.5) und (28.7 , 48.5) ändert sich das Signal zum Beispiel um 15 %.

### 3.1.2 Ursachen der Signalüberhöhung

Zur Untersuchung lokaler Inhomogenitäten in einem Kalorimeter ist ein Elektronenstrahl nicht immer das geeignetste Mittel. Dafür gibt es zwei wesentliche Gründe: Erstens ist ein Schauer ein räumlich ausgedehnter Prozess, so daß starke lokale Ortsabhängigkeiten womöglich abgeschwächt erscheinen. Zweitens verliert ein Schauer in ortsabhängiger Weise Energie durch seitliches Herauslecken von Teilchen aus dem untersuchten Modul, so daß es zu einer Vermischung zweier ortsabhängiger Effekte kommt. Diese Probleme lassen sich vermeiden, wenn man eine einzelne Szintillatorplatte durch Anregung mit UV-Licht untersucht. Auf diese Weise wird die Montage einer Vielzahl von Testmodulen vermieden und doch die Ursache des Problems, nämlich die Lichtausbreitung im Szintillator, untersucht.

Als Quelle wurde eine Xenon-Blitzlampe verwendet, deren sichtbare Spektralkomponenten

mm	-10.0	0.0	10.0	28.7	38.7	48.1	48.7	58.1	68.1
68.1						0.953		0.769	0.660
58.1						0.994		0.812	0.666
48.5	0.920	0.918	0.946	1.096	1.094		1.010		
48.1						1.000		0.857	0.712
38.5	0.946	0.939	0.964	1.060	1.052		0.995		
28.5	0.966	0.965	0.978	1.023	1.007		0.974		
10.0	0.992	0.994	0.988	0.947	0.924	0.893	0.900	0.866	0.805
0.0	0.995	1.0	0.990	0.949	0.924	0.894	0.897	0.866	0.819
-10.0	0.993	0.993	0.990	0.969	0.954	0.925	0.924	0.888	0.847

Tabelle 3.3: Ortsabhängigkeit des Energiesignals II

Im Gegensatz zur Tabelle 3.2 werden hier die Signale des Moduls 2 allein für verschiedene Positionen angegeben. Es wurde dabei auf die Zentralposition des Moduls (0.0, 0.0) normiert. Jede Zeile gehört zur selben y-Position und jede Spalte zur selben x-Position. Die Strahlenergie betrug 20 GeV und der Strahlfleck wies eine Fläche von  $1 \times 1 \text{ cm}^2$  auf.

mit UV-durchlässigen Filtern ausgeblendet wurden. Der UV-Anteil wurde durch eine optische Faser von  $200 \mu\text{m}$  Durchmesser an die zu untersuchende Szintillatorplatte transportiert. Um Messungen in reproduzierbarer Weise zu ermöglichen, wurde der Szintillator durch eine Lochmaske (siehe Abbildung 3.3) abgedeckt. Das Ende der optischen Faser war mit einer Kunststoffassung versehen, die genau in die Bohrungen der Lochmaske paßte. Dadurch wurde das UV-Licht senkrecht zur Oberfläche eingestrahlt und von den Farbstoffmolekülen im Szintillator in blaues Licht umgesetzt, was den Vorgängen bei Durchgang geladener Teilchen aus einem Schauer recht nahe kommt. Um die Messung so wirklichkeitsnah wie möglich zu gestalten, wurde an der in der Abbildung 3.3 schraffierten Position mit einem 30 cm langen Wellenlängenschieber ausgelesen, an dessen Ende eine Photodiode mit transparentem Silikonkleber befestigt war. Der gesamte Aufbau befand sich selbstverständlich in einem lichtdichten Kasten.

Um die Konstanz der Lichtquelle und die Reproduzierbarkeit des Positionswechsels zu kontrollieren, wurde erstens eine zweite optische Faser von einer Referenzdiode ausgelesen und zweitens die Position 33 jeweils nach eine Meßreihe von fünf Positionen erneut gemessen. Die beobachteten Schwankungen waren in beiden Fällen nicht größer als  $\pm 1\%$ .

Die Meßwerte sind normiert auf Position 33 in Tabelle 3.4 aufgeführt. Man beobachtet in Position 25, die dem Wellenlängenschieber am nächsten kommt, ein nahezu dreifach überhöhtes Signal. Um zu überprüfen, inwieweit die Geometrie für den Effekt verantwortlich ist, wurde die Meßreihe von Position 21 bis 25 gesondert betrachtet. In Tabelle 3.5 sind die Signale dieser Reihe normiert auf Position 21 aufgeführt. Die letzte Spalte enthält dabei den Winkel  $\alpha$ , der durch die Verbindungslinien vom Anregungsort zu den beiden Kanten der Wellenlängenschiebernut aufgespannt wird. Für die Position 21 muß näherungsweise eine Verdopplung dieses Winkels durch Totalreflexion an der Oberkante der Szintillatorplatte angenommen werden. Bis Position 23 verschwindet dieser Effekt. Für Position 25 wird der effektive Winkel durch den

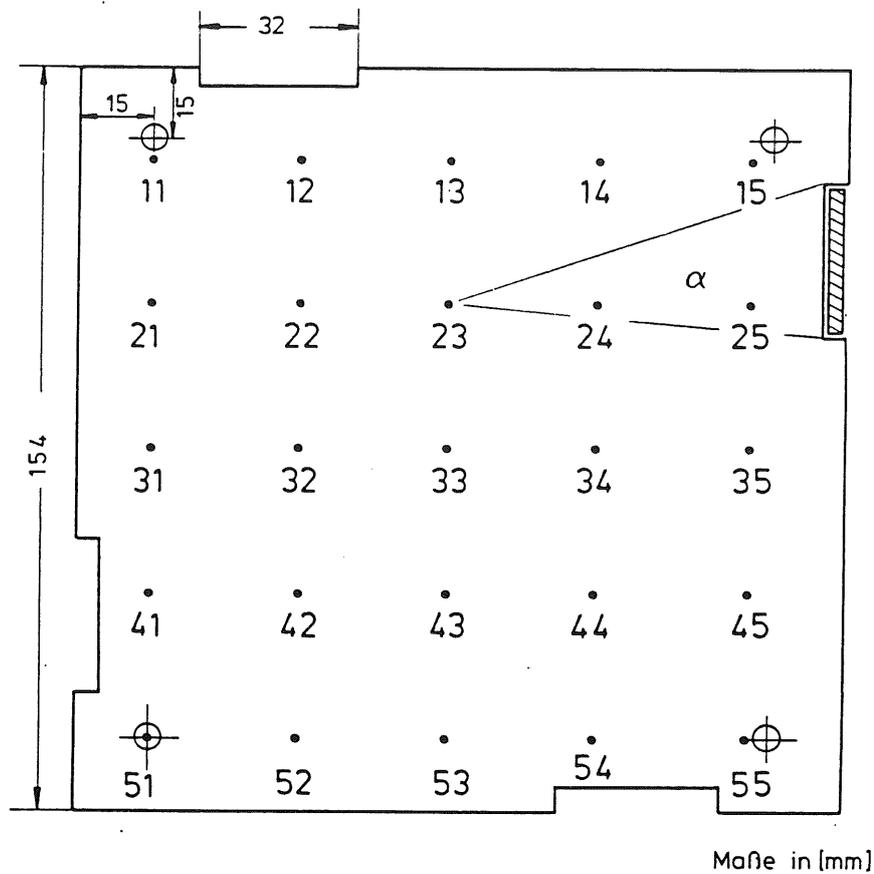


Abbildung 3.3: Lochmaske zur Lichtquellenmessung

Neben den Positionen der Lichteinspeisung sind die Bohrungen für die vier Haltestangen angedeutet. Die mit 51 markierte Position fällt genau mit solch einer Bohrung zusammen. Der ausgelesene Wellenlängenschieber ist durch Schraffur hervorgehoben. Der Winkel  $\alpha$  ist für Position 23 eingetragen.

Position	Signal								
11	1.209	21	1.209	31	1.000	41	0.721	51	-
12	1.287	22	1.221	32	0.959	42	0.713	52	0.545
13	1.357	23	1.324	33	1.000	43	0.627	53	0.574
14	1.348	24	1.721	34	0.837	44	0.648	54	0.598
15	1.127	25	2.836	35	0.869	45	0.787	55	0.656

Tabelle 3.4: Lichtquellenmessungen

Die Werte wurden auf die Position 33 normiert. Für Position 51 existiert kein Meßwert, da sich an dieser Stelle eine Bohrung im Szintillator befand.

Position	Signal	$\alpha(Pos.)$	$\frac{\alpha(Pos.)}{\alpha(21)}$
21	1.000	27.0°(13.6°)	1.00
22	1.010	17.4°	0.64
23	1.095	24.0°	0.89
24	1.423	38.7°	1.43
25	2.346	72.0°(87.3°)	2.67

Tabelle 3.5: Signal und Winkel

Die Werte wurden auf die Position 21 normiert. Für Positionen 21 und 25 sind die rechnerischen Werte für  $\alpha$  in Klammern angegeben. In 21 wurde eine Verdoppelung durch Reflexion an der oberen Kante angenommen und 25 wegen Totalreflexion an der Auslesekannte korrigiert.

Grenzwinkel der Totalreflektion reduziert. Unkorrigierte Werte sind in der Tabelle in Klammern angegeben. In der letzten Spalte ist der korrigierte Öffnungswinkel normiert auf den Öffnungswinkel in Position 21 eingetragen. Man sieht, daß unter den oben dargelegten Annahmen über die Rolle der Totalreflexion, in den Positionen 24 und 25 die Signal- und Winkelverhältnisse gut übereinstimmen. Man muß offenbar tatsächlich die Geometrie der Auslese als Hauptursache der Inhomogenitäten ansehen. In diesem Falle ist jedoch der Versuch einer Korrektur mittels partiell geschwärzter Reflektoren auf der Szintillatoroberfläche nicht erfolgversprechend.

Die Eigenschaften von Modulen dieser Konfiguration wurden im Rahmen mehrerer Diplomarbeiten ([WUN88], [HAR88] und [PEP89]) eingehend untersucht. Dort wurden verschiedene Versuche unternommen, die Inhomogenitäten durch Anwendung von Korrekturalgorithmen auf Rohdaten aus Messungen mit Elektronenstrahlen zu reduzieren. Alle dabei untersuchten Verfahren hinterließen jedoch nach Ausschöpfung ihrer Möglichkeiten Ortsabhängigkeiten von  $\pm 3\%$ . Damit wurde diese Konfiguration trotz des Vorteils kleiner cracks im BEMC als ungeeignet eingestuft und verworfen.

## 3.2 Studien zur Homogenität

### 3.2.1 Messungen mit zwei Prototypen am DESY

Die bisher diskutierten Tests haben gezeigt, daß eine Reduktion des toten Materials im BEMC durch schmale Wellenlängenschieber mit unkorrigierbaren Ortsabhängigkeiten des Detektorsignals erkaufte wird, die vorwiegend geometrische Ursachen haben. Solche Geometrieeffekte spielen sicher keine Rolle mehr, wenn eine komplette Seite der Szintillatoren ausgelesen wird. Dementsprechend wurde die Geometrie geändert: die Auslese zweier neuer Prototypmodule erfolgte durch je zwei Wellenlängenschieber an zwei gegenüberliegenden Seiten. An den beiden verbleibenden Seiten wurde mit je einem Wellenlängenschieber ausgelesen, der die hinteren 35 Szintillatoren auslas (vergleiche Abbildung 2.2 Typ A). Diese beiden Prototypen kamen damit im Prinzip dem Aufbau der endgültigen Module bereits sehr nahe, nur waren sowohl Szintillatoren als auch Wellenlängenschieber mit vollständig weißen Reflektorpapieren versehen worden.

Modul	$c_0$	$c_1(\text{MeV})$	$c_2(\sqrt{\text{MeV}})$
1	$\simeq 0$	77	93
2	$\simeq 0$	90	93

Tabelle 3.6: Energieauflösung zweier Prototypmodule

Der Parameter  $c_1$  wird durch elektronisches Rauschen dominiert, während  $c_2$  die Sampling-Fluktuationen wiedergibt.

Diese beiden Module wurden am DESY-Teststrahl mit Elektronen getestet. Unter Verwendung der in Kapitel 1 angegebenen Parametrisierung zur Beschreibung der Energieauflösung der Module (Gleichung 1.20), erhält man die in Tabelle 3.6 angegebenen Werte für die Parameter. Bedeutsamer sind jedoch die Resultate bezüglich der Ortsinhomogenität. Parallel zu den Messungen am Elektronenstrahl, wurden Untersuchungen mit der Xe-Blitzlampe an einzelnen Szintillatorplatten der gleichen Geometrie durchgeführt, wobei eine modifizierte Version des im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Versuchsaufbaus benutzt wurde [EIS90]. Die dabei meßbare Signalüberhöhung in Abhängigkeit vom Anregungsort wurde zur Korrektur der Elektronendaten verwendet. Dabei wurde unter Ausnutzung der Kenntnis des Einschubortes im Modul das Energiesignal entsprechend der an der Szintillatorplatte am gleichen Ort gemessenen Überhöhung der Lichtausbeute korrigiert. In der Abbildung 3.4 ist das unkorrigierte Verhalten der Energiesumme beider Module für einen Ortsscan über beide Module mit 3 GeV Elektronen dargestellt. Die Signalüberhöhung erreicht in der Nähe des cracks zwischen beiden Modulen 10 %. Demgegenüber weisen die korrigierten Daten nur noch Inhomogenitäten von  $\pm 2\%$  auf (Abbildung 3.5). Dieser Erfolg belegt, daß das Verfahren der Bestimmung von Ortsabhängigkeiten mit Hilfe der Xe-Blitzlampe an einzelnen Szintillatorplatten auf das Verhalten von Kalorimetermodulen gleichen Querschnitts übertragbar und somit sinnvoll ist. Mit diesem Hilfsmittel wurde eine Reihe von Untersuchungen an Szintillatoren und Wellenlängenschiebern aller im BEMC auftretenden Geometrien auf die Möglichkeit und Optimierung der Korrektur von Inhomogenitäten durch Verwendung partiell geschwärzter Reflektorpapiere durchgeführt.

Als bestes Muster zur Korrektur wurde im Falle der quadratischen Module ein schwarzer Streifen von 1 cm Breite an den Auslesekanten gefunden [EIS90]. Die optimalen Abschattungen für die nichtquadratischen Module sehen dagegen komplizierter aus [ESC91]. Zum Ausgleich longitudinaler Inhomogenitäten sind die Reflektoren hinter den langen Wellenlängenschiebern auf den hinteren 10 cm mit abgestuften Grautönungen abgeschattet [EIS90]. Ähnliche Untersuchungen wurden auch innerhalb der ZEUS Kollaboration durchgeführt [HRT90].

Die Begründung für die Wirksamkeit der Schwärzung ist im Falle von Szintillator und Wellenlängenschieber etwas unterschiedlich: Im Szintillator erzeugtes Licht erreicht entweder direkt oder nach sehr wenigen Reflektionen die Auslesekanten. Darüberhinaus gibt es einen Anteil, der durch Verunreinigungen im Szintillator aus dem Winkelbereich der Totalreflektion gestreut wird oder bereits bei der Erzeugung außerhalb dieses Bereichs liegt. Dieser Anteil kann durch diffuse Reflektion an den Reflektorpapieren in den Szintillator zurückgestreut werden. Da die diffuse Reflektion jedoch eine  $\cos^2$ -Abhängigkeit aufweist, wird die Bedeutung dieses Anteils mit wachsendem Abstand zur Auslesekante schnell geringer. Durch die erwähnten Balkenstruktur auf den Reflektoren wird er gerade für Erzeugungsorte nahe der Auslesekante unterdrückt.

Der Wellenlängenschieber wird auf seiner Rückseite mit einer Reflektorfolie versehen, damit Photonen, die ohne Wechselwirkung die Wellenlängenschieberplatte passiert haben, diese noch ein zweites Mal durchlaufen können. Man kann also durch unterschiedliche lokale Schwärzung des Reflektors eine teilweise oder vollständige Unterdrückung dieses Anteils erreichen und so longitudinale Abhängigkeiten kompensieren.

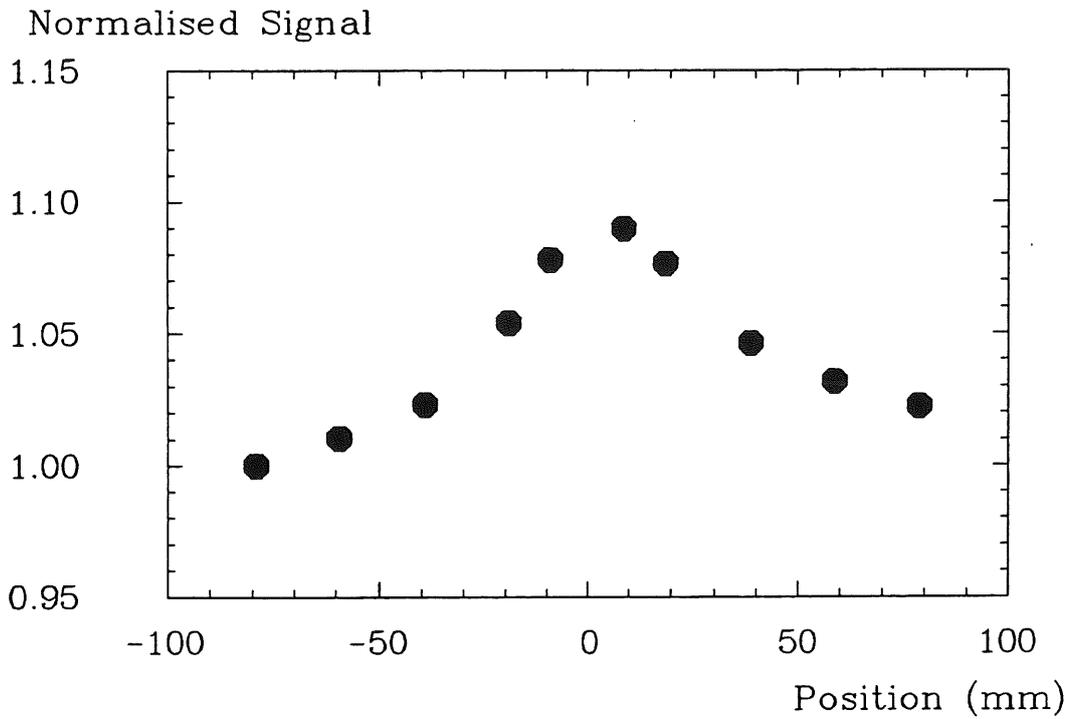


Abbildung 3.4: Unkorrigierte Pulshöhe

Die Daten stammen aus einem Ortsscan mit 3 GeV Elektronen über die Trennfläche zwischen den Modulen hinweg. Man erkennt im Bereich des cracks eine Signalüberhöhung von 10 %. Zu beachten ist der unterdrückte Nullpunkt der y-Achse.

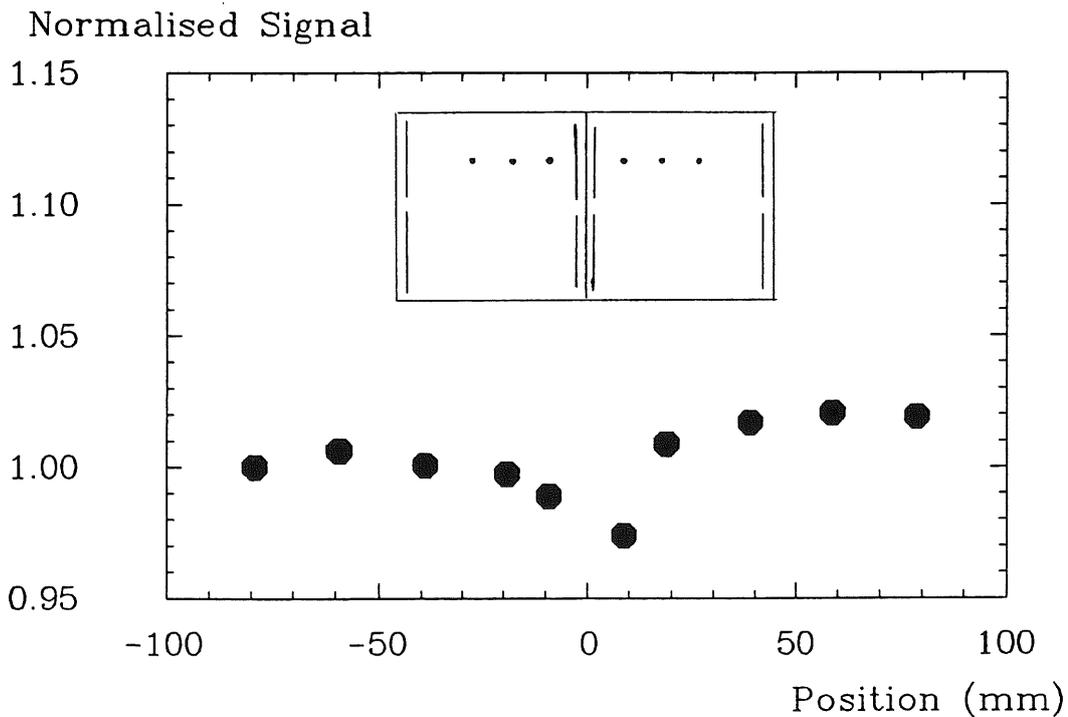


Abbildung 3.5: Korrigierte Pulshöhe

Hier sind die gleichen Daten nach Anwendung der Korrektur gezeigt. Die Ortsabhängigkeit ist auf  $\pm 2\%$  reduziert worden. Auch hier wurde der Nullpunkt der y-Achse unterdrückt.

## 3.3 Selektion der Komponenten

### 3.3.1 Zuordnung der Komponenten

Um ein möglichst gleichartiges Verhalten der einzelnen Auslesekanäle sowie geringe Unterschiede zwischen den Modulen zu erreichen, wurden vor der Montage sämtliche Elemente der optischen und der elektronischen Kette bis zum Line Receiver vermessen und entsprechend kombiniert. Für jede Photodiode wurden der Dunkelstrom und die Sperrschichtkapazität in Abhängigkeit von der angelegten Sperrspannung gemessen. Die Abbildung 3.6 zeigt die Ergebnisse kombiniert für sämtliche Dioden. Die Kapazität sinkt bereits bei 15 Volt Sperrspannung für sämtliche Dioden auf Werte von weniger als 100 pF ab und im vorgesehenen Einsatzbereich zwischen 20 und 30 Volt wird mit geringen Schwankungen ein Wert von 80 pF erreicht. Somit stellt die Sperrschichtkapazität kein Selektionskriterium dar. Der Dunkelstrom weist dagegen Unterschiede um einen Faktor 5 auf. Da die Hauptaufgabe des BEMC in der präzisen Messung elektromagnetischer Schauer zu sehen ist, kommt der einwandfreien Funktion der langen Wellenlängenschieber die höhere Priorität zu. Dioden mit hohem Dunkelstrom wurden deshalb auf kurzen Wellenlängenschiebern eingesetzt und solche mit niedrigem Dunkelstrom auf langen Wellenlängenschiebern.

Im Anschluß an die Prozedur des Aufklebens der Photodioden wurde jeder Wellenlängenschieber auf seine Lichtausbeute hin vermessen. Dazu wurde in festgelegten Positionen das Licht einer Szintillatorplatte eingestrahlt, die mit UV-Licht angeregt worden war. Die resultierende Verteilung wies eine Breite von  $\sigma = 4.6\%$  auf.

Gleichzeitig wurden Vorverstärker, Line Driver und Line Receiver Tests mit elektronischen Pulsen unterzogen. Die Vorverstärker wiesen nur geringe Unterschiede im Verstärkungsverhalten auf, dafür zeigte eine Betrachtung des Rausch-zu-Signal-Verhältnisses Unterschiede, die einen Faktor 3 ausmachten. Line Driver und Receiver wurden auf ihre Verstärkung hin untersucht. Erstere zeigten dabei eine Verteilung mit einer Breite von  $\sigma = 3\%$ , während letztere mit  $\sigma = 1\%$  deutlicher weniger streuten. Während der Montage wurden dann lichtschwache WLS-Dioden-Kombinationen mit rauscharmen Vorverstärkern und hochverstärkenden Line Drivern kombiniert und umgekehrt. Als Ergebnis dieser Bemühungen wies die Verteilung der Kalibrationskonstanten, die später nötig waren, um die Signale sämtlicher Kanäle auf eine konstante Energie abzugleichen, eine Streuung von nur  $\sigma = 6.3\%$  auf. Bei der Beurteilung dieser Zahl ist zu berücksichtigen, daß der optische Kontakt zwischen Szintillatoren und Wellenlängenschiebern erst bei der Montage entsteht und sich somit jeglicher Selektion entzieht. Hinzu kommt, daß die dem Line Receiver folgende Elektronik ungetestet blieb und ihr Einfluß somit nicht bekannt ist.

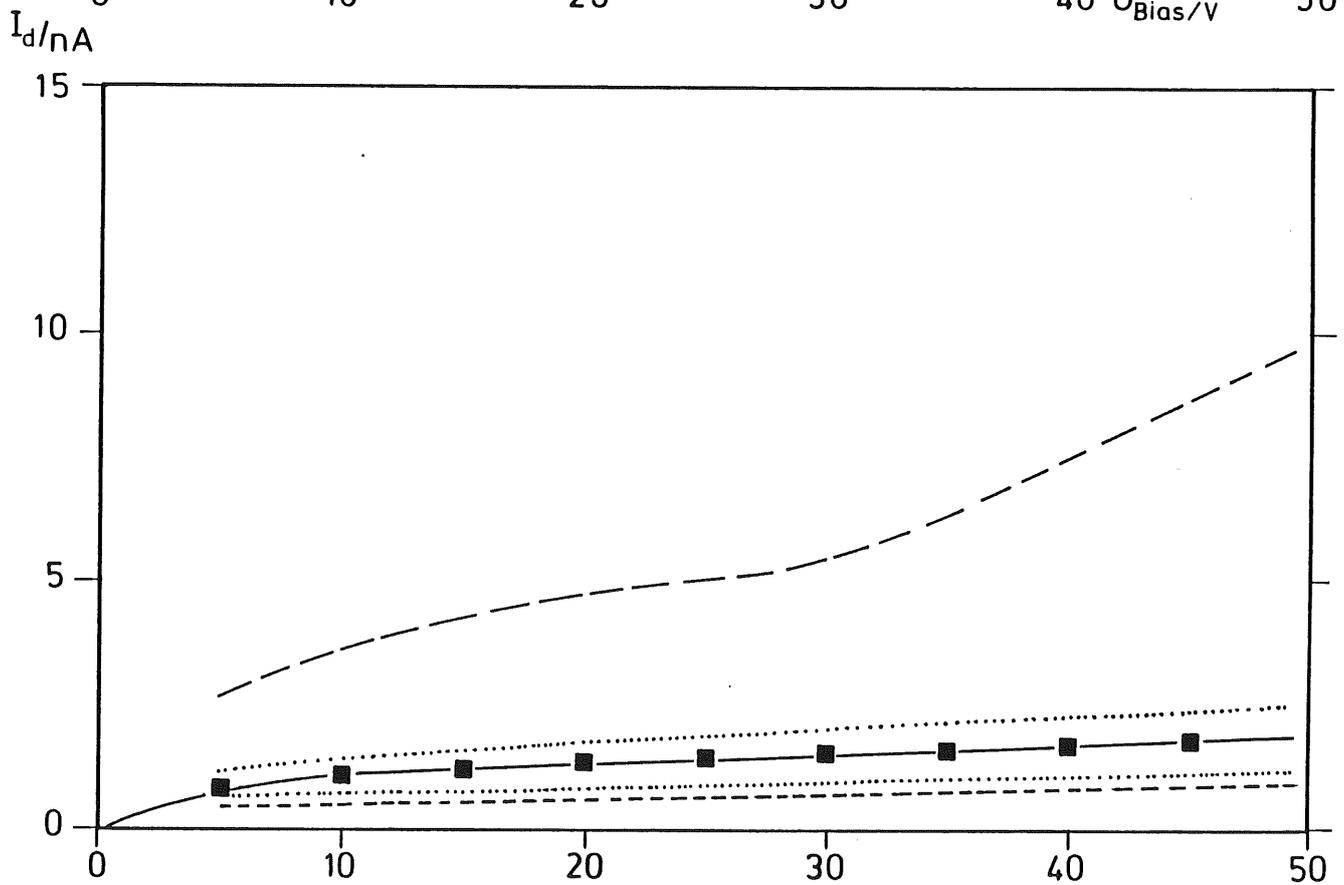
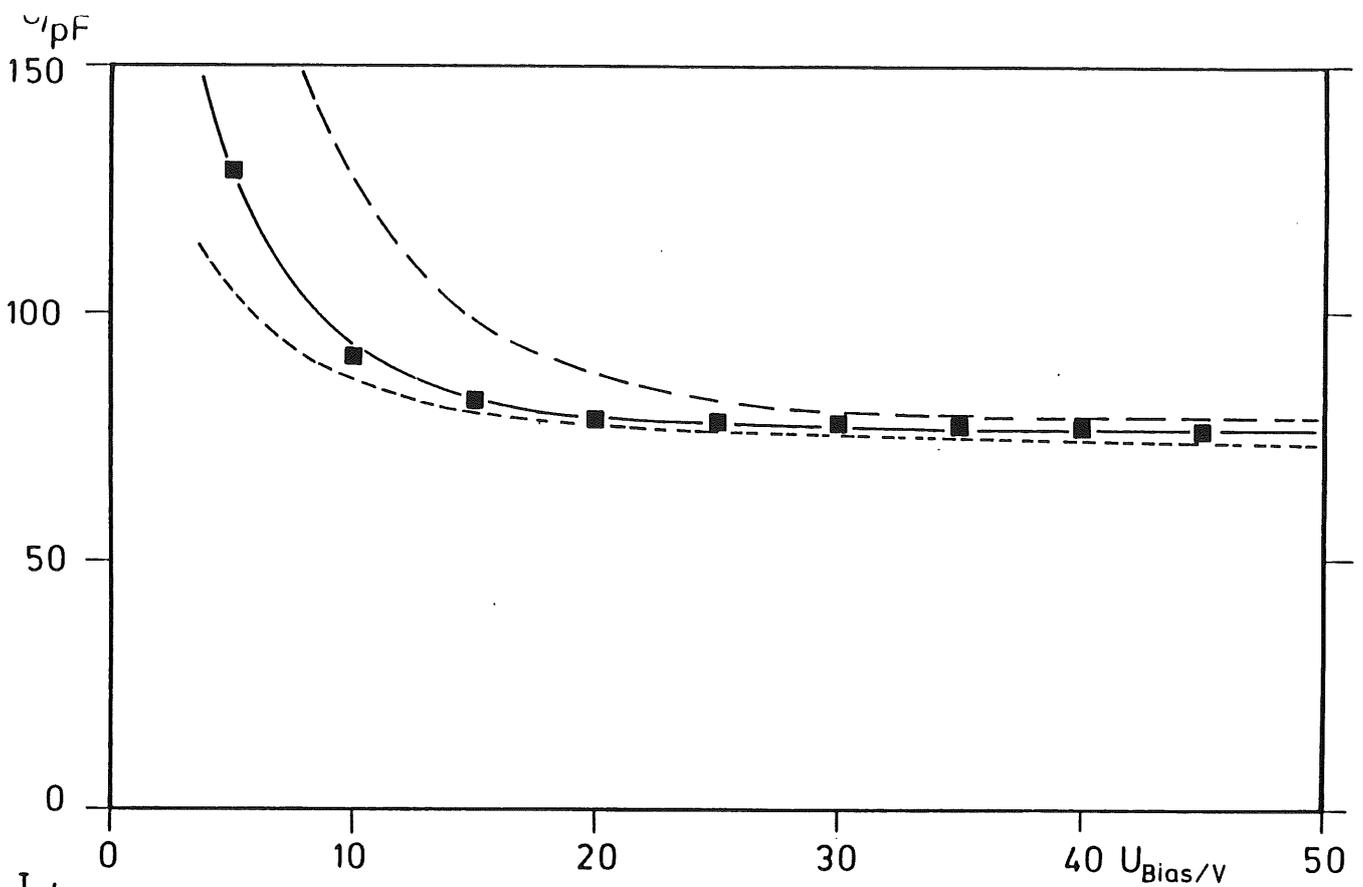


Abbildung 3.6: Kapazität und Dunkelstrom

Dargestellt sind die Messergebnisse sämtlicher Dioden. Man sieht, daß die Kapazitätsunterschiede wesentlich geringer sind als die Dunkelstromdifferenzen. In beiden Grafiken bedeuten die gestrichelten Kurven die Grenzen von minimalen und maximalen Meßwerten. Im unteren Bild ist durch gestrichelte Kurven zusätzlich der Bereich einer Standardabweichung angedeutet.

# Kapitel 4

## Messungen am DESY Teststrahl

Nachdem durch eine Reihe von Vorstudien, wie sie im vorangegangenen Kapitel beschrieben wurden, die endgültige Struktur des BEMC festgelegt worden war, konnte die Serienfertigung von Modulen aufgenommen werden. Vor dem Einbau des BEMC in den H1-Detektor stand selbstverständlich eine Funktions- und Qualitätskontrolle aller Module, sowie die Bereitstellung einer ersten Kalibration des BEMC mit Hilfe eines Teilchenstrahls.

Hierfür kamen zwei Möglichkeiten in Frage: Je ein dem H1-Experiment reservierter Teststrahl am DESY und am CERN. Der DESY-Teststrahl weist drei wesentliche Nachteile auf. Zum ersten existiert keine absolute Energieeichung für ihn, zum zweiten ist er in der Energie auf maximal 6 GeV begrenzt und zum dritten liefert er nur Elektronen. Der CERN-Teststrahl ist demgegenüber in der Lage, auch Pionen und Muonen bereitzustellen, ist in der Energie erst oberhalb von 200 GeV limitiert und ist mit einer Präzision von besser als 1 % geeicht. Seine Nachteile sind die Entfernung zwischen Hamburg und Genf und Begrenzungen in der Verfügbarkeit von Strahlzeit. Es wurde daher folgendes Programm durchgeführt: Vor der Endmontage wurden alle Module am DESY-Teststrahl auf Funktion geprüft und relativ zueinander kalibriert. Zu einem späteren Zeitpunkt wurden dann einige Reservemodule im CERN-Teststrahl vermessen. Die für diese Module gewonnene Absoluteichung soll mit Hilfe der relativen Kalibration auf das gesamte BEMC übertragen werden.

Sobald der Experimentierbetrieb bei HERA begonnen hat, wird die Eichung des BEMC mit Hilfe der quasielastisch gestreuten Elektronen vorgenommen werden, die einen Peak in der Nähe (winkelabhängig) von 30 GeV erzeugen.

### 4.1 Der DESY Teststrahl 22

#### 4.1.1 Aufbau des Teststrahls

Der Teststrahl 22 stellt Elektronen mit nutzbaren Raten aus dem Energiebereich von 1 bis 6 GeV zur Verfügung. Er wird vom DESY II, einem Elektronensynchrotron mit einer Maximalenergie von 7.5 GeV, bereitgestellt, ohne daß dabei Elektronen aus dem Ring extrahiert werden. Vielmehr werden an einem primären Target, das aus einem Kohlefaden besteht, in der Vakuumkammer des Beschleunigers Bremsstrahlungsquanten erzeugt und durch ein Vakuum-

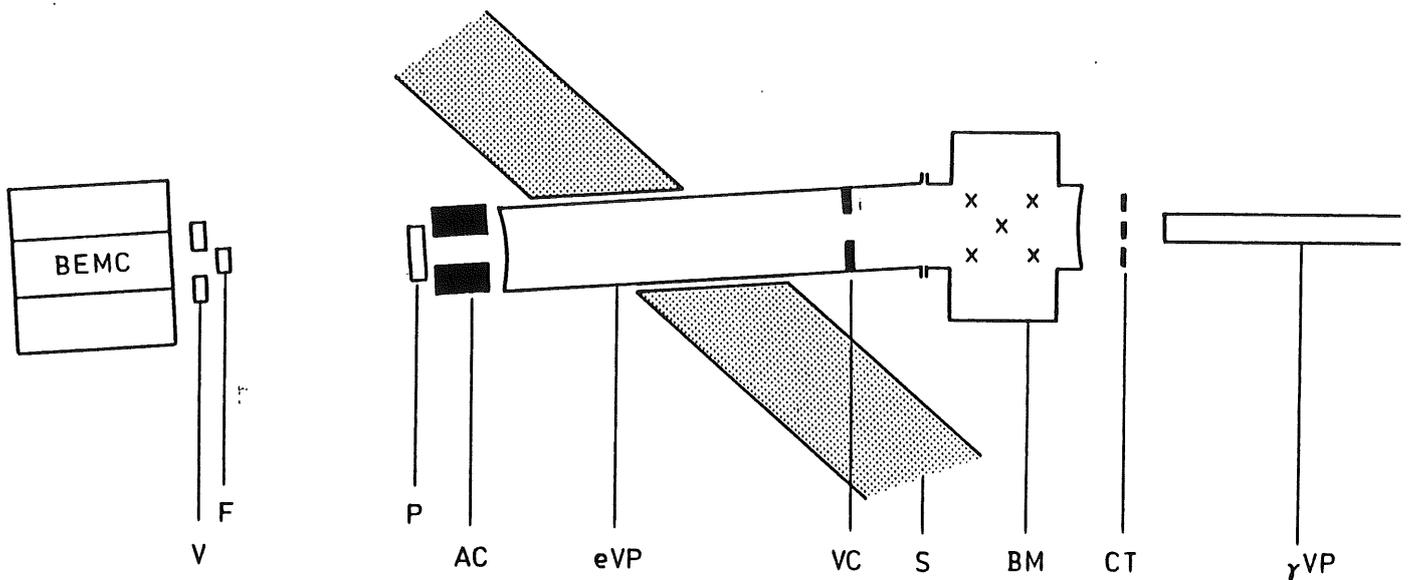


Abbildung 4.1: Der DESY Teststrahl 22

Die Weglänge vom Magneten zu den BEMC-Modulen beträgt ungefähr 20 m. Etwa 7 m haben die Elektronen nach Austritt aus dem Vakuumrohr in Luft zurückzulegen. Bedeutung der Symbole: V = Veto­zähler, F = Szintillatorfinger, P = Szintillatorpaddel, AC = Luftkollimator, eVP = Vakuumrohr des Elektronenstrahls, VC = Vakuumkollimator, BM = Ablenkmagnet, CT = Konversionstarget,  $\gamma$ VP = Vakuumrohr für Photonen.

rohr tangential aus dem Ring auf ein sekundäres Konversionstarget geführt. Erst in diesem Target entstehen die dem Experimentator zur Verfügung stehenden Elektronen.

Abb. 4.1 stellt schematisch die wichtigsten Elemente der Strahlführung dar. Man sieht, daß sich der Halter mit Konversionstargets in Luftatmosphäre befindet. Der Targethalter enthielt mehrere Targets unterschiedlicher Dicke, es wurde jedoch in aller Regel 1 mm Aluminium benutzt.

Das Target wird von den Bremsstrahlungsphotonen durch eine 0.1 mm dicke Aluminiummembran erreicht. Hinter ihr treten Photonen und Konversionselektronen durch eine Kaptonfolie in das Vakuumsystem des Ablenkmagneten und nachfolgenden Strahlrohres ein. Der Magnet bildet Elektronen gewünschter Energie durch Ablenkung um  $1.5^\circ$  auf die Vakuumkollimatoren ab. Die Vakuumkollimatoren können horizontal und vertikal verstellt werden und hatten während der im folgenden beschriebenen Messungen eine Öffnung von  $1 \times 1 \text{ cm}^2$ . Der Luftkollimator am Austrittsfenster des Vakuumrohres hatte die gleiche Öffnung. Der Magnetstrom konnte durch eine an der Steuereinheit abzugreifende Kontrollspannung überwacht werden. Während der Messung standen Digitalvoltmeter mit 3 und 5 Dezimalen hinter dem Komma zur Verfügung. Die Verwendung des genaueren DVM's zeigte Schwankungen des Magnetstroms, die ausreichten den vermeintlichen Gewinn an Präzision zu kompensieren. Eine vorsichtige Abschätzung des Fehlers in der relativen Energiebestimmung ergab die in Tabelle

$E_{nom}$ (GeV)	Zählwerk	DVM (V)	$\frac{\Delta E}{E}$ (%)
1	37.4	0.0561	1.8
2	74.8	0.1122	0.9
3	112.2	0.1683	0.6
4	149.6	0.2244	0.5
5	187.0	0.2805	0.4
6	224.4	0.3366	0.3

Tabelle 4.1: Unsicherheit der Strahlenergie

In der letzten Spalte wird eine Abschätzung der Fehler durch Ableseungenauigkeit bzw. Magnetstromschwankungen angegeben.

4.1 aufgeführten Werte. Da der Teststrahl 22 nie geeicht wurde, ist die absolute Genauigkeit der Energieeinstellung unbekannt.

Während der Messungen stellte sich heraus, daß der Magnet am Eintrittsflansch ein Vakuumleck aufwies. Dadurch lag im Vakuumrohr eVP ein 'parasitäres Konversionstarget' vor, welches zu einem unvermeidbaren Untergrund führte. Dieser Untergrund soll im nächsten Abschnitt genauer diskutiert werden.

### 4.1.2 Untersuchungen zum Strahluntergrund

Der Ablenkmagnet, der im Teststrahl zur Impulsselektion dient, ist, wie bereits erwähnt, Teil des evakuierten Strahlführungssystems. Der Magnet ist eingangsseitig durch einen Flansch mit einem Eintrittsfenster aus Kapton-Folie verschlossen. Die Dichtung dieses Flansches war defekt, was zu einem konstanten Gastrom durch das Strahlführungssystem führte, weil die Vakuumpumpe am Ausgang des Strahlrohres zum Experiment hin montiert war. Damit stand im Feld des Ablenkmagneten ein weiteres Target zur Paarerzeugung zur Verfügung. Als Folge entstand neben dem Peak mit der gewünschten Energie ein Untergrund von Elektronen mit Energien, die sich von 0 GeV bis zur eingestellten Nominalenergie erstreckten, wie in Abbildung 4.2 zu erkennen ist.

Um die Eigenschaften des beobachteten Untergrundes und seine Auswirkungen auf die Energierekonstruktion zu verstehen, wurden Daten mit unterschiedlich dicken Konversionstargets genommen. Während der Analyse der Daten wurde an den Peak im Spektrum, der durch Elektronen mit Nominalenergie zustande kommt, eine Gaußkurve von  $E(\frac{n_{max}}{2})$  bis  $E(\frac{n_{max}}{15})$  um das Maximum bei der Energie  $E(n_{max})$  herum angepaßt (siehe Abbildung 4.2). Die Fitparameter wurden verwendet, um den 'physikalischen' Anteil aus den Spektren zu subtrahieren und den verbleibenden Rest zu quantifizieren. Das typische Bild so eines Untergrundspektrums ist in Abbildung 4.3 zu sehen.

Tabelle 4.2 faßt die Ergebnisse dieser Untersuchung zusammen. Aus dieser Tabelle sind Daten für eine Energie von 5 GeV bei drei verschiedenen dicken Konversionstargets in Abbildung

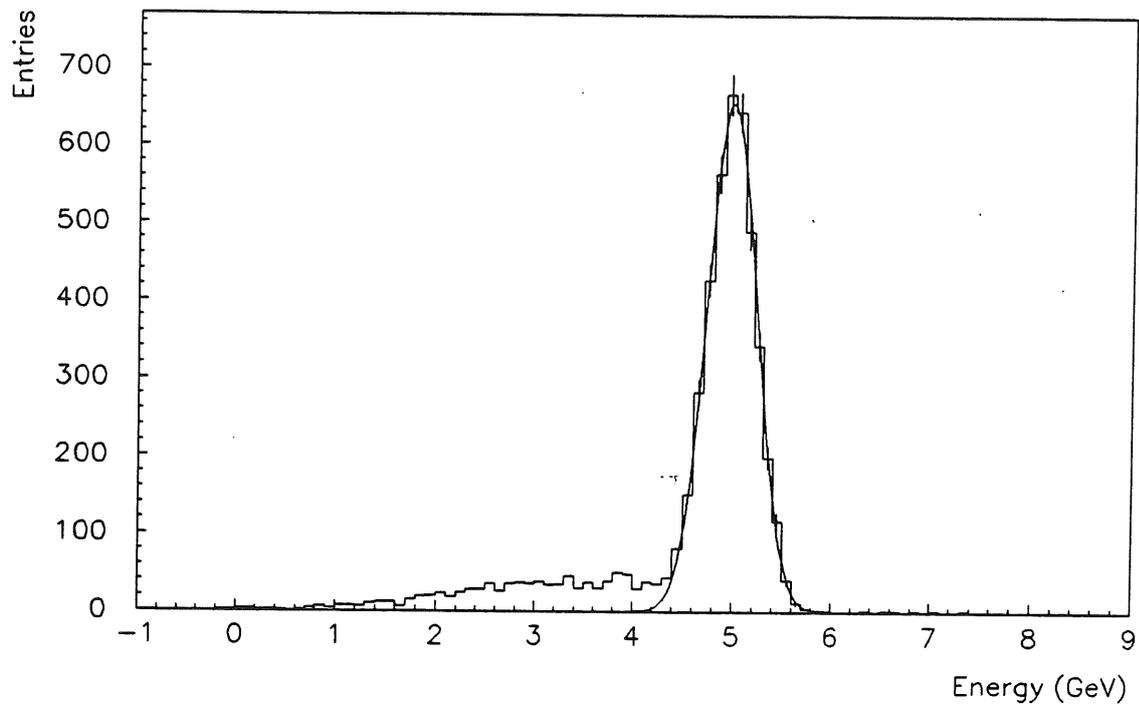


Abbildung 4.2: 5 GeV Elektronen mit Untergrund  
 Ebenfalls zu sehen ist die angepasste Gaußkurve, die zur Quantifizierung des Untergrundes und zur Bestimmung des Maximums verwendet wurde.

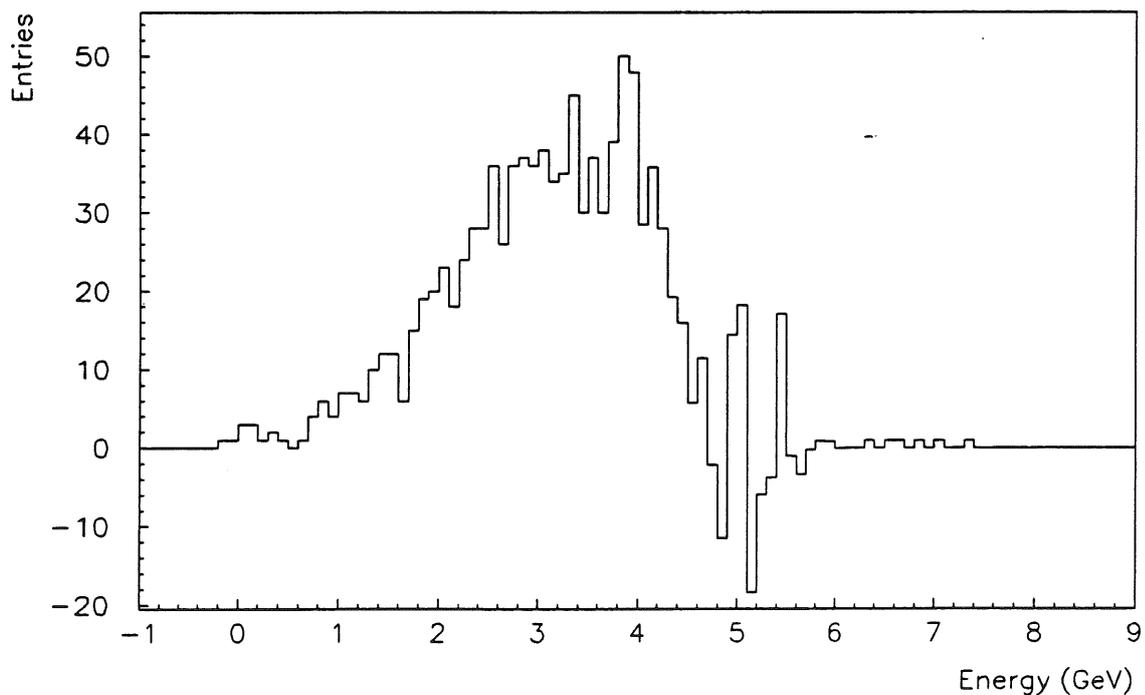


Abbildung 4.3: Untergrund nach Abzug der 5 GeV Elektronen  
 Eine Verteilung entsprechend den Parametern der angepassten Gaußkurve wurde aus dem Gesamtspektrum (Abbildung 4.2) subtrahiert.

Target	$E_{nom}$ (GeV)	$E_{rec}$ (GeV)	$n_{tot}$	$n_{BG}$	$\frac{n_{BG}}{n_{tot}}$	$\frac{E_{rec}}{E_{nom}}$
5mm Cu	6	5.918	4976	$985 \pm 30$	$0.198 \pm 0.006$	0.986
3mm Cu	6	5.944	4977	$991 \pm 37$	$0.199 \pm 0.007$	0.991
Luft	6	5.961	4994	$2627 \pm 17$	$0.526 \pm 0.003$	0.994
3mm Cu	5	4.953	4965	$712 \pm 10$	$0.143 \pm 0.002$	0.991
1mm Al	5	4.996	4990	$949 \pm 20$	$0.190 \pm 0.004$	0.999
Luft	5	4.987	4987	$1264 \pm 33$	$0.253 \pm 0.007$	0.997
Luft	3	3.018	4993	$516 \pm 39$	$0.103 \pm 0.008$	1.006
Luft	1	0.997	4999	$142 \pm 26$	$0.028 \pm 0.005$	0.997

Tabelle 4.2: Einfluß des Untergrunds

Durch Variation der Targetdicke wurde der Einfluß des Strahluntergrundes studiert. Es bedeuten dabei  $n_{tot}$  die Zahl der Ereignisse ohne pileup,  $n_{BG}$  die Zahl der Untergrundereignisse mit geschätztem Fehler,  $E_{nom}$  die Nominalenergie und  $E_{rec}$  die rekonstruierte Energie. Man sieht, daß die Schwankungen von  $\frac{E_{rec}}{E_{nom}}$  kleiner als  $\pm 1\%$  sind, sofern man die Messung mit dem 5 mm Kupfer-Target außer acht läßt.

4.4 aufgetragen. Man beobachtet einen deutlichen Abfall des Untergrundanteils mit der Targetdicke. Dies erklärt sich durch die mit der Dicke wachsende Rate am Konversionstarget bei konstanter Rate am parasitären Target im Magneten.

In Abbildung 4.5 ist der Untergrundanteil gegen die Strahlenergie für den Fall des Lufttarget aufgetragen. Hier beobachtet man einen Anstieg mit der Energie. Die Erklärung lautet, daß nur Konversionselektronen mit einer Energie kleiner als die Nominalenergie den Magneten passieren können, wenn sie dort entstanden sind. Damit steht bei hoher Energie dem Untergrund ein größerer Energiebereich zur Abbildung auf die Vakuumkollimatoren offen.

Anhand der in Tabelle 4.2 aufgeführten Ergebnisse wird deutlich, daß die meßbaren Schwankungen in der Energierekonstruktion kleiner als  $\pm 1\%$  ausfallen, sofern man von der Messung mit dem 5 mm Kupfertarget absieht. Dies ist um so erfreulicher, als Abbildung 4.4 zeigt, daß zwischen dem Luft-Target und dem 3 mm Kupfer-Target eine Variation des Untergrundanteils im Spektrum um fast einen Faktor 2 stattfindet. Sollte sich also das Vakuumleck während des Meßzeitraums verändert haben ist dennoch kein Einfluß auf die Ergebnisse zu befürchten. Berücksichtigt man nun noch, daß fast alle Messungen mit dem gleichen Target (1 mm Aluminium) durchgeführt wurden und daß das Ziel der gesamten Prozedur ohnehin 'nur' in einer Relativeichung besteht, kann das oben beschriebene Fitverfahren als akzeptabel angesehen werden. Es wurde darum bei allen weiteren Analysen, die in diesem Kapitel diskutiert werden, angewendet.

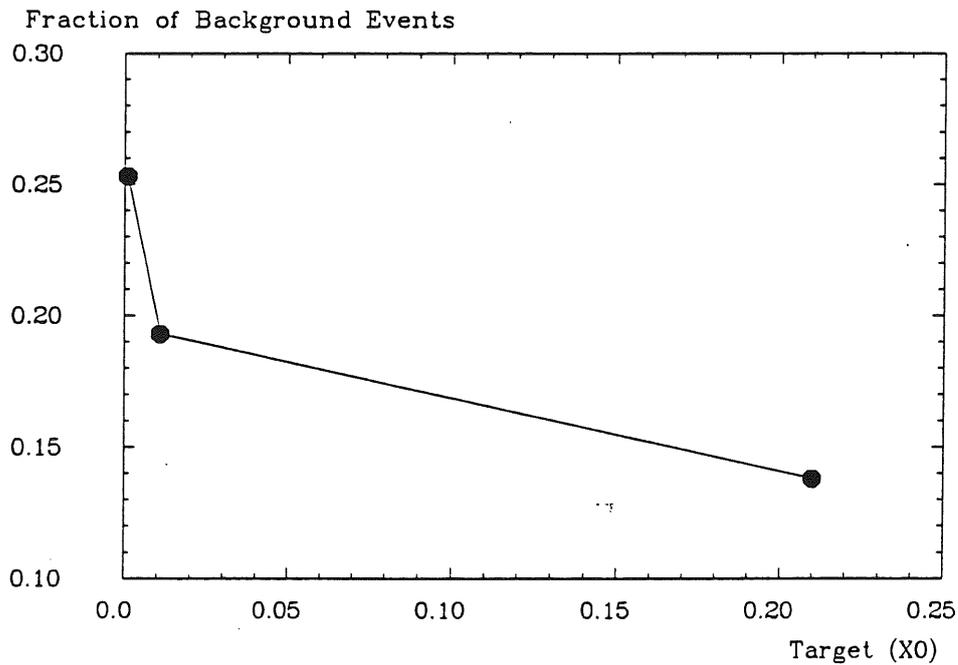


Abbildung 4.4: Untergrund gegen Dicke des Konversionstargets

Die Dicke des gewählten Targets ist in Strahlungslängen angegeben. Von links nach rechts wurden Luft, 1 mm Aluminium und 3 mm Kupfer als Targets verwendet. Alle Messungen wurden bei 5 GeV Nominalenergie durchgeführt.

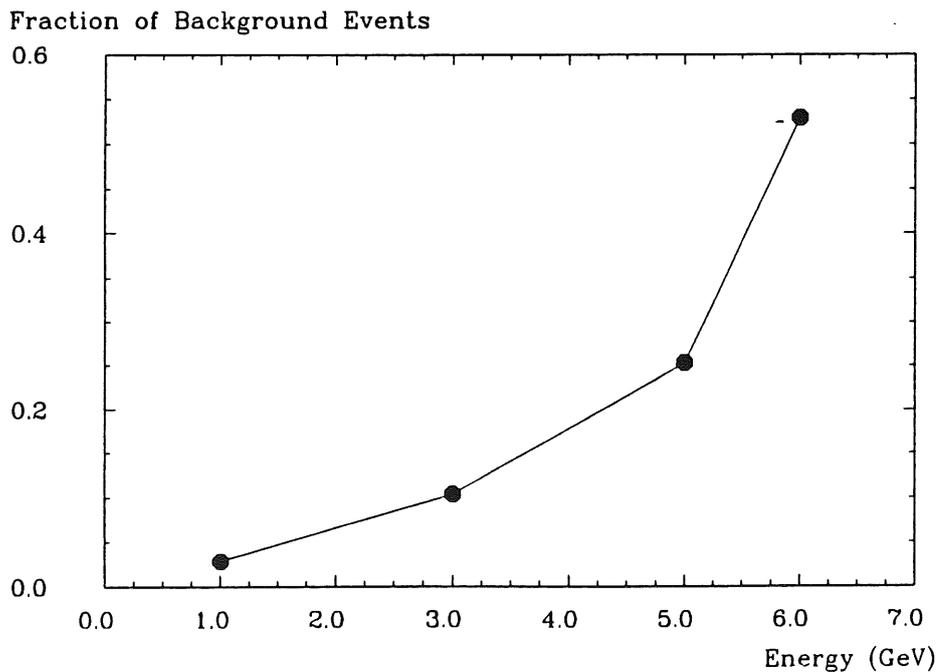


Abbildung 4.5: Untergrund gegen Strahlenergie

Bei diesen Messungen diente stets Luft als Konversionstarget. Aufgetragen ist das Verhältnis von Anzahl der Untergrundereignisse zur Gesamtzahl der Ereignisse in den Spektren der jeweiligen runs.

## 4.2 Experimenteller Aufbau

### 4.2.1 Das Meßprogramm

Neben der Funktionskontrolle sollte durch die hier zu diskutierenden Messungen, wie bereits erläutert, auch die erste Kalibration sämtlicher Module des BEMC gewonnen werden. Das stark unterschiedliche Volumen der Module verschiedenen Typs, sowie der Einsatz nichtquadratischer Module ausschließlich im Randbereich des BEMC, erforderte je nach Typ unterschiedliche Meßprogramme. Schauersimulationen auf Basis des Programmpakets GEANT haben für quadratische Module gezeigt, daß der Energieverlust durch seitliches Herauslecken insgesamt 3 % bei einer Schauerenergie von 3 GeV nicht überschreitet. Da sämtliche nichtquadratischen Module eine kleinere Querschnittsfläche als die quadratischen aufweisen, ist bei ihnen mit wesentlich größeren lateralen Verlusten zu rechnen.

Um während der Datenanalyse eine Möglichkeit zur Kontrolle von Leckverlusten zu haben, wurden alle Module in einer stets gleichbleibenden Umgebung von 5 quadratischen Modulen gemessen. Diese waren so in zwei Reihen übereinander angeordnet, daß die Mitte in der oberen Reihe für 'Probanden' freiblieb (siehe Abbildung 4.6). Die Tragestruktur dieses Aufbaus ermöglichte mit Hilfe eines Handkrans einen Austausch des 'Probanden' innerhalb von 30 Minuten.

Das Kalibrationsprogramm für die quadratischen Module bestand aus folgenden Einzelmessungen:

- Insgesamt 4 runs mit 5 GeV Elektronen unter senkrechtem Einschluß, davon 3 in das zu kalibrierende Modul (Zentrum und  $\pm 35$  mm parallel zu den langen Wellenlängenschiebern, siehe Abbildung 4.6) und einer in einen der fünf Nachbarn. Dabei wurden diese Nachbarmodule nach dem Rotationsprinzip abwechselnd gemessen.
- Einem run mit künstlichem Trigger aus dem I/O-Register zur Bestimmung der Pedestals.
- Einem run mit Testpulsen konstanter Höhe, wobei mit DAC-Level 4000 ein Wert gewählt wurde, der ein ähnlich großes Signal erzeugt wie 5 GeV Elektronen.
- Zwei runs mit variabler Testpuleinstellung zur Korrektur von Nichtlinearitäten in der Ausleseelektronik.

Durch diese Prozedur entstand anhand der fünf stets im Aufbau befindlichen Module ein hohes Maß an Redundanz, wodurch Studien zu Fragen der zeitlichen Stabilität möglich wurden.

Die nichtquadratischen Module wurden der gleichen Prozedur unterzogen, wobei die Einschlußpositionen entsprechend der jeweiligen Modulform etwas unterschiedlich gewählt wurden. Zusätzlich wurde hier jedoch für je einen Repräsentanten jedes Typs ein Ortsscan unter einem Einschlußwinkel durchgeführt, der den Verhältnissen am Rande des BEMC entspricht. Durch Vergleich mit einem solchen Ortsscan an einem quadratischen Modul soll eine Kalibration trotz mangelnden Energieeinschlusses möglich gemacht werden.

Neben diesen eigentlichen Kalibrationsmessungen wurden Daten bei verschiedenen Energien, Einschlußpositionen und -winkeln vorgenommen. Damit war es möglich, Aussagen zur

Energieauflösung, Linearität, Homogenität und einer Vielzahl weiterer Eigenschaften des Kalorimeters zu machen.

## 4.2.2 Mechanischer Aufbau des Testexperiments

In 5.5 m Entfernung vom Austrittspunkt der Elektronen aus dem Vakuumrohr, befand sich ein Fahrtisch aus dem DESY-Gerätebestand, der zweidimensionale Bewegungen in der Ebene senkrecht zur Strahlachse gestattete. Auf diesen Fahrtisch wurde ein speziell für Tests mit BEMC-Modulen gefertigter Drehtisch montiert, der Drehungen um eine horizontale und eine vertikale Achse ermöglichte. Fahrtisch und Drehaufsatz wurden durch Steuereinheiten von der Meßhütte aus bedient, so daß Positions- und Winkeländerungen ohne Betreten des Experimentierbereiches durchgeführt werden konnten. Positionen konnten mit einer Präzision von 1 mm und Winkel auf 0.3 Grad genau eingestellt werden. Damit konnten beliebige denkbare Einschlußwinkel, wie sie im BEMC auftreten können, im Test simuliert werden.

Auf dem Drehtisch befand sich ein Gestell zur Halterung von maximal 6 Modulen, in 2 Dreierreihen übereinander angeordnet, wie in Abbildung 4.6 dargestellt. Das mittlere Modul der oberen Reihe konnte mit Hilfe eines Handkrans vergleichsweise leicht ausgetauscht werden. Auf diese Weise war es 2 Experimentatoren bei guten Strahlbedingungen möglich, bis zu 4 Module in einer Arbeitsschicht von 8 Stunden der Standardeichprozedur zu unterziehen. Alle weiteren Auslese- und Versorgungseinheiten der Module befanden sich in der Meßhütte und damit außerhalb des Experimentierbereichs.

Vor dem Testaufbau aus BEMC-Modulen befanden sich auf einem kleineren Fahrtisch ein Veto- und ein Fingerzähler. Die Montage dieser beiden Triggerzähler auf einem fahrbaren Stativ erleichterte die Justierung des Triggers bezüglich des Strahlmaximums. Ein dritter Triggerzähler, das sogenannte Paddle, war hinter dem Luftkollimator unbeweglich installiert. Auch die zur Auslese der Triggerzähler nötige Elektronik und die Spannungsversorgungen der Photomultiplier befanden sich in der Meßhütte.

## 4.2.3 Der Trigger

Die Mindestanforderung an einen Triggeraufbau ist die Erzeugung eines Zeitsignals zum Start der Datenakquisition nach Identifikation eines guten Ereignisses, sowie die Unterdrückung unerwünschter Ereignisse. Darüberhinaus stellte sich im vorliegenden Fall noch ein weiteres Problem: die bipolar geformten Signale am Ende der Verstärkerkette wiesen eine zeitliche Länge von ungefähr  $10 \mu\text{sec}$  auf. Da das Synchrotron keinen zeitlich gleichverteilten Strahl liefert, waren trotz relativ niedriger Raten ( $\leq 1 \text{ kHz}$ ) Maßnahmen erforderlich, um verfälschte Signale durch zu geringen Zeitabstand zwischen aufeinanderfolgenden Ereignissen (pile-up) zu vermeiden. Hierbei kann man noch unterscheiden, ob die Störung durch ein vorauseilendes (early pile-up) oder ein nachfolgendes (late pile-up) Teilchen hervorgerufen wird. Hierzu wurde ein Aufbau von Triggerszintillatoren in Kombination mit einer Logik gewählt, die die Markierung von Ereignissen mit pile-up ermöglichte.

Als Triggerzähler wurden ein  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  großer Szintillator (P) an der  $1 \times 1 \text{ cm}^2$  großen Öffnung des Luftkollimators, ein  $1 \times 1 \text{ cm}^2$  großer Fingerzähler (F) und ein  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  messender Veto- zähler (V) mit einer 8 mm Bohrung im Zentrum verwendet (siehe auch Abb. 4.1). Die Photomultiplier-Signale wurden mit Schwellendiskriminatoren in NIM-Pulse von 10 nsec Dauer

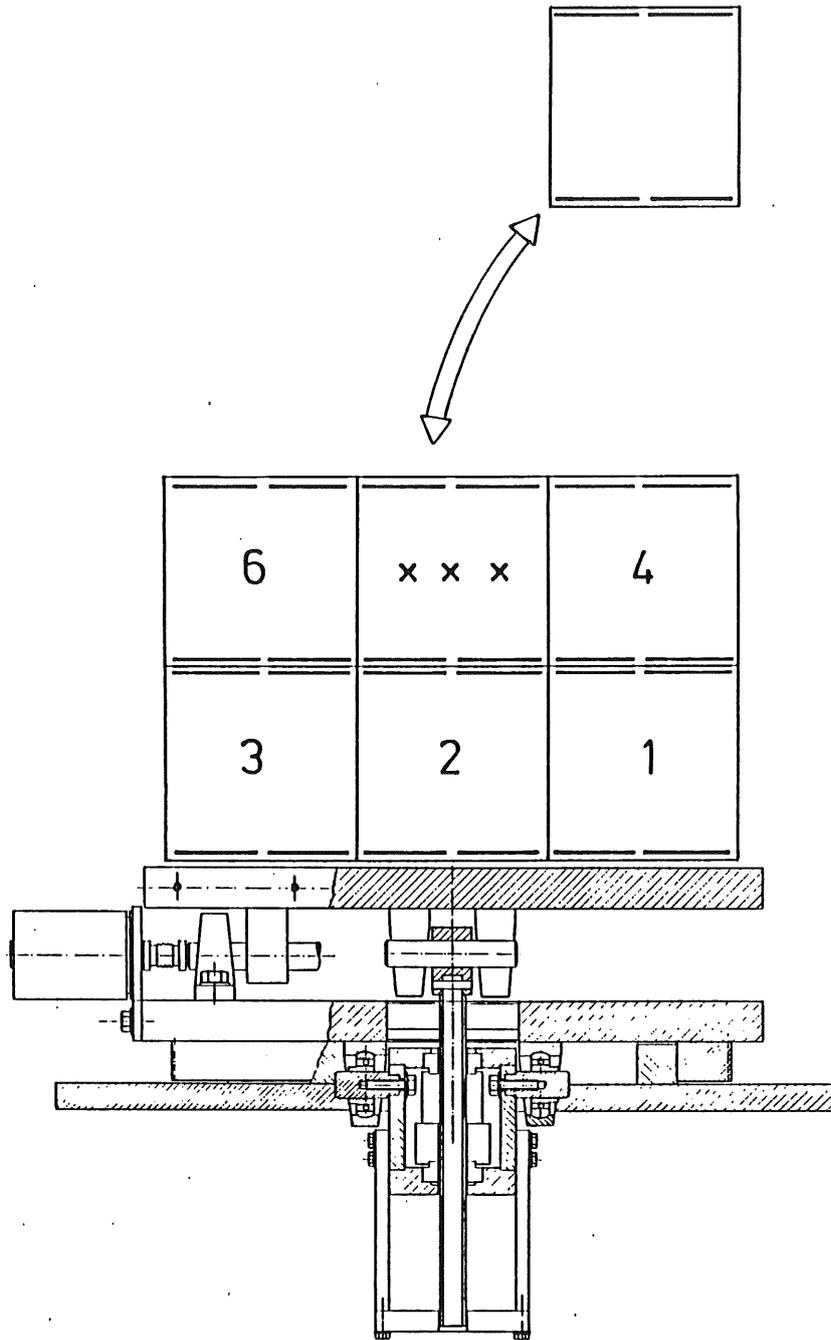


Abbildung 4.6: Aufbau am DESY-Teststrahl

Dargestellt ist der Drehtisch zur Variation von  $\phi$  und  $\theta$  samt der Sechserstruktur aus dem Blickwinkel eines anfliegenden Elektrons. Es ist nur die Orientierung der langen Wellenlängenschieber angedeutet. Durch die 3 Kreuze sollen die Einschußpositionen zur Kalibration der Module angedeutet werden.

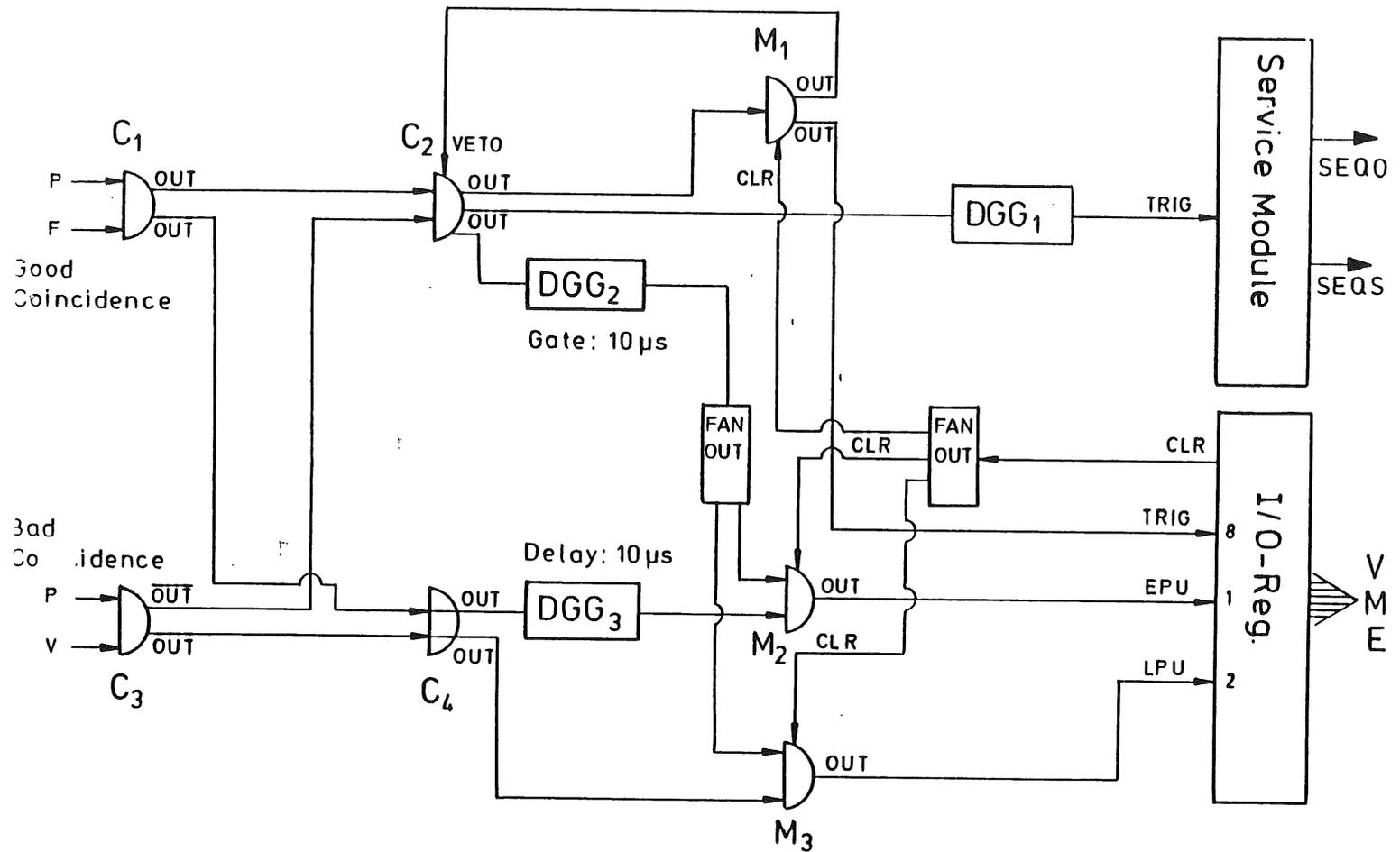


Abbildung 4.7: Die Triggerlogik

Die Schaltung erhielt eingangsseitig logische Pulse aus Schwellendiskriminatoren die den Photomultipliern nachgeschaltet waren. Die Ausgangssignale wurden an VME-Module des Datenakquisitionssystems weitergereicht (siehe Anhang, Abbildung A.2). Die Bedeutung der Symbole wird im Text erläutert.

umgewandelt und in die in Abb. 4.7 schematisch dargestellte Triggerlogik weitergeleitet.

Bevor die Funktion der Schaltung diskutiert wird, sollen kurz die dahinterstehenden Überlegungen dargelegt werden. Das Konzept der Schaltung geht davon aus, daß es zwei Arten von Elektronen gibt, die das Kalorimeter erreichen können: Zum einen solche, die auf der Sollbahn fliegen und nur den Fingerzähler passieren. Zum anderen solche, die sich abseits der Sollbahn bewegen und dadurch den Vetozähler ansprechen. Nur die erste Kategorie darf einen Trigger auslösen. Um Fehlfunktionen in der Datenauslese zu vermeiden, muß ein akzeptierter Trigger die Schaltung automatisch solange sperren bis die Verarbeitung des Ereignisses durch das Datenakquisitionssystem beendet worden ist. Da keine hohe pile-up Rate (wenige Prozent) erwartet wurde, sollten gefährdete Ereignisse lediglich durch entsprechende bits in den Daten kenntlich gemacht werden. Nach diesen einleitenden Überlegungen soll nun die umgesetzte Lösung (Abbildung 4.7) erklärt werden.

Die diskriminierten Photomultipliersignale werden auf die beiden Koinzidenzen  $C_1$  und  $C_3$

gegeben, wobei erstere als gute und letztere als schlechte Koinzidenz bezeichnet wird. Die gute Koinzidenz  $C_1$  öffnet, wenn die Bedingung  $P \wedge F$  erfüllt ist und die schlechte Koinzidenz  $C_3$  wenn die Kombination  $P \wedge V$  durch abseits der Sollbahn fliegende Elektronen gesetzt wird. Die Koinzidenz  $C_2$  leitet nur dann einen Triggerpuls weiter, wenn  $C_1 \wedge \neg C_3$  erfüllt ist, was nur für Elektronen auf der Sollbahn der Fall sein kann.  $C_2$  ist also die zentrale Koinzidenz der Schaltung, da sie in der Lage ist gute Ereignisse zu erkennen.  $C_4$  wird dagegen als ODER mit der Bedingung  $C_1 \vee C_3$  betrieben und registriert somit jedes Elektron, das durch eine Fläche von  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  die Module erreicht. Ein Ausgang von  $C_2$  wird auf eine Multiplicity Unit  $M_1$  gegeben, die bei Erscheinen eines logischen NIM-Pulses am Eingang ihren Ausgang auf NIM-HIGH setzt und diesen Level solange hält, bis sie durch ein Löschesignal (CLR) zurückgesetzt wird. Der eine Ausgang von  $M_1$  wird auf einen Veto-Eingang von  $C_2$  zurückgeführt, so daß nach Erzeugung eines gültigen Triggersignals die Schaltung bis zum Erscheinen eines Löschesignals von der Datenakquisition gesperrt wird. Ein zweiter Ausgang von  $C_2$  wird nach zeitlicher Anpassung im Delay-Gate-Generator  $DGG_1$  in das Service Modul im VME-Crate geführt und startet dadurch die Auslese.

Der dritte Ausgang von  $C_2$  erzeugt über  $DGG_2$  ein Zeitfenster von  $10 \mu\text{sec}$  Dauer, welches über einen Fan-out auf die beiden Multiplicity Units  $M_2$  und  $M_3$  gegeben wird. Je ein weiterer Eingang dieser beiden Einheiten ist mit einem Ausgang von  $C_4$  verbunden, wobei das Eingangssignal für  $M_2$  mittels  $DGG_3$  um  $10 \mu\text{sec}$  verzögert wird.  $M_2$  und  $M_3$  sind dabei so geschaltet, daß zwei simultane Eingangssignale mit NIM-Level HIGH erforderlich sind, um den Ausgang auf NIM-HIGH zu setzen. Da  $C_1$  automatisch  $C_4$  setzt, müssen das Zeitfenster von  $DGG_2$  und die Verzögerung von  $DGG_3$  präzise so aufeinander abgestimmt sein, daß der den Trigger auslösende Puls gerade nach dem Zeitfenster  $M_2$  und gerade davor  $M_3$  erreicht. Wird diese Bedingung erfüllt, so setzt  $M_2$  das Bit 0 im I/O-Register (EPU = early pile-up), wenn im Zeitraum von  $-10 \mu\text{sec}$  bis  $\simeq 0 \mu\text{sec}$  vor Erscheinen des gültigen Triggers ein zweites Elektron die Triggerzähler passiert hat. Für den Fall, daß dies im Zeitraum  $\simeq 0 \mu\text{sec}$  bis  $+10 \mu\text{sec}$  geschieht, so wird durch  $M_3$  das Bit 1 gesetzt (LPU = late pile-up). Auf diese Weise werden 'early pile-up' und 'late pile-up' Ereignisse markiert und können während der Analyse verworfen werden. Das Bit 3 (TRIG) wird bei jedem gültigen Trigger gesetzt. Mit seiner Hilfe kann kontrolliert werden, ob der Trigger während der Auslese des Ereignisses wirklich gesperrt war. Das Datenakquisitionssystem sendet nach Verarbeitung eines Ereignisses ein Löschesignal (CLR), das alle drei Multiplicity Units zurücksetzt. Dadurch werden sämtliche Triggerbits gelöscht und die Koinzidenz  $C_2$  wieder geöffnet.

Die verwendete Triggerschaltung war somit in der Lage sich nach Akzeptieren eines Triggers selbst zu sperren, die Sperre auf ein Signal des Datenakquisitionssystems hin wieder zu öffnen und pile-up gefährdete Ereignisse in den Daten zu markieren.

#### 4.2.4 Die Verzögerung des Hold-Signals

Der Sample-and-Hold-Verstärker soll möglichst zu dem Zeitpunkt in den Hold-Modus geschaltet werden, in dem das Signal aus dem Shaper sein Maximum erreicht. Das Hold-Signal geht vom Analogsequenzer SEQO aus, welcher eine in  $100 \text{ nsec}$  Schritten programmierbare Verzögerung mit der Arbeitsbezeichnung DLY2 beherbergt (alle im Folgenden beschriebenen Einstellungen dieser Verzögerung sind in Einheiten von  $100 \text{ nsec}$  zu verstehen).

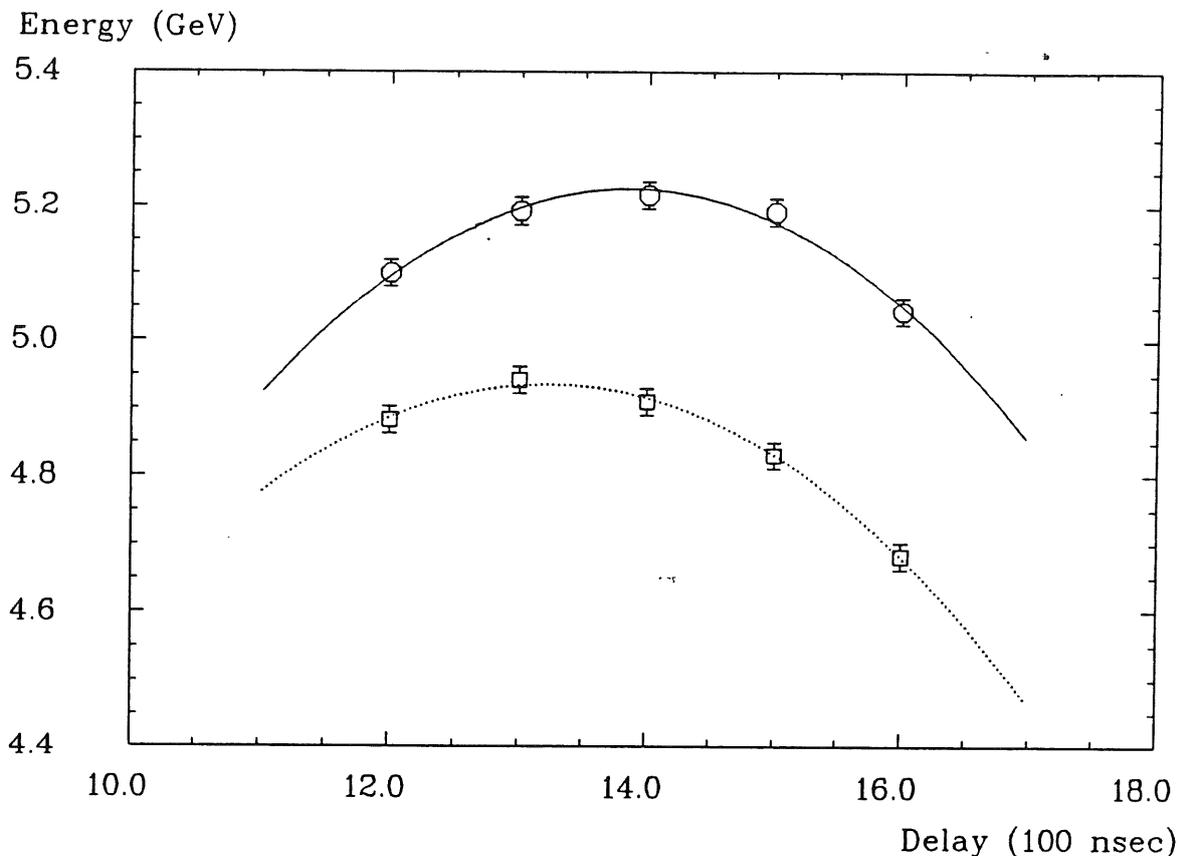


Abbildung 4.8: Verzögerung des Hold-Signals

Man erkennt leicht die Differenz zwischen Elektronen- (obere Kurve) und Testpulsdaten (untere Kurve). Zu beachten sind die unterdrückten Nullpunkte an beiden Achsen.

Zur Einstellung des DLY2 vor Beginn der Messungen wurden die Mittelwerte von Strahl- und Testpulsdaten einiger Kanäle vom Datenakquisitionssystem über einen Bereich von 4  $\mu\text{sec}$  berechnet und das Maximum ihrer Verteilung bestimmt. Auf der Grundlage dieser 'online'-Analyse wurde  $\text{DLY2} = 14$  als Arbeitsparameter festgelegt. Um eine spätere Kontrolle zu ermöglichen, wurden mit den quadratischen Modulen 4, 6 und 34 Daten bei  $\text{DLY2} = 12, 13, 14, 15$  und 16 sowohl für Elektronen, als auch für Testpulse aufgezeichnet. Zur Analyse wurden die Maxima der experimentellen Verteilungen der insgesamt 12 langen Wellenlängenschieber aus den 3 Modulen durch Anpassen von Gaußfunktionen, sowohl für Elektronen- als auch für Testpulsdaten bestimmt. Die Daten der kurzen Wellenlängenschieber wurden nicht berücksichtigt, da 5 GeV Schauer in ihnen sehr niederenergetische und asymmetrische Verteilungen erzeugen. An die jeweils 5 Meßwerte wurde eine Parabel der Form

$$PH(t_{DLY2}) = PH(t_0) - a \cdot (t_{DLY2} - t_0)^2 \quad (4.1)$$

mit  $t_{DLY2}$  = eingestellte Verzögerung und  $PH(t_{DLY2})$  = gemessene Pulshöhe als Wertepaare und  $t_0$  = optimale Verzögerung,  $PH(t_0)$  = Pulshöhe bei  $t_0$  und der Proportionalitätskonstanten  $a$  in Einheiten von  $\frac{\text{GeV}}{(100\text{nsec})^2}$  als Fitparameter angepaßt. In Abbildung 4.8 sind diese Fits für Strahl- und Pulsdaten eines Kanals dargestellt. Formt man obige Gleichung folgendermaßen um:

$$\frac{PH(t_{DLY2}) - PH(t_0)}{PH(t_0)} = -\frac{a}{PH(t_0)} \cdot (t_{DLY2} - t_0)^2, \quad (4.2)$$

so gibt die Größe  $c = -\frac{a}{PH(t_0)}$  die Proportionalität zwischen relativer Pulshöhenänderung und zeitlicher Fehleinstellung der Verzögerung.

Aus der beschriebenen Untersuchung ergaben sich als Mittelwerte für die optimale Einstellung der Verzögerung getrennt nach Elektronen- und Testpulsdaten :

$$\begin{aligned}\bar{t}_{opt}(e^-) &= (13.8_{-0.8}^{+0.3}) \cdot 100 \text{ nsec}, \\ \bar{t}_{opt}(CALIB) &= (13.5_{-0.3}^{+0.5}) \cdot 100 \text{ nsec}.\end{aligned}$$

Man sieht daran, daß die für DLY2 gewählte Einstellung offenbar nahezu optimal war. Bedenklich stimmen die mit angegebenen Grenzen der Schwankungsbreite, die ungefähr 100 nsec umfassen (es handelt sich dabei um die volle Schwankungsbreite). Darüberhinaus bestehen Differenzen zwischen den Werten für Elektronen- und Testpulsdaten von der Größenordnung

$$-0.7 \cdot 100 \text{ nsec} \leq t_0(e^-) - t_0(CALIB) \leq 0.8 \cdot 100 \text{ nsec}.$$

Aufschluß über die Auswirkungen dieser Schwankungen liefert die Betrachtung der oben erklärten Größe  $c$ . Da sie unabhängig von der Signalquelle sein sollte, wurde sie über alle Daten gemittelt. Das Ergebnis lautet:

$$\bar{c} = -(7.1_{-3.0}^{+2.5}) \cdot \frac{10^{-3}}{(100 \text{ nsec})^2}.$$

Man sieht also, daß eine zeitliche Fehllage von 100 nsec einen Fehler von weniger als 1% in der Energiemessung erzeugt.

Die hier diskutierten Daten haben gezeigt, daß weder in der absoluten Lage der optimalen Verzögerung, noch in der relativen Beziehung zwischen den Werten für Strahl- und Testpulsdaten diese Differenz überschritten wird, zumindest nicht für die 12 untersuchten Kanäle. Unter der Annahme, daß diese Kanäle repräsentativ für alle anderen sind, kann man also den Fehler durch Unsicherheiten in der Einstellung der Verzögerung DLY2 kleiner als 1% abschätzen. Damit steht auch dieser Fehler für sich allein betrachtet der geforderten Präzision in der Eichung nicht im Wege.

## 4.3 Auswertung der Daten

### 4.3.1 Analyse der Testpulsrampen

Reproduzierbare Messungen mit Testpulsen haben aus verschiedenen Gründen große Bedeutung: Zum einen dienen sie bei Verwendung eines hinreichend präzisen Pulsers zur Messung und Korrektur von Nichtlinearitäten in der Ausleseketten. Solche Abweichungen von einer linearen Umsetzung der Eingangssignale können sowohl im analogen Teil der Verstärkerkette, als auch bei der Digitalisierung im ADC auftreten. Bei Einspeisung der Testpulse in den Vorverstärker kann der Einfluß der gesamten Kette erfaßt werden. Weiterhin können Testpuls-messungen mit zur Überwachung der Kalibration herangezogen werden. Im Falle des BEMC dienen sie außerdem zum Transport von Teststrahlrichtungen in das H1- Experiment. Eine weitere wichtige Funktion besteht in der Erkennung von Detektorkanälen mit Fehlfunktion. Solche Kanäle könnten sich z. B. durch eine sprunghafte Änderung ihrer Antwort auf Testpulse gleicher Größe zu erkennen geben. An dieser Stelle soll von der Auswertung von Testpulsrampen die Rede sein, die zur Korrektur von Nichtlinearitäten der Ausleseketten durchgeführt wurden.

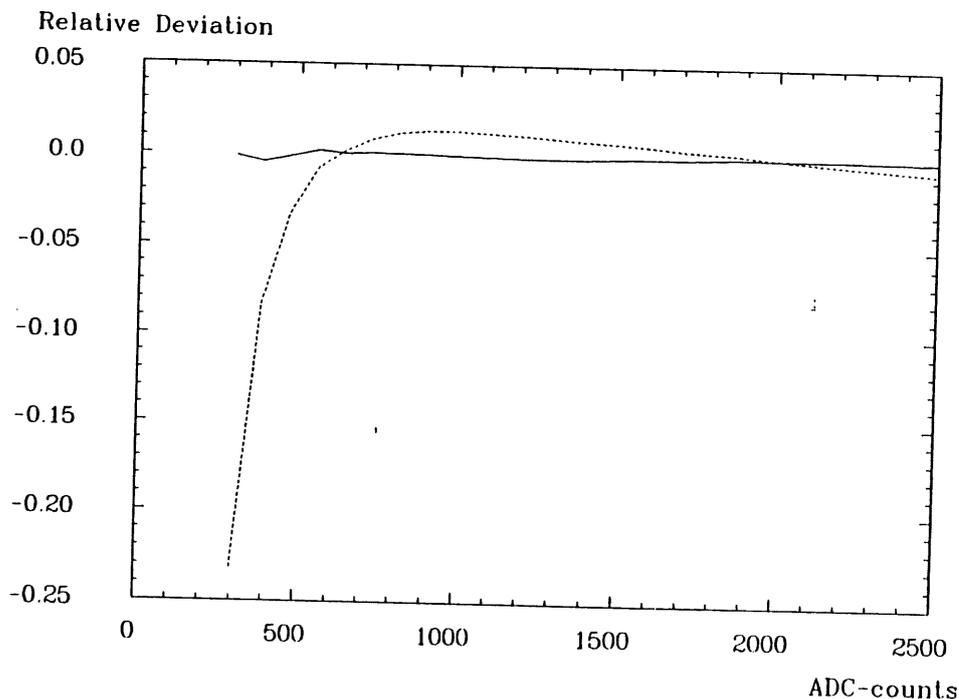


Abbildung 4.9: Vergleich von Ausgleichskurven

Gestrichelt ist der relative Fehler zwischen Testpulsdaten und einer Geraden, durchgezogen zwischen Testpulsdaten und einem Polynom dritter Ordnung gegen ADC-counts aufgetragen. Die Verbesserung der Beschreibung durch die kubische Funktion ist wesentlich.

Das Testboard CALIB enthält einen 16-bit Digital-zu-Analog Konverter (DAC), der über den VME-Bus vom OS-9 Prozessor auf gewünschte Digitaleinstellungen gesetzt und zum Aus-senden von Pulsen veranlaßt werden kann (siehe Abbildung A.2 im Anhang) Während der Testmessungen wurden regelmäßig und insbesondere nach einem Modulwechsel, Testpulsram-pen aufgenommen. Dies geschah in Form von zwei runs, wovon der erste den Bereich von

DAC-Wert 2000 bis 18000 in Schrittweiten von 2000 und der zweite den Bereich von 24000 bis 56000 in Schrittweiten von 4000 Einheiten abdeckte (65535 ist die größte mit 16 bit darstellbare Zahl). Zu jeder DAC-Einstellung wurden 500 Pulse erzeugt und aufgezeichnet.

Zur Auswertung wurden die 500 Ereignisse in jedem DAC-Niveau zunächst auf Mittelwert und Standardabweichung reduziert. An die so entstandenen Wertepaare wurde das Polynom

$$Q(N_{ADC}) = \sum_{i=0}^3 P_i(N_{ADC})^i \quad (4.3)$$

angepaßt, wobei  $N_{ADC}$  ein Signal in ADC-counts ist und  $Q(N_{ADC})$  die 'Ladung' in Einheiten des DAC. Das dabei angewendete Verfahren der linearen Regression ist im Anhang erklärt.

Man kann an dieser Stelle die Frage stellen, ob die Beschreibung durch eine Gerade nicht auch eine ausreichend genaue Wiedergabe ermöglichen würde. Anhand von Abbildung 4.9 erkennt man jedoch, daß die Anpassung einer Geraden insbesondere im unteren Teil des Konversionsbereichs nicht akzeptable Abweichungen bezüglich der Meßwerte aufweist (gestrichelte Kurve). Die Abweichungen eines Polynoms dritter Ordnung, durchgezogen dargestellt, erscheinen demgegenüber als wesentliche Verbesserung. Die relative Abweichung ist dabei definiert als

$$\frac{P_n(Q_{DAC}) - N_{ADC}}{N_{ADC}}.$$

Hierin ist  $P_n$  das Polynom n-ter Ordnung und  $Q_{DAC}$  der eingestellte DAC-Wert (die Tatsache, daß hier Abszisse und Ordinate gegenüber Gleichung 4.3 ihre Rollen vertauscht haben ist für die Schlussfolgerung ohne Bedeutung). Diese Beobachtung deckt sich mit den Erfahrungen von Arbeitsgruppen, die am Flüssigargon-Kalorimeter das gleiche elektronische System betreiben [JAC90].

Abbildung 4.10 zeigt die relativen Abweichungen von 56 verschiedenen Auslesekanälen nach Anpassung eines Polynoms dritter Ordnung, wobei dort die relative Abweichung in Einklang mit Gleichung 4.3 definiert ist, nämlich

$$\frac{Q(N_{ADC}) - Q_{DAC}}{Q_{DAC}}.$$

Wichtig ist hierbei, daß im ADC-Spektrum der Peak von 5 GeV Elektronen zwischen den Peaks von DAC-Level 4000 und 6000 zu finden ist. In diesem Bereich findet man eine mittlere Abweichung von weniger als 0.5 %. Damit limitiert die Korrektur der Nichtlinearitäten nicht die Präzision der Kalibration. Eine genauere Untersuchung verdient jedoch die große Abweichung bei kleinen DAC-Werten, da sie die Verwendbarkeit von Muonen zu Kalibrationszwecken stark einschränkt.

### 4.3.2 Das Kalibrationsverfahren

Die in diesem Abschnitt zu beschreibende Kalibration der quadratischen Module wurde in Zusammenarbeit mit E. Peppel durchgeführt [PEP90]. Voraussetzung für die Anwendbarkeit ist eine Bestimmung der Pedestals und die Korrektur von Nichtlinearitäten mit Hilfe einer Testpulsrampe. Hier wird nur die Eichung der Quadrate behandelt, da sich eine geeignete Prozedur

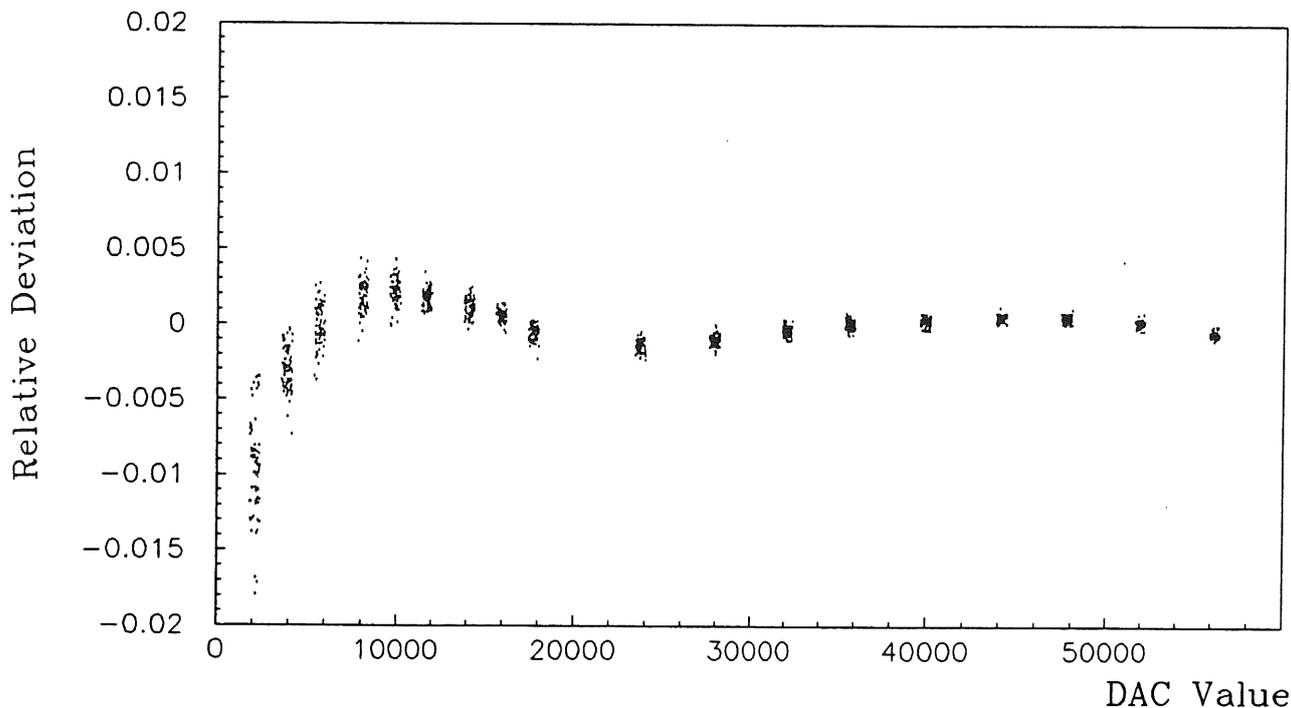


Abbildung 4.10: Genauigkeit der Anpassung

Gezeigt sind die relativen Abweichungen von insgesamt 56 verschiedenen Auslesekanälen, aufgetragen gegen die Einstellung des DAC. Dabei entspricht jeder Punkt einem Mittelwert.

für die nichtquadratischen Module noch in der Entwicklung befindet.

Das Verfahren arbeitet in drei Schritten:

- Die beiden um 35 mm nach links und rechts versetzten Meßpunkte werden benutzt, um sich gegenüberliegende Dioden paarweise gegeneinander abzugleichen.
- Sodann wird gefordert, daß die Summe aller vier Dioden in den beiden versetzten Positionen gleich ist.
- Im letzten Schritt wird dann die Summe aller vier Dioden in der zentralen Einschlußposition so kalibriert, daß ihr Mittelwert mit der Strahlenergie übereinstimmt.

Diese letzte Festlegung ist natürlich zunächst sehr willkürlich, da erstens die wahre Energie des Teilchenstrahls unbekannt ist und zweitens das laterale Leakage unberücksichtigt bleibt. Da jedoch nur eine Relativeichung erreicht werden soll, sind diese Einwände zunächst bedeutungslos.

Nach dieser Prozedur wurden die Module als geeicht angesehen. Für die im weiteren dargestellten Analysen wurde als rekonstruierte Energie eines Moduls stets

$$E_{rec} = \frac{\sum_{i=1}^4 E_i}{4}$$

benutzt, wobei die Summe über die 4 langen Wellenlängenschieber läuft. Der Faktor  $\frac{1}{4}$  ist erforderlich, weil die Dioden so geeicht wurden, daß ihr Mittelwert mit der Schauerenergie

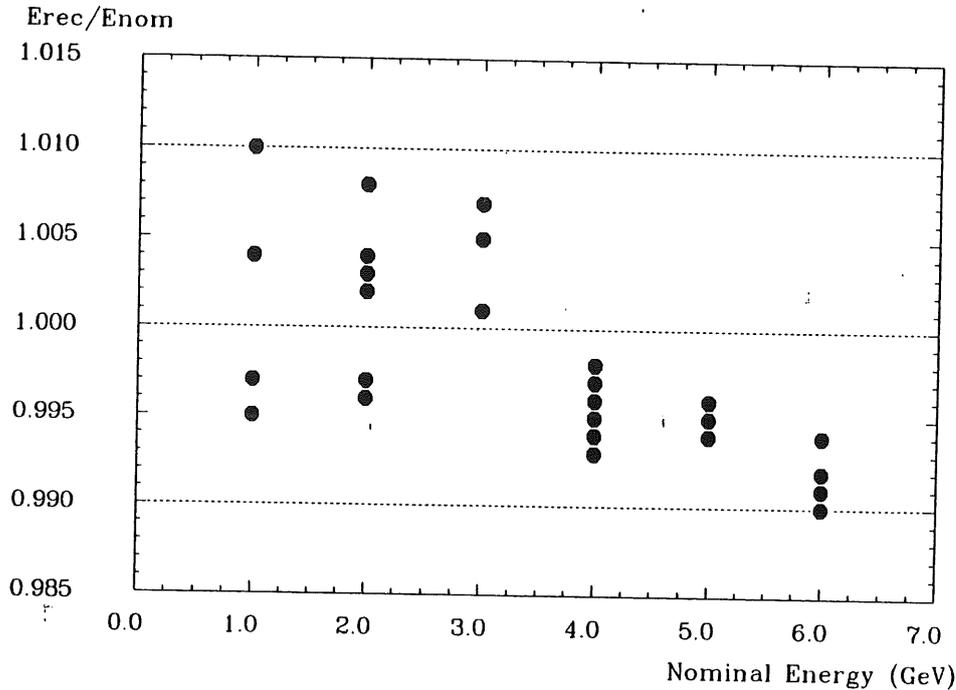


Abbildung 4.11: Güte der Relativierung

Das Verhältnis von rekonstruierter zu nomineller Energie ist für die Module mit den Seriennummern 1 bis 6 innerhalb  $\pm 1\%$  präzise. Anhand der in Tabelle 4.1 gegebenen Werte können die Fehler der Meßwerte abgeschätzt werden. Der Nullpunkt der y-Achse wurde unterdrückt.

übereinstimmt.

Da für die Module mit Seriennummern 1 bis 6 nach den jeweils drei Messungen zur Kalibration noch weitere Daten bei unterschiedlichen Energien genommen wurden, erlauben sie eine Abschätzung der Güte der Relativierung. In Abbildung 4.11 ist das Verhältnis von rekonstruierter zu nomineller Energie gegen die Nominalenergie aufgetragen, wobei alle Meßpunkte der oben genannten 6 Module Eingang fanden. Offenbar wird die Energie von all diesen Modulen innerhalb eines Fehlers von 1 % rekonstruiert. Da die Messungen so durchgeführt wurden, daß zuerst ein Modul in den Strahl gefahren und dann die Energie verändert wurde, beinhaltet dieses Ergebnis auch eine Aussage über die Reproduzierbarkeit der Magneteinstellung. Man kann also die Relativierung zumindest der quadratischen Module als präzise innerhalb  $\pm 1\%$  betrachten.

### 4.3.3 Linearität und Energieauflösung

Wie bereits erwähnt, wurden für die Module mit den Seriennummern 1 bis 6 Energiescans durchgeführt. Dabei wurden die Module 2 und 5 in 1 GeV-Schritten von 1 bis 6 GeV gemessen, die restlichen vier jedoch nur bei 2, 4 und 6 GeV. Diese Messungen ermöglichen Aussagen über Linearität und Energieauflösung.

Zur Frage der Linearität sei auf Abbildung 4.11 verwiesen. Dort ist das Verhältnis von rekonstruierter und nomineller Energie  $\frac{E_{rec}}{E_{nom}}$  für alle 6 Module und alle verfügbaren Meßpunkte

Modul	$c_0$	$c_1(\text{MeV})$	$c_2(\sqrt{\text{MeV}})$
2	$\simeq 0$	117	93
5	$\simeq 0$	121	88
1 $\rightarrow$ 6	$\simeq 0$	227	90

Tabelle 4.3: Energieauflösung quadratischer Module

Die Daten in der letzten Zeile stammen aus einem Einschuß in das Zentrum von Modul 5, für die Analyse wurde jedoch die Energiesumme aller 6 Module verwendet. Der Rauschbeitrag wird durch  $c_1$  und die Sampling-Fluktuationen durch  $c_2$  parametrisiert.

gegen die Energie aufgetragen. Im gesamten der Messung zugänglichen Bereich sind die Nicht-linearitäten nicht größer als 1 %.

Zur Beschreibung der Energieauflösung wurde die Beziehung 1.20 an die Meßwerte angepaßt. Die sich daraus ergebenden Parameterwerte sind in Tabelle 4.3 für die Daten von Einzelmodulen und die Summe aller sechs Module aufgeführt. Die Verträglichkeit des Parameters  $c_0$  mit dem Wert 0 bedeutet nicht sein Verschwinden, sondern nur, daß er bei den gemessenen Energien noch nicht wesentlich beiträgt. Eine Vielzahl von Untersuchungen (z. B. [KLA86], [LOE86], [WEI86], [GEN87]) lassen für das BEMC Sampling-Fluktuationen von  $c_2 = 90 \sqrt{\text{MeV}}$  erwarten. Die in der Tabelle gezeigten Ergebnisse decken sich mit dieser Erwartung. Abweichungen ergeben sich für den Rauschanteil  $c_1$ . Pedestalmessungen ließen für ein Einzelmodul einen Rauschterm von weniger als 100 MeV erwarten. Demgegenüber zeigen die Anpassungen einen um 20 % erhöhten Wert für Einzelmodule. Die Analyse der Summe aller 6 Module weist dagegen ein Rauschen aus, das dem Wert  $\sqrt{6} \cdot 100 \text{ MeV} = 245 \text{ MeV}$ , wie er bei inkohärenter Addition der Beiträge der Einzelmodule zu erwarten wäre, sehr nahe kommt. Dieses Ergebnis deutet auf ein sehr geringes Übersprechen zwischen den Modulen hin. Das scheinbar erhöhte Rauschen in Modulen, die vom Strahl getroffen wurden, ist wahrscheinlich durch Energiefluktuationen des Strahls als Folge der bereits diskutierten Vakuumprobleme zu erklären.

Im Hinblick auf Gleichartigkeit der Module ist die Betrachtung der Energieauflösung mehrerer Module interessant. Dies ist dank der Energiescans für die Module 1 bis 6 möglich und in Abbildung 4.12 geschehen. Man beobachtet nur geringe Streuungen der Meßpunkte, was als Erfolg der sorgfältigen Selektion der Komponenten vor der Montage der Module anzusehen ist.

#### 4.3.4 Abschätzung lateraler Leckverluste

Die Tatsache, daß an den Modulen 2 und 5 (in der Mitte der oberen Reihe im Sechseraufbau) Energiescans durchgeführt wurden, ermöglicht eine Abschätzung der Energie, die in die benachbarten Module leckt. Dabei werden solche Module, die mit dem 'Probanden' Kante an Kante liegen, als direkte und solche, die Ecke an Ecke liegen, als entfernte Nachbarn bezeichnet. Im verwendeten Aufbau haben die Module 2 und 5 also je 3 direkte und 2 entfernte Nachbarn (vergleiche Abbildung 4.6). Die in den Nachbarmodulen deponierte Energie äußerte sich in einer Verschiebung der Pedestals zu positiven Energien. In Abbildung 4.13 sind die Mittelwer-

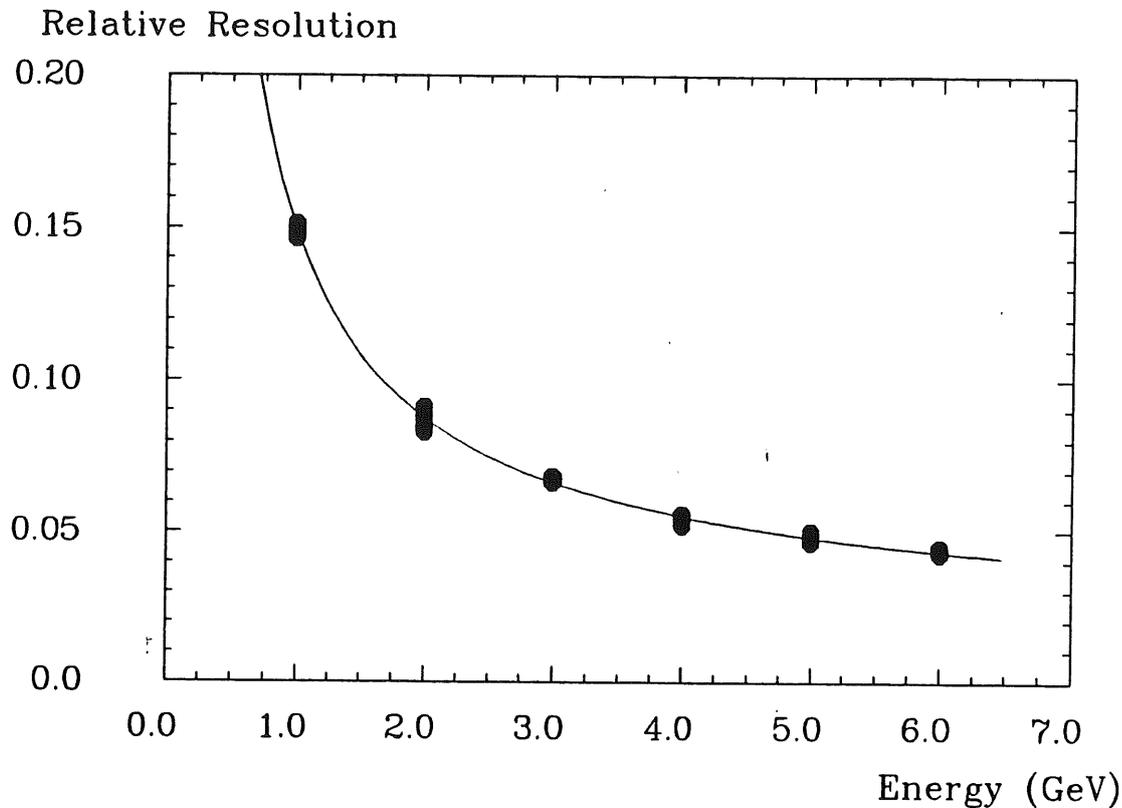


Abbildung 4.12: Energieauflösung verschiedener Module  
 Aufgetragen ist die Energieauflösung der Module mit den Seriennummern 1 bis 6 für verschiedene Energien.

te der direkten (obere Kurve) und der entfernten (untere Kurve) Nachbarn aus Daten beider Energiescans samt angepaßten Geraden aufgetragen.

Die Annahme eines linearen Zusammenhangs läßt sich durch Betrachtung der Gleichung 1.19 zur Abschätzung der lateralen Ausdehnung des elektromagnetischen Schauers motivieren. In dieser Beziehung für die relative laterale Energieverteilung findet sich keinerlei Energieabhängigkeit. Man erwartet also in dieser Näherung einen linearen Anstieg der seitlich herauleckenden Energie mit der Schauerenergie. Das Ergebnis dieser Anpassungen weist für direkte Nachbarn eine Energiedeposition von 0.53 % und für entfernte Nachbarn 0.18 % aus.

Im vorangegangenen Abschnitt wurde zwar an Hand des Rauschbeitrags zur Energieauflösung darauf hingewiesen, daß ein Übersprechen zwischen den Modulen nicht groß sein kann, ausgeschlossen werden kann es damit jedoch nicht. Die obige Analyse zeigt nun, daß zumindest bis zu einer Schauerenergie von 6 GeV, jedes Übersprechen kleiner als 0.18 % sein muß.

Weiterhin kann der Fehler abgeschätzt werden, der bei Einschub in den Zentralpunkt eines Moduls durch laterale Leckverluste entsteht, das sich in der Mitte der oberen Dreierreihe des Aufbaus befindet. Da ein direkter und zwei entfernte Nachbarn fehlen, ergibt sich ein Verlust von 0.9 %. Als Obergrenze für den Energieverlust aus einem Modul nach allen Seiten ergibt sich 2.9 %.

Es zeigt sich also, daß bei dem angewendeten Meßverfahren die Energie zu 99 % in den Modulen des Aufbaus und zu 97 % im zu kalibrierenden Modul allein deponiert wurde. Damit

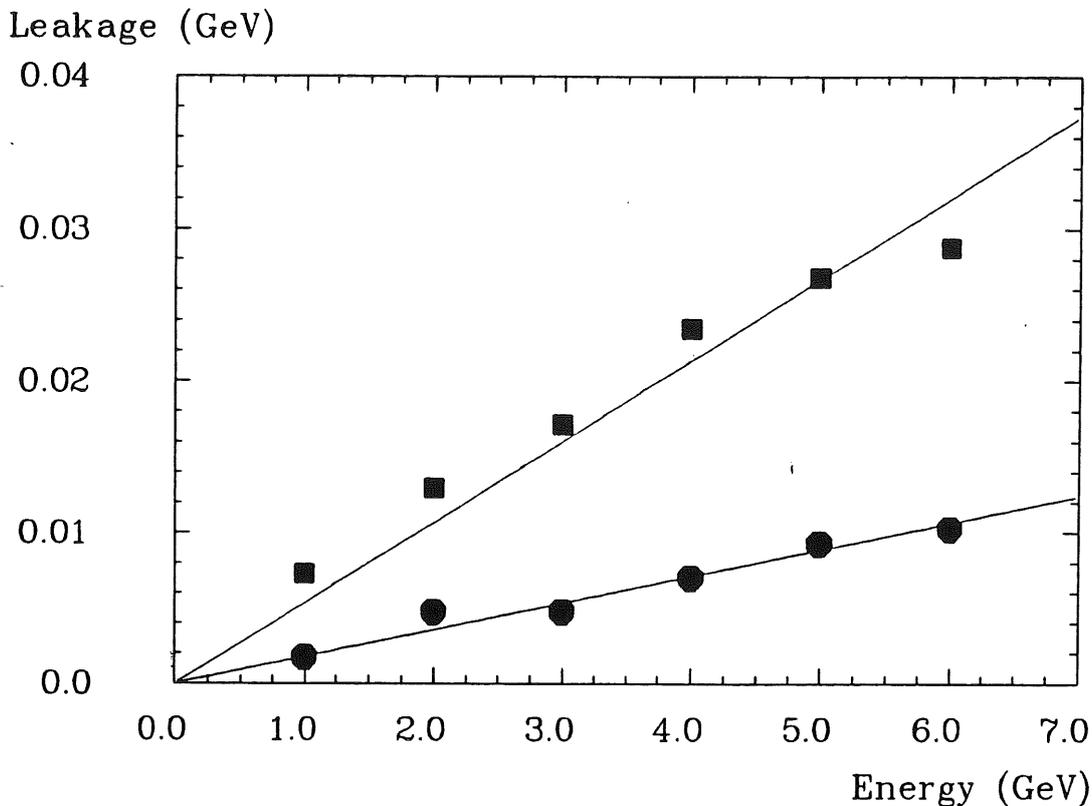


Abbildung 4.13: Bestimmung der Leckverluste

Gezeigt sind die Mittelwerte für direkte und entfernte Nachbarn mit angepaßter Geraden. Man findet in direkten Nachbarn 0.53% und in entfernten 0.18% Anteil an der Schauerenergie.

kann eine Relativeichung guten Gewissens in der vorgesehenen Weise durchgeführt werden, nur für eine spätere Absoluteichung wird eine Korrektur nötig werden.

#### 4.3.5 Ortsabhängigkeit der rekonstruierten Energie

Die Untersuchung von Ortsabhängigkeiten des Energiesignals stellt eine der wichtigsten Fragestellungen an die hier diskutierten Messungen dar. Wie bereits dargestellt, wurden mit Hilfe einer UV-Lichtquelle für alle Modultypen Reflektoren mit Abschattungen zur Minimierung der Inhomogenitäten entwickelt. Der Erfolg dieser Bemühungen war mit Messungen an einem Elektronenstrahl zu prüfen. Hier sollen die Ergebnisse, die für quadratische Module erzielt wurden, dargelegt werden.

Zur Messung vorhandener Restinhomogenitäten wurde ein Raster von Meßpunkten bei einer Strahlenergie von 5 GeV und einem Einschußwinkel von  $0^\circ$  über das Modul 4 gelegt. Der Abstand der einzelnen Meßpunkte betrug dabei in jeder Koordinate 2 cm. Um die Ortsabhängigkeit des Signals zu messen, ist es natürlich nicht sinnvoll, nur die Daten des Moduls zu analysieren, in das der Einschuß erfolgte. Das Signal des Einzelmoduls nimmt bei Annäherung an den Rand wegen lateraler Leckverluste ab. Es ist deshalb nur sinnvoll die Nachbarmodule mit zur Rekonstruktion der Energie heranzuziehen. In die Analyse ging daher die Summe aller 6 Module ein. Außerdem wurden nur die Meßpunkte aus einem Quadranten, dem einzigen der an zwei weitere Module angrenzt, hier verwendet, was insgesamt 16 Punkten entspricht. In der Abbildung 4.14 ist das Ergebnis dieser Prozedur als Projektion auf die x-Achse zu sehen, wobei der Nullpunkt des Diagramms mit dem Mittelpunkt des Moduls 4 zusammenfällt. Diese Dar-

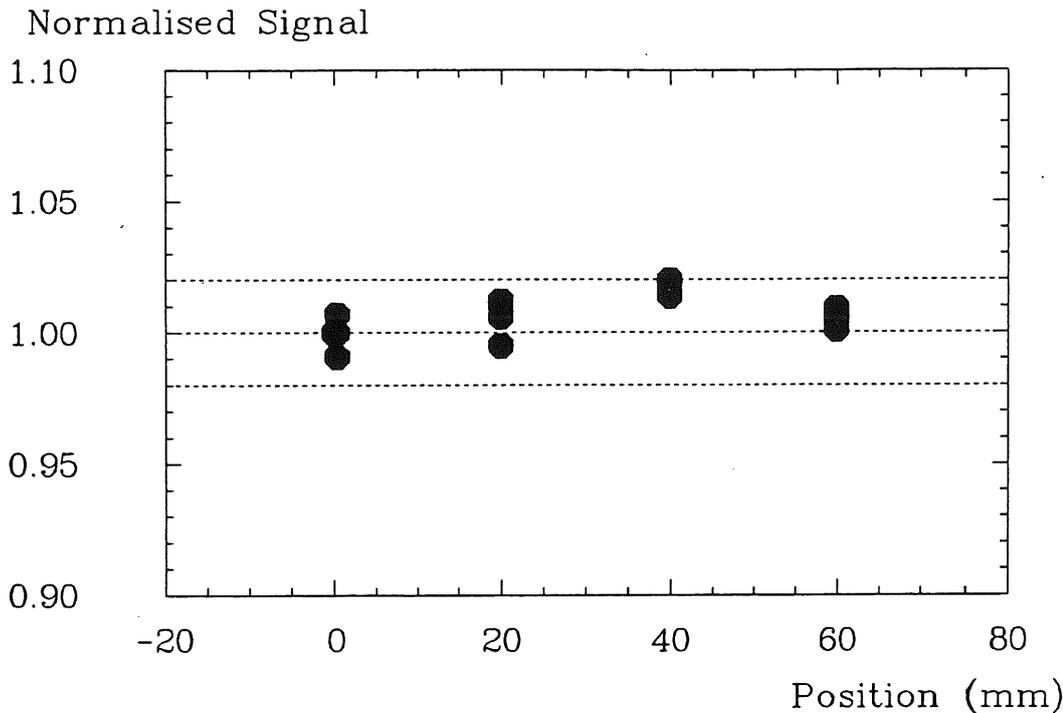


Abbildung 4.14: Ortsabhängigkeit des Energiesignals

Zu jeder x-Koordinate sind die Werte von vier y-Koordinaten eingetragen. Zu beachten ist der unterdrückte Ursprung.

stellung zeigt, daß die Ortsabhängigkeiten des Verhältnisses von rekonstruierter zu nomineller Energie  $\frac{E_{rec}}{E_{nom}}$  kleiner als  $\pm 2\%$  sind.

Dies ist allein auf die Abschattung der Reflektoren auf den Szintillatoren zurückzuführen, die Rohdaten wurden nach Abzug von Pedestals und Korrektur von Nichtlinearitäten lediglich nach dem bereits beschriebenen Verfahren auf eine Energieskala geeicht.

Man kann also sagen, daß das Eingangs definierte Ziel bezüglich der Homogenität zumindest für die quadratischen Module erreicht wurde. Um jedoch das gesamte BEMC ähnlich ortsunabhängig zu machen, werden in der Zukunft weitere Anstrengungen unternommen werden müssen, wie Durchführung von Tests mit Teilchenstrahlen, deren Analyse und die Suche nach Korrekturalgorithmen, wobei sowohl Messungen unter schrägen Einschüssen als auch die nichtquadratischen Module verstärkte Aufmerksamkeit erfahren müssen.

### 4.3.6 Rekonstruktion des Schauerschwerpunkts

Obwohl das Summensignal der vier langen Wellenlängenschieber weitgehend ortsunabhängig ist und nur zum Rand eines Moduls hin durch Leakage reduziert wird, sind die Signale der einzelnen Wellenlängenschieber ortsabhängig. Wenn eindeutige Beziehungen zwischen diesen Signalen und den Ortskoordinaten bestehen, ist die Rekonstruktion des Schauerschwerpunkts möglich. An den Modulen mit den Seriennummern 2, 4 und 5 wurden Ortsscans durchgeführt, und zwar für Modul 4 ein Raster aus 49 Punkten mit jeweils 2 cm Abstand zwischen benachbarten Positionen. Für die beiden verbleibenden Module wurden je 16 Punkte in 4 cm Abständen

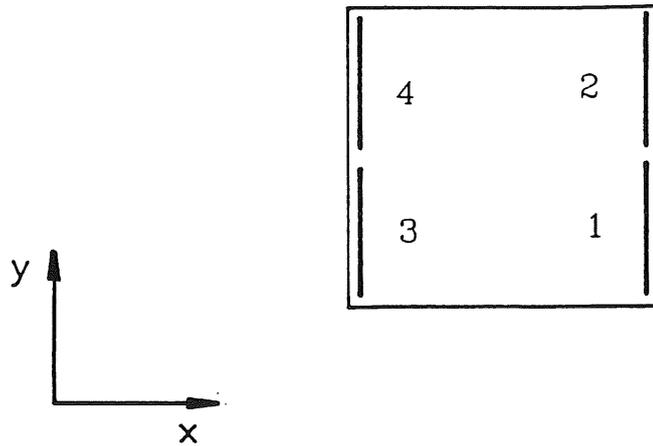


Abbildung 4.15: Lokales Koordinatensystem

Innerhalb dieses moduleigenen Systems wurde die Rekonstruktion des Schauerschwerpunkts vorgenommen. Der Koordinatenursprung liegt im Zentrum des Moduls.

gemessen.

Anhand der Daten von Modul 4 wurden die Verhältnisse  $\frac{PH(1)+PH(2)}{PH(3)+PH(4)}$  und  $\frac{PH(1)+PH(3)}{PH(2)+PH(4)}$  studiert. Dabei stellte sich heraus, daß jedes dieser beiden Verhältnisse in einer Koordinate eine starke und in der jeweils anderen eine schwache Ortsabhängigkeit aufweist, so daß näherungsweise folgende Zusammenhänge angenommen werden können:

$$x \simeq f \left( \frac{PH(1) + PH(2)}{PH(3) + PH(4)} \right)$$

und

$$y \simeq g \left( \frac{PH(1) + PH(3)}{PH(2) + PH(4)} \right).$$

Nach Mittelung über die Koordinate mit schwacher Abhängigkeit, erhält man den in Tabelle 4.4 dargestellten Zusammenhang zwischen Pulshöhenverhältnissen und Koordinaten in einem lokalen Bezugssystem, das in Abbildung 4.15 erklärt ist. Durch lineare Interpolation zwischen diesen Werten kann der Schauerschwerpunkt rekonstruiert werden. Tabelle 4.5 zeigt die dabei erreichte Präzision für alle drei Module. Trotz des relativ einfachen Verfahrens, gelingt es, den Ort des Schauers unter senkrechtem Einschuß mit einem Fehler von nicht mehr als 2 cm zu rekonstruieren, selbst wenn man statistische und systematische Abweichungen berücksichtigt.

### 4.3.7 Zeitliche Stabilität

Wie im ersten Kapitel bereits erläutert wurde, ist eine hinreichende Stabilität der Eigenschaften des BEMC gegenüber der Zeit erforderlich, um mit vernünftigem Aufwand zu einer Eichung

$x(\text{cm})$	$\frac{PH(1)+PH(2)}{PH(3)+PH(4)}$	$y(\text{cm})$	$\frac{PH(1)+PH(3)}{PH(2)+PH(4)}$
-6.0	0.764	-6.0	4.630
-4.0	0.852	-4.0	3.550
-2.0	0.925	-2.0	2.222
0.0	1.000	0.0	1.000
2.0	1.081	2.0	0.450
4.0	1.174	4.0	0.282
6.0	1.309	6.0	0.216

Tabelle 4.4: Rekonstruktion des Schauerschwerpunkts

Die Koordinaten gelten für ein lokales Bezugssystem mit dem Mittelpunkt des Moduls als Ursprung.

Modul	$\sigma_{x,max}$ (cm)	$\sigma_{y,max}$ (cm)	$\Delta_{x,max}$ (cm)	$\Delta_{y,max}$ (cm)
2	1.1	0.7	0.5	0.7
4	1.2	0.7	0.5	0.9
5	1.0	0.8	0.9	1.2

Tabelle 4.5: Fehler der Ortsrekonstruktion

Es sind die größten beobachteten statistischen Fluktuationen  $\sigma$  und systematischen Abweichungen  $\Delta$  aufgeführt.

des Detektors zu gelangen. Drei verschiedene Parameter wurden im Verlauf der Messungen und der anschließenden Analyse auf zeitliche Konstanz überprüft:

- Die Antwort der Elektronik auf Testpulse konstanter Höhe, die in die Vorverstärker eingespeist wurden.
- Die Parameter des Polynoms dritter Ordnung, das an Testpulsrampen angepaßt wurde.
- Die bei einer Nominalenergie von 5 GeV aus den Signalen einzelner Module rekonstruierte Energie.

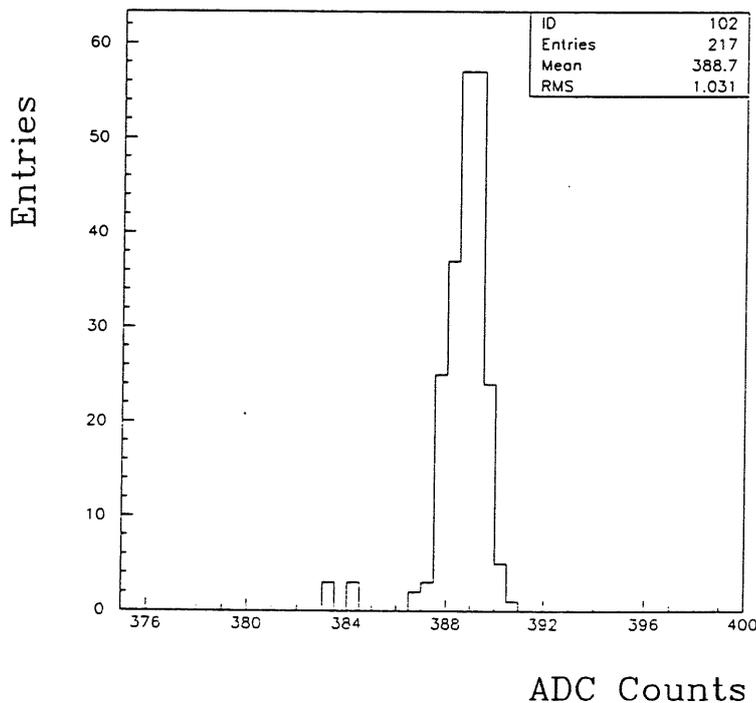


Abbildung 4.16: Variation der Testpulse

Gezeigt ist die Verteilung der Mittelwerte von Testpulsmessungen mit DAC-Level 4000 aus einem Zeitraum von 2 Monaten. Die Breite der Verteilung beträgt 0.6 %. Der Nullpunkt der x-Achse wurde unterdrückt.

Diese Studien waren möglich, weil 5 der quadratischen Module während einer Zeit von rund 2 Monaten ständig im Versuchsaufbau verblieben. Mindestens nach jedem Wechsel eines zu kalibrierenden Moduls wurden Daten bei konstanter Testpulshöhe (DAC-Wert 4000) sowie Testpulsrampen aufgenommen. So kommen für diese beiden Verfahren der elektronischen Überwachung weit über 100 Meßpunkte für diese 5 Module zusammen. Darüber hinaus wurden sie regelmäßig in den Strahl gefahren und bei einer Energie von 5 GeV mit Elektronen gemessen.

Das Ergebnis der Untersuchung zum ersten Punkt ist in Abbildung 4.16 exemplarisch für einen willkürlich gewählten Kanal dargestellt. Aufgetragen ist das Spektrum der Mittelwerte in ADC-Kanälen aus einem Zeitraum von 2 Monaten, wie sie als Antwort auf Testpulse mit DAC-Level 4000 entstehen. Die Streuung beträgt 0.6 %.

Das Verfahren der linearen Regression, das zur Analyse der Testpulsrampen angewendet wurde, wurde bereits in einem vorangegangenen Abschnitt, bzw. im Anhang, beschrieben, daher soll hier nicht mehr darauf eingegangen werden. In Abbildung 4.17 sind die Spektren der Parameter P0 und P1 eines willkürlich gewählten Auslesekanals ebenfalls aus einem Zeitraum von 2 Monaten dargestellt. Auch hier liegen die relativen Schwankungsbreiten unterhalb von 1 %. Die nicht dargestellten Parameter P2 und P3 zeigen eine etwas größere Schwankungsbreite, jedoch ist ihr Einfluß auf eine korrekte Beschreibung der Testpulsrampe durch das Polynom um 2 Größenordnung kleiner als der von P0 und P1.

Am interessantesten ist selbstverständlich die zeitliche Entwicklung der rekonstruierten Energie bei konstanter Strahlenergie. In diese gehen außer den oben diskutierten elektronischen Variationen auch Veränderungen des optischen Systems ein. Die zeitliche Entwicklung der rekonstruierten Energie ist in Abbildung 4.18 für die Module mit den Seriennummer 1, 2, 3, 4 und 6 über einen Zeitraum von 10 Tagen aufgetragen. Wie man sieht, bleibt das Signal aller fünf Module auf dem Niveau von 1 % konstant. Es scheint mit der Zeit ein fallender Trend zu existieren, angesichts der Vielzahl der Parameter, die hierfür verantwortlich sein können, ist der Effekt jedoch zu klein um eine stichhaltige Aussage über Ursachen zu machen.

Insgesamt zeigt dieser Abschnitt, daß die Module des BEMC während der Testmessungen die gestellten Stabilitätsanforderungen erfüllten. Man kann also davon ausgehen, daß eine Kalibration im H1-Experiment mit vertretbarem Aufwand möglich sein wird.

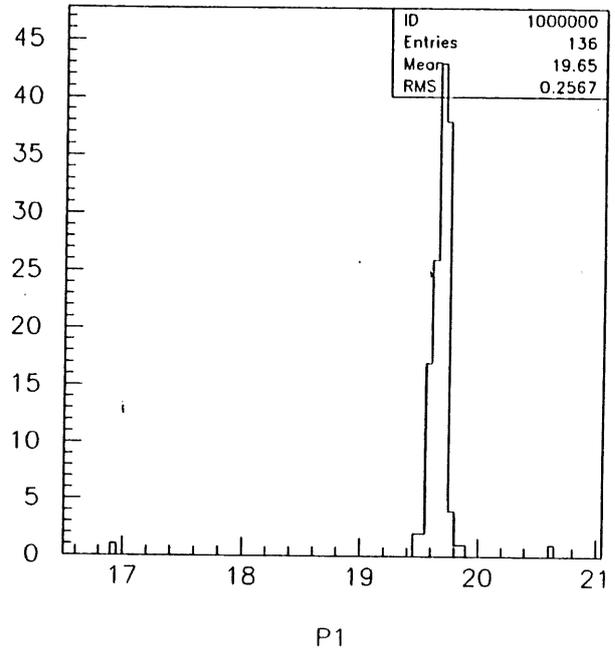
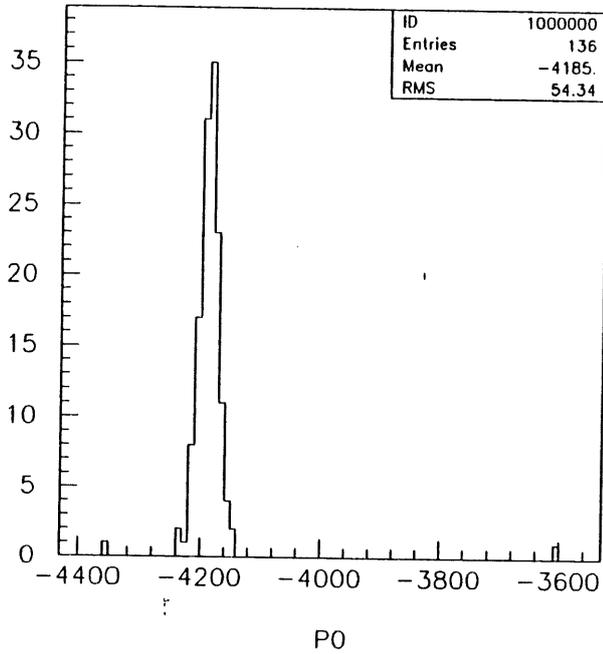


Abbildung 4.17: Variation der Parameter

Die Parameter P0 und P1 des Polynoms dritter Ordnung zur Korrektur von Nichtlinearitäten verändern sich in 2 Monaten nur auf dem Niveau von 1 %. Der Nullpunkte der x-Achsen wurden unterdrückt.

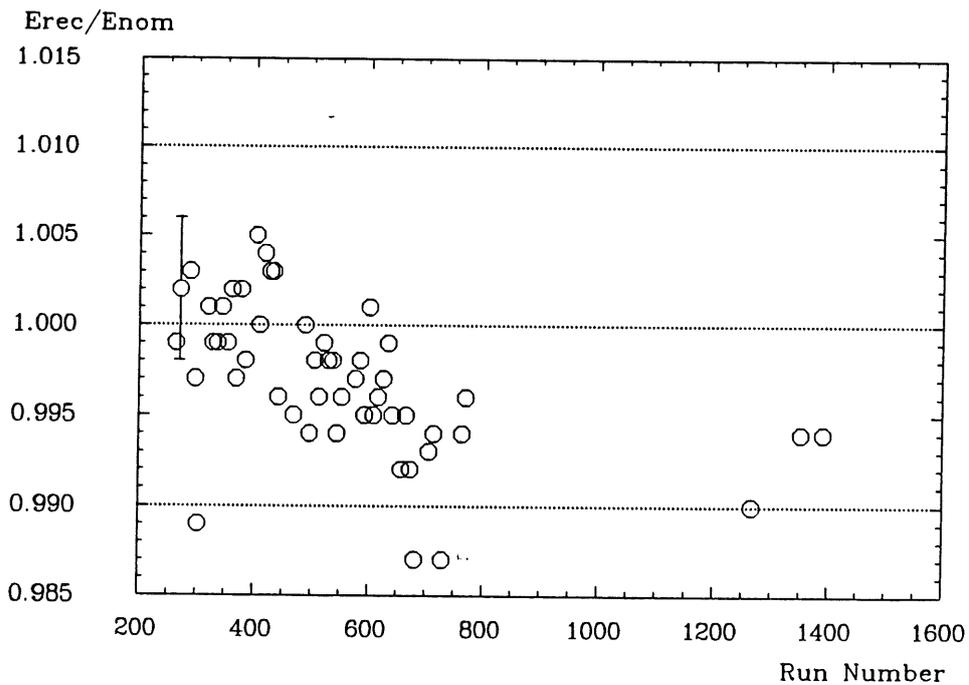


Abbildung 4.18: Stabilität von 5 Modulen

Aufgetragen ist das Verhältnis  $\frac{E_{rec}}{E_{nom}}$  gegen die Run-Nummer. Der Zeitraum zwischen run 200 und run 1000 betrug 10 Tage. Der Ursprung der y-Achse wurde unterdrückt.

## 4.4 Ergebnisse des DESY-Tests

Die wichtigsten Resultate, die sich aus den in diesem Kapitel beschriebenen Auswertungen ergeben, sollen an dieser Stelle in kompakter Form zusammengefaßt werden.

- Trotz eines nicht vorhergesehenen Untergrunds im Teilchenstrahl durch ein Vakuumleck im Strahlführungssystem zeigte sich, daß eine Relativeichung der Module mit einer Präzision von  $\pm 1\%$  möglich ist.
- Nach einer Korrektur von Nichtlinearitäten der Ausleseelektronik mittels Anpassung eines Polynoms 3. Ordnung an Testpulsdaten wurde im untersuchten Energiebereich bis 6 GeV keine Abweichung größer als  $\pm 1\%$  vom linearen Verhalten beobachtet.
- Die Fluktuationen bei der Messung der Energie von elektromagnetischen Schauern blieben mit einem Sampling-Anteil von  $\frac{0.09}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$  und einem Rauschanteil von  $\frac{0.10}{E(\text{GeV})}$  pro Modul innerhalb der angestrebten Grenzen.
- Fünf Module zeigten über einen Beobachtungszeitraum von 10 Tagen ein innerhalb von  $\pm 1\%$  reproduzierbares Verhalten gegenüber konstanter Schauerenergie.
- Durch die Verwendung abgeschatteter Reflektorfolien auf den Szintillatoren, konnte die Ortsabhängigkeit des Signals eines Moduls auf weniger als  $\pm 2\%$  reduziert werden.
- Innerhalb dreier Einzelmodule konnte der Schauerschwerpunkt mit einer Genauigkeit von  $\pm 2$  cm rekonstruiert werden.

Vergleicht man diese Aufstellung von Resultaten mit den eingangs erhobenen Forderungen, so kann man den quadratischen Modulen Brauchbarkeit im Sinne der zu erfüllenden Anforderungen attestieren, obgleich weitere Untersuchungen und Software-Entwicklungen notwendig sein werden, um ein vollständiges Verständnis der Eigenschaften des BEMC zu erreichen.

# Ausblick

Die Kalibration des BEMC kann trotz der bis hier erzielten und dargestellten Ergebnisse bei weitem nicht als abgeschlossen gelten. Insbesondere darf durch die in einigen Teilbereichen erzielte Meßgenauigkeit im 1%-Bereich keinesfalls der Eindruck entstehen, daß damit ohne Weiteres eine Kalibration des BEMC mit einer Präzision von 1% erreicht ist. Dazu bedarf es einer Vielzahl weiterer Maßnahmen, von denen einige Gegenstand einer weiterführenden Arbeit sein werden [PEP93].

Das BEMC ist im 1.Quartal 1991 endmontiert und in den H1-Detektor eingebaut worden. Die geplanten Messungen mit Reservemodulen an einem CERN-Strahl zur Gewinnung einer Absoluteichung wurden im 2.Quartal 1991 durchgeführt. Bis zum Beginn des Experimentierbetriebs Ende 1991 muß eine erste Kalibration für alle 88 Module des BEMC zur Verfügung stehen. Dazu wird eine Verknüpfung von DESY- und CERN-Daten erforderlich sein.

Bei der Erstellung dieser Kalibration werden zwei Korrekturen wirksam, die bisher unerwähnt geblieben sind. Die eine hat ihre Ursache in der in [HAR90] beobachteten und vermessenen Erhöhung der Lichtausbeute von Modulen in starken Magnetfeldern. Die zweite entsteht durch den für Ende 1991 geplanten Austausch der Shaper in den ANBX-Einheiten. Simulationsrechnungen sagen für das BEMC eine Untergrundrate im Bereich von 10 - 100 kHz voraus. Da diese Rate von den bisher verwendeten Shapern mit ihrer Pulsdauer von 10  $\mu$ sec nicht verarbeitet werden kann ohne das ein großer Teil der Daten durch pile-up verfälscht würde, wurde die Entwicklung unipolarer Shaper mit einer Pulsdauer von ca. 1  $\mu$ sec angeregt [MEI90].

Mit Aufnahme des Experimentierbetriebs von HERA wird die Kontrolle und Erneuerung der Kalibration des BEMC dann mit Hilfe quasielastisch gestreuter Elektronen erfolgen.

# Anhang A

## A.1 Kinematische Variable

Da die Reaktionen bei HERA im relativistischen Bereich stattfinden und die Ergebnisse mit denen anderer Experimente mit unterschiedlichen Laborsystemen verglichen werden sollen, ist eine Beschreibung der Kinematik durch lorentzinvariante Größen sinnvoll. Invariante unter Lorentztransformationen sind Skalarprodukte von Viererimpulsen.

Die Elektron-Proton-Streuung ist in Abbildung A.1 als Feynman-Diagramm in der Born'schen Näherung dargestellt. Der Viererimpulsübertrag ist durch die Differenz der Viererimpulse von ein- und auslaufendem Lepton gegeben:

$$q^2 = (k - k')^2. \quad (\text{A.1})$$

Die invariante Masse des hadronischen Endzustandes ergibt sich aus der Summe von Proton-Viererimpuls und Viererimpulsübertrag:

$$W^2 = (q + P)^2 = q^2 + 2qP + M^2, \quad (\text{A.2})$$

wobei  $M$  die Ruhemasse des Protons ist. Diese Gleichung enthält drei Lorentzinvariante, von denen offenkundig nur zwei unabhängig sind. Man wählt zur Beschreibung der Kinematik die beiden Größen:

$$Q^2 = -q^2 \quad (\text{A.3})$$

und

$$\nu = \frac{qP}{M}. \quad (\text{A.4})$$

Aus diesen lassen sich wiederum zwei dimensionslose Größen bilden, deren Wertebereich zwischen 0 und 1 liegt:

$$x = \frac{Q^2}{2M\nu} \quad (\text{A.5})$$

und

$$y = \frac{\nu}{\nu_{max}} = \frac{qP}{kP}. \quad (\text{A.6})$$

Wirkungsquerschnitte werden in der Literatur als Funktionen der Variablenpaarungen  $Q^2$  und  $\nu$ ,  $x$  und  $y$  sowie  $Q^2$  und  $x$  angegeben, so daß bei Vergleich eine Umrechnung mit Hilfe von Jacobi-Determinanten notwendig sein kann.

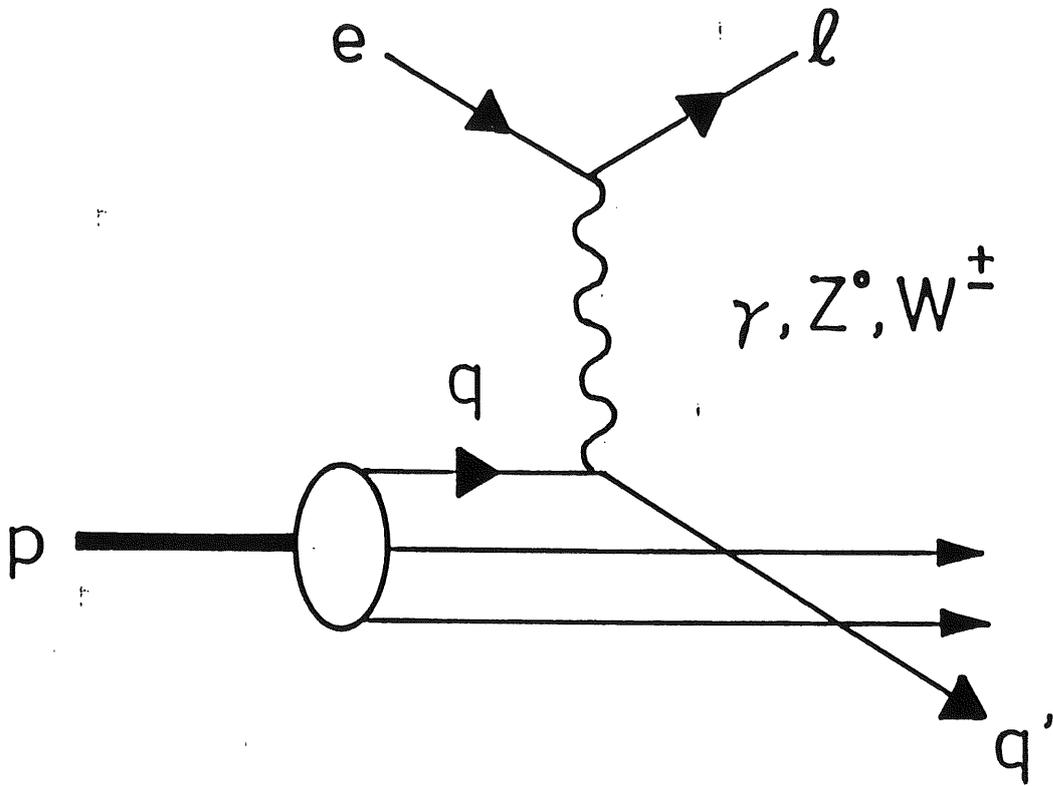


Abbildung A.1: Elektron-Proton-Streuung

Dargestellt ist der Prozess in der Born'schen Näherung des Ein-Boson-Austauschs. Es sind dabei  $k$  und  $k'$  die Viererimpulse des ein- und des auslaufenden Leptons,  $P$  der Viererimpuls des Protons und  $q$  der Viererimpulsübertrag.

## A.2 Das Datenakquisitionssystem

Das verwendete Datenakquisitionssystem (siehe Abbildung A.2) basierte auf dem VME-bus und enthielt als Herzstück ein CPU-Board unter dem Betriebssystem OS-9. Dieser Prozessor war für die Initialisierung und Steuerung des gesamten Systems zuständig. Hatte die Triggerlogik ein Ereignis akzeptiert, so teilte sie dies durch ein NIM-Signal dem Service Modul 'S/M' mit. Dieses schickte daraufhin Steuer- und Synchronisationssignale an den Analogsequenzer 'SEQO' und den Digitalsequenzer 'SEQS'. Der Analogsequenzer las im Multiplexverfahren eine Analogbox (im Test wurde eine Reserve-ANBX vom Flüssigargon-Kalorimeter verwendet) aus und leitete die Analogspannungen mit Verstärkungsfaktor 1 und 4 auf je einen ADC-Eingang. Der ADC mit seinen 8 Eingängen (von denen nur 2 benutzt wurden) wiederum wurde vom Digitalsequenzer ausgelesen. Dieser lieferte an den Prozessor 'FIC' nach Durchlaufen aller Multiplexzyklen eine Buffer, der 1032 Datenworte enthielt.

Der Prozessor reduzierte die Länge des Ereignisses auf 80 Datenworte, wobei der Inhalt des I/O-Registers hinzugefügt wurde. Jedes Ereignis wurde in einer 2 Mbyte fassenden Speicherkarte (DRAM) abgelegt, bis maximal 5000 Ereignisse akkumuliert worden waren. An diesem Punkt beendete das Acquisitionsprogramm einen run, sofern dies nicht vorher vom Experimentator getan wurde. Darüberhinaus waren auch spezielle runs mit dem Kalibrationsboard 'CALIB' zur elektronischen Kalibration und dem I/O-Register als Quelle eines Zufallstriggers zur Gewinnung von Pedestals möglich. Nach Abschluß eines Runs war auf einem Macintosh II ein Transferprogramm zu starten, das die Speicherkarte 'DRAM' über die MacVEE-Karte auslas. Vom Mac II wurden die Daten dann als Datensätze über eine Ethernet-Verbindung auf einen Massenspeicher der DESY-IBM transferiert, wo auch die Auswertung vorgenommen wurde.

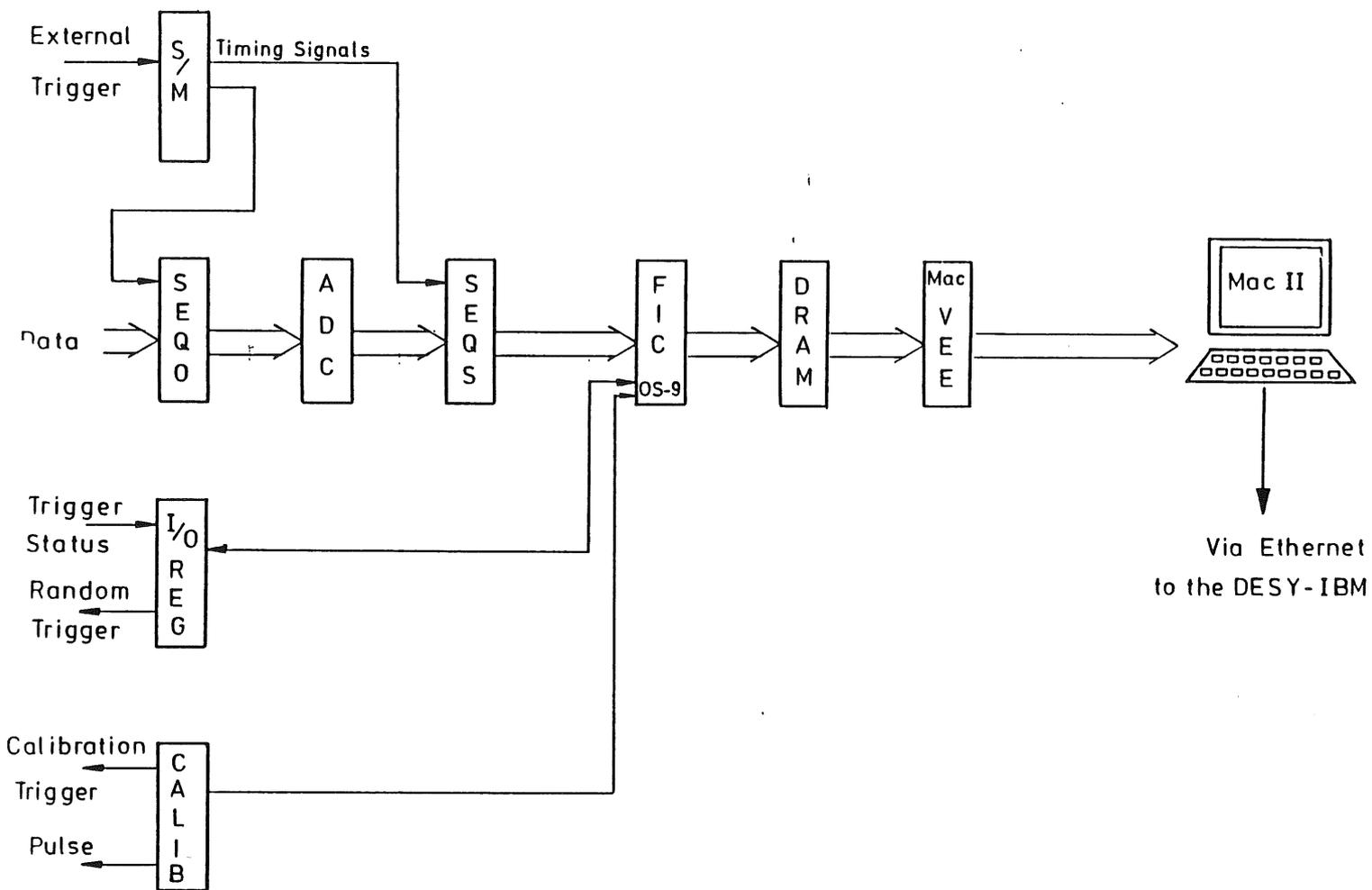


Abbildung A.2: Das Datenakquisitionssystem  
 Diese Konfiguration wurde ausschließlich während des DESY-Tests verwendet.

## A.3 Lineare Regression

Die Anwendung der linearen Regression setzt einen linearen Zusammenhang zwischen Funktionswert und Anpassungsparametern  $a_k$  der Gestalt

$$y(x) = \sum_k a_k \cdot X_k \quad (\text{A.7})$$

$$X_k = \text{Basisfunktionen} \quad (\text{A.8})$$

sowie Differenzierbarkeit nach den  $a_k$  voraus. Im vorliegenden Fall sind die Basisfunktionen Potenzen von  $x$ , so daß

$$y(x) = \sum_k a_k \cdot x^k. \quad (\text{A.9})$$

Aus

$$\chi^2 = \sum_i \left[ \frac{y_i - \sum_k a_k X_k(x_i)}{\sigma_i} \right]^2 \quad (\text{A.10})$$

folgt durch Bilden der partiellen Ableitungen  $\frac{\partial}{\partial a_i}$

$$\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \cdot \left[ y_i - \sum_j a_j X_j(x_i) \right] \cdot X_k(x_i) = 0 \quad (\text{A.11})$$

Durch die Umformungen

$$A_{ij} = \frac{X_j(x_i)}{\sigma_i}, \quad (\text{A.12})$$

$$b_i = \frac{y_i}{\sigma_i}, \quad (\text{A.13})$$

$$\alpha_{kj} = \sum_i \frac{X_j(x_i) X_k(x_i)}{\sigma_i^2}, \quad (\text{A.14})$$

$$\text{bzw. } [\alpha] = A^T \cdot A \quad (\text{A.15})$$

und

$$\beta_k = \sum_i \frac{y_i(x_i)}{\sigma_i^2}, \quad (\text{A.16})$$

$$\text{bzw. } \vec{\beta} = A^T \cdot \vec{b}, \quad (\text{A.17})$$

erhält man die zu lösende Matrixgleichung

$$\sum_j \alpha_{kj} a_j = \beta_k \quad (\text{A.18})$$

oder

$$[\alpha] \cdot \vec{a} = \vec{\beta}, \quad (\text{A.19})$$

wobei der Vektor  $\vec{a}$  die gesuchten Parameter enthält.

# Literaturverzeichnis

- [AMA81] U. AMALDI  
Fluctuations in Calorimetry Measurements  
Phys. Scripta 23 (1981) 409-423
- [BIA85] Z. BIAN et al.  
The use of Silicon Photodiodes in a  
CsI(Tl) Calorimeter  
NIM A239 (1985) 518-526
- [COE85] P. COET  
H6 - Tertiary Test Beam  
CERN-SPS/EBS/Note 85-14
- [DAI90] J. B. DAINTON  
Physics at HERA  
RAL-90-038
- [EIS90] E. EISEN  
Untersuchungen zur Optimierung der Lichtauslese  
aus Blei-Szintillator-Kalorimetern unterschiedlicher  
Wellenlängenschieberkonfigurationen  
Diplomarbeit, Hamburg 1990
- [ENG85] J. ENGLER  
Perspectives in Calorimetry  
NIM A235 (1985) 301-309
- [ESC91] M. ESCHWEILER  
Untersuchungen zur Lichtsammelleffizienz der  
dreieckigen und trapezförmigen Szintillatorplatten  
für die BEMC-Module des HERA H1-Detektors  
Diplomarbeit, Hamburg 1991
- [FAB85] C. W. FABJAN  
Calorimetry in High-Energy Physics  
CERN-EP / 85-54
- [FAB89] C.W. FABJAN und R. WIGMANS  
Energy Measurement of  
Elementary Particles  
CERN-EP/89-64

- [FEL87] J. FELTESSE  
Measurement of Inclusive Differential  
Cross Sections  
in [HWS87]
- [FER91] J. FERENCZI et al.  
BEMC Electron Trigger Status  
H1-BEMC-14-91
- [FIN90] G. FINSEL et al.  
Performance of Transmission Dynode  
Photomultipliers in Magnetic Fields  
up to 1.5 T  
NIM A290 (1990) 450-456
- [FLE90] M. FLEISCHER  
Entwicklung eines Lasermonitorsystems  
für das rückwärtige elektromagnetische  
Kalorimeter des HERA-H1-Detektors  
Diplomarbeit, Hamburg 1990
- [FUN88] M. FUNK  
Untersuchung des Pulshöhenverhaltens  
von geraden und bogenförmigen  
Plastikszintillationsdetektoren  
Diplomarbeit, Hamburg 1988
- [GEN87] M. GENNIS  
Entwurf und Test eines  
elektromagnetischen Kalorimeters  
Diplomarbeit, Hamburg 1987  
DESY F14-87-02
- [GRI91] R. GRIEBEL  
Kalibration des Laser-Monitorsystems  
für das elektromagnetische Rückwärts-Kalorimeter  
des HERA H1-Detektors  
Diplomarbeit, Hamburg 1991
- [GRO84] D. E. GROOM  
Silicon Photodiode Detection of  
Bismuth Germanate Scintillation Light  
NIM 219 (1984) 141-148
- [H1TEC] H1 Collaboration  
Technical Proposal for the H1 Detector  
1986
- [HAMTD] HAMAMATSU  
Technical Data Sheet  
No. S-504-01

- [HAR88] M. HARNING  
Untersuchung der Energieauflösung und  
Uniformität an einem Prototyp für das  
Rückwärtskalorimeter des H1-Detektors  
Diplomarbeit, Hamburg 1988
- [HAR90] T. HARTMANN  
Untersuchung zum Verhalten von  
Plastikszintillatoren in Magnetfeldern  
bis 1.65 Tesla  
Diplomarbeit, Hamburg 1990
- [HRT90] J. HARTMANN et al.  
Light Guides for the Forward  
and Rear Calorimeters  
ZEUS 90-115
- [HWS87] R. D. PECCEI (Herausgeber)  
Proceedings of the HERA Workshop  
DESY, Hamburg 1988
- [JAB79] F. JAQUET, A. BLONDEL  
Detection and Study of the neutral current event  
Proceedings of the Study of an  
ep Facility for Europe  
DESY 79-48
- [JAC90] A. JACHOLKOWSKA  
Persönliche Mitteilung
- [KAM83] T. KAMON et al.  
A New Scintillator and Wavelengthshifter  
NIM 213 (1983) 261-269
- [KLA86] R. KLANNER et al.  
An Electromagnetic Calorimeter with  
Wavelength Shifter Readout  
ZEUS 86-3
- [LOE86] B. LOEHR et al.  
An Electromagnetic Calorimeter with  
Wavelength Shifting Fiber Readout  
DESY 86-072
- [LON75] E. LONGO, I. SESTILI  
Monte Carlo Calculation of Photon-  
Initiated Electromagnetic Showers  
in Lead Glass  
NIM 128 (1975) 283-307

- [MEI90] K. MEIER, H.-P. KASSELMANN  
Persönliche Mitteilung
- [PDG88] PARTICLE DATA GROUP  
Review of Particle Properties  
PYLBA 204 (1988) 73
- [PEP89] E. PEPPEL  
Untersuchungen an einem Prototyp-Segment  
aus vier Modulen des elektromagnetischen  
Rückwärtskalorimeters für den  
H1-Detektor bei HERA  
Diplomarbeit, Hamburg 1989
- [PEP90] E. PEPPEL  
Calibration Concept of the  
Calibration Factors of the  
BEMC-Modules  
H1-BEMC-9-90
- [PEP93] E. PEPPEL  
Dissertation in Vorbereitung  
Hamburg 1993
- [RUE87] R. RÜCKL  
Physics at HERA  
DESY 87-021
- [SCH89] C. SCHRADER  
Ein Monitorsystem für das rückwärtige  
elektromagnetische Kalorimeter bei H1-HERA  
Diplomarbeit, Hamburg 1989
- [WEI86] K.-St. WEISSENRIEDER  
Szintillator-Sampling-Kalorimeter mit  
Lichtauslese durch optische Fasern  
Diplomarbeit, Hamburg 1986
- [WIG91] R. WIGMANS  
Advances in Hadron Calorimetry  
CERN-PPE/91-39
- [WOL86] G. WOLF  
HERA: Physics, Machine and Experiments  
DESY 86-089
- [WUN88] R. WUNDERLICH  
Untersuchungen an einem Prototyp-Doppelmodul  
des elektromagnetischen Rückwärtskalorimeters  
für den H1-Detektor bei HERA  
Diplomarbeit, Hamburg 1988

# Schlußbemerkung

Eine Arbeit wie diese kann nicht ohne Unterstützung gelingen. Ich möchte darum folgenden Personen, die jede auf ihre Weise zum Gelingen dieser Arbeit beitrugen, an dieser Stelle herzlich danken:

- Prof. Dr. W. Scobel für das hohe Maß an Eigenverantwortlichkeit, das er mir als Betreuer einräumte.
- Prof. Dr. H. H. Duhm und Prof. Dr. R. Langkau für Rückenstärkung besonders in den 'heißen Phasen' der Arbeit.
- Allen Mitarbeitern des I.Instituts für Experimentalphysik, wobei W. Gärtner, Dipl.-Ing. J. Koch, Dipl.-Phys. H. Krause, M. Matysek und Dipl.-Ing. N. Schirm wegen ihrer aktiven Unterstützung bei vielen Messungen besondere Erwähnung verdienen.
- Frau M. Berghaus für die prompte und akkurate Anfertigung zahlloser Zeichnungen.
- Den Mitgliedern der BEMC-Gruppe des I.Instituts für Experimentalphysik als da sind: Dr. W. Bauhoff, Dipl.-Phys. E. Eisen, Dipl.-Phys. M. Eschweiler, Dipl.-Phys. G. Finsel, Dipl.-Phys. M. Fleischer, Dipl.-Phys. M. Funk, R. Griebel, Dipl.-Phys. M. Harning, Dipl.-Phys. T. Hartmann, Dipl.-Phys. H.-P. Kassermann, Dipl.-Phys. G. Korf, M. Lipka, Dipl.-Phys. S. Mordhorst, Dipl.-Phys. E. Peppel, Dipl.-Phys. C. Pichler, K. Rathje, Dipl.-Phys. C. Schrader und S. Schieber.
- Zahlreichen Mitgliedern der H1 Kollaboration, die mir ohne viel Federlesen aus mancher Notlage halfen und deren namentliche Nennung den Rahmen sprengen würde.
- Meinen Eltern und meinen Schwiegereltern, die mir Entlastung schafften, indem sie ihre Rolle als Großeltern oft genug übererfüllten.
- Meiner Frau Heike, die alle Höhen und Tiefen gemeinsam mit mir durchlebte, die mit dieser Arbeit verbunden waren.
- Meinem Sohn Tobias, der mir stets aufs Neue klarmachte, was die wirklich wichtigen Dinge des Lebens sind.