

Interner Bericht
DESY F14-02
September 1984

ENERGIEAUFLÖSUNG EINER BGO-SCHAUERZÄHLER-MATRIX
MIT PHOTODIODENAUSLESE IM ENERGIEBEREICH VON 0.7 BIS 6.0 GeV

von

Christian Bieler

Eigentum der Property of	DESY	Bibliothek library
Zugang: Accessions:	24. OKT. 1984	
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 “

Energieauflösung einer BGO-Schauerzähler-Matrix
mit Photodiodenauslese im Energiebereich von 0.7 bis 6.0 GeV

ENERGYRESOLUTION OF A BGO-SHOWERCOUNTER-MATRIX
WITH PHOTODIODE-READOUT

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

von

Christian Bieler

Hamburg
14. Mai 1984

We have tested a matrix of 38 small BGO crystals (1cmx1cmx15cm) with photodiode readout. The matrix was exposed to an electron beam at DESY with energies from 1 up to 6 GeV. The aim of the measurements was to obtain the energy resolution for a single crystal and for arrays of 9 and 25 crystals, respectively.

The data give a resolution of $\sigma(E)/E = 6\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ for a matrix of 9 crystals after rear leakage correction. The results agree with EGS Monte-Carlo calculations.

INHALT

1.0	EINLEITUNG	1
2.0	SCHAUERZÄHLER	5
2.1	Physikalische Grundlagen	5
2.1.1	Ausbildung eines Teilchenschauers	5
2.1.2	Strahlungslänge und kritische Energie	9
2.1.3	Einfaches Schauermmodell	10
2.1.4	Laterale Schauerausbreitung	11
2.1.5	Simulation von Schauerprozessen	12
2.2	Fluktuationen	12
3.0	BGO-SCHAUERZÄHLER UND AUSLESE MIT PHOTODIODEN	15
3.1	BGO-Schauerzähler	15
3.2	Auslese mit Photodioden	16
3.2.1	Funktionsweise einer Photodiode	16
3.2.2	Vergleich mit dem Photomultiplier	18
4.0	TESTMESSUNGEN	20
4.1	Zielsetzung der Messungen	20
4.2	Aufbau der Testmatrix	20
4.3	Teststrahl Aufbau	26
4.3.1	Der Teststrahl	26
4.3.2	Der Aufbau	27
4.3.3	Testelektronik und Verarbeitung der Daten	29
4.4	Durchführung der Messungen	32
5.0	AUSWERTUNG DER MESSUNGEN	34
5.1	Eichung der Kombination Vorverstärker und ADC	34
5.2	Kalibration	35
5.2.1	Erster Kalibrationsschritt	36
5.2.2	Zweiter Kalibrationsschritt	38
5.2.3	Versuch einer Verbesserung	38
6.0	ERGEBNISSE DER MESSUNGEN	39
6.1	Linearität und Energieauflösung	39
6.1.1	Der Zentralkristall	39
6.1.2	Matrix aus 9 Kristallen	42
6.1.3	Einbeziehung des hinteren Leakage	43
6.1.4	Matrix aus 25 Kristallen	48
6.2	Fehlerbetrachtungen	48
6.2.1	Statistischer Fehler	48
6.2.2	Systematischer Fehler und Vergleich mit EGS	48
6.3	Abhängigkeit vom Einschubort	52
6.4	Abhängigkeit vom Auftreffwinkel des Strahls	55
6.5	Verhalten am Rand der Matrix	57
7.0	ZUSAMMENFASSUNG	58
A.0	"EGS"-SCHAUERSIMULATION	60
	LITERATUR- UND QUELLENVERZEICHNIS	63
	VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN	64
	VERZEICHNIS DER TABELLEN	65
	DANKSAGUNG	66

1.0 EINLEITUNG

Seit Ende 1978 ist der e^+e^- -Speicherring PETRA beim Deutschen Elektronensynchrotron (DESY) in Hamburg in Betrieb. An ihm können Experimente bis zu einer Schwerpunktsenergie von 46 GeV durchgeführt werden. Dabei konzentriert man sich hauptsächlich auf sogenannte Annihilationsprozesse ($e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow$ Endzustand).

In zunehmendem Maße sind auch die Zwei-Photon-Prozesse interessant geworden. Bei diesen Reaktionen strahlen Elektron und Positron je ein virtuelles Photon ab. Diese wechselwirken und erzeugen verschiedene mögliche Endzustände (siehe Abbildung 1).

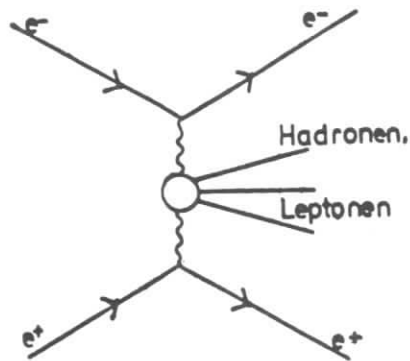


Abbildung 1. Zwei-Photon-Prozesse

Gestreute Elektronen und Positronen und die Reaktionsprodukte treten bevorzugt unter kleinen Winkeln zur Strahlachse auf. Um die Masse der virtuellen Photonen bestimmen zu können, müssen Energie und Streuwinkel des Elektrons und/oder Positrons gemessen werden (Tagging).

Der Detektor CELLO am Speicherring PETRA soll deshalb um Detektorkomponenten in Strahlrohrnähe erweitert werden [CEL83]. Dabei handelt es sich um ein Tagging-System bestehend aus einem sogenannten SAF (Small-Angle-Forward-Tagger) im Winkelbereich zwischen 26 und 50 mrad in einer Entfernung von 3.5 m vom Wechselwirkungspunkt und einen

sogenannten LAF (Large-Angle-Forward-Tagger) für den Winkelbereich zwischen 50 und 110 mrad in einer Entfernung von 1.5 m vom Wechselwirkungspunkt. Abbildung 2 zeigt einen Schnitt durch den Detektor, Abbildung 3 den Bereich des LAF.

Die Randbedingungen für den LAF sind besonders extrem:

- Platzeinschränkung auf ca. 45 cm Länge und eine Höhe von maximal 10 cm
- Magnetische Streufelder bis zu 1 Tesla
- Hohe Strahlenbelastung (mindestens 2 rad/Tag)

Ein Vorschlag zur Realisierung des LAF war der Einbau von Röhren-Driftkammern kombiniert mit einem Schauerzähler aus BGO-Kristallen mit Photodiodenauslese [CEL83]. BGO, ein Einkristall aus Wismut-Germaniumoxyd ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$), ist ein kompaktes Schauerzählmaterial. D.h. Elektronen, Positronen und Photonen schauen im Material auf und erzeugen Szintillationslicht. BGO hat eine kurze Strahlungslänge ($X_0 = 11.2$ mm), ist relativ strahlenresistent und eignet sich wegen hoher Lichtausbeute zur Auslese mit Photodioden. Photodioden haben den großen Vorteil eines geringen Platzbedarfs und können in Magnetfeldern betrieben werden.

Bei Beginn dieser Arbeit lagen noch keine Veröffentlichungen über Tests von Anordnungen mehrerer langer schmaler BGO-Kristalle vor. Daher wurde ein Prototyp einer BGO-Matrix aus 38 Kristallen der Größe $1\text{cm} \times 1\text{cm} \times 15\text{cm}$ mit Photodiodenauslese aufgebaut und im Elektronenstrahl bei DESY getestet. Dabei sollten vor allem die Energieauflösung und die Ortsauflösung (siehe [RIE84]) untersucht werden. Wegen der sehr guten Auflösungseigenschaften von BGO mußte das System aus mehreren Kristallen besonders sorgfältig kalibriert werden.

In dieser Arbeit werden die Kalibration und die Untersuchungen und Ergebnisse zur Energieauflösung beschrieben. Nach der Einleitung folgt ein Überblick über die physikalischen Prozesse in Schauerzählern. Kapitel 3 befaßt sich mit dem Material BGO und der Photodiodenauslese. Die Beschreibung des Testaufbaus und der Messungen folgt in Teil 4. Danach wird im 5. Teil auf Eichung und Kalibration eingegangen, während Kapitel 6 die Ergebnisse zur Energieauflösung bringt. Im Anhang wird kurz das verwendete Monte-Carlo-Verfahren "EGS" zur Schauersimulation vorgestellt.

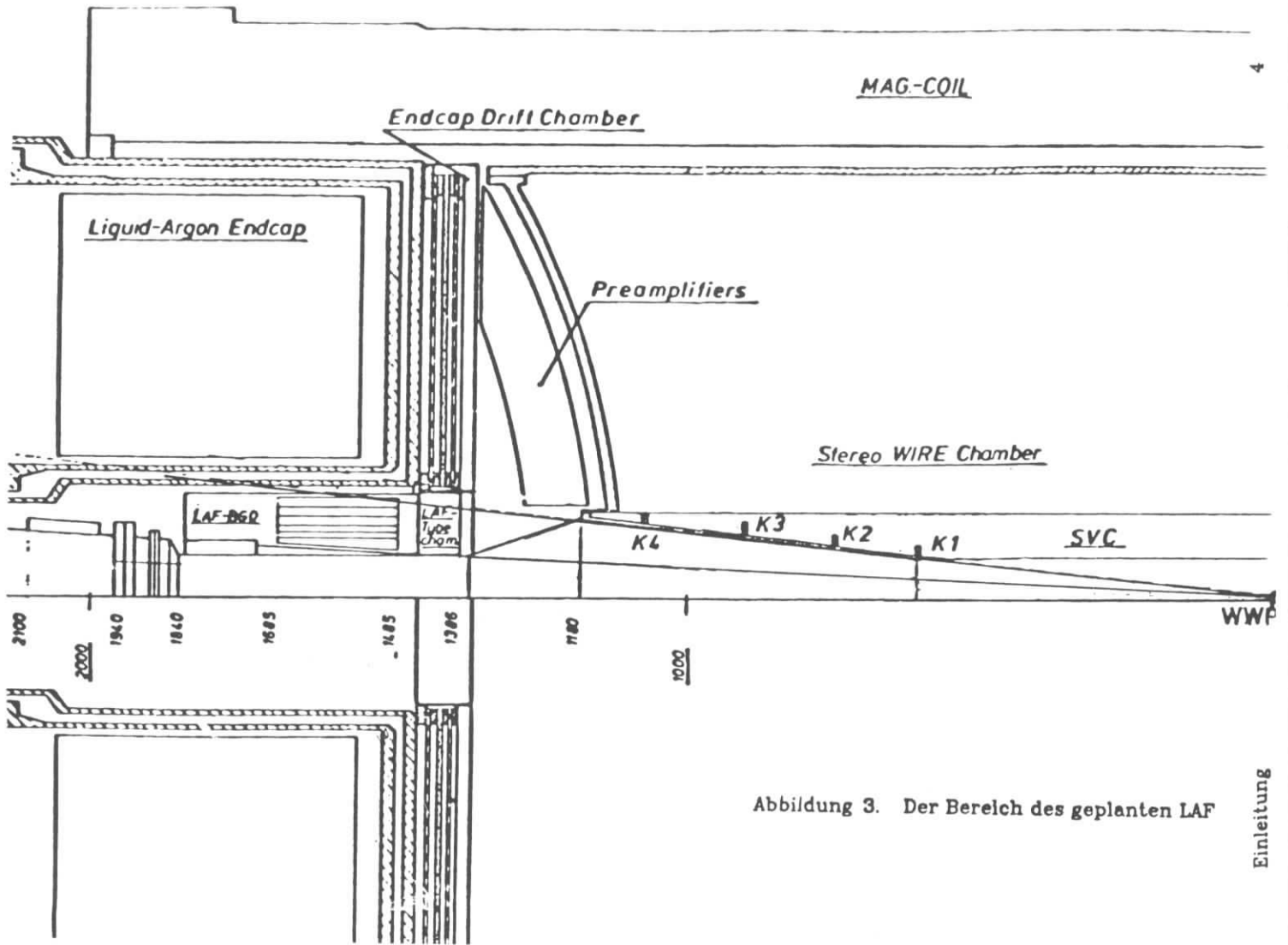


Abbildung 3. Der Bereich des geplanten LAF

Einleitung

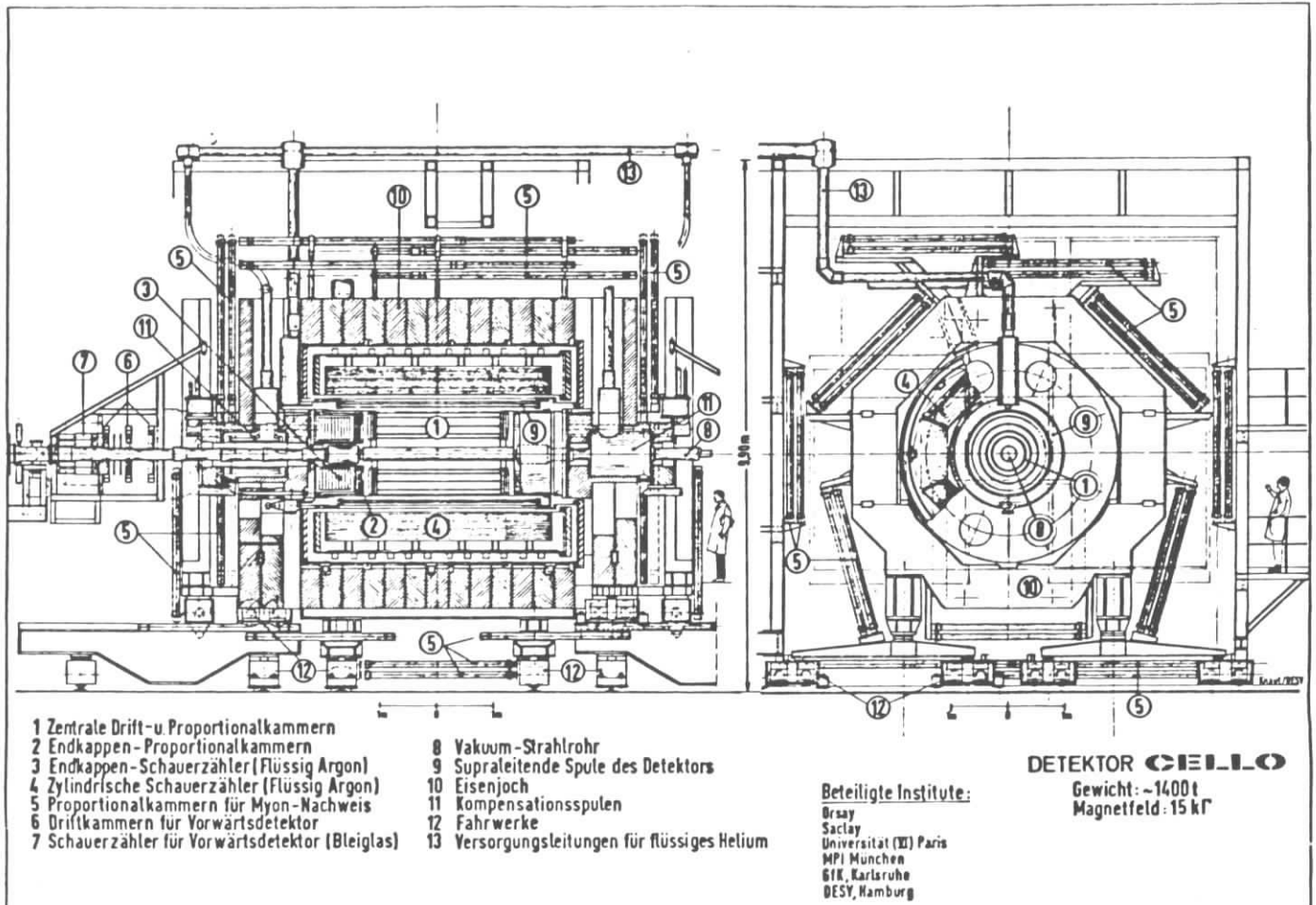


Abbildung 2. Der CELLO Detektor

Einleitung

2.0 SCHAUERZÄHLER

In diesem Kapitel sollen die physikalischen Prozesse bei der Schauerentwicklung beschrieben werden. Außerdem soll auf die Hauptgründe für Fluktuationen eingegangen werden.

2.1 PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN

Hier werden nur elektromagnetische Schauer behandelt, d.h. die Prozesse, durch die Elektronen¹ und Photonen ihre Anfangsenergie E_0 in einem Absorber deponieren.

2.1.1 Ausbildung eines Teilchenschauers

Beim Durchgang durch Materie verlieren geladene Teilchen Energie durch Ionisations- und Anregungsprozesse. Der kontinuierliche Energieverlust dE/dx von Elektronen in Materie ist nach Bethe gegeben durch:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4}{m_0 v^2} NZ \left[\ln \frac{m_0 v^2 \cdot T_0}{2 I^2 (1 - \beta^2)} - \ln 2 (2 \sqrt{1 - \beta^2} + 1 + \beta^2) + 1 - \beta^2 \right]$$

(e = Elementarladung, m_0 = Ruhemasse des Elektrons, v = Geschwindigkeit des Elektrons, $\beta = v/c$, T_0 = (relativistische) kinetische Energie, Z = Kernladungszahl des Absorbers, N = Elektronendichte des Absorbers (cm^{-3}) und I = mittleres Ionisationspotential ($I=10 \cdot Z \cdot \text{eV}$))

Abbildung 4 zeigt den Energieverlust von Elektronen in BGO-Kristallen als Funktion der Teilchenenergie. Mit steigender Energie fällt dE/dx zunächst stark ab, durchläuft dann bei $E = 3m_0c^2$ ein Minimum und steigt wegen relativistischer Effekte danach leicht wieder an. Teilchen mit einer Energie, die oberhalb des Minimums liegt, werden minimalionisierend genannt.

¹ Elektronen soll hier sowohl für Elektronen als auch für ihre Antiteilchen (Positronen) stehen

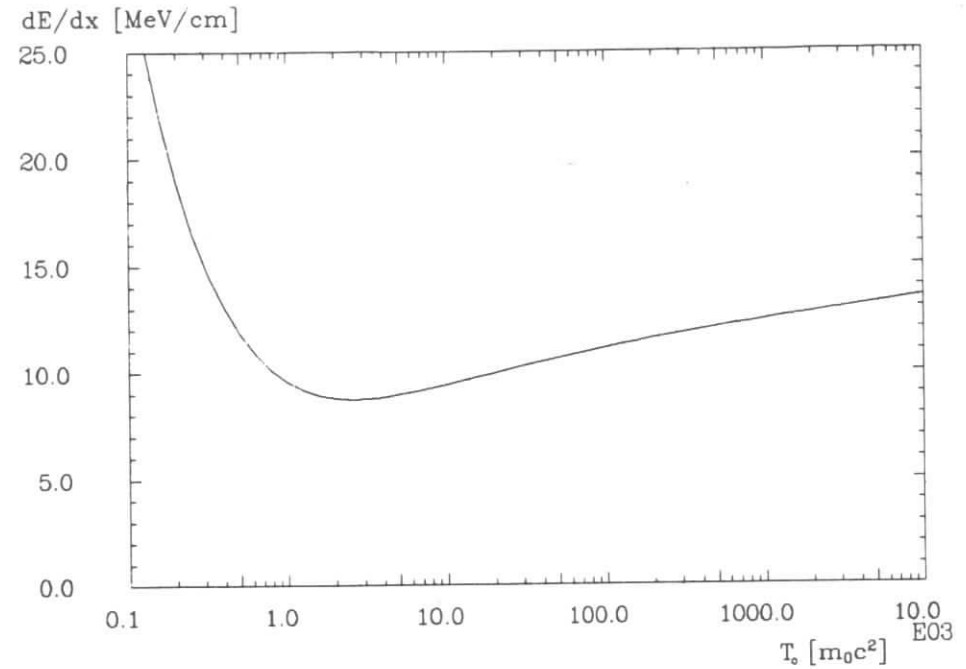


Abbildung 4. Energieverlust dE/dx : Elektronen in BGO (berechnet von [JAC84.])

Neben dem Energieverlust durch Ionisation spielt für die Elektronen die Streuung am Coulomb-Feld der Kerne des Absorbermaterials eine wesentliche Rolle. Bei dieser sogenannten Bremsstrahlung emittiert das Elektron ein Photon. Die Energie dieses γ -Quants ist proportional zu $(E/m_0c^2)^4$ (Deshalb ist der Energieverlust durch Bremsstrahlung für Teilchen mit wesentlich höherer Ruhemasse vernachlässigbar klein).

Die Bremsstrahlung ist die Hauptursache für die Entstehung eines Teilchenschauers. Ist nämlich die Energie des entstehenden γ -Quants groß genug ($E_\gamma \geq 2m_0c^2$), so kann durch Paarerzeugung ein e^+e^- -Paar entstehen. Elektron und Positron können dann wiederum Bremsstrahlungsquanten erzeugen, diese bilden e^+e^- -Paare usw. Durch diesen Teilchenvervielfachungsprozeß verteilt sich die Energie E_0 des einlaufenden Teilchens auf viele Sekundärteilchen. Dies geschieht solange, bis die Energie der einzelnen Schauerteilchen nicht mehr ausreicht, um neue Vervielfachungsprozesse (Bremsstrahlung oder Paarerzeugung) auszulösen. Der Schauer stirbt dann aus, die Teilchen verlieren ihre Energie durch Ionisations- und Anregungsprozesse.

Bremsstrahlung und Paarbildung bewirken im wesentlichen die Teilchenvervielfachung im Schauer. Die Eigenschaften des Schauers werden gerade im niederenergetischen Teil aber noch durch eine Reihe weiterer Prozesse beeinflusst:

a) Wechselwirkungen der Elektronen mit dem Absorbermaterial:

- Anregung oder Ionisation von Hüllenelektronen (kleiner Energieübertrag)
- Møller- und Bhabhastreuung an Hüllenelektronen (großer Energieübertrag)
- elastische Coulombstreuung
- Vernichtung von Schauerpositronen mit Elektronen des Absorbermaterials

b) Wechselwirkungen der Photonen mit dem Absorbermaterial:

- Comptoneffekt
- Photoeffekt

Abbildung 5 zeigt die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Prozesse in Abhängigkeit von der Energie der Schauerteilchen. Deutlich zu erkennen ist die Dominanz von Bremsstrahlung und Paarerzeugung bei hohen Teilchenenergien.

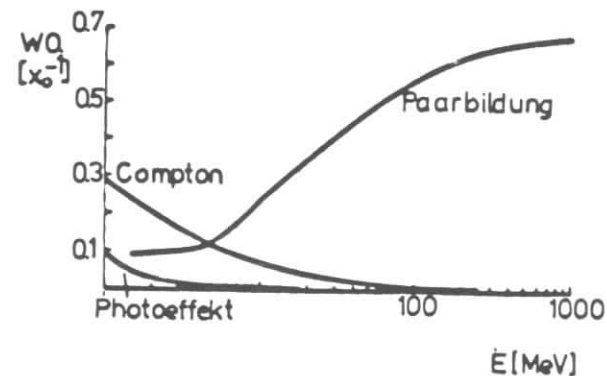
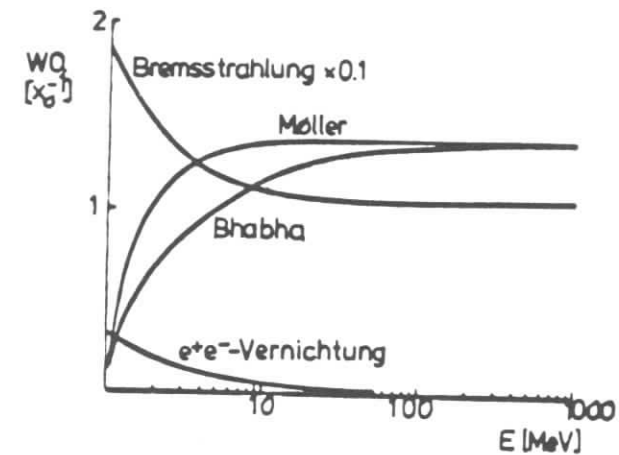


Abbildung 5. Wirkungsquerschnitte der Schauerprozesse: Die Bilder zeigen die Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Prozesse in einem elektromagnetischen Schauer in Abhängigkeit von der Teilchenenergie im Absorbermaterial Blei, oben für Elektronen, darunter für Photonen (aus [MES70])

Bei der Wechselwirkung von Schauerelektronen mit Hüllenelektronen müssen zwei Fälle unterschieden werden. In einem Fall reicht die Energie des herausgeschlagenen Elektrons nicht aus, um innerhalb seiner Reichweite einen Teilchenvervielfachungsprozeß auszulösen. Es verliert seine Energie durch Ionisation und Anregung (s.o.). Ist der Energieübertrag allerdings groß genug, so trägt das Hüllenelektron selber durch Bremsstrahlung zur Teilchenvervielfachung bei.

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Streuung zweier Elektronen aneinander ($e^-e^- \rightarrow e^-e^-$ oder $e^+e^+ \rightarrow e^+e^+$) wurden von Møller (1932), die für ungleich geladene Teilchen ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) von Bhabha (1936) berechnet.

Während Paarbildung und Bremsstrahlung kaum zur radialen Ausbreitung des Schauers beitragen, beeinflußt die elastische Coulombstreuung der Elektronen am Kernfeld die seitliche Schauerausbreitung sehr stark (siehe "Laterale Schauerausbreitung"). Nach Molière kann die Streuwinkel-Verteilung durch eine Gaußverteilung mit einer Korrektur für große Streuwinkel beschrieben werden. Man spricht deshalb auch vom Gaußkern eines Schauers.

Die Vernichtung von Schauerpositronen mit Hüllenelektronen spielt erst bei kleinen Teilchenenergien eine Rolle. Dieser Prozeß entzieht dem Schauer Teilchen.

Beim Comptoneffekt handelt es sich um einen elastischen Stoß zwischen einem Schauerphoton und einem Hüllenelektron. Dabei verläßt das Elektron die Atomhülle. Ist seine Energie hoch genug, trägt es selber durch Bremsstrahlung zum Vervielfachungsprozeß bei.

Beim Photoeffekt wird das γ -Quant vom Atom des Absorbermaterials absorbiert. Das dabei frei werdene Elektron hat eine geringe Energie. Deshalb entzieht der Photoeffekt dem Schauer Teilchen.

2.1.2 Strahlungslänge und kritische Energie

Die Ausbreitung des Schauers hängt stark von der Art des Absorbermaterials ab. Zur Beschreibung des Schauers und zum Vergleich verschiedener Materialien wird eine Materialkonstante, die Strahlungslänge X_0 eingeführt. X_0 ist die mittlere Strecke, die ein Elektron im Material zurücklegt, bis seine Energie E_0 auf den Wert E_0/e abgefallen ist. Sie ist gegeben durch:

$$X_0^{-1} = N \cdot 4 \cdot \alpha \cdot Z^2 \cdot r_0^2 \cdot \ln(183 \cdot Z^{-1/3})$$

(r_0 = klassischer Elektronenradius, α = Feinstrukturkonstante)
Die mittlere freie Weglänge eines Photons ist dann

$$\lambda_\gamma = - \frac{9}{7} X_0$$

Eine weitere wichtige Materialkonstante ist die kritische Energie ε . Das ist die Energie, die ein minimalionisierendes Teilchen auf einer Strahlungslänge im Absorbermaterial deponiert. Dies ist auch die Teilchenenergie, bei der die Vervielfachungsprozesse gegenüber den Ionisationsprozessen zurücktreten, d.h. bei der die Schauerentwicklung abbricht (siehe Abbildung 5).

2.1.3 Einfaches Schauermodell

Mit Hilfe der Materialkonstanten Strahlungslänge X_0 und der kritischen Energie ε kann man die Schauerentwicklung mit einem einfachen Modell beschreiben [PER82].

Ein Elektron mit der Anfangsenergie E_0 tritt in den Schauerzähler ein. Nach einer Strahlungslänge emittiert es ein γ -Quant mit der Energie $E_0/2$ als Bremsstrahlung. Nach einer weiteren Strahlungslänge erzeugt dieses Photon ein e^+e^- -Paar mit einer Energie von $E_0/4$ pro Elektron, während das ursprüngliche Elektron ein weiteres Photon mit ebenfalls $E_0/4$ abstrahlt. Nach einer Strecke von $2 X_0$ existieren also im Mittel vier Teilchen (1 e^+ , 1 γ und 2 e^-) mit einer mittleren Energie von jeweils $E_0/4$. Nach t Strahlungslängen gibt es also $N = 2^t$ Teilchen (gleichverteilt über die drei Teilchensorten). Bei diesem einfachen Modell werden Energieverluste durch die verschiedenen anderen Prozesse, die Ionisationsverluste und die verschiedenen Wirkungsquerschnitte von Paarerzeugung und Bremsstrahlung vernachlässigt. Die Energie pro Schauerteilchen beträgt nach t Strahlungslängen $E(t) = E_0/2^t$.

Dieser Vervielfachungsprozeß setzt sich solange fort, bis die Energie pro Teilchen unter die kritische Energie ε absinkt. Hier bei t_{\max} erreicht der Schauer sein Maximum, d.h. die Zahl der Sekundärteilchen wird maximal.

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

$$N_{\max} = \exp [t_{\max} \cdot \ln 2] = \frac{E_0}{\varepsilon}$$

ist die maximale Zahl der Teilchen im Schauer bei einer Energie E_0 . Auch wenn dieses Modell sehr vereinfacht ist und alle anderen Prozesse im Schauer nicht berücksichtigt, bringt es doch zwei wichtige Ergebnisse, die von einer sorgfältigen Rechnung bestätigt werden.

- Die Tiefe des Schauers wächst logarithmisch mit der Energie E_0 des einfallenden Teilchens
- Die Zahl der Teilchen im Schauer ist proportional zu E_0

2.1.4 Laterale Schauerbreitung

Einfluß auf die laterale, d.h. seitliche Ausbreitung des Schauers haben die Produktionswinkel der Sekundärteilchen bei den elementaren Schauerprozessen und die Coulomb-Vielfachstreuung der Schauerelektronen [DRE82].

Bei der Paarbildung ist der mittlere Transversalimpuls des e^+e^- -Paares relativ zur Richtung des γ -Quants in der Größenordnung von $m_e c$. Der mittlere Produktionswinkel beträgt:

$$\langle \theta \rangle \approx \frac{m_e c}{E/c} = \frac{m_e c^2}{E}$$

Auch bei der Bremsstrahlung sind die auftretenden Winkel proportional zu $m_e c^2/E$. D.h. der Einfluß der beiden Teilchenvervielfachungsprozesse auf die transversale Schauerbreitung ist im hochenergetischen Schauerteil gering

Der mittlere Ablenkwinkel, um den ein Elektron nach Durchqueren einer Absorberdicke x durch Coulombstreuung abgelenkt wurde, ist nach Molière:

$$\langle \theta_M \rangle = \frac{21 \text{ MeV}}{E} \cdot \left(\frac{x}{X_0} \right)^{1/2}$$

Auch die Coulombstreuung spielt erst bei niedrigen Energien eine Rolle für die laterale Ausbreitung. Da alle Prozesse erst bei niedrigen Energien einen wesentlichen Einfluß haben, unterscheidet man bei der transversalen Ausdehnung des Schauers zwei Bereiche. In der Nähe der Schauerachse, im sogenannten "core", gibt es eine hohe Energiedichte bei geringen Winkeldivergenzen. Im "tail" in größerem Abstand von der Schauerachse überwiegen Teilchen niedriger Energie. Diese Teilchen bestimmen die laterale Ausbreitung des Schauers.

Die laterale Entwicklung des Schauers läßt sich durch Einführung der Größe Molière-Radius ebenfalls materialunabhängig beschreiben:

$$r_M = \frac{21 \text{ MeV}}{\varepsilon} \cdot X_0$$

2.1.5 Simulation von Schauerprozessen

Alle Prozesse, die bei der Schauerbildung eine Rolle spielen, sind gut bekannt und prinzipiell berechenbar. Eine exakte analytische Behandlung ist aber wegen der vielen miteinander gekoppelten Parameter sehr schwierig.

Eine Möglichkeit, Prozesse der Schauerbildung gut zu simulieren, bilden Monte-Carlo-Simulationsprogramme. Ein solches Programm verfolgt die einzelnen Schauerteilchen und entscheidet, welchen Wechselwirkungen sie unterliegen. Dies geschieht mit einem Zufallszahlengenerator, der mit den Wirkungsquerschnitten der einzelnen Prozesse gekoppelt ist. Auf diese Art und Weise lassen sich Schauer simulieren. Die Werte können dann mit experimentellen Daten verglichen werden. Man erhält auch Aussagen über die Fluktuationen der einzelnen Prozesse.

Für diese Arbeit wurde ein Monte-Carlo-Programmpaket von R.L.Ford und W.R.Nelson verwendet [FOR78,DRE83]. Es hat den Namen "EGS"-Monte-Carlo (Elektron-Gamma-Simulation) und wird im Anhang kurz beschrieben.

2.2 FLUKTUATIONEN

Bei der Ausbildung des Schauers und der Erzeugung von Szintillationslicht im Absorbermaterial handelt es sich um Abfolgen von sehr vielen stochastischen Prozessen. Schon vom Prinzip her ist also das Energieauflösungsvermögen eines Schauerzählers begrenzt.

Es ist zu erwarten, daß die relative Schwankung des gemessenen Energiewertes mit steigender Primärenergie E_0 wegen der größeren Zahl von Kaskadenteilchen abnimmt.

Einen starken Einfluß auf die Energieauflösung eines Schauerzählers hat dessen Größe. Als Maßeinheit dient dabei die Strahlungslänge X_0 . Ist das Kalorimeter nicht groß genug, kann ein Teil der Kaskadenteilchen das Detektorvolumen verlassen. D.h. ein Teil der Energie E_0 leckt hinten oder an den Seiten heraus. Man bezeichnet diesen Vorgang als "Leakage" oder als "Escape". Das in Richtung der Schauerachse entweichende

longitudinale Leakage nimmt mit wachsender Energie E_0 zu, während der seitliche (laterale) Teilchenverlust nahezu unabhängig von E_0 ist. Wichtig für die Energiemessung mit einem Kalorimeter ist nun, daß das Leakage ebenfalls statistischen Schwankungen unterworfen ist. Deshalb hat es einen unmittelbaren Einfluß auf die Energieauflösung. Abbildung 6 zeigt diesen Zusammenhang zwischen Leakage und Energieauflösung.

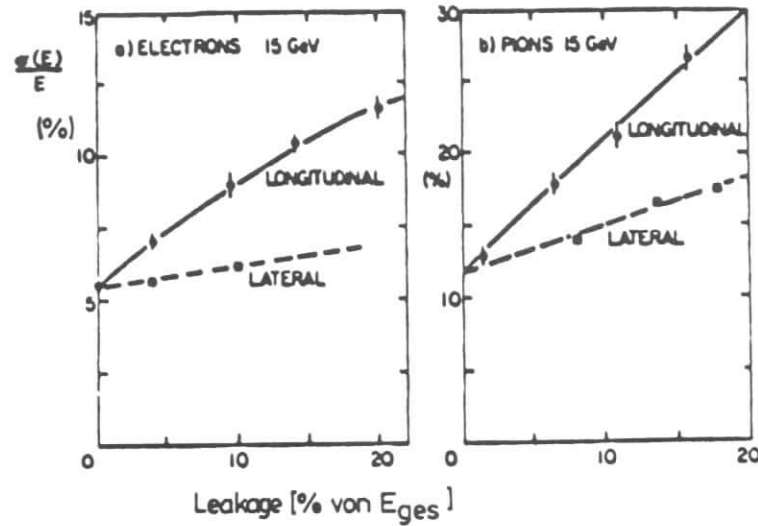


Abbildung 6. Abhängigkeit der Energieauflösung vom Leakage: 15 GeV Elektronen (CHARM-Collaboration, aus [AMAB1])

Unvermeidliche statistische Fluktuationen in den einzelnen Schauerprozessen führen dazu, daß selbst bei gleicher im Detektorvolumen deponierter Energie die Zahl der gemessenen Lichtquanten oder Ladungsträger schwankt. Die Zahl der produzierten Sekundärteilchen schwankt um den Mittelwert N . Ist die Energie hoch, d.h. N groß, so gilt für die Breite ΔN der Verteilung der Teilchenzahl: $\Delta N \sim \sqrt{N}$.

Da die Teilchenzahl N proportional zur deponierten Energie E ist, gilt dann für die Energieauflösung:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\text{const}}{\sqrt{E}}$$

Hinzu kommt, daß Inhomogenitäten im Detektormaterial eine Ortsabhängigkeit des Quotienten aus erzeugter Lichtmenge und der absorbierten Energie bewirken können. Dies führt dann zu einer Verschlechterung der Energieauflösung.

Die erzeugte Lichtmenge wird mit einem Photomultiplier oder einer Photodiode ausgelesen. Da der Photoeffekt ein statistischer Prozeß mit einer Ansprechwahrscheinlichkeit kleiner eins ist, verschlechtern diese Prozesse ebenfalls die Auflösung.

3.0 BGO-SCHAUERZÄHLER UND AUSLESE MIT PHOTODIODEN

3.1 BGO-SCHAUERZÄHLER

BGO-Kristalle sind Einkristalle aus Wismut-Germaniumoxyd ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$). BGO ist ein kompaktes Schauerzählermaterial. Elektronen und Photonen schauern im Kristall auf und erzeugen Szintillationslicht. Das Emissionsmaximum liegt bei 480 nm (grün).

Die beiden größten Vorteile von BGO sind die sehr kurze Strahlungslänge von 11.2 mm und die hohe Lichtausbeute. Die Handhabung ist problemlos, da BGO nicht hygroskopisch ist und eine Bruchfestigkeit wie Glas hat.

BGO ist relativ strahlenresistent. Ergebnisse von Untersuchungen zur Strahlenresistenz von BGO sind bei [WIT84] zu finden.

In Tab.1 sind die wichtigsten Eigenschaften von BGO im Vergleich mit Natriumjodid (NaJ) und Bleiglas (SF5) aufgeführt.

Eigenschaften	BGO	NaJ	SF5
Dichte	7.13 g/cm ³	3.67 g/cm ³	4.08 g/cm ³
Strahlungslänge	1.12 cm	2.56 cm	2.38 cm
Moliere-Radius	2.24 cm	4.4 cm	3.26 cm
Kritische Energie	10.5 MeV	12.5 MeV	15.5 MeV
dE/dx(min)	≈8 MeV/cm	4.8 MeV/cm	--
Energieauflösung ²	≥10%	≥6%	≥60%
Wellenlänge ³	480 nm	420 nm	--
Lichtausbeute, relat.	≈10 %	100 %	5 · 10 ⁻³ %
Brechungsindex	2.13	1.85	--
Temperaturkoeff. ⁴	-1.2%/°C	-0.6%/°C	--
Wasserlöslichkeit	nein	hygroskop.	nein
Stabilität	wie Glas	spröde	wie Glas
Strahlenresistenz	besser	schlecht	schlecht

Tab.1 Eigenschaften von BGO, NaJ und Bleiglas (SF5)

BGO-Kristalle wurden zum ersten Mal 1965 in kleinen Größen gezüchtet. Sie fanden Verwendung in der Laserphysik und in der Nuklear-Medizin, z.B. in der Computertomografie. Größere Kristalle gibt es erst seit etwa 3 Jahren.

² Energieauflösung für Photonen aus Cs¹³⁷ Zerfällen (660 keV)

³ Maximum der Lichtemission

⁴ Temperaturkoeffizient: Veränderung der Lichtausbeute in %

Es gibt bis jetzt kein laufendes Hochenergiephysik-Experiment mit BGO-Schauerzählern, aber eine große Zahl von Arbeitsgruppen, die sich mit dem Material beschäftigen.

3.2 AUSLESE MIT PHOTODIODEN

3.2.1 Funktionsweise einer Photodiode

Photodioden bestehen aus Halbleitermaterial (z.B. Silizium) mit einem P-N-Übergang.

Auf der N-Seite wurde das Grundmaterial mit Fremdatomen dotiert, die in ihrer äußeren Schale ein Elektron mehr haben als das Grundmaterial (Beispiel: Arsen (5 e⁻) in Silizium (4 e⁻)). Dadurch entstehen nahe dem Leitungsband sogenannte Donatorniveaus. Die Elektronen sind aber schon bei Zimmertemperatur im Leitungsband frei beweglich, es bleiben ortsfeste Ionenrümpfe zurück.

Auf der P-Seite werden Fremdatome dotiert, die ein äußeres Elektron weniger haben als das Grundmaterial (z.B. Bor in Silizium). Die nahe dem Valenzband liegenden Akzeptorniveaus werden bei Zimmertemperatur von Elektronen aus dem Valenzband besetzt. Dadurch entstehen im Valenzband frei bewegliche Löcher.

Fügt man P- und N-leitendes Halbleitermaterial zusammen, entsteht ein sogenannter P-N-Übergang. Aus der Grenzschicht wandern die freien Ladungsträger durch thermische Diffusion in die benachbarten Gebiete und rekombinieren dort. Zurück bleiben die ortsfesten Ionen: im N-Bereich die positiven, im P-Bereich die negativen. Diese Ionenrümpfe erzeugen ein elektrisches Feld, das schließlich die Diffusion stoppt. In der Grenzschicht ist eine Zone ohne freie Ladungsträger entstanden, die sogenannte Verarmungszone.

Eine Photodiode besteht aus einem solchen P-N-Übergang. Abbildung 7 zeigt im Teil (a) ihren Aufbau. Unter einer möglichst dünnen P-Schicht liegt die Verarmungszone, darunter die N-Schicht.

Einfallende Photonen mit einer Energie, die größer ist als die Energielücke E_g zwischen Valenz- und Leitungsband, können ein Elektron aus dem Valenz- in das Leitungsband heben (Photoeffekt). Zurück bleibt ein Loch im Valenzband (siehe Abbildung 7, Bilder (a) und (b)). Solche Elektron-Loch-Paare können überall in der Diode entstehen. Im N- und P-Bereich rekombinieren die Paare innerhalb einer Diffusionslänge wieder.

In der Verarmungszone driften die entstandenen Elektronen dagegen zur N-Zone, die Löcher zur P-Zone. Elektronen, die innerhalb einer Diffusionsstrecke von der Verarmungszone in der P-Zone entstehen, driften ebenfalls in die N-Zone. Das gleiche gilt umgekehrt für die Löcher am Rand der N-Zone. So entstehen überschüssige Ladungsträger in P- und N-Zone. Sie erzeugen ein elektrisches Feld, das die Potentialbarriere verkleinert. Deshalb führt eine kontinuierliche Bestrahlung nicht zum unbegrenzten Entstehen von Ladungen. Die Veränderung der Potentialbarriere führt zu einer externen Spannung V_{op} zwischen den Anschlüssen der Diode (siehe Teil (c) der Abbildung).

Werden die Anschlüsse miteinander verbunden, fließen die Ladungen ab. Der Strom I ist so ein Maß für die Bestrahlung der Diode (siehe Teil (d) der Abbildung).

Um eine effektivere Diode zu erhalten, wird die oben liegende P-Zone möglichst klein gehalten und die Verarmungszone so groß wie möglich gemacht. Die Verarmungszone kann durch Anlegen einer externen Vor-Spannung, der sogenannten BIAS-Spannung, vergrößert werden.

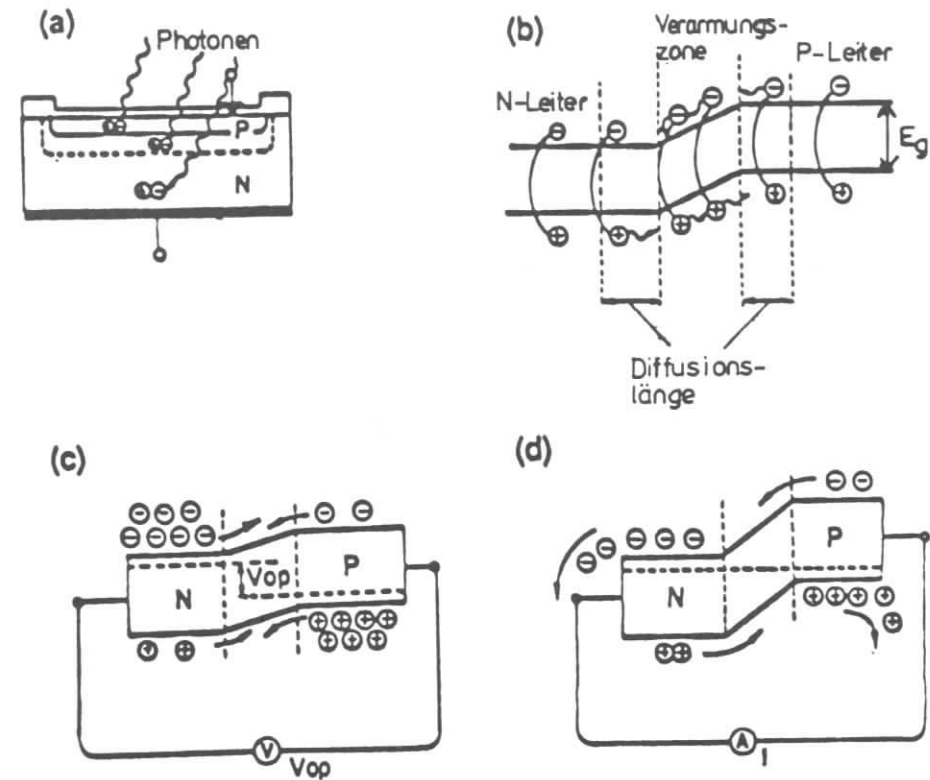


Abbildung 7. Funktionsweise einer Photodiode: Erklärung im Text (aus [HAM83])

3.2.2 Vergleich mit dem Photomultiplier

Photodioden bieten gegenüber den bisher üblichen Photomultipliern zwei große Vorteile bei der Auslese von Schauerzählern. Sie haben einen sehr geringen Platzbedarf und sind vollkommen unempfindlich gegenüber magnetischen Streufeldern. Photomultiplier herkömmlicher Bauart brau-

chen dagegen sehr aufwendige magnetische Abschirmungen (siehe [BUR82]).

Allerdings hat die Diode auch zwei Nachteile. Zum einen muß die Lichtausbeute des verwendeten Szintillationsmaterials groß sein, zum anderen benötigt sie einen ladungsempfindlichen Verstärker, da ihre Signale zu schwach sind.

In Tab.2 sind einige Punkte zum Vergleich von Diode und Photomultiplier aufgelistet.

Eigenschaften	Photodiode	Photomultiplier
Empfindliche Fläche	< 3cm ²	beliebig
Stabile Hochspannung	nein	ja
Nachverstärkung	ja	nicht notwendig
Anstiegszeit	> 100 nsec ⁵	5-50 nsec
Bauhöhe	< 1 cm	> 6 cm
Magnetfeldabhängigkeit	nein	ja
Rauschen	0.3-3 MeV ⁵	20-50 keV

Tab.2 Vergleich zwischen Photodiode und Photomultiplier

⁵ Anstiegszeit und Diodenrauschen sind abhängig von der Größe der empfindlichen Fläche und vom verwendeten Vorverstärker

4.0 TESTMESSUNGEN

4.1 ZIELSETZUNG DER MESSUNGEN

Mit einem Testaufbau aus BGO-Kristallen mit Photodiodenauslese sollten erste Erfahrungen gesammelt werden. Es wurden Messungen zur Orts- und Energieauflösung im Bereich zwischen 0.7 und 6 GeV durchgeführt.

4.2 AUFBAU DER TESTMATRIX

Es standen 38 BGO-Kristalle [HAR82] der Größe 10 mm x 10 mm x 150 mm zur Verfügung. Dies entspricht einer Breite bzw. Höhe von 0.9 Strahlungslängen und einer Länge von 13.4 X₀ (siehe Abbildung 8).

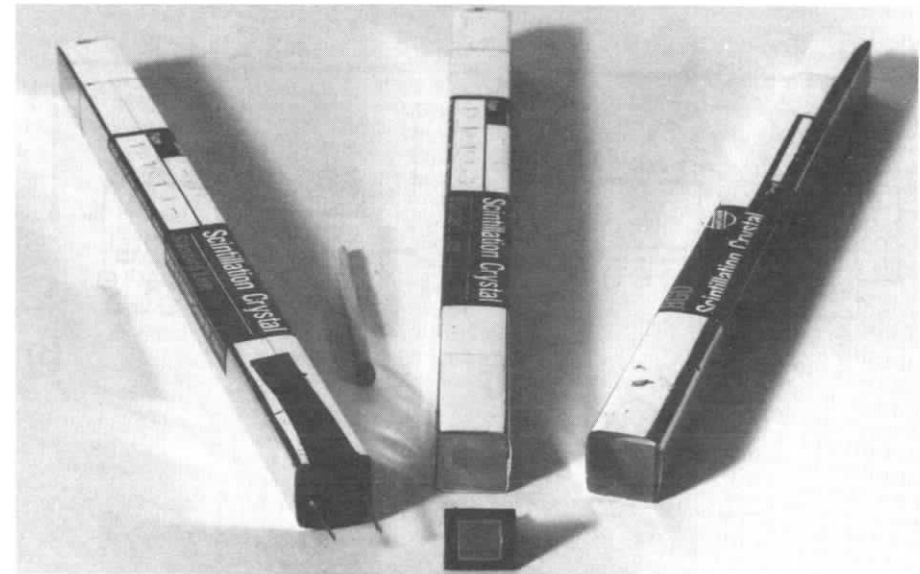


Abbildung 8 BGO-Kristalle und Photodioden

Die Kristalle wurden vom Hersteller in einer weißbeschichteten Reflektorfolie der mittleren Dicke 0.35 mm verpackt geliefert. Diese Folie dient zur lichtdichten Verpackung und Abschirmung gegen die Nachbarkristalle. Außerdem verbessert sie die Lichtsammlung. Möglichst viel Licht soll die Photodiode oder den Multiplier am Ende des Kristalls erreichen. BGO hat einen hohen Brechungsindex, deshalb wird ein großer Teil des Lichts an den Außenflächen total reflektiert. Eine gut diffus reflektierende Folie als Verpackung begrenzt die Lichtverluste bei Auftreffwinkeln, die größer sind als der Grenzwinkel ($\alpha=28^\circ$).

Laborversuche ergaben, daß die gelieferte Folie im Vergleich mit anderen Reflektorfolien die besten Ergebnisse bei der Auflösung einer Cs¹³⁷-Linie erbrachte [W1784]. Diese Folie wurde auch im Testaufbau verwendet.

Die Verpackung der Kristalle bringt wegen ihrer Dicke auch einen Nachteil mit sich. Bei Einschluß parallel zu den Kanten der Kristalle können Teilchen zwischen den Blöcken hindurchfliegen, ohne nachgewiesen zu werden.

Die Qualität der Kristalle war sehr unterschiedlich. Die Reinheit der Kristalle und die Auflösung der Cs-Linie variierten bei einzelnen Kristallen sehr stark. In Tab.3 sind die Kristalle und ihre Cs-Auflösungen aufgelistet (Herstellerangaben).

Nr.	Auflösung Cs-Linie	Bemerkungen	Nr.	Auflösung Cs-Linie	Bemerkungen
2	22.0 %	Einschlüsse	22	28.7 %	stark verdreht
3	21.4 %	Einschlüsse	23	20.8 %	Ecken verdreht
4	24.3 %	Kante verdreht	24	22.0 %	milchig
5	20.3 %	milchig	25	22.7 %	Kante verdreht
6	---	Attrappe	26	18.2 %	sauber
7	23.8 %	Einschlüsse	27	17.2 %	sauber
8	19.2 %	Ecke verdreht	28	26.1 %	Einschlüsse
9	19.5 %	sauber	29	22.2 %	Einschlüsse
10	20.9 %	Einschlüsse	30	22.9 %	Einschlüsse
11	19.2 %	sauber	31	24.4 %	Kante verdreht
12	22.1 %	Einschlüsse	32	19.0 %	sauber
13	22.7 %	milchig	33	19.5 %	sauber
14	21.0 %	Einschlüsse	34	18.9 %	sauber
15	17.3 %	sauber	35	19.2 %	mit Kratzern
16	27.7 %	stark verdreht	36	23.2 %	sauber
17	21.0 %	Kante verdreht	37	---	Attrappe
18	22.6 %	Einschlüsse	38	25.5 %	Einschlüsse
19	21.0 %	milchig	39	24.0 %	Einschlüsse
20	17.8 %	Kante verdreht	40	17.3 %	sauber
21	16.9 %	verschrammt	41	21.5 %	Einschlüsse

Tab.3 Liste der verwendeten BGO-Kristalle

Auf der Endfläche jedes Kristalls befand sich je eine Photodiode des Typs 'S 1337 BR' der Firma Hamamatsu [HAMB2] mit einer empfindlichen Fläche von 7mm x 7mm und einem Rahmen der Größe 10mm x 10mm. Zur Kopplung diente das optische Fett RHODORSIL HUILE 47 V. Die Dioden wurden durch einen starken elastischen Klebestreifen gehalten.

Die Kristalle wurden zu einer 6 x 7 Matrix mit 4 Aluminium - Attrappen an den Ecken aufgeschichtet. Zur Orientierung zeigt Abbildung 9 die Numerierung der Kristalle in der Matrix (Seite der Dioden).

×	38	39	40	41	×
31	32	33	34	35	6
25	26	27	28	29	30
19	20	21	22	23	24
13	14	15	16	17	18
7	8	9	10	11	12
×	2	3	4	5	×

Abbildung 9. Numerierung der Kristalle

Diese Matrix befand sich in einem Aluminium - Kasten (Wandstärke 10 mm, Stirnwände 2 mm) mit den Innenmaßen 10cm x 10cm x 25cm und wurde durch gefederte Epoxy-Platten gehalten. Dieser Kasten diente zur sauberen Arretierung der Matrix, zur lichtdichten Verpackung und zur elektrischen Abschirmung.

Abbildung 10 zeigt den Testaufbau, dabei haben die Nummern folgende Bedeutung:

- (1): Aluminium-Kasten
- (2): gefederte Epoxy-Platten
- (3): BGO-Kristalle
- (4): Photodioden
- (5): Lemo-Signalkabel
- (6): Verstärker

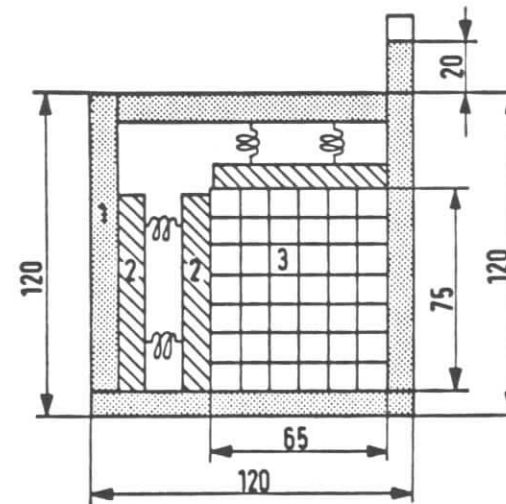
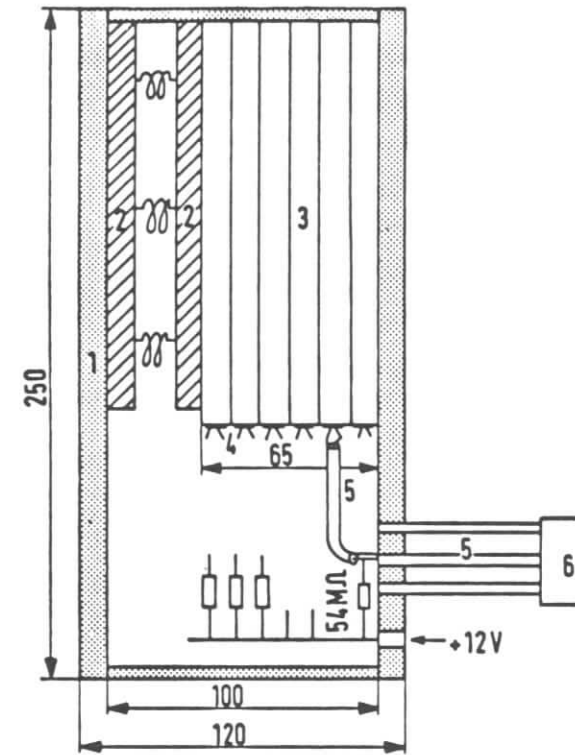


Abbildung 10. BGO-Matrix: Beschreibung im Text
Teststrahlungsmessungen

Abbildung 12 zeigt ein Photo der offenen Abschirmbox mit Kristallen und den Verstärkern.

Jede Photodiode war mit einem Lemo - Stecker in der Gehäusewand (Signalausgang) und über einen 54 Mega-Ohm Widerstand mit der Vorspannung von + 12 Volt verbunden. Abbildung 11 zeigt die Diodenschaltung. Jeweils 4 Kanäle wurden außerhalb der Abschirmung mit kurzen Lemo-Kabeln in eine gemeinsame Verstärkerkarte geführt. Dabei wurde darauf geachtet, den Kabelweg zwischen Diode und Verstärkereingang möglichst kurz zu halten (20 cm), da das Rauschen der Verstärker mit wachsender Kapazität an ihrem Eingang zunimmt.

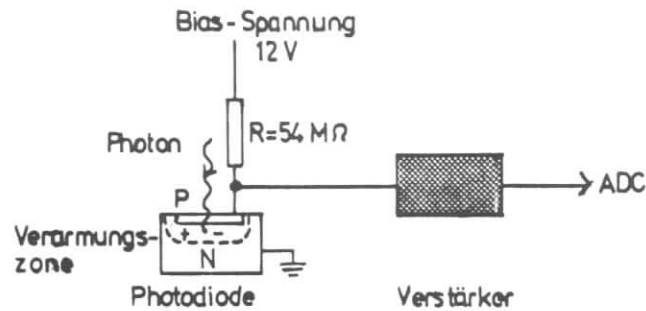


Abbildung 11. Diodenschaltung

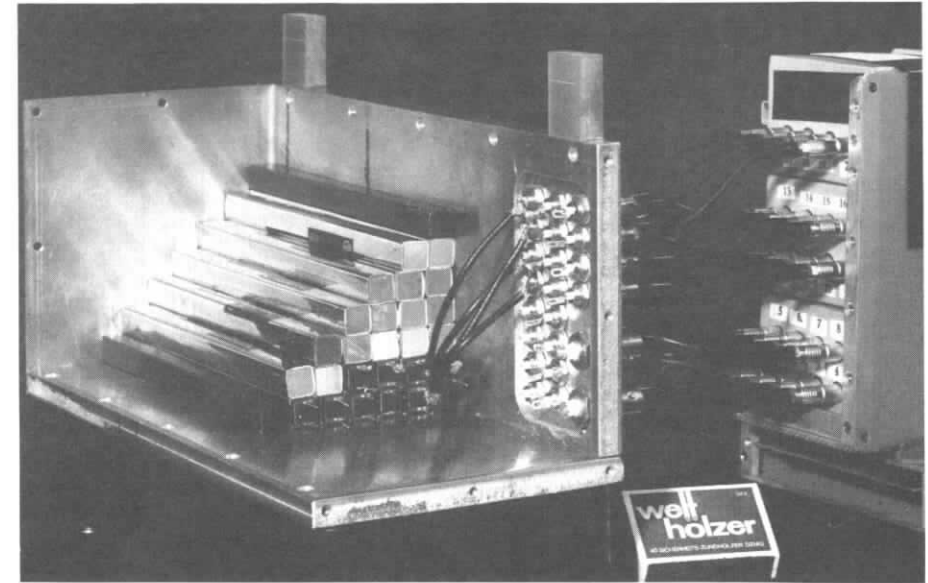


Abbildung 12. Photo des Testaufbaus: Das Bild zeigt die offene Abschirmbox, einige aufgeschichtete Kristalle und am rechten Rand die Vorverstärker

bereich gestreut sind. Durch einen Magneten, dessen Magnetstrom von der Meßhütte aus steuerbar ist, werden Teilchen mit gewünschter Energie ausselektiert. Die Genauigkeit der Energiedefinition beträgt etwa 1% (siehe [PET71]). Nach Passieren eines Kollimators treten die Teilchen in den Experimentierbereich.

4.3.2 Der Aufbau

Abbildung 13 zeigt den Aufbau im Teststrahlgebiet. Er bestand aus der BGO-Matrix, einem Blei-Sandwich-Schauerzähler, zwei Driftkammern und vier Szintillationszählern.

Zur Strahldefinition wurde ein System von Triggerzählern benutzt:

- Trigger 5a ($7 \times 7 \text{ mm}^2$) und Trigger 5b ($30 \times 30 \text{ mm}^2$) standen zwischen der BGO-Matrix und Kammer 1
- Trigger 5c ($30 \times 30 \text{ mm}^2$) stand vor Kammer 1
- Trigger 5d ($10 \times 10 \text{ mm}^2$) stand ca. 12 m vom Experimentiertisch entfernt am Kollimator

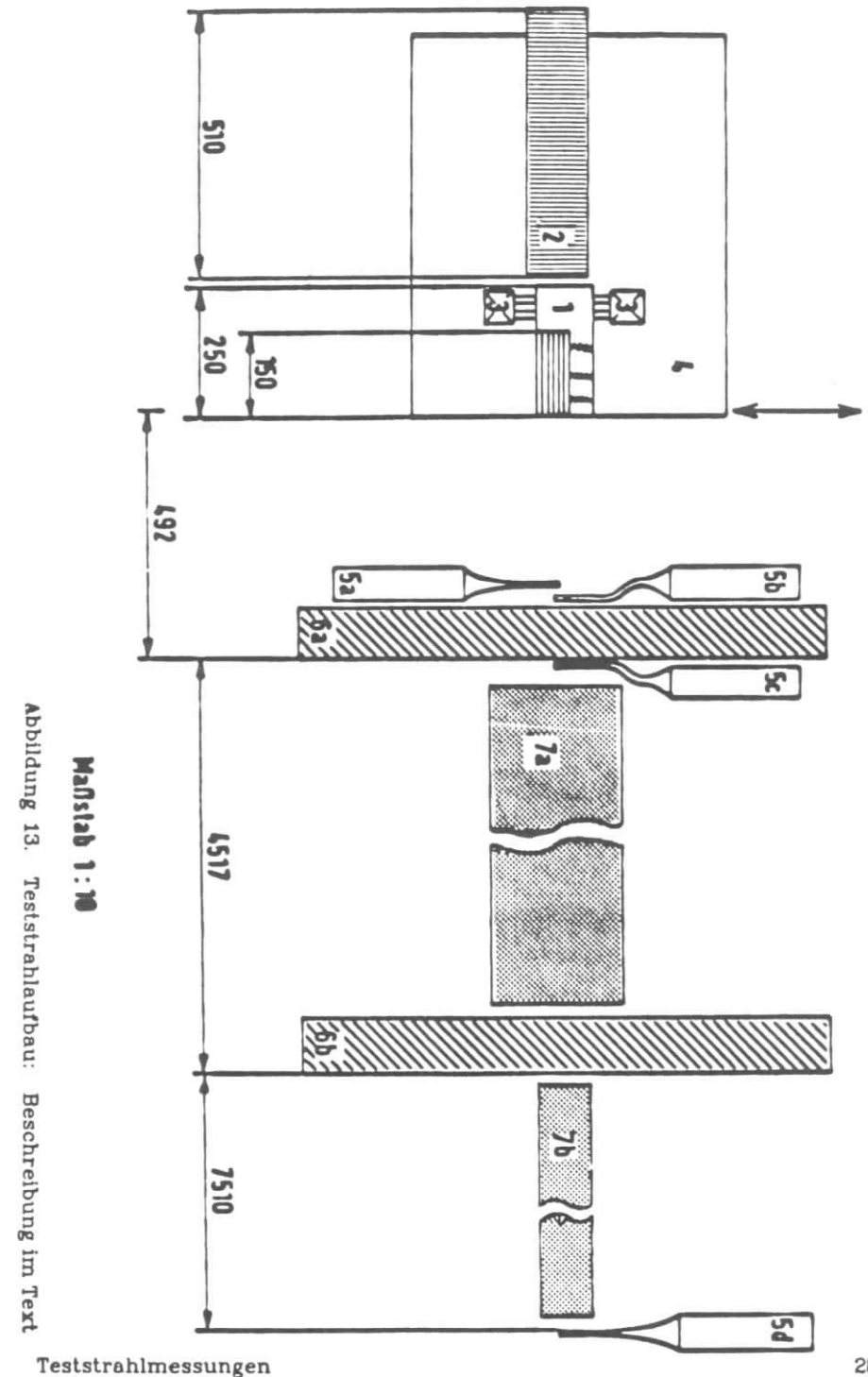
Bei der Datennahme für die Untersuchungen zur Energieauflösung wurden die Zähler 5a, 5c und 5d in Koinzidenz geschaltet. Um Daten für die Ortsauflösung zu erhalten, wurden in Verbindung mit den Driftkammern die Zähler 5b, 5c und 5d benutzt. D.h., der kleine Trigger vor der Matrix wurde gegen den größeren ausgetauscht.

Zwei Kammern des PLUTO Vorwärtsspektrometers [PLU79, DIE83] dienten zur genauen Bestimmung des Strahlortes für die Untersuchungen zur Ortsauflösung. Um die Vielfachstreuung so gering wie möglich zu halten, wurde der Strahl bis zur Kammer 2 und zwischen den Kammern durch ein Vakuumrohr geführt.

Die BGO - Matrix befand sich auf einem vertikal und horizontal verfahrbaren Experimentiertisch (1/10 mm Schritte) hinter der Kammer 1 und dem Triggerzähler 5a. Hinter der Matrix stand ein Blei-Sandwich-Zähler zur Messung des hinteren Schauerleckens.

Abbildung 13 gibt einen Überblick über den gesamten Aufbau, dabei bedeuten:

- (1): BGO-Matrix
- (2): Sandwich-Schauerzähler
- (3): Verstärker
- (4): Fahrtisch
- (5): 4 Triggerzähler (5a - 5d)
- (6): 2 Driftkammern (6a und 6b)
- (7): Vakuumstrahlrohr (7a und 7b)



Der gesamte Aufbau wurde mit Hilfe der Gruppe "Experimente-Aufbau" (MEA) justiert und mit einer Genauigkeit von 0.1 mm vermessen.

4.3.3 Testelektronik und Verarbeitung der Daten

Am Teststrahl stand ein Rechner PDP 11/04 zur Auslese und Speicherung der Testdaten zur Verfügung.

Die Elektronik des Teststrahlaufbaus gliederte sich in 3 Bereiche:

- Triggersystem zur Strahldefinition und als Zeitreferenz
- Verarbeitung der Signale zu digitalen Informationen
- Auslese und Speicherung der Signale auf der PDP 11, Weitergabe der Daten zum DESY-Rechner und Speicherung auf Magnetbändern

Abbildung 14 zeigt eine Darstellung des gesamten Elektronikaufbaus im Teststrahl.

Triggersystem:

Im Teststrahl befanden sich drei Szintillationszähler zur Strahldefinition. Mit entsprechenden Delay-Einheiten zur Zeitverzögerung wurden sie in Dreier-Koinzidenz geschaltet. Ihr Koinzidenz-Signal (Triggersignal) diente zum Einschalten der gesamten nachgeschalteten Elektronik.

Das Triggersignal gelangte zuerst in die Verriegelungseinheit, um die Elektronik während der Verarbeitung eines Ereignisses für weitere Daten zu sperren. Die Triggerfrequenz lag bei einigen kHz, die Auslesefrequenz beträgt aber 60 Hz. Die abschließende Entriegelung erfolgte durch die PDP. Nach der Verriegelungseinheit wurde das Triggersignal aufgeteilt in ein STROBE-Signal für die Hauptverstärker der Driftkammern, ein STOP-Signal für die TDCs der Driftkammern und zwei GATE-Signale für die ADCs.

Verarbeitung der Signale:

Die Verarbeitung der Signale von den Driftkammern, von der BGO-Matrix und vom Sandwich-Schauerzähler erfolgte getrennt.

Die Signale der Photodioden am Ende der BGO-Kristalle wurden über maximal 20 cm lange Lemo-Kabel auf ladungsempfindliche Verstärker gegeben (siehe Abbildung 10 auf Seite 24). Diese waren für einen Liquid-Argon-Zähler entwickelt und gebaut worden [ZIM80]. Die verstärkten Signale kamen dann über 22 m lange Koaxialkabel zu den ADCs (Analog-to-Digital-Converter).

Das Signal des Sandwich-Zählers zur Messung des hinteren Leakage aus der BGO-Matrix gelangte über eine Delay-Einheit direkt in einen CAMAC-ADC. Für die Signale der Driftkammern wurde zugehörige Original-Elektronik aus dem PLUTO-Detektor übernommen [PLU79]. Der Aufbau erfolgte analog zu den Tests bei [LEW81,KRU82 und DIE83]. Über 10 cm lange Verbindungskabel gelangten die Signale aus den Driftkammern auf achtfach-verstärkende analoge Vorverstärker. Durch 22 m lange Koaxialkabel, die auch beim PLUTO-Vorwärtsspektrometer verwendet wurden, gelangten die Signale dann zu den Hauptverstärkern und den TDCs (Time-to-Digital-Converter). Dort wurde die Zeit zwischen START-Signal (von der Kammer) und STOP-Signal (Triggersignal) gemessen und in digitaler Form weitergegeben. Die Zeitauflösung betrug 0.5 nsec, der Meßbereich 512 nsec.

Weitergabe und Speicherung:

Über die Crate-Controller kamen die Daten aus den ADC's und TDC's zur CAMAC-Elektronik, die für den Datentransfer zum Rechner sorgt. Durch ein CAMAC-Input-Register gelangten die Daten auf die PDP und wurden dort gespeichert. Während der Datennahme und am Ende eines Runs war eine erste Abfrage von Histogrammen auf einem Bildschirm möglich. Der PADAC-Controller stellte die Verbindung zur DESY-Rechenanlage her. Mit dem IBM-Rechner wurden die Teststrahlendaten gespeichert und später ausgewertet.

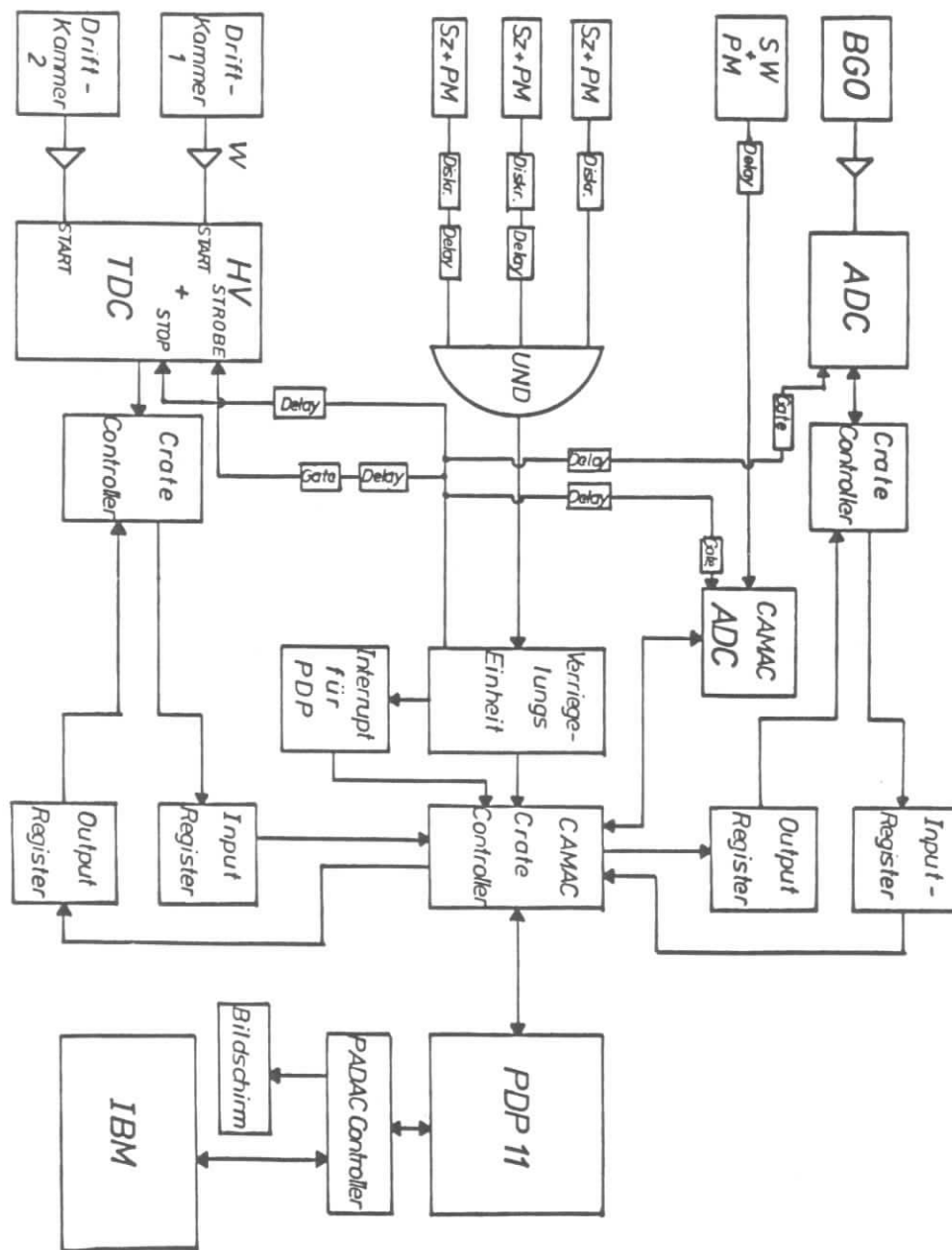


Abbildung 14. Aufbau der Elektronik im Teststrahl

4.4 DURCHFÜHRUNG DER MESSUNGEN

Vor Beginn der Messungen wurde die Lage der Triggerzähler mit dem Elektronenstrahl ausgerichtet und justiert. Der Experimentiertisch mit der BGO-Matrix konnte gegenüber dem Strahl und den ortsfesten Triggerzählern horizontal (x) und vertikal (y) verfahren werden. Um die Koordinaten jedes Kristalls zu ermitteln, wurde der Tisch so verfahren, daß sich der Triggerzähler T1 (7x7mm²) vor dem Kristall # 21 in der Mitte der Matrix befand. Dann wurde der Tisch erst horizontal, dann vertikal in 1mm-Schritten verfahren. In jeder Position wurde der Mittelwert des ADC-Spektrums bei einer Energie von 3 GeV bestimmt und gegen die Tischkoordinate aufgetragen (siehe Abbildung 15). So wurde der Mittelpunkt des Kristalls bestimmt. Für die anderen Kristalle wurden die Koordinaten errechnet und teilweise überprüft.

Es folgte die Kalibration der Kristalle. Dazu wurde jeder Kristall zentral vor den 7x7mm²-Trigger gefahren und das Spektrum für 3 GeV aufgenommen. Nach der Eichung des hinteren Sandwich-Zählers folgten dann Tests im gesamten Energiebereich zwischen 0.7 und 6 GeV. Dabei wurden in erster Linie die Kristalle Nr. 20 und 21 in der Mitte der Matrix als Zentralkristalle angefahren, aber auch Kristalle am Rand. Getestet wurde ebenfalls das Verhalten bei schrägem Einschub. Außerdem wurden auch Runs mit dem 30x30 mm²-Trigger für die Untersuchungen zur Ortsauflösung [RIE84] durchgeführt.

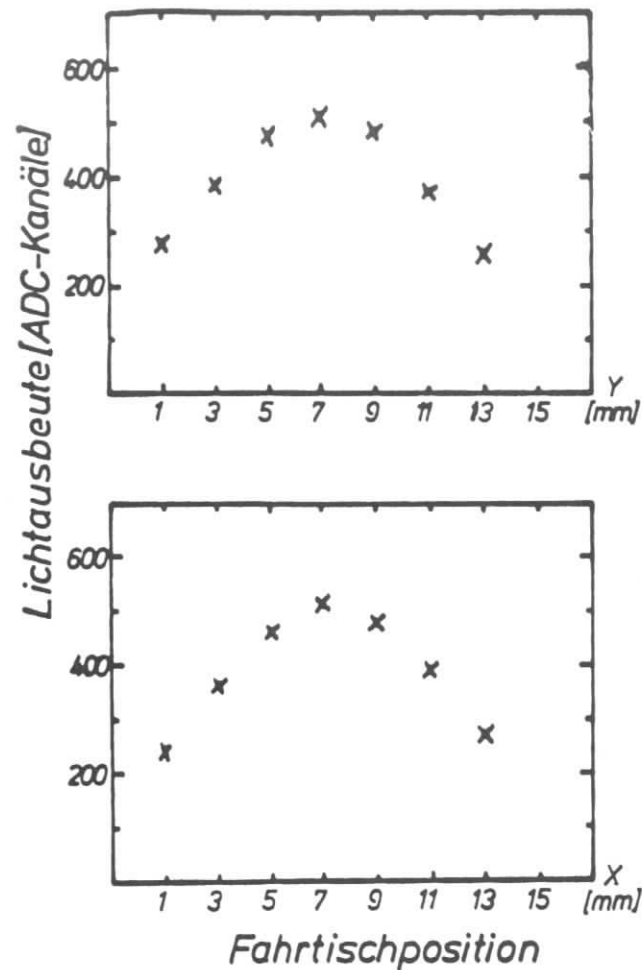


Abbildung 15. Bestimmung der Position von Kristall # 21

5.0 AUSWERTUNG DER MESSUNGEN

5.1 EICHUNG DER KOMBINATION VORVERSTÄRKER UND ADC

Wie schon beschrieben, geht das Signal jeder Photodiode über einen Verstärker- und einen ADC-Kanal in den Rechner.

Verstärker und ADC konnten über einen Testpulsengang kontrolliert werden.

Aus einem Testpulsengenerator wurden über einen in Stufen schaltbaren Abschwächer Testpulse mit jeweils 500 Ereignissen aufgenommen. Diese Messungen dienten zur Bestimmung

- des unterschiedlichen Nullpunktes
- der Linearität
- des zeitlichen Verhaltens

Die verwendeten ADC waren vor Beginn der Teststrahlzeit kalibriert worden. Die gemessenen Nullpunkte lagen deshalb eng beieinander, und zwar zwischen den Kanälen 39 und 43. Während der zweiwöchigen Meßzeit variierten diese sogenannten Pedestals um maximal ± 1 Kanäle. Lediglich beim Kristall Nr. 5 gab es eine Veränderung des Nullpunktes um +6 Kanäle, die bei der Auswertung berücksichtigt wurde.

Über einen Abschwächer konnte die Ladung am Testpulsengang in 20% Schritten zwischen 0 und 100 % variiert werden. Abbildung 16 zeigt die gefittete Testpulsgerade eines Kristalls. Im Laufe der Teststrahlzeit schwankten die Testpulsresultate um maximal $\pm 1\%$, mit der Ausnahme von Kanal Nr. 5 (s.o.). Die Steigungen der einzelnen ADC-Kennlinien wichen um $\pm 2\%$ voneinander ab.

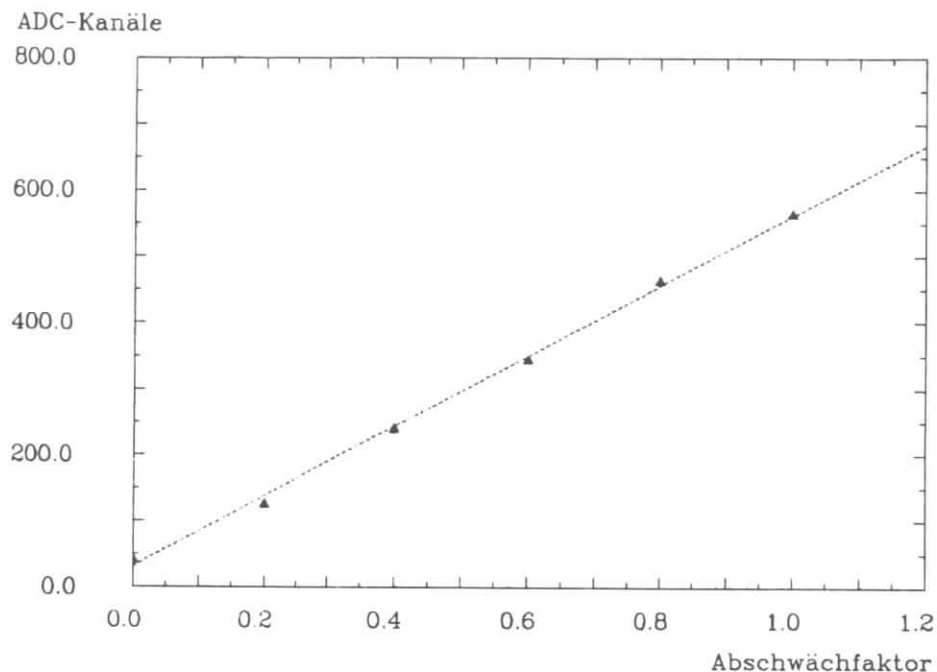


Abbildung 16. ADC-Kennlinie

5.2 KALIBRATION

Die Qualität der Kristalle variierte sehr stark. Ihre mit einem Photomultiplier gemessene Auflösung der Cs-Linie schwankte zwischen 17.2 und 28.7 % (FWHM). Optisch waren unterschiedliche Trübungen und Einschlüsse zu erkennen (siehe Tab.3). Auch das Auslesesystem mit Photodioden und Verstärkern und die optische Kopplung waren unterschiedlich.

Daher mußten alle 38 Kanäle, d.h. die 38 unterschiedlichen Einheiten aus BGO-Kristall, Photodiode und Vorverstärker kalibriert werden.

Eine Kalibration mit Hilfe eines radioaktiven Präparats oder mit Hilfe von minimalisierenden Teilchen der kosmischen Strahlung war nicht möglich, da die verwendeten ADC-Karten nur eine Auflösung zwischen 4.5 und 12.8 MeV pro Kanal hatten. Deshalb mußte mit dem Elektronenstrahl kalibriert werden. Dies war auch die einzige Möglichkeit zur Überwachung der zeitlichen Konstanz.

5.2.1 Erster Kalibrationsschritt

Die BGO-Matrix wurde auf dem Fahrtisch jeweils so verfahren, daß der Trigger (7 mm x 7 mm) zentral vor dem untersuchten Kristall stand. Auf diese Weise wurde für jeden Kristall ein Kalibrierungsrun mit einer Strahlenergie von 3 GeV und 5000 Ereignissen durchgeführt.

Die Mittelwerte des Eintrages im Zentralkristall lagen dabei nach Abzug des jeweiligen Nullpunktes zwischen den Kanälen 160 und 480 (ADC-Kanäle). Mit Hilfe eines Korrekturfaktors $x(k)$ wurden dann im ersten Schritt alle diese Mittelwerte auf den einheitlichen Wert 500 gebracht.

$$[\text{Mean}(k) - \text{Ped}(k)] \cdot x(k) = 500$$

Nach diesem ersten Kalibrierungsschritt wurde dann die Schauerverteilung in den um den Zentralkristall liegenden Nachbarkristallen untersucht. Abbildung 17 zeigt eine typische Verteilung in 3 direkten Nachbarkristallen.

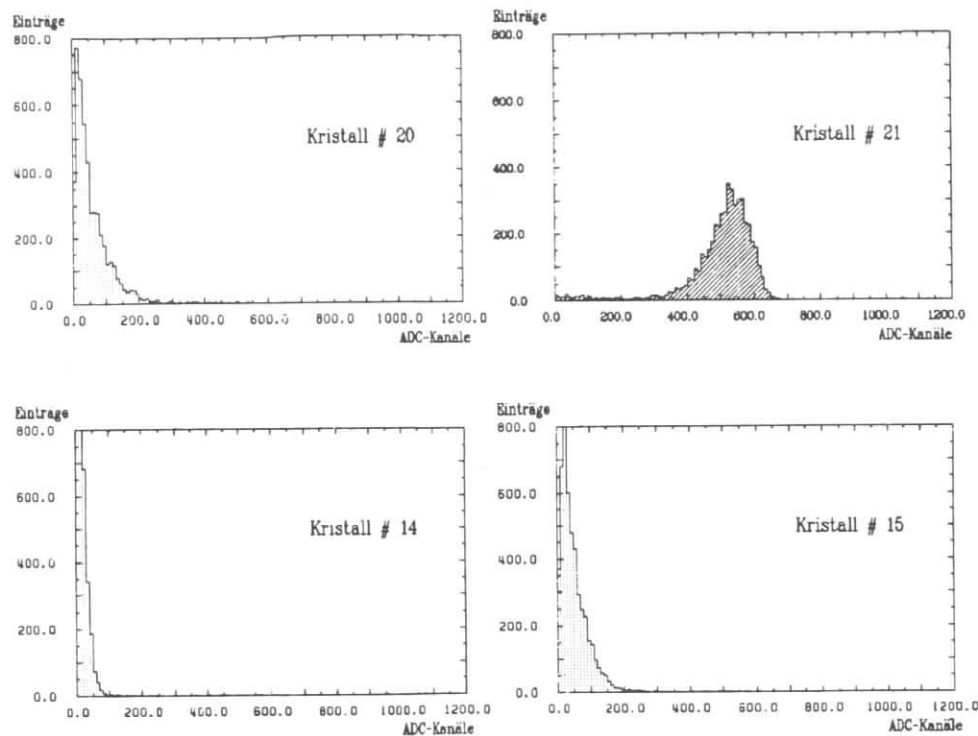


Abbildung 17 Schauerverteilung: Kristall # 21 ist der Zentralkristall, Energie 3 GeV

Danach erfolgte dann für jedes Ereignis die Summation der Einträge im Zentralkristall und seinen 8 direkten Nachbarn. So wurde das Schauerlecken zur Seite teilweise mitberücksichtigt. Diese Summation konnte bei den 16 Kristallen durchgeführt werden, die in der Mitte der Matrix lagen und 8 Nachbarn hatten. Die Mittelwerte dieser Summenspektren wichen um bis zu 3 % voneinander ab.

Der später hinter der Matrix aufgebaute Blei-Sandwich- Schauerzähler wurde ebenfalls mit einem 3 GeV-Run geeicht. Mit ihm konnte das hintere

Schauerlecken der BGO-Matrix untersucht und in die Auswertung mit aufgenommen werden.

5.2.2 Zweiter Kalibrationsschritt

Wegen der Abweichungen der Summenspektren für die 3x3-Matrix schloß sich ein zweiter Kalibrationsschritt an.

Es wurde verlangt, daß alle 16 Summenspektren den gleichen Mittelwert ergaben. Dazu wurden die Korrekturfaktoren der Kristalle mit Hilfe eines Rechenprogramms (16 Gleichungen mit 16 Unbekannten) so verändert, bis diese Forderung für alle Spektren erfüllt war.

Nach der 2. Kalibration wichen die Mittelwerte der Zentralkristalle bis zu $\pm 2\%$ voneinander ab.

5.2.3 Versuch einer Verbesserung

Mit Hilfe der beiden Driftkammern konnte das Strahlprofil später weiter eingeschränkt werden. Um noch genügend Ereignisse zu behalten, wurde der Strahl auf 3 mm x 3 mm eingeschränkt. Das Verfahren ist bei [RIE84] nachzulesen. Hiermit wurde die Kalibration dann noch einmal wiederholt. Die Ergebnisse dieses zweiten Versuchs wichen bei einigen Kristallen von der ersten Kalibration ab. Diese neuen Faktoren erbrachten aber keine Verbesserung bei der Energieauflösung.

Eine mögliche Erklärung für die Abweichungen ist:

Da die Elektronen alle weiter vom Rand entfernt auftreffen, ist das seitliche Leakage kleiner als bei den Daten des 1. und 2. Kalibrationsschritts, so daß von den Nachbarkristallen nur kleine Randbereiche mit einbezogen sind. Inhomogenitäten gerade in diesen Bereichen verfälschen dann sehr stark die Summenbildung und damit den zweiten Kalibrationsschritt.

6.0 ERGEBNISSE DER MESSUNGEN

Für die beiden Kristalle Nr. 20 und Nr. 21 im Zentrum der Matrix (siehe Abbildung 9 auf Seite 23) wurden Teststrahlungsmessungen bei verschiedenen Energien durchgeführt.

Diese beiden Kristalle wurden ausgewählt, weil hier genügend Nachbarkristalle zur Verfügung standen, um eine Summenbildung für 9 und 25 Kristalle durchführen zu können. Aus Zeitgründen konnte am Rand der Matrix nur eine Messung bei 4 GeV durchgeführt werden.

Um die Ergebnisse der Messungen bewerten und vergleichen zu können, wurden zahlreiche EGS-Monte-Carlo Simulationsrechnungen [FOR78] für die Schauerentwicklung in BGO durchgeführt. Dabei konnte auf vorhandene Programme und Erfahrungen aus der ARGUS Gruppe [DRE82,DRE83] zurückgegriffen werden (EGS : Elektron-Gamma-Simulation, siehe Anhang).

6.1 LINEARITÄT UND ENERGIEAUFLÖSUNG

6.1.1 Der Zentralkristall

Für die beiden Zentralkristalle wurden Messungen bei 0,7, 1, 2, 3, 4, 5 und 6 GeV mit jeweils mindestens 3000 Ereignissen durchgeführt.

Abbildung 18 zeigt ein Spektrum bei 3 GeV. Deutlich zu erkennen ist die Unsymmetrie der Verteilung zu niedrigen Energien, die durch das bei dieser Kristallgröße starke Herauslecken des Schauers (Leakage) hervorgerufen wird. EGS Simulationen für 3 GeV haben ergeben, daß in einem Kristall der Größe $10 \times 10 \times 150 \text{ mm}^3$ bei einer Triggerfläche von $7 \times 7 \text{ mm}^2$ 50 % der Energie deponiert werden. 45 % lecken seitlich, 5 % hinten heraus. Mit zunehmender Energie nimmt dieses hintere Leakage stark zu.

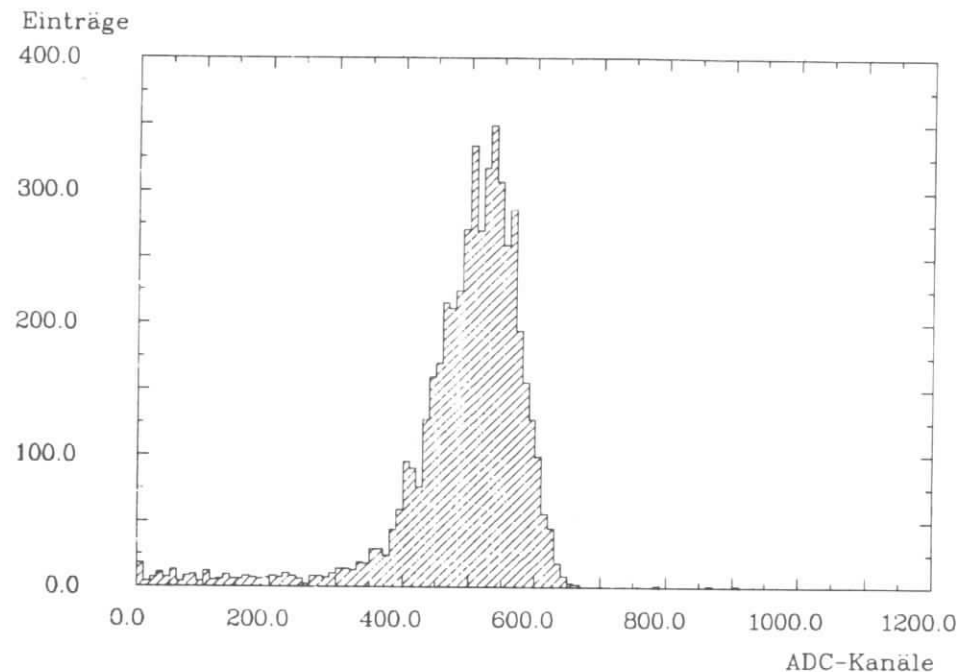


Abbildung 18. Spektrum des Zentralkristalls bei 3 GeV

Wegen des mit zunehmender Energie steigenden Herausleckens von Schauerteilchen kann man für die zentralen Kristalle keine Linearität des Mittelwertes der deponierten Energie erwarten. Abbildung 19 zeigt deutlich die Abweichung vom linearen Verhalten für einen Einzelkristall.

Mittelwert (ADC-Kanäle)

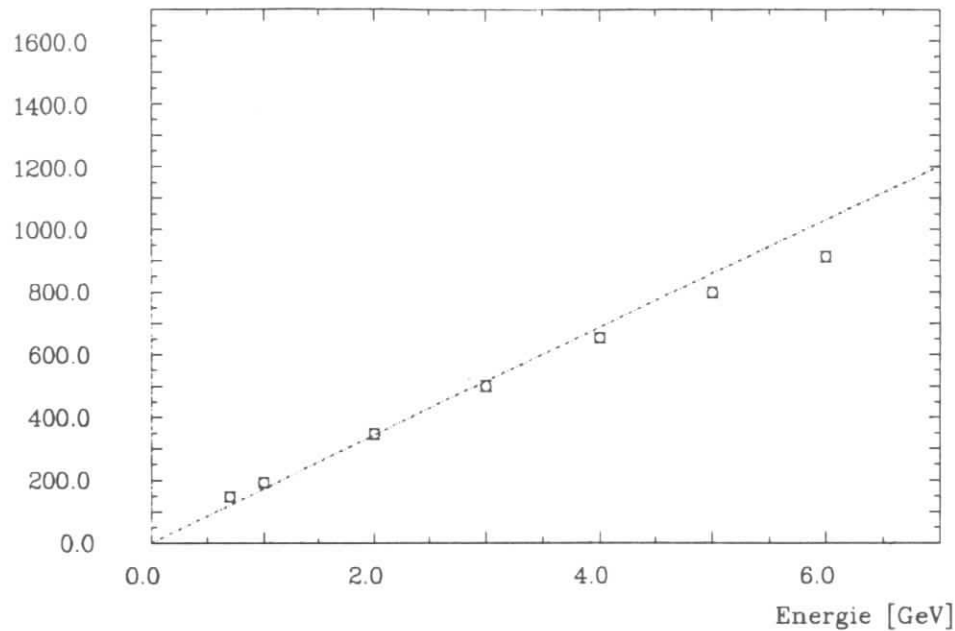


Abbildung 19. Mittelwert der deponierten Energie im Zentralkristall in Abhängigkeit von der Strahlenergie

Trotz dieses Einflusses vom Leakage konnte mit den Zentralkristallen bei einer Strahlenergie von 3 GeV eine Energieauflösung $\sigma_E/E = 13\%$ erreicht werden. EGS-Rechnungen ergaben bei diesem Trigger eine Auflösung von $\sigma_E/E = 12.8\%$. Bei punktförmigem Einschub in der Mitte der Kristallstirnfläche ergab EGS eine Auflösung von $\sigma_E/E = 6.8\%$.

6.1.2 Matrix aus 9 Kristallen

Um einen Teil des seitlich herausleckenden Schauers mit heranziehen zu können, wurden die bei jedem Ereignis in den 8 direkten Nachbarkristallen registrierten Einträge zum Eintrag im Zentralkristall aufsummiert. In einer Matrix der Größe $30 \times 30 \times 150 \text{ mm}^3$ ($2.7 \times 2.7 \times 13.4 \cdot X_0^3$) aus 9 Kristallen werden bereits 79% der Energie deponiert.

Einträge

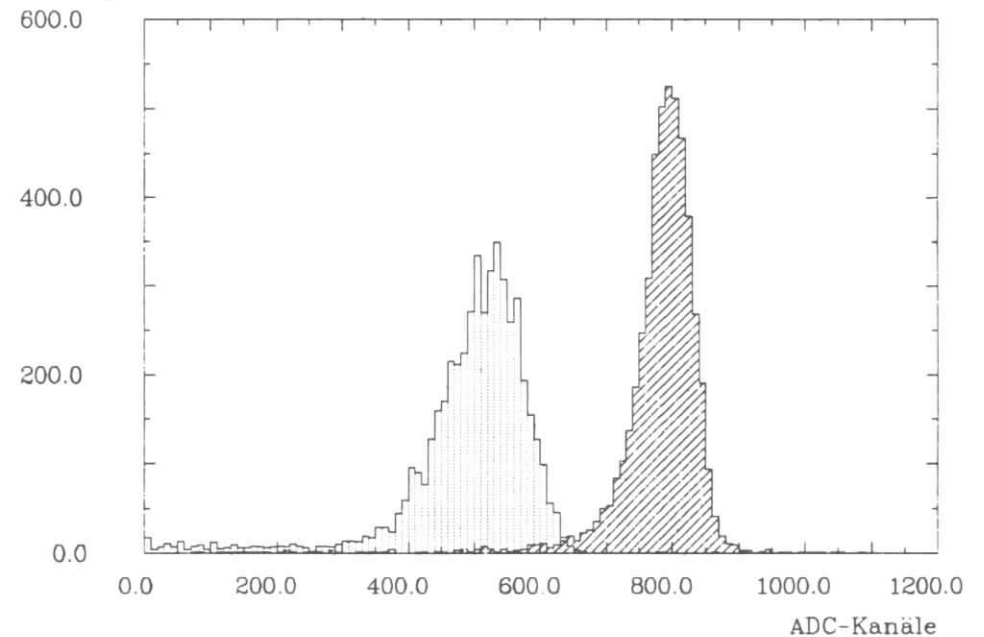


Abbildung 20. 3 GeV Spektren: links das Spektrum des Zentralkristalls, rechts das Spektrum der 3x3 Kristallmatrix

Für eine Energie von 3 GeV zeigt Abbildung 20 den Vergleich zwischen dem Spektrum eines Einzelkristalls und dem Summenspektrum für 9 Kristalle.

Im Energiebereich zwischen 0.7 und 6 GeV wurde mit einer 3x3-Matrix eine Energieauflösung $\sigma_E/E = 7\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ erreicht, gegenüber $5.6\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ als Ergebnis der Monte-Carlo-Rechnungen. Die Abweichungen werden im Abschnitt Fehlerbetrachtungen diskutiert.

6.1.3 Einbeziehung des hinteren Leakage

Die verwendeten Kristalle waren sehr kurz, deshalb war das hintere Leakage groß. Kristalle für den Einsatz in einem Hochenergiephysik-Experiment werden mit Sicherheit länger sein. Der Einfluß des Leakage sollte deshalb untersucht werden. Die EGS-Simulation zeigte starke Fluktuationen im longitudinalen Leakage. Der Einfluß auf die Energieauflösung sollte erheblich sein, obwohl nur etwa 4 % der Energie nach hinten herauslecken.

Um dieses Leakage mit in die Auswertung aufnehmen zu können, befand sich hinter der BGO-Matrix ein Blei-Sandwich-Schauerzähler mit einer aktiven Fläche von $100 \times 100 \text{ mm}^2$ und einer Länge von 17 Strahlungslängen. In 9 Kristallen und dem Sandwich-Schauerzähler werden bereits 83% der Energie deponiert, der Rest leckt seitlich aus der Matrix heraus.

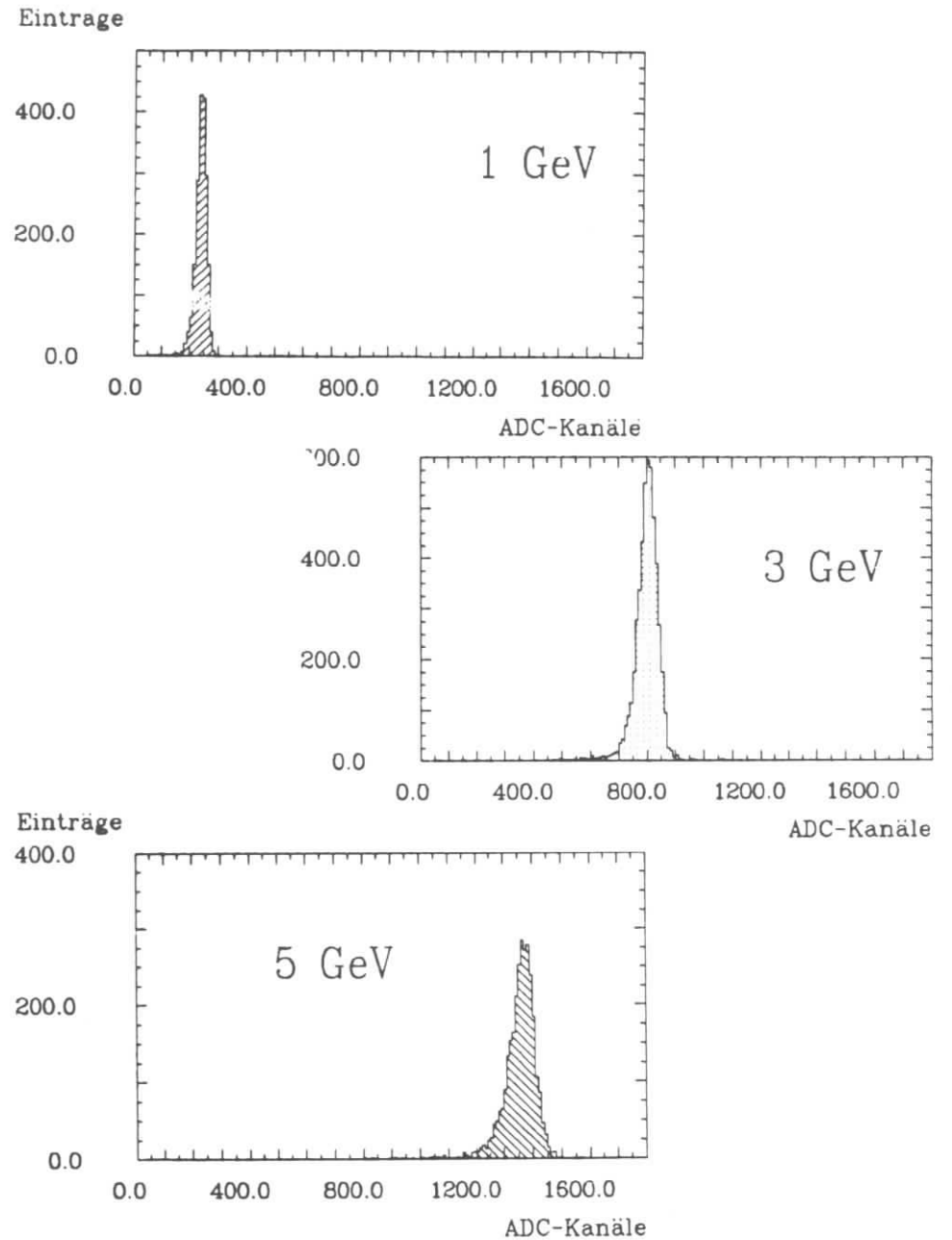


Abbildung 21. Summenspektren für 1,3 und 5 GeV: (9 Kristalle und hinteres Leakage)

Abbildung 21 zeigt die Summenspektren einer 3x3-Kristallmatrix unter Einbeziehung des hinteren Leakage. Abbildung 22 zeigt die mit dieser Kombination erreichte Linearität zwischen 0.7 und 6 GeV. Man erkennt gut, daß das verbleibende seitliche Leakage energieunabhängig ist.

Mittelwert (ADC-Kanäle)

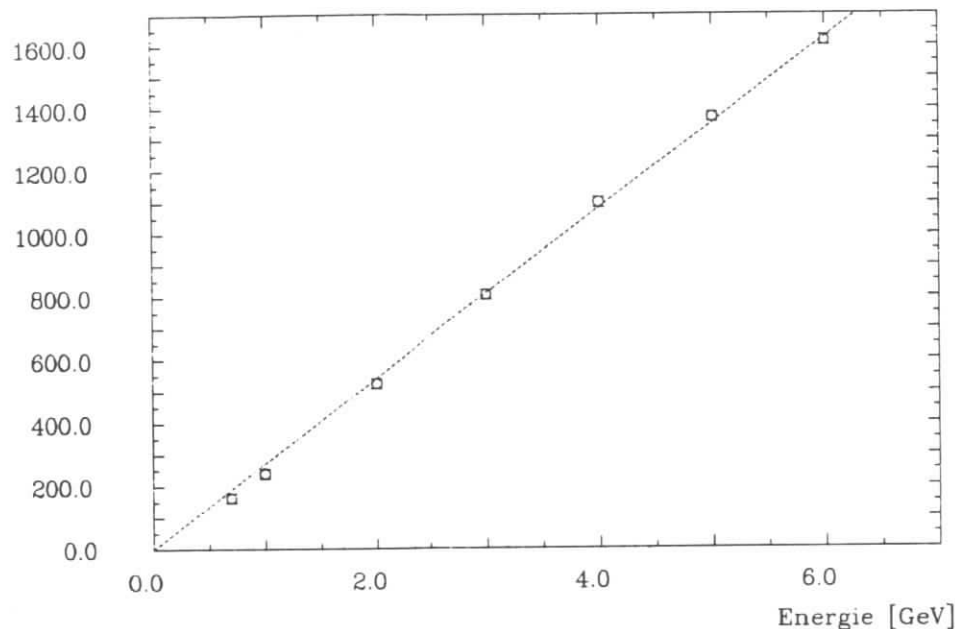


Abbildung 22. Mittelwerte der ADC-Summenspektren: (9 Kristalle und hinteres Leakage)

In Tab.4 sind die bei verschiedenen Energien erreichten Auflösungen aufgelistet. Zum Vergleich sind auch die Ergebnisse von EGS-Rechnungen mit aufgelistet.

Energie [GeV]	Energieauflösung	
	Daten	EGS
0.7	7.7 %	5.5 %
1.0	6.5 %	4.7 %
2.0	4.0 %	--
3.0	3.5 %	2.8 %
4.0	2.9 %	--
5.0	2.5 %	2.2 %
6.0	2.4 %	--

Tab.4 Energieauflösung für 9 Kristalle mit hinterem Leakage

Abbildung 23 stellt die erreichte Energieauflösung dar (Dreiecksymbole). Die durchgezogene Linie ist die an diese Werte gefittete Wurzelfunktion. Der Fit ergab

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{6\%}{\sqrt{E \text{ [GeV]}}}$$

als erreichte Energieauflösung. Die unterbrochene Linie zeigt einen Wurzelfit an die vier Werte aus der EGS-Simulation (Kreissymbole). Es ergibt sich $4.8\% / \sqrt{E \text{ [GeV]}}$.

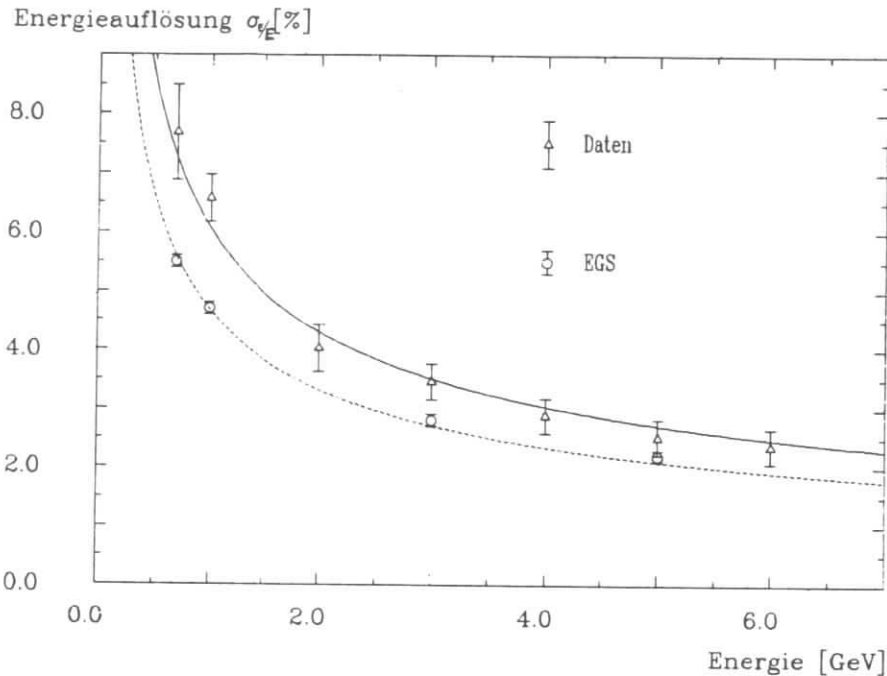


Abbildung 23. Energieauflösung für 9 Kristalle mit hinterem Leakage

Beim Vergleich der in dieser Untersuchung erreichten Auflösung mit den Ergebnissen anderer Autoren (z.B. [L3C83,POR83]) muß man einige Unterschiede beachten. In allen Fällen sind die verwendeten Kristalle größer, damit spielt die Kalibration keine so große Rolle. Durch die Verwendung rauschärmerer Dioden und anderer Vorverstärker kann die Auflösung ebenfalls verbessert werden. Zur Erreichung der besten Energieauflösung wurden zum Teil auch sogenannte Leakage-Vetos verwendet und so Schauer selektiert, bei denen die gesamte Energie in einem Kristall deponiert wurde [MAG83].

Ziel unserer Untersuchungen war auch nicht das Erreichen der besten BGO-Energieauflösung, sondern der Nachweis, daß auch mit kleinen Kristallen und mit einer nur 3x3 cm² großen Stirnfläche schon eine gute Energieauflösung erreicht werden kann. Das heißt, daß BGO sich auch für Anwendungen bei beschränktem Platz eignet.

6.1.4 Matrix aus 25 Kristallen

Nach den EGS-Rechnungen sollte eine Einbeziehung der nächsten 16 Nachbarkristalle⁶ eine Verbesserung der Energieauflösung von 4.8%/√E auf 3.2%/√E erbringen.

Im Experiment konnte die Energieauflösung dagegen nicht verbessert werden. Mögliche Ursachen werden im nächsten Abschnitt diskutiert.

6.2 FEHLERBETRACHTUNGEN

6.2.1 Statistischer Fehler

Für den statistischen Fehler von σ gilt:

$$\Delta\sigma = \frac{\sigma}{\sqrt{2N}}$$

Dabei ist N die Zahl der Ereignisse, d.h. der Schauer. Dies gilt sowohl für Daten, als auch für EGS.

Bei im Schnitt 3000 Ereignissen und einer Auflösung von 6% ergibt das einen statistischen Fehler von $\Delta\sigma = \pm 0.1\%$.

6.2.2 Systematischer Fehler und Vergleich mit EGS

Beim Vergleich der erreichten Auflösungswerte mit den Ergebnissen der EGS-Simulation fällt auf, daß die Datenwerte wesentlich schlechter sind. Für 3 GeV vergleicht Tab.5 die Energieauflösungen für die 3x3- und 5x5-Kristallmatrix unter Einbeziehung des hinteren Leakage.

⁶ Erweiterung der Matrix von 3x3 auf 5x5 Kristalle

Matrixgrösse	Daten	EGS
3 x 3	3.5 %	2.8 %
5 x 5	3.4 %	1.8 %

Tab.5 Energieauflösung (3 GeV) für Daten und EGS

Im Rahmen der Untersuchungen zu den systematischen Fehlern wurden die folgenden Punkte untersucht:

- Mangelhafte Auflösung der ADCs
- Einfluß des Rauschens
- Falsche Nullpunkte (Pedestal)
- Energiedefinition des Teststrahls
- Inhomogenitäten der Kristalle

Die im Test verwendeten ADC-Karten mit 1024 Kanälen sollten Signale von Elektronen mit Energien zwischen 0.7 und 6 GeV verarbeiten. Die Auflösung (Energie pro Kanal) lag je nach Kristallgüte zwischen 4.5 und 12.8 MeV/ADC-Kanal.

Dieser Effekt spielt bei den Monte-Carlo-Daten keine Rolle. Für die Energie von 3 GeV standen die meisten Simulationsdaten zur Verfügung. Die Rechnungen besagten, daß bei dieser Energie in einigen außen liegenden Kristallen der Matrix aus 25 Kristallen Energien in der Größenordnung von 10 bis 20 MeV deponiert werden.

Hat ein solcher Randkristall einen ADC mit über 10 MeV/Kanal, so können Fluktuationen nur ungenau oder gar nicht bestimmt werden. Sie spielen aber für die Energieauflösung eine große Rolle. Deshalb wurde in die Auswertung der Monte-Carlo-Daten diese ADC-Kanalaufteilung aufgenommen. Dadurch verschlechterte sich die Energieauflösung, wie Spalte (1) von Tab.6 zeigt.

Bei der Verschlechterung der Auflösung spielen auch Rauschen, falsche ADC-Nullpunkte und Nullpunktverschiebungen eine Rolle. Diese Punkte werden im EGS nicht berücksichtigt. Sie wurden ebenfalls für die 3 GeV-Daten simuliert. In der Tabelle sind die Ergebnisse zusammengefaßt.

Die Energiedefinition im Teststrahl war nur auf ca. 1% genau. Auch dieser Effekt wurde bei den EGS-Daten berücksichtigt.

Matrixgrösse	normal	EGS			Daten
		(1)	(2)	(3)	
3 x 3	2.8 %	3.1 %	3.2 %	3.4 %	3.5 %
5 x 5	1.8 %	2.0 %	2.3 %	2.5 %	3.4 %

Tab.6 Berücksichtigung systematischer Fehler bei der Auflösung:

- (1) : Einbeziehung der ADC-Kanäle
- (2) : Einbeziehung der ADC-Kanäle, des Rauschens und der Pedestal
- (3) : Zusätzliche Einbeziehung der Energieunschärfe

Für 9 Kristalle der 3x3-Matrix kann die große Diskrepanz zwischen Experiment und EGS so weitgehend geklärt werden. Für 25 Kristalle bleibt der Unterschied von 1 % bei einer Energie von 3 GeV.

Ein möglicher Grund für diesen Unterschied könnten Inhomogenitäten in den Kristallen sein. Messungen mit einer Cs-Quelle im Labor [WES83] ergaben, daß die meisten Kristalle auf 1 bis 2 % uniform sind. Bei einigen Kristallen mit schlechter Auflösung schwankte die Pulshöhe allerdings bis zu 14 %. Die vier schlechtesten Kristalle (Nr.16,22,28 und 38, siehe Tab.3 (S. 22)) konnten nicht mehr untersucht werden, da sie vom Hersteller inzwischen getauscht worden waren.

Diese Inhomogenitäten können einen großen Einfluß haben. Mit EGS wurde für 3 GeV Energie und 15 cm lange Kristalle ein longitudinales Schauerprofil für drei Kristalle erzeugt. Abbildung 24 zeigt die longitudinale Schauer-Verteilung für den Zentralkristall und 2 Nachbarn.

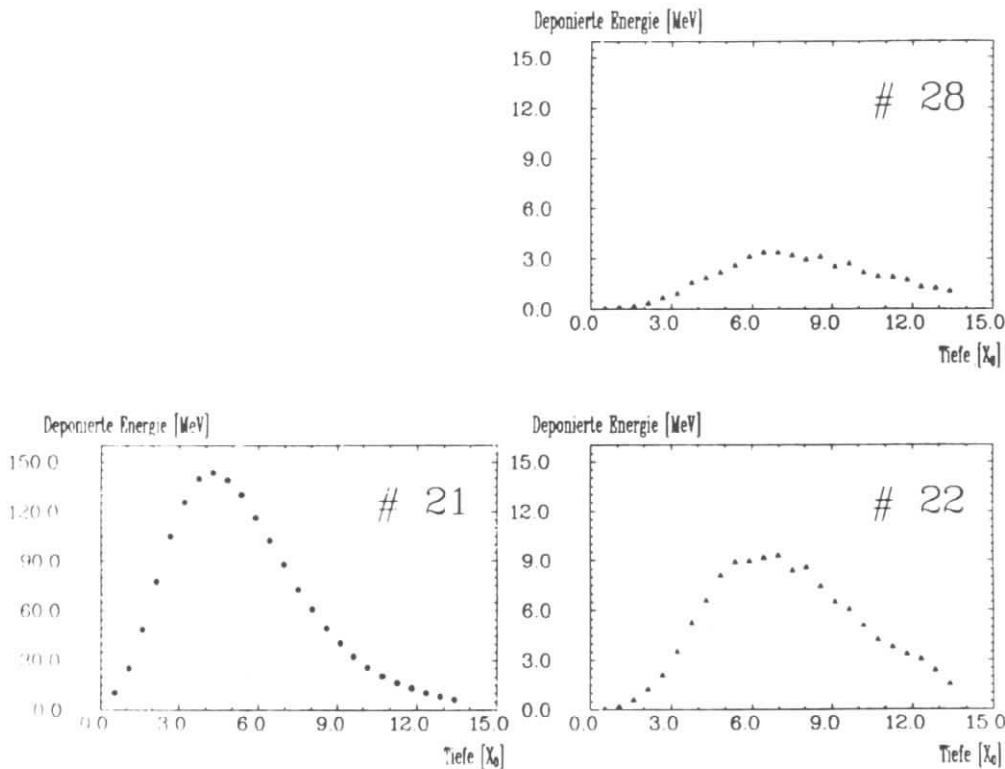


Abbildung 24. Longitudinale Schauerverteilung für 3 GeV (EGS)

Man erkennt, daß der Ort, an dem die meiste Energie deponiert wird, bei den Nachbarkristallen tiefer im Kristall liegt, als beim Zentralkristall. Bei der Kalibrierung spielen Inhomogenitäten auf den ersten 6 Strahlungslängen eine Hauptrolle, beim Leakage dagegen Inhomogenitäten, die tiefer im Kristall liegen. Dies kann fehlerhafte Energiemessungen in Nachbarkristallen verursachen, die die Energieauflösung verschlechtern. Da bei einer 5x5 Matrix 16 weitere Nachbarkristalle beteiligt sind, ist dieser Einfluß dort viel größer.

Eine weitere mögliche Fehlerquelle ist die Befestigung der Dioden mit optischem Fett an den Kristallen. Beim Abbau der Matrix, der erst nach weiteren Tests mit kosmischer Strahlung erfolgte, wurde festgestellt, daß bei einigen Dioden Fett herausgelaufen war. Für die zentralen Kristalle weiß man aus den verschiedenen 3 GeV-Tests, daß sie konstant blieben. Bei den Randkristallen kann aber nicht ausgeschlossen werden, daß das Fett herausgelaufen ist und damit den optischen Kontakt verschlechtert hat.

6.3 ABHÄNGIGKEIT VOM EINSCHUSSORT

Die obigen Ergebnisse wurden für einen auf 7x7 mm² eingeschränkten Auftreffort der Elektronen im Zentrum der Kristalle erreicht. Untersucht wurde aber auch die Energieauflösung am Rand und an den Ecken der Kristalle.

Der Experimentiertisch wurde so verfahren, daß die Mitte des Strahltriggers genau am Rand oder an einer Ecke eines Kristalls lag. Abbildung 25 zeigt die Spektren von vier benachbarten Kristallen, auf deren gemeinsamer Ecke der Strahlmittelpunkt lag. Es wurde wegen der optimalen Zählrate wieder mit einer Energie von 3 GeV gearbeitet.

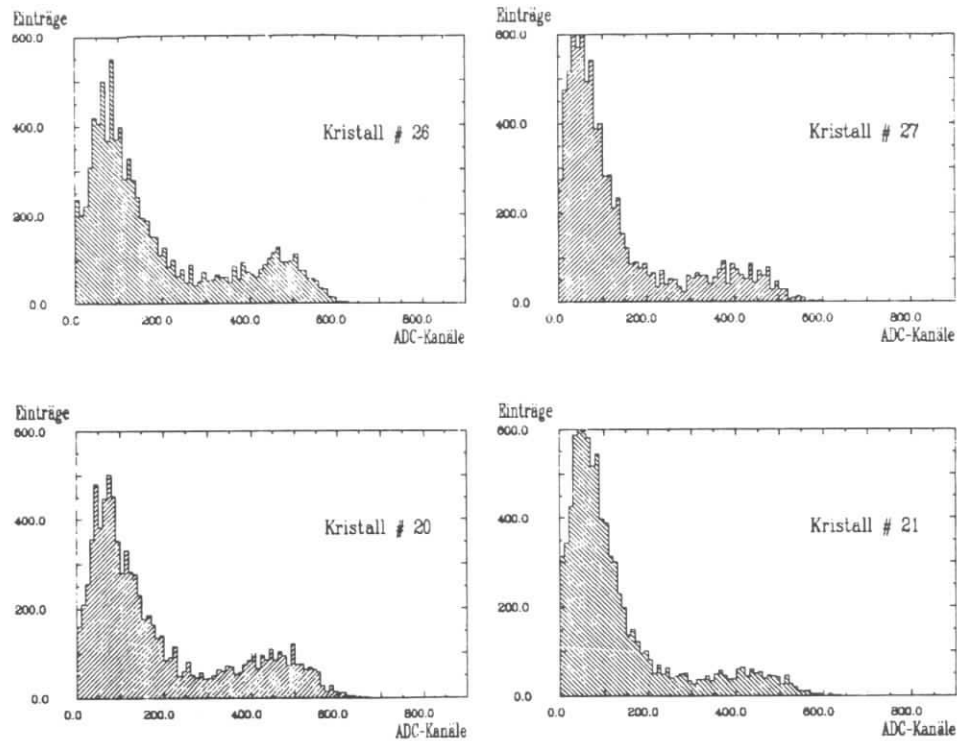


Abbildung 25. Spektren von 4 Nachbarkristallen: Einschuß auf die gemeinsame Ecke

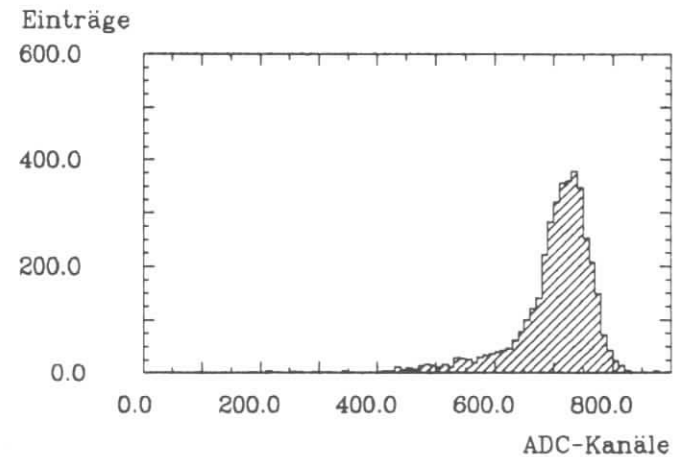
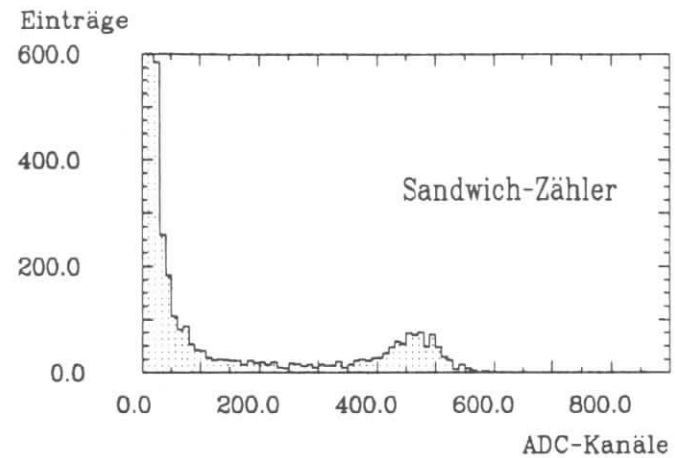


Abbildung 26. Einschuß auf die Ecke: Oben das Spektrum des Sandwichzählers, darunter das Summenspektrum für die vier betroffenen Kristalle unter Einbeziehung des hinteren Leakage (3GeV)

Abbildung 26 zeigt das Spektrum des hinteren Sandwichzählers und das Summenspektrum der 4 Kristalle und des Sandwichzählers. Am Spektrum des Sandwichzählers, also beim hinteren Leakage, erkennt man, daß ein Teil der Elektronen (ca. 15 %) durch die Lücke zwischen den Kristallen (Breite mindestens 0.7 mm) geflogen sind. Diese Elektronen haben ihre Energie vollständig im hinteren Schauerzähler deponiert. Beim Einbau einer BGO-Matrix in einen Detektor muß also auf möglichst kleine Lücken, d.h. dünne Verpackung geachtet werden. Außerdem sollten die Kanten nicht parallel zur Flugbahn ausgerichtet sein.

Für Einschuborte an den Kristallrändern und Ecken wurden ebenfalls Summenspektren für 25 Kristalle unter Einbeziehung des hinteren Leakage gebildet. Die Breite der Verteilung verschlechterte sich. Für 3 GeV erreichte man $\sigma = 4.0\%$ gegenüber $\sigma = 3.4\%$. Dies liegt an der schlechteren Energieauflösung des Sandwich-Zählers.

6.4 ABHÄNGIGKEIT VOM AUFTREFFWINKEL DES STRAHLS

Um den Einfluß des Winkels zwischen der Teilchenbahn und den Achsen der Kristalle auf die Energieauflösung zu untersuchen, wurde die Matrix unter einem Winkel von 80 mrad zum Strahl aufgestellt. Abbildung 27 zeigt die Stellung der Kristallmatrix zum Strahl und die Spektren von drei Kristallen um den Einschubpunkt herum bei einer Energie von 3 GeV. Der Mittelwert des Summenspektrums und die erreichte Energieauflösung ($\sigma_E/E = 3.5\%$ bei 3 GeV) wichen nicht von den Werten bei senkrechtem Auftreffen ab.

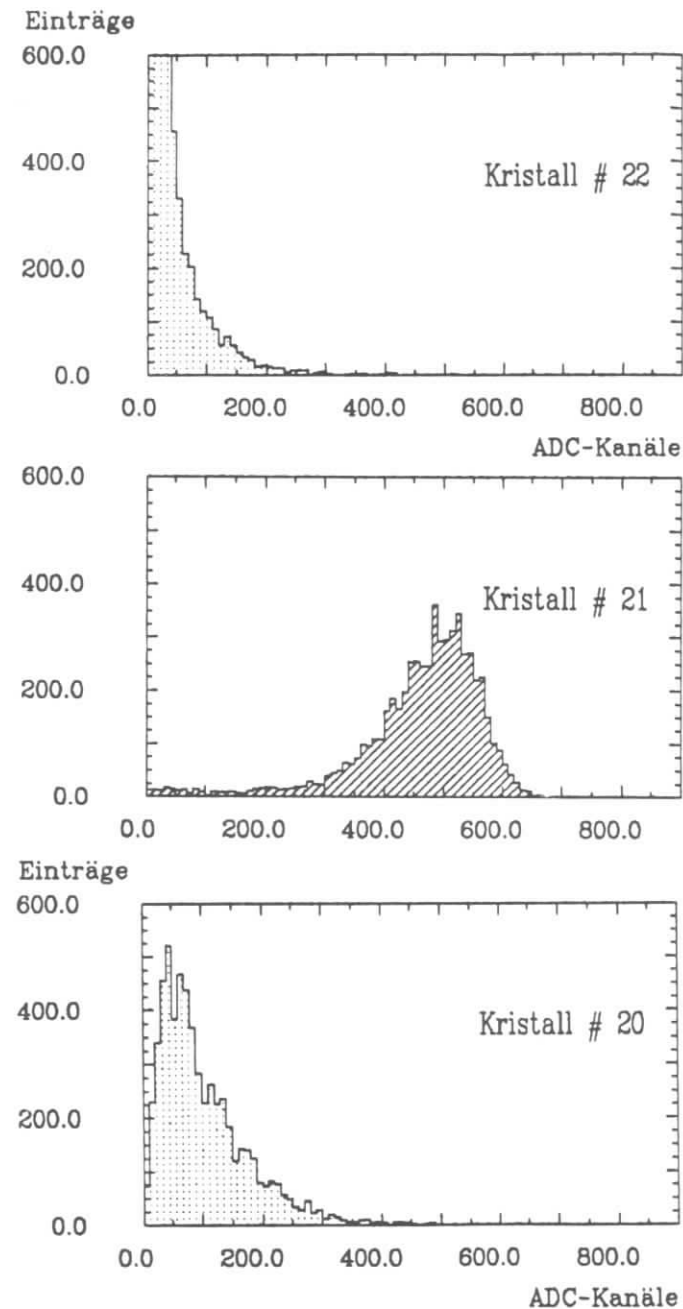


Abbildung 27. Spektren bei einem Auftreffwinkel von 80 mrad (3 GeV)

6.5 VERHALTEN AM RAND DER MATRIX

Für die Untersuchung des Verhaltens am Rand der 6x7 Kristallmatrix steht nur eine Messung mit einer Energie von 4 GeV und einer Triggerfläche von von 7x7 mm² zur Verfügung.

Aus dem Eintrag im Zentralkristall kann man die Energie mit einer Auflösung von $\sigma_E/E = 13\% / \sqrt{E[\text{GeV}]}$ bestimmen. Dies gilt allerdings nur, wenn der Auftreffort mindestens 2 mm vom Rand des Kristalls entfernt liegt (vergleiche [RIE84]). D.h. man muß den Auftreffort vorher kennen. Dies erfordert Kammern zur Spurerkennung vor einer BGO-Matrix.

Summation über die Einträge in Nachbarkristallen sind am Rand der Matrix nur sinnvoll und vergleichbar mit anderen Kristallen, wenn der Auftreffpunkt mehr als 7 mm vom Rand entfernt ist. In den anderen Fällen können wegen fehlender Kristalle nur Summen über 6 Kristalle gebildet werden. Der Mittelwert dieser Summe liegt bei unserem Test (4 GeV) 10% niedriger als bei 9 Kristallen (unter Einbeziehung des hinteren Leakage). Die Energieauflösung verschlechtert sich von $\sigma_E/E = 2.9\%$ auf $\sigma_E/E = 5\%$.

7.0 ZUSAMMENFASSUNG

Ein Vorschlag zum Ausbau des Detektors CELLO für Experimente zur Zwei-Photon-Physik sieht den Einbau eines Schauerzählers für kleine Winkel in Strahlrohrnähe vor. Eine mögliche Lösung ist die Verwendung einer Matrix aus BGO-Kristallen (Einkristalle aus Wismuth-Germaniumoxyd, Bi₄Ge₃O₁₂) und die Auslese mit Photodioden.

BGO ist in diesem Fall als kompaktes Schauerzählermaterial besonders geeignet. Es hat eine Strahlungslänge von nur 11.2 mm, ist relativ strahlenresistent und leicht zu handhaben (nicht hygroskopisch). Wegen seiner hohen Lichtausbeute eignet sich BGO zur platzsparenden und magnetfeldunabhängigen Auslese mit Photodioden.

Aus diesem Grund wurde eine Testmatrix aus 38 BGO-Kristallen der Größe 10mm x 10mm x 150mm aufgebaut, mit Photodioden ausgelesen und im DESY-Elektronenstrahl bei Energien zwischen 0.7 und 6 GeV getestet. Die Kristalle wurden mit dem Elektronenstrahl bei einer Energie von 3 GeV kalibriert (Triggerfläche 7x7 mm²).

In dieser Arbeit werden die Kalibration und die Untersuchungen zur Energieauflösung mit den erreichten Ergebnissen beschrieben. Die Ergebnisse werden mit EGS-Monte-Carlo-Rechnungen verglichen.

In einer Matrix aus 3x3 Kristallen der verwendeten Größe werden bei zentralem Einschub bereits 79% der Energie deponiert. Weil die Testkristalle sehr kurz waren, wurde mit einem Schauerzähler das hintere Leakage mit ausgelesen und in die Auswertung aufgenommen.

Mit dieser 3x3-Matrix konnte unter Einbeziehung des hinteren Schauerleakens eine Energieauflösung von

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{6\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}}$$

erreicht werden. Dieser Wert wurde auch bei einem Auftreffwinkel von 80 mrad erreicht.

EGS-Rechnungen, bei denen fehlerfreie Kristalle und Auslese angenommen wurde, ergaben eine Auflösung von $\sigma_E/E = 4.8\%/\sqrt{E}$. Die Abweichungen werden durch die Zählbreite der verwendeten ADCs und durch Einflüsse von falschen Pedestals und Rauschen verursacht.

Eine Erweiterung auf eine 5x5-Matrix durch Einbeziehung von 16 weiteren Kristallen sollte nach EGS eine Verbesserung der Auflösung um 1.6%

erbringen. Dies konnte nicht voll erreicht werden. Ein möglicher Grund für diesen Unterschied sind Inhomogenitäten in den Kristallen.

Bei Einschuß auf die Ecke eines Kristalls verschlechterte sich die Energieauflösung des Summenspektrums für 25 Kristalle bei einer Energie von 3 GeV von $\sigma_E/E = 3.4\%$ auf 4%. Dies liegt an der schlechteren Auflösung des hinteren Sandwich-Schauerzählers, da etwa 15 % der Strahlelektronen durch die 0.7 mm breite Lücke zwischen den Kristallen geflogen sind.

In dieser Arbeit wurde gezeigt, daß auch Schauerzähler-Anordnungen aus kleinen BGO-Kristallen mit Photodioden gute Energieauflösungen erbringen. Sie eignen sich deshalb zusammen mit Photodioden sehr gut für den Einsatz unter begrenzten Platzverhältnissen.

A.0 "EGS"-SCHAUERSIMULATION

Das Programmpaket "EGS" (Elektron-Gamma-Simulation) simuliert elektromagnetische Schauer in einem vorgegebenen Absorberblock [MES70, FOR78]. Es ist in der Programmiersprache MORTRAN2 geschrieben. Die Ergebnisse dienen zum Test der experimentell erreichten Daten z.B. zur Energie- und Ortsauflösung.

Die notwendigen Materialdaten des Kalorimetermaterials stammen aus dem Programmsystem PEGS (x_0 , Wirkungsquerschnitte, usw.). PEGS errechnet aus den Daten der verwendeten Materialien (Dichte, Ladungszahl, Atomgewicht, usw.) den Verlauf verschiedener Funktionen, z.B. des Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit von der Energie. Die Ergebnisse stehen dann als Datensatz für EGS zur Verfügung.

Jedes Teilchen im Schauer wird durch ein n-Tupel von Zahlen repräsentiert (Teilchenart, Ladung, Energie, Ort, Richtung,...). Es wird über eine bestimmte Strecke im Material transportiert. Mit Hilfe der Wirkungsquerschnitte aller in Frage kommenden Prozesse wird die Wahrscheinlichkeit berechnet, daß dabei einer dieser Prozesse auftritt. Ein gekoppelter Zufallsgenerator entscheidet dann, welcher Prozeß ablief und welche Sekundärteilchen mit welcher Energie und welchem Winkel dabei entstanden sind. Zusätzlich werden für die zurückgelegte Strecke Ionisationsverlust und Ablenkung durch Vielfachstreuung berechnet. Ist ein zusätzliches Sekundärteilchen entstanden, wird das Teilchen mit der niedrigeren Energie weiter verfolgt. Die Daten des anderen werden abgespeichert.

Falls ein Teilchen das vorgegebene Detektorvolumen verläßt, wird es nicht weiterverfolgt (Abspeicherung seiner Energie als Leakage). Auch Teilchen, deren Energie unter eine Abschneideenergie E_{cut} fällt, werden nicht weiterverfolgt. Es wird angenommen, daß dieses Teilchen seine Energie auf einer Strecke $x \ll x_0$ durch Anregung und Ionisation an das Medium abgibt. Die Wahl dieses Abschneideparameters ist problematisch:

Wird E_{cut} zu hoch gewählt, werden die Prozesse zu früh abgebrochen. Das durch den niederenergetischen Teil bestimmte laterale Leakage wird zu niedrig angegeben, weil dieser Teil nicht mehr berechnet wird.

Ist E_{cut} zu niedrig, so hat dies eine sehr hohe Rechenzeit pro Schauer zur Folge. Die Wirkungsquerschnitte einiger Prozesse divergieren bei kleinen Energien, Näherungen sind ungenau. Abbildung 28 zeigt ein einfaches Flußdiagramm eines EGS-Monte-Carlo Programms.

Wegen der statistischen Natur der Prozesse müssen viele Einzelschauer gerechnet werden. Der relative Fehler der Ergebnisse (z.B. zum Leakage) ist dann umgekehrt proportional zur Wurzel aus der Zahl der generierten Schauer.

Die Anwendung von EGS-Monte-Carlo zur Schauersimulation bietet zwei wesentliche Vorteile:
 Durch die Berechnung des Leakage können verschiedene Detektorgrößen und Geometrien vor dem Bau eines Testmoduls verglichen werden.
 Die durch das Detektormaterial und die Größe bedingte Energieauflösung kann berechnet und mit den im Experiment erreichten Daten verglichen werden.

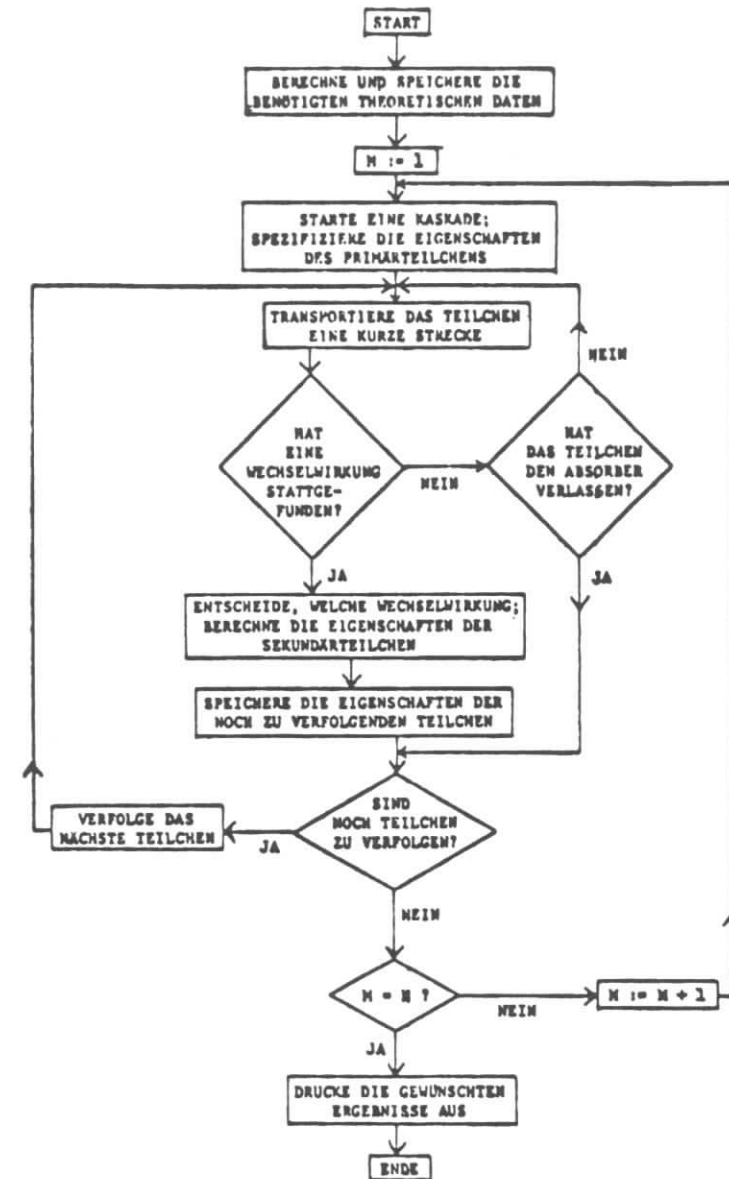


Abbildung 28. Einfaches Flußdiagramm eines EGS-MC-Programms [L0078,KILB2]

LITERATUR- UND QUELLENVERZEICHNIS

AMA 81	U. Amaldi, Fluctuations in Calorimeter Measurements, Physica Scripta 23 (1981) 409
BUR 82	D. Burkart, Diplomarbeit Hamburg 1982, DESY Interner Bericht PLUTO-82-01
CEL 83	CELLO-Collaboration, Proposal to upgrade the CELLO-Detector, DESY Interner Bericht CELLO-83-01
DIE 83	K Diehlmann, Diplomarbeit Hamburg 1983, DESY Interner Bericht PLUTO-83-05
DRE 82	A. Drescher, Diplomarbeit Dortmund 1982
DRE 83	Unterstützung bei der Benutzung von EGS-Programmen durch A. Drescher
FOR 78	R.L. Ford, W.R. Nelson, The EGS Code System, SLAC-210 UC-32 1978
HAM 82	HAMAMATSU PHOTONICS K K, Japan
HAM 83	HAMAMATSU PHOTONICS K K, Japan, Katalog 1983
HAR 82	HARSHAW CHEMIE B.V., De Meern (Holland)
JAC 84	U. Jacobs, Durchführung der dE/dx-Berechnung
KIL 82	H. Kilian, Diplomarbeit Würzburg 1982
KRU 79	H. Krüger, Diplomarbeit Hamburg 1982, DESY Interner Bericht PLUTO-82-03
LEW 81	B. Lewendel, Diplomarbeit Hamburg 1981, DESY Interner Bericht F14-81/05
LOO 78	J.S. Loos, S.L. Dawson, Am. J. Phys. 46 (1978) 560
L3C 83	L3 Collaboration, Technical Proposal (1983)
MAG 83	G. Mageras, Vortrag DPG-Tagung Wuppertal 1983 und Max-Planck-Institut München MPI-PAE/Exp. E1. 124
MES 70	H. Messel, D.F. Crawford, Electron-Photon shower distribution function, Pergamon Press, Oxford (1970)
PER 82	D.H. Perkins, Introduction to High Energy Physics, Addison Wesley, 1982
PET 71	F. Peters, H. Haller, Interner Bericht, DESY S1-S2-71/1
PLU 79	PLUTO-Collaboration, Proposal to Study $\gamma\gamma$ -Interactions with the Detector PLUTO at PETRA, PLUTO-79-01
POR 83	F. Porter et al., UPSTATE proposal, Cornell-University (Dez. 1983)
RIE 84	M. Riebesell, Diplomarbeit Hamburg 1984
ZIM 80	Die Verstärker wurden von W. Zimmermann entworfen und gebaut
WES 83	Meßreihen von H. Westermann, persönliche Mitteilung
WIT 84	K. Wittenburg, Diplomarbeit Hamburg 1984

VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN

Abbildung 1.	Zwei-Photon-Prozesse	1
Abbildung 2.	Der CELLO Detektor	3
Abbildung 3.	Der Bereich des geplanten LAF	4
Abbildung 4.	Energieverlust dE/dx	6
Abbildung 5.	Wirkungsquerschnitte der Schauerprozesse	8
Abbildung 6.	Abhängigkeit der Energieauflösung vom Leakage	13
Abbildung 7.	Funktionsweise einer Photodiode	18
Abbildung 8.	BGO-Kristalle und Photodioden	20
Abbildung 9.	Numerierung der Kristalle	23
Abbildung 10.	BGO-Matrix	24
Abbildung 11.	Diodenschaltung	25
Abbildung 12.	Photo des Testaufbaus	26
Abbildung 13.	Teststrahl Aufbau	28
Abbildung 14.	Aufbau der Elektronik im Teststrahl	31
Abbildung 15.	Bestimmung der Position von Kristall # 21	33
Abbildung 16.	ADC-Kennlinie	35
Abbildung 17.	Schauerverteilung	37
Abbildung 18.	Spektrum des Zentralkristalls bei 3 GeV	40
Abbildung 19.	Mittelwert der deponierten Energie im Zentralkristall	41
Abbildung 20.	3 GeV Spektren	42
Abbildung 21.	Summenspektren für 1,3 und 5 GeV	44
Abbildung 22.	Mittelwerte der ADC-Summenspektren	45
Abbildung 23.	Energieauflösung für 9 Kristalle mit hinterem Leakage	47
Abbildung 24.	Longitudinale Schauerverteilung für 3 GeV (EGS)	51
Abbildung 25.	Spektren von 4 Nachbarkristallen	53
Abbildung 26.	Einschuß auf die Ecke	54
Abbildung 27.	Spektren bei einem Auftreffwinkel von 80 mrad (3 GeV)	56
Abbildung 28.	Einfaches Flußdiagramm eines EGS-MC-Programms	62

VERZEICHNIS DER TABELLEN

1. Eigenschaften von BGO, NaJ und Bleiglas (SF5)	15
2. Vergleich zwischen Photodiode und Photomultiplier	19
3. Liste der verwendeten BGO-Kristalle	22
4. Energieauflösung für 9 Kristalle mit hinterem Leakage	46
5. Energieauflösung (3 GeV) für Daten und EGS	49
6. Berücksichtigung systematischer Fehler bei der Auflösung	50

DANKSAGUNG

Die vorliegende Arbeit entstand bei der Forschungsgruppe F14 des Deutschen Elektronensynchrotrons in Hamburg. Ich danke allen Mitgliedern der Gruppe F14 für ihre Hilfsbereitschaft und die gute Arbeitsatmosphäre.

Besonders bedanken möchte ich mich bei:

Herrn Prof.Dr.H.Spitzer für die Themenstellung der Arbeit und die gute Betreuung

Herrn Dr.G.G.Winter für die Betreuung der Testmessungen und die gute und hilfreiche Zusammenarbeit

Herrn D.Burkart für die Unterstützung bei den Testmessungen und die vielen hilfreichen Diskussionen

Herrn H.Kapitza für die vielfältige Unterstützung bei Software-Problemen

Herrn A.Drescher für die Hilfe beim Umgang mit EGS-Programmen

Herrn A.Maniatis für den Aufbau und Test der Elektronik im Teststrahl

Frau B.Lewendel für die kritische Durchsicht des Manuskripts

den Mit-Diplomanden Frau M.Riebesell und Herrn K.Wittenburg für die hervorragende Teamarbeit, die viel Spaß gebracht hat

meinen Eltern für die moralische und finanzielle Unterstützung des Studiums

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

