

Interner Bericht  
DESY F14-01  
November 1985

ENTWICKLUNG UND UNTERSUCHUNG  
EINES SEGMENTIERTEN BLEI-SZINTILLATOR-SANDWICHZÄHLERS  
MIT PHOTODIODENAUSLESE

von

J. Marks

Eigentum der Property of	<b>DESY</b>	Bibliothek library
Zugang: Accessions:	21. FEB 1986	
Leihfrist: Loan period:	7	Tage days

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

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

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

Interner Bericht  
DESY F14-01  
November 1985

Entwicklung und Untersuchung  
eines segmentierten Blei-Szintillator-Sandwichzählers  
mit Photodiodenauslese

Experimentell physikalische Diplomarbeit  
an der Universität Hamburg  
durchgeführt am DESY in der  
Gruppe F14

von

Jörg Marks

Hamburg  
4. April 1985

ABSTRACT

Silicon and vacuum photodiodes in combination with wave length shifter have been used to read out lead-scintillator shower counters.

In the first part measurements of the light yield, energy resolution, and noise contributions from the system 'photodiode-preamplifier' of single lead-sintillator shower counter modules with different effective radiation length in an electron beam up to 6 GeV are presented. For a version with an effective radiation length of 14.6 mm an energy resolution of  $\sigma/\sqrt{E} = 0.11$  1/ $\sqrt{\text{GeV}}$  was obtained. The noise contribution was less than about 100 MeV.

In the second part measurements with a matrix of nine lead-scintillator shower counters with wave length shifter and silicon photodiode read out are described. The light yield was measured to be 18500 - 25000 photoelectrons/GeV depending on the shape of the modules. An energy resolution of  $\sigma/\sqrt{E} = 0.105$  1/ $\sqrt{\text{GeV}}$  was observed, the contribution from diode and preamplifier noise being 29 MeV. The position resolution was determined as  $\sigma \sim 3.0$  mm for 3 GeV electrons.

## INHALT

1.0	EINLEITUNG	1
2.0	PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN ELEKTROMAGNETISCHER KALORIMETER	5
2.1	Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit Materie	5
2.1.1	Ionisationsverluste von geladenen Teilchen	5
2.1.2	Bremsstrahlung	5
2.2	Wechselwirkung von Photonen mit Materie	6
2.2.1	Photoeffekt	7
2.2.2	Compton-Effekt	7
2.2.3	Paarerzeugung	8
2.3	Elektromagnetische Schauer	8
2.3.1	Schauerparameter	9
2.3.2	Primitives Schauermodell	10
2.4	Elektromagnetische Kalorimeter	14
2.4.1	Aufbau	14
2.4.2	Energieauflösung	15
2.4.3	Szintillationsprozesse	16
2.5	Lichtnachweisende Systeme	19
2.5.1	Bau von Si-PIN-Photodioden	20
2.5.2	Funktion einer Si-PIN-Photodiode	22
2.5.3	Rauschen von Photodiode und Vorverstärker	24
3.0	PHOTODIODENAUSLESE VON BLEI-SZINTILLATOR-SANDWICHZÄHLERN	26
3.1	Zielsetzung	26
3.2	Versuchsaufbau	27
3.2.1	Aufbau des Sandwichzählers	27
3.2.2	Teststrahlaufbau und Elektronik	28
3.2.3	Pedestal, Eichung des Vorverstärkers und Photodiodenrauschen	30
3.3	Eigenschaften des Sandwichzählers	31
3.3.1	Lichtausbeute und Energieauflösung	31
3.3.2	Fehlerbetrachtung	34
3.4	Vergleich der Lichtausbeute verschiedener Sandwichversionen	35
3.5	Weitere Messungen	37
3.5.1	Auslese mit Vakuum-Photodioden	38
3.5.2	Vergleich unterschiedlicher Szintillatormaterialien	41
3.5.3	Verhalten am Zählerrand	42
3.6	Halbleiterzählereffekt von Si-Photodioden	43
3.7	Zusammenfassung	46
4.0	TESTMESSUNGEN MIT EINER ANORDNUNG VON 9 SANDWICHMODULN	48
4.1	Zielsetzung	48
4.2	Versuchsaufbau	51
4.2.1	Aufbau der Testmoduln	51

4.2.2	Teststrahlaufbau	52
4.2.3	Elektronik und Datenverarbeitung	52
4.2.4	Durchführung der Messungen	54
5.0	AUSWERTUNG UND ERGEBNISSE DER MESSUNGEN	55
5.1	Pedestal und Eichung	55
5.2	Kalibration	56
5.3	Lichtausbeute	56
5.4	Energieauflösung und Linearität	57
5.5	Ortsbestimmung mit einem segmentierten Schauerzähler	63
5.6	Ortsmessung mit der Schwerpunktmethode	64
5.6.1	Ortsauflösung senkrecht zur WLS-Ebene	64
5.6.2	Ortsauflösung bei einem Einschubwinkel von 70 mrad	69
5.7	Ortsmessung für einen horizontalen Scan	72
5.7.1	Schwerpunktmethode	72
5.7.2	Alternative zur Schwerpunktmethode	74
5.8	Zusammenfassung	76
	LITERATURVERZEICHNIS	78
	VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN	80
	VERZEICHNIS DER TABELLEN	81
	DANKSAGUNG	82

## 1.0 EINLEITUNG

Der Beginn der experimentellen Hochenergiephysik war durch Fixtarget-experimente gekennzeichnet, bei denen hochenergetische Elektronen oder Protonen an ruhenden Kernen gestreut wurden. In den letzten 15 Jahren wurde diese Experimentiertechnik in zunehmendem Maße durch Speicherringexperimente abgelöst. Hierbei werden Elektronen oder Protonen an ihren Antiteilchen gestreut. Einer der größten Elektron-Positron-Speicherringe wird seit fünf Jahren beim DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron) in Hamburg betrieben: PETRA (Positron-Elektron-Tandem-Ring-Anlage).

Bei PETRA werden die Prozesse der Photon-Photon-Wechselwirkung und der  $e^+e^-$ -Annihilation untersucht [SWU84]. Die beiden Reaktionstypen

$$\text{a) } e^+e^- \rightarrow \gamma^* \gamma^* e^+e^- \rightarrow e^+e^- + X$$

$$\text{b) } e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow X$$

sind in Abbildung 1 dargestellt. Der Endzustand X kann aus Hadronen oder Leptonen bestehen.

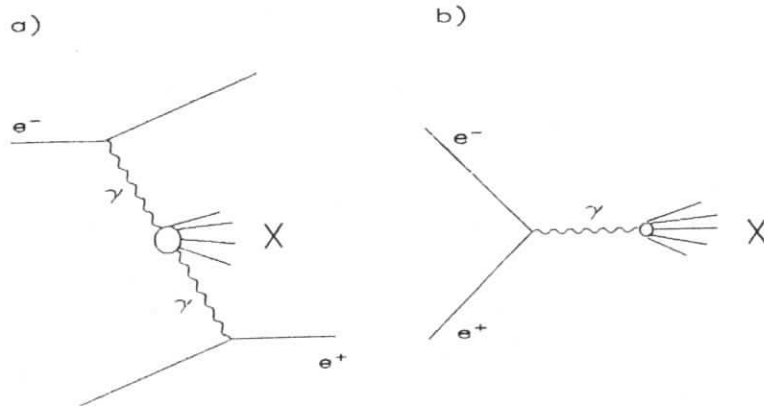


Abbildung 1.  $e^+e^-$ -Reaktionen: a)  $\gamma\gamma$ -Wechselwirkung  
b)  $e^+e^-$ -Vernichtung.

Beim Prozeß a) strahlen Elektron und Positron je ein virtuelles Gammaquant ab, diese wechselwirken und es entstehen Hadronen oder Leptonen. Eine wichtige Größe bei der Untersuchung von Photon-Photon-Prozessen ist der Impulsübertrag der abgestrahlten Photonen. Um den Impulsübertrag bestimmen zu können, müssen der Winkel  $\vartheta$ , unter dem die Elektronen und die Positronen relativ zur Strahlachse gestreut werden, und die Energie der Elektronen bzw. Positronen gemessen werden. Da die Winkelverteilung der gestreuten Elektronen bzw. Positronen für  $\theta \rightarrow 0$  stark ansteigt, ist es notwendig, Energie und Ort von Elektronen bzw. Positronen unter kleinen Winkeln  $\theta$  mit möglichst guter Energie- und Ortsauflösung nachzuweisen.

Der CELLO-Detektor (Abbildung 2 auf Seite 4), der in der Nord-Ost-Halle des PETRA-Speicherrings aufgebaut ist, soll im Kleinwinkelbereich erweitert werden, um eine verbesserte Analyse von Zweiphotonereignissen zu ermöglichen. Dafür ist unter anderem eine neue Detektorkomponente geplant, ein Large Angle Forwardtagger (LAF), der den Winkelbereich zwischen 50 und 110 mrad überdeckt [CEL83]. Er besteht aus zwei gekreuzten Lagen von Röhrchendriffkammern [SCH85] und einem Schauerzähler. Folgende Randbedingungen sind zu berücksichtigen:

- Hohe magnetische Streufelder von 0.5 bis 1.0 Tesla,
- hohe Strahlenbelastung von 10000 rad/Jahr,
- es steht nur ein Raumgebiet mit einer Höhe von 10 cm und einer Länge von 54 cm zur Verfügung.

Für den Schauerzähler wurden verschiedene Lösungen diskutiert, die die genannten Bedingungen erfüllen; z.B. eine Anordnung aus einzelnen BGO-Kristallen, deren Szintillationslicht mit Si-Photodioden gemessen wird ([BIE84], [RIE84], [WES85]). Der sehr guten Orts- und Energieauflösung eines solchen Schauerzählers stehen hohe Kosten für die Kristalle und Probleme mit der geforderten Strahlungsresistenz [WIT84] gegenüber.

Die klassische Methode, Elektronen durch einen Blei-Szintillator-Sandwichzähler (Lichtauslese über Wellenlängenschieber und Photomultiplier) nachzuweisen, führte bisher wegen der zu fordernden extremen Kompaktheit und der Existenz von starken Magnetfeldern zu Problemen. Wenn sich jedoch der Sandwichzähler wie ein Kristallszintillationszähler mit Photodioden auslesen ließe, so würde neben der Magnetfeldunabhängigkeit auch eine erhebliche Reduzierung der Größe erreicht werden. Die vorliegende Arbeit untersucht:

1. Modifikationen, die an einem Blei-Szintillator-Sandwichzähler vorgenommen werden müssen, um die Lichtauslese mit Photodioden zu ermöglichen,

2. Eigenschaften eines solchen Blei-Szintillator-Sandwichzählers mit Photodiодenauslese,
3. Energie- und Ortsauflösung einer Anordnung von neun einzelnen Sandwichzählern.

Im Rahmen dieser Arbeit ist die Photodiодenauslese von Sandwichzählern erstmalig erfolgreich verwirklicht worden. Erste Ergebnisse wurden in [AHM84] und [WIN84] veröffentlicht.

In Kapitel 2.0 werden zunächst in zusammenfassender Form die physikalischen Prozesse elektromagnetischer Schauer dargelegt. Nach der Diskussion der Funktion eines Blei-Szintillator-Sandwichzählers wird der Aufbau und die Funktion von Si-PIN-Photodiодen in Hinblick auf eine Anwendung als lichtnachweisendes System für einen Sandwichzähler erläutert. In Kapitel 3.0 werden Messungen mit einzelnen Blei-Szintillator-Sandwichzählern mit Wellenlängenschieber und Photodiодenauslese vorgestellt. Die aus diesen Messungen gewonnenen Erfahrungen führen zu einer segmentierten 9er-Anordnung von Sandwichzählern, deren Aufbau in Kapitel 4.0 zusammen mit dem Versuchsaufbau zur Messung der Energie- und Ortsauflösung der 9er-Anordnung beschrieben wird. In Kapitel 5.0 werden die Ergebnisse dieser Messungen dargelegt.

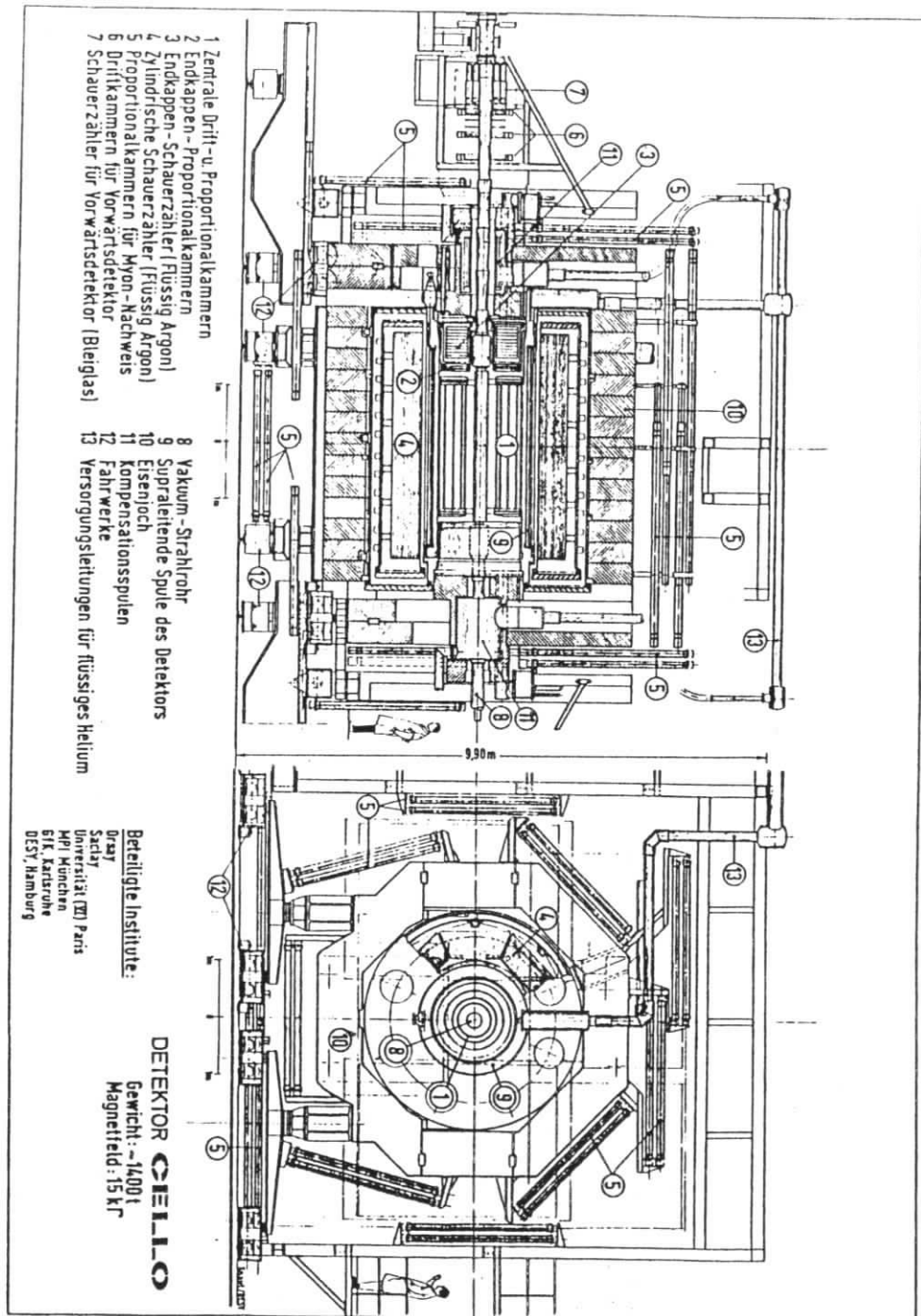


Abbildung 2: Schnittbild durch den CELLO-Detektor.

## 2.0 PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN ELEKTROMAGNETISCHER KALORIMETER

Vor der Beschreibung und Diskussion der Experimente sollen die physikalischen Prozesse erläutert werden, die zur Bildung eines elektromagnetischen Schauers führen. Wenn im folgenden von Elektronen berichtet wird, so gelten die Aussagen analog für Positronen.

### 2.1 WECHSELWIRKUNG VON GELADENEN TEILCHEN MIT MATERIE

#### 2.1.1 Ionisationsverluste von geladenen Teilchen

Wenn geladene Teilchen Materie passieren, verlieren sie über Coulombwechselwirkung Energie durch Ionisation und Anregung der Atome. Der mittlere durch Ionisation hervorgerufene Energieverlust pro Längeneinheit wird mit der Bethe-Bloch-Formel beschrieben:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_0 z^2 e^4 Z}{mv^2 A} \left( \ln \left( \frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right)$$

mit  $m$  = Elektronenmasse,  $z$  = Ladung des Teilchens,  $N_0$  = Avogadro-Zahl,  $A$  = Massenzahl,  $Z$  = Kernladungszahl,  $I$  = Ionisationspotential und  $\beta = v/c$ . Einige wichtige Eigenschaften des Prozesses sind:

- $dE/dx$  ist unabhängig von der Masse  $M$  des Teilchens,
- $dE/dx$  hat ein Minimum bei einer kinetischen Energie des Teilchens von  $\approx 3Mc^2$ ,
- $dE/dx$  ist für nicht-relativistische Teilchen proportional zu  $1/v^2$ ,
- $dE/dx$  steigt für  $E$  größer als  $3Mc^2$  logarithmisch mit  $\gamma$ ,
- $dE/dx$  erreicht für  $\gamma$  größer 1000 einen Plateauwert,
- der Plateauwert liegt für kondensierte Materie ca. 10% über dem Minimalwert von  $dE/dx$ ,
- $dE/dx$  ist proportional zu  $Z/A$ .

Dieses hat für Elektronen die Konsequenz, daß der Energieverlust durch Ionisation bei Teilchenenergien oberhalb von 2 MeV nahezu konstant ist.

#### 2.1.2 Bremsstrahlung

Ein weiterer Prozeß, der hauptsächlich für Elektronen Relevanz besitzt, ist der Energieverlust durch Abstrahlung von Photonen. Dieser Effekt ist auf eine Wechselwirkung der Elektronen mit dem Coulombfeld der Kerne zurückzuführen. Der Energieverlust ist nach Bethe und Heitler:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\alpha Z^2 r_e^2 E \ln \left( \frac{183}{Z^{1/3}} \right)$$

mit  $\alpha$  = Feinstrukturkonstante,  $Z$  = Kernladungszahl,  $r_e$  = klassischer Elektronenradius und  $E$  = Elektronenenergie.

Zwei für die weiteren Betrachtungen wichtige Aussagen sind:

- $(dE/dx)_{\text{brems}}$  ist proportional  $Z^2$ ,
- $(dE/dx)_{\text{brems}}$  steigt linear mit der Elektronenenergie.

Für Energien, die sehr viel größer als  $Mc^2$  sind, läßt sich schreiben:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{1}{X_0} E$$

wobei  $X_0$  der Abstand ist, über den sich die Elektronenenergie durch Bremsstrahlung auf  $1/e$  verringert hat.

Die Energieverteilung der abgestrahlten Photonen ist umgekehrt proportional zur Photonenenergie, wobei durch die Elektronenenergie  $E$  eine Abschneideenergie  $E_{\text{max}}$  für das Photonenspektrum gegeben ist.

Die Bremsstrahlung konzentriert sich bei großen Elektronenenergien stark in Vorwärtsrichtung, d.h. der mittlere Emissionswinkel  $\vartheta$  der abgestrahlten Photonen ist umgekehrt proportional zu  $\gamma$ .

Weitere für Elektronen wichtige Prozesse sind die Streuung von Elektronen an Hüllenelektronen (Møllerstreuung:  $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$ ) und die Streuung von Positronen an Hüllenelektronen (Bhabhastreuung:  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ). Speziell im niederenergetischen Bereich spielt auch  $e^+e^-$ -Vernichtung eine Rolle. Der normierte Energieverlust der Prozesse ist in Abbildung 3 auf Seite 7 dargestellt.

### 2.2 WECHSELWIRKUNG VON PHOTONEN MIT MATERIE

Photonen treten über drei Prozesse mit Materie in Wechselwirkung:

- Photoeffekt,
- Comptonstreuung,
- Paarerzeugung.

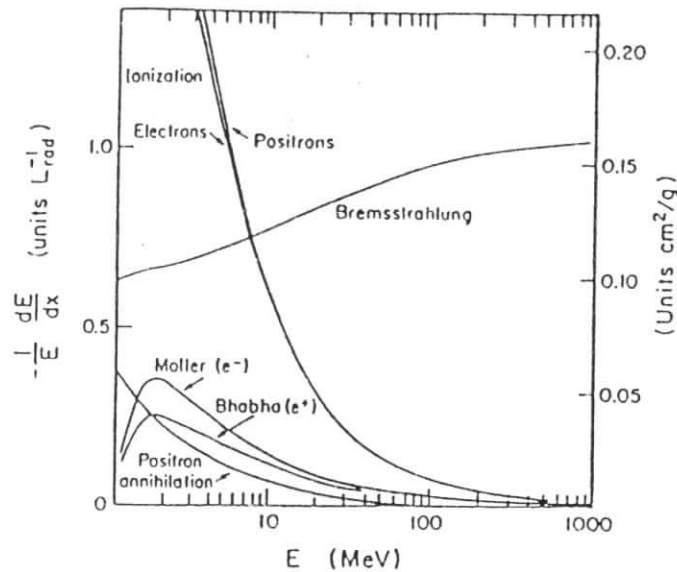


Abbildung 3. Normierter Energieverlust: Wechselwirkung von Elektronen [PAR84].

### 2.2.1 Photoeffekt

Als Photoeffekt bezeichnet man die Ionisation eines Atoms durch Absorption eines Photons. Die folgende Gleichung zeigt den totalen Wirkungsquerschnitt für die Emission eines K-Elektrons:

$$\sigma = 4\sqrt{2} \alpha^4 Z^5 \sigma_0 \left( \frac{m_e c^2}{E} \right)^{7/2}$$

mit  $\sigma_0$  = Thomson-Wirkungsquerschnitt und  $E$  = Photonenenergie.

### 2.2.2 Compton-Effekt

Die Streuung von Photonen an freien Elektronen bezeichnet man als Compton-Streuung. Den totalen Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß

erhält man durch Integration der Klein-Nishina Formel

$$\sigma_c = \pi r_e^2 \frac{(m_e c^2)}{E} \left( \frac{1}{2} + \ln \left( \frac{2E}{m_e c^2} \right) \right)$$

wobei  $r_e$  der klassische Elektronenradius ist.

### 2.2.3 Paarerzeugung

Oberhalb einer Schwellenenergie von  $2 m_e c^2$  kann ein Photon im Coulombfeld eines schweren Kernes in ein  $e^+e^-$ -Paar konvertieren. Der Wirkungsquerschnitt für die Paarerzeugung ist fast identisch mit dem für Bremsstrahlung, da beide Prozesse, bis auf unterschiedliche Phasenraumfaktoren im Ausgangskanal, in gleicher Weise berechnet werden können.

$$\sigma_T = \frac{29}{9} Z^2 \frac{e^4}{m_e^2 c^2} \left( \ln \left( \frac{183}{Z^{1/3}} \right) - \frac{1}{42} \right)$$

Der mittlere Emissionswinkel des Elektrons bzw. Positrons beträgt:

$$\theta = \frac{1}{\gamma}$$

Abbildung 4 auf Seite 9 zeigt den Absorptionskoeffizienten für den Durchgang von Photonen durch Materie.

Zusammenfassend sollen folgende Punkte hervorgehoben werden:

- Der totale photoelektrische Wirkungsquerschnitt ist umgekehrt proportional zu  $E^{7/2}$ ,
- der totale Compton-Wirkungsquerschnitt ist umgekehrt proportional zu  $E$ ,
- der totale Wirkungsquerschnitt für Paarerzeugung ist oberhalb von 1 GeV energieunabhängig,
- dies führt zu einem Minimum des gesamten totalen Wirkungsquerschnittes im Bereich von 5-10 MeV und einer Dominanz der Paarerzeugung oberhalb des Minimums.

### 2.3 ELEKTROMAGNETISCHE SCHAUER

Wenn Elektronen oder Photonen auf Materie treffen, tritt Schauerbildung auf. Aus einem Elektron oder Photon entsteht eine Vielzahl von Elektro-



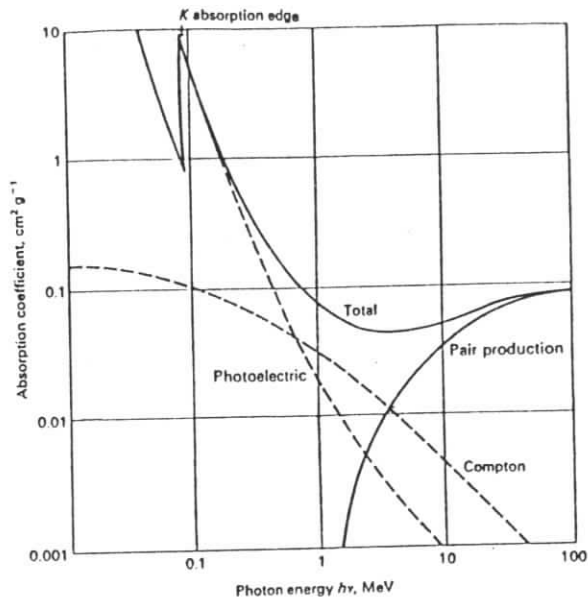


Abbildung 4. Absorptionskoeffizienten für den Durchgang von Photonen durch Materie [PER82].

nen und Photonen, deren mittlere Energie mit zunehmender Schauertiefe abnimmt. Die der Schauerbildung zugrundeliegenden physikalischen Prozesse sollen im folgenden erläutert werden.

### 2.3.1 Schauerparameter

Eine für die weiteren Betrachtungen wichtige Größe ist die Strahlungslänge  $X_0$  eines Materials. Sie wurde als Proportionalitätskonstante in "Bremsstrahlung" auf Seite 5 eingeführt und enthält alle materialabhängigen Parameter.

$$X_0 = \frac{1}{4\alpha Z^2 r_e^2} \ln \left( \frac{Z^{1/3}}{183} \right)$$

Sie bietet sich daher als materialunabhängige Längeneinheit bei der quantitativen Beschreibung von Schauerprozessen an.

Element	$X_0$ [cm]	$\epsilon$ [MeV]
Blei	0.56	6.9
Wolfram	0.35	7.6
Uran	0.32	6.0
Bleiglas (SF6)	1.7	11.8
NaJ (Tl)	2.59	12.5
BCO	1.12	~7
Wasserstoff (flüssig)	890	340
Szintillator	42.4	80

Tab.1 Strahlungslängen und kritische Energien.

Eine anschauliche Bedeutung der Strahlungslänge ist:

- Innerhalb einer Strahlungslänge verringert sich die Energie  $E_0$  eines Elektrons auf  $E_0/e$ ,
- aus einem Photon entsteht innerhalb  $9/7 X_0$  ein  $e^+e^-$ -Paar.

Die kritische Energie  $\epsilon$  ist ebenfalls eine wichtige, materialabhängige Größe für die Schauerbildung. Sie ist diejenige Energie, bei der die Energieverluste durch Ionisation und durch Bremsstrahlung gleich groß sind. Näherungsweise läßt sie sich durch folgende Gleichung beschreiben:

$$\epsilon = \frac{550}{Z} \text{ [MeV]}$$

Tab.1 zeigt die Strahlungslängen und kritischen Energien einiger Materialien.

### 2.3.2 Primitives Schauermodell

Mit Hilfe des folgenden, einfachen Schauermodells sollen einige charakteristische Größen erläutert werden [PER82].

Ein Elektron der Energie  $E_0$  trifft auf einen Absorber der Strahlungslänge  $X_0$ . Nach einer Wegstrecke  $X_0$  entsteht über Bremsstrahlung im Mittel ein  $\gamma$ -Quant der Energie  $E_0/2$ . Dieses konvertiert nach einer weiteren Strahlungslänge in ein  $e^+e^-$ -Paar, wobei die Teilchen jeweils die Energie

$E_0/4$  erhalten. Das bedeutet: nach zwei Strahlungslängen gibt es  $2e^-$ ,  $1\gamma$  und  $1e^+$  mit einer mittleren Energie von  $E_0/4$ . Nach  $t$  Strahlungslängen werden  $n = 2^t$  Teilchen mit einer mittleren Energie von  $E(t) = E_0/2^t$  gebildet.

Wird die mittlere Energie der Teilchen kleiner als die kritische Energie  $\epsilon$ , so überwiegen die Ionisationsverluste der geladenen Teilchen, und es entstehen keine weiteren  $\gamma$ -Quanten.

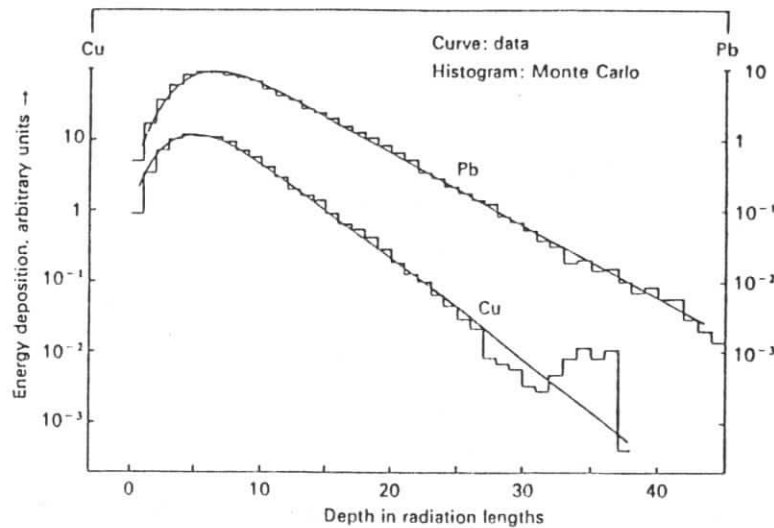


Abbildung 5. Longitudinale Energiedeposition eines 6 GeV Elektronschauers in Kupfer und Blei [PER82].

Für die maximale Teilchenzahl und den Ort des Schauermaximums ergibt sich:

$$t_{\max} = \frac{\ln(E_0/\epsilon)}{\ln 2}$$

$$N_{\max} = \exp(t_{\max} \ln 2) = \frac{E_0}{\epsilon}$$

Das oben beschriebene Schauermodell liefert zwei wichtige Ergebnisse:

- Die longitudinale Ausdehnung des Schauers variiert mit dem Logarithmus der Energie des Primärteilchens,
- die Zahl der Schauerteilchen ist proportional zur Energie des Primärteilchens.

Nach Erreichen des Schauermaximums nimmt die Teilchenzahl im Schauer ab, der Schauer zerfällt. Abbildung 5 auf Seite 11 zeigt die im Schauermedium deponierte Energie als Funktion der Schauertiefe. Die deponierte Energie pro Längeneinheit steigt bis zum Schauermaximum rasch an und nimmt dann exponentiell ab, wobei die Zerfallskonstante schwach materialabhängig ist. Aus der oben genannten Abbildung wird deutlich, daß der größte Teil der Schauerenergie im ersten Drittel des Schauers deponiert wird und damit der größte Teil der Energie des Primärteilchens. Im Zerfallsbereich des Schauers dominieren Prozesse wie Coulombstreuung, Comptoneffekt, Photoeffekt und  $e^+e^-$ -Vernichtung.

Die transversale Ausdehnung eines Schauers läßt sich in zwei longitudinale Gebiete teilen. Bis zum Schauermaximum haben alle Sekundärteilchen im Mittel hohe Energie. Da der mittlere Ablenkwinkel bei Bremsstrahlung und Paarbildung umgekehrt proportional zu  $\gamma$  ist, sind die Schauerteilchen stark in Vorwärtsrichtung gebündelt. Dies führt zu einer transversalen Ausdehnung kleiner als eine Strahlungslänge. Nach dem Schauermaximum wird die transversale Ausdehnung durch Vielfachstreuung von niederenergetischen Elektronen bestimmt. Der Schauer weitet sich in longitudinaler Richtung immer stärker auf. In diesem Bereich läßt sich eine materialunabhängige Skalierung mit dem Molière-Radius  $\rho$  vornehmen.

$$\rho = 21 \text{ MeV } X_0 \frac{1}{\epsilon}$$

Anschaulich ist  $\rho$  die mittlere Ablenkung, die ein Elektronenstrahl der Energie  $\epsilon$  nach Passieren einer Strahlungslänge erfährt. Abbildung 6 auf Seite 13 zeigt die transversale Ausdehnung eines 6 GeV Elektronschauers.

Elektromagnetische Schauer sind eine Folge des Zusammenwirkens von elektromagnetischen Streuprozessen, wobei die Wirkungsquerschnitte dieser Prozesse weitgehend bekannt sind. Mit Hilfe von Monte Carlo-Methoden können elektromagnetische Schauer simuliert werden.

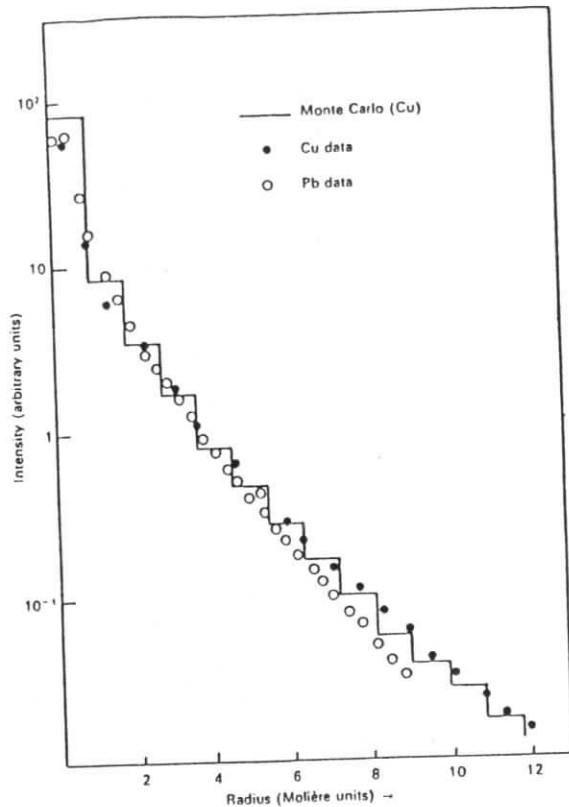


Abbildung 6. Transversale Energiedeposition eines 6 GeV Elektronschauers in Kupfer und Blei [PER82].

Ein häufig verwendetes Monte Carlo-Programm ist das EGS (Electron Gamma Shower) von Nelson und Ford [FOR78]. Es lassen sich Absorbergeometrien definieren, durch die die Schauerteilchen in kleinen Schritten verfolgt werden. Dabei werden Wirkungsquerschnitte und Verzweungsverhältnisse für den Energieverlust von Elektronen und Photonen wie Compton-Streuung, Paarbildung, Photoeffekt, Coulombvielfachstreuung,  $e^+ e^-$ -Vernichtung, Bhabha und Møller-Streuung und Bremsstrahlung unter teilweise vereinfachenden Annahmen berücksichtigt. Das Ergebnis solcher Rechnungen sind für jeden Schauer Aussagen über die deponierte Energie von einzelnen Schauerteilchen in definierten Volumenelementen des Absorbermediums. Daraus können dann Informationen über die Mittelwerte deponierter Energien und deren Fluktuationen gewon-

nen werden. Die durchgezogenen Kurven in Abbildung 5 auf Seite 11 und Abbildung 6 stammen aus Monte Carlo-Rechnungen.

## 2.4 ELEKTROMAGNETISCHE KALORIMETER

### 2.4.1 Aufbau

Der bereits beschriebene Mechanismus der Schauerbildung läßt sich zur Energiemessung von Elektronen und  $\gamma$ -Quanten nutzen. Meßgeräte dieser Art werden als elektromagnetische Kalorimeter bezeichnet. Man unterscheidet zwei Typen:

- Kristallszintillationszähler,
- Sampling-Kalorimeter.

Bei den Kristallszintillationszählern wird ein Teil der im Schauermedium deponierten Energie über Szintillationsmechanismen in Licht umgewandelt, dessen Wellenlänge im sichtbaren Bereich liegt. Geeignete Materialien für den Bau solcher Zähler sind beispielsweise Wismut-Germaniumoxyd (siehe [RIE84], [BIE84] und [WIT84]), NaJ (Tl), CsJ (Tl) und Bleiglas<sup>1</sup>.

Die Sampling-Kalorimeter bestehen aus wechselnden Schichten von Absorbermaterial und Schichten, in denen ein Teil der Schauerenergie in meßbare Signale verwandelt wird. Diese Schichten können aus Flüssig-Szintillator, Flüssig-Argon, Proportionalzählern oder Plastik-Szintillator bestehen.

Als Absorbermedium wählt man Materialien mit kleiner Strahlungslänge und niedriger kritischer Energie. Durch die kleine Strahlungslänge ergibt sich eine geringe longitudinale Ausdehnung des Kalorimeters. Die niedrige kritische Energie sorgt für große Teilchenzahlen im Schauer. Da die Strahlungslänge eines Materials umgekehrt proportional zu  $Z^2$  und die kritische Energie umgekehrt proportional zu  $Z$  ist, wählt man als Absorbermaterial Elemente mit hoher Kernladungszahl wie z.B. Blei, Wolfram oder Uran.

Um eine vom Sampling und vom Material unabhängige Skalierung der Längeneinheit zu erreichen, führt man die effektive Strahlungslänge  $X_{eff}$  ein. Sie gibt die Zahl der Strahlungslängen des Absorbermaterials an, die sich in einer Schicht Absorber- plus Nachweismedium befinden, normiert

<sup>1</sup> Der Prozeß der Lichterzeugung geht im Bleiglas auf Čerenkov-Strahlung zurück.

auf die Dicke der Schicht. Dabei kann häufig die endliche Strahlungslänge des Nachweismediums vernachlässigt werden.

Elektromagnetische Kalorimeter besitzen als Detektorkomponente in Experimenten der Hochenergiephysik folgende Eigenschaften:

- Sensitivität auf geladene Teilchen und Photonen,
- logarithmisches Anwachsen der Detektorgröße aufgrund der logarithmischen Energieabhängigkeit der longitudinalen Schauerausdehnung,
- begrenzte Möglichkeit zur Teilchenidentifikation,
- Möglichkeit einer hohen Nachweisrate durch schnelles zeitliches Ansprechen,
- eine Segmentierung in transversaler Richtung erlaubt eine Ortsmessung sowohl von geladenen Teilchen als auch von Photonen.

#### 2.4.2 Energieauflösung

Die Energieauflösung eines elektromagnetischen Kalorimeters ist durch die Statistik der beteiligten Schauerprozesse begrenzt. In einem Sampling-Kalorimeter ergibt sich ein großer Beitrag zur Energieauflösung durch den Wechsel von dichtem Absorbermaterial und aktivem Nachweismedium. Die Zahl der Szintillatordurchquerungen von Elektronen und Positronen unterliegt Fluktuationen, die auf Fluktuationen in der Spurlänge von Elektronen bzw. Positronen zurückgehen. Wenn  $N$  die Anzahl der Szintillatordurchgänge ist, gilt für den Fehler der Energiemessung durch Sampling Fluktuationen:

$$\frac{\sigma}{E} \sim \frac{1}{\sqrt{N}} \sim \frac{\text{const}}{\sqrt{E}}$$

Es wurde die Annahme gemacht, daß die Szintillatordurchgänge statistisch unabhängig und normalverteilt sind. Fehler durch Photonenzählung lassen sich ebenfalls in Form der obigen Gleichung berücksichtigen. Beiträge zur Energieauflösung durch instrumentelle Effekte, wie z.B. elektronisches Rauschen, haben die Form:

$$\frac{\sigma}{E} \sim \frac{\text{const}}{E}$$

#### 2.4.3 Szintillationsprozesse

Als aktives Medium im Sampling-Kalorimeter wird unter anderem Plastiksintillator benutzt. Dieses Material wandelt einen Teil der von geladenen Teilchen deponierten Energie in Licht um (siehe z.B. [BIR64]).

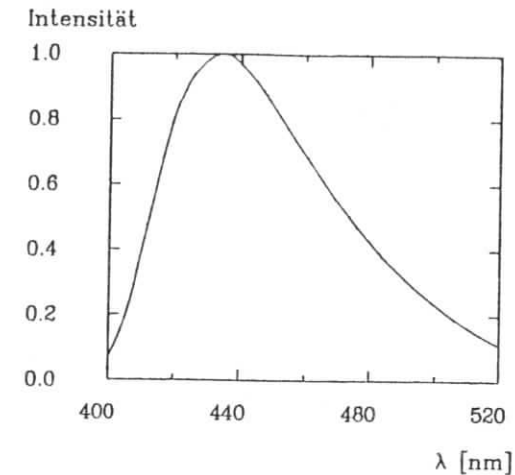


Abbildung 7. Emissionsspektrum des Szintillatormaterials NE 110.

Abbildung 7 zeigt das Emissionsspektrum eines häufig verwendeten Szintillatormaterials, NE 110.

Die Grundsubstanz der Plastiksintillatoren besteht aus polymerisierten Kohlenwasserstoffen. Der Durchgang von minimalionisierenden Schauerpartikeln führt zur Emission von Photonen im UV-Bereich durch die Kohlenwasserstoffmoleküle. Da die Absorptionslänge für Strahlung im UV-Bereich nur wenige Millimeter beträgt, werden fluoreszierende Stoffe eingebaut.

Diese absorbieren die UV-Strahlung und reemittieren bei einer größeren Wellenlänge. Über einen weiteren wellenlängenschiebenden Prozeß wird das Szintillationslicht dann bei einer Wellenlänge von ca. 400 nm emittiert. Abbildung 8 auf Seite 17 zeigt Emissions- und Absorptionsspektren der beiden fluoreszierenden Stoffgruppen im Szintillator SCSN-38 [KAM83].

Tab.2 (S. 17) gibt Aufschluß über die wichtigsten Eigenschaften von zwei im folgenden verwendeten Szintillatormaterialien.

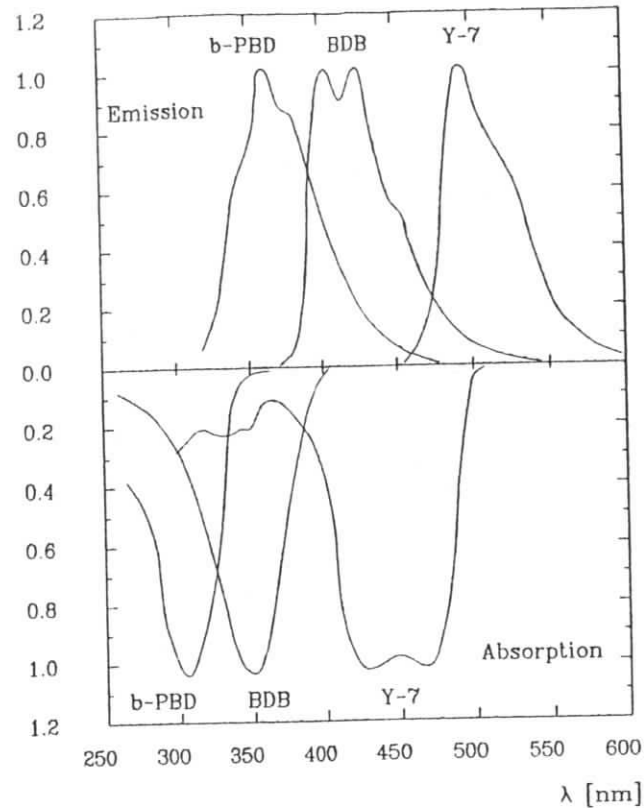


Abbildung 8. Spektren fluoreszierender Stoffgruppen in SCSN-38.

Typ	Grundstoff	$\kappa$	Fluoreszierende Stoffe			
			1. WLS-Stufe	$\lambda$ -Max	2. WLS-Stufe	$\lambda$ -Max
SCSN-38	Polystyren	97cm	b-PBD	370nm	BDB	430nm
Altus-tipe UV	PMMA	40cm	Naphtalen	335nm	b-PBD	370nm

Tab.2 Szintillatormaterialien:  $\lambda$ -Max ist die Wellenlänge am Maximum des Emissionsspektrums;  $\kappa$  ist die Abschwächungslänge.

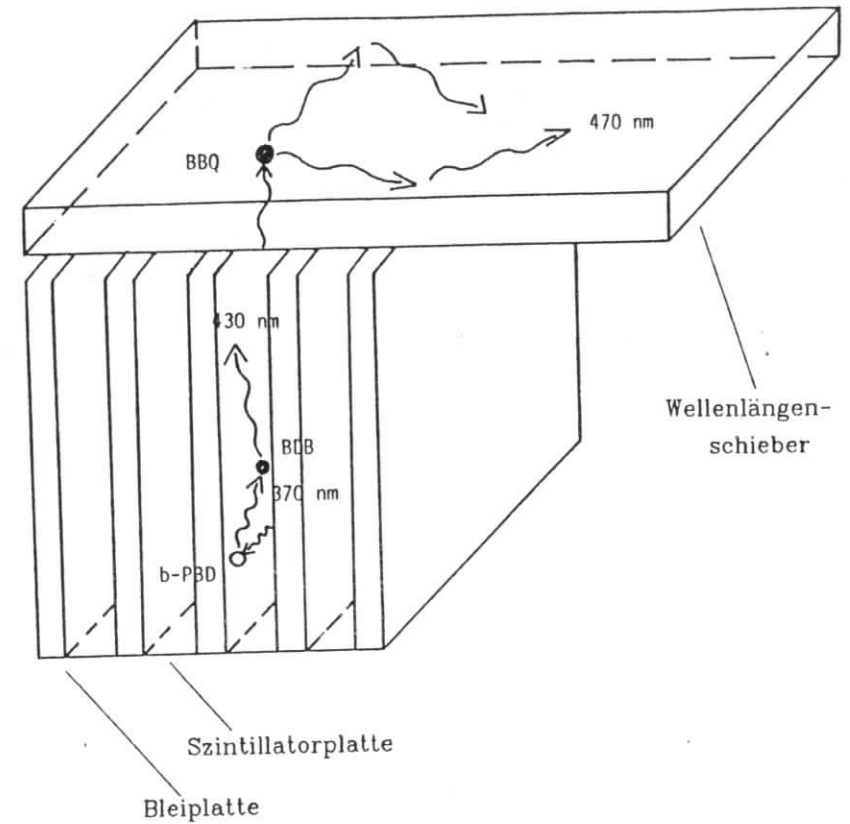


Abbildung 9. Schematische Darstellung der Szintillationsprozesse.

Das Szintillationslicht aus den einzelnen Szintillatorschichten im Kalorimeter wird mit einem Wellenlängenschieber (WLS) gesammelt und zu einem lichtnachweisenden System transportiert (siehe Abbildung 9 auf Seite 18). Die Grundsubstanz des Wellenlängenschiebers besteht aus Polyacryl (Plexiglas). In dieses Material werden fluoreszierende Stoffe eingebaut, die das Szintillationslicht aus den Szintillatorplatten absorbieren und es isotrop bei einer Wellenlänge von ca. 500 nm reemittieren. Durch Totalreflexion gelangt etwa 10 - 15 % des isotrop emittierten Lichtes zum Nachweissystem. Das Absorptions- und Emissionsspektrum eines Wellenlängenschiebers (Handelsname des fluoreszierenden Stoffes ist Y-7 [KAM83]) ist in Abbildung 8 auf Seite 17 zu sehen. In Tab.3 (S. 19) sind die

Abschwächungslänge  $\kappa$  und das Maximum des Emissionsspektrums von zwei im folgenden verwendeten WLS-Materialien aufgeführt.

Grundsubstanz	WLS-Material	$\kappa$ [cm]	$\lambda$ -Max
Polyacryl	Y-7	140	490nm
Polyacryl	BBQ	170	470nm

Tab.3 Wellenlängenschieber:  $\lambda$ -Max ist die Wellenlänge am Maximum des Emissionsspektrums;  $\kappa$  ist die Abschwächungslänge.

Neben der Konzentration des Szintillationslichtes auf eine kleine Fläche hat eine Auslese über Wellenlängenschieber den Vorteil, daß eine große Anzahl von Szintillatorplatten in einem Sandwichzähler raumsparend ausgelesen werden kann.

## 2.5 LICHTNACHWEISENDE SYSTEME

Für eine Messung des Szintillationslichtes sollte das Absorptionsspektrum des Nachweisgerätes möglichst gut mit dem Emissionsspektrum des fluoreszierenden Stoffes des Wellenlängenschiebers (BBQ oder Y-7) übereinstimmen. Es stehen drei unterschiedliche Nachweisgeräte zur Verfügung:

- Photomultiplier,
- Vakuum-Photodiode,
- Si-Photodiode.

Ein Photomultiplier besteht aus einer lichtempfindlichen Photokathode<sup>2</sup> und einem System zur Elektronenvervielfachung. Das Auftreffen von Lichtquanten löst primäre Photoelektronen aus, die durch eine Potentialdifferenz zur ersten Dynode gelangen und dort sekundäre Elektronen herauslösen. Durch Hintereinanderschalten mehrerer Dynoden werden Verstärkungen bis zu  $10^{12}$  erreicht. Aufgrund der Elektronenoptik dieses Systems sind Photomultiplier extrem magnetfeldempfindlich, so daß eine Abschirmung gegen das Erdmagnetfeld erforderlich ist.

<sup>2</sup> Bialkalikathode (Cs und Sb)

Die Funktion von Vakuum-Photodioden (VPhD) und Vakuum-Phototrioden (VPhT) beruht ebenfalls auf dem Photoeffekt. Aus einer Photokathode werden durch das auftreffende Licht Photoelektronen herausgelöst. Man spricht von einer Vakuum-Photodiode, wenn die Photoelektronen ohne Vervielfachung zur Anode gelangen. Vakuum-Phototrioden besitzen eine einzige Vervielfachungsstufe, die das Signal um einen Faktor 10 verstärkt. Beide Systeme sind nur begrenzt in Magnetfeldern einsetzbar. Das Verhalten von VPhT in Magnetfeldern wird von [ROUB2] untersucht.

Im Gegensatz zum Photomultiplier sind Si-Photodioden unempfindlich gegenüber magnetischen Feldern. Die Funktion und die Eigenschaften von Si-Photodioden werden in den folgenden Kapiteln diskutiert. Tab.4 vergleicht die drei lichtnachweisenden Systeme.

Eigenschaften	PM	Si-PhD	VPhD
Bauhöhe	~10 cm	<1 cm	~5 cm
Lichtempf. Fläche	max. 12 cm $\phi$	<3 cm <sup>2</sup>	max. 10 cm $\phi$
Magnetfeldempf.	ja	nein	begrenzt
Signalanstiegszeit	2-50 ns	15-3000 ns	>3 ns
Sensitivität (500 nm)	~50 mA/W	~200 mA/W	~50 mA/W
Nachverstärkung	keine	rauscharme Verstärker	rauscharme Verstärker
Rauschen		~600 e <sub>0</sub>	~350 e <sub>0</sub>

Tab.4 Vergleich: Photomultiplier, Vakuum-Photodiode und Si-Photodiode. Die angegebenen Werte für das Photodiodenrauschen hängen vom Vorverstärker ab.

Allerdings sind Si-Photodioden, Vakuum-Photodioden und Vakuum-Phototrioden nur in gemeinsamem Betrieb mit ladungsintegrierenden Vorverstärkern ein Ersatz für Photomultiplier. Auf die notwendige Nachverstärkung wird in "Funktion einer Si-PIN-Photodiode" auf Seite 22 näher eingegangen.

### 2.5.1 Bau von Si-PIN-Photodioden

Si-Photodioden bestehen aus zwei Schichten von p- und n-dotiertem Silizium. Zwischen den beiden Schichten bildet sich eine an freien Ladungsträgern verarmte Schicht (Verarmungszone). Aufgrund dieser Konstruktion werden die Photodioden als PIN-Photodioden bezeichnet. Ein schematischer Aufbau ist in Abbildung 10 auf Seite 21 zu sehen.

## 2.5.2 Funktion einer Si-PIN-Photodiode

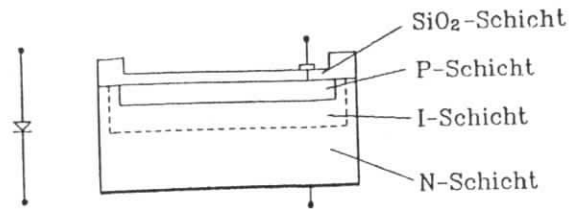


Abbildung 10. Schematisches Schnittbild durch eine PIN-Photodiode.

Um die Reflektivität herabzusetzen und Kriechströme zu verringern, wird die Oberfläche der lichtempfindlichen Seite mit einer dünnen  $\text{SiO}_2$ -Schicht bedampft. Die darunterliegende p-dotierte Schicht fertigt man sehr dünn, um die Absorption bei kleinen Wellenlängen in diesem Bereich zu minimieren. Durch Anlegen einer Sperrspannung über den p-n-Übergang wird die Verarmungszone verbreitert. Dies hat folgende, für die weitere Diskussion wichtige Konsequenzen:

- Vergrößerung des photosensitiven Raumes<sup>3</sup>,
- Verkleinerung der Sperrschichtkapazität<sup>4</sup>,
- kleinere Signalanstiegszeit.

Zur Herausführung des Signals aus der Photodiode wird eine Metallschicht auf das n-dotierte Silizium gedampft. Eine Verbesserung des Metall-Halbleiter-Kontaktes erhält man durch Implantieren von Bor in die n-Schicht. Ein Kunststoffgehäuse isoliert die Photodiode nach außen.

<sup>3</sup> Die Schichtdicke wächst bei der Photodiode Hamamatsu S1790 auf  $\sim 140 \mu\text{m}$  bei  $V_{\text{BIAS}} = 24 \text{ V}$ .  
<sup>4</sup>  $\sim 75 \text{ pF}$  bei der Photodiode Hamamatsu S1790 für  $V_{\text{BIAS}} = 24 \text{ V}$ .

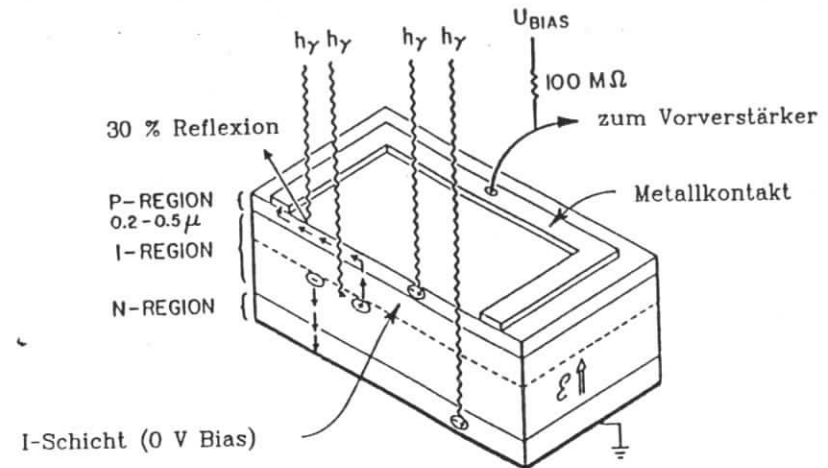


Abbildung 11. Funktion einer PIN-Photodiode.

Der Betrieb einer PIN-Diode als lichtnachweisendes System ist über den photovoltaischen Effekt möglich. Bringt man p- und n-dotiertes Silizium zusammen, wird im Übergangsgebiet durch Diffusion das Konzentrationsgefälle der Elektronen und Löcher abgebaut. Dadurch bildet sich im p-Gebiet eine negative Raumladung, während im n-Gebiet eine positive Raumladung entsteht. Dies führt zu einem elektrischen Feld im Grenzgebiet der beiden Schichten. Eine weitere Folge ist die Verarmung an freien Ladungsträgern im Kontaktbereich. Wenn Lichtquanten mit einer größeren Energie als derjenigen der Bandlücke  $E_g$  auf die Verarmungszone treffen, werden Elektronen aus dem gefüllten Valenzband in das Leitungsband gehoben.

Es entstehen freie Elektron-Lochpaare (siehe Abbildung 11), wobei die Elektronen im elektrischen Feld in das n-dotierte Material driften und die Löcher in das p-dotierte. Dies führt zu einer Potentialdifferenz zwischen der n- und p-Schicht und damit zwischen den beiden Kontakten der Photodiode. Der empfindliche Bereich einer Si-Photodiode liegt im Wellenlängenbereich von  $400 - 1100 \text{ nm}$  (siehe Abbildung 12 auf Seite 23). Die Bandlücke des Siliziums begrenzt den Bereich bei großen Wellenlängen. Eine untere Grenze wird durch den mit fallender Wellenlänge rasch ansteigenden Absorptionskoeffizienten von Silizium gesetzt. Die spektrale Empfindlichkeit einer Si-Photodiode ist in Abbildung 12 auf Seite 23 zu

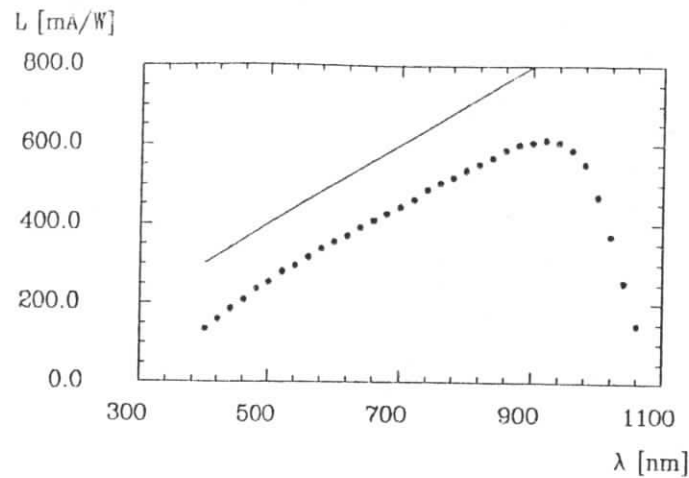


Abbildung 12. Sensitivität einer Si-Photodiode: Für die Si-Photodiode Hamamatsu S1790 [HAM84] ist die Sensitivität als Funktion der Wellenlänge dargestellt (durchgezogene Kurve = Quanteneffizienz von 1).

sehen. Die Quanteneffizienz beträgt bei 500 nm ca. 64 %. Im Bereich der Emissionsspektren der Wellenlängenschieber (BBQ-WLS und Y-7-WLS) liegt sie zwischen 50 und 80 %.

Nach der Bestrahlung einer Photodiode erhält man als meßbares Signal einen Ladungspuls, der mit einem ladungsintegrierenden Vorverstärker weiter verarbeitet wird.

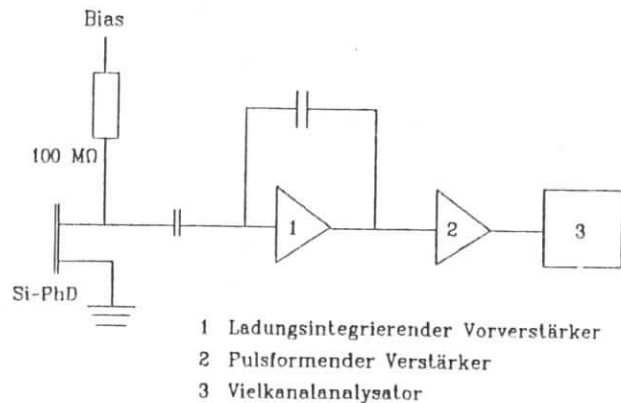


Abbildung 13. Prinzipschaltbild zur Photodiodenauslese.

Das Ausgangssignal ist ein Spannungspuls, dessen Höhe proportional zur Ladung am Eingang ist und dessen Anstiegszeit im Idealfall der Pulslänge des Eingangssignals entspricht. Wie aus Abbildung 13 auf Seite 23 hervorgeht, erfolgt eine weitere Verstärkung über einen pulsformenden Verstärker, der als Ausgangssignal einen gaußförmigen Spannungspuls liefert. Die zeitliche Breite des Pulses läßt sich variieren und hat einen schwachen Einfluß auf das Rauschen des Systems Photodiode-Vorverstärker. Eine Analyse des gaußförmigen Signals erfolgt über einen Analog-Digital-Wandler (ADC) oder einen Vielkanalanalysator (MCA). Der Puls wird entweder über eine bestimmte Breite integriert und digitalisiert, oder die maximale Pulshöhe wird direkt digitalisiert.

### 2.5.3 Rauschen von Photodiode und Vorverstärker

Eine untere Grenze für die Messung des Szintillationslichtes, und damit für die minimal meßbare Energie, wird durch das Rauschen von Photodiode und Vorverstärker festgelegt. Sowohl die Photodiode als auch der Vorverstärker liefern einen Beitrag zum Rauschen des Gesamtsystems. Bei der Photodiode lassen sich zwei Anteile unterscheiden.

a) Thermisches Rauschen: Thermische Fluktuationen der Ladungsdichte führen zu sehr schnellen Änderungen der Kontaktspannungen. Das thermische Rauschen resultiert aus der Eigenschaft des Widerstandes einer Schaltung. Dieser Rauschanteil ist frequenzunabhängig.

b) Schrot-Rauschen: Die Zahl der Photonen und die Anzahl der im p-n-Übergang erzeugten Elektron-Lochpaare unterliegen statistischen Fluktuationen, so daß das eigentliche Signal eine Superposition von statistischen Einzelpulsen ist.

Einen weiteren Beitrag zum Rauschen liefert ein Feld-Effekt-Transistor (FET) in der Eingangsstufe des ladungsintegrierenden Vorverstärkers. Da diese Komponente sehr hoch verstärkend ist, können die Beiträge der nachfolgenden elektronischen Bausteine zum Rauschen vernachlässigt werden.

In [GRO82] und [STR84] wird das Rauschen nach drei verschiedenen Anteilen parametrisiert. Photodiode und Vorverstärker werden durch Ersatzschaltbilder mit idealen Bausteinen dargestellt. Rauschgeneratoren simulieren Rauscheffekte der realen Komponenten. Betrachtungen dieser Art ermöglichen eine quantitative Auswertung und führen das Rauschen letztlich auf thermisches und Schrot-Rauschen zurück. Ein Ergebnis dieser Betrachtungen ist, daß ein Rauschbeitrag existiert, der mit wachsender Eingangskapazität zunimmt. Wie bereits in Kapitel 3.5.1 erwähnt, wird die Photodiode in Sperrichtung betrieben. Eine in Sperrichtung angelegte Vorspannung vergrößert die Verarmungszone und damit den Abstand



der geladenen Flächen. Dies verringert die Kapazität der Photodiode. Das bedeutet, mit steigender Vorspannung nimmt dieser Beitrag zum Rauschen ab. Andererseits erhöhen sich die Dunkelströme<sup>5</sup> mit steigender Vorspannung. Sie werden vom Vorverstärker verstärkt und tragen dadurch zum Gesamttrauschen bei.

Langsam ablaufende Diffusionsprozesse an Halbleitergrenzschichten in der Photodiode und im FET der Eingangsstufe führen zu Widerstandsänderungen und damit zu Ladungsfluktuationen. Da solche Diffusionsprozesse große Zeitkonstanten haben, wird dieser Rauschbeitrag als umgekehrt proportional zur Frequenz angenommen.

<sup>5</sup> Für die Photodiode Hamamatsu S1790 beträgt der Dunkelstrom  $\sim 10$  nA (bei 25° C)

### 3.0 PHOTODIODENAUSLESE VON BLEI-SZINTILLATOR-SANDWICHZÄHLERN

#### 3.1 ZIELSETZUNG

Im Kapitel 2.5 wurden mögliche Lichtnachweissysteme für einen Blei-Szintillator-Sandwichzähler vorgestellt. Photomultiplier scheiden für eine Anwendung im CELLO-LAF aufgrund ihrer Magnetfeldempfindlichkeit und ihrer Größe aus.

Drescher et al. [DRE83] beschreiben Messungen einer Anordnung von Blei-Szintillator-Sandwichzählern mit Wellenlängenschieber und Photomultiplierauslese im Hinblick auf eine Anwendung als elektromagnetisches Kalorimeter im ARGUS-Experiment. Sie geben eine Lichtausbeute von 1500 Photoelektronen pro GeV für einen  $10 \times 10 \times 40$  cm<sup>3</sup> Sandwichzähler mit 1 mm Blei- und 5 mm Szintillatordicke an. Die Quanteneffizienz der Bialkaliphotokathode des verwendeten Photomultipliers beträgt bei der Wellenlänge am Maximum des BBQ-Emissionsspektrums 12 %. Für die Si-PIN-Photodiode Hamamatsu S1790, die für die folgenden Untersuchungen verwendet wurde, beträgt die Quanteneffizienz bei dieser Wellenlänge 62 %. Daher sind bei einer Photodiodenauslese des obigen Sandwichzählers  $\sim 7600$  Photoelektronen pro GeV<sup>6</sup> zu erwarten. Bei einer lichtempfindlichen Photodiodenfläche von 2 cm<sup>2</sup> beträgt das Photodiodenrauschen weniger als 1000 Photoelektronen pro GeV<sup>7</sup>.

Aus der obigen Abschätzung folgt die Möglichkeit der Photodiodenauslese eines Blei-Szintillator-Sandwichzählers. Das Signal/Rausch-Verhältnis würde bei 1 GeV Teilchenenergie für einen Zähler der oben beschriebenen Geometrie  $\sim 7$  betragen. Im August 1983 wurde daher im Rahmen dieser Arbeit ein erster Versuch mit Photodiodenauslese durchgeführt.

Die im folgenden beschriebenen Messungen geben Aufschluß über Eigenschaften von Sandwichzählern mit Photodiodenauslese, wie z.B.

- Lichtausbeute in Abhängigkeit von der Geometrie und vom Szintillatormaterial,
- Energieauflösung und Auswirkung des Photodiodenrauschens,
- Halbleiterzählereffekt von Photodioden,
- Linearität,
- Verhalten am Zählerrand.

<sup>6</sup> Dabei ist die im Vergleich zum Photomultiplier kleinere Fläche der Photodiode nicht berücksichtigt.

<sup>7</sup> Diese Größe hängt vom verwendeten Vorverstärker ab.

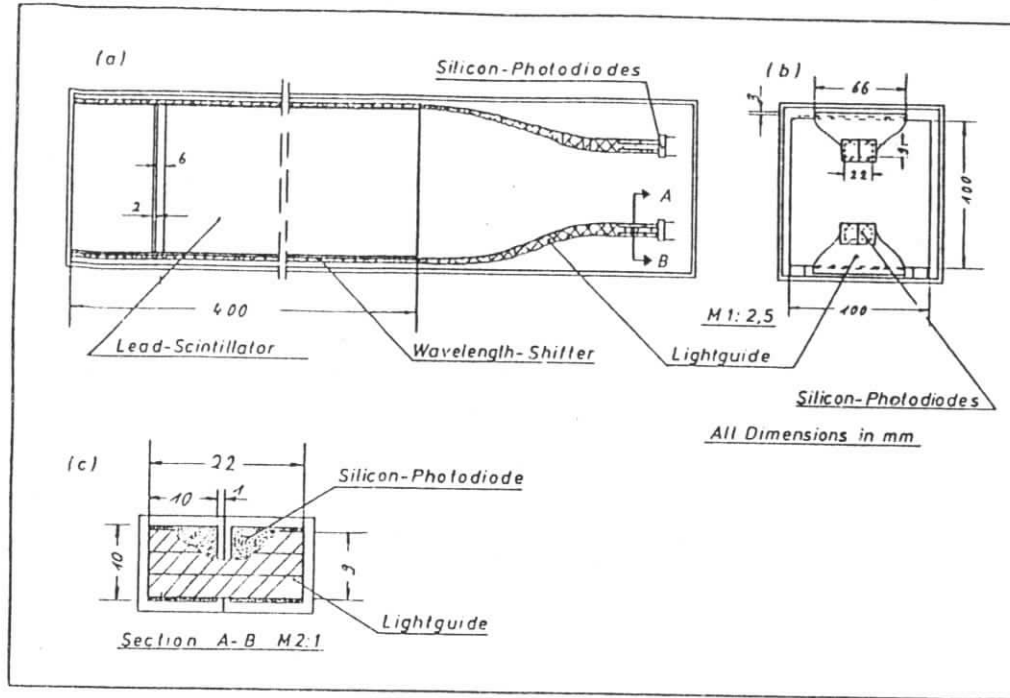


Abbildung 14. Aufbau des Blei-Szintillator-Sandwichzählers.

### 3.2 VERSUCHSAUFBAU

#### 3.2.1 Aufbau des Sandwichzählers

Es wurden sechsundvierzig 2 mm dicke Bleiplatten abwechselnd mit 6 mm dicken Szintillatorplatten vom Typ Altustipe UV<sup>a</sup> zu einem 10 × 10 × 40 cm<sup>3</sup> Block hintereinander aufgeschichtet. Der Abstand der beiden an gegenüberliegenden Seiten angebrachten Wellenlängenschieber zum Sandwichblock wurde durch zwei 1 mm dicke Nylonfäden festgelegt. Der

<sup>a</sup> Es handelt sich um das gleiche Material [ALT80] wie bei [DRE84].

Wellenlängenschieber bestand aus Plexiglas GS 218 [ROE82], das mit 80 mg/l BBQ dotiert war. Um eine bessere Anpassung an die lichtempfindliche Fläche der Photodioden zu erreichen, wurden nur 66 % der gesamten Breite der Szintillatorplatten mit dem Wellenlängenschieber ausgelesen. Dadurch ergab sich bei einer WLS-Dicke von 3 mm eine optimale Konzentration des Szintillationslichtes pro Flächeneinheit. Die Maße des aktiven WLS-Materials betragen 6.6 × 0.3 × 40.0 cm<sup>3</sup>. Am Ende wurde ein Lichtleiterstück aus Plexiglas angebracht. Dieses Lichtleiterstück spaltete in longitudinaler Richtung in drei Streifen der Breite 2.2 cm auf, die dann übereinandergeführt und zu einem Block mit einer Endfläche von 0.9 × 6.6 cm<sup>2</sup> verklebt wurden. Die Endfläche dieses Blockes war auf die lichtempfindliche Fläche von zwei Si-PIN-Photodioden S1790 der Firma Hamamatsu [HAM83] abgestimmt (siehe Abbildung 14 auf Seite 27, Teil c). Die Photodioden wurden mit einem Kunstharzkleber aufgeklebt. Um eine diffuse Reflexion des Szintillationslichtes in den Szintillatorplatten zu erreichen, wurden die Bleiplatten mit weißer Titanoxyd-Farbe versehen und das gesamte Sandwich in weiße Reflektorfolie verpackt.

Ein ca. 15 cm langes Koaxialkabel führte die Signale der vier parallelgeschalteten Photodioden zum Vorverstärker. Da das Rauschen des Vorverstärkers von der Eingangskapazität abhängt, mußte das Koaxialkabel<sup>b</sup> möglichst kurz sein. Um externe Störungen zu vermeiden, wurde der Aufbau durch ein Aluminiumgehäuse mit einer Wandstärke von 3 mm abgeschirmt. Abbildung 14 auf Seite 27 zeigt den Aufbau des Sandwichzählers im Quer- und Längsschnitt.

#### 3.2.2 Teststrahlaufbau und Elektronik

Die Messungen wurden am DESY-Teststrahl 22 durchgeführt. Es standen Elektronen mit einer Energie von 0.5 bis 6.0 GeV zur Verfügung. Die Energieunschärfe des Elektronenstrahls betrug ~ 1.5 %.

In Abbildung 15 auf Seite 29 ist im oberen Teil der Versuchsaufbau dargestellt. Direkt hinter dem Strahlrohr befand sich ein Szintillationszähler mit einer empfindlichen Fläche von ~ 1.5 cm<sup>2</sup>. Dieser definierte gemeinsam mit einem weiteren Triggerzähler (empfindliche Fläche 3 × 3 cm<sup>2</sup>), der unmittelbar vor dem Sandwichzähler aufgebaut war, die Strahlrichtung. Eine Koinzidenzschaltung (siehe Abbildung 15 auf Seite 29) der beiden Zähler erzeugte ein Gate-Signal der Breite 3.7 μs, das zum Triggern der Ausleseelektronik diente. Der Sandwichzähler stand auf einem Fahrstuhl, dessen Position sich auf 1/10 mm genau einstellen ließ. Die Verarbeitung der Signale erfolgte über die im Kapitel "Funktion einer Si-PIN-Photodiode" auf Seite 22 erläuterte Schaltung. Als Verstärker wur-

<sup>b</sup> Die Kapazität pro Meter Kabellänge beträgt 100 pF.

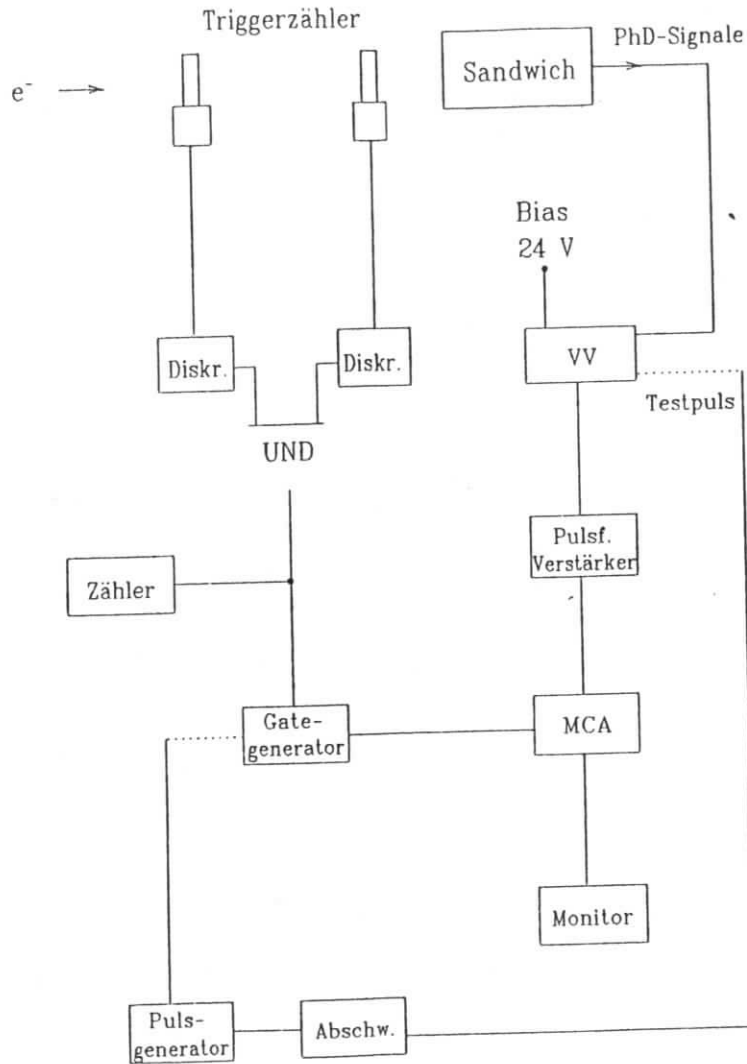


Abbildung 15. Teststrahl Aufbau und Blockschaltbild der Elektronik.

de ein kommerzielles System, bestehend aus einem ladungsintegrierenden Vorverstärker (BT 2003)<sup>10</sup> sowie einem pulsförmigen Hauptverstärker (Amplifier 2022) mit veränderbarer Verstärkung und shaping time, der Firma Canberra verwendet. Die Biasspannung für die Photodioden wurde über einen im Vorverstärker vorgesehenen Eingang zugeführt. Messungen des Photodiodenrauschens ergaben die kleinsten Rauschwerte für eine shaping time von  $2 \mu\text{s}$  und eine Biasspannung von 24 V. Ein Pulsgenerator lieferte Rechteckpulse, die zur Eichung auf den Testpulsengang des Canberra-Vorverstärkers gegeben werden konnten. Die Pulshöhe der Rechtecksignale wurde mit einem Oszilloskop gemessen. Für die bei den Messungen verwendeten Verstärkungen waren Testpulshöhen kleiner als 10 mV notwendig. Die Signale aus dem Verstärkersystem wurden von einem Vielkanalanalysator (Le Croy 3001) digitalisiert und auf einem Monitor in Form von Histogrammen sichtbar gemacht.

### 3.2.3 Pedestal, Eichung des Vorverstärkers und Photodiodenrauschen

Mit Hilfe des Testpulseneingangs des Canberra-Vorverstärkers wurden folgende Größen bestimmt:

#### a) Nullpunkt der Elektronik (Pedestal):

Rechteckpulse aus dem Pulsgenerator wurden über einen einstellbaren Abschwächer auf den Testpulsengang des Vorverstärkers gegeben. Die Kanalnummern der Maxima der einzelnen Verteilungen auf dem Monitor des Vielkanalanalysators lieferten als Funktion der Abschwächungsfaktoren nach einer Geradenanpassung das Pedestal.

#### b) Anzahl der Photoelektronen pro Kanal:

Durch die Rechteckpulse (Pulshöhe  $U \sim 10 \text{ mV}$ ) wurde eine bekannte Kapazität  $C$  im Testpulsengang aufgeladen<sup>11</sup>. Eine Entladung über den EingangsfET des Vorverstärkers führte zu Signalen, die vom Vielkanalanalysator (MCA) digitalisiert - eine Verteilung auf dem Monitor lieferten. Aus der Kanalnummer des Maximums und der sich aus Testpulsspannung und Eingangskapazität ergebenden Ladung  $Q$ <sup>12</sup> ließ sich eine Eichung für die Zahl der Photoelektronen ( $n = Q/e_0$ ) pro Kanal des MCA's ermitteln.

#### c) Rauschen des Systems 'Vorverstärker-Photodiode':

<sup>10</sup> Das Grundrauschen ohne Eingangskapazität beträgt 230 Photoelektronen.

<sup>11</sup> Sie wird von Canberra mit  $C = 1 \text{ pF}$  angegeben. Eine Eichung von [LIN84] lieferte einen Wert von  $C = 0.821 \text{ pF}$  mit einem Fehler  $\leq 1 \%$ .

<sup>12</sup>  $Q = C U$

Aus der Breite (FWHM) der Testpulsverteilungen wurde das Rauschen des Systems 'Vorverstärker-Photodiode' bestimmt. Unter der Annahme gaußförmiger Verteilungen ergibt sich:

$$\sigma_{\text{Diode}} = \text{FWHM}/2.35$$

wobei  $\sigma_{\text{diode}}$  der Rauschbeitrag des Systems 'Vorverstärker-Photodiode' ist. Im folgenden wird diese Größe als Photodiodenrauschen bezeichnet.

### 3.3 EIGENSCHAFTEN DES SANDWICHZÄHLERS

Der Blei-Szintillator-Sandwichzähler  $46 \times (2 \text{ mm Pb} + 6 \text{ mm Sz})^{13}$  mit einer effektiven Strahlungslänge von  $X_{\text{eff}} = 22.4 \text{ mm}$  und einer Gesamtlänge von  $16.0 X_{\text{eff}}$  wurde zentral mit einem Elektronenstrahl variabler Energie (1.0 - 5.5 GeV) beschossen. Der Strahl war auf ein Gebiet von  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  durch die Fläche des letzten Triggerzählers begrenzt.

Es wurden die Lichtausbeute und die Energieauflösung als Funktion der Elektronenenergie gemessen.

#### 3.3.1 Lichtausbeute und Energieauflösung

Abbildung 16 auf Seite 32 zeigt die Lichtausbeute als Funktion der Elektronenenergie. Im Bereich von 1.0 bis 5.5 GeV ist ein lineares Verhalten zu beobachten. Die Lichtausbeute pro GeV Einschubenergie, die aus einer Anpassung der Datenpunkte an eine Gerade (durchgezogene Kurve in Abbildung 16 auf Seite 32) ermittelt wird, beträgt 12090 Photoelektronen.

Der Einfluß des Diodenrauschens auf die Energieauflösung hängt von der Lichtausbeute ab. Ein Maß für das Diodenrauschen ist das Rauschäquivalent  $R$  [GeV]:

$$R = \frac{\sigma_{\text{diode}}}{L}$$

mit  $L =$  Lichtausbeute [ $e_0/\text{GeV}$ ] und  $\sigma_{\text{diode}} =$  Photodiodenrauschen [ $e_0$ ]. Weiterhin kann das Rauschäquivalent  $R$  als eine untere Schranke für die durch das Kalorimeter nachweisbare Teilchenenergie betrachtet werden.

<sup>13</sup> Bedeutung: 46 Bleiplatten jeweils 2 mm und 46 Szintillatorplatten jeweils 6 mm dick.

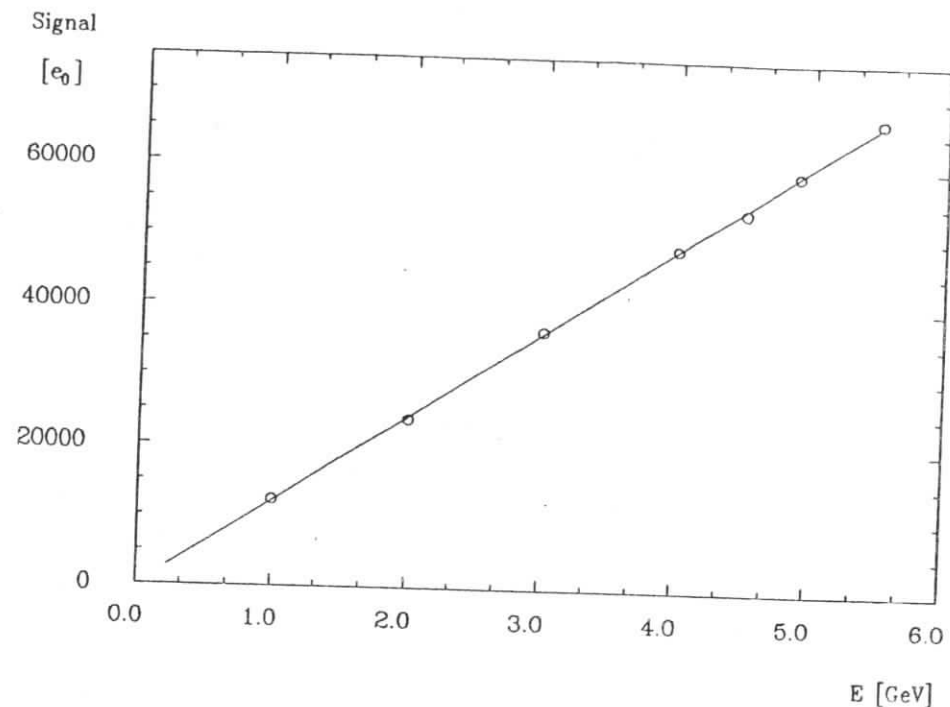


Abbildung 16. Lichtausbeute als Funktion der Energie: Sandwichversion:  $46 \times (2 \text{ mm Pb} + 6 \text{ mm Sz})$ .

Mit Hilfe einer Testpulsmessung wurde das Rauschen der vier parallelgeschalteten Photodioden bestimmt. Die Messung lieferte einen Wert von  $1140 e_0$ . Daraus ergibt sich ein Rauschäquivalent von 95 MeV.

Die Energieauflösung  $\sigma/\sqrt{E}$  als Funktion der Elektronenenergie ist in Abbildung 17 auf Seite 33 dargestellt. Sie wird durch folgende Funktion parametrisiert:

$$\frac{\sigma}{E} \sqrt{E} = \sqrt{\sigma_s^2 + \sigma_L^2 E + \frac{\sigma_{\text{diode}}^2}{E}}$$

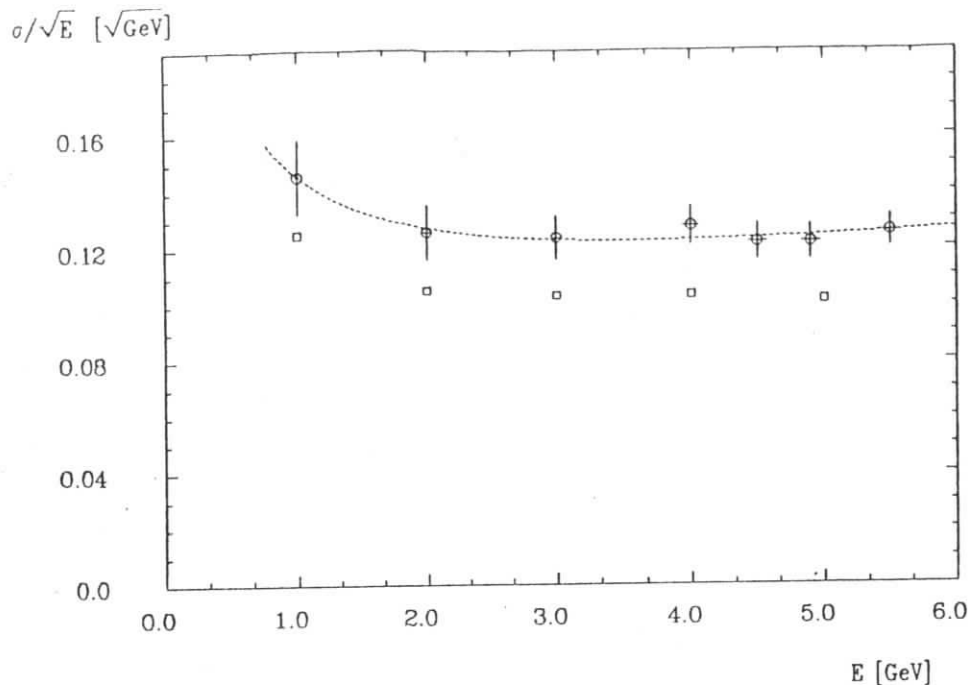


Abbildung 17. Energieauflösung als Funktion der Energie: Sandwichversion  $46 \times (2 \text{ mm Pb} + 6 \text{ mm Sz})$ ; offene Quadrate = zu erwartende Energieauflösung nach EGS, offene Kreise = Datenpunkte, Kurve = Fit an die Datenpunkte.

mit  $\sigma_s$  = Samplingfluktuationen,  $\sigma_{diode}$  = Fehler durch das Rauschen des Systems 'Photodiode-Vorverstärker' und  $\sigma_L = \sqrt{(\sigma_{beam})^2 + (\sigma_{leak})^2}$ , wobei  $\sigma_{beam}$  = Fehler durch die Unschärfe des Elektronenstrahls und  $\sigma_{leak}$  = Fehler durch unzureichende Länge des Schauers.

Ein Zweiparameterfit<sup>14</sup> (gestrichelte Kurve in Abbildung 17) der oben angegebenen Funktion an die Datenpunkte liefert  $\sigma_s = 0.090 \sqrt{\text{GeV}}$  für die Samplingfluktuationen und  $\sigma_L = 0.031 \text{ 1}/\sqrt{\text{GeV}}$  für den durch die Elektronenstrahlunschärfe und Leckeffekte des Schauers hervorgerufenen Fehler. In Abbildung 17 ist deutlich ein Ansteigen von  $\sigma/\sqrt{E}$  für kleine Werte von  $E$  zu sehen. Dieses ist auf den Einfluß des Photodiodenrauschens zurückzuführen. Für Energien größer als 3 GeV hat das Rauschen fast keinen Einfluß auf die Energieauflösung.

<sup>14</sup> Das Photodiodenrauschen ist unabhängig gemessen worden.

Mit Hilfe von EGS [FOR78] kann die Summe aus  $\sigma_s$  und  $\sigma_{leak}$  berechnet werden. Da das Rauschäquivalent und die Energieunschärfe des Elektronenstrahls bekannt sind, läßt sich die Energieauflösung durch quadratisches Addieren der einzelnen Anteile berechnen. Wie aus Abbildung 17 auf Seite 33 hervorgeht, liegen die berechneten Werte unterhalb der gemessenen Energieauflösung. Mögliche Gründe für diese Abweichung sind:

a) Das EGS betrachtet nur die über die Schauerprozesse deponierten Energien. Die mit dem Szintillationsmechanismus und der Lichtausbreitung in Zusammenhang stehenden Phänomene werden nicht erfaßt. Transversale und longitudinale Schauerfluktuationen führen durch die endlichen Abschwächungslängen von Szintillator und Wellenlängenschieber zu schwach ortsabhängigen Pulshöhen einzelner Szintillationsprozesse. Dadurch könnte sich ein größerer Wert für die Samplingfluktuationen ergeben.

b) Der Einschußort der Elektronen ist bei den Messungen nur auf eine Fläche von  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  festgelegt. Dies ist bei den EGS-Rechnungen nicht berücksichtigt. Es sollte aber zu einer Verschlechterung der Energieauflösung im EGS führen.

Durch die große Triggerfläche werden auch die Randgebiete des Elektronenstrahls zur Messung der Energieauflösung benutzt, d.h. die Energieunschärfe des Elektronenstrahls könnte bei den Messungen größer als 1.5 % gewesen sein.

Die Meßergebnisse sind in Tab.5 zusammengefaßt.

46 × (2 mm Pb + 6 mm Sz)	
Zahl der Photodioden	4
Zahl der WLS	2
Lichtausbeute	12090 $e_0/\text{GeV}$
Photodiodenrauschen	1140 $e_0$
Rauschäquivalent	94 MeV
$\sigma_s$ (aus einem Fit)	$0.090 \sqrt{\text{GeV}}$
$\sigma_L$ (aus einem Fit)	$0.031 \text{ 1}/\sqrt{\text{GeV}}$

Tab.5 46 × (2 mm Pb + 6 mm Sz): Zusammenfassung der Messergebnisse.

### 3.3.2 Fehlerbetrachtung

Ein wesentlicher Bestandteil der Eichung ist die Kenntnis der Pulshöhe der Rechteckpulse, mit denen die Kapazität im Testpulsengang des Canberra-Vorverstärkers aufgeladen wird.

Bei Pulshöhen kleiner als 10 mV beträgt der Fehler der Pulshöhenbestimmung ca. 10 %. Der Fehler des Wertes für die Kapazität wurde von [LIN84] kleiner 1 % angegeben. Das Maximum der Testpulsverteilungen kann auf einen Kanal genau abgelesen werden. Daraus ergibt sich bei Werten für die Maxima von ~ 120 Kanälen ein Fehler kleiner 1 %, so daß ein Gesamtfehler von 10 % für die Eichung realistisch ist. Ein weiterer Fehler in der Größenordnung von 10 % muß bei vergleichenden Messungen aufgrund von Fluktuationen bei der Fertigung der Sandwichzähler angesetzt werden.

Der Ablesefehler für das FWHM beträgt  $\pm 1$  Kanal. Dies ist in den Abbildungen zur Energieauflösung in Form der Fehlerbalken berücksichtigt.

### 3.4 VERGLEICH DER LICHTAUSBEUTE VERSCHIEDENER SANDWICHVERSIONEN

Im letzten Kapitel wurden die Eigenschaften eines Sandwichzählers am Beispiel der Version  $46 \times (2 \text{ mm Pb} + 6 \text{ mm Sz})$  untersucht. Weitere Messungen mit Bleidicken von 2 und 4 mm und Szintillatordicken von 6 und 10 mm bei einer Plattengröße von  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  sollten

- einen Vergleich der Lichtausbeuten von Versionen mit verschiedenen effektiven Strahlungslängen liefern,
- den Unterschied zwischen der Auslese mit zwei WLS und der Auslese mit einem WLS untersuchen.

Sandwich	WLS	$X_0$	Z	L [ $e_0$ ]	R [MeV]
$46 \times (2 \text{ mm Pb} + 6 \text{ mm Sz})$	2	22.4	16	12090	94
$46 \times (2 \text{ mm Pb} + 6 \text{ mm Sz})$	1	22.4	16	8130	94
$30 \times (4 \text{ mm Pb} + 6 \text{ mm Sz})$	2	14.0	21	6970	163
$30 \times (4 \text{ mm Pb} + 6 \text{ mm Sz})$	1	14.0	21	4580	158
$28 \times (2 \text{ mm Pb} + 10 \text{ mm Sz})$	2	33.6	10	13340	85
$28 \times (4 \text{ mm Pb} + 10 \text{ mm Sz})$	2	19.6	20	10050	131
$28 \times (2 \text{ mm Pb} + 10 \text{ mm Sz})$	2	33.6	10	8680	130
$28 \times (2 \text{ mm Pb} + 10 \text{ mm Sz})$	1	33.6	10	5540	152

Tab.6 Vergleich verschiedener Sandwichversionen: mit  $X_0$  = effektive Strahlungslänge in mm, Z = Länge des Zählers in effektiven Strahlungslängen, L = Lichtausbeute pro GeV Elektronenenergie und R = Rauschäquivalent; Szintillatormaterial: Altustipe UV [ALT80].

Tab.6 zeigt die Lichtausbeute und das Rauschäquivalent der untersuchten Versionen.

Um die Werte für die Lichtausbeute beurteilen zu können, muß eine vom Sampling unabhängige Beschreibung für die Lichtausbeute betrachtet werden. Mit EGS läßt sich die in den Szintillatorplatten deponierte Energie berechnen. Die gemessene Lichtausbeute L in Photoelektronen kann dann für die einzelnen Versionen auf die im Szintillator deponierte Energiemenge K normiert werden<sup>15</sup>. Für die Zahl der Photoelektronen p pro MeV im Szintillator deponierter Energie ergibt sich (siehe Tab.7):

$$p = \frac{L}{K}$$

Auf diese Weise ist sowohl ein Vergleich der Sandwichzähler untereinander als auch ein Vergleich mit den in "Zielsetzung" auf Seite 26 erwähnten ARGUS-Zählern  $64 \times (1 \text{ mm Pb} + 5 \text{ mm Sz})$  möglich. Die Zahl der Photoelektronen für diesen Zähler würde mit Photodiodenauslese 7600  $e_0/\text{GeV}$  betragen. Vor einem direkten Vergleich muß dieser Wert noch auf die reduzierte Wellenlängenschieberfläche korrigiert werden (siehe "Aufbau des Sandwichzählers" auf Seite 27) mit einem Programm, das die Lichtausbreitung in einer Szintillatorplatte simuliert und die Lichtmenge durch eine vorgegebene Fläche einer Seitenkante berechnet, läßt sich der Faktor bestimmen, der bei Reduktion der Auslesefläche auf 66 % angebracht werden muß. Er beträgt 72.5 %. Daraus ergibt sich für den Zähler  $64 \times (1 \text{ mm Pb} + 5 \text{ mm Sz})$   $p = 18.1 e_0$  pro MeV deponierter Energie.

Sandwich	K [MeV]	p [ $e_0/\text{MeV}$ ]
$64 \times (1 \text{ mm Pb} + 5 \text{ mm Sz})$	305	18.1
$46 \times (2 \text{ mm Pb} + 6 \text{ mm Sz})$	217	37.5
$30 \times (4 \text{ mm Pb} + 6 \text{ mm Sz})$	127	36.2
$28 \times (2 \text{ mm Pb} + 10 \text{ mm Sz})$	283	30.2
$28 \times (4 \text{ mm Pb} + 10 \text{ mm Sz})$	183	30.4

Tab.7 Vergleich der Lichtausbeuten: mit K = in den Szintillatorplatten deponierte Energie (Einschussenergie = 1 GeV) und p = Zahl der Photoelektronen pro MeV deponierter Energie. Die Werte für die Version  $28 \times (2 \text{ mm Pb} + 10 \text{ mm Sz})$  wurden aus einer Messung mit zwei WLS berechnet.

<sup>15</sup> Dies ist nur richtig, solange bei den zu vergleichenden Versionen das gleiche Szintillatormaterial verwendet wird, da das EGS lediglich Energiepositionen betrachtet.

Wie aus Tab.7 (S. 36) hervorgeht, liefern die untersuchten Zähler im Mittel einen um Faktor 1.8 höher liegenden Wert. Da alle für einen Vergleich wichtigen Faktoren berücksichtigt wurden, liegt die Vermutung nahe, daß der Lichtgewinn auf die diffus reflektierende Folie und Farbe zurückzuführen ist.

Bei den Messungen mit einem WLS wurde der zweite WLS durch weiße, diffus reflektierende Folie ersetzt. Tab.8 zeigt die Verhältnisse der Lichtausbeuten für drei Sandwichversionen. Im Mittel reduziert sich die Lichtausbeute bei Auslese mit einem WLS auf 64 %. Ein Teil des Szintillationslichtes, das bei Auslese mit zwei WLS auf den zweiten WLS fällt, wird durch Reflexion zurückgewonnen. Dabei wird der Anteil durch die endliche Abschwächungslänge des Szintillatormaterials verringert.

Sandwich	$\alpha$
46 × (2 mm Pb + 6 mm Sz)	0.67
30 × (4 mm Pb + 6 mm Sz)	0.66
28 × (4 mm Pb + 10 mm Sz)	0.59

Tab.8  $\alpha$  = Verhältnis der Lichtausbeute bei Auslese mit einem WLS zur Lichtausbeute bei Auslese mit zwei WLS.

Wie aus Tab.6 (S. 35) hervorgeht, ist beim Übergang von der Auslese mit 1 WLS zur Auslese mit 2 WLS keine signifikante Veränderung des Rauschäquivalents zu beobachten. Die Gründe hierfür sind einerseits das oben diskutierte Verhalten der Lichtausbeute, andererseits zeigt sich keine Verdopplung des Rauschens des Systems 'Vorverstärker-Photodiode', da die Photodioden parallelgeschaltet sind und das Rauschen des Systems im wesentlichen von der Eingangskapazität am Vorverstärker abhängt.

### 3.5 WEITERE MESSUNGEN

Aus Abbildung 6 auf Seite 13 wird deutlich, daß 90 % der Schauerenergie in einem Bereich mit einem Radius von einem Molière-Radius deponiert wird. Für die Sandwichversionen mit kleiner Strahlungslänge (siehe Tab.7 (S. 36)) ist eine Plattengröße von 10 × 10 cm<sup>2</sup> zu groß gewählt, daher bietet sich der Übergang auf eine Plattengröße von 5 × 5 cm<sup>2</sup> an.

Für die folgenden Untersuchungen wurden Sandwichzähler von 30 cm Länge mit einer Bleidicke von 2.5 mm und verschiedene Szintillatormaterialien mit Dicken zwischen 4 und 6 mm bei einer Plattengröße von 5

× 5 cm<sup>2</sup> benutzt. Die Wellenlängenschieber wurden an die 1 cm<sup>2</sup>-Fläche einer Photodiode angepaßt und an den aufeinander senkrecht stehenden Flächen des Sandwichblockes angebracht. Das sensitive Volumen betrug 0.3 × 3.3 × 30 cm<sup>3</sup>. Die sensitive Fläche des Triggerzählers direkt vor dem Sandwichzähler wurde auf 0.7 × 0.7 cm<sup>2</sup> eingeschränkt (siehe Abbildung 15 auf Seite 29).

Durch die Untersuchung dieser Zähler sollten nachstehende Punkte geklärt werden:

1. Vergleich der Auslese mit Vakuum-Photodiode und Si-Photodiode,
2. Vergleich der Lichtausbeuten unterschiedlicher Szintillatormaterialien,
3. Verhalten am Zählerrand für die Version 43 × (2.5 mm Pb + 4 mm Sz).

#### 3.5.1 Auslese mit Vakuum-Photodioden

Wie in Kapitel 2.5 erläutert, lassen sich Blei-Szintillator-Sandwichzähler nicht nur mit Si-Photodioden sondern auch mit Vakuum-Photodioden auslesen.

Für den Vergleich von Vakuum-Photodioden (Hamamatsu R645) mit Si-Photodioden (Hamamatsu S1790) wurde ein Sandwichzähler mit einem Sampling von 2.5 mm Pb und 6 mm Szintillator (Altustipe UV) benutzt. Dies entspricht einer effektiven Strahlungslänge von  $X_{eff} = 19.1$  mm und einer Länge von  $14.7 X_{eff}$ . Die WLS bestanden aus Plexiglas, das mit 80 mg/l BBQ dotiert war. Die sensitive Fläche einer Vakuum-Photodiode betrug 2.0 cm<sup>2</sup>. Sowohl die Vakuum-Photodioden als auch die Si-Photodioden wurden mit Hilfe einer mechanischen Halterung und optischem Fett (Rhodorsil Huile 47V 60000) auf dem Plexiglas-Lichtleiter befestigt, so daß beide Lichtauslesesysteme mit demselben Zähler verglichen werden konnten.

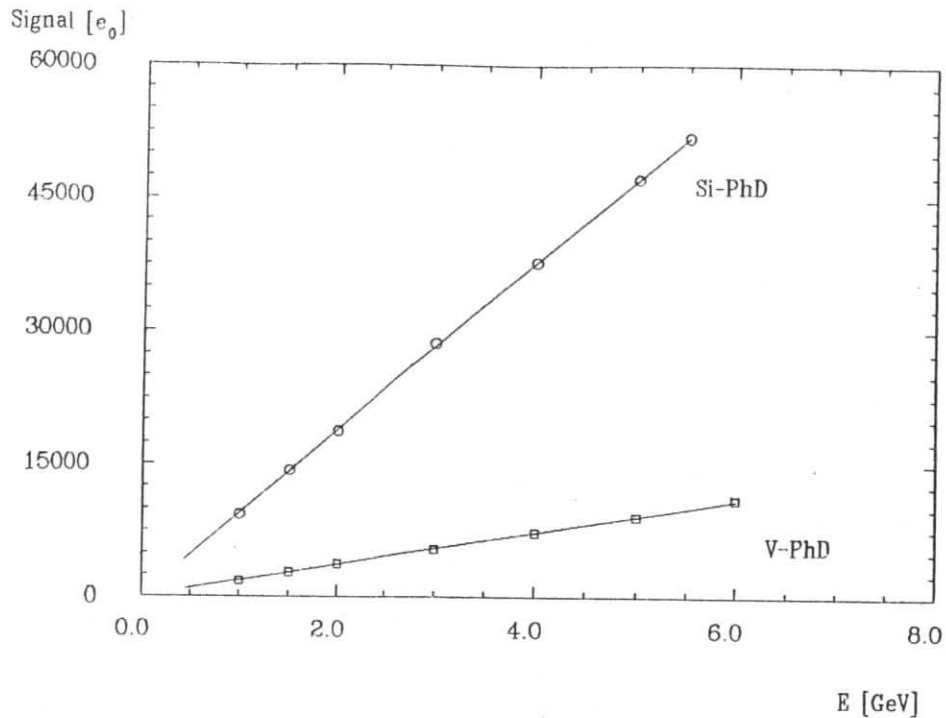


Abbildung 18. Lichtausbeuten von V-PhD und Si-PhD: Vergleich der Lichtausbeuten von Vakuum- und Si-Photodiode für die Version 33 × (2.5 mm Pb + 6 mm Sz).

	V-PhD	Si-PhD
Lichtausbeute	1820 e <sub>0</sub> /Gev	9440 e <sub>0</sub> /Gev
Sensitivität bei 500 nm	40 mA/W	252 mA/W
Rauschen	363 e <sub>0</sub>	884 e <sub>0</sub>
Rauschäquivalent	200 MeV	94 MeV

Tab.9 Vergleich von Si- und Vakuum-Photodioden.

Abbildung 18 zeigt die Lichtausbeute als Funktion der Elektronenenergie.

In Tab.9 werden Rauschäquivalent und Lichtausbeute beider Systeme gegenübergestellt. Das Verhältnis der Lichtausbeute bei einer Auslese mit Vakuum-Photodioden zur Lichtausbeute bei Auslese mit Si-Photodioden

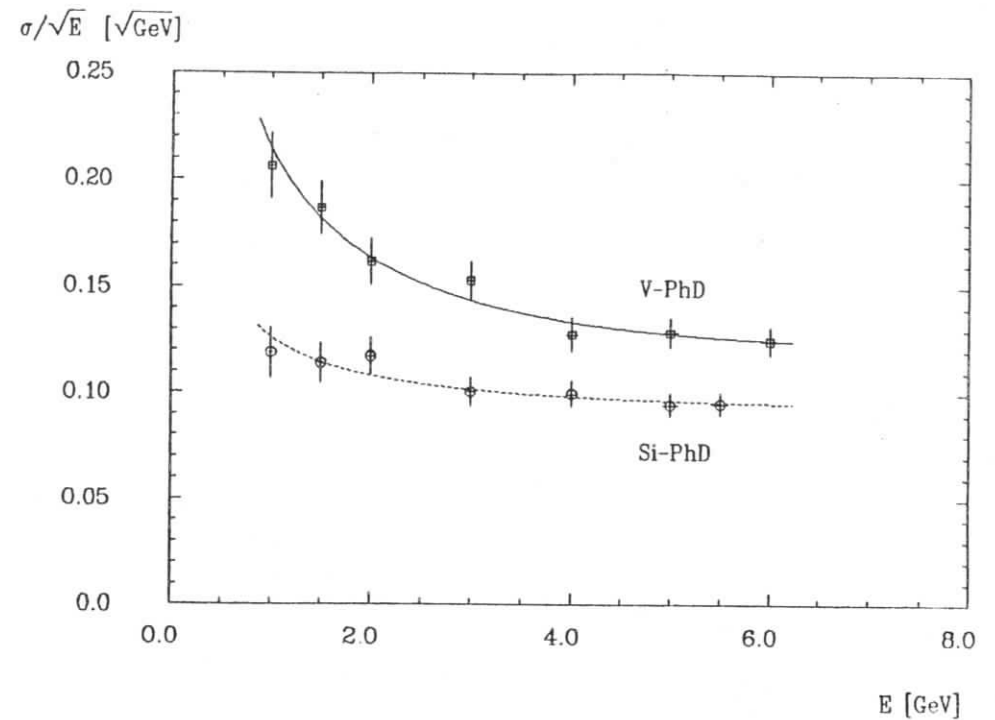


Abbildung 19. Energieauflösung für V-PhD und Si-PhD: Vergleich der Energieauflösungen von Vakuum- und Si-Photodiode für die Version 33 × (2.5 mm Pb + 6 mm Sz).

beträgt 5.2 und stimmt ungefähr mit dem Verhältnis der Sensitivitäten<sup>16</sup> ([HAMB4] und [VAC84]) der beiden Systeme überein.

Aufgrund der um Faktor 5.2 geringeren Lichtausbeute und eines relativ hohen Rauschens von 363 e<sub>0</sub> ist das Rauschäquivalent um Faktor ~ 2 schlechter als bei der Verwendung von Si-Photodioden. Das Rauschen des Systems 'Vakuum-Photodiode-Vorverstärker' ist auf die Kapazitäten durch die Anschlüsse der Dioden und auf Kabelkapazitäten zurückzuführen. Wie aus Abbildung 19 hervorgeht, hat das hohe Rauschäquivalent von 200 MeV einen deutlichen Einfluß auf die Energieauflösung (vergleiche "Lichtausbeute und Energieauflösung" auf Seite 31).

<sup>16</sup> Die Sensitivitäten wurden für eine Wellenlänge von 500 nm den Datenblättern für Vakuum- und Si-Photodioden entnommen.



Die größeren Abmessungen und das hohe Rauschäquivalent der Vakuum-Photodioden führen im Hinblick auf eine Anwendung im CELLO-LAF zu einer Bevorzugung von Si-Photodioden als Lichtauslesesystem für Blei-Szintillator-Sandwichzähler.

### 3.5.2 Vergleich unterschiedlicher Szintillatormaterialien

Neben Altustipe UV gibt es zwei weitere Szintillatormaterialien - SCSN-38 und NE 104 B - (vergleiche Tab.2 (S. 17)), die sich für den Aufbau eines Blei-Szintillator-Sandwichzählers mit Photodiodenauslese eignen. Für den Vergleich stand lediglich Szintillatormaterial mit unterschiedlicher Dicke zur Verfügung. Die Maße des aktiven Detektors betragen für die drei untersuchten Sandwichversionen  $5 \times 5 \times 30 \text{ cm}^3$ , daher unterscheiden sich die Versionen sowohl im Sampling als auch in ihrer Länge in  $X_0$ . Die Versionen mit Altustipe UV und NE 104 B wurden mit zwei BBQ-Wellenlängenschiebern ausgelesen. Bei den Messungen mit dem Szintillator SCSN-38 wurde nur ein Wellenlängenschieber mit dem Szintillator abgestimmten WLS-Material (Handelsnamen Y-7 [KAM83]) verwendet. Die Messungen wurden nacheinander mit denselben Photodioden durchgeführt.

Mit EGS läßt sich die deponierte Energie für die Versionen mit unterschiedlicher Szintillatordicke berechnen. Die gemessenen Lichtausbeuten können so auf die gleiche Version skaliert und auf Altustipe UV normiert werden. Tab.10 zeigt die Ergebnisse und die getesteten Sandwichversionen.

Version	Sz-Material	WLS-Material	$\bar{L}$
33x(2.5mm Pb + 6mm Sz)	Altustipe UV	BBQ	1.0
38x(2.5mm Pb + 5mm Sz)	SCSN-38	Y-7	2.42
43x(2.5mm Pb + 4mm Sz)	NE104 B	BBQ	2.15

Tab.10 Vergleich verschiedener Szintillatormaterialien:  $\bar{L}$  = relative Lichtausbeute, auf gleiche Szintillatordicke umgerechnet.

Nach der obigen Tabelle liefert der Szintillator SCSN-38 mit dem Y-7-WLS eine um einen Faktor 2.4 höhere Lichtausbeute.

Da das EGS nur die deponierten Energien berücksichtigt, wird eine Änderung der Reflexionseigenschaften bei Verringerung der Szintillatordicke nicht erfaßt. Weiterhin sind die Abschwächungslängen der Szintillatoren und der WLS verschieden (vergleiche Tab.2 (S. 17) und

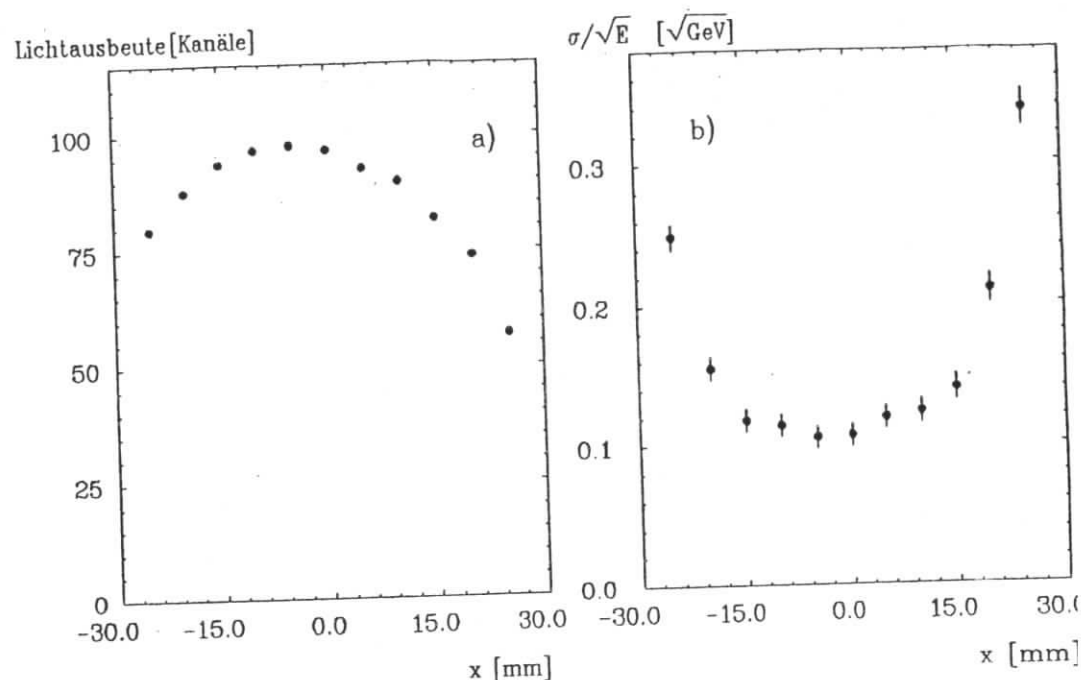


Abbildung 20. Deponierte Energie und Energieauflösung: Für die Version  $43 \times (2.5 \text{ mm Pb} + 4 \text{ mm Sz})$  ist die deponierte Energie und die Energieauflösung als Funktion des Einschubortes aufgetragen ( $E = 3 \text{ GeV}$ ).

Tab.3 (S. 19)). Dies sollte bei einer unterschiedlichen Schichtung der Versionen und der damit verbundenen Änderung der Schauerform einen Einfluß auf die Lichtausbeute haben.

### 3.5.3 Verhalten am Zählerrand

Um die Energieauflösung im Randbereich eines Sandwichzählers zu untersuchen, wurde ein Sandwich mit einer Schichtung aus 2.5 mm Blei- und 4 mm Szintillatorplatten (NE 104 B) verwendet. Bei einer effektiven Strahlungslänge von  $X_{\text{eff}} = 14.6 \text{ mm}$  betrug die Länge des sensitiven Detektors  $19.2 X_{\text{eff}}$ . Die Auslese erfolgte über zwei zueinander senkrecht stehende BBQ-Wellenlängenschieber mit je einer Si-Photodiode (Hamamatsu S1790). Bei einer Elektronenenergie von 3 GeV wurde in Schritten von 5 mm in horizontaler Richtung der Einschubort der Elektro-

nen variiert. Dieser war durch einen  $0.7 \times 0.7 \text{ cm}^2$  Triggerzähler bestimmt. Die Fahrtischposition ließ sich auf  $1/10 \text{ mm}$  genau einstellen.

Abbildung 20 auf Seite 42, Teil a) zeigt die deponierte Energie als Funktion der horizontalen Ortskoordinate  $x$  für  $E = 3 \text{ GeV}$ . Der Nullpunkt befindet sich im Zentrum des Zählers. In diesem Koordinatensystem liegt ein WLS parallel zur  $x$ -Achse, der andere bei  $x = -25 \text{ mm}$  senkrecht dazu. Die maximale Pulshöhe wird nicht bei zentralem Einschub ( $x = 0$ ) erreicht, sondern bei einem um  $5 \text{ mm}$  in Richtung des vertikalen WLS verschobenen Einschubortes. Die Asymmetrie in der Pulshöhenverteilung, d.h. der Anstieg der Pulshöhe bei Annäherung des Einschubortes an den vertikalen WLS, ist auf einen größeren Anteil von direkt auftreffendem Szintillationslicht auf den vertikalen WLS zurückzuführen. Das Abnehmen der Pulshöhe nach Erreichen des Maximums bei weiterer Annäherung des Einschubortes an den WLS geht auf zunehmendes Herauslecken des Schauers zurück. Aufgrund dieses Verlaufs der deponierten Energie ist auch die Asymmetrie der Energieauflösung  $\sigma/\sqrt{E}$  als Funktion des Einschubortes (Abbildung 20 auf Seite 42, Teil b)) mit kleineren Werten für  $x < 0$  zu verstehen. Im Intervall  $-15 \text{ mm} < x < 15 \text{ mm}$  zeigt sich ein flacher Verlauf von  $\sigma/\sqrt{E}$  mit Werten kleiner als  $14 \%$ . Im Randbereich wird eine Energieauflösung  $< 35 \%$  erreicht.

### 3.6 HALBLEITERZÄHLEREFFEKT VON SI-PHOTODIODEN

Die Si-Photodiode wirkt auf geladene Teilchen wie ein Halbleiterdetektor. Der Energieverlust  $dE/dX$  von minimalionisierenden Teilchen in Si beträgt  $3.36 \text{ MeV/cm}$ . Diese Energie führt in der Photodiode zur Erzeugung von Elektron-Lochpaaren, wobei die in der Zwischenschicht erzeugten Elektron-Lochpaare ein Photonsignal simulieren.

Nach [GR082] liefert ein minimalionisierendes Teilchen beim Durchgang durch eine Si-Photodiode  $103 e_0$  pro  $\mu\text{m}$  Zwischenschichtdicke. Die Kapazität der Photodiode Hamamatsu S1790 beträgt nach einer Messung von [LIN84]  $72.5 \text{ pF}$  bei einer Sperrspannung von  $24 \text{ V}$ . Daraus läßt sich eine Zwischenschichtdicke  $d$  von  $144 \mu\text{m}$  berechnen<sup>17</sup>. Es wird also ein Signal von  $15100 e_0$  beim Durchgang von minimalionisierenden Teilchen durch die Photodiode Hamamatsu S1790 erwartet.

Um den Durchgang von minimalionisierenden Teilchen zu untersuchen, wurden die bei den Testmessungen verwendeten Photodioden dem Elektronenstrahl bei verschiedenen Teilchenenergien ausgesetzt.

<sup>17</sup> Hier wird die stark vereinfachte Annahme gemacht, daß sich die Photodiode wie ein Plattenkondensator mit einem Plattenabstand  $d$  verhält.

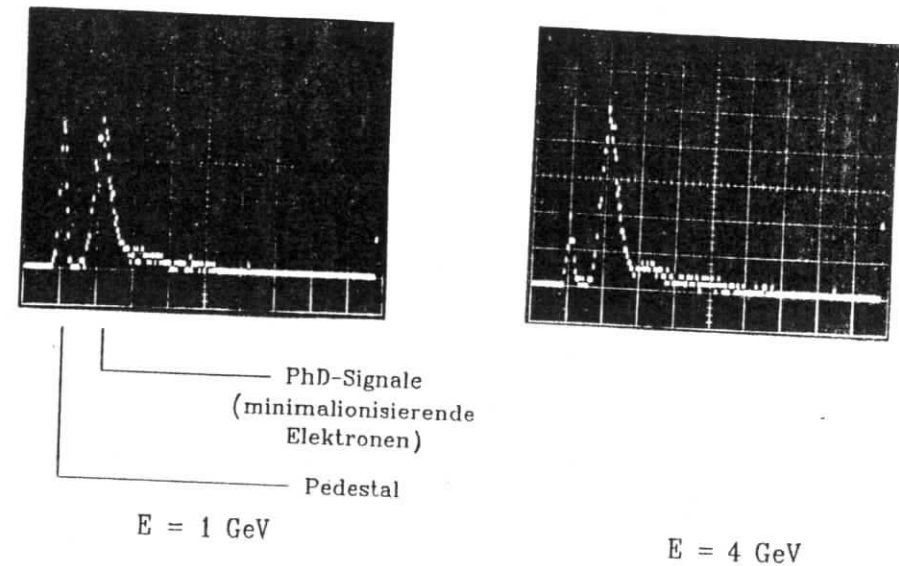


Abbildung 21. PhD-Signale minimalionisierender Elektronen: Photodiodensignale der Si-Photodiode S1790 nach dem Durchgang von minimalionisierenden Elektronen einer Energie von  $1$  und  $4 \text{ GeV}$ .

Abbildung 21 zeigt Vielkanalverteilungen nach direktem Durchgang des Elektronenstrahls bei einer Teilchenenergie von  $1$  und  $4 \text{ GeV}$ . Es sind jeweils zwei Verteilungen zu beobachten. Die erste ist auf Teilchen zurückzuführen, die zwar ein Triggersignal erzeugt haben, aber nicht durch die sensitive Fläche der Photodiode gegangen sind. Die zweite Verteilung wird durch minimalionisierende Elektronen hervorgerufen. Das Maximum entspricht einem Signal von  $12500 e_0$ . Messungen bei weiteren Elektronenstrahlenergien zeigten, daß dieser Wert innerhalb von  $\pm 350 e_0$  energieunabhängig ist.

Minimalionisierende Teilchen verursachen also in der Photodiode Signale, die je nach Sandwichversion einer Elektronenenergie in der Größenordnung von  $1 \text{ GeV}$  entsprechen.

Mit EGS lassen sich die Koordinaten der geladenen Teilchen ermitteln, die aus der letzten Platte eines Sandwichzählers herausfliegen. Um die Anzahl der Photodiodentreffer zu bestimmen, die bei einem kompakten Sandwichzähler zu erwarten sind, werden bei einer Energie von  $5 \text{ GeV}$   $478$  Elektronenschauer in den Sandwichversionen  $36 \times (2.5 \text{ mm Pb} + 4 \text{ mm Sz})$  und  $43 \times (2.5 \text{ mm Pb} + 4 \text{ mm Sz})$  mit effektiven Strahlungslängen von  $16.0 \text{ mm}$  und  $19.2 \text{ mm}$  simuliert. Die Elektronen treffen den Sandwichzähler im

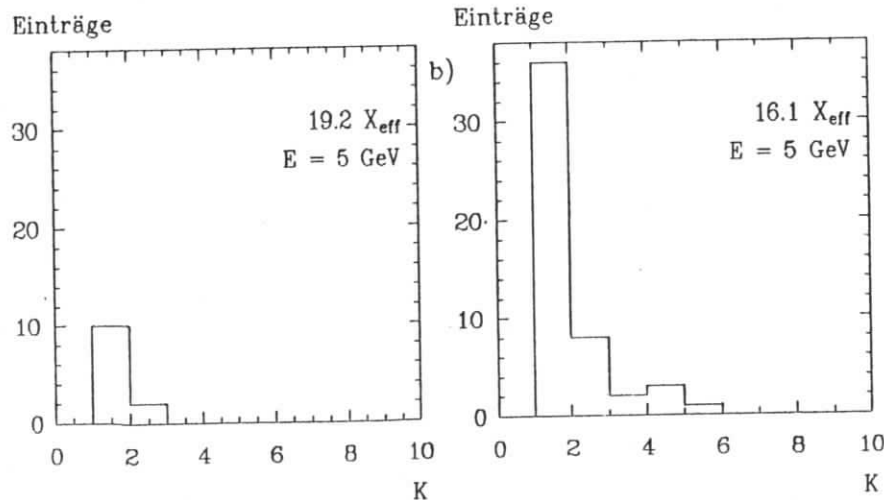
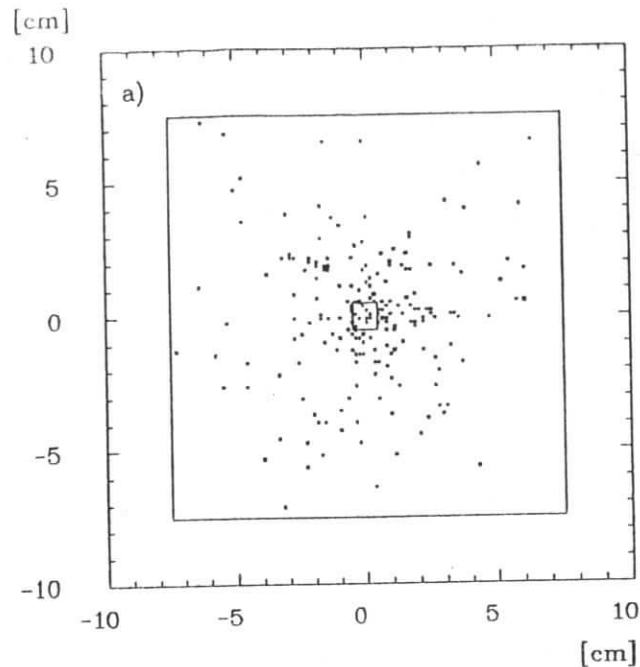


Abbildung 22. a) Verteilung der geladenen Schauerteilchen nach dem Austritt aus der Endfläche des Sandwichzählers  
b) Verteilungen der durch die Photodiode hindurchtretenden Teilchenzahlen K.

Zentrum. Die Plattenmaße betragen  $15.0 \times 15.0 \text{ cm}^2$ . Aus der Verteilung der geladenen Teilchen nach Austritt aus der letzten Platte wird die Zahl der geladenen Schauerteilchen berechnet, die sich innerhalb einer  $1 \text{ cm}^2$ -Fläche im Zentrum der Platte befinden. Diese Zahl ist näherungsweise gleich der Anzahl der geladenen Schauerteilchen, die eine zentral hinter dem Schauertzähler angebrachte Photodiode durchqueren. Abbildung 22 auf Seite 45 zeigt die Verteilung der austretenden geladenen Schauerteilchen. Die Abmessungen des Sandwichzählers und der Photodiode sind ebenfalls eingezeichnet.

Im unteren Teil der Abbildung sind die die Photodiode treffenden Teilchenzahlen K für die beiden simulierten Zählertypen aufgetragen. Bei der Version mit  $19.2 X_{\text{eff}}$  sind 12 Photodiodentreffer zu beobachten, d.h. 2.5 % der Ereignisse weisen Photodiodentreffer auf. Bei dem Zähler mit  $16.0 X_{\text{eff}}$  zeigen 10.5 % der Ereignisse Photodiodentreffer, wobei die Zahl der Mehrfachtreffer zunimmt.

Mit wachsender Teilchenenergie ist eine Zunahme der Photodiodentreffer zu erwarten, da die Lage des Schauermaximums logarithmisch und die Zahl der Schauerteilchen linear von der Teilchenenergie abhängt.

Die angegebenen Werte sind sicher als obere Grenze aufzufassen, da die Photodiode in 3 - 4 cm Abstand hinter dem Schauertzähler angebracht ist, und die Winkel der austretenden Teilchen nicht berücksichtigt werden. Weiterhin nimmt die Dichte der herausleckenden Schauerteilchen mit wachsendem Abstand von der Schauerrachse ab (vergleiche Abbildung 22 auf Seite 45), so daß bei Variation des Einschubortes die Zahl der Photodiodentreffer abnimmt. Insgesamt betrachtet ist der Untergrund durch Photodiodentreffer unproblematisch.

### 3.7 ZUSAMMENFASSUNG

Die bisher beschriebenen Messungen haben gezeigt, daß die Photodiodenauslese von Blei-Szintillator-Sandwichzählern durch Modifikation der Zähler möglich ist. Folgende Punkte sind wesentlich:

1. Die Maße der Zähler und das sensitive Volumen der Wellenlängenschleier müssen der lichtempfindlichen Fläche der Photodioden angepaßt sein.
2. Weiße, diffus reflektierende Farbe auf der Oberfläche der Bleiplatten und weiße Reflektorfolie, in die der Zähler verpackt wird, vergrößern die Lichtausbeute.

Eine Auslese mit Si-Photodioden ist aufgrund der kleineren Abmessungen und eines besseren Rauschäquivalents einer Auslese mit Vakuum-Photodioden vorzuziehen.

Bei einer effektiven Strahlungslänge von 14.6 mm ist eine Energieauflösung  $\sigma/\sqrt{E}$  von  $\sim 11\%$  erreichbar, die auch im unmittelbaren Randbereich des Zählers kleiner als 35% ist. Das Photodiodenrauschen hat oberhalb von 2 GeV keinen nennenswerten Einfluß auf die Energieauflösung. Damit steht ein kompaktes elektromagnetisches Kalorimeter zur Verfügung, das in einem Magnetfeld betrieben werden kann.

#### 4.0 TESTMESSUNGEN MIT EINER ANORDNUNG VON 9 SANDWICHMODULN

##### 4.1 ZIELSETZUNG

Für den Schauerzähler des CELLO-LAF steht ein Raumgebiet in dem Winkelbereich zwischen 50 und 110 mrad in einem Abstand von 1.40 m vom Wechselwirkungspunkt zur Verfügung. Der Zähler wird ringförmig um das Strahlrohr angeordnet, wobei der Innenradius 80.0 mm und der Außenradius 178.0 mm relativ zur Achse des Elektronenstrahls beträgt. Der innere Zählerrand muß der konischen Form des Strahlrohres mit einem Öffnungswinkel von 50 mrad angepaßt werden. Die gesamte zur Verfügung stehende Länge beträgt ca. 54 cm. In diesem Raumgebiet sollen sowohl der Schauerzähler als auch die für die Photodiodenauslese notwendigen Vorverstärker untergebracht werden, d.h. die Länge des sensitiven Teils des Schauerzählers sollte kleiner als 30 cm sein. Da Elektronen mit einer Energie bis zu 20 GeV nachzuweisen sind und eine Verschlechterung der Energieauflösung durch herausleckende Schauerteilchen vermieden werden sollte, muß die Länge des Zählers mindestens 20 Strahlungslängen betragen. Das bedeutet, daß eine effektive Strahlungslänge kleiner als 15 mm erforderlich ist.

Zur Trennung von Elektronen und Photonen ist eine Rekonstruktion des Einschubortes<sup>18</sup> mit Hilfe des Schauerzählers erforderlich. Dies ist nur über eine Segmentierung des Kalorimeters in  $r$  und  $\varphi$  möglich. Die transversale Ausdehnung der Segmente sollte kleiner als die Schauerausdehnung gewählt werden; das bedeutet Kantenlängen der Segmente von ungefähr 2 bis 2.5 Strahlungslängen. Eine noch feinere Segmentierung würde zwar zu einer besseren Ortsauflösung führen, die Energieauflösung bei niedrigen Teilchenenergien jedoch durch einen größeren Rauschbeitrag aufgrund einer größeren Anzahl von Photodioden verschlechtern.

Um im Randbereich des Zählers eine vernünftige Energieauflösung zu erzielen, ist eine möglichst kleine Strahlungslänge notwendig. Dieser Forderung und der damit verbundenen feineren Segmentierung steht aber eine Verringerung der Lichtausbeute pro Segment gegenüber, was wiederum zu einem größeren Rauschäquivalent und somit zu einem größeren Beitrag des Photodiodenrauschens zur Energieauflösung führt.

Die oben erläuterten Überlegungen, zusammen mit den in "Photodiodenauslese von Blei-Szintillator-Sandwichzählern" auf Seite 26 beschriebenen Messungen, führten zu einzelnen Blei-Szintillator-Sandwichsegmenten mit einer effektiven Strahlungslänge von 14.6 mm. Die

<sup>18</sup> Die Ortsmessung von geladenen Teilchen erfolgt im LAF mit Hilfe von Röhrchendrifthkammern, die direkt vor dem Schauerzähler installiert werden. Im Fall von Photonen gibt es zu einem mit dem Schauerzähler rekonstruierten Einschubort keine Ortsinformation von den Röhrchendrifthkammern.

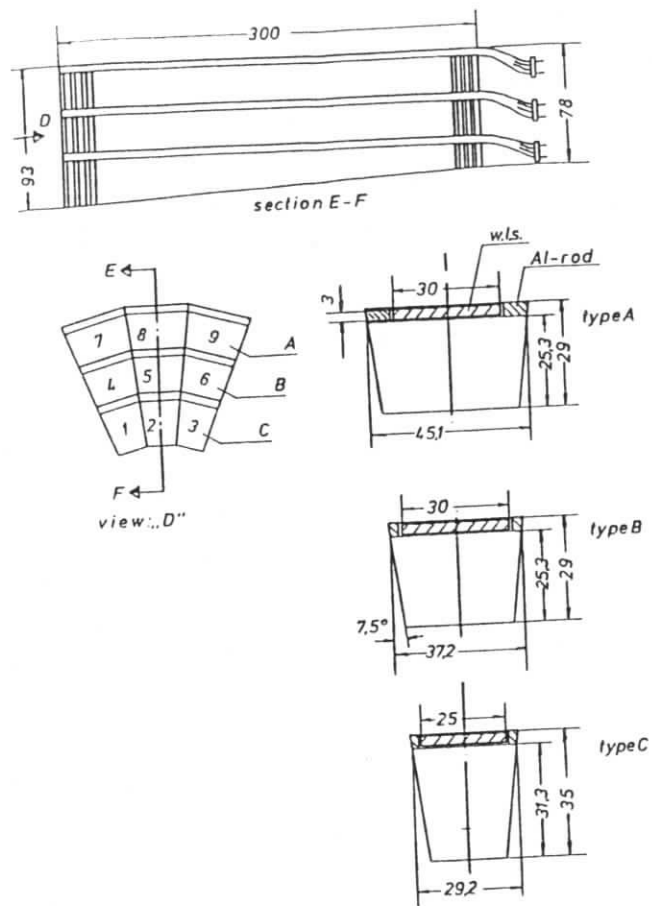


Abbildung 23. Aufbau der Testmoduln.

Maße der drei Segmenttypen sind in Abbildung 23 auf Seite 49 aufgeführt. Der Typ C ist in longitudinaler Richtung um 50 mrad abgeschragt.

Im folgenden werden Eigenschaften wie Lichtausbeute, Energie- und Ortsauflösung einer Anordnung von neun Blei-Szintillator-Sandwichsegmenten untersucht.

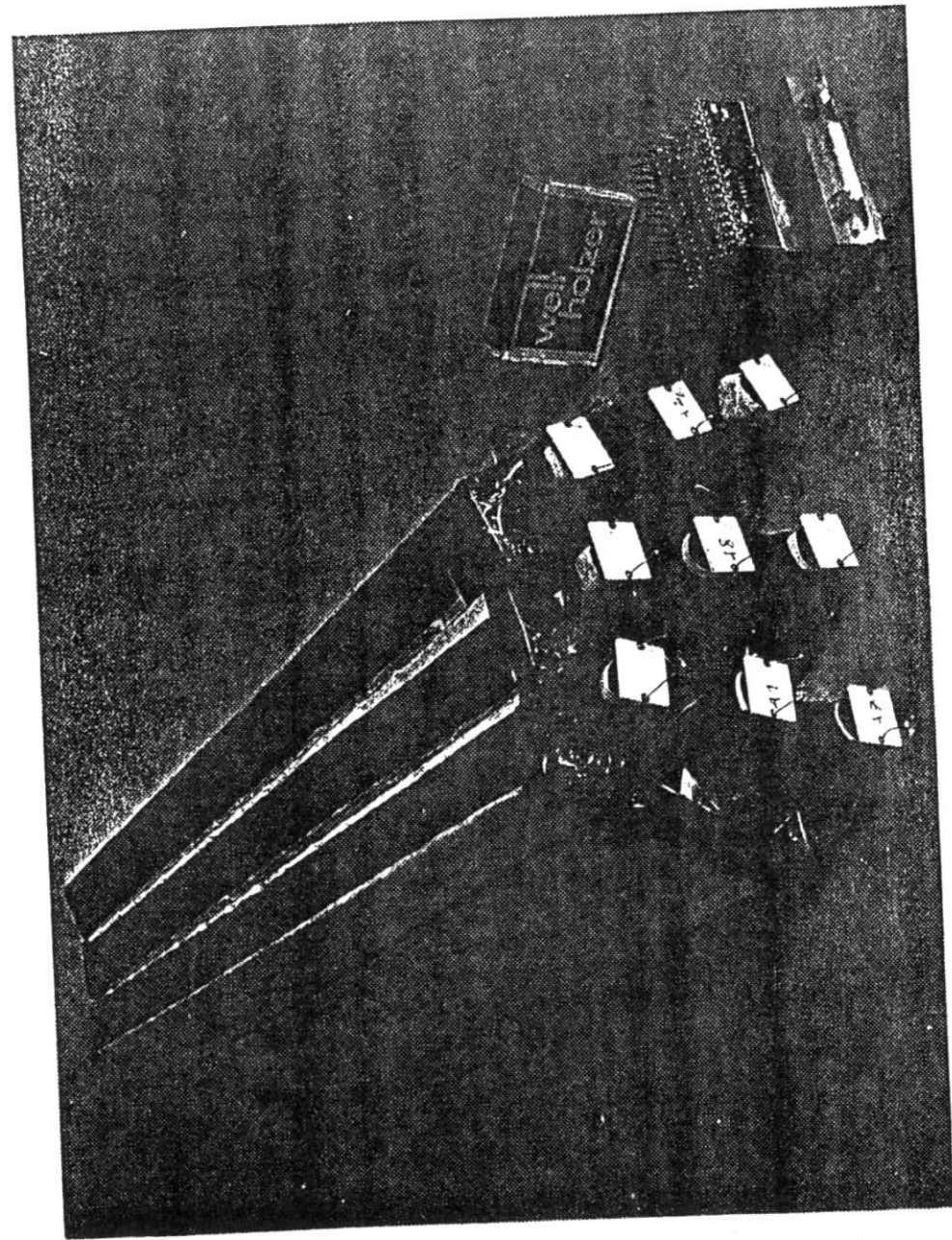


Abbildung 24. 9er-Anordnung der Blei-Szintillator-Sandwichzähler.

## 4.2.1 Aufbau der Testmoduln

Es wurden neun einzelne Blei-Szintillator-Sandwichmoduln mit drei verschiedenen Abmessungen aufgebaut. Jedes Segment bestand aus 45 abwechselnd hintereinander aufgeschichteten 2.5 mm dicken Blei- und 4.0 mm dicken Szintillatorplatten. Bei einer effektiven Strahlungslänge von  $X_{\text{eff}} = 14.6$  mm betrug die Länge der Segmente  $20.5 X_{\text{eff}}$ . Als Szintillatormaterial wurde SCSN-38 mit dem zugehörigen WLS Y-7 gewählt. Wie in "Vergleich unterschiedlicher Szintillatormaterialien" auf Seite 41 erläutert, liefert diese Kombination die größte Lichtausbeute. Um die Reflektivität zu vergrößern und eine diffuse Reflexion des Szintillationslichtes zu erreichen, wurden zwischen die Blei- und Szintillatorplatten ca. 50  $\mu\text{m}$  dicke Folienplättchen gelegt. Die Plättchen bestanden aus Mylar-Folie<sup>19</sup> mit einer dünnen Schicht Titanoxyd-Farbe. Zur Minimierung der nichtsensitiven Gebiete im elektromagnetischen Kalorimeter des LAF wurden die Moduln mit jeweils nur einem Wellenlängenschieber konzipiert. Bei den Modultypen A und B betrug die empfindliche Fläche der WLS  $3.0 \times 30.0 \text{ cm}^2$ , während beim Typ C aufgrund der geringeren Szintillatorbreite die WLS-Breite auf 2.4 cm reduziert werden mußte. Die Dicke des Wellenlängenschiebermaterials betrug 0.3 cm. Die Lichtaustrittsflächen der drei Modultypen waren also auf die lichtempfindliche Fläche ( $1 \text{ cm}^2$ ) einer Si-Photodiode abgestimmt. Zwei 0.3 mm dicke Nylonfäden sorgten für einen Luftspalt zwischen WLS und Sandwichblock. Zur Stabilisierung der einzelnen Segmente wurden Aluminiumstangen mit einem Querschnitt von  $3.0 \times 3.5 \text{ mm}^2$  zu beiden Seiten, parallel zum WLS, angebracht. Weiße Reflektorfolie einer Dicke von 100  $\mu\text{m}$  sorgte für eine diffuse Reflexion des Szintillationslichtes und verhinderte optisches Übersprechen zwischen den Segmenten. Um die einzelnen Segmente jeweils zusammenzuhalten, wurden sie in Folienschläuche (Nalophan, [HOEB4]) verpackt, die durch Erhitzen eingeschrumpft wurden. Auf diese Weise entstanden einzelne, in sich sehr stabile Sandwichsegmente, die in einer Aluminiumbox zu einer Anordnung von neun Blei-Szintillator-Sandwichzählern aufgeschichtet wurden. Auf der Photographie in Abbildung 24 auf Seite 50 ist die bei den Testmessungen verwendete Anordnung der neun Zähler dargestellt.

<sup>19</sup> Mit Aluminium bedampfte Kunststoffolie.

## 4.2.2 Teststrahlaufbau

Die Messungen wurden am DESY-Teststrahl 26 durchgeführt. Es standen Elektronen mit Energien zwischen 1.0 und 6.0 GeV zur Verfügung. Die Energieunschärfe des Elektronenstrahls betrug ca. 1 %.

Ein Triggersystem, bestehend aus vier in Koinzidenz geschalteten Szintillationszählern und einem in Antikoinzidenz geschalteten Lochzähler, definierte den Elektronenstrahl. Die sensitive Fläche des Lochzählers betrug  $5 \times 5 \text{ cm}^2$ , wobei ein Loch im Zentrum den Strahl auf eine Kreisfläche mit einem Durchmesser von 5 mm begrenzte. Der Lochzähler befand sich unmittelbar vor dem Fahrtisch, auf dem die Aluminiumbox mit den Blei-Szintillator-Sandwichzählern aufgebaut war. Die Position des Fahrtisches ließ sich sowohl in horizontaler als auch in vertikaler Richtung auf 1/10 mm einstellen. Abbildung 25 auf Seite 53 zeigt im oberen Teil die Versuchsanordnung im Teststrahlgebiet.

## 4.2.3 Elektronik und Datenverarbeitung

Abbildung 25 auf Seite 53 zeigt das Blockschaltbild der bei der Datennahme verwendeten Elektronik. Die Ladungspulse der Photodioden gelangten über jeweils ca. 10 cm lange Koaxialkabel zu einem Verstärkersystem, das direkt hinter der Aluminiumbox installiert war. Jeweils 6 Kanäle waren in einer Verstärkerbox zusammengefaßt. Die Auslekette für einen elektronischen Kanal bestand aus einem hybridisierten, ladungsintegrierenden Vorverstärker mit einem pulsformenden Verstärker [MPI84]. Der Vorverstärker lieferte ein Ausgangssignal von 1.4 mV pro 1000  $e_0$  Eingangssignal. Für das Rauschen ohne Eingangskapazität wurden 250  $e_0$  angegeben. Das Serienrauschen betrug  $2.7 e_0/\text{pF}$ , gemessen bei einer shaping time von 1.5  $\mu\text{s}$ . Die Messungen wurden mit einer shaping time von 2  $\mu\text{s}$  durchgeführt. Die verstärkten Signale gelangten über Treiber und Twisted-Pair-Kabel zu 11-Bit ADC's (LeCroy 2249W). Die gaußförmigen Signale wurden über ein durch ein Gate-Signal definiertes Zeitintervall (2  $\mu\text{s}$ ) integriert und anschließend digitalisiert. Mit Hilfe eines Rechners (LSI 11/23) wurde die digitalisierte Information zur IBM 370/3081 transferiert und dort auf Magnetband gespeichert. Jede Vorverstärkerbox war mit einem Testpulseingang versehen, sodaß über Abschwächer definierte Testpulse auf jeden einzelnen Vorverstärker gegeben werden konnten.

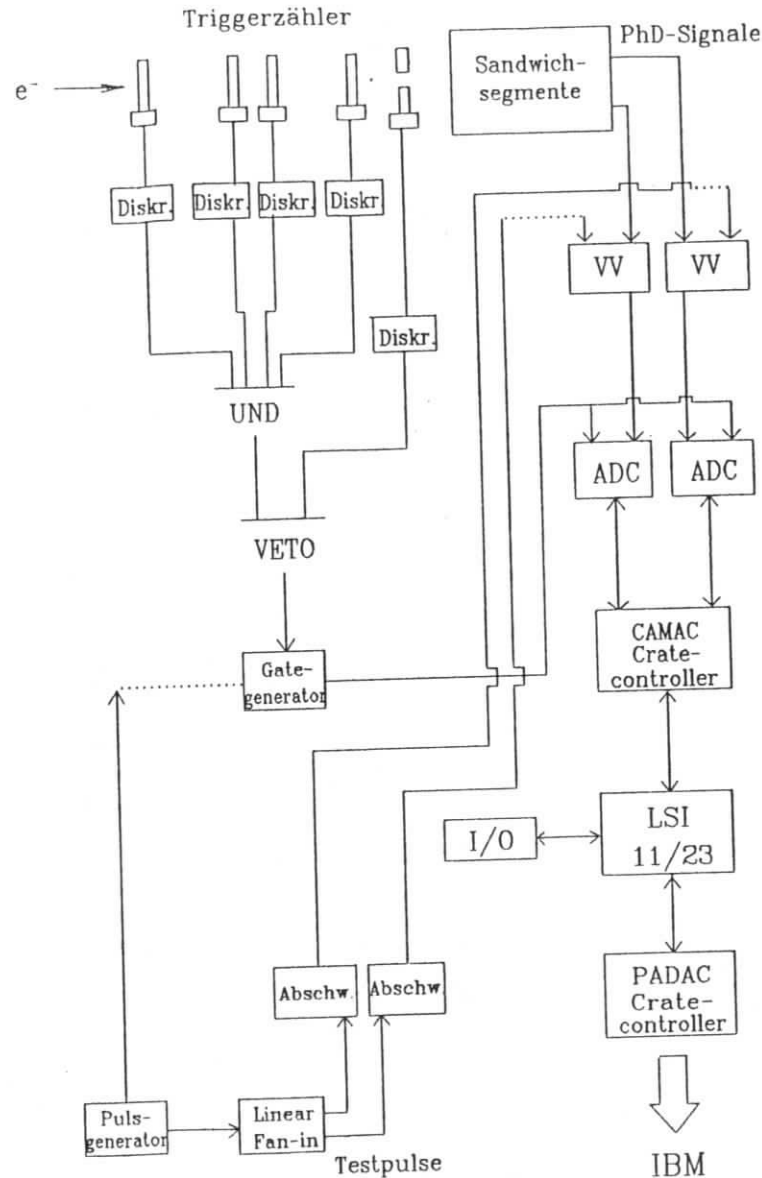


Abbildung 25. Teststrahl Aufbau und Blockschaltbild.

#### 4.2.4 Durchführung der Messungen

Die Messungen gliederten sich in mehrere Abschnitte:

1. Es wurden Testpulsmessungen durchgeführt, um einerseits das Pedestal und andererseits eine Eichung zur Bestimmung der Lichtausbeute zu gewinnen.
2. In jedes Segment wurde zur Interkalibration der Segmente zentral mit einer Elektronenenergie von 2, 3 und 5 GeV eingeschossen.
3. Zur Bestimmung der Energieauflösung wurde in das mittlere Modul #5 mit Energien zwischen 1.0 GeV und 6.0 GeV zentral eingeschossen.
4. Die Ortsauflösung wurde sowohl für einen Scan in vertikaler Richtung (zentral durch die Module #2, #5 und #8) als auch für einen horizontalen Scan (Mitte Modul #4 bis Mitte Modul #5) bestimmt.
5. Messung von Energie- und Ortsauflösung bei Einschub unter 70 mrad. Das entspricht dem mittleren Einschubwinkel im CELLO-LAF.

## 5.0 AUSWERTUNG UND ERGEBNISSE DER MESSUNGEN

### 5.1 PEDESTAL UND EICHUNG

Mit Hilfe von Testpulsmessungen kann bei Meßperioden, die sich über einen längeren Zeitraum erstrecken, die zeitliche Stabilität des Systems 'Verstärker - ADC' kontrolliert werden. Andererseits dienen Messungen mit Testpulsen zur Bestimmung der Nullpunkte der einzelnen Kanäle und ihrer Eichung.

#### a) Pedestal

Zur Bestimmung des Pedestals wurden Rechteckpulse mit Pulshöhen zwischen 5 und 150 mV auf die Testpulseingänge der Vorverstärker gegeben. Die Pulshöhe der Rechtecksignale wurde mit einem Oszilloskop gemessen. Wenn die ADC-Kanalnummern der Maxima der einzelnen Verteilungen gegen die Testpulshöhen (für jeden elektronischen Kanal) aufgetragen werden, lassen sich aus Geradenanpassungen die Pedestalwerte bestimmen. Für kleine ADC-Kanalnummern (5 % vom Gesamtbereich) ist eine Nichtlinearität der ADC's zu beobachten. Dies führt zu unterschiedlichen Pedestalwerten, die von dem Bereich abhängen, in dem die ADC's betrieben werden. Die Pedestaländerungen aufgrund dieses Effekts betragen ~ 5 %.

#### b) Eichung

Es sind zunächst die Werte der Kapazitäten in den Testpulseingängen der einzelnen Vorverstärker zu bestimmen. Mit dem in "Pedestal, Eichung des Vorverstärkers und Photodiodenrauschen" auf Seite 30 beschriebenen Verfahren ist dann eine Eichung möglich und damit eine absolute Angabe der Lichtausbeuten der einzelnen Segmente.

Über eine definierte Kapazität von 10 pF wurden Rechtecksignale mit Pulshöhen von 0.5 mV bis 3 mV auf die Eingänge der einzelnen Vorverstärker gegeben. Da die Kapazität bekannt ist und die Pulshöhe mit einem Oszilloskop gemessen wurde, kann die Anzahl der ADC-Kanäle pro Ladungseinheit am Eingangs-FET bestimmt werden.

Aus den Maxima der Testpulsverteilungen ergibt sich dann die Ladung, die über die einzelnen Kondensatoren in den Testpulseingängen auf die Eingangs-FET's der einzelnen Vorverstärker gebracht wurde. Da die Testpulshöhen bekannt sind, können die Kapazitäten der Kondensatoren in den Testpulseingängen (0.17 pF bis 0.23 pF) berechnet werden. Daraus folgt eine Eichung für die Zahl der Photoelektronen des Eingangssignals pro ADC-Kanal.

### 5.2 KALIBRATION

Im folgenden werden die bei der Datenanalyse verwendeten Kalibrationsschritte erläutert.

#### 1. Normierung auf gleiche Pulshöhen.

Die einzelnen Segmente liefern aufgrund von Fluktuationen beim Fertigungsprozeß sowie unterschiedlicher Qualität der Photodioden und des Szintillatormaterials bei gleicher Einschußenergie verschiedene Lichtausbeuten. Daher ist ein wesentlicher Punkt der Kalibration die Normierung der einzelnen Segmente auf gleiche ADC-Pulshöhe bei gleicher Elektronenstrahlenergie.

Aus den Messungen beim Zentraleinschuß in jedes Segment mit einer Elektronenenergie von 2, 3 und 5 GeV werden die Steigungen von Anpassungsgeraden durch die Signale (vergleiche Abbildung 27 auf Seite 58) ermittelt. Daraus können Korrekturfaktoren berechnet werden, die die Segmente auf gleiche Steigungen der Energiegeraden normieren.

#### 2. Korrektur aufgrund der unterschiedlichen Segmentgrößen.

Mit EGS wurde die 9er-Anordnung der Blei-Szintillator-Sandwichzähler simuliert. Aus der in den Szintillatorplatten deponierten Energie lassen sich Korrekturfaktoren ermitteln, die die unterschiedlichen Maße der Segmente berücksichtigen. Normiert man die Typ B Moduln auf 1, so betragen die Korrekturfaktoren für Typ C 0.97 und Typ A 1.15.

#### 3. Verwendung von zwei verschiedenen Pedestalwerten, abhängig vom ADC-Bereich.

Bei den Testpulsmessungen zeigte sich bei kleinen Testpulshöhen eine Nichtlinearität der ADC's. Dieses Verhalten wird dadurch berücksichtigt, daß abhängig vom ADC-Bereich zwei verschiedene lineare Beziehungen für ADC-Kanäle als Funktion des Eingangssignals verwendet werden. Es ergeben sich also für jeden Kanal zwei Pedestalwerte und ein Korrekturfaktor, der die kleinere Steigung im unteren ADC-Bereich berücksichtigt.

### 5.3 LICHTAUSBEUTE

Aus den unnormierten Steigungen der Energiegeraden der einzelnen Segmente und den Eichungen der elektronischen Kanäle werden die Lichtausbeuten berechnet. In Abbildung 26 auf Seite 57 sind die Werte für die Lichtausbeute der einzelnen Moduln in  $[e_0/\text{GeV}]$  aufgeführt. Die mittlere Lichtausbeute beträgt für den Modultyp A (#7, #8 und #9) 22200  $e_0/\text{GeV}$ , für den Typ B (#4, #5 und #6) 25100  $e_0/\text{GeV}$  und für den Typ C (#1, #2 und #3) 18530  $e_0/\text{GeV}$ . Diese Werte sind um einen Faktor von 1.4 bis 1.8 größer als



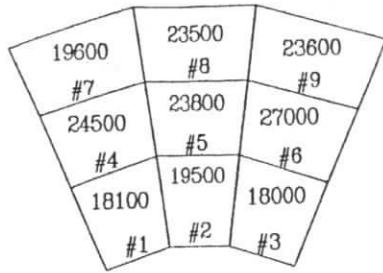


Abbildung 26. Lichtausbeute der einzelnen Segmente in  $e_0/\text{GeV}$ .

die Lichtausbeute eines  $5 \times 5 \times 30 \text{ cm}^3$  Sandwichzählers mit gleichem Sampling. Dies ist eine Folge der trapezförmigen Geometrie der Segmente, die zu einer erhöhten Reflexion des Szintillationslichtes in Richtung der breiteren Trapezseite führt (Trichtereffekt). Da an dieser Seite der WLS angebracht ist, ergibt sich verglichen mit einer Rechteckgeometrie durch den Trichtereffekt eine Vergrößerung Lichtausbeute. Außerdem ist die Zählergeometrie besser an die WLS-Auslesefläche angepaßt. Dies wird besonders beim Vergleich der mittleren Lichtausbeuten der Modultypen A und B deutlich. Trotz des größeren Zählervolumens der A-Typsegmente weisen die Moduln vom Typ B aufgrund der besseren Anpassung der WLS-Auslesefläche größere Lichtausbeuten auf.

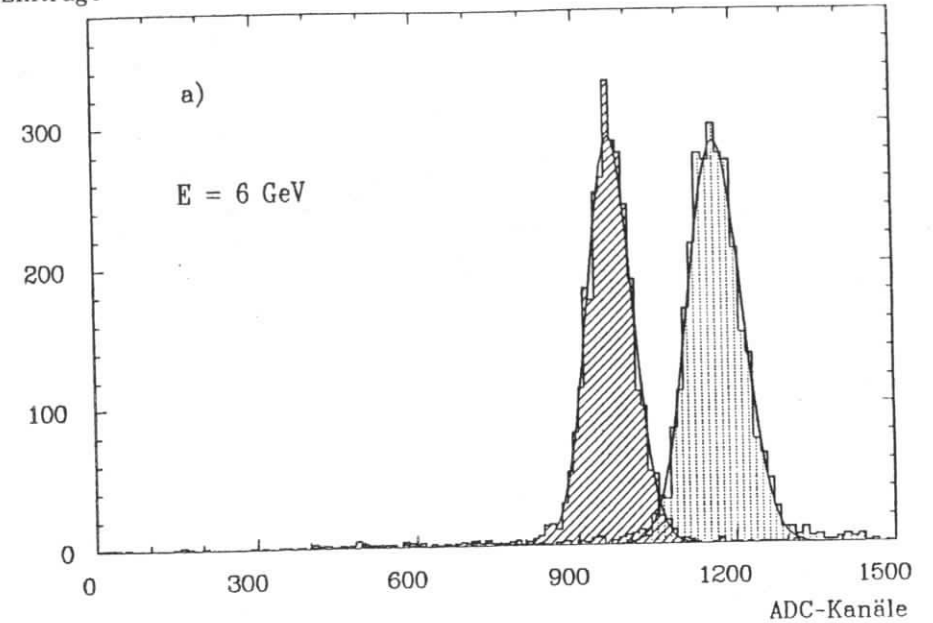
Der größte Beitrag zum Fehler der oben angegebenen Lichtausbeuten resultiert aus der Bestimmung der Kapazitäten in den Testpulseingängen der Vorverstärkerkanäle. Der Fehler der Eichung beträgt  $\sim 10\%$ , wobei der Hauptbeitrag aus dem Meßfehler der Rechteckpulse stammt. Weitere Beiträge zum Fehler der Lichtausbeute, wie z.B. statistische Fehler der Maxima der Histogramme, sind klein, so daß sich für die Lichtausbeute ein Gesamtfehler von etwa  $10\%$  ergibt.

#### 5.4 ENERGIEAUFLÖSUNG UND LINEARITÄT

Um die Linearität und Energieauflösung der 9-er Anordnung der Sandwichsegmente zu untersuchen, wurde mit Elektronenenergien zwischen  $1.0$  und  $6.0 \text{ GeV}$  zentral in das mittlere Segment (#5) eingeschossen.

Im oberen Teil von Abbildung 27 auf Seite 58 sind die Histogramme des Signals des Einzelsegments #5 und das Summensignal der neun Moduln für eine Elektronenenergie von  $6 \text{ GeV}$  dargestellt. Der untere Teil der Abbildung zeigt die deponierte Energie im Sandwichsegment #5 und die Summe über fünf (nächste Nachbarn von #5) und neun Moduln als Funktion der Elek-

Einträge



Deponierte Energie [GeV]

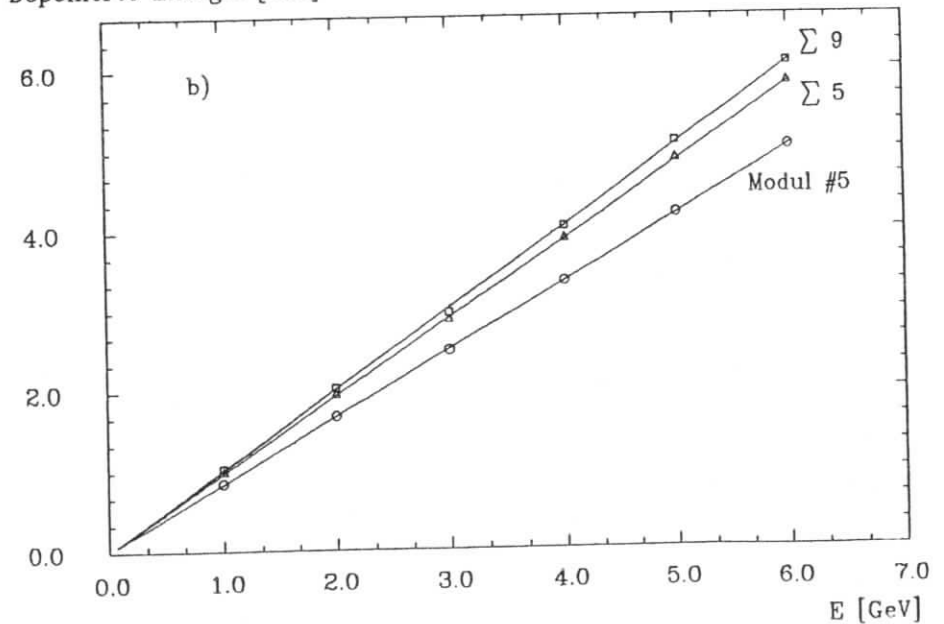


Abbildung 27. a) Signale für Modul #5 und  $\sum 9$  Segmente  
b) Deponierte Energie als Funktion der Strahlenergie.

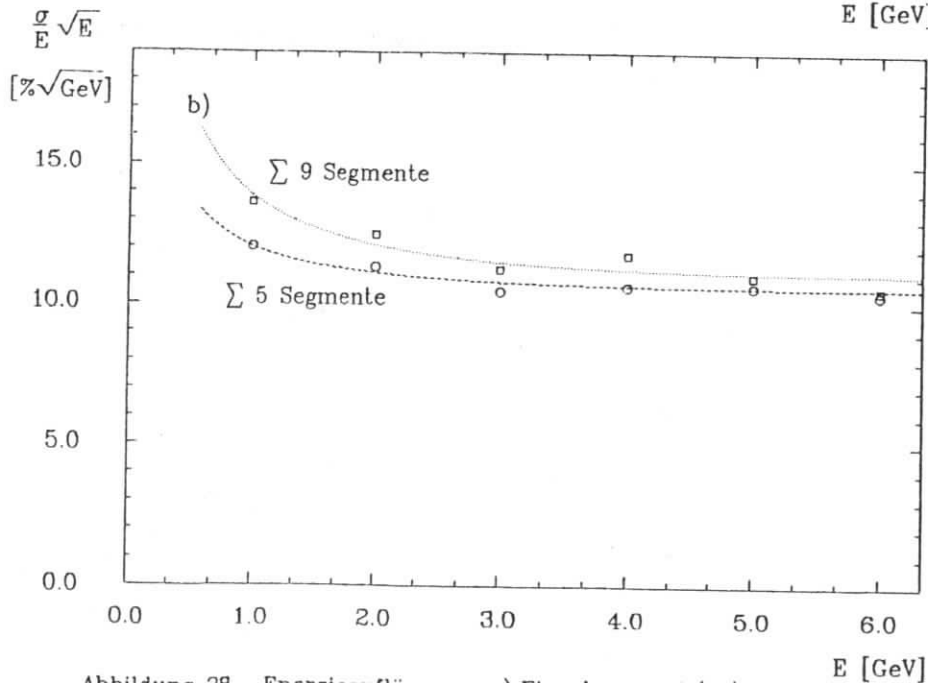
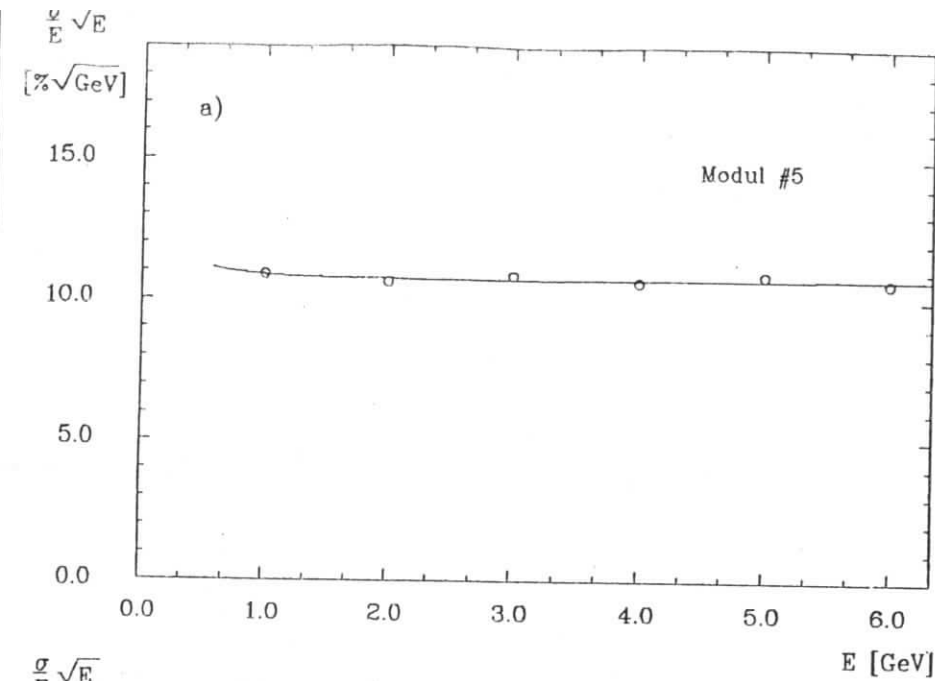


Abbildung 28. Energieauflösung: a) Einzelsegment (#5)  
b)  $\Sigma$  5 Moduln und  $\Sigma$  9 Moduln.

tronenstrahlenergie. Im Bereich von 1 bis 6 GeV ist ein lineares Verhalten zu beobachten, wie eine Geradenanpassung an die Meßpunkte zeigt. Die Normierung der deponierten Energie ist so gewählt, daß die Summe über neun Segmente gleich der Strahlenergie ist. Im zentral getroffenen Segment #5 wird 82.6 % der Einschußenergie deponiert. Wenn die in den nächsten Nachbarn deponierte Energie addiert wird ( $\Sigma$  5 Moduln), ergibt sich ein Wert von 96.1 %. EGS Rechnungen liefern eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Werten.

Abbildung 28 auf Seite 59 zeigt die Energieauflösung  $\sigma/\sqrt{E}$  als Funktion der Elektronenenergie für das zentrale Segment #5 und für  $\Sigma$  5 und  $\Sigma$  9 Moduln. Es wird eine Energieauflösung  $\sigma/\sqrt{E}$  von 0.11  $\sqrt{\text{GeV}}$  erreicht. Die durchgezogenen Kurven in der Abbildung sind Anpassungen der folgenden Funktion an die Datenpunkte:

$$\frac{\sigma}{E} \cdot \sqrt{E} = \sqrt{a^2 + b^2 E + \frac{\sigma_D^2}{E}}$$

mit  $a = \sqrt{(\sigma_{\text{samp}})^2 + (\sigma_{\text{leak}})^2}$ ,  $\sigma_{\text{samp}}$  = Samplingfluktuationen,  $\sigma_{\text{leak}}$  = Beitrag zur Energieauflösung durch Fluktuationen aufgrund von seitlichem Herauslecken von Schauerteilchen,  $b$  = Energieunschärfe des Elektronenstrahls und  $\sigma_D$  = Rauschäquivalent. Für die Energieunschärfe des Elektronenstrahls wird ein Wert von  $b = 0.01$  angenommen.

Da das longitudinale Leakage bei einer Elektronenenergie von 5 GeV kleiner als 1 % ist, können Beiträge zur Energieauflösung durch longitudinales Leakage vernachlässigt werden.

Die Ergebnisse des obigen Fits für Modul #5 und  $\Sigma$  5 und  $\Sigma$  9 Moduln sind in Tab.11 zusammengefaßt.

	a [ $\sqrt{\text{GeV}}$ ]	$\sigma_s$ [MeV]	a(EGS)
Modul #5	0.105	29	0.105
$\Sigma$ 5	0.100	67	0.098
$\Sigma$ 9	0.098	98	0.093

Tab.11 Ergebnisse des Fits zur Energieauflösung.

Die Summe aus den Samplingfluktuationen und Fluktuationen aufgrund von transversalem Leakage läßt sich aus EGS-Rechnungen ermitteln. In der dritten Spalte von Tab.11 sind die Ergebnisse aufgeführt. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit den Messungen.

Um die reinen Samplingfluktuationen zu bestimmen, werden in einem Sandwichzähler  $54 \times (2.5 \text{ mm Pb} + 4 \text{ mm Sz})$  mit den Plattenmaßen von 15

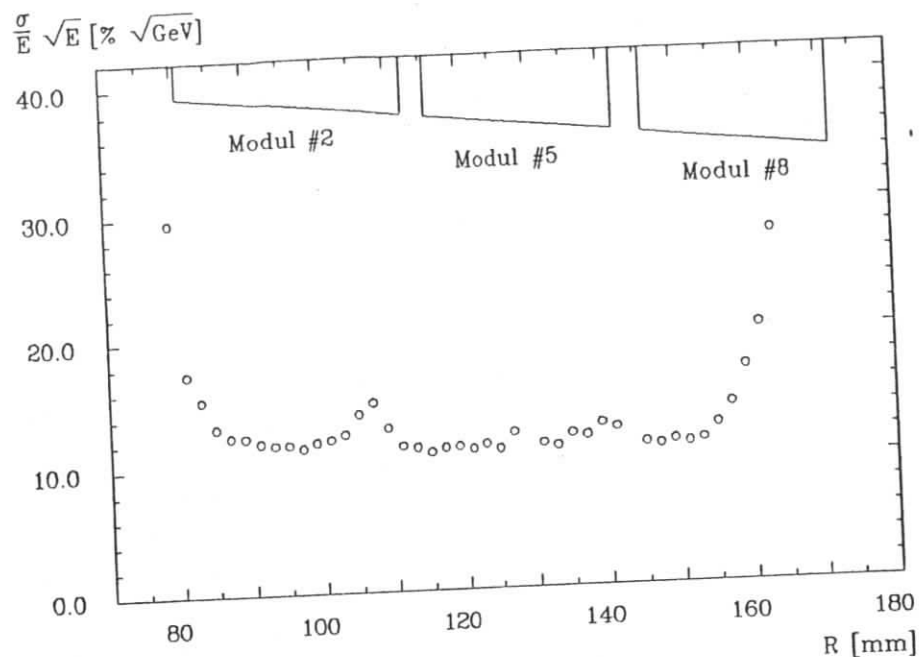


Abbildung 29. Energieauflösung als Funktion des Einschubortes: Die Elektronenenergie beträgt 3 GeV; im oberen Teil sind die Sandwichsegmente eingezeichnet (transversale Lage bei Strahleintritt).

× 15 cm<sup>2</sup> 2 GeV Elektronschauer simuliert. Longitudinales und transversales Leakage können vernachlässigt werden, so daß für das Sigma der Verteilung der im Szintillator deponierten Energie nur Samplingfluktuationen eine Rolle spielen. Es ergibt sich ein Wert von  $\sigma/\sqrt{E} = 8.4\% \sqrt{\text{GeV}}$ , d.h.  $\sigma_{\text{samp}} = 0.084 \text{ GeV}$ . Weiterhin wird aus dem Fit das Photodiodenrauschen  $\sigma_D$  bestimmt. Für das einzelne Segment ergibt sich aufgrund der größeren Lichtausbeute ein relativ kleines Rauschäquivalent von 29 MeV verglichen mit den Messungen in "Photodiodeauslese von Blei-Szintillator-Sandwichzählern" auf Seite 26. Dies geht auch aus Abbildung 28 auf Seite 59, Teil a) hervor. Ein Anstieg der Energieauflösung  $\sigma/\sqrt{E}$  bei kleinen Energien ist fast nicht mehr zu erkennen. Im Gegensatz dazu hat das Photodiodenrauschen der 9-er Anordnung mit einem Rauschäquivalent von 98 MeV (aus dem Fit) einen deutlichen Einfluß auf die Energieauflösung (vergleiche Abbildung 28 auf Seite 59, Teil b)). Aus dem Rauschäquivalent der 9-er Anordnung läßt

sich ein mittleres Diodenrauschen der Einzelmoduln von 33 MeV bestimmen. Die aus den FWHM der Testpulssignale berechneten Werte für das Photodiodenrauschen sind um ungefähr Faktor 1.5 größer. Dies deutet auf Störungen auf den Testpulssignalen hin.

Ein Problem bei einer Anordnung von mehreren Sandwichzählern ist der tote Raum im Bereich der Wellenlängenschieber. Im CELLO-LAF durchqueren die Teilchen den Schauerzähler jedoch nicht parallel zum Wellenlängenschieber, sondern unter einem Winkel zwischen 50 und 110 mrad. Dadurch ist der tote Raum zwischen den Sandwichsegmenten unproblematisch.

Messungen der Energieauflösung bei Zentraleinschuß unter einem Winkel von 70 mrad<sup>20</sup> zeigen keine Änderung gegenüber dem senkrechten Einschub.

Abbildung 29 auf Seite 61 zeigt die Energieauflösung  $\sigma/\sqrt{E}$  der Summe der drei übereinanderliegenden Sandwichsegmente (#2, #5 und #8) als Funktion des Einschubortes für eine Elektronenenergie von 3 GeV und einem Einschubwinkel von 70 mrad. Im oberen Teil der Abbildung sind die Sandwichmoduln eingezeichnet. Der Einschubort wurde senkrecht zu den Wellenlängenschiebern in 2 mm-Schritten variiert. Das verwendete Koordinatensystem ist im oberen Teil von Abbildung 30 auf Seite 65 dargestellt.

Während die Energieauflösung bei 0 mrad Einschubwinkel im Bereich 3 mm ober- und unterhalb der Wellenlängenschieber auf etwa 20 % anwächst, tritt dies in dem Maße bei einem Einschub unter 70 mrad nicht auf. Im Randbereich von Modul #2 (R ~ 82 mm) ist aufgrund des Einschubwinkels von 70 mrad nur eine geringfügige Verschlechterung der Energieauflösung zu beobachten. Dagegen steigt die Energieauflösung oberhalb der Mitte von Modul #8 durch eine Zunahme von longitudinalem Leakage stark an. Im übrigen Bereich ist die Energieauflösung weitgehend homogen und beträgt ~ 11 %. Der Anstieg bei R = 108 mm und R = 138 mm ist auf erhöhte Samplingfluktuationen zurückzuführen. Die Teilchen treffen in diesem Bereich auf die obere Kante des Sandwichzählers. Nach Durchdringen der ersten Blei- und Szintillatorplatte gelangen sie zum WLS-Material. Da einige Teilchen in der ersten Bleiplatte aufschauern, andere jedoch erst nach Eintritt in das darüberliegende Sandwichsegment, vergrößern sich die Fluktuationen der Weglängen der Schauerteilchen. Das bedeutet, das longitudinale Leakage steigt an und trägt zur Energieauflösung bei.

<sup>20</sup> Einschub unter 70 mrad bei den Testmessungen bedeutet, daß der Winkel zwischen der Achse des Elektronenstrahls und der Wellenlängenschieberebene +70 mrad beträgt.

## 5.5 ORTSBESTIMMUNG MIT EINEM SEGMENTIERTEN SCHAUERZÄHLER

Mit einem transversal zur Schauerachse segmentierten, elektromagnetischen Kalorimeter läßt sich der Schauerschwerpunkt und damit der Einschubort von Elektronen und Photonen rekonstruieren. Das Profil eines elektromagnetischen Schauers, senkrecht zur Schauerachse betrachtet, besitzt eine exponentielle Abhängigkeit. Ein einfacher Ansatz für die Schauerform (deponierte Energie pro Länge) ist folgende Funktion [AKO77]:

$$A(x-x_c) = A(0) \exp(-|x-x_c|/b)$$

mit  $x_c$  = Einschubort und  $b$  = Abschwächungslänge<sup>21</sup>.

Über die in den Segmenten deponierte Energie kann der Einschubort bestimmt werden:

### 1. Schwerpunktmethode

$$x_{CG} = \frac{\sum x_i A_i}{\sum A_i}$$

mit  $x_i$  = Schwerpunkt im  $i$ -ten Segment und  $A_i$  = deponierte Energie im  $i$ -ten Segment.

2. Aus dem Verhältnis der Pulshöhen zweier benachbarter Segmente ergibt sich unter Berücksichtigung der exponentiellen Schauerform

$$x_n = b \ln - \left( \frac{A_i}{A_{i+1}} + 1 \right)$$

mit  $b$  = Abschwächungslänge.

Aufgrund der exponentiellen Schauerform ergeben sich systematische Abweichungen zwischen dem mit der Schwerpunktmethode berechneten Einschubort  $x_{CG}$  und dem wahren Eintrittsort  $x_c$  von Elektron oder Photon. Beide Größen sind bei Berücksichtigung der exponentiellen Schauerform über folgende Gleichung verknüpft:

$$x_c = b \operatorname{arcsinh} \left( \frac{x_{CG}}{\Delta} \sinh \Delta/b \right)$$

mit  $\Delta$  = halbe Detektorbreite.

Die Größe der Abweichungen vom linearen Verhalten wird durch das Verhältnis  $\Delta/b$  bestimmt, d.h. wenn die halbe Detektorbreite in der Größenordnung der mittleren Abschwächungslänge  $b$  liegt, ergibt sich ein lineares Verhalten.

Für die in "Aufbau der Testmoduln" auf Seite 51 beschriebene Zählergeometrie beträgt das Verhältnis  $\Delta/b$  ungefähr 2,5, so daß Abweichungen vom linearen Verhalten zu erwarten sind.

## 5.6 ORTSMESSUNG MIT DER SCHWERPUNKTMETHODE

Zur Bestimmung der Ortsauflösung in senkrechter Richtung zu den Wellenlängenschiebern wurde von Mitte Modul #2 bis Mitte Modul #8 in 2 mm-Schritten der Einschubort des Elektronenstrahls variiert (siehe Abbildung 30 auf Seite 65). Bei einer Teilchenenergie von 3 GeV wurde sowohl ein Scan bei Einschub unter 0 mrad (senkrecht zur Frontfläche der Sandwichsegmente) als auch ein Scan mit einem Einschubwinkel von 70 mrad durchgeführt.

### 5.6.1 Ortsauflösung senkrecht zur WLS-Ebene

Abbildung 30 auf Seite 65 zeigt im oberen Teil das beim Vertikalscan gewählte Koordinatensystem mit der Bezeichnung der Sandwichsegmente. Im unteren Teil der Abbildung sind die Maxima der Verteilungen der in den einzelnen Segmenten deponierten Energie als Funktion der Einschuborte aufgetragen. Die darüberliegende Kurve zeigt die Summe der in allen neun Moduln deponierten Energie. Die unterschiedlichen Segmentgrößen werden über die mit EGS berechneten Korrekturfaktoren berücksichtigt. Es ist für die Summe über neun Segmente beim Scan von Mitte Modul #8 bis Mitte Modul #2 eine homogene Energiedeposition mit einer Variation kleiner 10 % zu beobachten. Die im Mittel geringere Energiedeposition für  $\sum 9$  Moduln beim Einschub in Modul #2 und Modul #8 ist auf seitliches Leakage zurückzuführen. Ein merklicher Pulshöhenabfall aufgrund von seitlichem Leakage setzt erst bei einem Abstand von  $\sim 7$  mm vom Segmentrand ein. Bei  $R = 115$  mm und  $R = 143$  mm treffen die Elektronen den Wellenlängenschieber, daher ist die Energiedeposition in diesem Bereich bei zentralem Einschub sehr gering. Eine Ortsmessung ist im Bereich der Wellenlängenschieber nicht möglich.

<sup>21</sup> Die Abschwächungslänge  $b$  ist eine Funktion der Schauertiefe. Messungen der Abschwächungslänge werden in [BUS73] diskutiert.

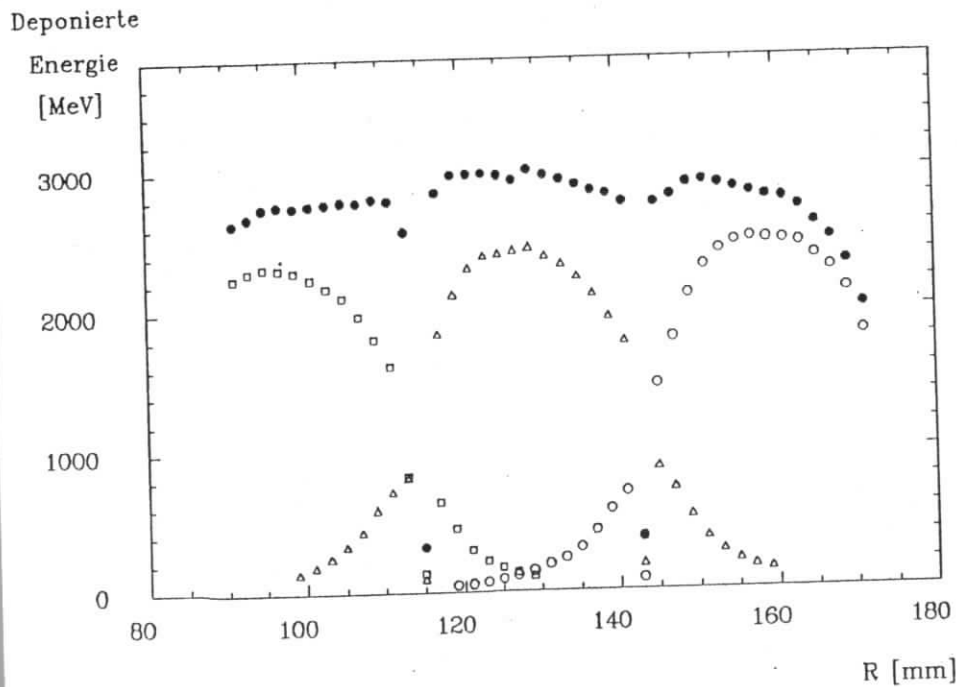
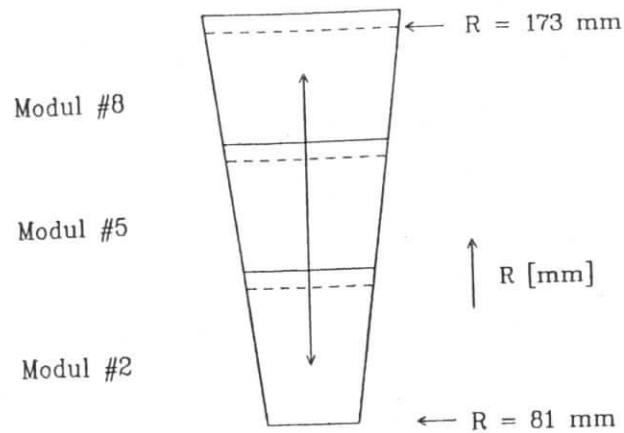


Abbildung 30. Koordinatensystem und deponierte Energie als Funktion des Einschubortes für einen Scan senkrecht zur WLS-Ebene.

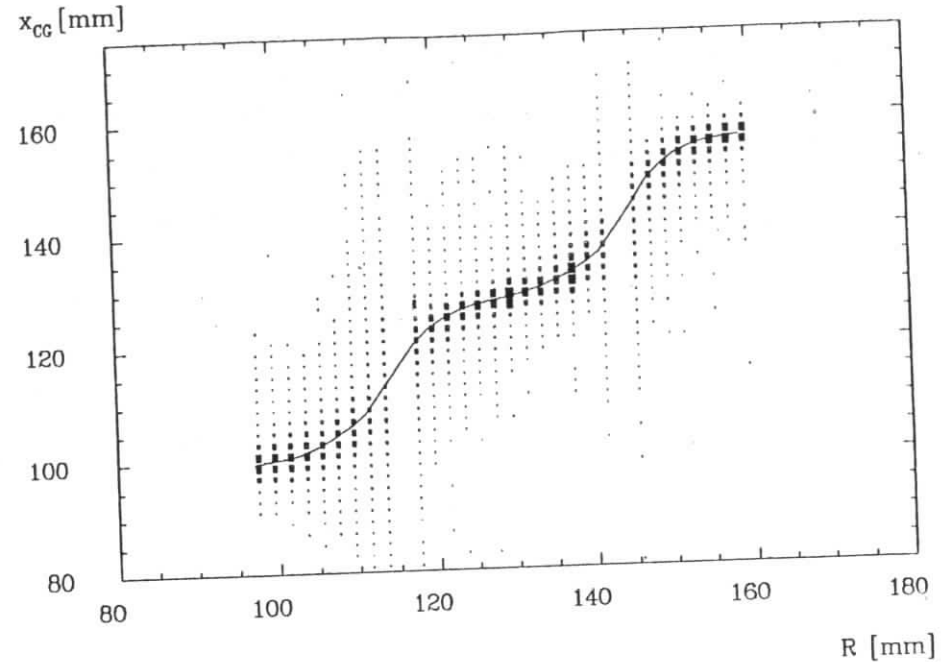


Abbildung 31. Verteilungen der berechneten Schwerpunktsorte: Die  $x_{CG}$ -Verteilungen sind als Funktion der Position des Lochtriggers  $R$  aufgetragen (durchgezogene Kurve = Maxima der  $x_{CG}$ -Verteilungen).

Wie bereits in "Ortsbestimmung mit einem segmentierten Schauerzähler" auf Seite 63 erläutert, läßt sich über die in den Segmenten deponierte Energie der Einschubort rekonstruieren. Für die Schwerpunktmethode werden beim Vertikalscan die Energiedepositionen in den drei übereinanderliegenden Segmenten (#2, #5 und #8) benutzt. Diese werden als gleich groß betrachtet, d.h. die drei Segmente sind auf gleiche Pulshöhe normiert (vergleiche "Kalibration" auf Seite 56). In Abbildung 31 ist für jedes Ereignis der mit der Schwerpunktmethode berechnete Einschubort  $x_{CG}$  gegen die Position des Lochtriggers  $R$  (5 mm Durchmesser) aufgetragen. Es ist, wie aus der Diskussion in "Ortsbestimmung mit einem segmentierten Schauerzähler" auf Seite 63 zu erwarten, kein linearer Zusammenhang zwischen den Maxima der  $x_{CG}$ -Verteilungen und den Triggerpositionen zu beobachten. Die einzelnen  $x_{CG}$ -Verteilungen weisen im Bereich der Modulmitte ( $R = 125$  mm) Ortsauflösungen von  $\sigma = 1.5$  mm auf, wobei die systematischen

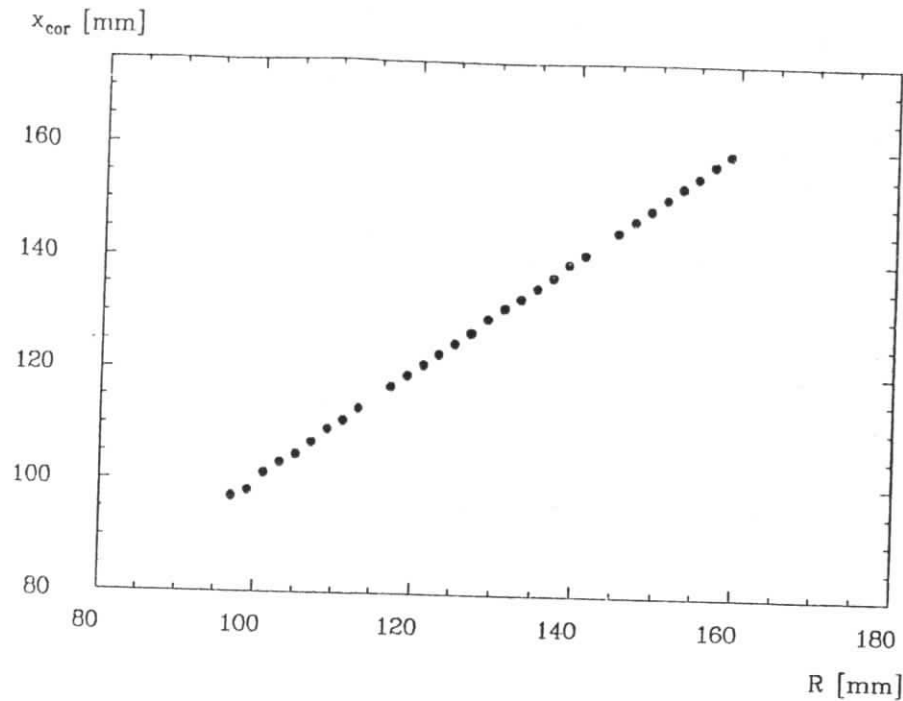


Abbildung 32. Mittelwerte der korrigierten  $x_{\text{cor}}$ -Verteilungen: Die  $x_{\text{cor}}$ -Verteilungen sind als Funktion der Triggerposition  $R$  dargestellt.

Abweichungen der Maxima der Verteilungen klein sind. Im Randbereich von Modul #5 steigt die Ortsauflösung um ungefähr Faktor 3. Der Grund ist eine Vergrößerung der Leakagefluktuationen bei Annäherung des Einschubortes an den Segmentrand, d.h. die Fluktuationen der Pulshöhen sind im Randbereich größer als in der Modulmitte. Weiterhin nehmen die systematischen Abweichungen in der Nähe des Modulrands bis auf maximal 5 mm zu. Aufgrund der endlichen Triggergröße ist der Einschubort nur auf eine Kreisfläche mit einem Radius von 2.5 mm festgelegt. Im Zusammenwirken mit dem nichtlinearen Verhalten von  $x_{\text{CG}}$  als Funktion von  $R$  führt dies zu stark asymmetrischen  $x_{\text{CG}}$ -Verteilungen im Randbereich der Segmente. Die Asymmetrie wird im wesentlichen von der ersten Ableitung der Funktion  $x_{\text{CG}}(R)$  bestimmt. Da die Änderung von  $x_{\text{CG}}(R)$  in der Modulmitte sehr klein ist, sind die  $x_{\text{CG}}$ -Verteilungen in diesem Bereich symmetrisch. Im Randbereich der 9er-Anordnung -  $R < 95$  mm und  $R > 160$  mm - ist eine Rekonstruktion des Einschubortes mit der Schwerpunktmethode nicht möglich.

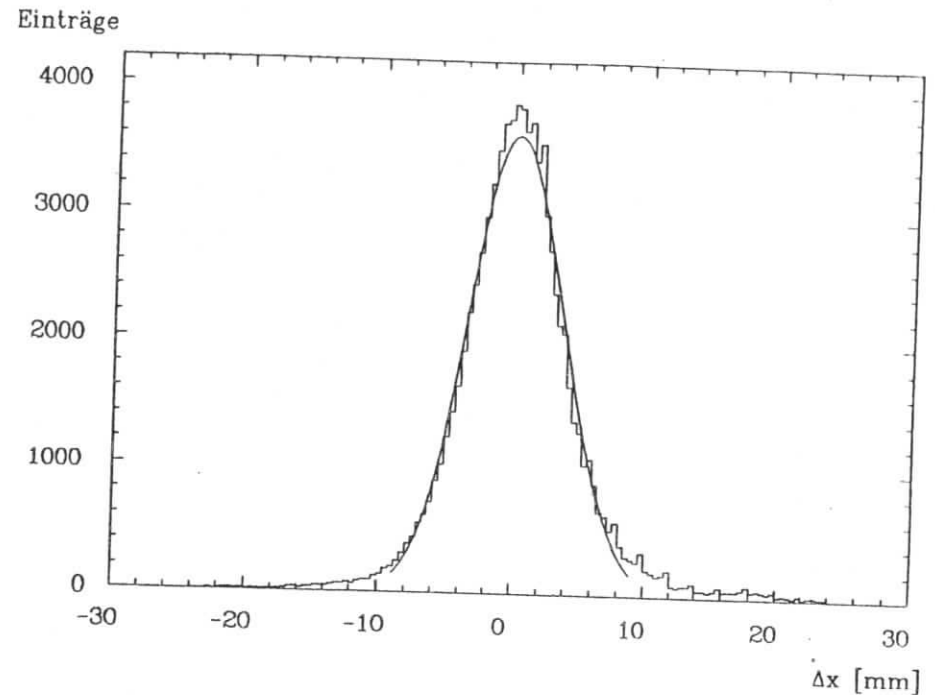


Abbildung 33. Mittlere Ortsauflösung: Der Einschubort wurde bei einer Elektronenenergie von 3 GeV senkrecht zur WLS-Ebene von Mitte Modul #2 bis Mitte #8 variiert.

Der systematische Effekt läßt sich korrigieren, wenn der funktionale Zusammenhang zwischen  $x_{\text{CG}}$  und  $R$  bekannt ist. Dazu wird an die Maxima der  $x_{\text{CG}}$ -Verteilungen für jedes Modul ein Polynom 5. Grades angepaßt (durchgezogene Kurve in Abbildung 31 auf Seite 66). Zu jedem berechneten  $x_{\text{CG}}$ -Wert läßt sich mit dem Newton-Verfahren über die angepaßte Funktion das zugehörige Argument berechnen. Die Mittelwerte der Verteilungen der auf diese Weise korrigierten Schwerpunktsorte  $x_{\text{cor}}$  zeigen als Funktion von  $R$  ein lineares Verhalten (Abbildung 32 auf Seite 67).

Ein Maß für die Ortsauflösung beim Vertikalscan ist die Differenz aus den korrigierten Schwerpunktsorten und den zugehörigen Triggerpositionen  $\Delta x = x_{\text{cor}} - R$ . Abbildung 33 zeigt das Histogramm von  $\Delta x$ . Die durchgezogene Kurve ist eine an das Histogramm angepaßte Gaußkurve mit einem Sigma von 3.5 mm. Dieser Wert ist allerdings nicht die Ortsauflösung der Sandwichsegmente, sondern enthält noch den Beitrag des Lochzählers. Das Sigma des Lochzählers (Radius  $r = 2.5$  mm) beträgt unter der Annahme der

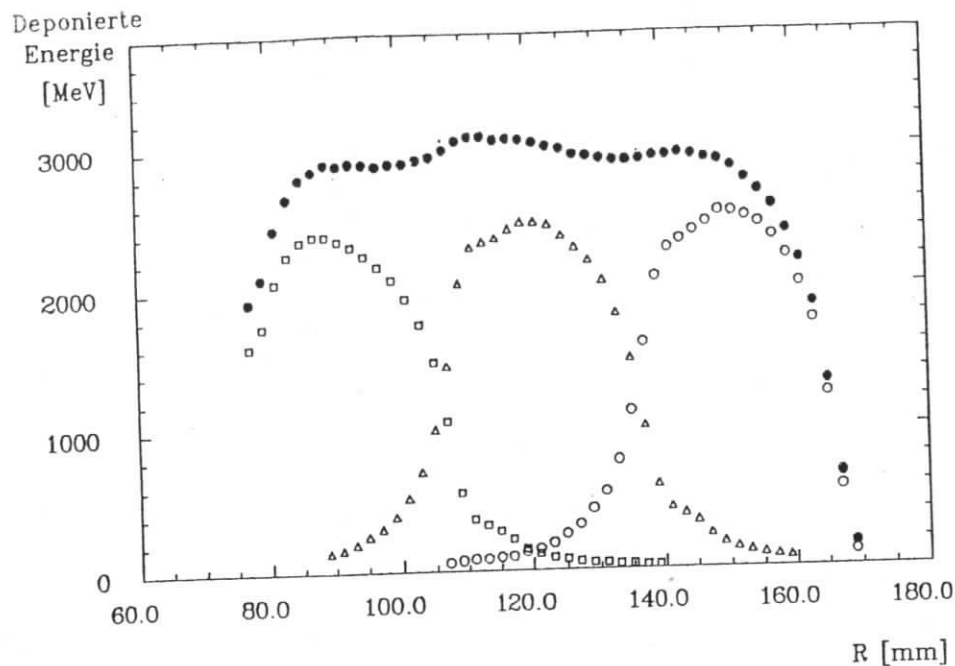


Abbildung 34. Deponierte Energie: Für die Einzelmoduln und  $\sum 9$  Moduln ist die deponierte Energie als Funktion der Triggerposition R bei einem Einschubwinkel von 70 mrad dargestellt.

Gleichverteilung der Elektronen  $\sigma_L = r/4$ . Die Ortsauflösung der Segmente ergibt sich aus  $\sigma_v = \sqrt{(\sigma)^2 - (\sigma_L)^2}$ . Für den Vertikalscan von Mitte Modul #2 bis Mitte #8 wird bei einer Elektronenenergie von 3 GeV eine mittlere Ortsauflösung von  $\sigma_v = 3.4$  mm erreicht.

### 5.6.2 Ortsauflösung bei einem Einschubwinkel von 70 mrad

Abbildung 34 zeigt die Mittelwerte der in den einzelnen Moduln deponierten Energie als Funktion des Einschubortes für einen Einschubwinkel von 70 mrad. Die unterschiedlichen Modulgrößen sind durch Korrekturfaktoren berücksichtigt. Es ist für die Summe über neun Moduln eine homogene Energiedeposition zu beobachten, wobei die maximale Variation für 90 mm  $< R < 140$  mm kleiner als 7 % ist. Im Gegensatz zu den Messungen mit 0 mrad Einschubwinkel tritt kein Pulshöhenabfall im Bereich der

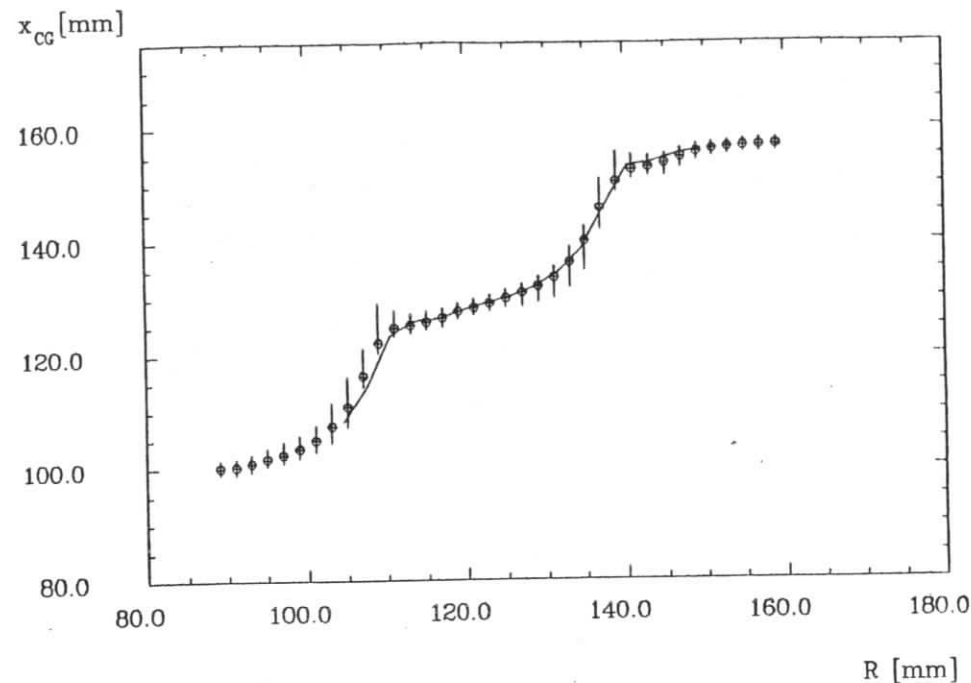


Abbildung 35. Mittelwerte der Schwerpunktsorts-Verteilungen: Die  $x_{cg}$ -Verteilungen sind als Funktion der Triggerposition R dargestellt (Einschubwinkel: 70 mrad); durchgezogene Kurve  $\equiv$  Maxima der mit EGS berechneten  $x_{cg}$ -Verteilungen.

Wellenlängenschieber auf, d.h. beim Schrägeinschub existieren bei den Ortsmessungen keine toten Bereiche.

In Abbildung 35 sind die Maxima der  $x_{cg}$ -Verteilungen gegen die Positionen des Lochtriggers aufgetragen. Aufgrund der Asymmetrie einiger Verteilungen wird an jede Flanke der Einzelverteilungen eine Gaußkurve angepaßt. Die Fehlerbalken in Abbildung 35 sind die auf diese Weise gewonnenen Werte für das Sigma der Gaußkurven, also ein Maß für die Ortsauflösung bei verschiedenen Triggerpositionen R. Wegen des 70 mrad Einschubwinkels zeigt sich eine Verschiebung der mit der Schwerpunktsmethode berechneten Orte  $x_{cg}$  zu größeren Werten. Der Betrag der Verschiebung ist eine Funktion des Einschubortes, da die Schauerenergie nicht homogen entlang der Schauerachse deponiert wird (siehe Abbildung 6 auf Seite 13).

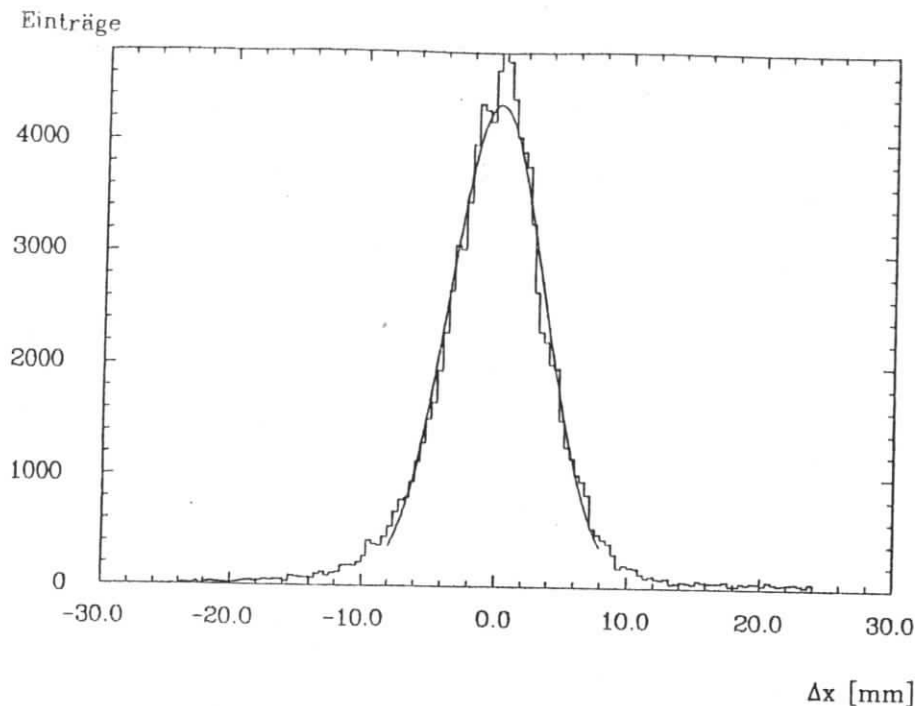


Abbildung 36. Mittlere Ortsauflösung für den Vertikalscan: Die mittlere Ortsauflösung ist für eine Elektronenenergie von 3 GeV dargestellt (Einschußwinkel: 0 mrad).

Beim Einschub am unteren Rand von Modul #5 ( $R = 117$  mm) wird der größte Teil der Schauerenergie in Modul #5 deponiert. Die Leakagefluktuationen sind klein und die Ortsauflösung beträgt  $\sigma \approx 1.5$  mm. Mit zunehmendem  $R$  bleibt die Energiedeposition in Modul #5 nahezu konstant. Daher ist die Änderung von  $x_{CG}(R)$  klein. Da die Ableitung von  $x_{CG}(R)$  in diesem Bereich klein ist, sind die  $x_{CG}$ -Verteilungen nicht asymmetrisch (vergleiche Diskussion in "Ortsauflösung senkrecht zur WLS-Ebene" auf Seite 64). Im Bereich oberhalb der Modulmitte von Modul #5 ( $R = 133$  mm) liegt das Schauermaximum in der Nähe der Grenze von Modul #5 und Modul #8. Die Folge ist einerseits eine Zunahme der Leakagefluktuationen und damit eine Vergrößerung der Ortsauflösung, andererseits vergrößert sich die Änderung von  $x_{CG}(R)$ . Dies führt zu einer starken Asymmetrie der  $x_{CG}$ -Verteilungen.

EGS-Rechnungen bestätigen den Verlauf von  $x_{CG}(R)$  (durchgezogene Kurve in Abbildung 35 auf Seite 70).

Nach einer Anpassung eines Polynoms 5. Grades (für jedes Segment) an die Maxima der  $x_{CG}$ -Verteilungen, lassen sich die mit der Schwerpunktmethode berechneten Orte mit dem in "Ortsauflösung senkrecht zur WLS-Ebene" auf Seite 64 erläuterten Verfahren korrigieren. Abbildung 36 auf Seite 71 zeigt das Histogramm von  $\Delta x$  für den Vertikalscan bei einem Einschubwinkel von 70 mrad. Das Sigma der an das Histogramm gefitteten Gaußkurve beträgt 3.6 mm. Nach Berücksichtigung von  $\sigma_L = r/4$  ergibt sich für die Ortsauflösung der 9er-Anordnung senkrecht zu den Wellenlängenschiebern bei Einschub unter 70 mrad  $\sigma_v = 3.5$  mm.

Aus der obigen Diskussion des Verhaltens von  $x_{CG}(R)$  wird deutlich, daß  $x_{CG}(R)$  sowohl von der Elektronenenergie als auch vom Einschubwinkel abhängt. Das bedeutet, daß auch die Koeffizienten des zur Korrektur der Schwerpunktsorte benötigten Polynoms von der Elektronenenergie und vom Einschubwinkel abhängig sind. Für die Datenanalyse im CELLO-LAF stellt sich also das Problem einen Satz von energie- und winkelabhängigen Korrekturfaktoren zur Bestimmung des Einschubortes bereitzustellen. Zur Untersuchung dieser Frage wurden weitere Teststrahlungsmessungen durchgeführt, deren Auswertung und Ergebnisse in [AHM85] diskutiert werden.

## 5.7 ORTSMESSUNG FÜR EINEN HORIZONTALEN SCAN

Zur Bestimmung der Ortsauflösung in horizontaler Richtung - parallel zu den Wellenlängenschiebern - wurde der Einschubort der Elektronen von Mitte Segment #4 bis Mitte Segment #5 variiert. Die Energie der Elektronen betrug wie beim Vertikalscan 3 GeV. Der obere Teil von Abbildung 37 auf Seite 73 zeigt das bei der Auswertung verwendete Koordinatensystem und deutet den Bereich an, über den der Einschubort verändert wurde.

### 5.7.1 Schwerpunktmethode

In Abbildung 38 auf Seite 74 (offene Kreise) sind die Maxima der Verteilungen der mit der Schwerpunktmethode bestimmten Einschuborte der Elektronen  $x_{CG}$  als Funktion der Positionen des Lochtriggers  $x$  dargestellt. Nach der Anpassung eines Polynoms 3. Grades für jedes Modul an die Datenpunkte läßt sich über die ermittelte Funktion  $x_{CG}(x)$  die systematische Abweichung der  $x_{CG}$ -Orte korrigieren (vergleiche "Ortsauflösung senkrecht zur WLS-Ebene" auf Seite 64). Die Differenz aus den korrigierten Schwerpunktsorten  $x_{cor}$  und den Triggerpositionen ( $\Delta x = x_{cor} - x$ ) ist im Histogramm im unteren Teil von Abbildung 37 auf Seite 73 zu sehen. Das Sigma der an das Histogramm gefitteten Gaußkurve beträgt 2.6 mm. Unter Berücksichtigung von  $\sigma_L$  ergibt sich eine Ortsauflösung für den Horizontalscan bei  $E = 3$  GeV von  $\sigma_h = 2.5$  mm.



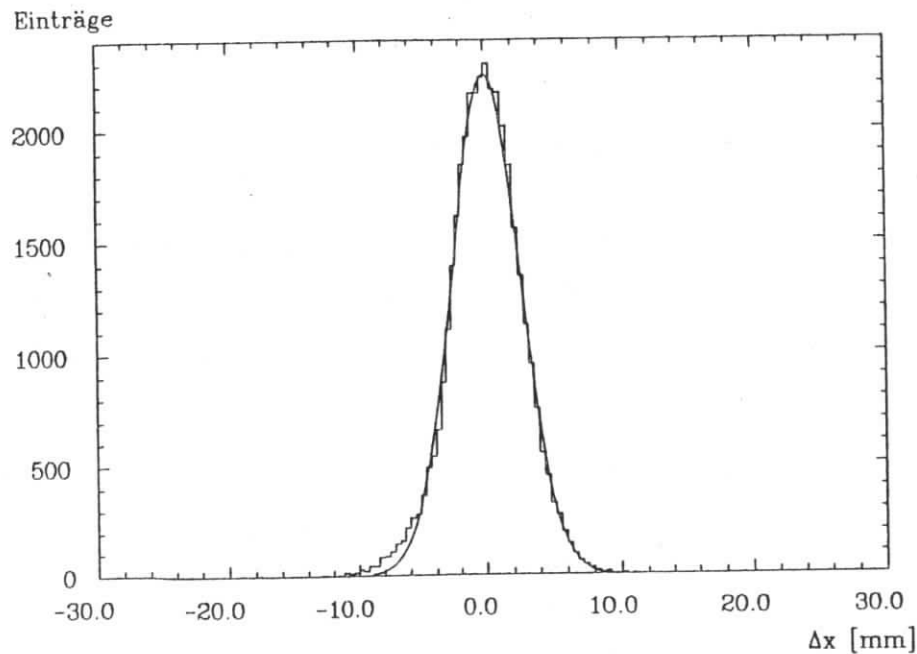
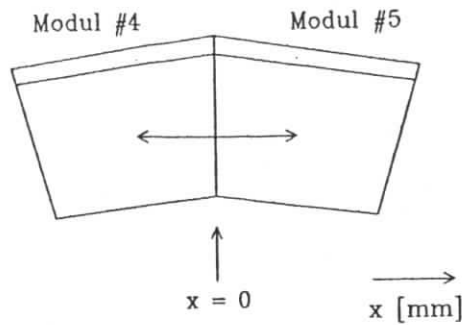


Abbildung 37. Koordinatensystem und mittlere Ortsauflösung: Die mittlere mit der Schwerpunktmethode berechnete Ortsauflösung ist für den Horizontalscan dargestellt ( $E = 3 \text{ GeV}$ ).

Berechneter Einschubort [mm]

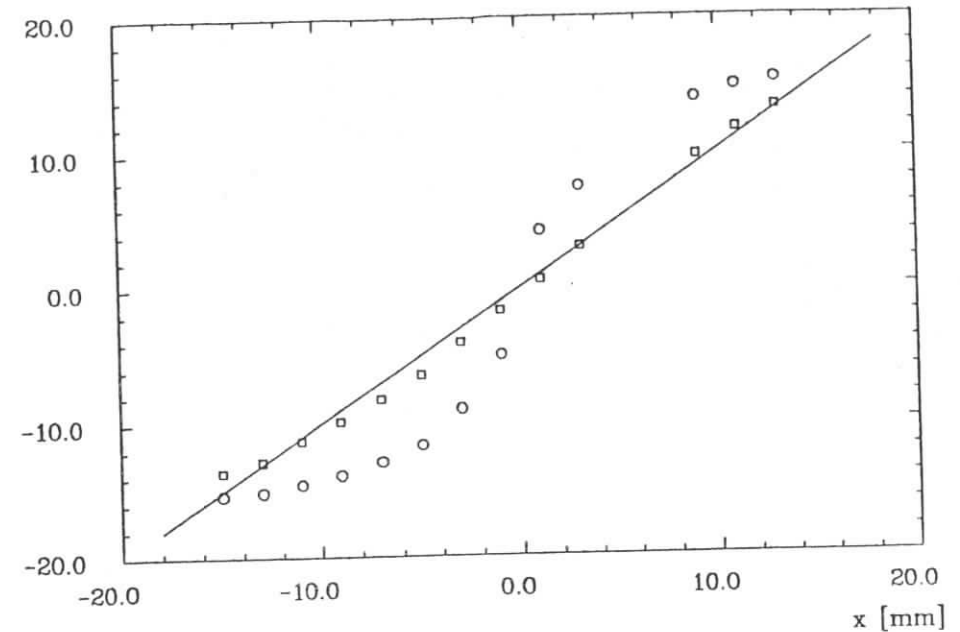


Abbildung 38. Berechnete Einschuborte beim Horizontalscan: Offene Kreise = Schwerpunktmethode; offene Quadrate = aus dem Verhältnis der deponierten Energien berechnete Einschuborte.

### 5.7.2 Alternative zur Schwerpunktmethode

Neben der Schwerpunktmethode gibt es, wie in "Ortsbestimmung mit einem segmentierten Schauerzähler" auf Seite 63 beschrieben, eine weitere Möglichkeit zur Rekonstruktion der Schauerachse. Dabei wird die funktionale Abhängigkeit der transversalen Schauerform benutzt, um aus der deponierten Energie in benachbarten Segmenten den Einschubort zu ermitteln. Wie aus der Gleichung in "Ortsbestimmung mit einem segmentierten Schauerzähler" auf Seite 63 unter Punkt 2. hervorgeht, ist allerdings die Kenntnis der Abschwächungslänge  $b$  der transversalen exponentiellen Schauerform notwendig. Sie ist zwar eine Funktion der longitudinalen Schauerausdehnung (vergleiche [BUS73]), es ist jedoch möglich, den Schauerkern durch eine mittlere Abschwächungslänge zu beschreiben. Diese läßt sich aus EGS-Rechnungen bestimmen oder kann aus den Daten ermittelt werden, wie im folgenden Abschnitt erläutert wird.

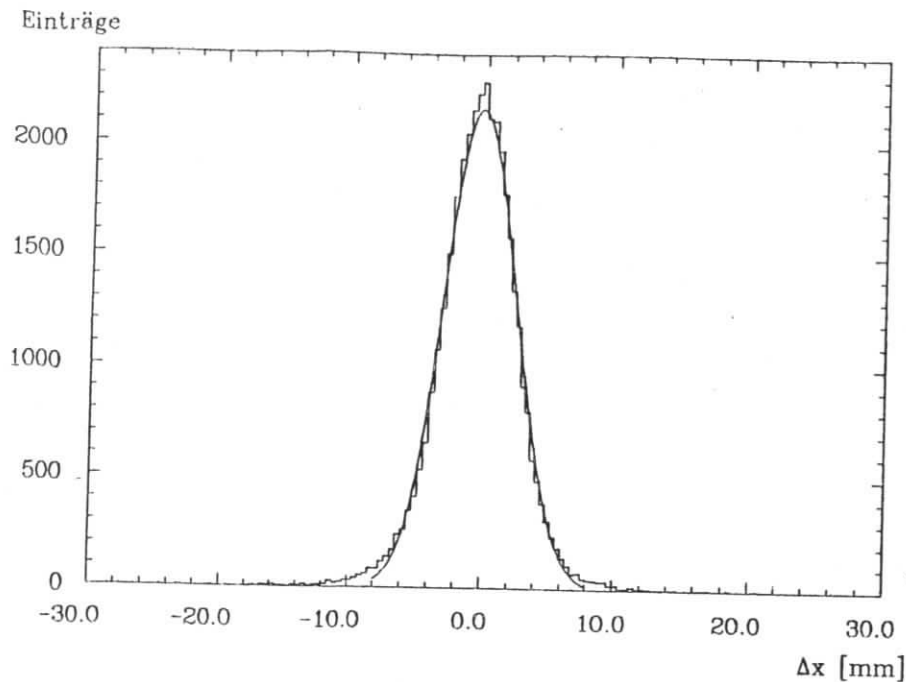


Abbildung 39. Mittlere Ortsauflösung für den Horizontalscan: Die Einschuborte werden aus dem Verhältnis der in den benachbarten Segmenten deponierten Energie berechnet.

Bei Einschub am Ort  $-x_c$  in Modul #4 (siehe Abbildung 37 auf Seite 73) gilt für die deponierte Energie im benachbarten Modul #5:

$$E_{\text{dep}} \sim \int_0^{\infty} A(x-x_c) dx = A(0) \exp(-|x_c|/b)$$

Durch Variation des Einschubortes  $x_c$  der Elektronen in Modul #4 kann nach Messung der deponierten Energie im benachbarten Modul #5 die transversale Schauerform festgelegt werden. Ein Fit an die deponierte Energie in #5 als Funktion von  $x_c$  liefert für die mittlere Abschwächungslänge  $b$  einen Wert von 6 mm.

In Abbildung 38 auf Seite 74 (offene Quadrate) sind die Maxima der Verteilungen der mit der obigen Methode berechneten Einschuborte gegen die Triggerpositionen aufgetragen. Es ist, im Gegensatz zur Schwerpunktsme-

thode, ein weitgehend linearer Zusammenhang mit geringen Abweichungen in der Segmentmitte ( $\sim 1.5$  mm) zu beobachten, so daß eine Korrektur nicht notwendig ist. Die Abweichungen in der Segmentmitte sind auf eine Vergrößerung der Abschwächungslänge  $b$  für große Abstände von der Schauerachse ( $> 9$  mm) zurückzuführen. Das bedeutet, daß das transversale Verhalten elektromagnetischer Schauer durch eine Summe aus zwei Exponentialfunktionen beschrieben werden sollte. Dieses Verhalten ist auch bei Messungen von [AKO77] beobachtet worden.

Abbildung 39 auf Seite 75 zeigt das Histogramm der Differenz aus den berechneten Einschuborten und den Triggerpositionen  $\Delta x$ . Das Sigma der gefitteten Gaußkurve beträgt 2.7 mm. Es ergibt sich also nach Berücksichtigung der endlichen Ausdehnung des Einschubgebietes eine Ortsauflösung für den Horizontalscan von  $\sigma_b = 2.6$  mm, d.h. die mit den beiden Methoden berechneten Ortsauflösungen weisen keinen signifikanten Unterschied auf.

## 5.8 ZUSAMMENFASSUNG

Die in Kapitel 3.0 beschriebenen Messungen haben gezeigt, daß eine Auslese von Blei-Szintillator-Sandwichzählern mit Si-Photodioden nach Optimierungen bezüglich der Lichtausbeute möglich ist. Die Ergebnisse aus den Messungen mit einzelnen Sandwichsegmenten wurden zum Aufbau einer segmentierten 9er-Anordnung von Blei-Szintillator-Sandwichzählern mit Photodiodenauslese genutzt.

Messungen mit dieser Anordnung liefern in einem Energiebereich von 1 bis 6 GeV eine Energieauflösung von  $\sigma/\sqrt{E} = 0.11 \sqrt{\text{GeV}}$ . Der Beitrag des Photodiodenrauschens zur Energieauflösung eines Einzelsegments ist mit 29 MeV sehr gering. Die Werte für die Lichtausbeute betragen je nach Segmentgeometrie 18500  $e_0/\text{GeV}$  bis 25100  $e_0/\text{GeV}$ . Eine Ortsmessung mit der Schwerpunktsmethode ergibt für eine Variation des Einschubortes senkrecht zu den Wellenlängenschiebern eine Ortsauflösung von  $\sigma_v = 3.4$  mm. Es zeigt sich, daß eine Änderung des Einschubwinkels auf 70 mrad keinen Einfluß auf die Ortsauflösung hat. Eine alternative Methode zur Rekonstruktion des Schauerschwerpunktes, die die transversale exponentielle Schauerform berücksichtigt, liefert keine Verbesserung der Ortsauflösung.

Die im Rahmen dieser Arbeit erstmalig angewendete Technik Blei-Szintillator-Sandwichzähler mit Si-Photodioden auszulesen, wird bei der Erweiterung des CELLO-Detektors im Vorwärtsbereich Anwendung finden. Weitere Prototypstudien im Hinblick auf eine Anwendung im CELLO-LAF werden von [AHM85] durchgeführt.

Die Untersuchungen in dieser Arbeit haben zu einem kompakten segmentierten Blei-Szintillator-Sandwichzähler geführt, der auch in einem starken Magnetfeld betrieben werden kann.

#### LITERATURVERZEICHNIS

- AHM84: J. Ahme et al.; Nuclear instruments and methods 221 (1984) 543
- AHM85: J. Ahme; Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1985 (in Vorbereitung)
- AKO77: G. A. Akopdjanov et al., Nuclear instruments and methods 140 (1977) 441
- ALT80: Altulor, Frankreich, Altustype UV 15105
- BIE84: C. Bieler; Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1984
- BIR64: J. B. Birks; The theory and practice of scintillation counting, 1964
- BUS73: Yu. B. Bushnin et al.; Nuclear instruments and methods 106 (1973) 493-498
- CEL83: Proposal to upgrade the CELLO detector, Internal Report DESY-CELLO-83-01, PRC 83/01, 1983
- DRE83: A. Drescher et al.; Nuclear instruments and methods 205 (1983) 125
- FOR78: R. L. Ford, W. R. Nelson; EGS code, SLAC Rep. 210 (1978)
- GRO82: D. Groom; Proceedings on the international workshop on bismuth germanate, 1982, Princeton University
- HAM83: Hamamatsu silicon photocells, catalog 1983
- HAM84: Private Mitteilung Hamamatsu Photonics - H. Spitzer
- HOE84: Firma Kalle, Wiesbaden
- KAM83: T. Kamon et al.; Nuclear instruments and methods 213 (1983) 125
- LIN84: G. Lindström und Mitarbeiter; Messungen durchgeführt am I. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg
- MPI84: Die Vorverstärker wurden von einer Gruppe des Max-Planck-Instituts für Physik und Astrophysik München entwickelt

PAR84: Particle Data Group; Review of particle properties, 1984

PER82: D. H. Perkins; Introduction to high energy physics, 1982

RIE84: M. Riebesell; Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1984

ROE82: Firma Röhm GmbH, Darmstadt

ROU83: M. D. Rousseau et al.; IEEE transaction on nuclear science vol. NS 30, No1

SCH85: D. Schütz; Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1985 (in Vorbereitung)

STR84: L. Strüder; Diplomarbeit, RWTH Aachen, 1984

SWU84: S. L. Wu; DESY 84-028 march 1984

VAC84: Hamamatsu phototubes, catalog 1982

WIN84: G. G. Winter et al.; DESY84-120 december 1984 (zur Veröffentlichung bei nuclear instruments and methods eingereicht)

WES85: H. Westermann; Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1985 (in Vorbereitung)

WIT84: K. Wittenburg; Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1984

## VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN

Abbildung 1.	$e^+e^-$ -Reaktionen	1
Abbildung 2.	Schnittbild durch den CELLO-Detektor	4
Abbildung 3.	Normierter Energieverlust	7
Abbildung 4.	Absorptionskoeffizienten für den Durchgang von Photonen	9
Abbildung 5.	Longitudinale Energiedeposition eines 6 GeV Elektronschauers	11
Abbildung 6.	Transversale Energiedeposition eines 6 GeV	13
Abbildung 7.	Emissionsspektrum des Szintillatormaterials NE 110	16
Abbildung 8.	Spektren fluoreszierender Stoffgruppen in SCSN-38	17
Abbildung 9.	Schematische Darstellung der Szintillationsprozesse	18
Abbildung 10.	Schematisches Schnittbild durch eine PIN-Photodiode	21
Abbildung 11.	Funktion einer PIN-Photodiode	22
Abbildung 12.	Sensitivität einer Si-Photodiode	23
Abbildung 13.	Prinzipschaltbild zur Photodiodenauslese	23
Abbildung 14.	Aufbau des Blei-Szintillator-Sandwichzählers	27
Abbildung 15.	Teststrahl Aufbau und Blockschaltbild der Elektronik	29
Abbildung 16.	Lichtausbeute als Funktion der Energie	32
Abbildung 17.	Energieauflösung als Funktion der Energie	33
Abbildung 18.	Lichtausbeuten von V-PhD und Si-PhD	39
Abbildung 19.	Energieauflösung für V-PhD und Si-PhD	40
Abbildung 20.	Deponierte Energie und Energieauflösung	42
Abbildung 21.	PhD-Signale minimalionisierender Elektronen	44
Abbildung 22.	a) Verteilung der geladenen Schauerteilchen nach dem Austritt	45
Abbildung 23.	Aufbau der Testmoduln	49
Abbildung 24.	9er-Anordnung der Blei-Szintillator-Sandwichzähler	50
Abbildung 25.	Teststrahl Aufbau und Blockschaltbild	53
Abbildung 26.	Lichtausbeute der einzelnen Segmente in $e_0$	57
Abbildung 27.	a) Signale für Modul #5 und $\sum 9$ Segmente	58
Abbildung 28.	Energieauflösung	59
Abbildung 29.	Energieauflösung als Funktion des Einschubortes	61
Abbildung 30.	Koordinatensystem und deponierte Energie	65
Abbildung 31.	Verteilungen der berechneten Schwerpunktsorte	66
Abbildung 32.	Mittelwerte der korrigierten $x_{cor}$	67
Abbildung 33.	Mittlere Ortsauflösung	68
Abbildung 34.	Deponierte Energie	69
Abbildung 35.	Mittelwerte der Schwerpunktsorts-Verteilungen	70
Abbildung 36.	Mittlere Ortsauflösung für den Vertikalscan	71
Abbildung 37.	Koordinatensystem und mittlere Ortsauflösung	73
Abbildung 38.	Berechnete Einschuborte beim Horizontalscan	74
Abbildung 39.	Mittlere Ortsauflösung für den Horizontalscan	75

## VERZEICHNIS DER TABELLEN

1. Strahlungslängen und kritische Energien	10
2. Szintillatormaterialien	17
3. Wellenlängenschieber	19
4. Vergleich	20
5. $46 \times (2 \text{ mm Pb} + 6 \text{ mm Sz})$	34
6. Vergleich verschiedener Sandwichversionen	35
7. Vergleich der Lichtausbeuten	36
8. $\alpha$	37
9. Vergleich von Si- und Vakuum-Photodioden	39
10. Vergleich verschiedener Szintillatormaterialien	41
11. Ergebnisse des Fits zur Energieauflösung	60

## DANKSAGUNG

Die vorgelegte Diplomarbeit entstand in der Forschungsgruppe F14 am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg im Rahmen eines Projektes, das den Ausbau des CELLO-Detektors zum Ziel hat. Ich möchte mich an dieser Stelle bei allen Gruppenmitgliedern für die freundliche Arbeitsatmosphäre bedanken.

Mein besonderer Dank gilt meinen Eltern, die mich moralisch und finanziell unterstützt haben und die mir dadurch mein Physikstudium ermöglichten. Einen großen Anteil am Gelingen dieser Arbeit hatte meine Freundin Frau Annette Marquardt, die sehr viel Geduld und Verständnis bewies.

Speziell bedanken möchte ich mich bei:

dem Leiter der Gruppe F14 Herrn Prof. Dr. H. Spitzer für die Themenstellung,

Herrn Dr. G. G. Winter für die gute Betreuung der Arbeit und für viele hilfreiche Ratschläge bei den Experimentierarbeiten,

dem Mitdiplomanden Herrn J. Ahme für die gute Teamarbeit bei den Teststrahlungsmessungen und der Auswertung der Daten,

Frau Dr. B. Lewendel für die kritische Durchsicht des Manuskriptes,

den Mitdiplomanden Herrn C. Bieler, Frau M. Riebesell, Herrn D. Schütz, Herrn H. Westermann und Herrn K. Wittenburg für das hervorragende Arbeitsklima.

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

