

17

Untersuchungen an einem Prototyp-Segment aus  
vier Modulen des elektromagnetischen  
Rückwärtskalorimeters für den H1-Detektor bei  
HERA

Erich Peppel

Diplomarbeit  
Universität Hamburg  
I. Institut für Experimentalphysik

15. Dezember 1989

*Für  
Johannes*

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>6</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen der Kalorimetrie</b>	<b>9</b>
2.1	Elektromagnetische Schauer . . . . .	9
2.1.1	Beschreibung der Schauerentwicklung im Kalorimeter . . . . .	9
2.1.2	Sampling-Fluktuationen . . . . .	11
2.2	Funktionsweise eines Sampling-Kalorimeters . . . . .	12
2.2.1	Der Szintillator SCSN-38 . . . . .	13
2.2.2	Wellenlängenschieber . . . . .	16
2.2.3	Ausleseelektronik . . . . .	17
<b>3</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>20</b>
3.1	Die Wahl der Wellenlängenschieberanordnung . . . . .	21
3.2	Struktur der Module . . . . .	25
3.3	Aufbau am Teststrahl 22 des DESY-Synchrotron . . . . .	26
3.4	Die Datenaufnahme . . . . .	27
<b>4</b>	<b>Ergebnisse der Teststrahlexperimente</b>	<b>30</b>
4.1	Kalibration der Signale . . . . .	30
4.1.1	Kontrolle der Lage des Testaufbaus zur Strahlachse . . . . .	30
4.1.2	Auffinden der Kalibrationsfunktion . . . . .	33
4.1.3	Zeitliche Konstanz der Kalibration . . . . .	35
4.1.4	Quellenmessungen mit $^{241}\text{Am}$ . . . . .	36
4.2	Energieauflösung der Stacks . . . . .	37
4.2.1	Beiträge zur Energieauflösung . . . . .	37
4.2.2	Mechanische Einflüsse auf die Energieauflösung . . . . .	39
4.3	Homogenisierung des Energiesignals der vier Module . . . . .	40
4.3.1	Homogenisierung für den geraden Einschuß . . . . .	41
4.3.2	Homogenisierung bei schrägem Einschuß . . . . .	42
4.3.3	Intrinsische Ortsrekonstruktion . . . . .	43
4.3.4	Weitere Korrekturen des Energiesignals . . . . .	46
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>51</b>
<b>A</b>	<b>Wechselwirkung von Schauerteilchen mit Materie</b>	<b>53</b>
A.1	Wechselwirkung von Elektronen und Positronen mit Materie . . . . .	53
A.2	Wechselwirkung von Photonen mit Materie . . . . .	58
<b>B</b>	<b>Werte der Kalibrationsfunktion</b>	<b>62</b>
<b>C</b>	<b>Pulshöhenanalyse im Trapezmodul</b>	<b>63</b>

<i>Inhaltsverzeichnis</i>	2
D Das Verfahren zur Ortsrekonstruktion	67
E Moduldaten	69
Quellenverzeichnis	72
Danksagung	76

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Schnittbild des H1-Detektors . . . . .	6
1.2	Das BEMC . . . . .	7
2.1	Longitudinales Schauerprofil . . . . .	10
2.2	Absorptions- und Emissionsspektren der am Lichttransport beteiligten Stoffe . . . . .	16
2.3	Aufbau einer PIN-Photodiode . . . . .	18
2.4	Ersatzschaltbild für Photodiode und Vorverstärker . . . . .	19
3.1	Quadrant des BEMC . . . . .	20
3.2	Das trapezförmige Testmodul . . . . .	22
3.3	Pulshöhenspektrum im Trapez . . . . .	23
3.4	Vertikalscan längs der Mittelachse im Trapez . . . . .	24
3.5	Aufbau eines Trapezmoduls . . . . .	25
3.6	Foto des Meßaufbaus . . . . .	26
3.7	Schematischer Meßaufbau . . . . .	29
4.1	Bestimmung der Rechts-Links-Einstellung . . . . .	31
4.2	Bestimmung der Hoch-Tief-Einstellung . . . . .	32
4.3	Spektrum von 5 GeV Elektronen . . . . .	33
4.4	Beispiel einer Kalibrationsfunktion . . . . .	34
4.5	Energieauflösung eines Moduls . . . . .	38
4.6	Plots zur Darstellung des korrelierten Rauschens . . . . .	39
4.7	Einfluß mechanischer Erschütterungen auf die Energieauflösung . . . . .	40
4.8	Einschußorte unter schrägen Winkeln . . . . .	42
4.9	Pulshöhenverteilung für schrägen Einschuß . . . . .	44
4.10	Ortsmatrix zur Ortsrekonstruktion . . . . .	45
4.11	Beispiele zur Ortsrekonstruktion . . . . .	46
4.12	Korrektur der Pulshöhe mit der effektiven Dicke des Kalorimeters. . . . .	47
4.13	Homogenisiertes Energiesignal für das Testsegment . . . . .	48
4.14	Leckrate in Abhängigkeit vom Winkel $\vartheta$ . . . . .	50
4.15	Sampling-Fluktuationen in Abhängigkeit vom Winkel $\vartheta$ . . . . .	50
A.1	Feynmangraphen . . . . .	55
A.2	Wechselwirkung von Elektronen und Positronen mit Materie . . . . .	59
A.3	Wechselwirkung von Photonen in Pb . . . . .	60
C.1	Pulshöhenabhängigkeit der Diode 11 (Trapez) . . . . .	63
C.2	Homogenisierung der Pulshöhenabhängigkeit einer Diode des Trapez' . . . . .	66
D.1	Struktogramm zur Ortsrekonstruktion . . . . .	68

E.1	Foto des Trapezmoduls . . . . .	69
E.2	Moduldaten . . . . .	70
E.3	Daten des Wellenlängenschiebers . . . . .	71

# Tabellenverzeichnis

2.1	Aufbau des Plastiksintillators . . . . .	14
2.2	Materialdaten für einige Stoffe im H1-Detektor . . . . .	15
2.3	Emissionswellenlänge und Lichtausbeute einiger Szintillatoren . . . . .	15
3.1	Die Modulformen im BEMC . . . . .	21
4.1	Lichtausbeute und Rauschen . . . . .	36
4.2	Lichtausbeute für die verschiedenen Modulformen . . . . .	37
4.3	Korrekturfunktion ( $1 + A(x, y)$ ) . . . . .	41
4.4	Energiesummenwerte bei Schrägeinschuß in die Kalorimetermodule . . . . .	49
C.1	Parameter der analytischen Funktion der Diode 11 . . . . .	65

# Kapitel 1

## Einleitung

In Hamburg wird am Deutschen-Elektronen-Synchrotron (DESY) zur Zeit der HERA-Speicherring (die Hadronen-Elektronen-Ring-Anlage) gebaut. Ende 1990 werden dann Elektronen mit einer Energie von  $30\text{ GeV}$  an Protonen mit einer Energie von  $820\text{ GeV}$  gestreut. HERA ist damit die erste Anlage, in der Teilchen aus unterschiedlichen Familien (Leptonen und Quarks) mit Energien bis zu  $314\text{ GeV}$ , im Schwerpunktsystem gemessen, aufeinander treffen. Dies ermöglicht die Bestim-

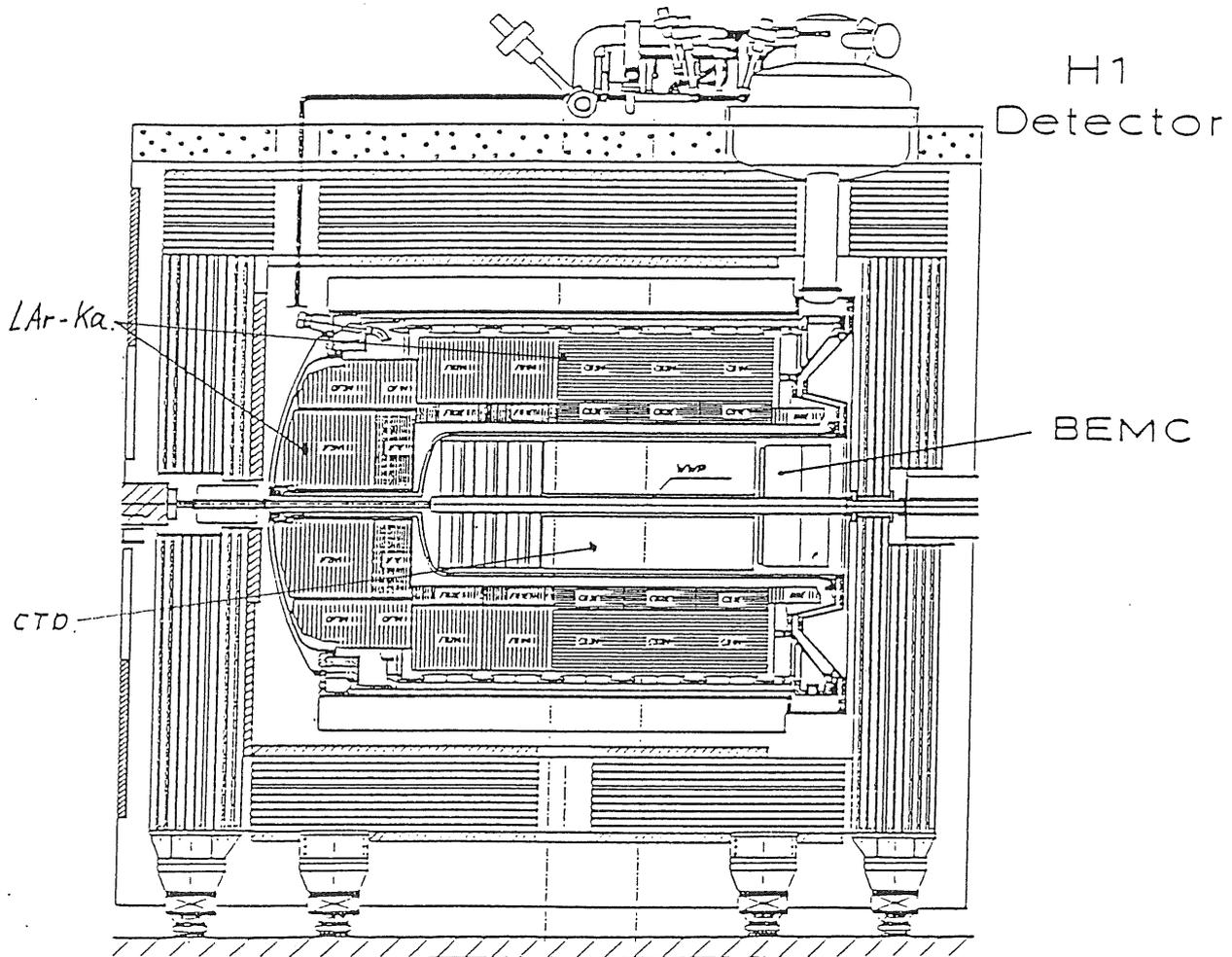


Abbildung 1.1: Schnittbild des H1-Detektors

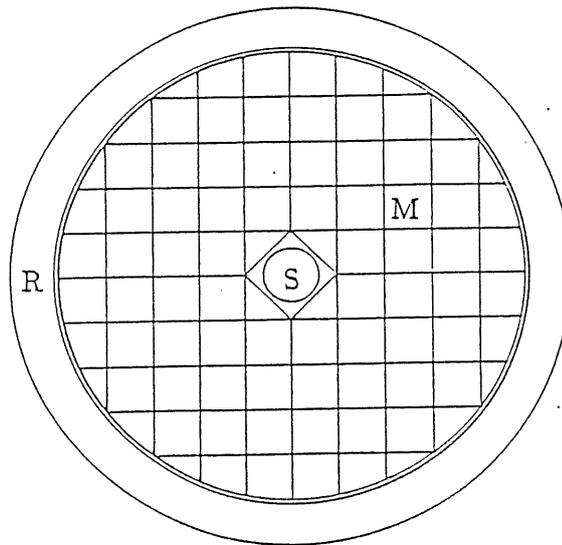


Abbildung 1.2: Das BEMC: Dargestellt ist der Querschnitt mit dem Strahlrohr (S), Modul (M) und dem Trägerring (R)

mung der Strukturfunktion des Protons in bisher nicht erreichbare Bereiche. Die zu erwartende Polarisation des Elektronenstrahls wird viele interessante Experimente ermöglichen. Die Forschungsarbeiten an HERA werden somit zu einem tieferen Verständnis der Wechselwirkung zwischen Quarks, Gluonen und Leptonen beitragen.

An vier Wechselwirkungspunkten kommt es im HERA-Speicherring zur Kollision von Elektronen und Protonen. An zweien dieser Punkte werden die beiden Detektoren H1 (Halle Nord) und ZEUS (Halle Süd) installiert.

Abb. 1.1 zeigt einen Schnitt durch den H1-Detektor. Vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen ist der Detektor in Flugrichtung der Protonen deutlich länger als in der sogenannten Rückwärtsrichtung (Richtung des Elektronenstrahls), da die Richtung der Protonen durch die viel höhere Protonenenergie gegenüber der Elektronenenergie kinematisch bevorzugt ist. Hauptbestandteile des Detektors sind die inneren Spurenkammern zur Bestimmung des Vertex (Ort der Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton) und der Richtung der Teilchenspuren und die Kalorimeter zur Messung der Energie. Diese Kalorimeter sind sogenannte Sampling-Kalorimeter, aufgebaut aus einer Anordnung von abwechselnd Absorbermaterial hoher Dichte und Detektormaterial. Der größte Teil des H1-Kalorimeters besteht aus *liquid Argon* (LAr) Kalorimetermodulen, die longitudinal in elektromagnetische Stacks (mit Blei-Absorberplatten) und hadronischen Stacks (mit Absorberplatten aus Stahl) unterteilt sind. Im rückwärtigen Bereich wird es durch das BEMC (Backward Elektromagnetic Calorimeter) ergänzt, welches vom I. Institut für Experimentalphysik gebaut wird. Hauptaufgabe dieses Kalorimeters ist die Energiemessung des gestreuten Elektrons.

Das BEMC hat einen Durchmesser von ca. 160cm und eine Tiefe von ca. 40cm. Es besteht aus 88 Modulen — 56 Quadrat-Stacks und 32 Dreieck- und Trapez-Stacks (siehe Abb. 1.2). Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung eines Aufbaus, bestehend aus einem trapezförmigen, einem dreieckigen und zweier quadratischer Module, der damit einem Segment des Außenbereichs des BEMC entspricht. Alle Module sind aus jeweils 50 Lagen Blei und Szintillator vom Typ SCSN-38 abwechselnd aufgebaut. Die Dicke einer Schicht Blei beträgt 2.5mm, die des Szintillators 4mm. Die Auslese erfolgt durch seitlich angebrachte 3cm breite und 3mm dicke Wellenlängenschieber mittels Photodioden.

Im Vordergrund der Arbeit stand die Frage: Wie gut kann das Energiesignal der Stacks bei der zu erwartenden starken Ortsabhängigkeit des Signals homogenisiert werden? Dabei wird zunächst davon ausgegangen, daß der Einfallsort durch Messungen des Zentraldetektors bekannt ist. Die starke Ortsabhängigkeit bietet aber auch die Möglichkeit, den Ort allein aus den Photodiodensignalen zu rekonstruieren.

Bei der Homogenisierung im Randbereich des Kalorimeters spielt die mit wachsendem Streuwinkel zunehmende Leckrate der Elektronen eine wichtige Rolle. Daher stellte sich zusätzlich die Aufgabe, diesen Energieverlust in die Normierungsfaktoren mit einzubeziehen. Es stellte sich die Frage, bis zu welchem Winkel kann das BEMC eine zuverlässige Angabe über die Energie der gestreuten Elektronen liefern.

Diese Arbeit baut auf den Arbeiten von [HAR88,WUN88] auf, die sich mit der Homogenisierung des Energiesignals von quadratischen Modulen unter geradem und schrägen Beschuß von Elektronen befaßten. Alle Messungen wurden am DESY-Teststrahl 22 zusammen mit Mitgliedern des I. Instituts durchgeführt. Die Arbeit gliedert sich nun in folgende Teile:

- In **Kapitel 2** wird die Schauerentwicklung in einem Kalorimeter beschrieben, der Aufbau eines Sampling-Kalorimeters und seine Komponenten erläutert und die daraus resultierenden Folgerungen für die Energieauflösung erklärt.
- **Kapitel 3** befaßt sich mit dem experimentellen Aufbau am Teststrahl 22.
- **Kapitel 4** beginnt mit einer Beschreibung der Kalibration der Rohdatensignale. Es folgt eine Diskussion der Energieauflösung der einzelnen Stacks und schließlich wird gezeigt, wie gut sich das Energiesignal des getesteten Segments homogenisieren läßt.
- Eine Zusammenfassung steht in **Kapitel 5**.

## Kapitel 2

# Grundlagen der Kalorimetrie

In einem Kalorimeter werden hochenergetische Elektronen, Positronen und Photonen durch die elektromagnetische Wechselwirkung gebremst. Werden die Teilchen gestoppt, so geben sie ihre gesamte Energie ab. Dabei führt die Wechselwirkung der Teilchen mit der Materie über  $e^+e^-$  - Paarbildung und Bremsstrahlung zu einer Kaskade ("Schauer") aus Photonen, Elektronen und Positronen. Dieser Schauer bricht bei einer bestimmten Energie  $E_c$  ab. Um die Energie des primären Teilchens messen zu können, werden Materialien benötigt in denen die Schauerteilchen ihre Energie in Licht umsetzen. Dieses Licht kann dann über Photomultiplier oder Photodioden auf elektronischem Wege verarbeitet werden. Eine Alternative zur Messung der Lichtausbeute ist die Ladungsmessung in dem auf dem Ionisationskammerprinzip basierendem LAr-Kalorimeter, auf das aber in dieser Arbeit nicht näher eingegangen wird.

Prinzipiell gibt es zwei Arten von Kalorimetern: Schauerzähler aus einem einheitlichen Material, das neben Absorber gleichzeitig Detektor ist und Zähler, die abwechselnd aus Absorber- und Detektormaterial aufgebaut sind, sogenannte Sampling-Kalorimeter. Mit homogenen Schauerzählern aus Materialien wie BGO<sup>1</sup> oder NaJ erhält man eine sehr gute Auflösung. Im Idealfall des homogenen, unbegrenzten Detektors kann man einen Wert von  $\sigma(E)/E = 0.7\%/\sqrt{E[GeV]}$ , erreichen [LON75]. In Bleiglaszählern wird das Čerenkov-Licht der Elektronen und Positronen registriert. Hier ist die Auflösung durch die Photoelektronenstatistik bestimmt. Diese Materialien sind jedoch teuer. Eine billigere Alternative ist das Sampling-Kalorimeter. Auf Grund der kurzen Strahlungslängen von Elektronen und Positronen im Absorber, bildet sich der Schauer im wesentlichen hier aus und nur das im Szintillator entstehende Licht wird ausgelesen. Die dadurch entstehenden Fluktuationen bezüglich der Weglänge im Szintillator werden Sampling-Fluktuationen genannt und sind bei hohen Energien die entscheidene Größe für die Energieauflösung. Das BEMC ist ein solches Kalorimeter. Die Beschreibung beschränkt sich deshalb auf diese Art der Schauerzähler.

## 2.1 Elektromagnetische Schauer

### 2.1.1 Beschreibung der Schauerentwicklung im Kalorimeter

Die wesentlichen Prozesse, die zur Ausbildung eines Schauers in einem Kalorimeter führen, sind die Bremsstrahlung der Elektronen und Positronen, sowie die Paarerzeugung der Photonen. Anhang A gibt eine detaillierte Beschreibung dieser und anderer

---

<sup>1</sup>Bi<sub>4</sub>Ge<sub>3</sub>O<sub>12</sub> Wismuth-Germanium-Oxid

Wechselwirkungen in Materie. Bremsstrahlung und Paarerzeugung führen zu einer kaskadenartigen Teilchenvervielfachung. Mit der Strahlungslänge  $X_0$  bezeichnet man die Weglänge, nach der mit 63% Wahrscheinlichkeit ein Elektron oder Positron ein Bremsstrahlungsquant aussendet oder ein  $\gamma$ -Quant mit 54% Wahrscheinlichkeit in ein  $e^+e^-$ -Paar konvertiert.<sup>2</sup> Dieser Prozeß der Teilchenvervielfachung setzt sich fort, solange die Bremsstrahlung die dominante Wechselwirkung von Elektronen und Positronen mit Materie ist. Überwiegen die Ionisationsverluste, so stirbt der Schauer aus. Die Energie, bei der der Energieverlust durch Ionisation gleich dem durch Bremsstrahlung ist, heißt kritische Energie  $E_c$  (siehe Gleichung 2.3). Eine weitere wichtige Größe im Kalorimeter ist die totale Spurenlänge  $T$ . Das ist die Summe aller Strecken, die die im Kalorimeter entstehenden Teilchen zurückgelegt haben. Es gilt:

$$T = \frac{E}{E_c} \cdot X_0 \quad , \quad (2.1)$$

d. h. die Spurenlänge ist direkt proportional zur deponierten Energie und stellt so die eigentliche Meßgröße im Kalorimeter dar.

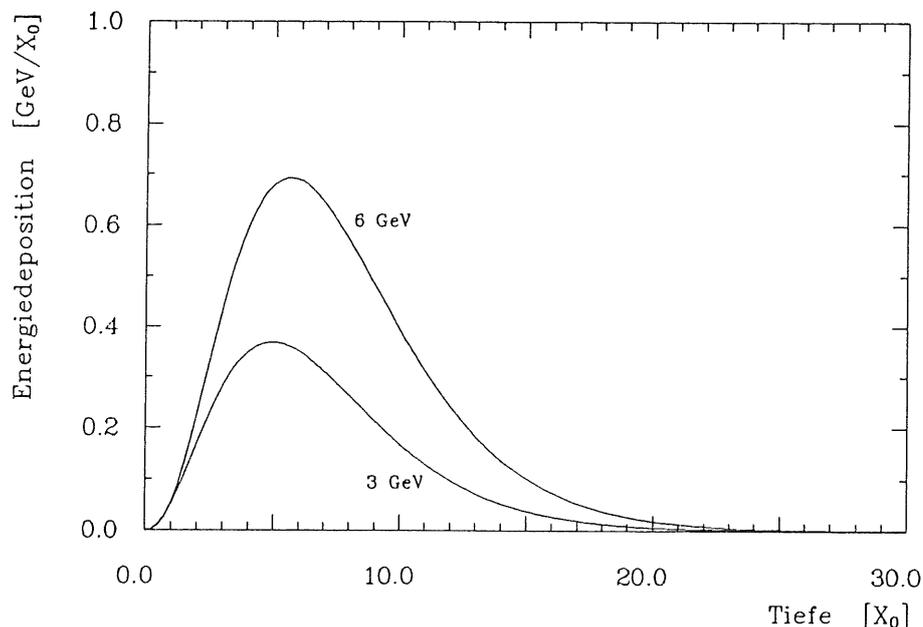


Abbildung 2.1: Longitudinale Schauerprofile für 3 und 6 GeV Elektronen in Materie berechnet nach Gleichung 2.4 mit den Werten  $\alpha = t_{max} \cdot \beta$  ( $t_{max}$  nach Gleichung 2.5) und  $\beta = 0.5$ .

<sup>2</sup>Der Intensitätsverlust durch Bremsstrahlung erfolgt nach:  $I = I_0 \exp(-\frac{x}{X_0})$ . Nach der Strecke  $X_0$  ist der Anteil geladener Teilchen also auf  $1/e$  (37%) abgefallen. Der Intensitätsverlust von  $\gamma$ -Strahlung durch Paarerzeugung wird beschrieben durch:  $I = I_0 \exp(-\frac{7}{9} \frac{x}{X_0})$ . Der Faktor  $\frac{9}{7} X_0$  wird Konversionslänge genannt und ist die Länge nach der das Quant mit 63% Wahrscheinlichkeit ein  $e^+e^-$ -Paar erzeugt.

Die Formeln, nach denen die Strahlungslänge  $X_0$  berechnet wird sind kompliziert und bei [ROS56] beschrieben. Näherungsweise gibt [AMA81] folgende Formeln an:

$$X_0 \cong 180 \frac{A}{Z} \left[ \frac{g}{cm^2} \right] ; \quad \left( \frac{\Delta X_0}{X_0} < \pm 20\%, 13 \leq Z \leq 92 \right) \quad (2.2)$$

und

$$E_c \cong \frac{550}{Z} [MeV] ; \quad \left( \frac{\Delta E_c}{E_c} < \pm 10\%, 13 \leq Z \leq 92 \right) \quad (2.3)$$

Nach [LON75] kann man die Energieverteilung im Schauer nach folgender Formel parametrisieren:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \frac{\beta^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)} t^\alpha e^{-\beta t} , \quad \left( t = \frac{x}{X_0} \right) \quad (2.4)$$

Hierin sind die Parameter  $\alpha$  und  $\beta$  energieabhängig. Der Wert für  $\beta$  bewegt sich dabei in der Größenordnung  $\approx 0.5$ ,  $\alpha$  erhält man über  $t_{max} = \frac{\alpha}{\beta}$ ,  $t_{max}$  ist die Tiefe des Schauermaximums in Einheiten von  $X_0$ . Es gilt:

$$t_{max} \cong \ln \frac{E_0}{E_c} - 1.1 \quad (2.5)$$

Äquivalent dazu bezeichnet man mit  $t_{med}$  die Weglänge, bis zu der die Hälfte der Energie des einlaufenden Teilchens deponiert wird:

$$t_{med} \cong t_{max} + 1.5 \cong \ln \frac{E_0}{E_c} + 0.4 \quad (2.6)$$

Diese Formeln gelten für elektromagnetische Schauer, die durch geladene Teilchen ausgelöst werden<sup>3</sup>. Abb. 2.1 zeigt ein Energieprofil für Elektronen mit einer Energie von 3 und 6 GeV.

Ein Schauer entwickelt sich im Absorber nicht nur longitudinal, sondern weitet sich auch lateral auf. Diese Verbreiterung des Schauers rührt im wesentlichen aus der Vielfachstreuung geladener Teilchen niedriger Energie am Kernfeld her (siehe Gleichung A.7). Eine gebräuchliche Größe für die Beschreibung der lateralen Ausdehnung ist der Moliere-Radius  $R_M$ . Näherungsweise gilt [AMA81]:

$$R_M \cong 7 \frac{A}{Z} \left[ \frac{g}{cm^2} \right] ; \quad \left( \frac{\Delta R_M}{R_M} < \pm 10\%, 13 \leq Z \leq 92 \right) \quad (2.7)$$

Innerhalb eines Radius  $R = 2R_M$  liegen 95% der Schauerenergie.

### 2.1.2 Sampling-Fluktuationen

Sampling-Kalorimeter sind abwechselnd aus schauerproduzierendem Absorber (z. B. Blei) und sensitivem Material (z. B. SCSN-38) aufgebaut. Der Anteil der im Szintillator deponierten Energie beträgt für das BEMC  $\approx 13\%$  der totalen Energie.

<sup>3</sup>Für durch Photonen ausgelöste Schauer gilt:

$$t_{max} \cong \ln \frac{E_0}{E_c} - 0.3 \quad \text{bzw.} \quad t_{med} \cong \ln \frac{E_0}{E_c} + 1.2 .$$

Die “visible Energy“ ist die Energie, die tatsächlich “beobachtet“ wird. Sie ist proportional zur totalen Energie<sup>4</sup> und natürlich zur Spurenlänge der Schauerteilchen im Szintillator gemäß Gleichung 2.1. Nun ist der Startpunkt des Schauers sowie die Schauerentwicklung statistischen Prozessen unterworfen. Es kommt so auch zu Schwankungen des Verhältnisses der Spurenlänge im Szintillator zur Spurenlänge im Kalorimeter. Nach Gleichung 2.1 kommt es dann auch zu Fluktuationen des Energiesignals, den sogenannten Sampling-Fluktuationen. Mit Monte-Carlo-Rechnungen erhält man [AMA81]:

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{smp} \cong \frac{1}{\sqrt{N}} = 3.2\% \sqrt{\frac{E_c \cdot t'}{f(E_{cut}) \cdot E}} \quad (2.8)$$

$$\begin{aligned} N &= \sum_{k=1}^n n(k) \text{ mit} \\ & n(k) = \text{Anzahl der Sekundär-Teilchen am Ort der} \\ & \quad k\text{-ten Szintillatorschicht} \\ f(E_{cut}) &= \text{Funktion der Abschneideenergie } E_{cut} \text{ — minimale Energie} \\ & \quad \text{bei der ein Teilchen im Szintillator noch ein Signal erzeugt}^5 \\ t' &= \text{Dicke einer Lage Absorbermaterial in Einheiten von } X_0 \end{aligned}$$

Unter Berücksichtigung lateraler Effekte durch die Vielfachstreuung folgt:

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{smp} = 3.2\% \sqrt{\frac{E_c \cdot t'}{f(E_{cut}) \cos\left(\frac{E_s}{\pi E_c}\right) \cdot E}} \quad (2.9)$$

Mit  $E_s = 21 \text{ MeV}$ .

Eine Abschätzung der Cut-Energie mit  $E_{cut} = 1 \dots 1.5 \text{ MeV}$  ergibt ein  $f(E_{cut}) \approx 0.7$ . Damit ergeben sich für die in dieser Arbeit untersuchten Kalorimeter-Module mit den Werten für die Strahlungslänge und die kritische Energie aus der Tab. 2.2 Sampling-Fluktuationen in der Größe von

$$\frac{\sigma_s(E)}{E} \cong 13.5\% \sqrt{\frac{t'}{E}} \quad (2.10)$$

Untersuchungen von [GEN87] an ähnlichen Modulen mit  $3 \text{ mm}$  dicken Blei-Absorberplatten ergaben einen experimentell bestimmten Wert für die Sampling-Fluktuationen von:

$$\frac{\sigma_s(E)}{E} \cong \frac{10\%}{\sqrt{E}} \quad (2.11)$$

## 2.2 Funktionsweise eines Sampling-Kalorimeters

In diesem Abschnitt soll der prinzipielle Aufbau und die Auslesetechnik eines Sampling-Kalorimeters an Hand der Module, die im I. Institut für Experimentalphysik in Hamburg gebaut und im DESY-Teststrahl getestet wurden, beschrieben werden. (siehe Anhang E und Abb. 3.5.) Die Hauptkomponenten sind:

<sup>4</sup>Ich werde in den folgenden Kapiteln nicht mehr zwischen der sichtbaren und der totalen deponierten Energie unterscheiden. Wenn also im Hinblick auf die Lichtausbeute der Module von der deponierten Energie die Rede ist, so ist daran zu denken, daß das Signal nur durch die “sichtbare Energie“ erzeugt wird.

<sup>5</sup>Die Berücksichtigung von  $f(E_{cut})$  führt zu einer Veränderung des Ausdrucks für die totale Spurenlänge. Es gilt nun:  $T = f(E_{cut}) \frac{E_0}{E_c} X_0$ .

- abwechselnde Anordnung von Blei- (Absorbermaterial) und Szintillatorplatten (aktives Medium)
- Lichtleitung zur Ausleseelektronik mittels Wellenlängenschiebern
- Lichtauslese mit Photodiode und Vorverstärker

Die wichtigsten Größen zur Beschreibung eines Schauers sind in Tab. 2.2 für einige Materialien zusammengestellt.

Die Samplingschicht der getesteten Module besteht aus 2.5mm Blei und 4mm Szintillator vom Typ SCSN-38<sup>6</sup>. Der Aufbau des Styrols und der Farbstoffkomponenten dieses Plastikszintillators sind in Tab. 2.1 angegeben. Die Emissionswellenlänge und Lichtausbeute wird in Tab. 2.3 aufgeführt.

### 2.2.1 Der Szintillator SCSN-38

Bei der Herstellung von SCSN-38 wird eine Lösung von Styrol mit zwei Farbstoffen polymerisiert. Die beiden Szintillatoren sind buthyl-PBD zu 1% und BDB zu 0.02%<sup>7</sup>. Ihre Konzentration ist so gering, daß der Energieverlust im wesentlichen im Trägermaterial Styrol stattfindet. Die aromatische Kohlenstoffringstruktur ermöglicht eine Übertragung der Energie auf die Szintillatormoleküle. Diese Übertragung ist für die Lichtausbeute erforderlich, denn Absorptions- und Emissionsbande in Styrol liegen dicht beieinander (etwa bei 300nm). Bei einer Absorptionslänge  $< 30\mu m$  für Styrol gibt es für das kurzwellige Licht keine Transmission. Die beiden Szintillatoren verschieben das Licht von 300nm auf 425nm. Die Transmission dieses verschobenen Lichtes in SCSN-38 wird durch ein Exponentialgesetz mit der Abschwächlänge  $\lambda_a = 97.0cm$  [KAM83] beschrieben. Das Licht aus dem Szintillator kann nun mittels eines Wellenlängenschiebers gesammelt und zur Ausleseelektronik weitergeleitet werden. Abb. 2.2 zeigt die Absorptions- und Emissionsspektren der am Lichttransport beteiligten Stoffe.

#### Der Szintillationsprozeß

Entscheidend für die Lichtentstehung in einem Szintillator ist die Lichtemission angeregter Moleküle. Hierbei sind drei verschiedene Prozesse zu unterscheiden. Als prompte Fluoreszenz bezeichnet man die sofortige Emission von Licht nach der Anregung eines Atoms oder Moleküls. Die Emission erfolgt im allgemeinen aus einem Singulett-Zustand (Spin = 1/2). Kommt es durch strahlungslose Übergänge im System zur Besetzung von Triplett-Zuständen (Spin = 1), so dauert die Lichtemission wesentlich länger. Man nennt diesen Prozeß Phosphoreszenz. Da die Triplett-Zustände energetisch tiefer liegen als die Singulett-Zustände emittieren sie Licht einer größeren Wellenlänge. Verspätete Fluoreszenz hat die gleichen Emissionsspektren wie die spontane Fluoreszenz, jedoch mit längerer Abklingzeit. In einem guten Szintillator sollte der Anteil der prompten Fluoreszenz an der Lichtbildung möglichst groß sein. Bezeichnet man mit  $\tau$  die Abklingzeit der Fluoreszenz, so folgt die Lichtintensität der einfachen Beziehung:

$$I = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (2.12)$$

<sup>6</sup>Dieser Szintillator wird von der Firma KYOWA-GAS hergestellt.

<sup>7</sup>b-PBD : 2-(4-t-butylphenyl)-5-phenyl-oxadiazol  
BDB : 4,4'-bi(2,5-dimethyl-styryl)-biphenyl [LEX73]

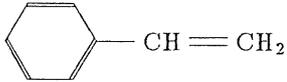
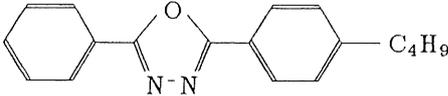
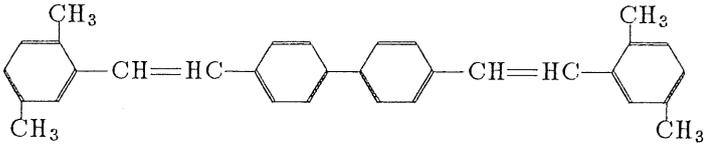
Stoff	Struktur	Anteil in SCSN-38
Styrol		99%
b-PBD		1%
BDB		0.02%

Tabelle 2.1: Aufbau des Plastiksintillators

Bei der spontanen Fluoreszenz beträgt  $\tau$  einige Nanosekunden. Eine genauere Beschreibung erhält man mit  $\frac{I}{I_0} = f(t)e^{-\frac{t}{\tau}}$ ,  $f(t)$  ist eine Gauß-Funktion und berücksichtigt die verzögerte Fluoreszenz und die Phosphoreszenz.

Da diese Prozesse Eigenschaften der Moleküle sind, ist der Szintillationsprozeß unabhängig von der äußeren Gestalt des Szintillators [KNO79]<sup>8</sup>. Er kann in flüssiger Form vorliegen (z. B. Liquid Argon) oder in ein Trägermaterial eingebettet sein (z. B. SCSN-38).

### Die Lichtausbeute

Nur ein geringer Teil der Energie (wenige Prozent), die ein Teilchen beim Durchgang durch den Szintillator verliert, wird in Fluoreszenzlicht umgewandelt. Die Lichtumwandlung ist abhängig von der Ionisationsdichte und damit von der Energie. Für höhere Energien ist die Lichtausbeute proportional zur Energie. Mit dem in Kap. A.1 erläuterten spezifischen Energieverlust  $dE/dx$  und der Fluoreszenz-Energie pro Weglänge  $dL/dx$  gilt:

$$\frac{dL}{dx} = S \frac{dE}{dx} \quad , \quad (2.13)$$

S ist die Szintillationslichtausbeute.

Beim Durchgang eines Teilchens durch den Szintillator kommt es aber nicht nur zu Anregungsprozessen sondern auch zu Ionisation oder teilweiser Zerstörung der Moleküle. Man stellt fest, daß die Lichtausbeute für schwere Partikel bei kleinen Energien nicht linear ist. Die Anzahl der nicht "richtig" angeregten Moleküle ist

<sup>8</sup>Im Gegensatz dazu ist in anorganischen Szintillatoren die Kristallstruktur für den Szintillationsprozeß verantwortlich

<sup>9</sup>Dies entspricht der Samplingschicht der getesteten Module

Material	$X_0$ [cm]	$E_c$ [MeV]	$\rho$ [gcm <sup>-3</sup> ]	$\lambda_h$ [cm]	$RM$ [cm]	$A$ [g]	$Z$
Pb	0.56	7.2	11.35	18.50	1.63	207.19	82
Cu	1.43	18.7	8.96	15.60	1.61	63.54	29
Fe	1.76	20.5	7.87	17.16	1.80	55.85	26
Al	8.90	39.3	2.70	37.20	3.69	26.98	13
SCSN-38	42.40	87.0	1.03	79.46	10.20	12.00	6
38.5% Pb 61.5% SCSN-38 <sup>9</sup>	1.43	8.9	5.0	35.05	3.38	67.66	28
LAr	14.00	29.8	1.40	109.00	9.87	39.95	18

Tabelle 2.2: Materialdaten für einige Stoffe im H1-Detektor (nach [MUN88]).  $\rho$  ist die Dichte und  $\lambda_h$  ist die Absorptionslänge für hadronische Wechselwirkung. Alle anderen Größen werden im Text erklärt.

	Szintillator	Struktur	$\tau$ [FWHM] [ns]	$\lambda_{max}$ [nm]	Lichtausbeute rel. zu Anthracen
organische Szintillatoren	Anthracen	Kristall	30	447	100
	NE 102	Plastik	2.4	423	65
	NE 111	"	1.7	375	55
	SCSN-38	"	2.5*	425	75
anorganische Szintillatoren	NaJ(Tl)	Kristall	230	410	230
	BGO	Kristall	30	480	19

Tabelle 2.3: Emissionswellenlänge und Lichtausbeute einiger Szintillatoren [KNO79]  
\*) aus [IWA86].

proportional zur Ionisationsdichte, also gleich  $B \frac{dE}{dx}$ . Ionisierte Moleküle rekombinieren mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit  $k$  strahlungslos (sogenanntes Quenching). Der Faktor  $kB$  gibt den Intensitätsverlust durch strahlungslose Übergänge an und nur er ist eine experimentell bestimmbare Größe. Unter Berücksichtigung dieser Übergänge erhält man die "BIRKS'sche Formel" [KNO79]:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad (2.14)$$

Im Experiment haben die Elektronen eine hohe Energie. Für solche Elektronen ergibt sich auf Grund des geringen Energieverlustes

$$\left( \frac{dL}{dx} \right)_{el} = S_{eff} \frac{dE}{dx} \quad (2.15)$$

Für den speziellen Fall der quadratischen Testmodule erhält man aus dem aufsummierten Energiesignal größenordnungsmäßig für den Wert  $S_{eff} = 0.1\%$ , wobei die Transmissionsverluste des Lichtes auf dem Weg vom Entstehungsort zu den Photodioden mit berücksichtigt sind.

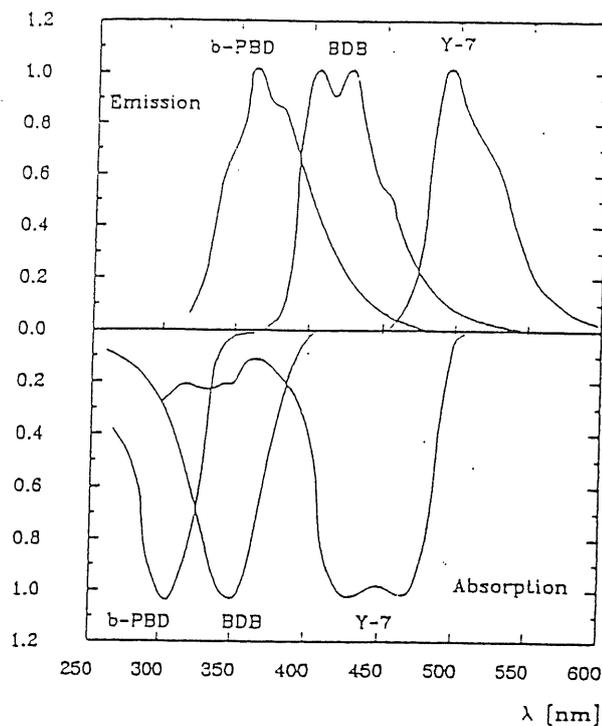


Abbildung 2.2: Absorptions- und Emissionsspektren der am Lichttransport beteiligten Stoffe

### 2.2.2 Wellenlängenschieber

Der Wellenlängenschieber hat zwei Aufgaben. Zum Einen dient er der Sammlung des Lichtes aus verschiedenen Szintillatorplatten und der Lichtleitung zur Photodiode, zum Anderen verschiebt er die Wellenlänge des Lichts in den lichtempfindlichen Bereich der Photodiode. Ein eigens für die Anforderungen von SCSN-38 hergestellter Wellenlängenschieber ist "Y-7" auf Acrylbasis<sup>10</sup>. Der Szintillator-Farbstoff Y-7 ist mit einem Anteil von 30 ppm in dem Plexiglas enthalten. Die Abschwächlänge des in den grünen Spektralbereich verschobenen Lichtes beträgt  $\approx 140\text{ cm}$ . Für die Kombination aus SCSN-38 und Y-7 geben [KAM83] eine Abschwächlänge von  $\lambda_a = (91.0 \pm 11.5)\text{ cm}$  an.

Die Absorptionswellenlänge in Y-7 für Szintillationslicht von SCSN-38 beträgt ca. 6 mm. Die im Experiment benutzten Wellenlängenschieber der Testmodule haben eine Dicke von 3 mm. Deshalb haben wir die Wellenlängenschieber auf der Rückseite mit weißem Zeichenkarton belegt um möglichst viel von dem Licht, das durch den Wellenlängenschieber hindurchgeht, zurückzustreuen. Mit der oben genannten Abschwächlänge erwartet man für 40 cm lange Wellenlängenschieber eine Abnahme der Lichtausbeute auf Grund von Absorption um ca. 50%. Durch Reflexion an der der Photodiode gegenüberliegenden Stirnseite wird diese Abnahme aber geringer sein. Längs des Wellenlängenschiebers wurde eine Abschwächung des Diodensignals von

<sup>10</sup>Y-7 ist die Bezeichnung des Farbstoffes in dem Wellenlängenschieber. Der Grundstoff ist PMMA (Poly-Methyl-Meth-Acrylat). Dieser Wellenlängenschieber wird von der Firma KYOWA-GAS hergestellt.

maximal 30% mit einem relativ steilen Gradienten in der Nähe der Diode gemessen [EIS89]. Diese Ortsempfindlichkeit wird in der endgültigen Konfiguration der Stacks durch Schattenreflektorfolien kompensiert. Für die in dieser Arbeit untersuchten Module in der Randzone des Kalorimeters, spielt die Veränderung der Lichttransmission keine Rolle, da bei einer Energie  $\leq 6 \text{ GeV}$  der Schauer weitestgehend im vorderen Teil des Detektors absorbiert wird.

### 2.2.3 Ausleseelektronik

Die Umwandlung des Wellenlängenschieberlichts in ein elektrisches Signal geschieht mit Photodioden. Photodioden sind in Konkurrenz zu den früher ausschließlich verwendeten Photomultipliern getreten. Der Vorteil der Photodiode liegt in ihrer guten Handhabbarkeit durch ihre geringe Größe (ca.  $30 \times 3 \text{ mm}^2$ ) und in ihrem Preis (ca.  $130 \text{ DM/Stk.}$ ). Außerdem können Photodioden in starken Magnetfeldern verzerrungsfrei arbeiten<sup>11</sup>. Es ist jedoch erforderlich die Signale mit ladungsempfindlichen Vorverstärkern zu verstärken, und das Signal-Rausch-Verhältnis ist für die Photodiode deutlich schlechter als beim Photomultiplier, was sich bei den Meßwerten  $\sigma/E$  im  $\text{GeV}$ -Bereich bemerkbar macht.

#### Photodiode

Der Aufbau einer Photodiode, wie sie im Modul verwendet wird, ist in Abb. 2.3 zu sehen. Im Falle der PIN-Photodiode befindet sich zwischen der p-Schicht und der n-Schicht eine eigenleitende (intrinsische) Schicht. Die im Test benutzten Dioden vom Typ S2575 der Firma HAMAMATSU sind solche PIN-Photodioden.

Durch Diffusion wandern nun Elektronen in den p-dotierten Bereich und rekombinieren dort mit den Löchern. Umgekehrt wandern Löcher in den n-dotierten Teil und rekombinieren dort mit den Elektronen. Es baut sich eine Sperrspannung durch die übrig gebliebenen Rumpfatome auf. Diese Sperrspannung verhindert die weitere Diffusion, es kommt zu einer ladungsträgerarmen Zone. Durch eine außen angelegte Spannung läßt sich die Verarmungszone bis über die gesamte intrinsische Schicht ausdehnen.

Bei einer Photodiode wird die p-Schicht sehr dünn ausgeführt. Sie ist dann lichtdurchlässig. Licht, dessen Energie größer als die Bandlücke ist, erzeugt in der eigenleitenden Schicht Elektron-Loch-Paare. Durch das Potentialgefälle diffundieren Elektronen und Löcher sofort auseinander. Es fließt ein Strom proportional zur Lichtintensität.

Auch  $\gamma$ -Strahlung erzeugt in der Diode ein Signal. Die in der intrinsischen Schicht durch Photo- und Compton-Effekt entstehenden Elektronen erzeugen ihrerseits wieder Elektron-Loch-Paare. Die Anzahl ist proportional zur einfallenden  $\gamma$ -Energie [KNO79].

$$N_{e_0} = \frac{E_\gamma}{3.62[eV]} \quad (2.16)$$

$3.62 \text{ eV}$  ist die mittlere Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares. Dieser Halbleiterzähleffekt ermöglicht es, durch die Anzahl der gemessenen Elektronen die Diodensignale absolut zu kalibrieren.

Die wichtigste Größe bei einer Photodiode ist die Quantenausbeute, die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares. Sie beträgt für den lichtempfindlichen Teil des Spektrums  $\approx 64\%$  für die Diode S2575. Die Grenze der

<sup>11</sup>Die Eigenschaften von Photomultipliern in Magnetfeldern sind bei [MOR89] beschrieben.

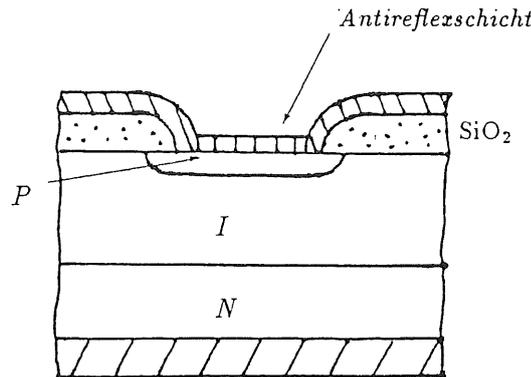


Abbildung 2.3: Aufbau einer PIN-Photodiode [PAU85]

Lichtempfindlichkeit ist zu den großen Wellenlängen hin durch die Bandlücke im Si gegeben und zu den kleinen Wellenlängen durch die Dicke der p-Schicht. Hier liegen die Herstellungsgrenzen zur Zeit bei etwa  $0.1\mu\text{m}$ . UV-Licht wird also bereits in der p-Schicht absorbiert und kann keine Elektron-Loch-Paare erzeugen [WUN88].

### Vorverstärker

Die Diodensignale sind zu klein ( $10\mu\text{V}/\text{GeV}$ ), um direkt verarbeitet werden zu können. Als Folge der Verstärkung durch ladungsempfindliche Vorverstärker ist das System Photodiode - Vorverstärker nicht rauschfrei. Abb. 2.4 zeigt das Ersatzschaltbild.

Die Photodiode wird hier durch einen Parallelwiderstand  $R_{dp}(\approx G\Omega)$ , einen Serienwiderstand  $R_{ds}(\approx M\Omega)$  und eine Kapazität  $C_d$  dargestellt. Die Diode stellt vereinfacht einen Plattenkondensator dar. Nach [GRO84] ergibt sich die Kapazität der Diode zu:

$$C_d = 1.96 \times 10^4 [\text{pF}] \times \frac{A}{\sqrt{\rho(U + U_0)}} \quad (2.17)$$

$A$	=	Fläche der Diode in $\text{cm}^2$
$\rho$	=	spezifischer Widerstand in $\Omega\text{cm}$
$U$	=	externe Biasspannung in $\text{V}$
$U_0$	=	Sperrspannung des Si = $0.7\text{V}$

Für die Diode S2575 haben Messungen einen Dunkelstrom von  $I_d \approx 2.5\text{nA}$  und eine Kapazität von  $C_p \approx 100\text{pF}$  bei einer Biasspannung von  $24\text{V}$  ergeben [WUN88]. Der Feldeffekttransistor (FET) wird ersetzt durch eine Eingangskapazität  $C_{FET}$ , einen Parallelwiderstand  $R_{Gate}$  und durch einen Eingangswiderstand  $R$  des Transistors. Die Verbindung zwischen beiden Bauelementen wird durch die Kapazität  $C_l$  berücksichtigt. Für den gesamten Parallelwiderstand erhält man  $R_p = \frac{R_{dp}R_{Gate}}{R_{dp}+R_{Gate}}$  und für den gesamten Serienwiderstand  $R_s = R_{ds} + R$ , die Gesamtkapazität ist  $C_{in} \approx C_l + C_{FET} + C_d$ . Unter Berücksichtigung nachfolgender Verstärkerelemente

durch eine Zeitkonstante  $\tau$  ergibt sich nach [GRO84] für das Rauschen:

$$Q_R^2 = \underbrace{q\tau I_d}_{a)} + 2 \underbrace{\frac{\tau k_B T}{R_p}}_{b)} + 2 \underbrace{\frac{k_B T R_s C_{in}^2}{\tau}}_{c)} \quad (2.18)$$

$q$	=	Elementarladung
$I_d$	=	Dunkelstrom der Diode
$k_B T$	=	Boltzmann Konstante mal Temperatur

Hierin ist

- a) das Rauschen bestimmt durch den Dunkelstroms  $I_d$  durch  $R_{dp}$
- b) thermisches Rauschen des Parallelwiderstandes
- c) thermisches Rauschen des Serienwiderstandes

Die Shapingzeit  $\tau$  der nachfolgenden Hauptverstärker in unserer Testapparatur betrug  $2\mu s$ . Für die Experimente verwendeten wir Vorverstärker der Firma SILENA vom Typ MICRO-FLA mit einer Anstiegszeit von  $5 \dots 10 ns$ .

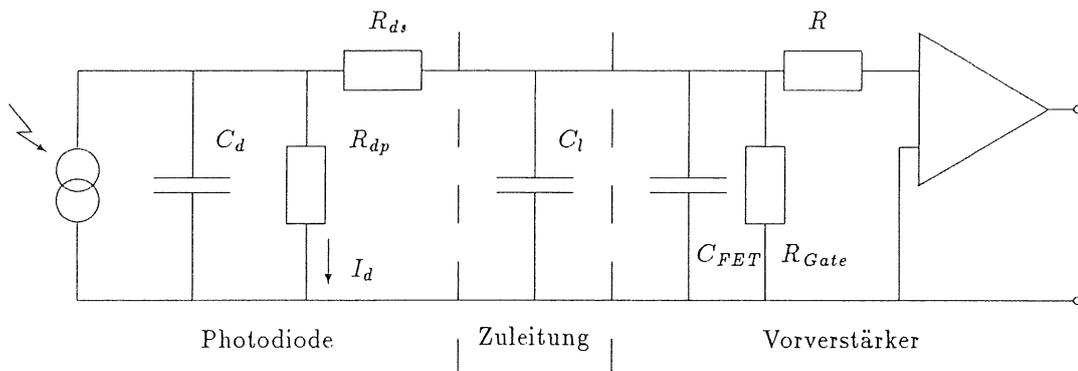


Abbildung 2.4: Ersatzschaltbild für Photodiode und Vorverstärker [GRO84]

## Kapitel 3

# Experimenteller Aufbau

Das hier durchgeführte Teststrahlexperiment ist eine Fortsetzung der Arbeiten von [HAR88] und [WUN88]. Diese beschäftigten sich mit der Homogenisierung der Energiesignale der quadratischen Module des BEMC. Die hier getesteten quadratischen Module unterscheiden sich nur durch die Sampling-Struktur von den früher getesteten. Die alten Module bestanden aus 40 Lagen zu 3mm Blei und 4mm SCSN-38. Die Neuen sind aus 50 Lagen zu 2.5mm Blei und 4mm SCSN-38 aufgebaut. Es gibt für den Randbereich sieben verschiedene unregelmäßige Formen. Abb. 3.1 zeigt einen Quadranten des BEMC. Die gleichschenkeligen Dreiecke am Strahlrohr und im

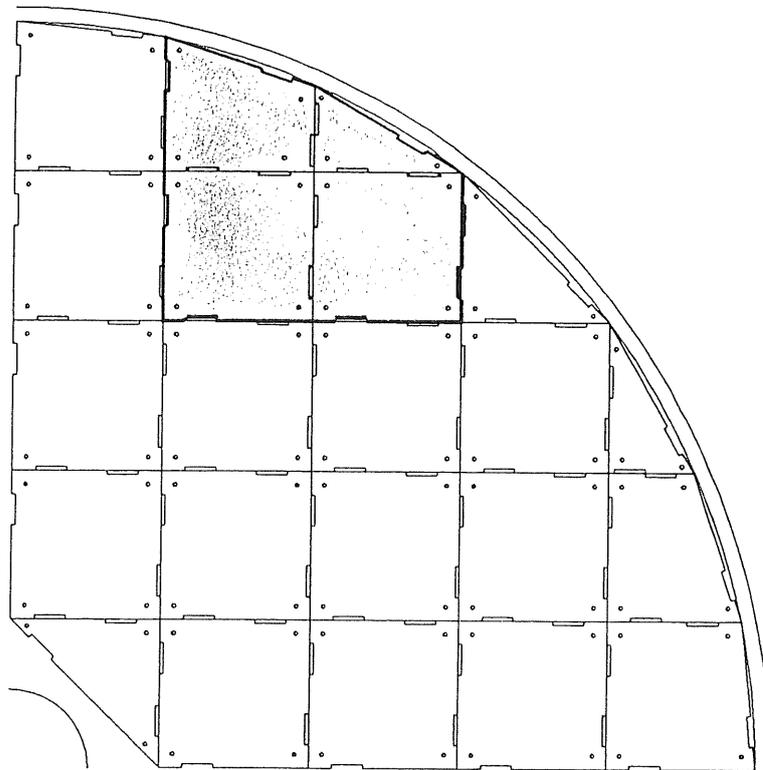


Abbildung 3.1: *Rechter oberer Quadrant des BEMC:  
Die getönte Fläche kennzeichnet die im vorliegenden  
Testexperiment vermessene Konfiguration bestehend  
aus vier Modulen.*

Außenbereich sind vom gleichen Typ. Die sieben Formen resultieren aus der Anordnung der Wellenlängenschieber, die die Spiegelsymmetrie bezüglich der  $45^\circ$ -Achse aufheben.<sup>1</sup> In Tab. 3.1 sind die äußeren Abmessungen der Module angegeben. Der Testaufbau besteht aus den in Abb. 3.1 hervorgehobenen vier Modulen.

Der Test eines Moduls allein hat wenig Sinn, da unter den realistischen Winkeln die Schauer weder in den Trapez- noch in den Dreieck-Modulen vollständig eingeschlossen werden. Der folgende Abschnitt soll die Überlegungen, die zu der Anordnung der Wellenlängenschieber der untersuchten Randstacks führten, aufzeigen.

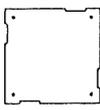
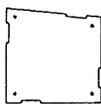
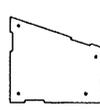
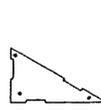
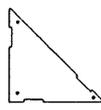
Formen					
Modifikationen	1	2	2	2	1
Maße Länge $\times$ Höhe in [mm $\times$ mm]	153 $\times$ 153	153 $\times$ $\begin{matrix} 153 \\ 138 \end{matrix}$	153 $\times$ $\begin{matrix} 138 \\ 88 \end{matrix}$	153 $\times$ 88	153 $\times$ 153
Anzahl der Module im BEMC pro Modifikation	56	4	4	4	8
Anzahl der Wellenlängenschieber pro Modul	4	4	4	3	3

Tabelle 3.1: Die Modulformen im BEMC. Der Begriff Modifikation steht für eine andere Anordnung der Wellenlängenschieber bei sonst gleicher Form der Module

### 3.1 Die Wahl der Wellenlängenschieberanordnung

Die Anordnung der Wellenlängenschieber für die quadratischen Module des Testaufbaus unterscheidet sich nicht von der bei [HAR88,WUN88] verwendeten. Deshalb sollte die Ortsabhängigkeit der Lichtausbeute gleich sein. Die früheren Untersuchungen haben gezeigt, daß nur mit einer guten Ortsauflösung diese Kalorimetermodule mit der gegebenen Wellenlängenschieberanordnung zu homogenisieren sind. Bei der Suche nach Lösungen für den Einbau der Wellenlängenschieber in die Trapez- und Dreieck-Module müssen folgende Punkte berücksichtigt werden.

- Die Wellenlängenschieber dürfen sich nicht mit den Wellenlängenschiebern der Nachbarstacks überlappen, sonst kommt es zu “Löchern”, bzw. “Kanälen” in den Modulen, in denen viel weniger Absorbermaterial zur Verfügung steht und die Schauerentwicklung modifiziert wird.

<sup>1</sup>In der vorläufig endgültigen Version ist die Anordnung der Wellenlängenschieber so, daß die Symmetrie an der  $45^\circ$ -Achse erhalten bleibt [SHI89]. Es gibt dann noch vier verschiedene unregelmäßige Formen.

– Die Ortsauflösung darf nicht verloren gehen.

Unter Beibehaltung der Wellenlängenschieber-Struktur für die quadratischen Stacks bleibt für den Einbau der Wellenlängenschieber im Randbereich keine große Auswahl. Als Entscheidungshilfe diente aber auch die Auswertung von Daten, die im Zusammenhang mit der Arbeit von [WUN88] an einem Trapezmodul (Abb. 3.2) aufgenommen wurden. In die Nuten des Moduls (Abb. 3.2) sind die Wellenlängenschieber eingebettet. Die Anordnung der Wellenlängenschieber erwies sich in diesem Fall als ungünstig, wie im folgenden erläutert wird.

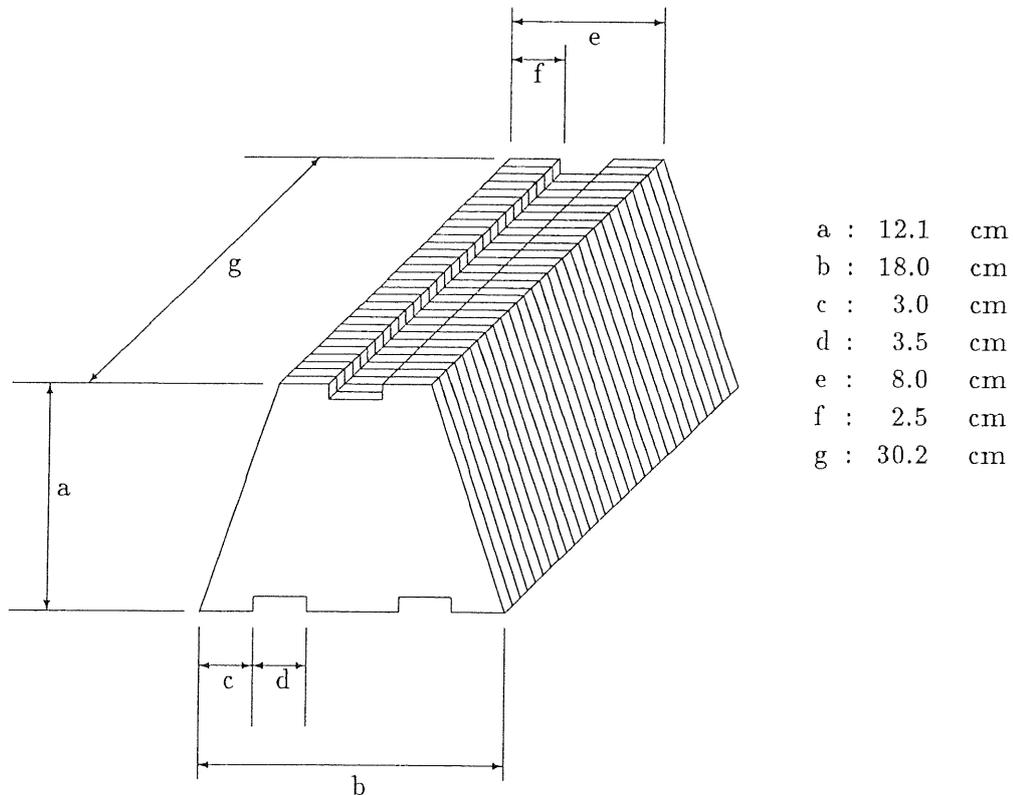


Abbildung 3.2: Das trapezförmige Testmodul [WUN88]

In Abb. 3.3 ist das Pulshöhenspektrum in Abhängigkeit vom Einschubort dargestellt. Dabei wurde der Elektronenstrahl senkrecht zur trapezförmigen Querschnittsfläche eingeschossen. Die Spektren sind auf die “Zentralposition” (halbe Basislänge, halbe Höhe) normiert. Abb. 3.3 a) zeigt die Ortsabhängigkeit bei Auslese des Trapezes durch den Wellenlängenschieber an der Stirnseite – bezeichnet mit A1. Abb. 3.3 b) ist die entsprechende Darstellung für eine Diode an der Basis und Abb. 3.3 c) schließlich diejenige für das normierte Summensignal. Charakteristisch ist die Überhöhung auch des Summenspektrums direkt vor den Wellenlängenschiebern. Diese Überhöhung kann nachträglich korrigiert werden, sofern sich aus den Signalen der einzelnen Dioden der Ort rekonstruieren läßt. Für die Horizontalrichtung — also längs der Basis des Trapez — ist dies kein Problem. Die Auslese durch die beiden Dioden A2 und A3 ermöglicht eine klare Unterscheidung zwischen “links” und “rechts” im Stack. In der Vertikalrichtung — längs der Höhe des Trapez — läßt sich die Position nicht ermitteln. Abb. 3.4 zeigt die relative Pulshöhe eines

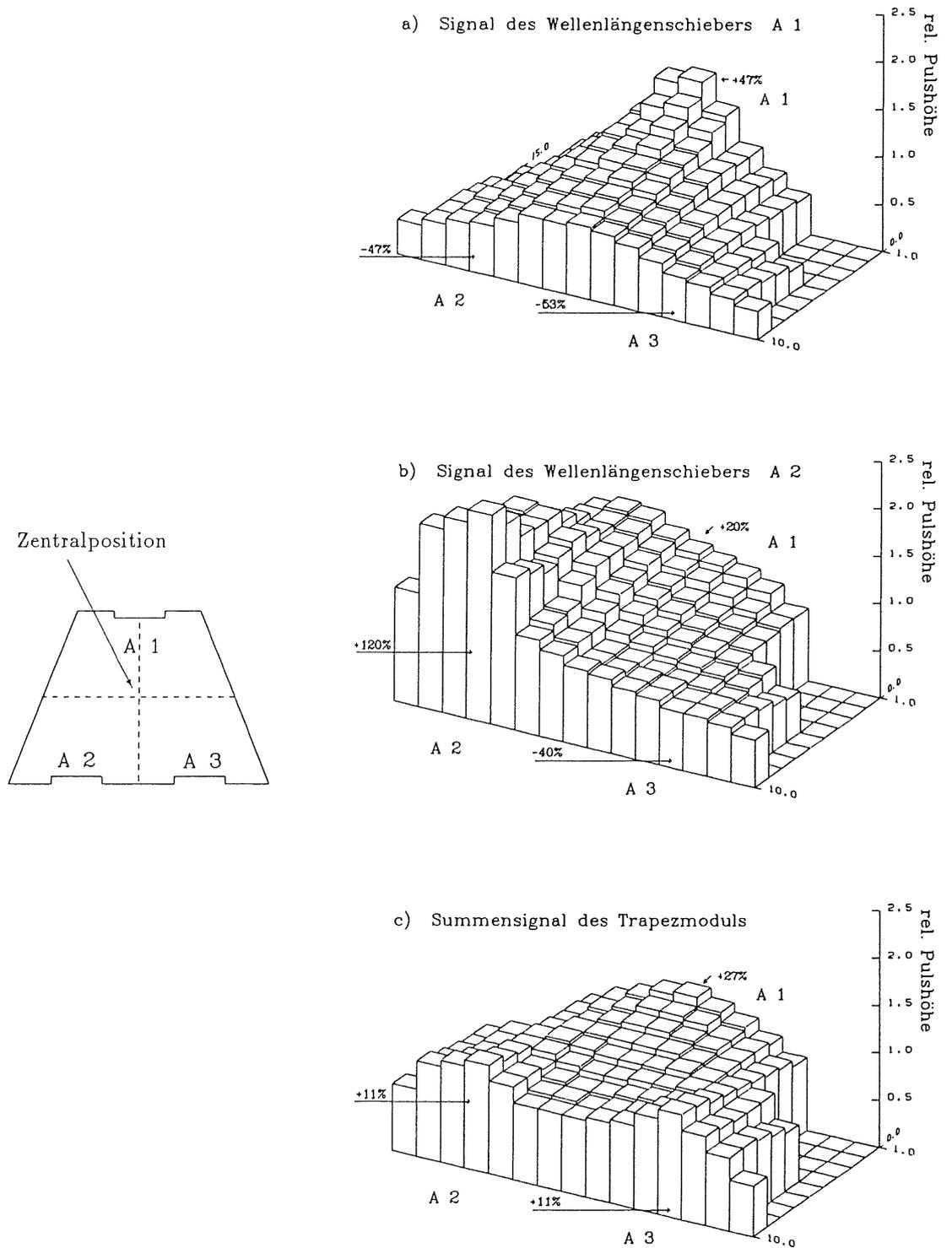


Abbildung 3.3: Pulshöhenspektrum im Trapezmodul

Vertikalscans<sup>2</sup> längs der Mittelachse. Vor der Diode A1 steigt die Lichtausbeute für diese Diode an, zugleich wächst auch das Energiesignal für die anderen beiden Dioden. Da auch die Steigungen nicht sonderlich verschieden sind, mit Ausnahme in unmittelbarer Nähe vor dem Wellenlängenschieber A1, kann man aus dem Verhältnis von A1 zu A2 (A3) nicht auf den Ort in vertikaler Richtung zurückschließen. Der Unterschied in der Pulshöhe zwischen einem Einschußort an der Basis und einem an der Spitze beträgt etwa 30%.

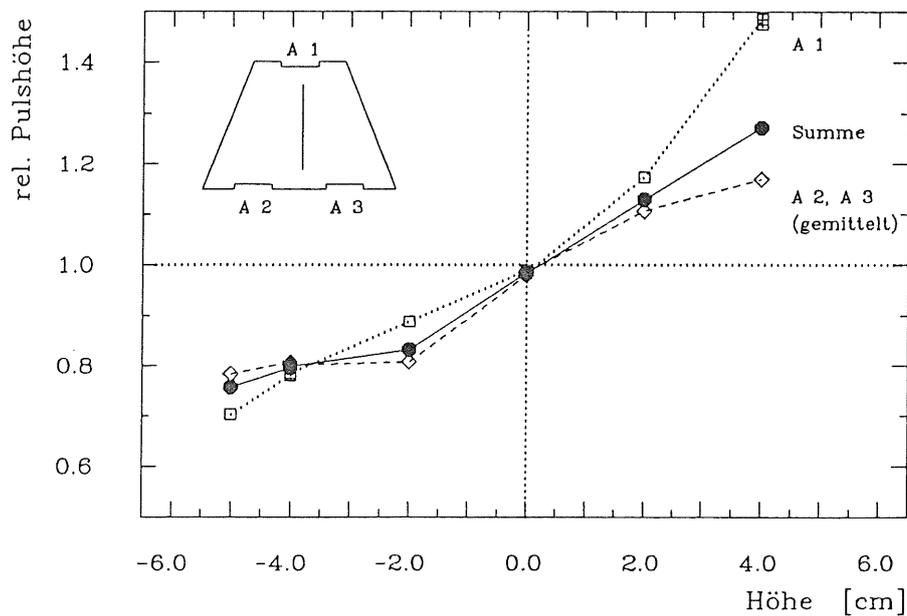


Abbildung 3.4: Vertikalscan längs der Mittelachse im Trapez

### Fazit

Es kann kein Energiesignal mit diesem Trapezmodul und dieser Anordnung der Wellenlängenschieber gemessen werden, sofern nicht extern eine Ortsinformation vorliegt.

Für die Trapezmodule der zu testenden Randkonfiguration ergibt sich hieraus eine Anordnung der Wellenlängenschieber an allen vier Seiten, ähnlich wie bei den quadratischen Modulen. Wir entschlossen uns, das "Dreieck" mit drei Wellenlängenschiebern in einer asymmetrischen Anordnung auszustatten. Aus der Tab. 3.1 ist die Lage der Wellenlängenschieber zu entnehmen. Im Anhang E sind die genauen Abmessungen der getesteten Module aufgeführt.

<sup>2</sup>Der Ausdruck "Scan" bezeichnet das Einstrahlen von Elektronen für verschiedene Positionen unter Festhalten einer Koordinate. Zum Beispiel bedeutet Vertikalscan, daß hier Elektronen für verschiedene  $y$ -Positionen bei konstantem  $x$  eingeschossen wurden.

### 3.2 Struktur der Module

Im Prinzip ist der Aufbau aller getesteten Module derselbe. Die Frontplatte besteht aus  $8\text{mm}$  Aluminium. Daran schließen sich 50 Lagen einer Samplingschicht bestehend aus  $2.5\text{mm}$  Blei,  $0.2\text{mm}$  weißes Papier,  $4\text{mm}$  SCSN-38 und nochmal  $0.2\text{mm}$  Papier an. Eine Aluminium-Platte ( $8\text{mm}$ ), die gleichzeitig Träger der Elektronik-Einheit ist, bildet den Abschluß. Vier Stahlschrauben (in den Dreiecken drei) mit einem Durchmesser von  $4\text{mm}$  halten die Stacks zusammen. Als Beispiel zeigt Abb. 3.5 das Trapezmodul.

In die Nuten ( $32 \times 4\text{mm}$ ) sind die Wellenlängenschieber eingebettet. Die Stirnseite ist mit  $\text{TiO}_2$ -Farbe angemalt und die Rückseite der Wellenlängenschieber auf ganzer Länge mit weißem Papier belegt, welches der Rückstreuung des durch den Wellenlängenschieber hindurchgehenden Szintillatorlichtes dient.<sup>3</sup> Um Totalreflexion im Wellenlängenschieber zu gewährleisten, wurde der Wellenlängenschieber mit einer  $300\mu\text{m}$  starken Schnur umwickelt. Der Wellenlängenschieber ist zum Ende hin nach innen gekrümmt (Krümmungsradius ca.  $50\text{mm}$ , siehe auch Anhang E). Geradlinig durch den Wellenlängenschieber fliegende Elektronen können deshalb keine störenden Signale in der Photodiode durch direkte Treffer (Halbleiterzähleffekte) erzeugen.

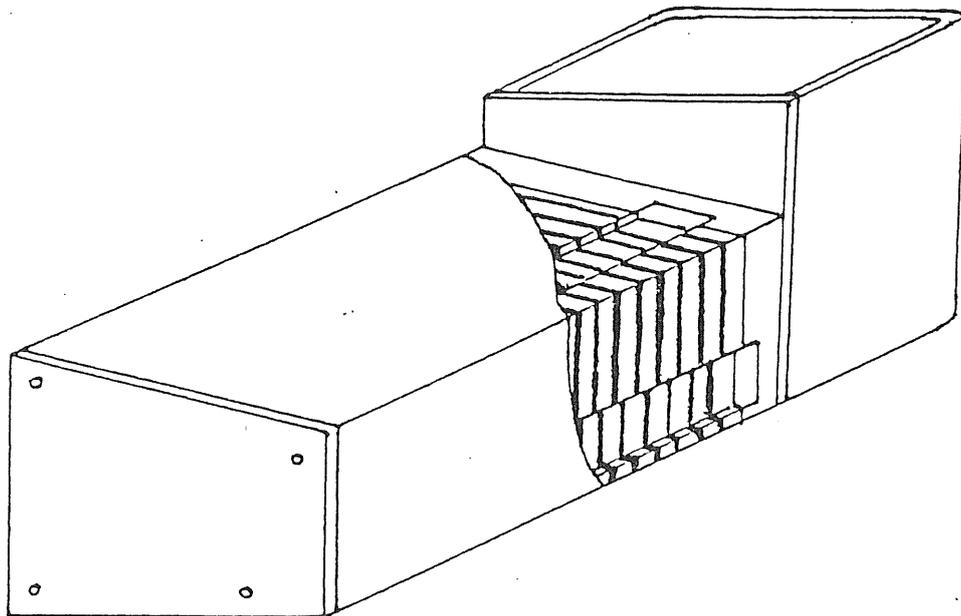


Abbildung 3.5: Aufbau des Trapezmoduls.

<sup>3</sup>Ein Anmalen der Rückseite des Wellenlängenschiebers mit z. B.  $\text{TiO}_2$  verhindert die die Totalreflexion, die für den Lichttransport zur Photodiode notwendig ist.

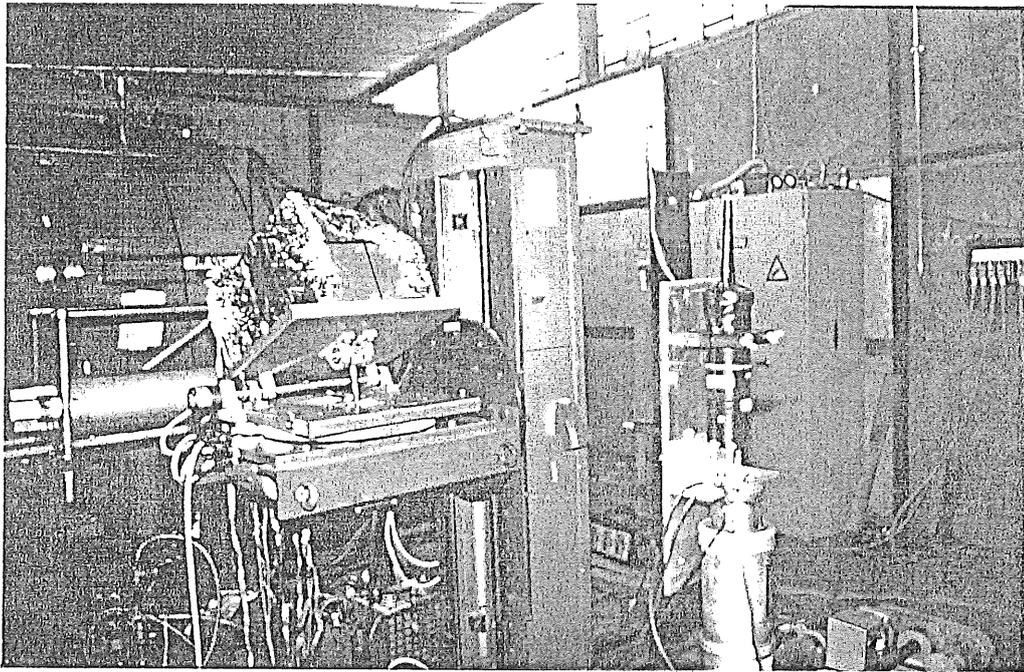


Abbildung 3.6: Foto des Meßaufbaus: Links ist das Goniometer mit dem Testsegment zu sehen, rechts der Aufbau des Fingerzählers und des Vetopaddels.

Die Photodiode S2575 ist mit dem Kleber RTV 615 aufgeklebt<sup>4</sup>. Jedes Modul trägt auf der Rückseite ein Motherboard mit vier Vorverstärkern (drei beim Dreieck-Stack). Zwecks Abschirmung sind Motherboard und Vorverstärker in einem Kupfergehäuse montiert, das sich für ein eventuelles Auswechseln der Vorverstärker öffnen läßt. Über dem Kupfergehäuse ist ein U-Profil aus Stahlblech mit den Steckverbindungen für die vier Vorverstärkerausgänge und den Testpulseingang angebracht. Über diesen kann auf alle vier Vorverstärker gleichzeitig ein Testpulssignal gegeben werden, um das zeitliche Verhalten der Elektronik überwachen und die Vorverstärker und Photodioden kalibrieren zu können.

Mit Ausnahme der Elektronikkomponente ist das gesamte Modul in schwarze Folie eingepackt. Zum Test der Lichtdichtigkeit ist das Rauschen der Photodioden in Dunkelheit und bei starker Bestrahlung der Module gemessen worden. Einen signifikanten Unterschied stellten wir nicht fest, auch beinhalten die Ergebnisse der weiteren Messungen keine Anzeichen für einen ungewollten Lichteinfall.

### 3.3 Aufbau am Teststrahl 22 des DESY-Synchrotron

Die bis auf ca.  $7\text{ GeV}$  beschleunigten Elektronen im DESY-Synchrotron (DESY II) erzeugen in einem Target (Kohlefaden) durch Bremsstrahlung  $\gamma$ 's, die in einem weiteren  $5\text{ mm}$  dicken Kupfer-Target in Elektronen konvertiert werden. Mit Hilfe eines Ablenkmagneten direkt vor dem Meßraum lassen sich Energien zwischen 1 und  $6\text{ GeV}$  selektieren. Durch Zählratenvergleich zweier im Abstand von einigen Metern im Meßraum aufgestellten Fingerzähler definieren wir die Strahlachse. Zur Durchführung der Experimente ersetzen wir den Fingerzähler der direkt am Eintritt

<sup>4</sup>Der Hersteller dieses Klebers ist GENERAL ELECTRIC.

des Strahls in den Meßraum steht, durch einen großflächigen Szintillator, ein sogenanntes Szintillator-Paddel. Der andere Fingerzähler wird durch eine Kombination bestehend aus einem Vetozähler und einem "Finger" ersetzt. Der Durchmesser des Loches im Vetopaddel beträgt  $7\text{mm}$ . In Abb. 3.7 sind diese drei Zähler mit Paddel, Finger und Veto bezeichnet.

Die Triggerbedingung für die Aufnahme der Daten eines Ereignisses ist erfüllt, wenn das Paddel und der Finger ein Signal, aber das Veto kein Signal anzeigt. Ein so definiertes Ereignis, das durch das Datenaufnahmesystem verarbeitet wird, hat eine Genauigkeit in der Ortsbestimmung von  $7\text{mm}$ . Im Vergleich zum Moliere-Radius von etwa  $1.6\text{cm}$  ist die Stahllokalisierung hinreichend genau.

Das Trägergestell für die Module ist ein in der Horizontalen (quer zur Strahlachse) und Vertikalen bis auf  $\pm 1\text{mm}$  einstellbarer Fahrtisch. Auf diesem ist ein Goniometer montiert. Es ermöglicht die Drehung der Module horizontal von  $-30^\circ$  bis  $+30^\circ$  und vertikal von  $-5^\circ$  bis  $+30^\circ$ . Die Winkel lassen sich auf  $\pm 0.3^\circ$  genau einstellen [MAT88]. Mit dem Goniometer können alle Winkel gestreuter Elektronen aus dem H1-Experiment simuliert werden, die das BEMC treffen. Sowohl dieses Goniometer, als auch der Fahrtisch lassen sich über eine Fernsteuerung aus einer Meßhütte bedienen.

Um den Testaufbau, bestehend aus den vier Modulen, ausrichten zu können, wurde auf das Goniometer ein Fernrohr<sup>5</sup> aufgesetzt. Mit diesem Fernrohr konnte die Lage der durch "Veto" und "Finger" definierten Strahlachse bis auf eine Genauigkeit in der Größenordnung von  $2\text{mm}$  festgelegt werden. Das Foto (Abb. 3.6) zeigt einen Blick in den Meßraum.

### 3.4 Die Datenaufnahme

Abb. 3.7 zeigt den schematischen Aufbau des Teststrahlexperiments. Die jeweils vier bzw. beim Dreieck-Stack drei Signale werden über  $20\text{m}$  lange Kabel zu den 15 Hauptverstärkern geführt. Dabei bilden vier Hauptverstärker einen NIM-Einschub<sup>6</sup> vom Typ **e-m Amplifier 1003** der Firma EMETRON. Durch diese wird das Vorverstärkersignal etwa 1000-fach verstärkt und zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses mit einer Zeitkonstante von  $2\mu\text{s}$  verformt.<sup>7</sup> Diese Signale werden in peaksensitive ADC's<sup>8</sup> mit einer Unterteilung in 2048 Kanälen gegeben. Zusammen mit einem LAM-Generator<sup>9</sup> sind sie ein Bestandteil des von [HER88] aufgebauten Datenaufnahmesystems.

Das Triggersignal wird aus den diskriminierten Signalen der drei Szintillator gebildet. Mit Hilfe einer Logik-Einheit wird aus den positiven Signalen von "Paddel" und "Finger" und dem negativen Signal des "Veto" ein Rechteckpuls von  $200\text{ns}$  Länge und  $-1\text{V}$  Höhe erzeugt. Ein Gate-Generator bildet hieraus einen Rechteckpuls von  $4\mu\text{s}$  Länge und  $-2\text{V}$  Höhe. Dieses Signal dient als Startsignal für die ADC's und zur Steuerung des LAM-Generators. Der LAM-Generator setzt nach einer von den verwendeten ADC's abhängigen Verzögerungszeit, ein Flag, damit die ADC's genügend Zeit zur Digitalisierung der Pulse haben. Im Falle der hier verwendeten ADC's beträgt die Verzögerungszeit  $106\mu\text{s}$ . Zwei Rechner steuern das

<sup>5</sup>Firma RANK-TAYLOR-HOBSON

<sup>6</sup>NIM steht für das von der amerikanischen Atomenergie-Kommission gegründete National-  
Instrumental-Methods-Komitee, welches ein modulares System zur Instrumentierung von kern-  
physikalischen Experimenten einführte.

<sup>7</sup>Das Signal wird anintegriert und differenziert.

<sup>8</sup>Hersteller dieser Analog-Digital-Converter vom Typ 2259B ist die Firma LeCroy.

<sup>9</sup>LAM heißt "Look at me".

Datenaufnahmesystem. Der Crate-Controller übernimmt dabei den Datentransfer zum zweiten Rechner (PDP) und ist für das Setzen und Zurücksetzen des LAM-Generators und der ADC's zuständig. Die Steuerung der Datenaufnahme erfolgt durch die PDP. Die Daten werden auf diesem Rechner im sogenannten Listmode-Verfahren gespeichert. Jedem Event wird ein festes Tupel an Zahlen zugeordnet. In diesem Experiment sind es Einheiten von 16 Zahlen, die den 15 Inhalten der ADC's entsprechen und einer negativen Zahl zur Trennung der Zahlentupel voneinander.<sup>10</sup>

Am Ende eines aus einigen tausend Events bestehenden Runs werden die Daten durch die PDP auf Magnetband überspielt. Die Auswertung erfolgt nachdem die Daten auf die Massenspeicher der DESY-IBM übertragen worden sind.

Um Schwankungen der Elektronik erkennen und im nachhinein korrigieren zu können, sind in regelmäßigen Abständen "Testpulsruns" aufgezeichnet worden. Ein Testpulser<sup>11</sup> gibt Signale definierter Höhe direkt auf die vier Vorverstärker eines Moduls. Da solche Runs ohne Strahl aufgezeichnet werden, ist ein eigenes Triggersignal für das Datenaufnahmesystem erforderlich. Dieses wird aus dem Triggerausgang des Testpulsers mit dem Gategenerator gewonnen.

---

<sup>10</sup>Das Listmode-Verfahren ermöglicht eine Kalibration jedes einzelnen Diodensignals. Darüberhinaus lassen sich Events selektieren und Diodensignale miteinander vergleichen.

<sup>11</sup>Typ: BNC pulse generator PB-K von EG & G

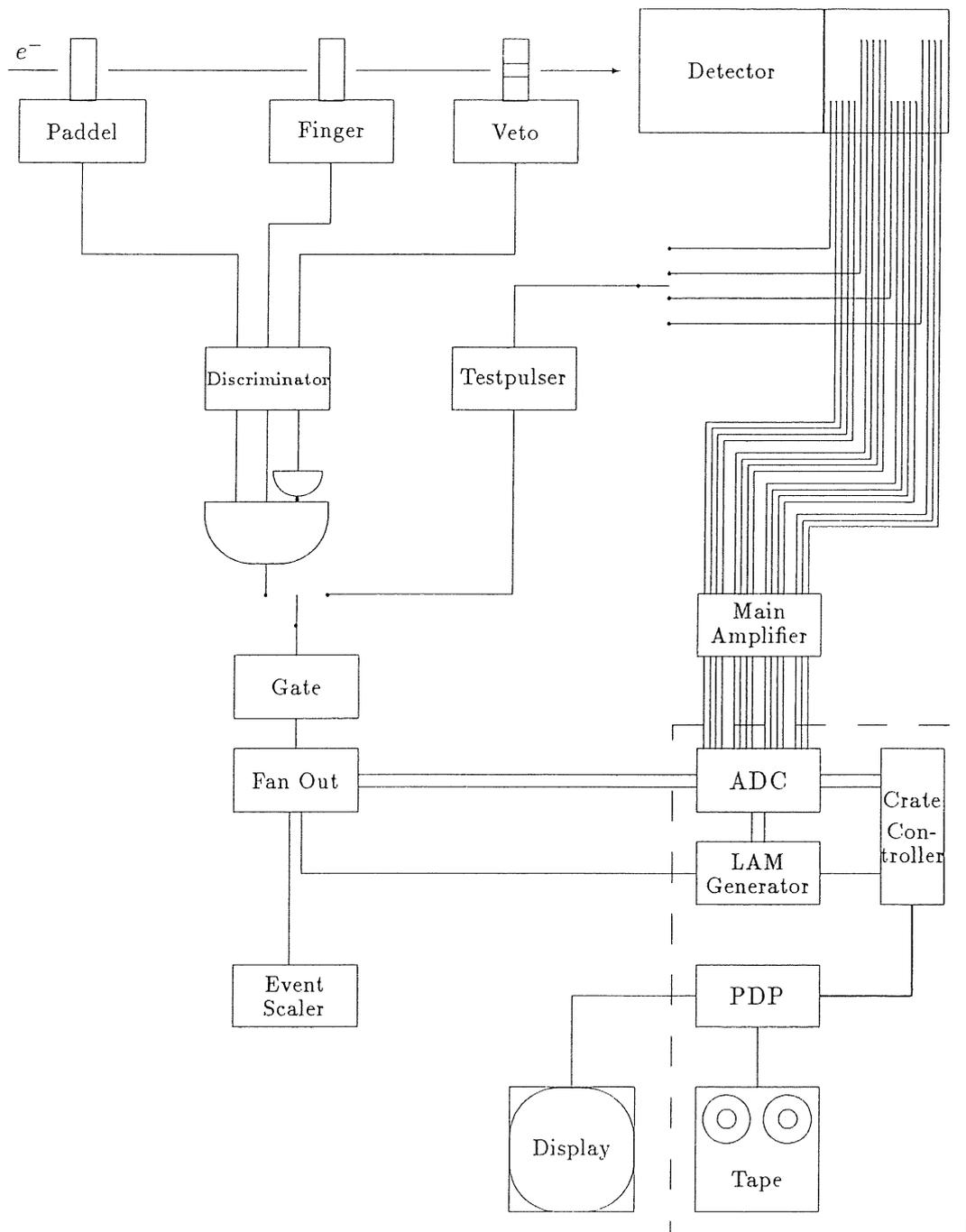


Abbildung 3.7: Schematischer Meßaufbau

## Kapitel 4

# Ergebnisse der Teststrahlexperimente

Der DESY-Teststrahl liefert Energien zwischen 1 und  $6\text{ GeV}$ . Nach Anhang A kann das Energiesignal für dünne Absorber durch eine Landau-Verteilung dargestellt werden. Die Landau-Verteilung geht für dicke Absorber in eine Gauß-Verteilung über. Lage und Standardabweichung aller in diesem Kapitel angegebenen Meßwerte resultieren daher aus an die Daten angepaßten Gaußfunktionen.

Elektronen, die den Detektor direkt vor einer Diode treffen, erzeugen in dieser ein etwa drei mal so großes Signal wie solche, die in der Mitte durch den Detektor fliegen. Entsprechend wurde die Verstärkung der Hauptverstärker gewählt. Das bedeutet, daß das Signal eines  $5\text{ GeV}$  Elektrons, welches in die Mitte eines Stacks fliegt, etwa in den ADC-Kanal 500 einsortiert wird, bei insgesamt 2048 zur Verfügung stehenden Kanälen pro ADC.

### 4.1 Kalibration der Signale

#### 4.1.1 Kontrolle der Lage des Testaufbaus zur Strahlachse

Um die durch das Fernrohr einjustierte Lage der Stacks relativ zur Strahlachse überprüfen zu können, haben wir Ortsscans bei fester Energie ( $3\text{ GeV}$ ) über die Trennfläche der Stacks durchgeführt. Die Untersuchung an der Trennfläche zwischen den quadratischen Stacks diente der Bestimmung der Rechts-Links-Position, die zwischen Trapez- und Quadrat-Stack zur Überprüfung der Hoch-Tief-Position.

Je näher man an der Trennfläche einschießt, desto mehr verteilt sich das Energiesignal auf beide Stacks. Bedingt durch die laterale Verbreiterung des Schauers ist der Übergang fließend. Abb. 4.1 zeigt die Ergebnisse zur Kontrolle der Rechts-Links-Position. In Abb. 4.1 c) ist das nicht normierte Signal des linken quadratischen Stacks dargestellt. Abb. 4.1 d) zeigt dasselbe für den Stack II. An die Meßpunkte habe ich eine Fermifunktion angepaßt. Aus der Differenz der Funktionen der Abbildungen c) und d) läßt sich der Einschußort bestimmen. Der Nulldurchgang entspricht einem Einschuß direkt auf der Trennfläche. Abb. 4.2 zeigt die gleiche Untersuchung zur Überprüfung der Hoch-Tief-Position an der Trennfläche zwischen Stack I und III (Trapez).

Als Ergebnis ist festzuhalten: Die Justierung der Rechts-Links-Position mit Hilfe des Fernrohrs ist exakt. Der Einschußort der Elektronen liegt aber  $2\text{ mm}$  tiefer als angenommen.

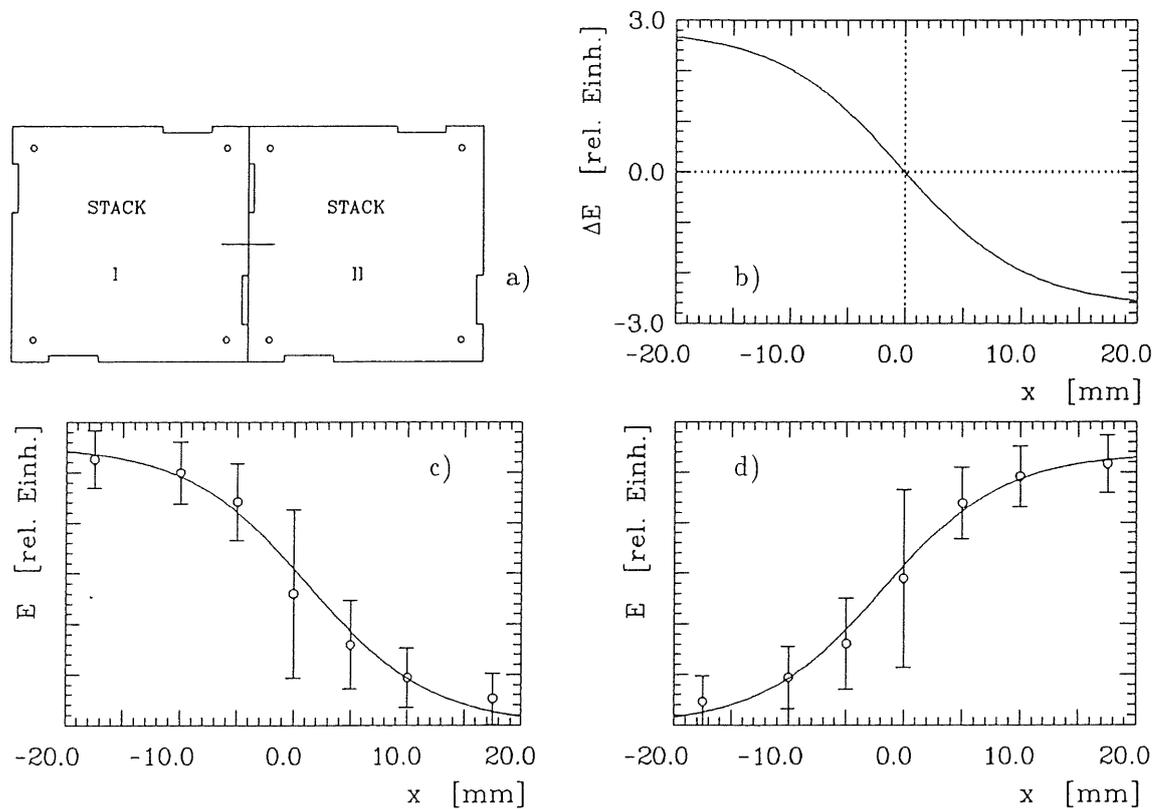


Abbildung 4.1: Bestimmung der Rechts-Links-Einstellung am Fahr-tisch:

- a) zeigt die beiden Module mit dem Scan über die Trennfläche
- b) gibt die Differenz der beiden Fermi-Funktionen aus c) und d) wieder
- c) zeigt das unnormierte Energiesignal des Stack I in Abhängigkeit von der Horizontalposition
- d) zeigt das unnormierte Energiesignal des Stack II in Abhängigkeit von der Horizontalposition

Die "Fehlerbalken" in den Diagrammen c) und d) sind Standardabweichungen, ein Maß für die Energieauflösung der Einzelstacks in diesem Bereich.

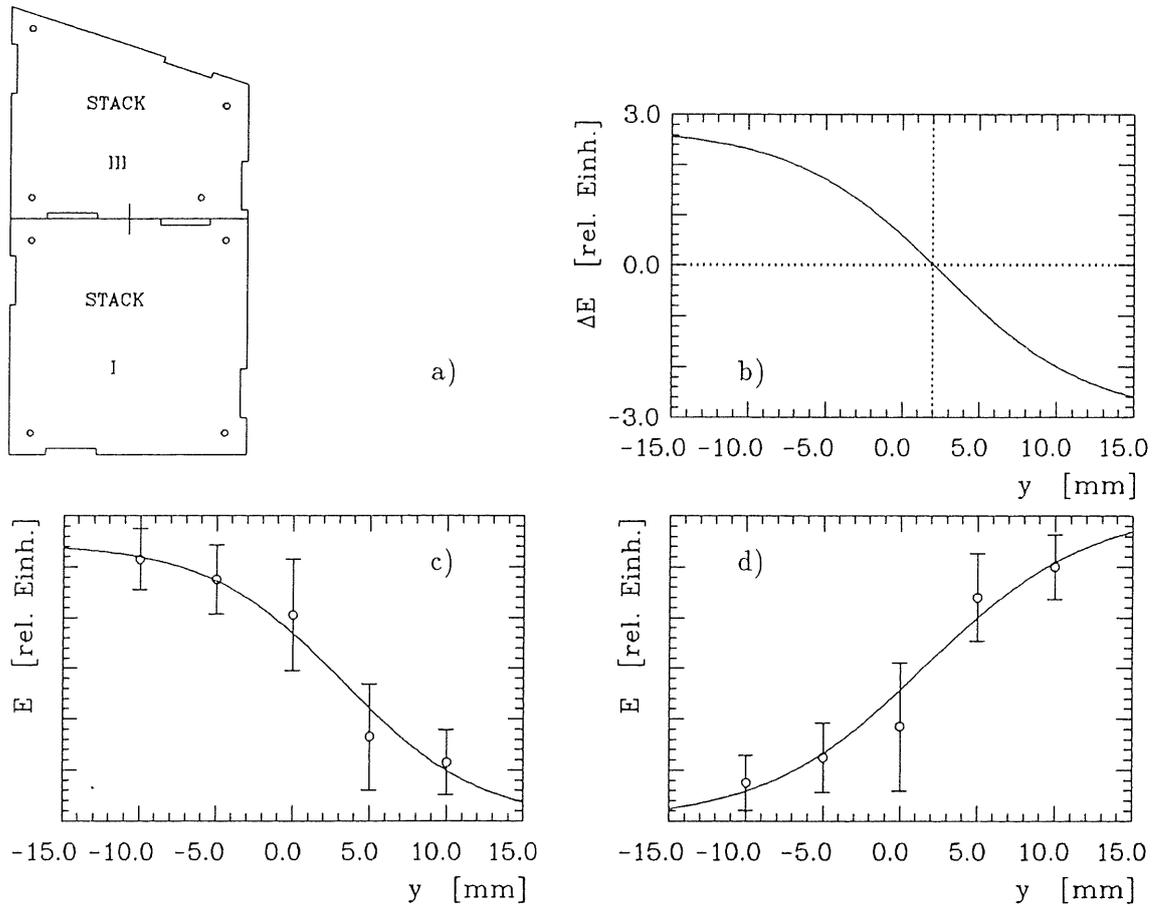


Abbildung 4.2: Bestimmung der Hoch-Tief-Einstellung am Fahrtisch: Abb. b) zeigt eine Abweichung von 2mm. Der Elektronenstrahl liegt demnach 2mm tiefer als auf Grund der Justierung mit dem Fernrohr angenommen. Diese Abweichung ist jedoch unerheblich, da der Durchmesser des Strahls bedingt durch den Triggeraufbau ca.  $\pm 3.5$ mm beträgt. Die Nummerierung ist äquivalent zur Nummerierung in Abb. 4.1

### 4.1.2 Auffinden der Kalibrationsfunktion

Die Kalibration wird nun dadurch erschwert, daß die ADC's im unteren Bereich nicht linear sind. Das betrifft die Pulshöhen von 1 – 2 GeV Elektronen. Außerdem hat jeder ADC einen Offset von  $\approx 45$  Kanälen (von ADC zu ADC verschieden).

Als Bezugspunkt für die Kalibration wählen wir die "Mitte" in den Stacks. Bei den Quadrat-Stacks ist sie gleich der geometrischen Mitte. Wegen der Rotations-symmetrie sollten die Signale der vier Dioden für diesen Einstrahlungsort gleiche Größe besitzen und werden entsprechend aufeinander normiert. Die Ausnutzung eines Symmetriezentrums erleichtert die Homogenisierung des Energiesignals im Stack erheblich, da Korrekturfunktionen für eine Diode sich auf die anderen übertragen lassen. Eine solches Symmetriezentrum existiert für die unregelmäßigen Formen nicht. Als Referenzpunkt für gleiche Signalhöhe nahmen wir bei den Trapez- und den Dreieck-Modulen den Schnittpunkt der Seitenhalbierenden<sup>1</sup>.

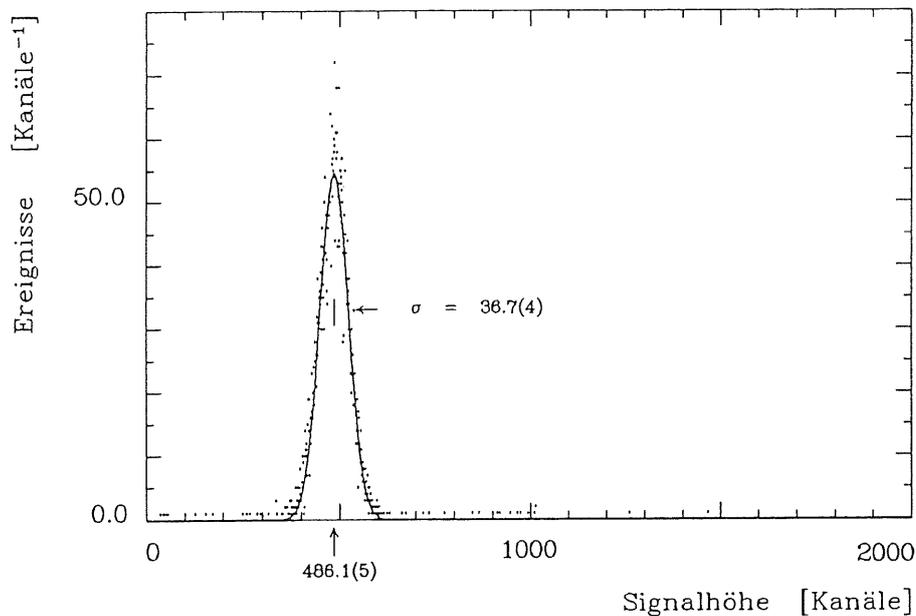


Abbildung 4.3: Spektrum von 5 GeV Elektronen einer Diode eines quadratischen Stacks. Es sind die Lage auf dem MUDAQ-Vielkanal und die Breite der Verteilung  $\sigma$  (= Standardabweichung) dargestellt.

Für diese so bestimmten Punkte führten wir Messungen mit Strahlenergien zwischen 1 und 6 GeV durch. Als Beispiel zeigt Abb. 4.3 das Spektrum einer Diode eines quadratischen Stacks von Elektronen mit 5 GeV Energie. Angegeben ist die Lage des Peaks auf dem Vielkanal und die Breite  $\sigma$ , dessen Ursache in dem Rauschen

<sup>1</sup>Bei einem Dreieck ist die Definition des Schnittpunktes der Seitenhalbierenden klar; unter einer Seitenhalbierenden in einem Trapez verstehe ich die Verbindung zwischen den Mittelpunkten zweier gegenüberliegender Seiten.

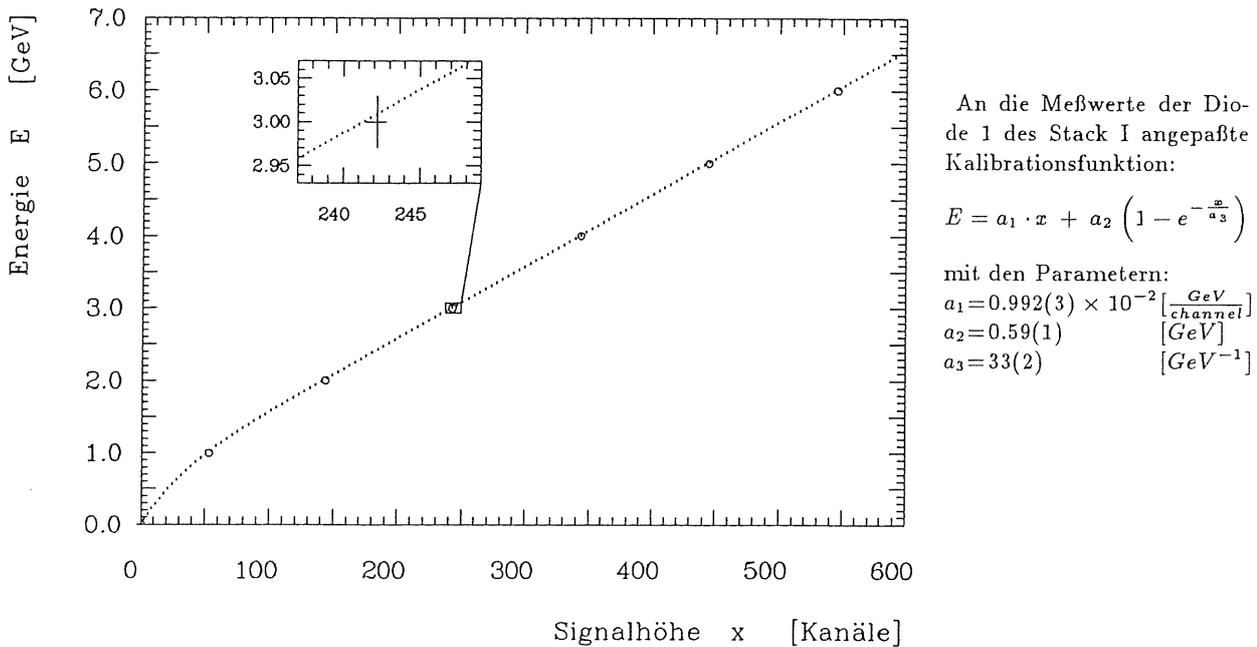


Abbildung 4.4: Beispiel einer Kalibrationsfunktion: Es ist die Signalhöhe auf dem Vielkanal nach Abzug des Pedestalwertes über die eingestrahlte Energie aufgetragen. Dargestellt ist die Kalibrationsfunktion der Diode 1 des Quadrat-Stack I. Die Ausschnittsvergrößerung soll die Größe des Fehlers der einzelnen Meßwerte vermitteln. Die Werte der Parameter der anderen Dioden sind im Anhang B aufgelistet.

der Elektronik und den Samplingfluktuationen zu suchen ist. Ein kleiner Beitrag rührt möglicherweise auch von einer Strahlenschärfe her.

Die Lage des Maximums läßt sich auf einen halben Kanal genau bestimmen. Aus den Energiemessungen im Bereich von 1 – 6 GeV erhält man nicht nur die Kalibrationsfunktion für den Stack, in den eingeschossen wird — also z. B. für das Trapezmodul, sondern auch die sogenannten “Pedestals” (Kanalhöhe bei Energie “Null”) für die anderen drei Stacks, in diesem Fall also die beiden Quadrat-Stacks und das Dreieck-Modul, in denen keine Energie deponiert wird. Dies gilt bei Einschuf in andere Module in gleicher Weise. Der so gemessene Pedestalwert ist bei kleinen Strahlenergien (1...3 GeV) konstant. Allerdings macht sich insbesondere beim Einschuf in das Dreieckmodul für hohe Energien Leckraten zu den anderen Stacks bemerkbar. Daher darf man die Pedestals nur aus den Meßwerten bei niedriger Energie bestimmen. Die Genauigkeit der Pedestalwertbestimmung ist besser als 1 Kanal.

An die Pulshöhen wird die folgende Kalibrationfunktion (siehe Abb. 4.4) angepasst:

$$E = a_1(I - P) + a_2 \left(1 - e^{-\frac{I-P}{a_3}}\right) \quad (4.1)$$

$I$	=	Pulshöhe in [Kanäle]
$P$	=	Pedestals in [Kanäle]
$a_1$	in	[GeV $\times$ Kanäle <sup>-1</sup> ]
$a_2$	in	[GeV]
$a_3$	in	[Kanäle]

Im Anhang B sind alle Parameter der Kalibrationsfunktionen für alle 15 Dioden in einer Tabelle aufgelistet.

Die Größe des Fehlers der Energie auf Grund der Kalibration soll im folgenden diskutiert werden. Wie gehen davon aus, daß die von DESY gelieferten Strahlenergien genau sind, denn diese konnten nicht nachgemessen werden. Dies birgt die Gefahr eines systematischen Fehlers, der aber für die Homogenisierung bei einer festen Energie nicht berücksichtigt zu werden braucht. Das Fitprogramm, eine Routine im Graphical Editor Program (GEP) — beschrieben in [BAS88] — liefert für alle drei Parameter der Kalibrationsfunktion die Standardabweichungen. GEP ermöglicht eine komfortable Darstellung von Daten. Ich habe dieses Programm in Regel aber nur zur Darstellung der Ergebnisse verwandt und dann zum Anpassen von Fitfunktionen, wenn das Charakteristische der Daten nicht von vornherein zu erkennen war. Alle Runs sind mit dem Programm HBOOK bearbeitet worden [CER84]. Bei der Bestimmung der Parameter für die gaußförmigen Energiesignale liefern beide Programme die gleichen Ergebnisse.

Unter der Annahme, daß alle Parameter unabhängig voneinander sind, ergibt sich für den Fehler in der Energiebestimmung für eine einzelne Diode ein Wert von  $0.6\% \cdot E$ . Bei Auslese eines Stacks durch 4 Wellenlängenschieber reduziert sich der Fehler auf  $0.3\% \cdot E$ . Die Nichtlinearität der ADC's bedingt eine Verschlechterung bei kleinen Energien (0.4% bei 1 GeV). Abb. 4.4 zeigt die Kalibrationsfunktion für die Diode 1 des Stacks 1. Die Ausschnittvergrößerung soll ein Gefühl für die Größe der Fehler der Messwerte vermitteln.

#### 4.1.3 Zeitliche Konstanz der Kalibration

Durch regelmäßige Testpulsruns wurde die Elektronik während des 14-tägigen Meßbetriebes überwacht. Die Signalhöhenschwankungen waren bei allen Dioden unterschiedlich. Zwei Dioden zeigten einen systematischen Abfall um ca. 2% während der Meßzeit. Die Korrektur der Kalibrationsparameter ( $a_{1i} \dots a_{3i}$ ,  $i = \text{Nr. der Diode}$ ) geschieht nun in folgender Weise:

- Vergleich von Testpulsruns zu einem späteren Zeitpunkt mit den am Beginn der Meßzeit durchgeführten.
- Lineare Interpolation zwischen den Testpulsmessungen.
- Bestimmung der relativen Änderung von Steigung und Nulldurchgang der Testpulsgeraden unter Vernachlässigung des nichtlinearen Abfalls bei kleinen Testpulsspannungen.
- Korrektur der dazu entsprechenden Parameter  $a_1$  und  $a_2$  der Kalibrationsfunktion

Insgesamt sind innerhalb der Meßzeit fünf Testpulsmessungen durchgeführt worden. Die Kalibration bezieht sich auf den mittleren Zeitpunkt eines Meßabschnitts. Innerhalb eines Meßabschnitts, wie z. B. eines Ortsscan am Trapez oder Einschusses

unter schrägen Winkeln etc., bleiben kurzzeitige Schwankungen unerkannt. Unter Berücksichtigung solcher Schwankungen ist die Meßgenauigkeit während der gesamten Meßzeit von 14 Tagen besser als 0.5%. Eine Störung in einer der Dioden des Dreieck-Moduls etwa nach der Hälfte der Meßzeit wurde aus den Spektren ersichtlich und konnte mit Hilfe der Testpulsmessungen korrigiert werden.

Modul	Diode	Lichtausbeute [Elektronen / GeV]	Rauschen	
			[MeV]	[Elektronen]
Stack I	1	4247	162	689
	2	5016	129	646
	3	5208	152	792
	4	5148	144	741
Stack II	5	4985	145	722
	6	3810	194	739
	7	4341	170	739
	8	4566	191	870
Stack III (Trapez)	9	6548	97	634
	10	6298	113	713
	11	5877	142	837
	12	5697	173	983
Stack IV (Dreieck)	13	12076	52	630
	14	8892	80	709
	15	10031	79	795

Tabelle 4.1: Lichtausbeute und Rauschen

#### 4.1.4 Quellenmessungen mit $^{241}\text{Am}$

Eine weitere Aufgabe der Testpulsmessung besteht darin, die absolute Lichtausbeute der Kalorimetermodule zu bestimmen. Mit Hilfe einer abgeschlossenen  $^{241}\text{Am}$ -Quelle und dem Halbleiterzähleffekt in Photodioden gelangt man zu einem absoluten Wert für die Lichtausbeute gemessen in Elektronen pro  $\text{GeV}$  primärer Teilchenenergie. Diese Messungen wurden auf einem Personal Computer aufgenommen. Die Testpulsmessungen dienen dem Vergleich dieser Daten mit den während der Meßzeit gewonnenen.  $^{241}\text{Am}$  zerfällt im wesentlichen über  $\alpha$ -Zerfall. Das Spektrum enthält aber auch eine starke  $60\text{ keV}$   $\gamma$ -Linie. Bringt man die Quelle in die Nähe einer Photodiode, so werden durch den Halbleiterzähleffekt in der Photodiode Elektron-Loch-Paare erzeugt. Zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares benötigt man  $3.62\text{ eV}$  (nach Gleichung 2.16). Durch ein  $60\text{ keV}$ - $\gamma$  der  $^{241}\text{Am}$ -Quelle entstehen also in der intrinsischen Schicht der Photodiode  $16575$  Elektronen. Durch Vergleich mit den Testpulsruns läßt sich die Zahl der Elektronen ermitteln, die ein Schauer im Detektor in der Photodiode erzeugt. Tab. 4.1 gibt die Anzahl der Elektron pro  $\text{GeV}$  Teilchenenergie für jede Diode<sup>2</sup> an. Die relativ großen Schwankungen innerhalb eines

<sup>2</sup>Der Ausdruck "Diode" beinhaltet eigentlich das gesamte System Wellenlängenschieber, Photodiode und Vorverstärker.

Stacks sind vor allem auf die unterschiedliche Lichtankopplung zwischen Szintillator und Wellenlängenschieber und auf die unterschiedlichen Verklebungen zwischen Wellenlängenschieber und Photodiode zurückzuführen. Es fällt auf, daß Trapez- und Dreieck-Modul eine deutlich höhere Lichtausbeute als die quadratischen Stacks haben. Unter der Annahme, daß die gesamte Lichtausbeute proportional zur auszu-lesenden Fläche<sup>3</sup> und umgekehrt proportional zum Detektorvolumen ist, kann man die Lichtausbeute für die anderen Module des BEMC abschätzen. Bedingt durch die schlechtere Anordnung der Wellenlängenschieber bei den Dreieck-Stacks ist der Wert in der Lichtausbeute geringer, als man nach der obigen Annahme erwartet. Tab. 4.2 gibt über die gemessene und berechnete Lichtausbeute der Module Auskunft.

Aus der Breite der Testpulssignale und der  $\gamma$ -Linie des  $^{241}\text{Am}$  kann man das Rauschen der Elektronik bestimmen. Dabei sind die Rauschteile bedingt durch die Hauptverstärker vernachlässigbar. Die Ursachen des Rauschens wurden in Kap. 2.2.3 diskutiert. Detailliertere Betrachtungen zum Thema Rauschen werden in der parallel zu dieser entstehenden Arbeit von [KAS89] unternommen. In Tab. 4.1 ist auch die Größe des Rauschens für jede Diode angegeben. Mit 600 - 900 Elektronen entsprechen die Ergebnisse früheren Messungen ([HAR88,WUN88] und [SHM86]).

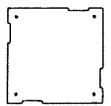
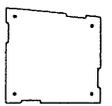
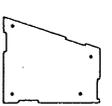
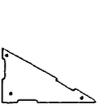
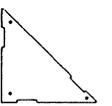
	1	2	3	4	5
Formen					
Lichtausbeute [Elektronen]					
gemessen	4700		6100	10000	
abgeschätzt		<i>4900</i>	<i>6300</i>	<i>12300</i>	<i>7000*</i>

Tabelle 4.2: Lichtausbeute pro Diode und GeV für die verschiedenen Modulformen im BEMC. Kursiv geschriebene Werte sind Abschätzungen. Für eine Renormierung von \*) auf Stack 4 erhält man als Abschätzung den Wert 5800 Elektronen.

## 4.2 Energieauflösung der Stacks

Für die Zentralposition wurde die Energieauflösung für die einzelnen Stacks bestimmt. Es wurde auch der Einfluß von Erschütterungen auf die Energieauflösung untersucht. Auf diese Ergebnisse gehe ich am Ende dieses Abschnitts ein.

### 4.2.1 Beiträge zur Energieauflösung

Die Abb. 4.3 des Kapitels 4.1.2 zeigt ein Energiesignal. Dieses läßt sich näherungsweise durch eine Gauß-Verteilung beschreiben. Als Energieauflösung wird das Verhältnis von  $\sigma/E$  bezeichnet. Zwei Beiträge beschränken im wesentlichen die Auflösung. Zum Einen ist dies das Rauschen der Elektronik (näher beschrieben im

<sup>3</sup>Hier also die Fläche, die die Wellenlängenschieber an den Stackrändern bedecken.

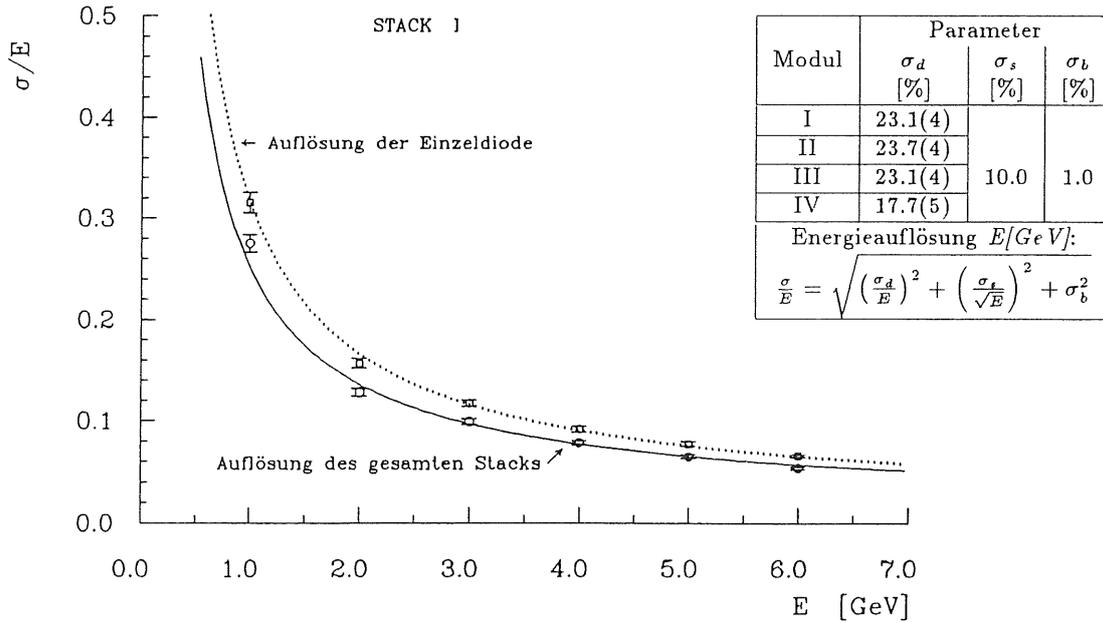


Abbildung 4.5: Energieauflösung eines Moduls. Die durchgezogene Kurve gibt die Energieauflösung des quadratischen Stacks wieder. Zum Vergleich stellt die gepunktete Kurve die Auflösung durch eine einzelne Photodiode dar. In der nebenstehenden Tabelle sind die Parameter der Energieauflösungsfunktion für alle vier Module angegeben.

Kap. 2.2.3), zum Anderen tragen hauptsächlich die Samplingfluktuationen bei. Dieser zweite Term ist allein aus dem Aufbau der Module begründet. Nach Kap. 2.1.2 beträgt  $\sigma \approx 10\%/\sqrt{E}$ .

Das Elektronikrauschen ist unabhängig von der Signalhöhe ( $\sigma_d = const.$ ). Man erhält also:

$$\frac{\sigma_{Stack}}{E} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_d}{E}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_s}{\sqrt{E}}\right)^2} \quad (4.2)$$

Im Teststrahl wird die Energieauflösung aber auch noch durch die Energieunschärfe des Teststrahls beeinflusst. Für den Teststrahl 22 liegen jedoch keine verlässlichen Daten vor. Die Annahme,  $\sigma_b/E \approx 1\%$  steht aber im Einklang mit den Messungen und wird auch von anderen Teststrahlbenutzern verwandt [BIE84]. Die durch ein Teststrahlexperiment bestimmbare Energieauflösung ergibt sich deshalb zu:

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_d}{E}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_s}{\sqrt{E}}\right)^2 + \sigma_b^2} \quad (4.3)$$

Abb. 4.5 zeigt für den Quadrat-Stack I des Testaufbaus die Energieauflösung nach Gleichung 4.3. Bei der Anpassung der Funktion wurden die Parameter der Samplingfluktuation und der Strahlunschärfe festgehalten. Aus der Kurve läßt sich nun das Rauschen der Ausleseelektronik bestimmen. Aus der neben der Abbildung stehenden Tabelle sind die Parameter für alle vier Stacks aufgelistet. Außerdem illustriert die Abbildung auch die Energieauflösung einer einzelnen Diode.

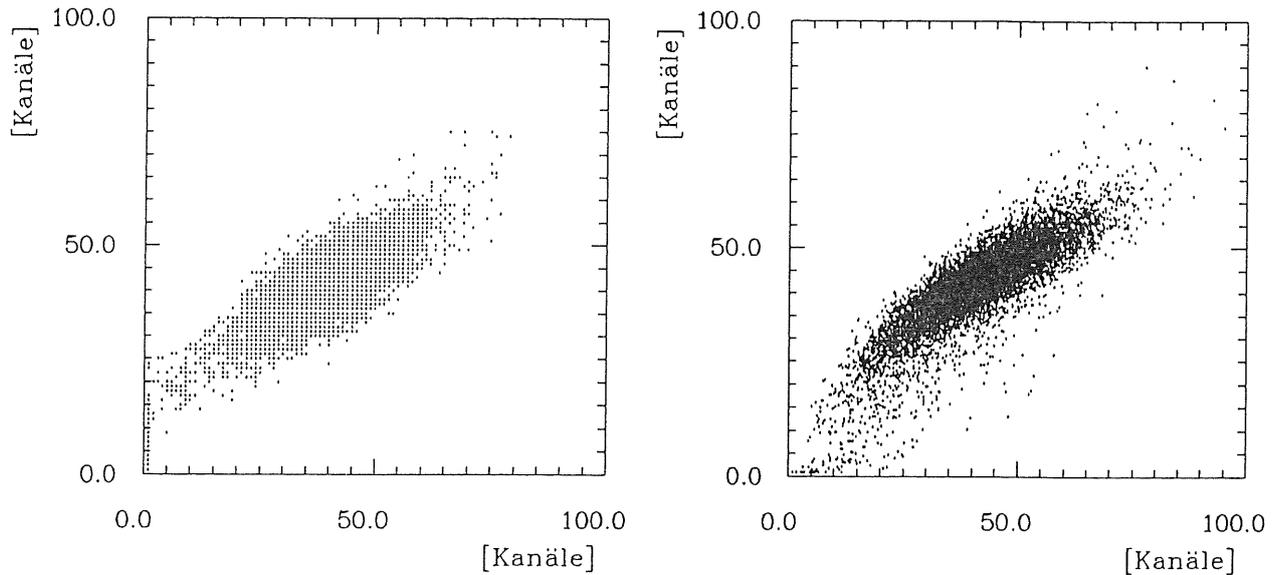


Abbildung 4.6: *Plots zur Darstellung des korrelierten Rauschens:*  
 a) zeigt die Korrelation zwischen 2 Dioden des Trapez-Stack und b) die Korrelation zwischen Stack 2 und dem Trapez.

Es fallen zwei Dinge auf. Der Rauschanteil sollte sich gemäß

$$\sigma_d^2 = \sum_{i=1}^4 \left( \frac{\sigma_{d_i}}{4} \right)^2 \quad (4.4)$$

mit steigender Anzahl  $n$  der Photodioden verkleinern. Bei einer Auslese durch vier Photodioden erwartet man, daß  $\sigma_d$  um einen Faktor 2 kleiner ist als  $\sigma_{d_i}$  der Einzeldiode. Die Meßergebnisse zeigen nur einen Unterschied von 25%. Darüberhinaus liefert der Vergleich mit den Quellenmessungen aus Kap. 4.1.4 eine Diskrepanz in der Größe des Rauschterms. Die aus den Fits berechneten Werte sind etwa doppelt so groß. Über die Ursachen lassen sich nur Vermutungen anstellen. Die schlechte Abschirmung der Elektronik könnte eine Erklärung sein. Gleichung 4.4 gilt nur, solange die Rauschanteile jeder Elektronikkomponente unabhängig voneinander sind. Der Korrelationsplot Abb. 4.6a) zeigt aber, daß die einzelnen Dioden eines Stacks nicht unabhängig voneinander rauschen, Abb. 4.6b) demonstriert darüberhinaus das korrelierte Rauschen zweier Stacks. Offensichtlich gibt es über das Motherboard, auf dem die vier Vorverstärker aufgesteckt sind oder das Netzgerät, welches 220 V Wechselstrom in 24 V Gleichstrom transformiert Rückkopplungen zwischen den Modulen.

#### 4.2.2 Mechanische Einflüsse auf die Energieauflösung

Zum Test der mechanischen Stabilität demontierten wir einen der quadratischen Stacks vom Goniometertisch, setzten ihn Erschütterungen<sup>4</sup> aus und montierten ihn

<sup>4</sup>Der Stack wurde in ein Auto verfrachtet und dann etwa 10 Minuten über das Kopfsteinpflaster des DESY-Geländes gefahren ...

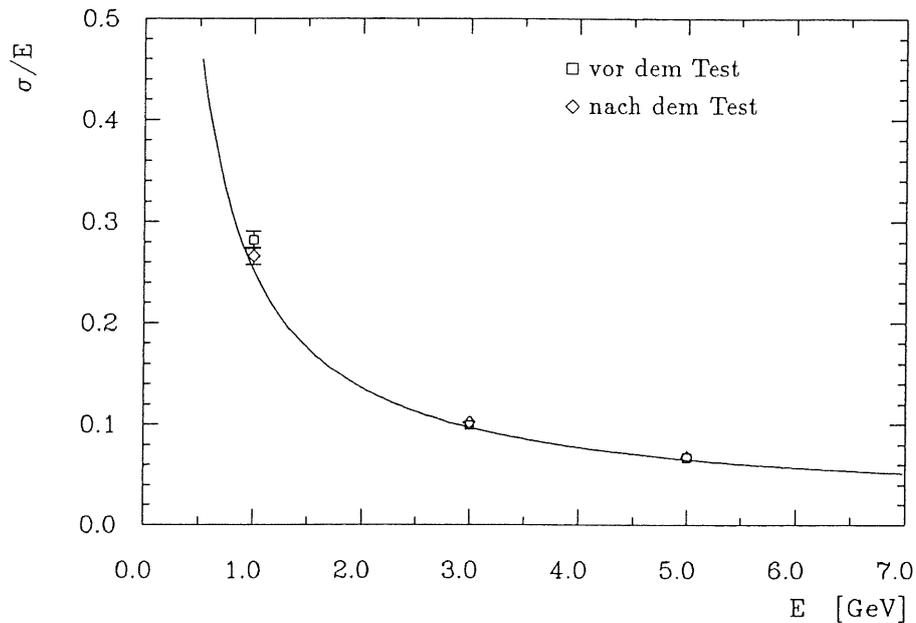


Abbildung 4.7: Der Einfluß mechanischer Erschütterungen auf die Energieauflösung. Es sind keine signifikanten Änderungen in der Signalhöhe erkennbar. Die Abbildung zeigt die Meßwerte im Vergleich mit der Energieauflösungskurve von Abb. 4.5.

anschließend wieder in den Versuchsaufbau. Jeweils vor und nach dem Test wurde die Energieauflösung in diesem Stack bestimmt. Abb. 4.7 zeigt die Meßwerte bezogen auf die Energieauflösungskurve des vorangegangenen Abschnitts. Im Rahmen der Fehler ergibt sich keine signifikante Änderung des Energiesignals.

### 4.3 Homogenisierung des Energiesignals der vier Module

Die Höhe des Diodensignals ist stark vom Einschußort abhängig. In Abb. 3.3 war dies sehr gut zu erkennen. Auch die hier getesteten Module haben eine solch starke Ortsabhängigkeit des Diodensignals. Das Summensignal, also das arithmetische Mittel aller vier Diodensignale eines Stacks, schwankt um  $\sim 20\%$ .

Folgende Vorgehensweise wird nun für die Homogenisierung angewandt:

- Für jeden Stack werden sogenannte Raster-scans mit einer Schrittweite von  $\pm 2\text{cm}$  aufgenommen. Die Energie des Elektronenstrahls beträgt dabei  $3\text{GeV}$ . Für die Rasterpunkte lassen sich Kalibrationsfaktoren bestimmen, die das Summensignal der Dioden auf die Elektroneneinschußenergie normieren. Kalibrationsfaktoren, die zwischen den Rasterpunkten liegen, werden durch lineare Interpolation gewonnen.



$$E_{hom} = E(x, y) \cdot [1 + A_i(x, y)] \quad (4.5)$$

$E_{hom}$	=	Im Stack deponierte Energie Sie sollte gleich $E_{beam} \cdot f_i(x, y)$ sein. $f_i(x, y)$ ist eine Fermi-Funktion zur Berücksichtigung der Leakage am Rand des Stacks $i$
	=	$E_{beam} \cdot \prod_{j=1}^4 [\exp(-\frac{a_{ij}(x,y)}{c}) + 1]^{-1}$ $a_{ij}(x, y)$ beschreibt den Abstand des Punktes $(x, y)$ vom Rand $j$ des Moduls $i$
$E(x, y)$	=	gemessenes ortsabhängige Energiesignal mit der Kalibration nach Kap. 4.1.2
$1 + A_i(x, y)$	=	ADC-Korrekturfunktion am Ort $x, y$ im Stack $i$ $A_i$ erhält man durch Interpolation aus dem in Tab. 4.3 angegebenen Feld von Stützstellen [LIP89]

Der Fermi-Parameter wurde mit  $c = 7.8\text{mm}$  so gewählt, daß bei einem Scan über eine Trennfläche zweier Stacks, das Summensignal beider Stacks gerade die Einschußenergie ergibt. Er ist bei allen Modulen gleich groß. Ein positives  $A_i$  bedeutet, daß das gemessene Energiesignal zu klein ist und demnach nach oben korrigiert werden muß. Entsprechend bedeutet ein negatives  $A_i$  eine Korrektur des gemessenen Energiesignals nach unten.

### 4.3.2 Homogenisierung bei schrägem Einschuß

Der Testaufbau überdeckt im BEMC einen Winkelbereich von  $152^\circ < \vartheta < 161^\circ$ ,  $12^\circ < \varphi < 45^\circ$ . Dabei entspricht ein Azimutwinkel  $\varphi = 0^\circ$  einem Einschuß von Elektronen direkt über der Strahlachse. Mit dem in Kap. 3.3 beschriebenen Goniometer lassen sich diese Winkel mit dem Teststrahl realisieren. Abb. 4.8 zeigt die Meßpunkte auf der Testaufbauoberfläche. Der Abstand zwischen den einzelnen Meßpunkten beträgt  $1^\circ$  in  $\vartheta$  und  $2^\circ$  in  $\varphi$  vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen.

Abb. 4.9 zeigt die Pulshöhencharakteristik für  $3\text{GeV}$ -Elektronen unter schrägem Einschuß. Dabei wurden die Pulshöhen für die Einzeldioden nach Gleichung 4.1 ermittelt und die totale Summe ohne Anwendung von Normierungsfaktoren gebildet.

Die Darstellung in Abb. 4.9 ist nicht maßstabsgerecht. Lego-Plots dieser Art haben einen äquidistanten Abstand der Bins in  $x$ - und  $y$ -Richtung. Weiter von der Strahlachse entfernte Meßpunkte haben aber einen größeren Abstand voneinander, als solche die dichter am Strahlrohr liegen. Die Lageskizze in Abb. 4.9 soll die Verzerrung bei der Darstellung der Pulshöhen im Lego-Plot verdeutlichen.

Es sind mehrere Punkte bei der Übertragung der Kalibrationsfaktoren vom geraden auf den schrägen Einschuß zu beachten. Der Eintrittsort der Teilchen in die

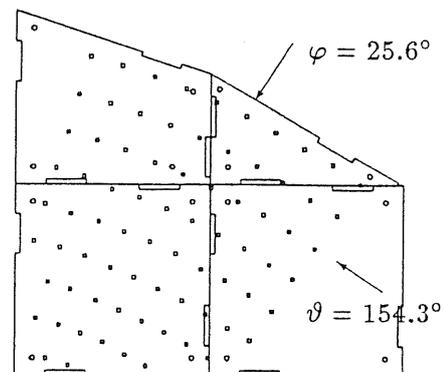


Abbildung 4.8: Lage der Einschußorte ( $\Delta\vartheta = 1^\circ$ ,  $\Delta\varphi = 2^\circ$ ):

Der Elektronenstrahl wurde unter solchen Winkeln windschief eingeschossen, als ob er vom Wechselwirkungspunkt des H1-Detektors käme.

Module ist nun nicht mehr der Ort auf den die Kalibrationsfaktoren angewendet werden müssen. Wenn man davon ausgeht, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit der Dioden  $\Lambda(s)$  für die Energiedeposition  $\epsilon(s)ds$  längst einer Wegstrecke des Schauers nur eine lineare Funktion vom Abstand zu den Dioden ist, so kann man schreiben:

$$\Lambda(s) = \Lambda_{S_0} + (s - S_0)\alpha \quad (4.6)$$

Dabei ist  $\Lambda_{S_0}$  die Ansprechwahrscheinlichkeit am Ort des Schauerschwerpunktes. Für das gemessene Energiesignal ergibt sich dann:

$$E_{gem} = \int \epsilon(s)\Lambda(s)ds = \Lambda_{S_0} \int \epsilon(s)ds + \int \epsilon(s)(s - S_0)\alpha ds \quad (4.7)$$

Das zweite Integral im rechten Teil der Gleichung ist aber gleich null. So ist ja gerade der Schwerpunkt definiert.

In dieser linearen Näherung hat man also die Korrektur auf den Schwerpunkt vorzunehmen. Wird der Eintrittsort durch eine externe Information, bsw. durch die Backward Proportional Chamber, geliefert, so kann man den Schwerpunkt mit Hilfe der Einfallswinkel und Gleichung 2.6 berechnen. Unter Vernachlässigung einer möglichen Abhängigkeit des Signals von der Tiefe  $z$  des Stacks, ergibt sich für das homogenisierte Energiesignal:

$$E_{hom} = [1 + A(x_s, y_s)]E(x_s, y_s) \quad (4.8)$$

Von wenigen Ausnahmen abgesehen, wird die Energie eines Schauers auf mehrere Stacks verteilt.<sup>5</sup> Die Bestimmung eines Schauerschwerpunktes ist deshalb nicht mehr ausreichend. Vielmehr müssen die Schauerschwerpunkte für alle Stacks, in denen Energie deponiert wurde, ermittelt werden. Dies ist nur über eine intrinsische Ortsrekonstruktion möglich. Zu dem ist eine intrinsische Ortsbestimmung auch zur Energiemessung von neutralen Teilchen notwendig, da diese in den Vieldrahtkammern keine Spuren hinterlassen.

### 4.3.3 Intrinsische Ortsrekonstruktion

Bei [HAR88] und [WUN88] sind zwei unterschiedliche Verfahren zur Ortsrekonstruktion in quadratischen Stacks beschrieben. Das erste basiert auf einem Interpolationsverfahren nach LAGRANGE. Das dazugehörige Computerprogramm benötigt aber sehr viel Rechenzeit. Das zweite Verfahren nutzt die Pulscharakteristik und die Symmetrieeigenschaften der quadratischen Module aus.

Auf Grund des enormen Rechenzeitbedarfs des Lagrange'schen Interpolationsverfahrens und der fehlenden Umsetzbarkeit des zweiten Verfahrens auf die unregelmäßigen Formen wegen der dort nicht vorhandenen Symmetriezentren, scheiden beide Methoden zur Lösung des Problems aus.

Das hier verwendete Verfahren beruht ebenso wie die früheren auf den Meßergebnissen bei senkrechtem Einschub. Man bildet aus den für die verschiedenen  $x, y$ -Positionen gemessenen Energiesignalen  $E_i$  für jede Diode normierte Energiesignale

$$Q_i(x, y) = \frac{nE_i(x, y)}{\sum_{i=1}^n E_i(x, y)} \quad (4.9)$$

<sup>5</sup>Durch die nun auftretenden Leakage-Fluktuationen sind die Signale nicht mehr streng gaussförmig. Die Lagebestimmung durch das Fitprogramm ist falsch. Durch Abzug eines Untergrundes in den Spektren wird dieser Effekt vollständig beseitigt.

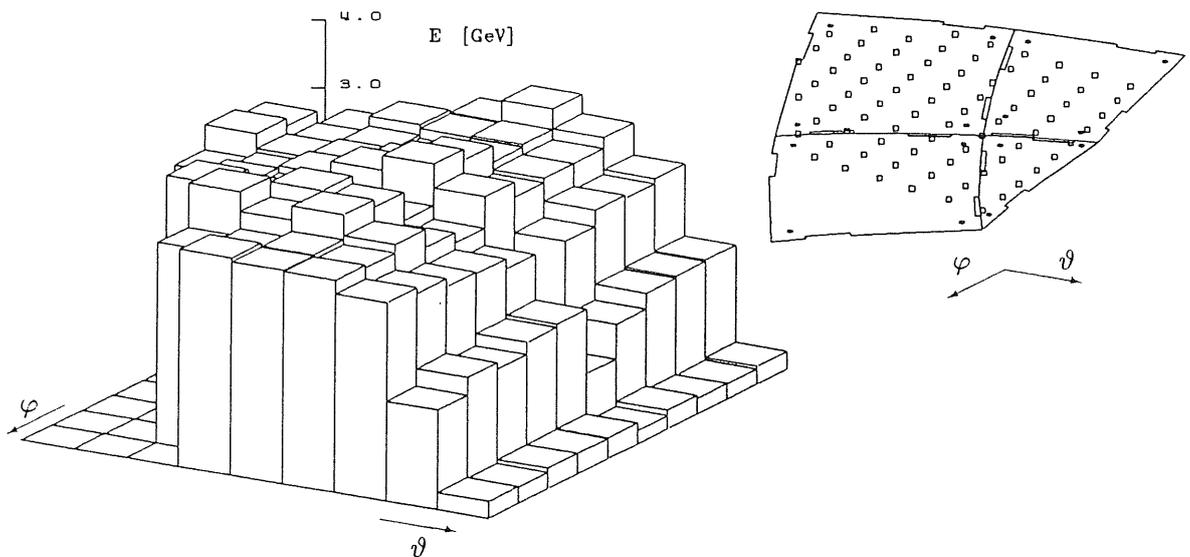


Abbildung 4.9: Pulshöhenverteilung für den schrägen Einschub. Dargestellt ist die nicht korrigierte Summe  $\sum E_i$  der Einzeldioden mit der Energiekalibration nach Gleichung 4.1. Die kleine Skizze zeigt die Verzerrung der Darstellung unter Beibehaltung des Ansichtswinkels.

Die Summe im Nenner erstreckt sich dabei über alle Dioden eines Stacks. Für jede Diode ergibt sich somit eine Matrix von Meßpunkten — z. B. bei den quadratischen Stacks eine Matrix von  $7 \times 7$  Meßpunkten in  $2\text{ cm}$  Abstand. Durch Interpolation wird daraus eine Matrix von  $14 \times 14$  Punkten in  $1\text{ cm}$  Abstand gewonnen. Nun bildet man ein Raster mit quadratischen Flächenelementen von  $1\text{ cm}^2$ , in deren Mitte einer der  $14 \times 14$  Punkte liegt. Dieses Flächenraster wird in verschiedene Intensitätsbereiche  $\alpha_i \leq Q(x, y) \leq \beta_i$  aufgeteilt, wie sie durch die Graustufen in Abb. 4.10 angegeben sind. In der Regel werden die Intensitätsbereiche durch die Bedingung  $\beta_i - \alpha_i = 0.2$  definiert. In Gebieten, in denen  $Q(x, y)$  zwischen zwei Flächenelementen um mehr als 0.2 Einheiten ansteigt, wird ein entsprechend größerer Definitionsbereich gewählt. So kommt es beispielsweise zu den Bereichen 1.1–1.3 und 1.1–1.5. Beide Bereiche sprechen also bei einem gemessenen Wert von 1.2 an. Andererseits könnte das Gebiet 1.1–1.5 durchaus mit einem Gebiet 1.3–1.5 überlappen. Mit diesen etwas willkürlichen gewählten Intensitätsintervallen wird die gesamte Fläche abgedeckt und sichergestellt, daß für jeden Meßwert eine Flächenzuordnung erfolgen kann.

Auf Grund des symmetrischen Aufbaus der Stacks ist dieses eine Raster für alle Dioden der Quadrat-Module identisch. Es muß nur entsprechend der Anordnung der Dioden gedreht werden. Dagegen benötigt man für die Trapez-Module vier und für die Dreieck-Module drei verschiedene Pulshöhendiagramme.

Im Prinzip wird der Schwerpunkt des Schauers in einem Stack nun dadurch er-

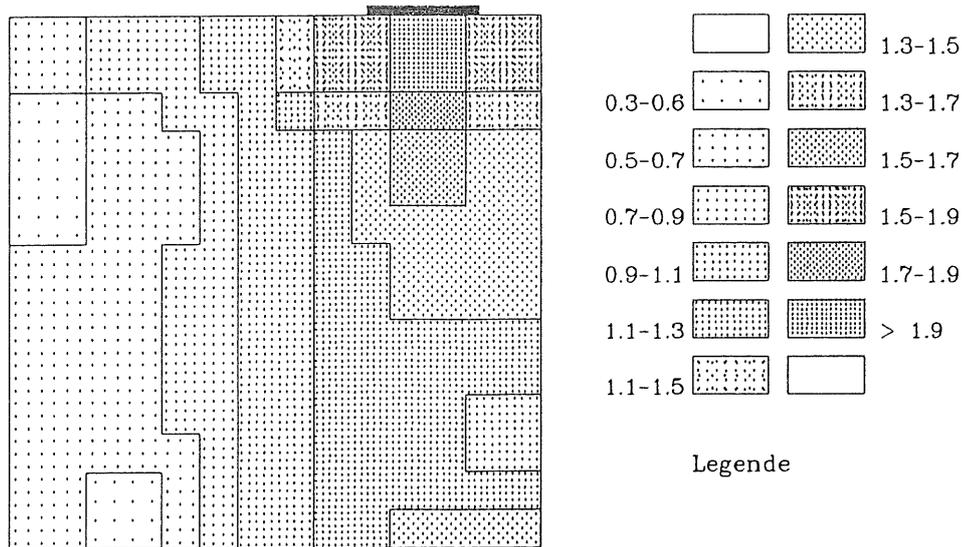


Abbildung 4.10: Ortsmatrix zur Ortsrekonstruktion. Es ist das Höhenverhältnisdiagramm für einen quadratischen Stack dargestellt. Jedem der  $14 \times 14$  Punkte wird der Quotient  $4E_1 / \sum E_i$  aus dem geraden Einschub zugeordnet. Dabei wird von der Symmetrie der quadratischen Stacks Gebrauch gemacht, in dem die Meßwerte für den ganzen Stack aus den Meßwerten in einem Quadranten ermittelt werden. Die Abgrenzung einzelner Bereiche (dargestellt durch die verschiedenen Graustufen) geschieht so, daß in der Regel die Differenz im Verhältnis 0.2 Einheiten beträgt. In der Nähe der Diode umfassen einige Bereiche eine größere Spanne so, daß auch Überlappungen auftreten können (siehe Legende). Durch Rotation um jeweils  $90^\circ$  erhält man die Diagramme für die anderen Dioden. Aus dem Vergleich der Verhältnisse eines Ereignisses mit allen Pulshöhendiagrammen eines Stacks wird der Ort rekonstruiert.

mittelt, daß den gemessenen Werten  $Q$  ( $i=1 \dots 4$ ) die entsprechenden Flächen in den Pulshöhendiagrammen  $i$  zugeordnet werden. Der Durchschnitt dieser Flächen ergibt den Schauerschwerpunkt im Stack. Eine detailliertere Beschreibung des Verfahrens befindet sich im Anhang D.

Die Genauigkeit der Ortsbestimmung ist durch die Größe des Rasters festgelegt. Bei einer Matrix aus  $14 \times 14$  Feldern beträgt sie in diesem Fall  $\pm 1 \text{ cm}$ . Allerdings ist nur in der Nähe einer Diode eine solche Genauigkeit zu erreichen, weil nur hier der Quotient der Pulshöhen so stark variiert, daß ein so enger Bereich herausselektiert werden kann.

Um Fehlrekonstruktionen des Ortes auszuschließen ist eine Cut-Energie notwendig. Das bedeutet, daß Stacks, in denen die Energiedeposition kleiner als  $70 \text{ MeV}$  ist, so behandelt werden, als wäre dort gar keine Energie deponiert. Für solche Fälle wird dann in diesem Stack keine Ortsrekonstruktion durchgeführt. Abb. 4.11 zeigt

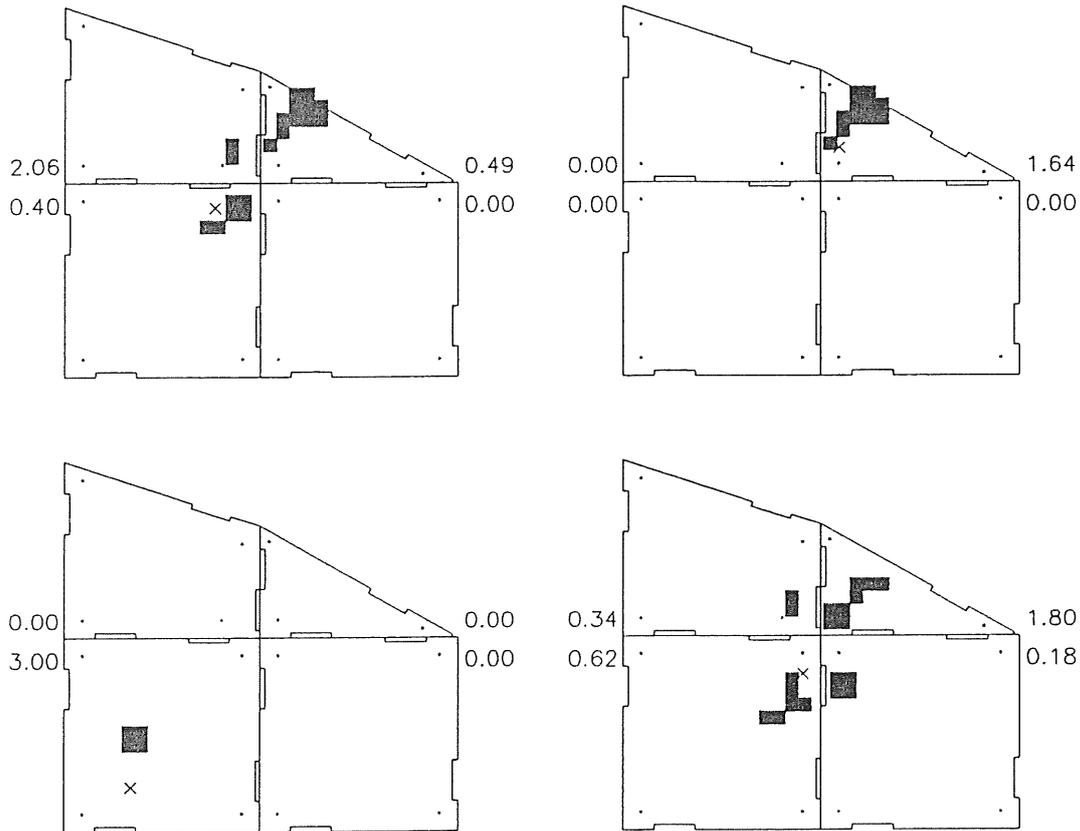


Abbildung 4.11: Vier Beispiele zur Ortsrekonstruktion. Das kleine Kreuz markiert den Auftreffort. Schwarz eingefärbt sind die Felder für die die Pulshöhenverhältnisse am genauesten mit den Ortsrekonstruktionsschemata (s. Abb. 4.10) übereinstimmen. Die Zahlen geben die in den einzelnen Stacks im Mittel deponierte Energie wieder.

die Ortsrekonstruktion des Schwerpunktes für vier verschiedene Einschuforte.

#### 4.3.4 Weitere Korrekturen des Energiesignals

Berechnet man nun mit Hilfe der intrinsisch bestimmten Schwerpunkte die Energie für jeden Stack nach Gleichung 4.8 und summiert über alle Stacks, so zeigt sich, daß die Korrekturfaktoren die Abweichungen überkompensieren. Je nachdem, ob die  $A_i$  positiv oder negativ sind, habe ich die Korrekturfaktoren mit empirisch bestimmten Faktoren  $\beta_+ = 0.63$  ( $\beta_- = 0.59$ ) abgeschwächt. Damit erhält man für das homgenisierte Energiesignal:

$$E_{hom} = \sum_i [1 + \beta A_i(x_{s_i}, y_{s_i})] \cdot E(x_{s_i}, y_{s_i}) \quad (4.10)$$

In der Nähe des Ortes, wo alle vier Module zusammenstossen, ist das Energiesignal zu klein. Das Ortsrekonstruktionsprogramm ermöglicht aber eine klare Identi-

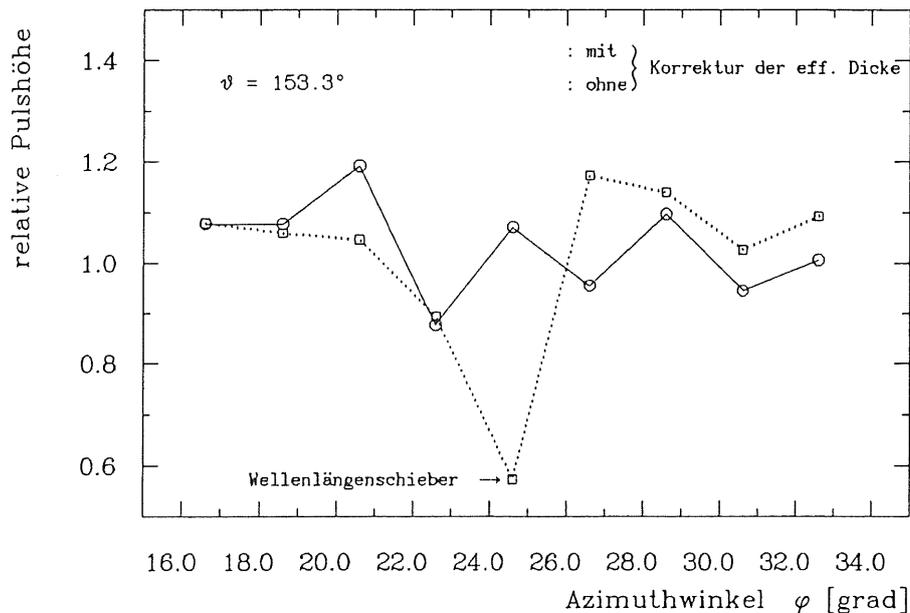


Abbildung 4.12: Korrektur der Pulshöhe mit der effektiven Dicke des Kalorimeters. Aufgetragen ist die relative Pulshöhe über den Azimutwinkel  $\varphi$ . Der Einbruch dort, wo der Strahl durch die Wellenlängenschieber hindurchgeht, kann gut korrigiert werden. Die Leckrate beträgt bei diesem Winkel  $\vartheta$  durchschnittlich  $\approx 50\%$ .

fizierung dieses Bereiches, so daß die Pulshöhe korrigiert werden kann. Ursache für diesen Abfall (-5%) in der Signalhöhe scheint der Einfluß der Befestigungstangen auf die Lichtsammlung in den Wellenlängenschiebern zu sein.<sup>6</sup>

Für  $\vartheta > 155^\circ$  ergibt sich eine Homogenisierung des Energiesignals auf  $\pm 3\%$ . Der weiter außen liegende Bereich des BEMC ( $\vartheta < 155^\circ$ ) läßt sich schlechter kalibrieren. Zwar kann der Einfluß der unterschiedlichen effektiven Dicke bedingt durch die Wellenlängenschieberanordnung korrigiert werden<sup>7</sup> (siehe Abb. 4.12), aber der hier noch stärkere Einfluß des Schattenwurfs durch die Gewindestangen ist nicht beherrschbar. Auch eine feinere Untersuchung der Ortsabhängigkeit im Bereich der Befestigungstangen kann hier kaum Abhilfe schaffen, da der die Ortsauflösung begrenzende "Strahlfleck" einen größeren Durchmesser als die Stange hat. Die Berechnung der effektiven Dicke des Kalorimeters folgt aus der Geometrie und den Materialdaten nach Tab. 2.2. Daraus kann man mit einer Schauerentwicklung nach den Formeln im Kap. 2.1.1, unter Vernachlässigung der lateralen Verbreiterung, die im Kalorimeter deponierte Energie berechnen. Zur Korrektur wird die gemessene Energie durch diese deponierte Energie geteilt und mit der Einschußenergie multipliziert. An dieser Stelle möchte ich erwähnen, daß durch Vergleich der Pulshöhen

<sup>6</sup>Neuere Untersuchungen mit einer Xe-Lampe haben den Einfluß der Gewindestangen bestätigt [EIS89]. Generell benötigt die Behandlung dieses Effektes ein engeres Kalibrationsraster.

<sup>7</sup>Sofern der Ort extern bekannt ist. Denn hier reicht die Genauigkeit der Ortsbestimmung nach dem obigen Verfahren nicht aus.

in *verschiedenen* Stacks die Ortsrekonstruktion verbessert werden kann. Ich glaube jedoch, nur mit einem feineren Raster für den schrägen Einschuß ist eine wirkliche Verbesserung der Homogenisierung des Energiesignals zu erzielen.

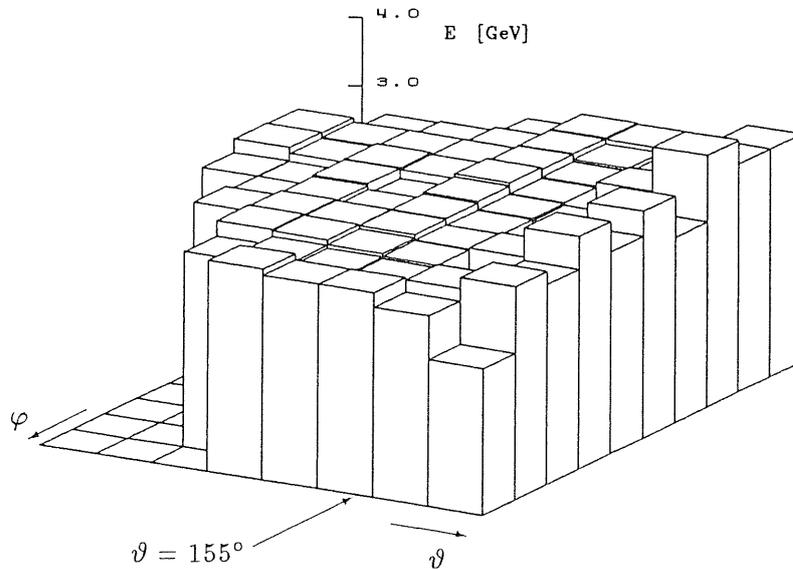
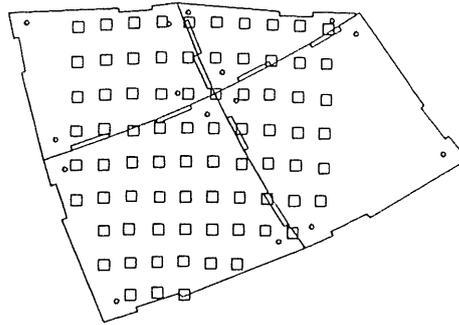


Abbildung 4.13: *Homogenisiertes Energiesignal für das Testsegment berechnet nach Gleichung 4.10 und Korrektur durch Berücksichtigung der effektiven Dicke des Kalorimeters. Bis  $\vartheta = 155^\circ$  kann auf 3% genau kalibriert werden. Darüberhinaus wird die Kalibration wegen der zunehmenden Leckrate schlechter. Diese Abbildung unterscheidet sich von der Abb. 4.9 dadurch, daß die Werte für den äußersten Rand bei  $\theta = 152.3^\circ$  nicht eingetragen sind.*

In der Nähe des Randes wird der Fehler in der Kalibration für  $\vartheta < 152.5^\circ$  größer als 10%. Hier wird allerdings auch nur noch  $\sim 15\%$  der Schauerenergie deponiert. Abb. 4.13 zeigt das homogenisierte Energiesignal. Das Leakage im äußeren Bereich des BEMC ist in Abb. 4.14 für verschiedene Energien dargestellt. Zum Vergleich sind in der Abbildung auch Monte-Carlo-Rechnungen angeführt [BAU88]. Der Fehler ergibt sich aus Mittelung über alle Azimuthwinkel  $\varphi$  (zu festem  $\vartheta$ ).

Die Energieauflösung  $\sigma/E$  der Testanordnung beträgt für  $3\text{GeV} \approx 9\%$ . In Abb. 4.15 ist zum besseren Vergleich mit den Monte-Carlo-Daten der Rauschanteil — bedingt durch die Ausleselektronik — und der Anteil der Strahlunschärfe von den Meßwerten abgezogen. Dargestellt ist also die Veränderung der Samplingfluktuationen mit zunehmender Annäherung an den Rand des BEMC.



a)

0.22	0.16	0.18	0.22	0.14	0.19	0.20	0.20	0.13	0.20
1.72	1.68	1.66	1.37	0.84	1.91	1.84	1.63	1.72	1.41
2.75	2.68	2.70	2.47	2.51	2.49	2.64	2.64	2.74	2.84
3.17	3.04	3.01	2.97	3.14	2.68	2.82	3.12	2.95	2.91
3.14	3.09	3.15	3.32	3.50	2.86	3.21	3.41	3.04	3.05
3.04	3.08	2.97	3.05	3.26	3.00	3.38	3.19	2.98	3.08
	3.17	2.07	3.06	3.08	3.01	3.17	3.44	2.87	
	2.91	2.97	3.05	2.99	3.06	3.25			
		3.15	3.22	2.90					

$\vartheta$  ↑  
 $\varphi$  →

	<u>Fehler in der Kalibration</u>										<u>Leckrate</u>		
b) ±15%	←	3.32	3.32	3.67	2.70	3.30	2.94	3.38	2.91	3.10	2.12	→	≈ 50%
±5%	←	2.93	2.95	3.02	2.67	2.91	2.76	2.96	2.66	2.94	2.76	→	≈ 10%
±3%	}	3.08	3.01	2.97	2.95	2.94	2.93	2.94	2.93	2.90	2.97	}	< 0.2%
		3.10	3.09	3.08	3.10	3.06	3.03	3.02	2.97	2.92	2.97		
		2.91	3.00	3.04	3.04	2.91	2.97	3.03	3.04	2.96	3.06		
		2.95	3.02	3.07	3.06	3.03	3.05	3.06	2.90				
		2.93	3.04	3.01	2.90	2.91	2.98						
			3.10	3.10	2.91								

Tabelle 4.4: Energiesummenwerte bei Schrägeinschuß in die Kalorimetermodule:

a) unkorrigierte Werte,

b) homogenisierte Signalhöhen. Die Werte für den äußersten Bereich bei  $\vartheta = 152.3^\circ$  wurden hier weggelassen, denn hier ist die Leckrate  $> 97\%$  und eine Kalibration nicht durchzuführen. Die Angaben links beziehen sich auf die Kalibrationsgenauigkeit, rechts sind dazu die Leckraten gegenübergestellt.

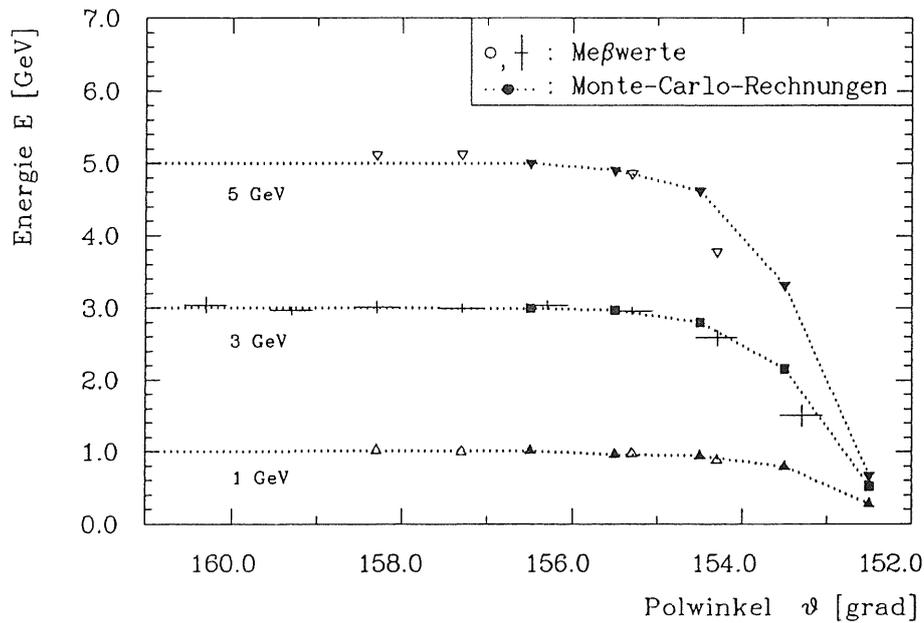


Abbildung 4.14: Leakage in Abhängigkeit vom Polwinkel  $\vartheta$ : Dargestellt ist die Energie über den Polwinkel  $\vartheta$  für verschiedene Energien. Nur für 3 GeV liegen genug Meßwerte für eine Fehlerangabe vor. Die Daten werden mit Monte-Carlo-Rechnungen verglichen [BAU88]. Die Reproduzierbarkeit ist gut und bis mindestens 5 GeV ist die Homogenisierung gewährleistet.

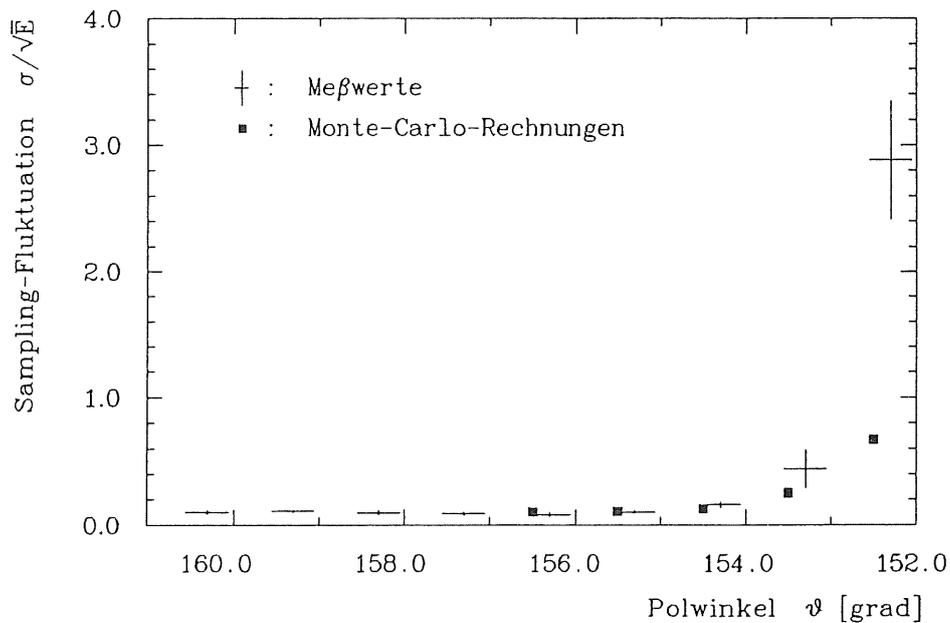


Abbildung 4.15: Sampling-Fluktuationen in Abhängigkeit vom Polwinkel  $\vartheta$ . Der Vergleich mit Monte-Carlo-Rechnungen [BAU88] zeigt eine gute Übereinstimmung.

## Kapitel 5

# Zusammenfassung

In Fortsetzung zweier im vergangenen Jahr am I. Institut entstandenen Arbeiten, die sich mit der Untersuchung von quadratischen Modulen unter geradem und schrägem Einschub beschäftigten [HAR88,WUN88], wurde ein Aufbau bestehend aus zwei quadratischen, einem trapez- und einem dreieckförmigen Modul untersucht, der einem Segment des Randbereichs des BEMC entspricht (siehe Abb. 3.1). Jedes Modul ist aus jeweils 50 Lagen Blei à  $2.5\text{ mm}$  und Szintillator SCSN-38 à  $4\text{ mm}$  aufgebaut. Alle Module werden über an den Seiten angebrachte  $3\text{ cm}$  breite Wellenlängenschieber ausgelesen. Am Ende der Wellenlängenschieber sind Photodioden aufgeklebt, deren Signale vor der Weiterverarbeitung durch Vorverstärker verstärkt werden.

Am DESY-Teststrahl wurde ein Raster von Meßpunkten bei senkrechtem Einschub des Strahls aufgenommen. Untersucht wurde, wie weit mit diesem Raster eine Homogenisierung des Energiesignals bei schrägem Einschub, der Teilchen die vom Wechselwirkungspunkt ausgehen entspricht, geleistet werden kann. Mit einem Goniometer konnte der Neigungswinkel der Kalorimetermodule relativ zum Strahl entsprechend den Bedingungen im H1-Experiment eingestellt werden. Es wurde der Winkelbereich  $152.3^\circ \leq \vartheta \leq 160.3^\circ$ ,  $15.6^\circ \leq \varphi \leq 33.6^\circ$  vermessen.

Es konnte gezeigt werden, daß für einen Winkelbereich  $\vartheta > 155^\circ$  eine Homogenisierung des Energiesignals besser als  $\pm 3\%$  erzielt werden kann. Im Bereich der Gewindestangen am Berührungspunkt der vier Module wurde eine empirische Korrektur von  $2\%$  durchgeführt, die dem Schattenwurf Rechnung trägt. Für den äußersten Bereich  $152^\circ < \vartheta < 155^\circ$  tragen die zunehmenden Leakage-Verluste, insbesondere im Bereich der Wellenlängenschieber, wie erwartet, zu einer deutlichen Verschlechterung der Kalibration bei.

### Fazit

Die für das BEMC geforderte Genauigkeit in der absoluten Kalibration von  $\leq 1\%$  [FEL85] kann mit diesem Aufbau nicht erreicht werden. Verantwortlich ist dafür die starke Ortsempfindlichkeit der Auslese durch die schmalen Wellenlängenschieber, wie auch der Schattenwurf der Befestigungsstangen. Eine wesentliche Verbesserung scheint nur durch eine Kalibration bei schrägem Einschub mit engerem Ortsraster möglich. Dazu müßte ein gesamter Quadrant des BEMC ausgemessen werden. Auch wenn man die Symmetrie der quadratischen Stacks ausnutzen kann, bedeutet dies einen erheblichen Aufwand für die zukünftigen Kalibrationsmessungen.

Aus diesem Grund wurde die Geometrie der Kalorimetermodule geändert. In dem neuen Design werden die Stacks durch Wellenlängenschieber, die die gesamte Breite einer Seite überdecken, ausgelesen. Die Module werden durch dünne Stahlkästen zusammengehalten, d. h. die Gewindestangen entfallen. Erste Ergebnisse zeigen

eine deutliche Verbesserung der Uniformität der Lichtausbeute gegenüber den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit, so daß die geforderte Genauigkeit von 1% in der Energiekalibration in Zukunft wohl zu erreichen ist.

## Anhang A

# Wechselwirkung von Schauerteilchen mit Materie

In diesem Abschnitt werden die Prozesse, die zur Ausbildung eines Schauers im Kalorimeter führen, erläutert. Elektronen und Positronen verhalten sich beim Durchgang durch einen Absorber in vieler Hinsicht gleichartig. Wenn also nicht explizit darauf hingewiesen wird, gilt alles über Elektronen Gesagte auch für Positronen. Elektronen wechselwirken sowohl mit den Atomkernen als auch mit den Hüllenelektronen. Wechselwirkungen mit den Atomkernen sind:

- Bremsstrahlung
- Streuung am Coulombfeld

Unter den Wechselwirkungen mit den Hüllenelektronen sind zu nennen:

- Ionisation
- Møller-Streuung (für Elektronen)
- Bhabha-Streuung (für Positronen)
- $e^+e^-$  - Annihilation (für Positronen)

Die Wechselwirkung mit Photonen läßt sich durch die Prozesse

- Photoeffekt
- Comptoneffekt
- Paarerzeugung

beschreiben.

### A.1 Wechselwirkung von Elektronen und Positronen mit Materie

**Bremsstrahlung:** Durchquert ein Teilchen das Feld eines Kerns, so wird es abgelenkt (beschleunigt) und strahlt Photonen ab. In niedrigster Ordnung kann der Prozeß durch die Feynmangraphen der Fig. A.1e beschrieben werden.

Die maximale Energie, die das Elektron in Form eines Photons abstrahlen kann ist seine kinetische Energie  $h\nu_{max} = m_e c^2(\gamma - 1)$ . Für den Energieverlust durch Bremsstrahlung gilt [SEG64]:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{rad} = \int_0^{\nu_{max}} h\nu\eta\Phi_{E_0}(\nu)d\nu \quad (\text{A.1})$$

Dabei ist

$h$	=	Planck'sches Wirkungsquantum
$\nu$	=	Frequenz des abgestrahlten Photons
$\eta$	=	Teilchendichte $\eta = \frac{N_A}{A}\rho$ $N_A = \text{Avogadro-Zahl}$ $\rho = \text{Dichte des Mediums}$ $A = \text{Atomgewicht}$
$\Phi_{E_0}(\nu)$	=	Verteilung der emittierten Strahlung für ein einfallendes Elektron mit der Energie $E_0$

Der Verlauf von  $\Phi_{E_0}(\nu)$  ist generell kompliziert. Für sehr hohe Teilchenenergie ( $E_0 \gg 137mc^2Z^{-\frac{1}{3}}$ ) nimmt der Ausdruck A.1 eine einfache Form an. Mit

$$\Phi_{E_0}(\nu)\Delta\nu = 4\alpha Z^2 \frac{\Delta\nu}{\nu} r_e^2 \ln \frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}} \quad (\text{A.2})$$

folgt:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{rad} = 4\alpha\eta Z^2 r_e^2 h\nu_{max} \ln \frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}} \quad (\text{A.3})$$

Hierin ist:

$\alpha$	=	Feinstrukturkonstante, $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137}$ $e = \text{Elementarladung}$ $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ $c = \text{Lichtgeschwindigkeit}$
$r_e$	=	klassischer Elektronenradius, $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$ $m_e = \text{Elektronenmasse}$
$Z$	=	Kernladungszahl

Das heißt für hohe Teilchenenergien ist der Energieverlust<sup>1</sup>  $\sim Z^2 E$ . Es ist immer von dem mittleren Energieverlust die Rede, denn der Anteil der abgestrahlten Energie durch ein einzelnes Photon kann stark schwanken.

Mit der Größe

$$\frac{1}{X_0} = 4\alpha\eta Z^2 r_e^2 \ln \frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}} \quad (\text{A.4})$$

ergibt sich für die Energie des einlaufenden Elektrons nach der Strecke  $x$

$$E = (E_0 - m_e c^2) e^{-\frac{x}{X_0}} \quad (\text{A.5})$$

<sup>1</sup>Bremsstrahlung findet auch an Hüllenelektronen statt. Jedoch ist hier die Intensität um den Faktor 10 ... 100 kleiner als bei der Kernbremsstrahlung, was durch die  $Z^2$ -fach höhere Strahlintensität im Kernfeld im Gegensatz zur "nur"  $Z$ -fach höheren Anzahl von Elektronen im Absorber, bedingt ist.

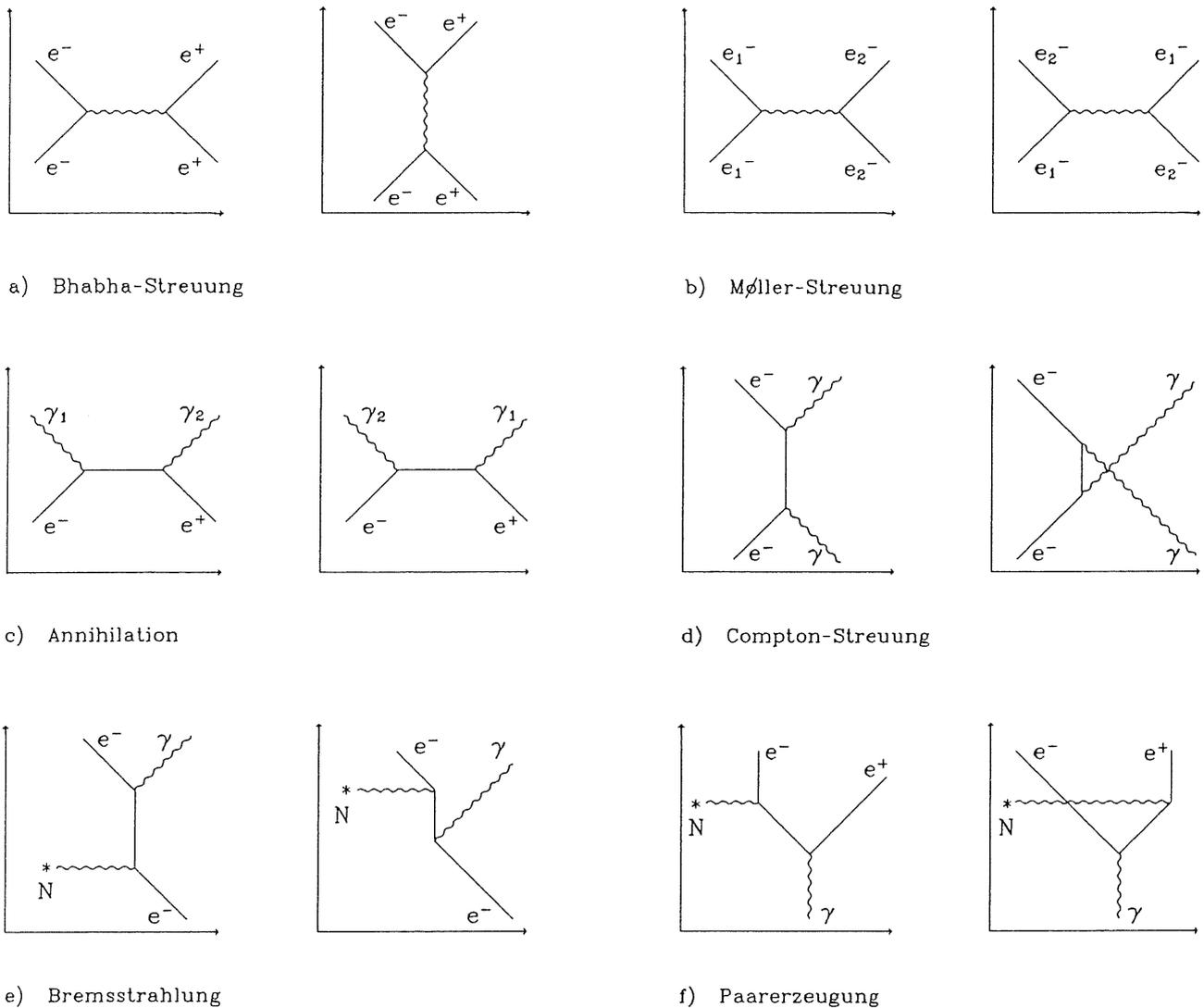


Abbildung A.1: Feynmangraphen in niedrigster Ordnung [LOH86]

Die Strahlungslänge  $X_0$  ist also die Weglänge, nachdem die Energie des Elektrons (Positrons) durch Bremsstrahlung auf  $\frac{1}{e}$  abgefallen ist.

**Streuung am Coulombfeld:** Die elastische Streuung am Coulombfeld des Kerns wird durch die Mott'sche Streuformel beschrieben:

$$\frac{d\sigma(\Theta)}{d\Omega} = \frac{Z^2 e^4 \cos^2 \frac{\Theta}{2}}{4p^2 \sin^4 \frac{\Theta}{2} \left(1 + 2\frac{p}{M} \sin^2 \frac{\Theta}{2}\right)} \quad (\text{A.6})$$

- $p$  = Impuls des Elektrons
- $M$  = Masse des Kerns
- $\Theta$  = Winkel zwischen ein- und auslaufendem Elektron

Wegen der großen Masse des Kerns ändert sich die kinetische Energie des Elektrons kaum. Beim Durchgang durch die Materie kann das Teilchen also oft durch elastische Stöße von der geraden Bahn abkommen. Durch diese Vielfachstreuung erhält man

für den mittleren Ablagewinkel  $\phi_{rms}$  des Elektrons in der Tiefe  $x$  [PER82]:

$$\phi_{rms} = \langle \phi^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = \frac{2E_s}{pv} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \quad (\text{A.7})$$

$$\begin{aligned} E_s &= E_s = \sqrt{4\pi \times 137} m_e c^2 = 21 \text{ MeV} \\ v &= \text{Geschwindigkeit des Elektrons} \end{aligned}$$

Die Winkelverteilung ist angenähert gaußförmig<sup>2</sup> um die Trajektorie verteilt.

**Ionisationsverlust geladener Teilchen in Materie:** Beim Durchgang durch einen Absorber stößt das einlaufende Teilchen der Masse  $m$  mit den Hüllenelektronen zusammen. Dabei sind zwei Fälle zu unterscheiden [ROS56], "entfernte" und "nahe" Kollisionen mit den Atom-Elektronen. Mit entfernten Stößen sind solche gemeint, bei denen die Energie des auslaufenden Elektrons kleiner als eine bestimmte Energie  $\epsilon$  ist. Für nahe Stöße ist die Energie entsprechend größer als  $\epsilon$ . Wenn  $\epsilon$  klein ist, können alle entfernten Zusammenstöße der einlaufenden Teilchen wie Stöße an einer Punktladung behandelt werden. Ist dagegen  $\epsilon$  groß, so können die Atom-Elektronen als freie Elektronen betrachtet werden. Beide Bedingungen sind gut erfüllt für Werte von  $\epsilon$  zwischen  $10^4$  und  $10^5 \text{ eV}$ .

Für den Energieverlust entfernter Stöße ergibt sich mit Hilfe der Bethe-Bloch-Formel:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{ion(<\epsilon)} = \frac{4\pi z^2 Z \eta e^4}{m_e c^2 \beta^2} \left[ \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \epsilon}{(1-\beta^2)I^2(Z)} - \beta^2 \right] \quad (\text{A.8})$$

$$\begin{aligned} z &= \text{Ladung des einlaufenden Teilchens} \\ \beta &= v/c \\ I(Z) &= \text{Ionisationspotential, } I(Z) = I_0 Z \\ &\text{mit } I_0 \cong 13.5 \text{ eV [BLO33]} \end{aligned}$$

Für den Energieverlust durch nahe Kollisionen erhält man aus

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{ion(>\epsilon)} = \int_{\epsilon}^{E'_{max}} E' \Phi(E', E) dE', \quad (\text{A.9})$$

mit<sup>3</sup>

$$E'_{max} = 2m_e c^2 \frac{\beta^2}{1-\beta^2} \quad (\text{A.10})$$

für Teilchen mit  $m \gg m_e$ ,  $p \ll \frac{m^2 c}{m_e}$ ,

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{ion(>\epsilon)} = \frac{4\pi z^2 Z \eta e^4}{m_e c^2 \beta^2} \left[ \ln \frac{E'_{max}}{\epsilon} - \beta^2 \right] \quad (\text{A.11})$$

$$\begin{aligned} E &= \text{Energie des einlaufenden Teilchens} \\ E' &= \text{auf das Elektron übertragene Energie} \\ \Phi(E', E) &= \text{Wahrscheinlichkeit der Kollision eines} \\ &\quad \text{einlaufenden Teilchens mit einem Hüllenelektron} \end{aligned}$$

<sup>2</sup> Jedoch variieren große Winkeländerungen mit  $\phi^{-3}$ , was aus der Rutherford'schen Streuformel abgeleitet werden kann.

<sup>3</sup> ohne Näherungen gilt für  $E'_{max}$ :  $E'_{max} = 2m_e c^2 \frac{p^2 c^2}{m^2 c^4 + m^2 c^4 + 2m_e c^2 \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}}$

Aus den Gleichungen A.8 und A.11 folgt nun für den gesamten Energieverlust durch Ionisation:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{ion} = \frac{4\pi z^2 Z \eta e^4}{m_e c^2 \beta^2} \left[ \ln \frac{4m_e^2 c^4 \beta^4}{(1-\beta^2)^2 I^2(Z)} - 2\beta^2 \right] \quad (\text{A.12})$$

Bei Elektronen und Positronen als einlaufenden Teilchen treten nun noch einige Besonderheiten auf. Wegen der Ununterscheidbarkeit des einfallenden Elektrons mit dem Hüllenelektron kommt es zu Austauscheffekten quantenmechanischer Natur, die aber nur eine untergeordnete Rolle beim Ionisationsverlust spielen. Bei den Positronen gibt es eine Korrektur durch die Annihilationswechselwirkung  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ , bei der die Positronen jedoch vollständig abgebremst sind. Die Streuung von Elektronen an Elektronen ( $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$ ) wurde 1932 von MØLLER beschrieben. 1936 fanden entsprechende Untersuchungen von BHABHA zur Positron - Elektron - Wechselwirkung ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ) statt. Durch diese Prozesse kann nicht nur der Impulsübertrag sehr groß werden, sondern es kann auch eine starke Richtungsänderung erfolgen. Unter Berücksichtigung dieser und anderer Besonderheiten folgt für den spezifischen Energieverlust von Elektronen [MUS88]:

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{ion, e^-} = \\ \frac{2\pi Z \eta e^4}{m_e c^2 \beta^2} \left[ \ln \frac{m_e^2 c^4 \beta^2 (\gamma - 1)}{2(1-\beta^2) I^2(Z)} + (1-\beta^2) - \frac{2\gamma-1}{\gamma^2} \ln 2 + \frac{1}{8} \left( \frac{\gamma-1}{\gamma} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

und für den von Positronen erhält man den ähnlichen Ausdruck:

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{ion, e^+} = \\ \frac{2\pi Z \eta e^4}{m_e c^2 \beta^2} \left[ \ln \frac{m_e^2 c^4 \beta^2 (\gamma - 1)}{2(1-\beta^2) I^2(Z)} - \frac{\beta^2}{12} \left( 23 + \frac{14}{\gamma+1} + \frac{10}{(\gamma+1)^2} + \frac{4}{(\gamma+1)^3} \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

mit

$$\gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$$

Die Ionisationsverluste unterscheiden sich nur wenig voneinander. Im nichtrelativistischen Fall  $\beta < 0.5$ ,  $(\gamma - 1) \ll 1$  folgt:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{ion} = \frac{4\pi Z \eta e^4}{m_e c^2 \beta^2} \left[ \ln \frac{m_e c^2 \beta^2}{2I(Z)} \right] \quad (\text{A.15})$$

Für das andere Extrem, den hochrelativistischen Fall  $\gamma \gg 1$  ergibt sich:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{ion} = \frac{4\pi Z \eta e^4}{m_e c^2} \left[ \ln \frac{m_e c^2 (\gamma - 1) \gamma^{\frac{1}{2}}}{2^{\frac{1}{2}} I(Z)} + \frac{1}{\gamma^{\frac{1}{2}}} \right] \quad (\text{A.16})$$

Das Charakteristische am Energieverlust durch Ionisation ist wegen  $c^2 \beta^2 = v^2$  die Proportionalität zu  $\frac{1}{v^2}$  für kleine Energien. Die Kurve durchläuft dann bei  $\approx 3m_e c^2$  ein Minimum. In Gasen kommt es bei höheren Energien zu einem Wiederanstieg auf Grund der relativistischen Deformation des Coulombfeldes und anderer relativistischer Effekte. In festen Stoffen führt die Abschirmung durch die Hüllenelektronen zum sogenannten Dichteeffekt. Für hohe Energien kommt es zu

einer "Sättigung" im Energieverlust. Von dem Energieverlust gegeben durch Gleichung A.13 bzw. A.14 muß ein Parameter  $\Delta(\beta)$  abgezogen werden, der diesen Effekt berücksichtigt [ROS56].

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{ion\Delta} = \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{ion} - \Delta(\beta) \quad (\text{A.17})$$

Für  $\Delta(\beta)$  gilt:

$$\Delta(\beta) = \frac{4\pi Z\eta}{m_e c^2 \beta^2} \ln \epsilon_r \quad , \quad \beta < \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (\text{A.18})$$

und

$$\Delta(\beta) = \frac{4\pi Z\eta}{m_e c^2 \beta^2} \left[ \ln \frac{\epsilon_r - 1}{1 - \beta^2} + \frac{1 - \epsilon_r \beta^2}{\epsilon_r - 1} \right] \quad , \quad \beta > \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (\text{A.19})$$

Hierin bedeutet

$$\epsilon_r = \text{relative Dielektrizitätskonstante}$$

Der Prozeß der Ionisation ist statistischen Schwankungen unterworfen. Die tatsächliche Verteilung ist für dünne Absorber eine Landau-Verteilung. Eine genaue Beschreibung ist bei [FUN88] zu finden.

**Annihilation:** Die oben erwähnte Annihilation ist im Feynmangraphen der Fig. A.1c dargestellt. Der Endzustand besteht aus zwei identischen Bosonen. Daher müssen beide Diagramme betrachtet werden<sup>4</sup>.

Für den totalen Wirkungsquerschnitt erhält man nach [LOH86]:

$$\sigma_{(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma)} \approx \pi r_e^2 \frac{m_e^2}{E_{e^+}} \left( \ln \frac{2E_{e^+}}{m_e c^2} - 1 \right) \quad , \quad E_{e^+} \gg m_e c^2 \quad (\text{A.20})$$

Durch die Proportionalität zu  $1/E_{e^+}$  ist der Einfluß der Annihilation nur bei kleinen Positronen-Energien bemerkbar. Abb. A.2 zeigt die oben besprochenen Wechselwirkungen von Elektronen und Positronen mit Materie [MES70].

## A.2 Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Als **Photoeffekt** bezeichnet man die Emission eines Elektrons aus der  $i$ -ten Schale der Elektronenhülle durch Absorption eines  $\gamma$ -Quants. Die kinetische Energie des Photoelektrons ist durch  $E_e = E_\gamma - E_B^{(i)}$ ,  $i = K, L, M \dots$  gegeben.  $E_B^{(i)}$  bezeichnet die Bindungsenergie des Elektrons in der  $i$ -ten Schale. Wesentliches Merkmal des Photoeffektes ist das Auftreten starker Maxima im Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{ph}$  für  $E_\gamma = E_B^{(i)}$ . Unterhalb dieser Energien findet Photoeffekt nur an der jeweils nächst schwächer gebundenen Schale statt, oberhalb fällt die Emissionswahrscheinlichkeit eines Elektrons rapide mit der  $\gamma$ -Energie. Der Verlauf ist in Abb. A.3 dargestellt. Für den Fall  $E_\gamma > E_B^{(K)}$  liefert die Beschreibung durch die Quanten-Elektrodynamik für den Wirkungsquerschnitt an der  $K$ -Schale [MUS88]:

$$\sigma_{ph}^{(K)} = 4\sqrt{2}\alpha^4\sigma_0 Z^5 \left( \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right)^{\frac{7}{2}} \cong 1.09 \times 10^8 Z^5 \left( \frac{13.61}{E_\gamma} \right)^{\frac{7}{2}} \sim \frac{Z^5}{E_\gamma^{\frac{7}{2}}} \quad (\text{A.21})$$

<sup>4</sup>Wer mehr über die Berechnung von Feynmangraphen erfahren will, sollte in den Werken von [BET56] und [SHW64] nachlesen.

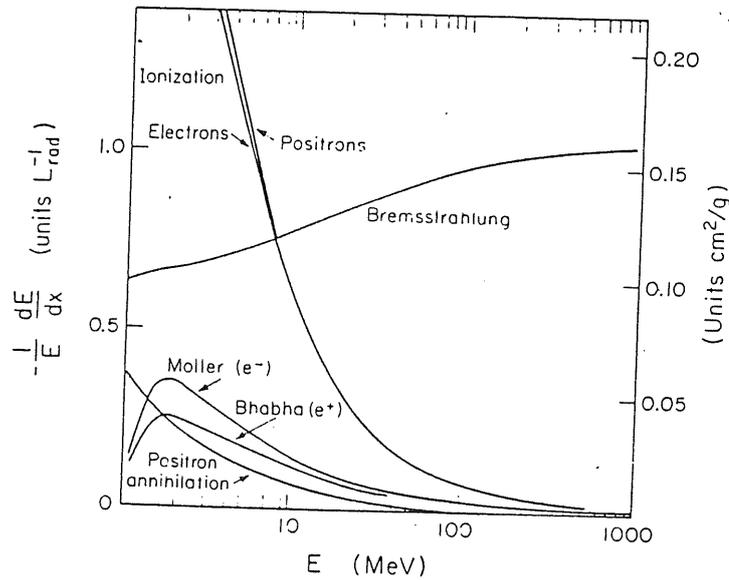


Abbildung A.2: Wechselwirkung von Elektronen und Positronen mit Materie

Für  $E_\gamma \gg E_B^{(K)}$  gilt:

$$\sigma_{ph}^{(K)} = \frac{3}{2} \alpha^4 \sigma_0 Z^5 \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \cong 1.34 \times 10^{-10} \frac{Z^5}{E_\gamma} \sim \frac{Z^5}{E_\gamma}, \quad (\text{A.22})$$

$$\begin{aligned} \sigma_0 &= \text{Thomson'scher Wirkungsquerschnitt } \sigma_0 = \frac{8}{3} \pi \left( \frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \\ E_\gamma &\text{ in } MeV \\ \sigma_{ph} &\text{ in } barn \ (1b = 10^{-24} cm^2) \end{aligned}$$

Wegen der Proportionalität zu  $\sim 1/E_\gamma$  spielt der Photoeffekt in der Hochenergiephysik praktisch keine Rolle.

Beim **Comptoneffekt** handelt es sich um einen Streuprozess von  $\gamma$ -Quanten an quasifreien Hüllenelektronen. Die Kinematik folgt aus dem Energie- und dem Impulserhaltungssatz. Für die Energie des gestreuten  $\gamma$ -Quants ergibt sich:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \vartheta)} \quad (\text{A.23})$$

bzw. für die auf das Elektron übertragene Energie  $E_e$ :

$$E_e = \frac{E_\gamma^2 (1 - \cos \vartheta)}{m_e c^2 + E_\gamma (1 - \cos \vartheta)} \quad (\text{A.24})$$

Mit der Energie ändert sich auch die Wellenlänge des  $\gamma$ -Quants gemäß

$$\lambda' - \lambda = \lambda_e (1 - \cos \vartheta), \quad (\text{A.25})$$

$$\begin{aligned} \lambda_e &= \frac{\hbar}{m_e c} = 3.86 \times 10^{-13} m; \text{ Comptonwellenlänge des Elektrons} \\ \vartheta &= \text{Streuwinkel des Photons} \end{aligned}$$

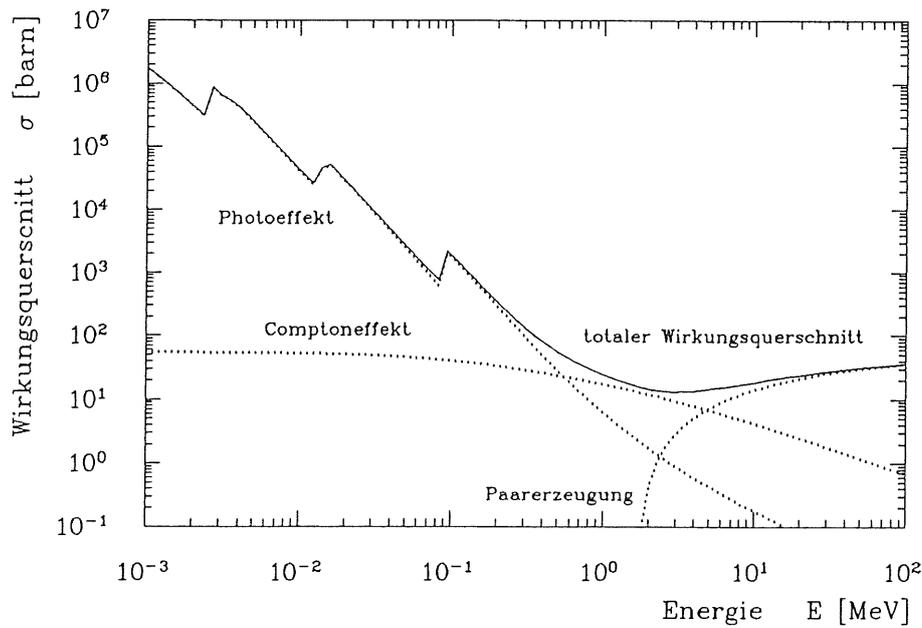


Abbildung A.3: Wechselwirkung von Photonen in Pb [BAU87]

Nach [KLE29] berechnet sich der Wirkungsquerschnitt pro Atom zu:

$$\sigma_c = \pi r_e^2 \frac{Z}{E_\gamma} m_e c^2 \left( \frac{1}{2} + \ln \frac{2E_\gamma}{m_e c^2} \right) \sim \frac{Z}{E_\gamma}, \quad E_\gamma \gg m_e c^2 \quad (\text{A.26})$$

Für kleine Energien erhält man dagegen<sup>5</sup>:

$$\sigma_c = \sigma_0 Z \left( 1 - 2 \frac{E_\gamma}{m_e c^2} + \frac{26}{5} \left( \frac{E_\gamma}{m_e c^2} \right)^2 + \dots \right) \quad (\text{A.27})$$

Wiederum ist  $\sigma_0$  der Thomson'sche Wirkungsquerschnitt.

Der **Paarbildungseffekt** bezeichnet den Prozeß der Emission eines Elektrons und eines Positrons im Coulombfeld des Atomkernes oder eines Elektrons. Die Schwellenenergie für diesen Prozess beträgt im Kernfeld  $E_\gamma \cong 1.022 \text{ MeV}$ . Die Paarbildung erfolgt nicht am Ort des Kernes, sondern außerhalb des Kernrandes im Abstand von  $\approx \lambda_e$ . Außerhalb des Kernes wird das Kernfeld zunehmend durch die äußeren Hüllenelektronen abgeschirmt. Die Auswirkungen dieses Effektes werden detailliert bei [ROS56] beschrieben.

Als Ergebnis erhält man für  $m_e c^2 \ll E_\gamma \ll 137 m_e c^2 Z^{-\frac{1}{3}}$

$$\sigma_p = 4\alpha Z^2 r_e^2 \left[ \frac{7}{9} \ln \frac{2E_\gamma}{m_e c^2} - \frac{109}{54} \right] \quad (\text{A.28})$$

<sup>5</sup>Ist die Energie  $E_\gamma < E_B^{(i)}$  findet die klassische Thomsonstreuung mit dem Wirkungsquerschnitt nach der Anmerkung zu Gleichung A.22 statt. Dabei ist der Energieübertrag auf das Elektron gleich 0.

und für  $E_\gamma \gg 137m_e c^2 Z^{-\frac{1}{3}}$  folgt:

$$\sigma_p = 4\alpha Z^2 r_e^2 \left[ \frac{7}{9} \ln \frac{183 Z}{\sqrt[3]{Z}} - \frac{1}{54} \right] \quad (\text{A.29})$$

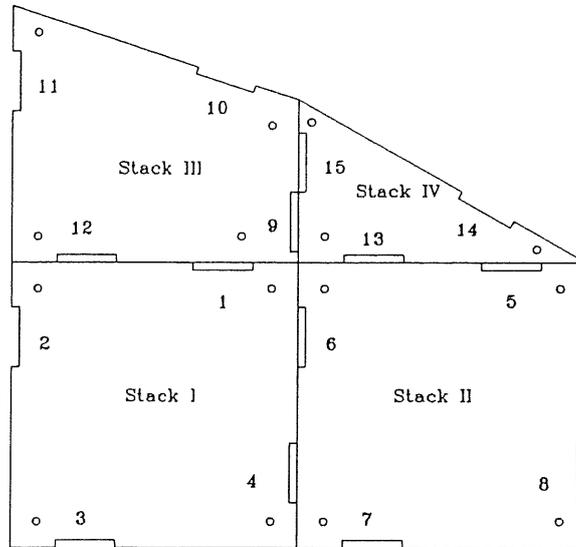
Für den Zwischenbereich kann der totale Wirkungsquerschnitt nur numerisch berechnet werden.

Für hohe Energien wird der Wirkungsquerschnitt also konstant und das bedeutet, daß der Paarbildungseffekt gegenüber den bisher beschriebenen Prozessen dominant wird. Der Öffnungswinkel zwischen dem Elektron und dem Positron verringert sich mit steigender  $\gamma$ -Energie zu  $\Theta = \frac{m_e c^2}{E_\gamma}$ .

Paarbildung ist auch im Feld eines Elektrons möglich. Die Schwellenenergie liegt wegen der geringen Masse des Stoßpartners jedoch bei  $4 m_e c^2$ . Die  $Z^2$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts im Kernfeld bewirkt einen um ein bis drei Größenordnungen kleineren Effekt für das Elektronenfeld. In Abb. A.3 ist der Wirkungsquerschnitt über die Energie für die verschiedenen Effekte in Blei aufgetragen.

# Anhang B

Werte der  
Kalibrations-  
funktion



— Kalibrationsfunktion —				
$E(x) = a_1 \cdot x + a_2 \left(1 - e^{-\frac{x}{a_3}}\right)$				
Stack No.	Dioden No.	Parameter		
		$a_1$ [GeV × channel <sup>-1</sup> ]	$a_2$ [GeV]	$a_3$ [GeV <sup>-1</sup> ]
I	1	0.992	0.59	33.1
	2	1.016	0.87	26.9
	3	1.023	0.74	25.6
	4	1.049	0.84	21.6
II	5	1.015	0.65	32.2
	6	1.086	0.74	34.3
	7	1.070	0.60	43.2
	8	1.028	0.62	32.2
III	9	1.028	0.59	36.1
	10	1.026	0.85	21.9
	11	1.018	0.78	26.0
IV	12	1.152	0.85	23.5
	13	0.954	0.62	29.2
	14	0.954	0.80	22.1
	15	0.926	0.67	31.2
abs. Fehler		≈ 0.0032	≈ 0.0125	≈ 2.3
rel. Fehler		≈ 0.3%	≈ 2%	≈ 8%

## Anhang C

# Pulshöhenanalyse im Trapezmodul

Begonnen habe ich mit der Analyse des Trapezes, denn es ähnelt den quadratischen Stacks, für die wiederum Ansätze in der Bestimmung einer analytischen Funktion der Lichtausbeute bereits durchgeführt wurden [WUN88].

Die Lichtausbeute im Stack ist eine Funktion von drei Parametern:  $L = L_i(E, x, y)$ ,  $i = \text{Nr. der Diode}$ ,  $E = \text{Energie}$ ,  $x, y = \text{Ortskoordinaten}$ .  $L_i$  läßt sich, wie die weitere Analyse zeigen wird, in drei Funktionen zerlegen.

$$L_i = E \cdot F_i(x, y) \cdot G_i(x, y) \quad (\text{C.1})$$

An Hand der Diode 11 soll das Auffinden der Funktionen  $F(x, y)$  und  $G(x, y)$

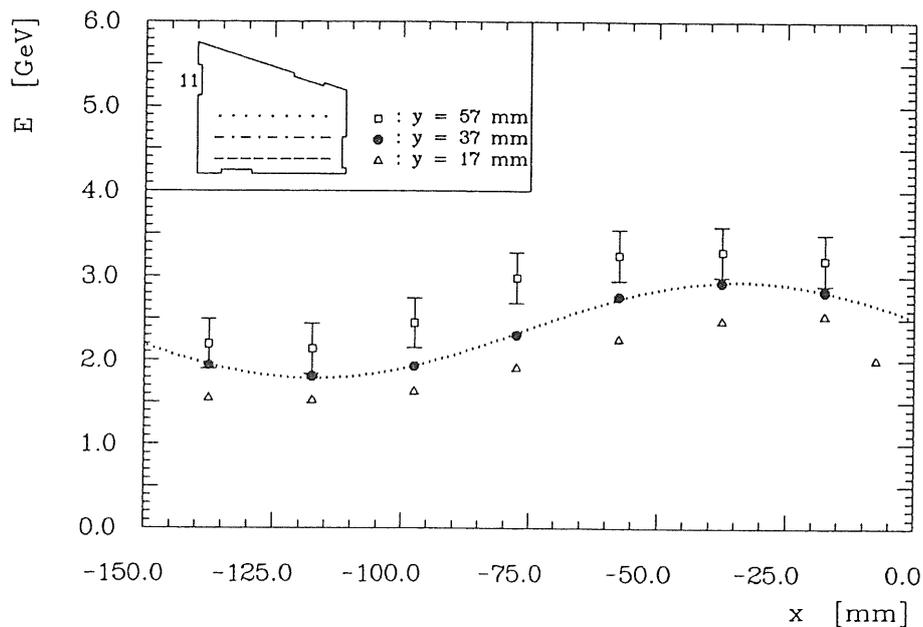


Abbildung C.1: Pulshöhenabhängigkeit vor der Diode 11 im Trapez. Dargestellt ist das Energiesignal für großen  $y$ -Abstand von der Diode 11. Diese Abhängigkeit ist gut durch eine Sinus-Funktion zu beschreiben

näher erläutert werden. Die  $x$ -Abhängigkeit des Energiesignals für verschiedene  $y$ -Positionen kann für weit von der Diode entfernte  $y$ -Werte durch eine Sinus-Funktion beschrieben werden (siehe Abb. C.1):

$$F(x, y) = a_1(y) \sin[\pi \cdot a_2(y)(x - a_3(y))] + a_4(y) \quad (\text{C.2})$$

In diesem empirischen Ansatz spiegeln sich die Raumwinkeleffekte wieder. Er ist aber nur sinnvoll, wenn sich die  $a_i(y)$  durch sehr einfache (konstante, lineare und quadratische) Funktionen beschreiben lassen.

$F(x, y)$  kann die Pulshöhenabhängigkeit nicht voll beschreiben. Insbesondere vor der Diode kommt es immer noch zu einer starken Überhöhung. Die Überhöhung ist symmetrisch zur Mitte dieser Diode. Eine einfache Darstellung dieser Abhängigkeit kann durch eine Gauß-Funktion geschehen:

$$G(x, y) = b_1(x) \cdot e^{-\frac{1}{2} \frac{(y-b_2(x))^2}{b_3(x)}} + b_4(x) \quad (\text{C.3})$$

Wiederum lassen sich die  $b_i(x)$  durch einfache Funktionen darstellen.

Nimmt man an, daß das Leakage am Rande der Stacks einer Fermi-Verteilung folgt, so ergibt sich für  $L_i$ :

$$L_i(E, x, y) = E \cdot F_i(x, y) \cdot G(x, y) \cdot \prod_{j=1}^4 \frac{1}{\exp\left[-\frac{c_{1j}(x, y)}{c_{2j}}\right] + 1} \quad (\text{C.4})$$

In Tab. C.1 sind die Parameter  $a_i(y)$ ,  $b_i(x)$  für die Diode 11 des Trapezes aufgelistet.

Die Annahme, daß die Funktionen  $a_i(y)$ ,  $b_i(x)$  von einfacher Natur seien, läßt sich weder auf die anderen drei Dioden, noch auf die Dioden des Dreiecks übertragen. Hier müssen zum Teil erheblich kompliziertere Ansätze vorgenommen werden und dadurch wird der Ansatz Gleichung C.1 in Frage gestellt.

Abb. C.2 gibt das Ergebnis dieses Homogenisierungsansatzes wieder. Festzuhalten ist, daß eine Homogenisierung zwar möglich, im Hinblick auf die Übertragung auf den schrägen Einschub dieses Verfahren wegen der Fülle der zu bestimmenden Parameter aber völlig unbrauchbar erscheint.

Parameter	Funktion	gültiger Bereich für y	gültiger Bereich für x
$a_1$	$0.0025 \cdot y + 0.4675$ $-0.000078 \cdot y^2 + 0.015 \cdot y - 0.058$	[0,82] [82,98]	
$a_2$	0.011	$\forall y$	
$a_3$	$-0.2 \cdot y - 68.6$	[0,98]	
$a_4$	$0.019 \cdot y + 1.681$ $-0.00059 \cdot y^2 + 0.115 \cdot y - 2.259$	[0,82] [82,98]	
$b_1$	$0.000278 \cdot x^2 - 0.000111 \cdot x - 1.222$		$\forall x$
$b_2$	$0.00213 \cdot x^2 + 0.326 \cdot x + 108$		
$b_3$	$-0.00122 \cdot x^2 - 0.168 \cdot x + 13.7$		
$b_4$	3.00		

Tabelle C.1: Parameter der Funktion  $L_i(x, y) = F_i(x, y) \cdot G_i(x, y)$ .  
Die Werte für die  $a_i$  sind symmetrisch zum Punkt  $y = 98.0$ .

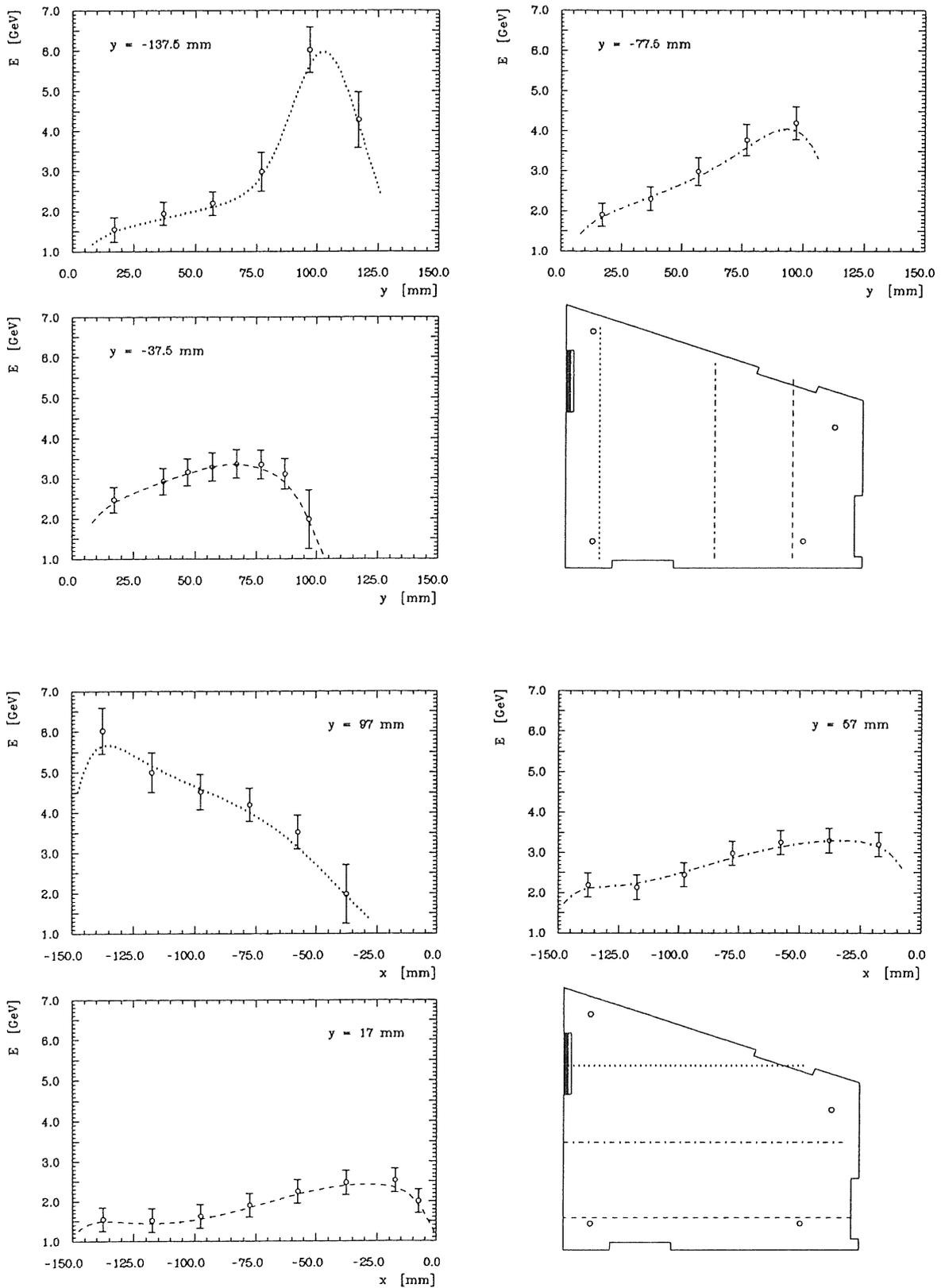


Abbildung C.2: Homogenisierung der Pulshöhenabhängigkeit der Diode 11 des Trapezes. Dargestellt sind sechs Scans durch das Trapez.

## Anhang D

# Das Verfahren zur Ortsrekonstruktion

Hier soll des in Kap. 4.3.3 erwähnte Verfahren zur Bestimmung des Schauerschwerpunktes in einzelnen Modulen an Hand eines Struktogramms (siehe folgend Seite) näher erläutert werden.

Basis der Ortsrekonstruktion ist eine Matrix bestehend aus  $14 \times 14$  Feldern für jede Diode. Jedem Feld ist der Wert des Quotienten aus Einzeldiodensignal zu Summensignal aus dem geraden Einschuß zugeordnet. Man erhält so eine Art Höhenliniendiagramm für jede Diode.

Das Programm bestimmt die Schauerschwerpunkte Stack für Stack. Zunächst wird geprüft, ob das Summensignal einen bestimmten Schwellenwert überschreitet (hier  $70 MeV$ ). Falls nein, wird in diesem Stack kein Schwerpunkt bestimmt. Wird erkannt, daß in dem zu untersuchenden Stack Energie deponiert wurde, so werden die Signale der Dioden nach der Pulshöhe sortiert. In dem Höhedigramm der Diode mit der größten Pulshöhe werden nun die Felder selektiert, die mit dem gemessenen Quotienten dieser Diode übereinstimmen. Jetzt werden nur noch diese selektierten Felder in den anderen Pulshöhendiagrammen der entsprechenden Dioden betrachtet. Dabei wird weiter selektiert, wenn eine Übereinstimmung der Diodensignalverhältnisse mit den entsprechenden Diagrammen vorhanden ist. Auf diese Weise wird die Anzahl der anfangs selektierten Felder eingeschränkt. Der Schwerpunkt wird nun aus dem Mittelwert der verbliebenen Felder berechnet. Die Berechnung des Fehlers ist einer gewissen Willkür unterworfen und dient in erster Linie dazu ein Maß für die Genauigkeit der Ortsbestimmung zu erhalten.

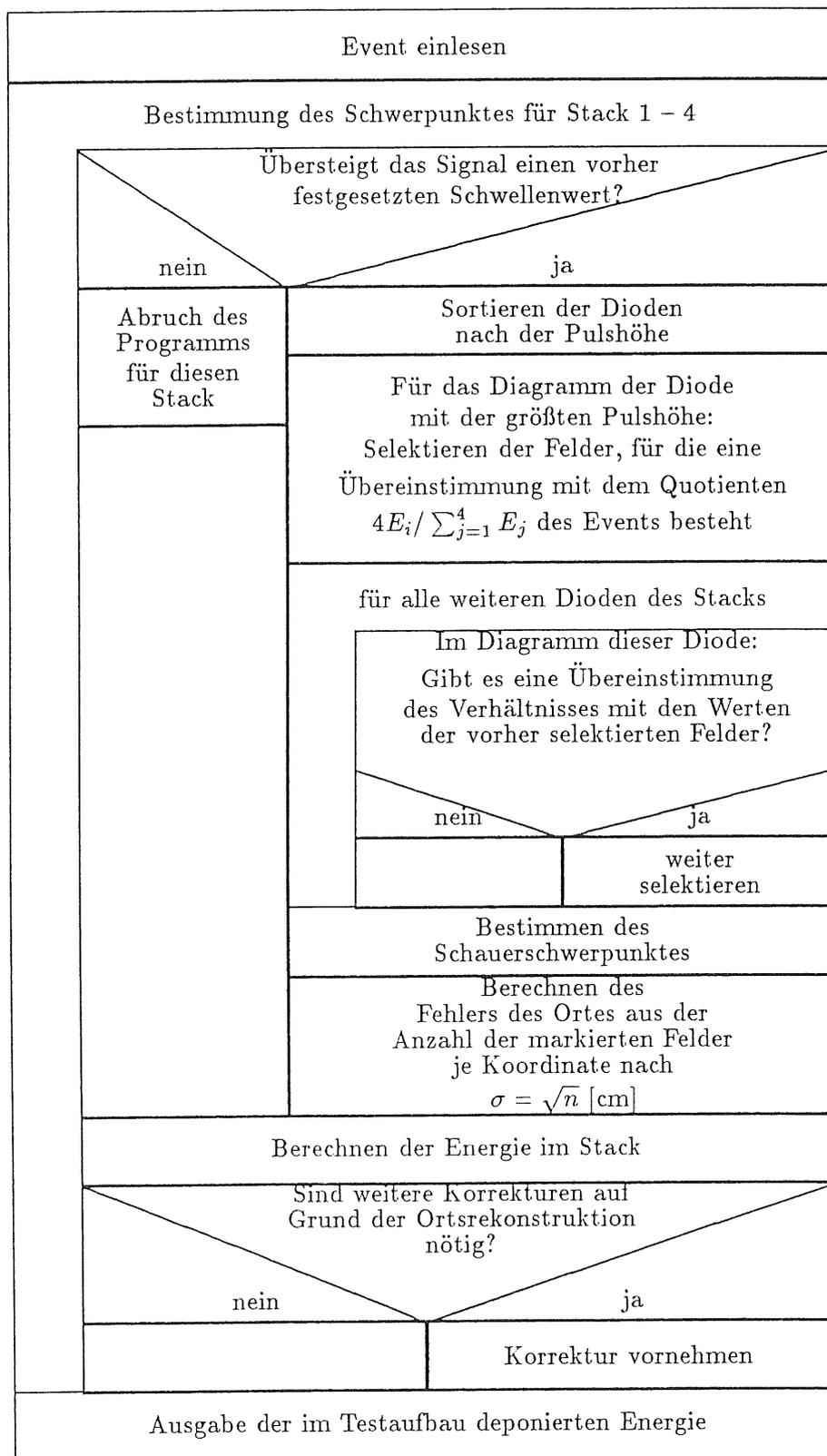


Abbildung D.1: Struktogramm zur Ortsrekonstruktion

## Anhang E

# Moduldaten

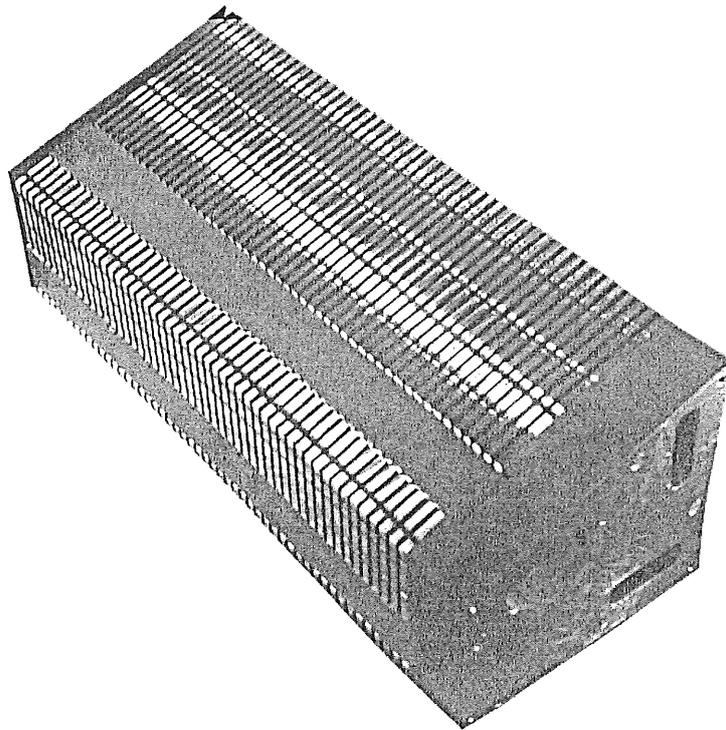


Abbildung E.1: *Foto des Trapezmoduls: Das Foto zeigt das Trapezmodul von hinten nach Abbau der gesamten Elektronikinheit und ohne die lichtundurchlässige Folie.*



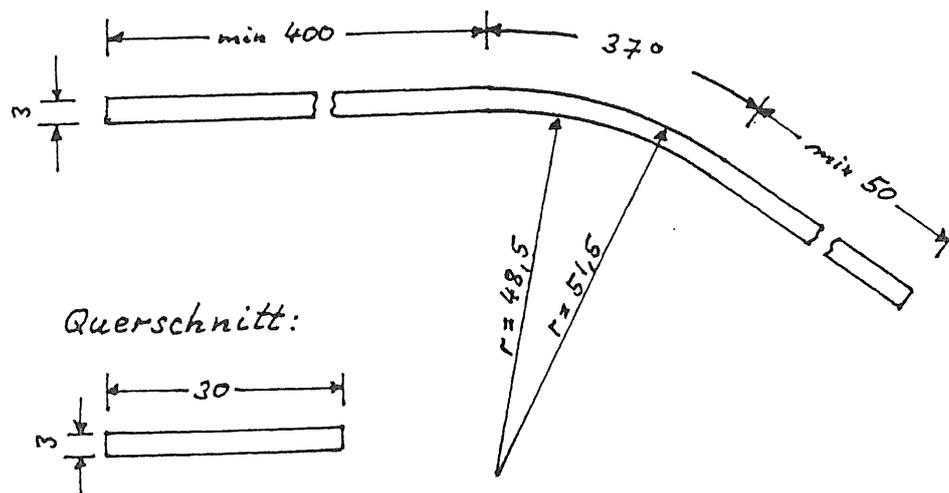


Abbildung E.3: Daten des Wellenlängenschiebers: Maßstab 1:1.

# Quellenverzeichnis

- [AMA81] AMALDI, U.  
Fluctuations in Calorimetry Measurements  
Phys. Scripta 23 (1981) 409
- [BAS88] BASSLER, E.  
GEP – Graphical Editor Program for presenting User Data Version 4.7  
Internal Report DESY R02-81/02, revised version (1988)
- [BAU87] BAUHOFF, W.  
Simulationsrechnungen mit EGS4 –unveröffentlicht–  
Universität Hamburg, 1987
- [BAU88] BAUHOFF, W.  
Simulationsrechnungen mit GEANT –unveröffentlicht–  
Universität Hamburg, 1988
- [BET56] BETHE, H. A., DE HOFFMANN, F. H. , SCHWEBER, S. S.  
Mesons and Fields, Vol I  
Evanton and White Plains, N. Y. (1956)
- [BIE84] BIELER, CH.  
Energieauflösung eines BGO-Schauerzähler mit Photodiodenauslese im  
Energiebereich von 0.7 – 6.0 GeV  
Universität Hamburg , Interner Bericht DESY F14-02 (1984)
- [BIR64] BIRKS, J. B.  
The Theory and Practice of Scintillation Counters  
Pergamon Press Ltd. (1964)
- [BLO33] BLOCH, F.  
Zeitschrift für Physik 81 (1933) 363
- [CER84] BRUN, R. ET AL.  
HBOOK Users Guide  
Cern-Computer-Center Library  
Cern-Data Handling Div. DD/EE/81-1 (1984)
- [EIS89] EISEN, E.  
Diplomarbeit in Vorbereitung  
Universität Hamburg (1989)

- [FEL85] FELTESSE, J.  
Systematic shifts in Structure Functions and absolute Calibrations  
H1 Internal Report H1-04/85-04 (1985)  
und  
Measurements of inclusive Differential Cross Sections  
published in PECCEI, R. D.  
Proceedings of the HERA Workshop Vol I + II  
DESY (1987)
- [FUN88] FUNK, M.  
Untersuchung des Pulshöhenverhaltens von geraden und bogenförmigen  
Plastikszintillationsdetektoren — Diplomarbeit  
Universität Hamburg (1988)
- [GEN87] GENNIS, M.  
Entwurf und Test eines elektromagnetischen Kalorimeters — Diplomarbeit  
Universität Hamburg, 1987
- [HAR88] HARNING, M.  
Untersuchung der Energieauflösung und Uniformität an einem Prototyp  
für das elektromagnetische Rückwärtskalorimeter des H1-Detektors —  
Diplomarbeit  
Universität Hamburg, 1988
- [HER88] HERZBERG, R.  
MUDAQ- Manuell (vorläufig)  
I. Inst. f. Experimentalphysik Hamburg (1988)
- [IWA86] IWATA, T. ET AL.  
The Test Measurements of TOF in small and large scintillation counters  
NIM A244 (1986) 434
- [GRO84] GROOM, D. E.  
Silicon Photodiode Detection Of Bismuth Germanate Scintillation Light  
NIM A 219 (1984) 141
- [KAM83] KAMON T. ET AL.  
A new Scintillator and Wavelength Shifter  
NIM A 213 (1983) 261
- [KAN88] KANTEL ET AL.  
Backward Proportional Chambers (BPC)  
Centre of Scientific Instrumentation of the Academy of the GDR  
H1-Note H1-11/88-98 (1988)
- [KAS89] KASSELMANN, H.-P.  
Diplomarbeit in Vorbereitung  
Universität Hamburg (1989)
- [KLE29] KLEIN, O. ; NISHINA, Y.  
Zeits. f. Physik 52, 853 (1929)

- [KNO79] KNOLL, G. F.  
Radiation Detection and Measurement  
John Wiley & Son Inc. (1979)
- [LEX73] NEUMÜLLER, O.-A.  
Römpfs Chemie-Lexikon, 7. Auflage  
Franckh'sche Verlagshandlung (1973)
- [LIP89] Das Interpolationsprogramm beruht auf einer Routine von M. LIPKA  
(1989)
- [LOH86] LOHRMANN, E.  
Hochenergiephysik  
Teubner Studienbücher (1986)
- [LON75] LONGO, E. ; SESTILI, I.  
Monte-Carlo Calculations of Photon Initiated Showers in Leadglas  
NIM 128 (1975) 283
- [MAT88] MATYSEK, M.  
Private Mitteilung  
Universität Hamburg (1988)
- [MES70] MESSEL, H. ; CRAWFORD, D. F.  
Electron-Photon-Shower-Distribution Functions  
Pergamon Press (1970)
- [MOR89] MORDHORST, S.  
Untersuchung von Photomultipliern in Magnetfeldern — Diplomarbeit  
Universität Hamburg (1989)
- [MUN88] MUNDT, R. ; GRINDHAMMER, G. ; GÖRLICH, L.  
FLASH-Manual Version 3.1,1988  
Fast Shower Simulation for the H1-Calorimeter (Version 1.0) H1-Note  
H1-09/87-71 (1987)
- [MUS88] MUSIOL, G. ; RANFT, J. ; REIF, R. ; SEELIGER, D.  
Kern- und Elementarteilchenphysik  
VCH Verlagsgesellschaft (1988)
- [PAU85] PAUL, R.  
Optoelektronische Halbleiterbauelemente  
Teubner Studienbücher (1985)
- [PER82] PERKINS, D. H.  
Introduction to High Energy Physics  
Addison - Wesley Publishing, Inc. (1982)
- [ROS56] ROSSI, B.  
High-Energie Particles  
Prentice - Hall, Inc. (1956)
- [SEG64] SEGRE, E.  
Nuclei and Particles  
W. A. Benjamin, Inc. (1964)

- [SHM86] SCHMID, B.  
Photodioden als Detektoren von Szintillationslicht  
Physik-Inst. der Universität Zürich (1986)
- [SHI89] SCHIRM, N.  
Private Mitteilung  
Universität Hamburg (1989)
- [SHW64] SCHWEBER, S. S.  
Introduction to Quantum-Field Theory  
Harper & Row, N. Y. (1964)
- [WUN88] WUNDERLICH, R.  
Untersuchungen an einem Prototyp-Doppelmodul des elektromagnetischen Rückwärtskalorimeters für den H1-Detektor bei HERA — Diplomarbeit  
Universität Hamburg (1988)

# Danksagung

Zum Abschluß möchte ich all jenen danken, die sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Insbesondere danke ich:

Herrn Prof. Dr. H. H. Duhm, Herrn Prof. Dr. R. Langkau und Herrn Prof. Dr. W. Scobel für die Themenstellung und die gute Betreuung,

Herrn Dr. W. Bauhoff für die zahlreichen Simulationsrechnungen,

Herrn N. Schirm, Herrn M. Matysek und insbesondere Herrn W. Gärtner für die Konstruktion der Randmodule,

Herrn B. Leicht und seiner Werkstatt und hier besonders Herrn H. Wleklinski für den Bau der Module,

Herrn M. Gennis und R. Wunderlich für die Hilfe während der Meßzeit und die vielen Tips zur Auswertung,

meinem Mit-Diplomanden H.-P. Kasselmann für die vielen fruchtbaren und furchtbaren Diskussionen und die nun schon seit 2500 Tagen währende Freundschaft,

meinen Eltern, daß Sie mir dieses Studium ermöglicht haben und Anja, daß ich in den letzten Wochen keinen seelischen Schaden davongetragen habe,

der gesamten H1-Gruppe des I. Inst. für das ausgezeichnete Arbeitsklima, die vielen Hilfestellungen bei der Behebung der Alltagssorgen und die vielen Squash-Bälle, die sie mir um die Ohren gehauen haben und

nicht zuletzt auch den Operateuren des DESY-Synchrotron für die 2 Millionen Elektronen, ohne die diese Arbeit nie geschrieben worden wäre.

Ich versichere, diese Arbeit selbständig unter Angabe aller wesentlichen Hilfsmittel verfaßt zu haben.