

N4
1073

Entwicklung und Test zweier mit Silizium-Detektoren
instrumentierter Prototyp-Kalorimeter zum Nachweis
hochenergetischer Elektronen

Eigentum der DSV Bibliothek
repe ty library
Zugriff - 7. MRZ. 1990
Accession
Leihzeit
Loan period: 1 wchs

Experimentell-physikalische Diplomarbeit,
angefertigt am 1. Institut für Experimentalphysik
der Universität Hamburg

Bibliothek der
Physikalischen Institute
Hamburg 36, Jungfernstieg 9

vorgelegt von
Michael Bormann

Hamburg im Mai 1988

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1.0 Einleitung.	1-1
2.0 Die physikalischen Grundlagen der Kalorimetrie.	2-1
2.1 Vorwort: 'Was ist ein "Schauer"?'	2-1
2.2 Elektromagnetische Schauer.	2-3
2.3 Grundbegriffe und Näherungsformeln.	2-5
2.4 Lösungsmöglichkeiten des Schauerproblems.	2-20
2.5 Die laterale Schauerentwicklung	2-26
2.6 Die Effizienz eines elektromagnetischen Sampling-Kalorimeters	2-29
2.7 Die Energieauflösung elektromagnetischer Kalorimeter	2-30
3.0 Experimenteller Aufbau der untersuchten Kalorimeter	3-1
3.1 Die Geometrie der Kalorimeter A & B	3-1
3.2 Die Silizium-Oberflächen-Sperrschichtzähler	3-10
3.3 Die signalverarbeitende Elektronik	3-16
3.4 Das Datenaufnahmesystem	3-19
3.5 Die Energieeichung des Gesamtsystems.	3-22
3.6 Energielinearität des Gesamtsystems	3-30
4.0 Die Durchführung der Experimente.	4-1
4.1 Die Teststrahlmessungen	4-1
4.2 Arten der Aufgabenstellung.	4-5
4.3 Tabellarische Zusammenstellung der durchgeführten Experimente.	4-12
5.0 Die experimentellen Resultate und deren Diskussion.	5-1
5.1 Die gemessenen Schauerentwicklungen	5-1
5.2 Darstellungen der lateralen Energiescans.	5-26
5.3 Auflösungs- und Linearitätsmessungen.	5-34
5.4 Messung der Energieauflösung.	5-47
5.5 Untersuchungen anderer Autoren.	5-51
6.0 Zusammenfassung	6-1

	Seite
App.-0 Anhänge	App.-1
App.-1 Literatur-Verzeichnis	App.-1
App.-2 Mathematischer Anhang	App.-5
App.-3 Zusammenfassung der Ergebnisse der Kapazitätsmessungen	App.-7
App.-4 Zusammenstellung der Ergebnisse der Vorverstärkereichungen.	App.-8
App.-5 Gemessene longitudinale Schauerentwicklungen.	App.-10
App.-6 Die Ergebnisse der Anpassungsrechnungen.	App.-15

1.0 Einleitung

Bei Experimenten an zukünftigen Hochenergiebeschleunigern und Speicherringen, wie beispielsweise der zur Zeit in Bau befindlichen 'Hadronen-Elektronen-Ringanlage' (HERA, voraussichtliche Inbetriebnahme 1990) am DESY in Hamburg, werden Jets sowie einzelne Elementarteilchen bei weitaus höheren Energien erzeugt werden, als dies bisher der Fall sein konnte. Daraus erwächst die Notwendigkeit zur Bestimmung hoher Energien und Impulse von Hadronen sowie von Leptonen, der mit einem einzelnen Großdetektor nur noch unzureichend begegnet werden kann. Stattdessen werden die bei kommenden HEP-Experimenten eingesetzten Detektoren aus vielen spezialisierten Einzelkomponenten zusammengefügt sein, die auf die jeweiligen lokalen Anforderungen hinsichtlich der Energie-, Impuls- und Ortsauflösung sowie der Teilchenidentifizierung optimiert sind.

Zu diesem Zweck rücken sogenannte Kalorimeter verstärkt in den Vordergrund des Interesses. In diesen werden über eine Vielzahl elektromagnetischer und/oder hadronischer Elementarprozesse Kaskaden von zunehmend niederenergetischeren Sekundärteilchen erzeugt und die einkommende Energie so (bei einer ausreichenden Größe des Kalorimeters) schließlich vollständig absorbiert. Kalorimeter bieten den Vorteil, daß bei einem zur Primärenergie proportionalen Ausgangssignal die zum Nachweis notwendige Detektorlänge nur mit $\ln(E)$ skaliert. Neben homogenen Kalorimetern, bei denen das gesamte physikalische Volumen Detektoreigenschaften besitzt, kommen vor allem sogenannte 'Sandwich'- oder 'Sampling'-Kalorimeter, bestehend aus abwechselnden Lagen eines passiven Absorbermaterials und eines aktiven Nachweismaterials zum Einsatz. Gerade diese bieten zugleich ein hohes Maß an Kompaktheit und sichern dem Experimentator dennoch bezüglich der räumlichen Gestaltung eine weitgehende Flexibilität.

Das Experiment H1, das um eine der insgesamt vier Wechselwirkungszone von HERA installiert werden soll, verfügt beispielsweise über ein hochsegmentiertes zentrales elektromagnetisches sowie ein hadronisches 'Sampling'-Kalorimeter mit flüssig Argon als aktivem Medium. Wegen des Raumbedarfs für das notwendige kryogenische System kann in Vorwärtsrichtung ein Winkelbereich für $\theta \leq 4^\circ$ nicht vollständig ausgefüllt werden. Um die daraus resultierenden Verluste beim Nachweis der Energie E_{\perp} sowie des Transversalimpulses p_T

zumindest teilweise zu begrenzen, soll ein sogenanntes 'plug'-(*"Stopfen"*-) Kalorimeter im extremen Vorwärtswinkelbereich ($12.5 \text{ mrad} < \theta < 58 \text{ mrad}$) [H1C 86] innerhalb des Eisenjochs des Zentraldetektors zum Einsatz gebracht werden. Wegen der starken Begrenzung des dort verfügbaren Platzes (zwischen dem äußeren Eisenjoch und dem innenliegenden Strahlrohr) mußte dafür eine möglichst kompakte Lösung mit Detektoren, welche auch in einem starken Magnetfeld betrieben werden können, gefunden werden. Hierbei hat man sich für die Verwendung von Silizium-Detektoren, welche von der Gruppe Nukleare Meßtechnik am 1. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg gefertigt werden sollen und Kupfer als Absorbermaterial entschieden.

Als erste Voruntersuchungen zu diesem Projekt wurden im Rahmen der vorgelegten Diplomarbeit zwei mit Silizium-Halbleiterdetektoren instrumentierte Sampling-Kalorimeter (Cal.A und Cal.B) als Prototypen entwickelt und beim Nachweis von durch Elektronen im Energiebereich von 1-6 GeV ausgelösten elektromagnetischen Schauern sowohl am DESY in Hamburg als auch am CERN in Genf umfassend getestet. Dabei konnten zum einen wertvolle Erfahrungen bezüglich des Einsatzes von Silizium-Detektoren in HEP-Experimenten gewonnen werden, vor allem mit Blick auf die zu verwendende analoge und digitale Elektronik sowie das Datenaufnahme-System. Zum anderen dienten die Ergebnisse der im folgenden beschriebenen Experimente als Referenzdaten für parallel dazu durchgeführte Monte Carlo-Berechnungen mit dem Simulationsprogramm EGS ('Electron-Gamma-Shower', Versionen 3 & 4, siehe auch [Wei 88], [Sch 89]). Hierbei stand die Überprüfung der Verlässlichkeit der gewonnenen Monte Carlo-Daten im Vordergrund, um gegebenenfalls Ungenauigkeiten in den dort verwendeten Algorithmen aufzuspüren und unzureichend exakte Berechnungen im Detail zu verfeinern. Im einzelnen wurden folgende Experimente unter den nachstehenden Fragestellungen durchgeführt:

a) Messungen der longitudinalen Schauerentwicklungen, zur Kontrolle der elektronischen Interkalibration und zur Bestimmung der relativen longitudinalen Leckverluste.

b) radiale Energiescans, zur Ermittlung der optimalen Position des untersuchten Kalorimeters zum e^- -Strahl und zur Gewinnung der Energie-Orts-Kurve für die jeweilige Konfiguration.

c) Gesamtenergiemessungen, zur Überprüfung der Energielinearität des Ausgangssignals sowie zur Bestimmung der Kalorimetereffizienz ϵ_{cal} und der relativen Energieauflösung $\sigma(\epsilon_{vis})/\epsilon_{vis}$.

Im weiteren gliedert sich diese Arbeit wie folgt:

In Kapitel 2 werden die wichtigsten, in der Terminologie der Kalorimetrie gebräuchlichen Begriffe eingeführt und für die spätere Nutzung bereitgestellt.

Das Kapitel 3 dokumentiert den Aufbau der untersuchten Sampling-Kalorimeter aus den einzelnen Komponenten. Außerdem werden zwei, die weitere Auswertung der Experimente beeinflussende Besonderheiten der eingesetzten Meßelektronik diskutiert.

In Kapitel 4 werden die experimentelle Durchführung und die grundlegenden Auswertemethoden besprochen.

In Kapitel 5 schließlich erfolgt die Darstellung der erzielten Meßergebnisse sowie deren Diskussion. Dabei wird sowohl ein Vergleich mit theoretischen Vorhersagen auf Grundlage der klassischen Schauertheorie (Rossi's Approximation B) als auch mit den Resultaten anderer Experimentatoren durchgeführt.

In einer abschließenden Zusammenfassung sollen dann noch einmal die wichtigsten Ergebnisse dieser Arbeit kompakt dargestellt werden.

2.0 Die physikalischen Grundlagen der Kalorimetrie

2.1 Vorwort: 'Was ist ein "Schauer"?'

Beim Durchgang sehr hochenergetischer Elementarteilchen und Quanten durch Materie können über eine Vielzahl von Vielfältigungsprozessen kaskadenartige Schauer entstehen. Abhängig von der Art der dominanten, den Schauer tragenden Wechselwirkungen unterscheidet man elektromagnetische und hadronische Schauer. Dabei sind letztere das wichtigste Hilfsmittel zum Nachweis hochenergetischer nichtleptonischer Elementarteilchen sowie von Jets in Experimenten zur Hochenergiephysik, jedoch auch das weitaus komplexere physikalische Phänomen. Es soll hier zunächst aus Gründen der Vollständigkeit der Ausführungen eine kurze qualitative Übersicht über diese hadronischen Schauer gegeben werden. Anschließend erfolgt eine Beschreibung der elektromagnetischen Schauer, welche für die durchgeführten Experimente einzig von Interesse sind.

2.1.1 Hadronische Schauer und hadronische Kalorimeter

In einem hadronischen Schauer entstehen über eine Reihe von inelastischen Prozessen neutrale und geladene stark wechselwirkende Sekundärteilchen, vor allem Nukleonen und Pionen. Ein Teil der dabei von dem primären Teilchen im Absorbermaterial deponierten Energie geht als Bindungsenergie (von angeregten Kernen oder Baryonresonanzen) oder in Form der Ruhemassen der erzeugten sekundären Mesonen für den direkten Nachweis verloren. Ein weiterer beträchtlicher Bruchteil der in einer hadronischen Kaskade enthaltenen Energie ist an sekundäre Teilchen gebunden, deren Spuren sich nur ungenügend in den herkömmlich verwendeten Detektoren nachweisen lassen. Dazu zählen sekundäre Neutronen sowie Müonen und Müon-Neutrinos aus dem Zerfall der geladenen Pionen.

Allgemein wird versucht, den Anteil dieser sogenannten unsichtbaren ('invisible') Energie so gering wie möglich zu halten. So läßt sich beispielsweise durch den Einsatz von

Uran als Absorber über induzierte Kernspaltung zumindest ein Teil der Neutronenenergie wieder sichtbar machen. Auch können durch Verwendung von stark wasserstoffhaltigen Stoffen als Nachweismaterial (wie etwa Plastiksintillatoren, TMS(*) oder Anthrazen) durch direkten elastischen Stoß von Neutronen mit den Protonen im Detektor ionisierende Spuren erzeugt werden. Eine zusätzliche große Schwierigkeit bei Energiemessungen mittels hadronischer Schauer ist die Entstehung von elektromagnetischen Schauern ohne unsichtbare Energieanteile innerhalb der hadronischen Kaskade. Diese werden durch die Endprodukte des Zerfalls der neutralen Pionen, hauptsächlich Photonen(**), ausgelöst. Neutrale Pionen werden über derartige elektromagnetische Schauer mit einer größeren Impulshöhe registriert als geladene Pionen oder Hadronen gleicher Energie. Die Fluktuationen der π_0 -Produktion führen so zu einer starken Verschlechterung der Energieauflösung hadronischer Schauerzähler. Der Versuch, die nutzbaren Signalhöhen für sekundäre Hadronen und die internen elektromagnetischen Schauer, das sogenannte e/h-Verhältnis anzugleichen, ist zur Zeit Gegenstand vielfältiger Forschungsanstrengungen (siehe z.B. [Gay 85] oder [Wig 87]).

2.1.2 Wechselwirkungen von Müonen mit Materie

Müonen nehmen unter den hier betrachteten Teilchen eine Sonderstellung ein. Als Leptonen unterliegen sie nicht der starken Wechselwirkung und können somit keine hadronischen Schauer auslösen. Wegen ihrer im Vergleich zum Elektron großen Masse ($m(\mu) = 206.8 m(e^-)$) sind die Bremsstrahlungsverluste der Müonen ebenfalls sehr gering:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{brems}} \approx \frac{1}{m^2} \Rightarrow \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\mu} \approx 2.34 \cdot 10^{-5} \left(\frac{dE}{dx}\right)_{e^{\pm}}$$

(*) 'Tetra-Methyl-Silan', eine für den Einsatz in Ionisationskammern geeignete Flüssigkeit. Deren großer Vorzug liegt in einem Betrieb bei Raumtemperatur, wie er beispielsweise für Flüssig-Argon ('LAr') nicht möglich ist.

(**) mögliche Zerfallskanäle:

$$\begin{aligned} \pi_0 &\rightarrow \gamma\gamma \quad (98.85\%), \\ \pi_0 &\rightarrow \gamma e^+ e^- \quad (1.15\%) \end{aligned}$$

mittlere Lebensdauer: $\tau = 0.828 \cdot 10^{-16} \text{ sec}$

Zum Vergleich: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu,$
 $\pi^- \rightarrow \mu^- \nu,$

$$\tau = 2.603 \cdot 10^{-8} \text{ sec}$$

Die Erzeugung von Photonen über den Bremsstrahlungsprozeß ist jedoch ein notwendiger Schritt bei der Bildung einer elektromagnetischen Kaskade (siehe Abschnitt 2.2 ff.). Müonen lösen somit auch keine elektromagnetischen Schauer aus. Sie wechselwirken mit Materie hauptsächlich durch Ionisation. Deshalb werden hochenergetische Müonen vielfach für eine relative Kalibration von hadronischen Kalorimetern in Einheiten der äquivalenten Energiedeposition von Müonen(*) verwendet.

2.2 Elektromagnetische Schauer

2.2.1 Übersicht über die zugrundeliegenden Prozesse

Geht ein hochenergetisches Elektron durch Materie hindurch, so emittiert es Photonen aufgrund seiner Beschleunigung im Coulomb-Feld der Atomkerne ('Bremsstrahlung'). Jedes dieser sekundären Photonen kann wiederum ($E_{\text{phot}} \geq 2 E_0$, vorausgesetzt) Elektronen und Positronen über den Paarbildungsprozeß erzeugen. Als Resultat dieser beiden Wechselwirkungen wird die Anzahl sowohl der e^+e^- als auch der Photonen erhöht und die durchschnittliche Teilchen- oder Quantenenergie herabgesetzt. Dieser Vervielfältigungsschritt kann so lange wiederholt ablaufen, bis die Photonenenergie den benötigten Schwellenwert $E_{\text{min}} = 2 E_0$ unterschreitet. Danach klingt der Schauer vor allem aufgrund von nur minimal abgeschwächten Photonen langsam ab.

Das einkommende primäre Elektron (Positron, Photon) kann so seine gesamte Energie an eine Vielzahl niederenergetischer Sekundärteilchen (e^+ , e^- , γ) abgeben. Deren Energie läßt sich vergleichsweise einfach, z.B. über Szintillations- und Cerenkovlicht oder Ionisationsladung, in geeigneten Detektoren nachweisen. Der Energieverlust der geladenen Sekundärteilchen ist, bei nicht allzu geringer Energie, in erster Näherung(*) unabhängig von deren momentaner Energie. Da zudem die Gesamtlänge der Ionisationsspuren aller Sekundärteilchen, wie in Abschnitt 2.4 näher erläutert wird, der Eingangsenergie proportional ist, muß nur ein ausreichender Bruchteil dieser Spuren in eingefügten Detektoren gesammelt werden, um einen Rückschluß auf die Primärenergie zu gestatten. Diesen Umstand nutzt man beim Einsatz sogenannter 'Sandwich-' oder 'Sampling-Calorimeter'. Diese bestehen im wesentlichen aus abwechselnden Schichten eines passiven Ab-

(*) Näherung für minimal ionisierende Teilchen ("MIP's"), siehe auch Abschnitt 2.3.3.

sorber-Materials mit hohem Z und eines aktiven Nachweismediums mit zumeist wesentlich niedrigerer mittlerer Kernladungszahl, wie beispielsweise Plastikszintillatoren, Silizium oder flüssig Argon. Im Gegensatz zu homogenen Kalorimetern, zum Beispiel ausreichend dimensionierten Blöcken aus NaJ, Bleiglas oder BGO(**), die bis zu einer intrinsischen Schwelle herab die gesamte einkommende Energie nachweisen können, ist der Anteil der in 'Sampling'-Kalorimetern sichtbar gemachten Energie ('visible energy') bezogen auf die Primärenergie, die sogenannte Kalorimeter-Effizienz:

$$(Gl. II.2.1) \quad e_{cal} = \epsilon_{vis} / E_{in},$$

zumeist recht klein (einige %). Der weitaus überwiegende Teil der einkommenden Energie wird gleichmäßig in Form von Wärme in dem Absorbermaterial verteilt. Daraus resultiert der eher irreführende Name 'Calorimeter' ("Wärmemesser") für derartige Detektorkonstellationen(***)).

Neben den bereits angesprochenen, dominanten physikalischen Prozessen (Bremsstrahlung, Paarerzeugung, Ionisationsverluste) tragen noch einige andere Wechselwirkungen zur Energiedissipation in einem elektromagnetischen Schauer bei:

die Bhabha (e^+e^-)-
Møller (e^-e^-)- Streuung,
& Compton (γe^-)-

der atomare Photoeffekt
sowie die e^+e^- -Annihilation.

Die Wechselwirkungsquerschnitte aller beteiligten Prozesse variieren für ein gegebenes Material sehr stark sowohl in ihrer absoluten Größe als auch bezüglich der Energieabhängigkeit.

In Abb. 2.1 a)-c) sind die Wechselwirkungsquerschnitte sowie die anteiligen relativen Energieverluste für e^+e^- und γ -Strahlung in Blei (nach [Mes 70]) dargestellt. Sämtli-

(**) Wismutgermanat ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$), ein Szintillationsmaterial mit sehr kurzer Strahlungslänge:

$$X_0 = 7.98 \text{ g/cm}^2 \text{ bzw. } 1.12 \text{ cm, nach [PDG 84].}$$

(***) Diese von C.W. Fabjan [Fab 82] vorgeschlagene Interpretation des Begriffes 'Calorimeter' erhebt nicht den Anspruch einer erschöpfenden Erklärung. Eine weitere denkbare Deutung liegt z.B. in der Messung des gesamten Energie- (\Leftrightarrow Wärme-) Inhaltes des einkommenden Teilchens in einer derartigen Detektorkonfiguration begründet.

Die Graphiken beziehen sich auf die von den Autoren für ihre Monte Carlo-Rechnungen verwendeten Parametrisierungen der Energieabhängigkeit der Wechselwirkungsquerschnitte. Diese sind in einigen Details von den im weiteren (Abschnitt 2.3 ff.) vorgestellten mathematischen Formulierungen ab.

Aus Abb. 2.1 c) ersieht man deutlich, daß die relativen Energieverluste aufgrund der Ionisation für kleinere Energien zunehmend dominanter werden. Ab einer bestimmten Grenzenergie, welche in etwa der sogenannten kritischen Energie ϵ_{crit} entspricht, beginnen sie die für hohe Energie dominanten Bremsstrahlungsverluste zu überwiegen (****).

Sinkt die mittlere Energie der Schauerteilchen unter diese Grenzenergie, so klingt die Anzahl der geladenen Spuren, das heißt der e^+e^- , in einem elektromagnetischen Schauer infolge der nun immer stärker werdenden Ionisationsverluste ab. Der Schauer hat damit sein Maximum überschritten. Der longitudinale Energietransport jenseits des Schauermaximums findet hauptsächlich durch nur geringfügig abgeschwächte Photonen nahe der materialabhängigen Energie des Absorptionsminimums statt (siehe dazu Abschnitt 2.3.5).

2.3 Grundbegriffe und Näherungsformeln

Im allgemeinen läßt sich die Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers durch einige wenige materialabhängige Größen charakterisieren. Diese für die Terminologie der Physik der elektromagnetischen Schauer grundlegenden Begriffe sollen in den folgenden Abschnitten einzeln vorgestellt und bezüglich ihrer Materialabhängigkeit kurz diskutiert werden. Alle dabei zitierten Formeln und Herleitungen beziehen sich, soweit nicht ausdrücklich anders vermerkt, auf den sehr guten Übersichtsartikel von J. Nishimura [Nsh 67].

(****) Die Gleichheit der Ionisations- und Bremsstrahlungsverluste für e^+e^- bei $E = \epsilon_{crit}$ ist eher zufällig und keineswegs als Definition der Materialkonstanten 'kritische Energie' zu betrachten. Die Festlegung der kritischen Energie bezieht sich ausschließlich auf den mittleren Ionisationsverlust pro Weglänge (siehe dazu auch Abschnitt 2.3.4).

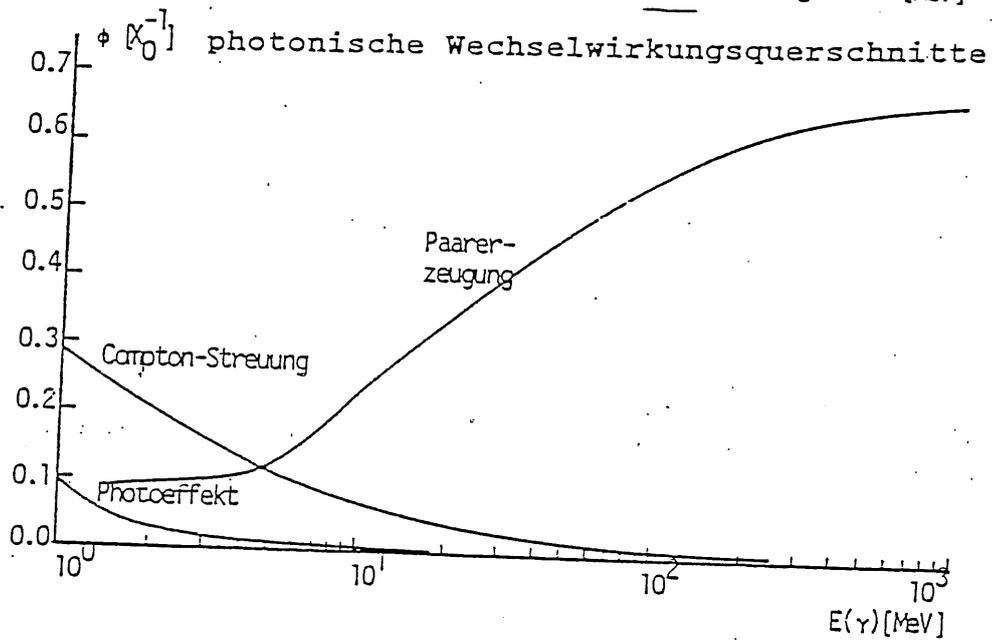
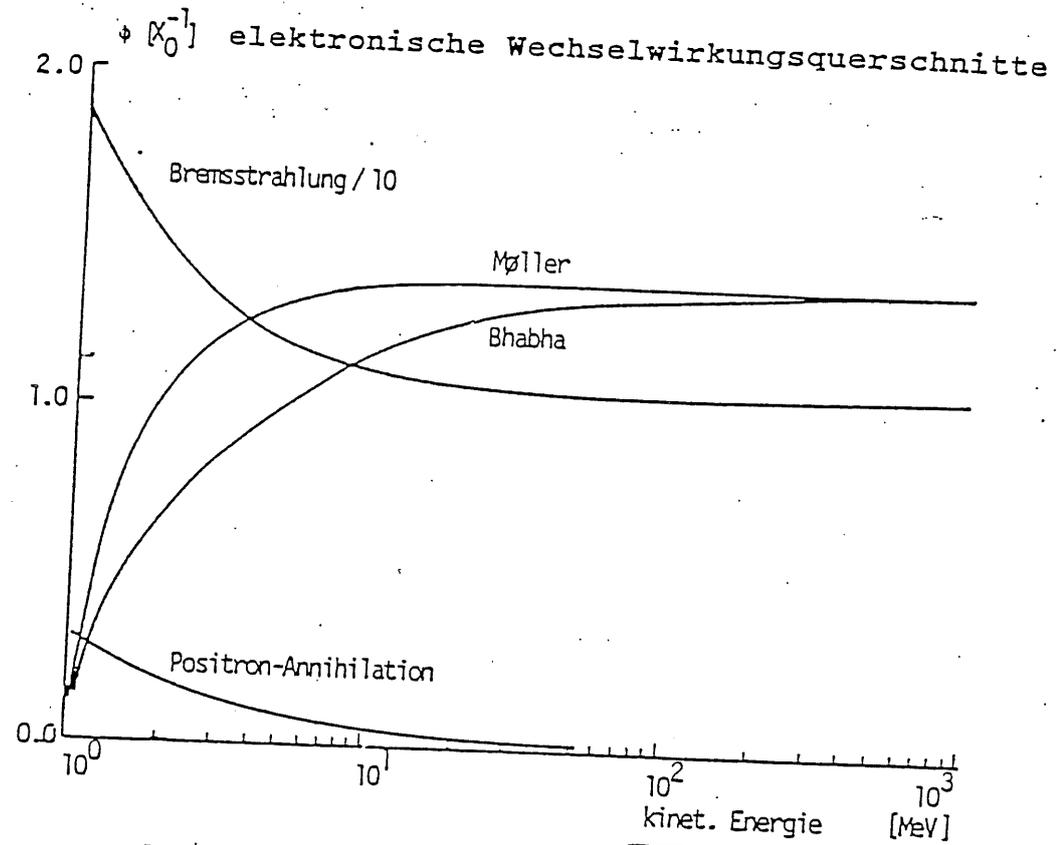


Abb. 2.1 a) & b)

Darstellung der berechneten Wechselwirkungsquerschnitte für e^+e^- (Abb. 2.1 a) und für Photonen (2.2 b)) in Blei, in der Parametrisierung nach [Mes 70].

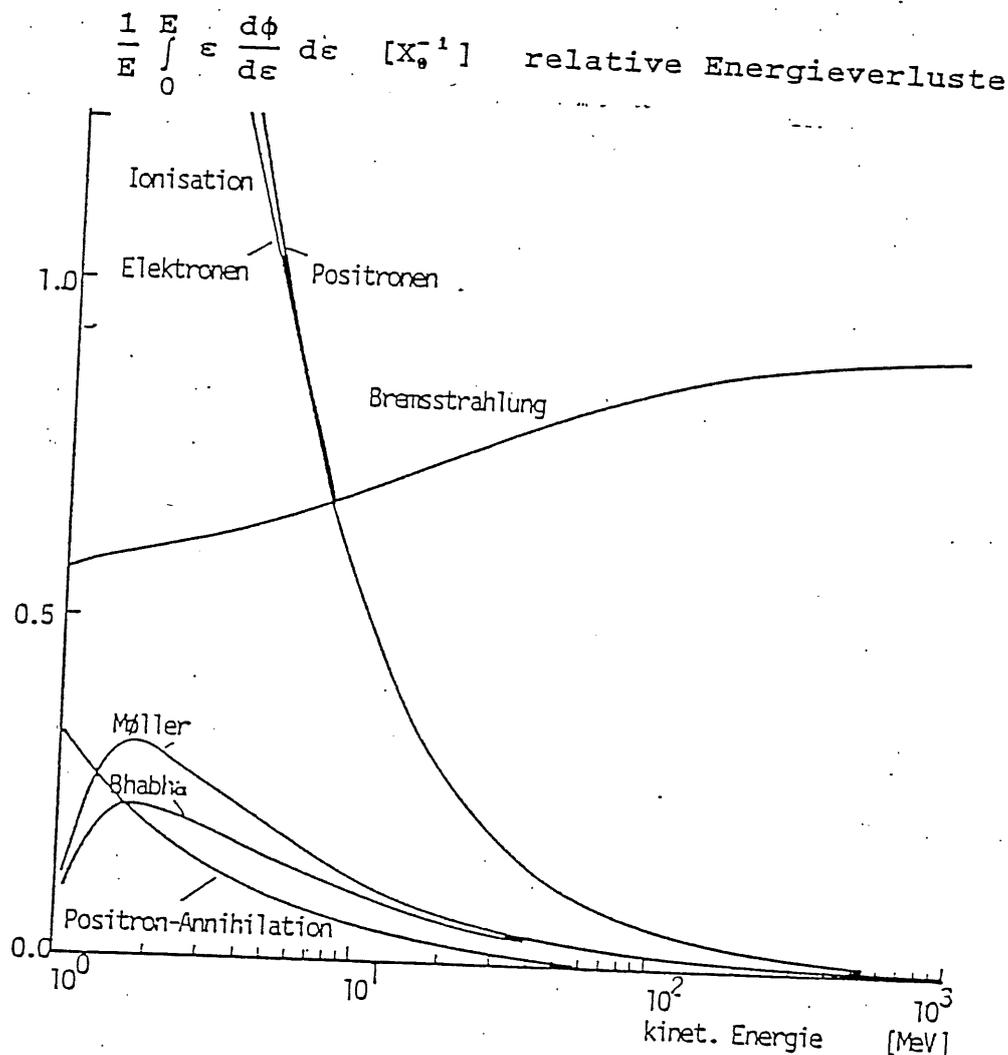


Abb. 2.1 c)

Darstellung des berechneten relativen Energieverlustes für e^+e^- in Blei, ebenfalls in der Parametrisierung nach [Mes 70].

2.3.1 Die Strahlungslänge X_0

Bei der Berechnung des Wechselwirkungsquerschnitts für Bremsstrahlung benutzt die klassische Schauertheorie die Bethe-Heitler-Näherung für totale Abschirmung des Coulomb-Potentials der Atomkerne durch die Hüllenelektronen ('complete screening cross section'). Dieses ist der asymptotische Grenzfall für sehr hohe Teilchenenergien. Danach ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Elektron mit der Energie E nach Durchgang durch ein Medium der Dicke dx [g/cm^2] ein Photon im Energieintervall $[E', E'+dE']$ emittiert gegeben durch:

(Gl. II.3.1)

$$\begin{aligned} \phi_0 \frac{dE'}{E} &= 4\alpha \frac{N_A}{A} Z^2 r_0^2 \frac{dE'}{E'} \left[\left\{ 1 + \left(1 - \frac{E'}{E}\right)^2 - \frac{2}{3} \left(1 - \frac{E'}{E}\right) \right\} \ln(191Z^{-1/3}) + \frac{1}{9} \left(1 - \frac{E'}{E}\right) \right] \\ &= c_0 \frac{dE'}{E'} \left[\left\{ 1 + y^2 - \frac{2}{3}y \right\} \ln(191Z^{-1/3}) + \frac{1}{9}y \right], \end{aligned}$$

$$\text{mit } c_0 = 4\alpha \frac{N_A}{A} Z^2 r_0^2 = 1.396 \cdot 10^{-3} \frac{Z^2}{A} \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \right]$$

$$\text{und } y = \left(1 - \frac{E'}{E}\right)$$

Daraus resultiert für den totalen, integralen Energieverlust aufgrund von Bremsstrahlung:

(Gl. II.3.2)

$$\begin{aligned} \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{brems}} &= \int_0^E \phi_0 \frac{dE'}{E} = E c_0 \int_0^1 \left\{ \left(1 + y^2 - \frac{2}{3}y\right) \ln(191Z^{-1/3}) + \frac{1}{9}y \right\} dy \\ &= E c_0 \left\{ \ln(191Z^{-1/3}) + \frac{1}{18} \right\} = E/x \end{aligned}$$

Das heißt, der gesamte Energieverlust aufgrund der Bremsstrahlung ist in 1. Näherung der Energie des einkommenden Teilchens proportional. Die Proportionalitätskonstante:

(Gl. II.3.3)

$$X^{-1} = c_0 \left\{ \ln(191Z^{-1/3}) + \frac{1}{18} \right\} = 1.4 \cdot 10^{-3} \frac{Z^2}{A} \ln(191Z^{-1/3}) \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \right]$$

hat die Dimension einer reziproken Länge, der sogenannten "Strahlungslänge". Diese entspricht anschaulich dem mittleren Weg, den ein hochenergetisches Elektron zurücklegt, bevor seine Energie infolge der Bremsstrahlung auf den e-ten

Teil des Anfangswertes abgesunken ist (*).

Allerdings beschreibt der oben eingeführte Wechselwirkungsquerschnitt (Gl. II.3.1) die Bremsstrahlungsverluste noch nicht vollständig. Es sind noch einige geringfügige Korrekturen zur Bethe-Heitler-Näherung nötig. Dazu müssen folgende physikalische Phänomene zusätzlich berücksichtigt werden:

a) Die Wechselwirkungen im Feld der atomaren Elektronen

Für die Bremsstrahlung und die Paarerzeugung stehen neben den Atomkernen auch die Hüllenelektronen als Wechselwirkungspartner zur Verfügung. Die daraus resultierende zusätzliche Wechselwirkungs-Wahrscheinlichkeit wurde von Lamb & Wheeler im Grenzfall der totalen Abschirmung bestimmt. Sie beträgt:

(Gl. II.3.4)

$$\Phi_{e,1} \approx \frac{\xi}{Z} \Phi_0 \quad \text{und} \quad \Psi_{e,1} \approx \frac{\xi}{Z} \Psi_0,$$

$$\text{mit } \xi = \frac{\ln(1440Z^{-1/3})}{\ln(191Z^{-1/3})}$$

Dabei ist ξ eine nur schwach materialabhängige Größe:

$$(Z=1) \quad 1.38 \leq \xi \leq 1.14 \quad (Z=92)$$

Somit muß in Gl. II.3.1 und in Gl. II.3.8 Z^2 durch $Z(Z+\xi)$ ersetzt werden.

b) Die Abweichungen von der Born'schen Näherung

Die zur Herleitung der Bethe-Heitler-Formel verwendete 1. Born'sche Näherung verliert für schwere Kerne ihre Gültigkeit. Davies, Bethe & Maximon und Olsen haben Berechnungen ohne die Benutzung der Born-Approximation durchgeführt. Ihre Ergebnisse zeigen eine Abnahme der Wechselwirkungs-Wahrscheinlichkeiten um $\Delta\Phi_{\text{rad}}$ bzw. $\Delta\Psi_{\text{paar}}$. Deren relative Größe ist gegeben durch:

(*) Die Beziehung $(-dE/dx)_{\text{brems}} = E/X$ läßt sich als Differentialgleichung auffassen, die durch die Funktion:
 $E(x) = E_0 \exp(-x/X)$ gelöst wird. Daraus folgt:
 $E(x=X) = E_0/e$.

$$(Gl. II.3.5) \quad \frac{\Delta\Phi}{\Phi_0} = \frac{\Delta\Psi}{\Psi_0} = \frac{f(Z)}{\ln(191Z^{-1/3})}$$

Dabei ist $f(Z) = a^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n(n^2+a^2)}$, mit $a = \alpha \cdot Z$,

die sogenannte 'Coulomb'-Korrektur. Diese läßt sich analytisch nicht darstellen, sondern nur in eine unendliche Reihe entwickeln (siehe z.B. [Hub 80]).

Die Berücksichtigung dieser Korrekturen führt dann insgesamt auf den folgenden Wert für die Strahlungslänge X_0 :

(Gl. II.3.6)

$$X_0^{-1} = 4\alpha N_A r_0^2 \frac{Z(Z+\xi)}{A} \left\{ \ln(191Z^{-1/3}) - f(Z) + \left(\frac{1}{18}\right) \right\} \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$$

Die obige Gleichung gibt X_0 [g/cm²] für ein chemisch reines Element an. Es lassen sich jedoch die entsprechenden Werte für chemische Verbindungen, Lösungen und Legierungen in folgender Form ([Dov 64], [Iwa 80], [Ros 52]) einfach berechnen:

$$(Gl. II.3.7) \quad X_{0,\text{ges}}^{-1} = \sum_{i=1}^n p_i X_{0,i}^{-1}$$

Dabei bedeuten die p_i die relativen Massenanteile der einzelnen Elemente. Anwendungsbeispiele dafür sind:

Luft, H₂O, NaJ, V2A-Stahl, Bleiglas, BGO,

Neuere Berechnungen der Strahlungslängen der Elemente stammen von Tsai Yung-Su [Tsa 74]. Im weiteren werden ausschließlich die dort tabellierten Werte für X_0 benutzt (siehe Tab. II.1).

2.3.2 Die Konversionslänge λ_{paar} für Paarerzeugung

Der Wechselwirkungsquerschnitt Ψ_0 für die Paarerzeugung ergibt nach Bethe & Heitler in völliger formaler Analogie zu Φ_0 . Die Wahrscheinlichkeit der Erzeugung eines e^+e^- -Paares durch ein Photon der Energie E , welches zu einem e^- (oder e^+) im Energieintervall $[E', E'+dE']$ führt, ist gegeben durch:

$$(Gl. II.3.8) \quad \Psi_0 \frac{dE'}{E} = 4\alpha \frac{N_A}{A} Z^2 r_0^2 \frac{dE'}{E} \left[\left(\frac{E'}{E} \right)^2 + \dots \right]$$

$$= c_0 \frac{dE'}{E} \left[(1-y)^2 + y^2 + \frac{2}{3} (1-y)y \right] \ln(191Z^{-1/3}) - \frac{1}{9} (1-y)y$$

Auch hier wird im Grenzfall für komplette Abschirmung gerechnet. Außerdem finden die unter Abschnitt 2.3.1 a) & b) durchgeführten Korrekturen für Φ_0 ebenso auf Ψ_0 Anwendung. Somit ist die Gesamtwahrscheinlichkeit für Paarerzeugung gegeben durch:

$$(Gl. II.3.9) \quad \int_0^E \Psi_0 \frac{dE'}{E} = c_0 \int_0^1 \left\{ (1-y)^2 + y^2 + \frac{2}{3} (1-y)y \right\} \ln(191Z^{-1/3}) - \frac{1}{9} (1-y)y \, dy$$

$$= c_0 \left\{ \frac{7}{9} \ln(191Z^{-1/3}) - \frac{1}{54} \right\} \approx \frac{7}{9} X_0^{-1} = \lambda_{\text{paar}}^{-1} = \frac{\sigma_0}{X_0}$$

Dabei ist $\lambda_{\text{paar}} \approx 9/7 X_0 \approx X_0/\sigma_0$ die Konversionslänge, das heißt die mittlere freie Weglänge für hochenergetische Photonen und σ_0 der asymptotische Wechselwirkungsquerschnitt der Paarerzeugung (*).

Aus den obigen Betrachtungen ergeben sich nun folgende Näherungsformeln für die Wechselwirkungsquerschnitte:

$$(Gl. II.3.10)$$

$$\Phi_0 \frac{dE'}{E} = 1/X_0 \frac{dE'}{E}$$

$$\Psi_0 \frac{dE'}{E} = 1/\lambda_{\text{paar}} \frac{dE'}{E} = \sigma_0/X_0 \frac{dE'}{E}$$

Daraus läßt sich ersehen, daß bei der Bremsstrahlung bevorzugt niederenergetische Photonen emittiert werden, während die Energien der erzeugten Paarelektronen im wesentlichen gleichverteilt zwischen 0 und der vollen Energie des einkommenden Gammaquants sind.

(*) Genauere Berechnungen ergeben $\sigma_0 = 0.7733..$ [Nsh 67], Gl. 7.12

2.3.3 Minimal ionisierende Teilchen

Geladene Teilchen verlieren beim Durchgang durch Materie über eine Vielzahl von Stößen mit den Hüllenelektronen einen Teil ihrer Energie. Der mittlere Ionisationsverlust pro Weglänge eines Teilchens der Masse M und der Ladung $q=z \cdot e_0$ wird durch die Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben:

(Gl. II.3.11)

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}} = 2 C_{\text{el}} \frac{m_e c^2}{\beta^2} z^2 \left\{ \ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \epsilon_{\text{max}}(\beta^2)}{(1-\beta^2) I^2(Z)}\right) - 2\beta^2 - \left\{2\frac{C}{Z} + \delta\right\} \right\}$$

(nach [Ros 52]; Zusätze in { } nach [Sel 64])

Dabei sind:

$$C_{\text{el}} = (\pi r_e^2) N_A \frac{Z}{A} = 0.15 \frac{Z}{A} \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$$

$I(Z)$:= das über alle Elektronen gemittelte Ionisationspotential des Mediums

$$\epsilon_{\text{max}}(\beta^2) = \frac{2m_e c^2 \beta^2}{1-\beta^2} \left\{ 1 + \frac{2m}{M} \frac{1}{1-\beta^2} + \left(\frac{m}{M}\right)^2 \right\}^{-1}$$

die maximal bei einem Stoß übertragbare Energie.

$2C/Z$:= die Schalenkorrektur

und δ := die Korrektur aufgrund des Dichteeffekts

Anhand der Massenabhängigkeit von $\epsilon_{\text{max}}(\beta^2)$ kann man im wesentlichen zwei Grenzfälle unterscheiden:

a) Ionisation durch schwere geladene Teilchen (p^+, d^+, α^{2+})

Hierbei ist stets $m/M \ll 1$. Für nicht allzu hohe Energien läßt sich dann der Ausdruck in den geschweiften Klammern durch "1" nähern und man erhält:

(Gl. II.3.12) $\epsilon_{\text{max}}(\beta^2) = 2 m c^2 \beta^2 / (1-\beta^2) \Rightarrow$

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}} = 4 C_{\text{el}} \frac{m_e c^2}{\beta^2} z^2 \left\{ \ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{(1-\beta^2) I(Z)}\right) - \beta^2 - \{ \dots \} \right\}$$

Das ist die Näherung für schwere geladene Teilchen, wie sie in vielen Lehrbüchern zur Hochenergiephysik, z.B. denen von H. Frauenfelder & E.M. Henley oder D.H. Perkins, zu finden ist.

b) Ionisation durch e^+e^-

Hier stellt sich die Situation gänzlich anders dar. Zum einen wird wegen der Gleichheit der Massen von Target und Projektil:

(Gl. II.3.13)

$$\epsilon_{\max} = \frac{2 m_e c^2 \beta^2}{(1-\beta^2)} [2(\gamma+1)]^{-1} = (\gamma-1) m_e c^2 = E_{kin}$$

das heißt, die gesamte kinetische Energie des einfliegenden e^- (oder e^+) könnte in einem einzigen Stoß auf ein Hüllenelektron übertragen werden. Wegen der Ununterscheidbarkeit von streuendem und gestreutem Teilchen folgt für e^- zusätzlich:

$$\epsilon'_{\max}(e^-) = 1/2 E_{kin}(e^-),$$

also wird: $\epsilon'_{\max} = \tau E_{kin} = \tau (\gamma-1) mc^2,$

mit $\tau = \begin{matrix} 1 & \text{für } e^+ \\ 1/2 & \text{für } e^- \end{matrix}$

Zum anderen liegt der Herleitung der klassischen Bethe-Bloch-Formel der Wechselwirkungsquerschnitt für die Rutherfordstreuung zugrunde. Im Falle der Elektronen und Positronen müssen statt dessen für eine exakte quantenmechanische Behandlung die Wechselwirkungsquerschnitte für Møller- (für e^-) und Bhabha- (für e^+) Streuung berücksichtigt werden. Dieses führt auf das in Gl. II.3.14 wiedergegebene formale Aussehen der Ionisationskurve für e^+e^- :

(Gl. II.3.14)

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = 2 C_{el} \frac{mc^2}{\beta^2} \left\{ \ln\left(\frac{mc^2 \beta^2 E(kin)}{2(1-\beta^2) I^2(Z)}\right) + F^+(\gamma) - \left\{2\frac{K}{Z} + \delta\right\} \right\}$$

Dabei sind:

a) $F^-(\gamma) = (1-\beta^2) + \left\{ \frac{(\gamma-1)^2}{8} - (2\gamma-1)\ln 2 \right\} \gamma^{-2}$

und:

b) $F^+(\gamma) = 2\ln 2 - 2\beta^2 - \frac{\beta^2}{12} \left\{ -1 + \frac{14}{(\gamma+1)} + \frac{10}{(\gamma+1)^2} + \frac{4}{(\gamma+1)^3} \right\}$

die spezifischen Ergänzungen für e^- und e^+ , nach [For 78] (bzw. [Ber 64], [Bet 53], [Roh 54], [Ros 52]).

Da für die Energiedissipation in einem elektromagnetischen Schauer nur die Energieverluste von e^+e^- eine Rolle spielen, werden im weiteren ausschließlich diese betrachtet.

In Abb. 2.2 a) & b) ist der spezifische Energieverlust von e^+e^- in Si und Pb in der Parametrisierung nach PEGS 4 (c/o H.C. Schleyer) dargestellt. Der Verlauf der Ionisationskurve

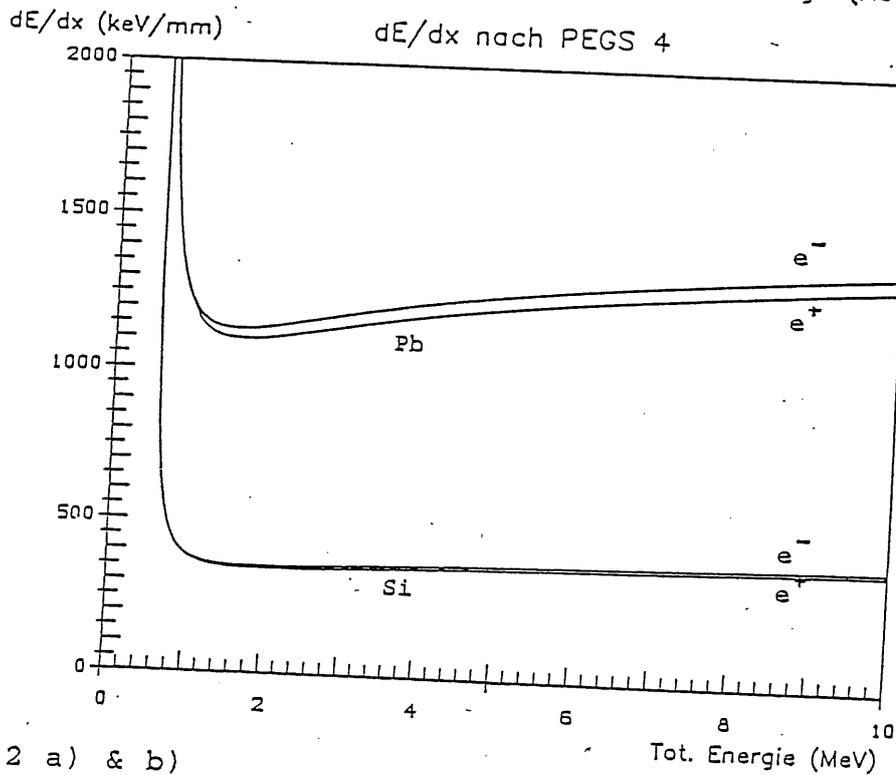
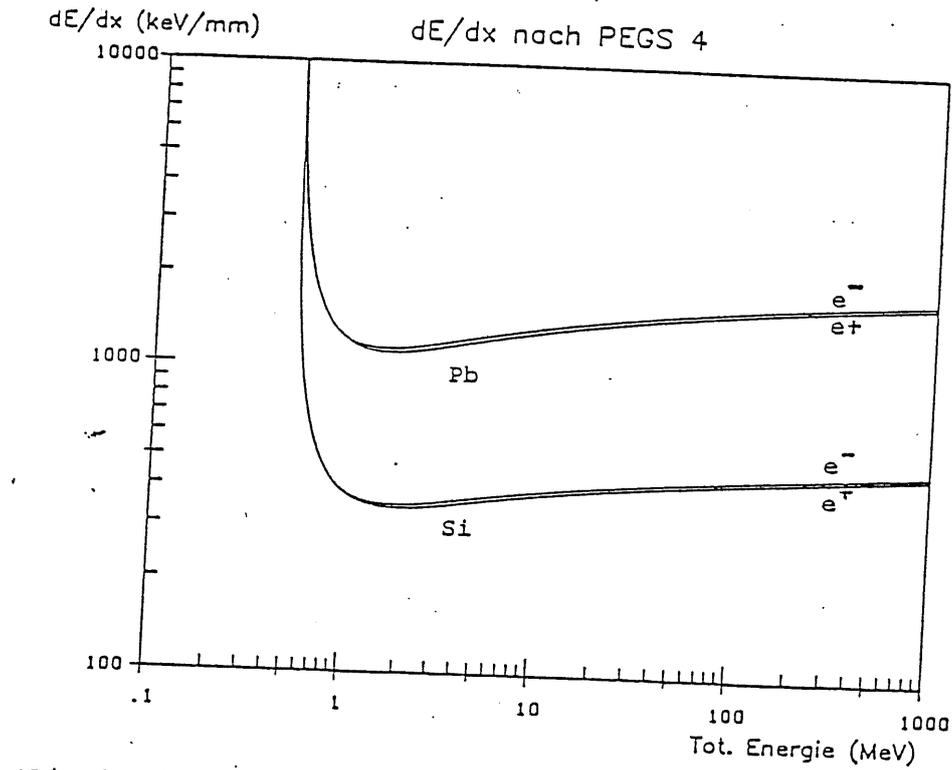


Abb. 2.2 a) & b)

Darstellung des berechneten Energieverlustes für Elektronen und Positronen in Silizium und Blei, nach PEGS 4 (c/o H.C. Schleyer).

Abb. 2.2 a): doppeltlogarithmische und Abb. 2.2 b): lineare Darstellung.

läßt sich qualitativ wie folgt beschreiben:

Im nichtrelativistischen Bereich variiert der Ionisationsverlust mit $1/E$, das heißt mit β^{-2} . Er fällt zunächst zu höheren Teilchenenergien hin ab und durchläuft dann für $3 < \gamma < 4$ ein flaches, nur schwach materialabhängiges Minimum. Im relativistischen Bereich ist zwar die Geschwindigkeit ungefähr konstant ($\beta \rightarrow 1$), der Energieverlust steigt jedoch aufgrund der Zunahme der Reichweite des transversalen elektrischen Feldes wieder an. Für sehr große Energien ($\gamma > 300$) ergibt sich schließlich wegen der Abschirmung des transversalen E-Feldes durch Polarisierungseffekte in dichten Medien ein Sättigungswert ('Dichte-Effekt' \Leftrightarrow "Fermi"-Plateau). Die Werte für dieses Ionisationsplateau wurden durch Sternheimer berechnet und liegen einige %, z.B. 10.8% für W (nach [Ste 71]), über dem Ionisationsminimum.

Teilchen mit der zum Ionisationsminimum gehörenden Energie bezeichnet man als 'minimal ionisierend'. Obwohl diese Bedingung strenggenommen nur für eine einzige (teilchen- und materialabhängige) Energie zutrifft, kann der Energieverlust in einem wesentlich größeren Energieintervall als konstant und dem minimalen gleich angenommen werden (siehe dazu auch Abb. 2.2 b).

2.3.4 Die kritische Energie ϵ_{crit}

Der mittlere Energieverlust, den hochenergetische Elektronen in Materie aufgrund von Ionisation erleiden, ist, bezogen auf eine Strahlungslänge X_0 , die kritische Energie (*). Für diese materialspezifische Hilfsgröße läßt sich leider keine analytisch geschlossene Form der Z-Abhängigkeit angeben. Im weiteren sollen die von O.I.Dovzhenko und A.A.Pomanskii [Dov 64] tabellierten Werte (incl. Dichte-Korrektur) verwendet werden. Für Elemente, die sich dort nicht tabelliert finden, wird die von den Autoren angegebene Interpolations-

(*) Diese Definition der kritischen Energie wurde von S.Z.Belen'kii vorgeschlagen und bildet die Grundlage der Berechnungen von O.I.Dovzhenko und A.A.Pomanskii [Dov 64]. Eine zweite, implizite Definition benutzt die spezielle Energieabhängigkeit des Energieverlustes $(dE/dx)(E)$ und geht auf B.Rossi zurück. Danach ist ϵ_{crit} diejenige kinetische Energie ϵ_0 , bei der gilt:

$$\epsilon_0 := X_0 \cdot (dE/dx)(E=\epsilon_0) \quad [\text{Ros 52}].$$

Nach Angabe der obengenannten Autoren führten allerdings beide Definitionen bei einheitlicher Bestimmung der Strahlungslängen zu identischen Ergebnissen [Dov 64].

tionsformel zugrunde gelegt:

$$(Gl. II.3.15) \quad \epsilon_{crit} = B \left(\frac{Z X_0}{A} \right)^\mu \quad \text{mit} \quad \begin{array}{l} B = 2.66 \text{ MeV} \\ \mu = 1.1 \\ X_0 \text{ in } [g/cm^2] \end{array}$$

Die mittels der obigen Beziehung interpolierten Werte sind in Tab. II.1 in runde Klammern gesetzt.

Die Werte der kritischen Energie für chemische Verbindungen und Mischungen lassen sich gemäß:

$$(Gl. II.3.16) \quad \epsilon_{crit,eff} = \left(\sum_{i=1}^n p_i \frac{\epsilon_i}{X_{0,i}} \right) / \left(\sum_{i=1}^n p_i X_{0,i}^{-1} \right) = \left(\frac{\epsilon}{X_0} \right)_{eff} X_{0,eff}$$

aus den entsprechenden Werten für die Elemente berechnen [Dov 64]. Hierbei ist p_i wiederum der relative Massenanteil und $X_{0,i}$ die Strahlungslänge [g/cm^2] der i -ten Komponente. Die Größe $(\epsilon/X_0)_{eff}$ stellt den mittleren Energieverlust in der betrachteten Verbindung oder Legierung dar. Wegen $(-\Delta\epsilon/\Delta x) \approx \epsilon_{crit}/X_0$ wird hier $(-\Delta\epsilon/\Delta x)_{eff} \approx (\epsilon/X_0)_{eff} \approx \epsilon_{eff}/X_{0,eff}$ gesetzt.

2.3.5 Minimal abgeschwächte Photonen und die Abklinglänge λ_{att}

Der Intensitätsverlust eines Photonenstrahls nach Durchgang durch Materie der Dicke x wird durch das Lambert-Beer'sche Gesetz:

$$I(x) = I_0 \cdot \exp(-\mu \cdot x)$$

beschrieben. Dabei ist μ der Massenschwächungskoeffizient für Photonen, eine material- und energieabhängige Größe. Er hängt mit dem Wechselwirkungsquerschnitt für Photonen-Absorption σ über die Beziehung $\mu = \sigma \cdot N_A / A$ (N_A := Avogadro-Konstante, A := Molmasse) zusammen.

Abb. 2.3 a) & b) zeigen die berechneten und gemessenen totalen Photonen-Wechselwirkungsquerschnitte für Kupfer und Blei in einem großen Energieintervall (10 eV - 100 GeV, nach [Hub 80]). Unterhalb der energetischen Schwelle für den bereits besprochenen Paarbildungsprozeß ($E_{min} = 2 E_0 =$

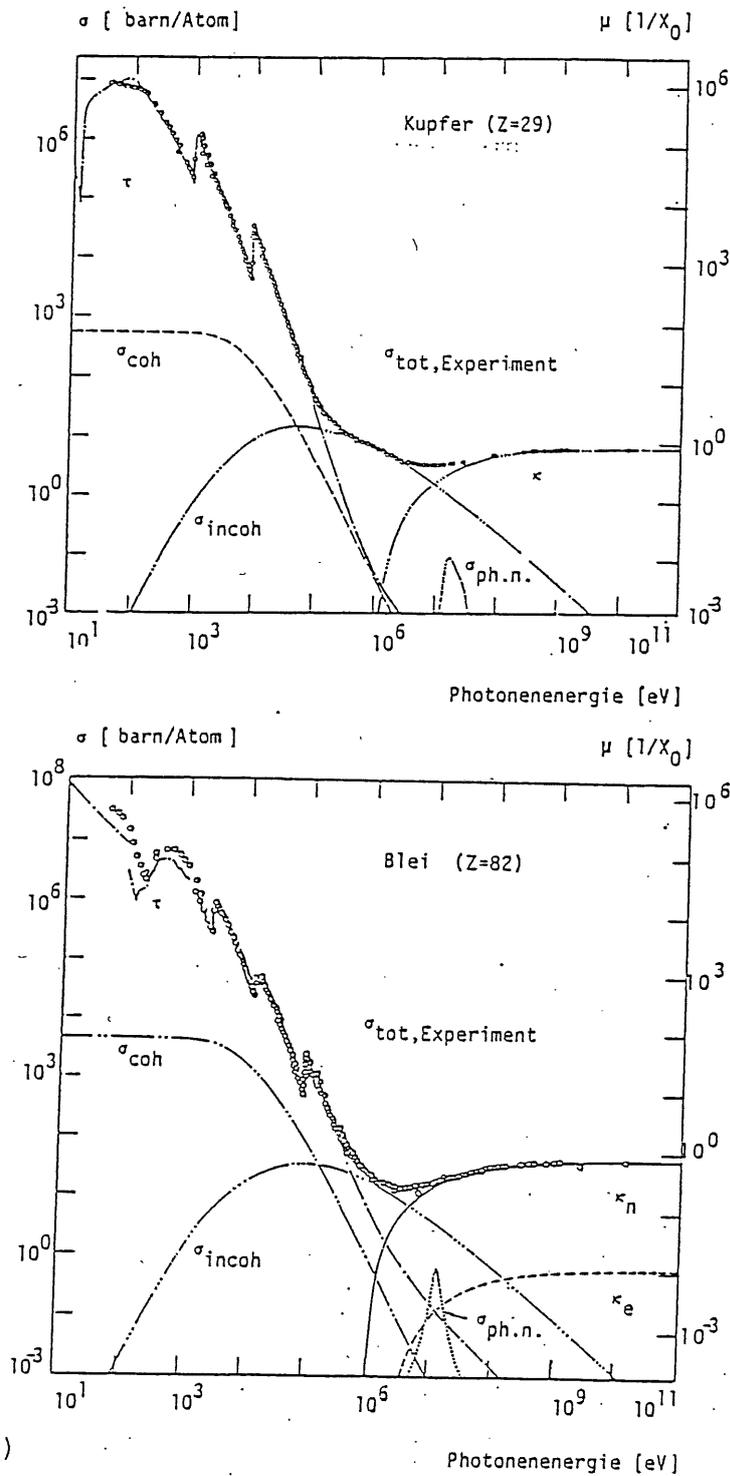


Abb. 2.3 a) & b)

Darstellung der experimentell bestimmten totalen Photon-Wechselwirkungsquerschnitte (Kreise) sowie der berechneten theoretischen Werte für die betrachteten Einzelprozesse (gestrichelte oder strichpunktierte Linien), in Kupfer und Blei, nach [Hub 80].

1.022 MeV) spielen folgende Prozesse(*) eine Rolle:

die Absorption aufgrund des atomaren Photoeffekts,
die (kohärente) Rayleigh-Streuung und
die (inkohärente) Compton-Streuung.

Da die Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten für alle diese Prozesse mit steigender Photonen-Energie stark abfallen und sich der Wechselwirkungsquerschnitt für Paarerzeugung zunächst nur langsam seinem asymptotischen Grenzwert σ_0 nähert, ergibt sich ein (nur schwach) materialabhängiges Minimum für den Massenabsorptionkoeffizienten μ . In Anlehnung an die Terminologie bei den Ionisationsverlusten geladener Teilchen spricht man bei den zu dieser Minimumsenergie gehörenden Quanten von minimal abgeschwächten Photonen. Sie vor allem sind für den longitudinalen Energietransport jenseits des Schauermaximums in einem elektromagnetischen Schauer verantwortlich. Man bezeichnet:

$\mu_{min} = \mu(E_{min})$ als den Massenabsorptionkoeffizienten
und $\lambda_{min} = 1/\mu_{min}$ als die Abklinglänge
der minimal abgeschwächten Photonen.

2.3.6 Der Molière-Radius r_M

Die für die laterale Schauerentwicklung aufgrund der Coulomb-Vielfachstreuung niederenergetischer e^+e^- charakteristische Größe ist der sogenannte 'Molière-Radius' r_M . Er beschreibt die mittlere gaußförmige (rms-) Aufweitung eines Elektronenstrahls mit der kritischen Energie nach Durchgang einer Strahlungslänge. Es ergibt sich näherungsweise (nach [Iwa 80], [Ros 52]):

$$(Gl. II.3.17) \quad r_M = E_s / \epsilon_{crit} \cdot X_0,$$

mit der Vielfachstreuenergie $E_s = \sqrt{4\pi/\alpha} m_e c^2 = 21.2$ MeV (siehe [Ros 52]). Der Molière-Radius wird bei der Abschätzung der lateralen Energieverluste einer radial begrenzten Kalorimeterkonfiguration als Bezugsgröße verwendet. Derartige Abschätzungen anhand der vorliegenden Literatur werden hier unter 3.1.4 durchgeführt.

(*) In der umseitigen Abb. 2.3 a) & b) sind der atomare Photoeffekt mit τ , die Rayleighstreuung mit σ_{coh} , die Comptonstreuung mit σ_{incoh} , die nukleare Photonabsorption mit $\sigma_{ph.n.}$ sowie die Paarerzeugung mit κ bezeichnet. (Für Blei werden noch einmal die Beiträge der Paarerzeugung im Feld des Atomkerns κ_n und in dem der Hüllenelektronen κ_e unterschieden.)

2.3.7 Liste der zitierten Größen für einige Elemente

Tab. II.1 a) elektronische Konstanten

Element	Z	X_0 [g/cm ²]	ρ [g/cm ³]	X_0 [cm]	ϵ_c [MeV]	r_M [cm]
Al	13	24.0111	2.70	8.8930	40.0	4.71
Si	14	21.8234	2.33	9.3663	37.5	5.30
Ar	18	19.5489	1.39 (*)	14.0357	(29.1)	10.22
Fe	26	13.8389	7.87	1.7584	20.7	1.80
Cu	29	12.8616	8.96	1.4354	18.8	1.62
W	74	6.7630	19.27	0.3510	8.08	0.92
Pb	82	6.3688	11.34	0.5616	7.40	1.61
U	92	5.9990	19.10	0.3141	(6.71)	0.99

(*) \Leftrightarrow (lq.)

II.1 b) Photon-Konstanten

Element	Z	E_{min} [MeV]	σ_{tot} [barn]	μ/ρ [cm ² /kg]	μ [m ⁻¹]	λ_{att} [cm]	λ_{att} [X_0]
Al	13	20.80	0.971	21.665	5.85	17.0955	1.9224
Si	14	18.90	1.089	23.348	5.44	18.3820	1.9626
Fe	26	8.80	2.770	29.869	23.51	4.2540	2.4193
Cu	29	7.85	3.237	30.676	27.49	3.6383	2.5347
W	74	3.75	12.318	40.348	77.75	1.2862	3.6643
Pb	82	3.75	14.424	41.922	47.54	2.1035	3.7456

Quellennachweis für die Tabellen II.1 a) & b):

Berechnete Werte für X_0 [g/cm²] nach: [Tsa 74]
 Werte für die kritischen Energien nach: [Dov 64],
 interpol. Werte sind in "()" gesetzt.
 Dichten (T=20°C; für Ar $T_{Sp} = -185.86^\circ\text{C}$): [Khl 86]

Molière-Radien berechnet gemäß: $r_M = E_s / \epsilon_{crit} \cdot X_0$ Gemessene Photonwirkungsq. aus den bei: [Hub 80]
tabellierten Daten graph. interpoliert

2.4 Lösungsmöglichkeiten des Schauerproblems

2.4.1 Die klassische Schauertheorie

Im folgenden soll ein kurzer Überblick über die klassische Schauertheorie gegeben werden, da deren Vorhersagen zum Vergleich mit den experimentell ermittelten Schauerentwicklungskurven herangezogen werden sollen.

Die Lösung des komplexen Schauerproblems ist nur unter sehr weitgehenden Vereinfachungen möglich. Die klassische Schauertheorie verwendet im allgemeinen nicht die detaillierten Energieabhängigkeiten der Wechselwirkungsquerschnitte, sondern ersetzt diese durch asymptotische Näherungsformeln. So werden beispielsweise die Bremsstrahlung und die Paarerzeugung in der bereits beschriebenen Bethe-Heitler-Näherung behandelt. Die bei diesen Prozessen auftretenden endlichen Öffnungswinkel werden nicht berücksichtigt. Außer diesen beiden dominanten, die Teilchenvervielfachung in einem elektromagnetischen Schauer tragenden Wechselwirkungen werden allein die Energieverluste aufgrund von Ionisation betrachtet. Demgegenüber werden die Compton- und die Vielfachstreuung ebenso wie der Photoeffekt vollständig vernachlässigt. Man gelangt so zu einer 1-dimensionalen Schauertheorie.

Durch die Einführung der Integral-Operatoren A', B' & C' läßt sich die Orts- und Energieabhängigkeit der mittleren Teilchenzahlen $\pi(E,t)$ und $\gamma(E,t)$ in Form zweier gekoppelter partieller Integro-Differentialgleichungen darstellen. Dieses ist die sogenannte 'Diffusionsgleichung' für elektromagnetische Schauer ([Ros 52], [Nsh 67]):

$$\frac{\partial \pi}{\partial t} = -A'\pi + B'\gamma + \epsilon \frac{\partial \pi}{\partial \epsilon}$$

(Gl. II.4.1)

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} = -\sigma_0 \gamma + C'\pi$$

Hierbei sind $\pi(E,t)$ und $\gamma(E,t)$ die differentiellen Teilchenspektren, also die mittlere Anzahl von e^+e^- oder γ -Quanten (Photonen) am Ort t mit Energien zwischen E und E+dE. Die Größen A', B', C' sind Integraloperatoren, welche die gesuchte Lösungsfunktion ($\pi(E,t)$ oder $\gamma(E,t)$) im Integranden

enthalten. So symbolisiert beispielsweise der Ausdruck $A'\pi$ keine Tensormultiplikation, sondern ein Integral der Form:

(Gl. II.4.2)

$$A'\pi = \int_0^1 \left\{ \pi(E) - \frac{1}{1-v} \pi\left(\frac{E}{1-v}\right) \right\} \phi_0(v) dv$$

$$B'\gamma = 2 \int_0^1 \gamma\left(\frac{E}{u}\right) \psi_0(u) \frac{du}{u} \quad C'\pi = \int_0^1 \pi\left(\frac{E}{v}\right) \phi_0(v) \frac{dv}{v}$$

Dabei bedeuten ϕ_0 und ψ_0 (mit $u = v = E'/E$) die differentiellen Wechselwirkungsquerschnitte für Bremsstrahlung und Paarerzeugung in der Bethe-Heitler-Näherung für komplette Abschirmung und σ_0 den bereits eingeführten asymptotischen Wechselwirkungsquerschnitt für die Paarerzeugung.

Die Ionisationsverluste werden hier durch den Term $\epsilon \cdot \partial\pi/\partial E$ repräsentiert. Er leitet sich aus der Annahme eines konstanten Energieverlustes pro Weglänge ab. Man spricht hierbei von der Schauertheorie unter der Approximation B. Die ältere Approximation A vernachlässigt demgegenüber die Ionisationsverluste vollständig. Sie führt deshalb zu keinem physikalisch sinnvollen Ergebnis, da in diesem Fall die Teilchenzahl im Schauer ins Unendliche steigen kann. Die Lösung der Diffusionsgleichung unter Approximation B ist mathematisch sehr aufwendig und geht auf B. Rossi und K. Greisen zurück. Es soll hier nicht auf die mathematische Durchführung eingegangen, sondern nur die wichtigsten Ergebnisse zitiert werden:

Aus der Annahme eines konstanten Energieverlustes von ϵ_{crit} pro Strahlungslänge X_0 folgt unmittelbar, daß die Einschußenergie E_{in} entlang einer gesamten Spurlänge von $s_{tot} = E_{in}/\epsilon_{crit} \cdot X_0$ abgegeben wird. Dieses ist gleichbedeutend mit der Vorstellung, daß in einem elektromagnetischen Schauer $N_{tot} = E_{in}/\epsilon_{crit}$ ($= \pi_{tot}$) geladene Teilchen erzeugt werden, welche dann wiederum jeweils ihre gesamte Energie auf einer Strecke von $s = 1 X_0$ in der Materie deponieren. Dieser Ansatz führt zu einer universellen Form der longitudinalen Schauerentwicklung, falls die Schauertiefe in Strahlungslängen ($t = z/X_0$) und die Teilchenenergien in Vielfachen der kritischen Energie ($y = E/\epsilon_{crit}$) ausgedrückt werden. Als Beispiel dafür sind in Abb. 2.5 die Lösungen der Diffusionsgleichung unter Approximation B nach Snyder (aus [Ros 52]) dargestellt.

Alle weiteren, für einen elektromagnetischen Schauer charakteristischen Größen ergeben sich über umfangreiche Berechnungen, die z.B. bei [Nsh 67] oder [Ros 52] dargestellt sind, aus den Annahmen der Approximation B. Die wichtigsten Resultate unter Approximation B sind in Tab. II.2 listenartig zusammengestellt ([Iwa 80], [Nsh 67], [Ros 52]).

Tabelle II.2:

Zusammenfassung der Ergebnisse gemäß Approximation B:

	primäres Teilchen	
	e^+e^-	γ
t_{max}	$1.01(\ln(y)-1.0)$	$1.01(\ln(y)-0.5)$
t_{med}	$1.01 \ln(y)+0.4$	$1.01 \ln(y)+1.2$
$\sigma^2(t_{med})$	$1.61 \ln(y)-0.2$	$1.61 \ln(y)+0.9$
π_{max}	$0.31 y$	$0.31 y$
	$\sqrt{(\ln(y)-0.37)}$	$\sqrt{(\ln(y)-0.18)}$
π_{tot}	Y	Y

Die in Tab. II.2 referierten Größen besitzen folgende physikalische Bedeutungen (siehe dazu auch Abb. 2.4):

Am Ort des Schauermaximums t_{max} wird die maximale Anzahl der geladenen Teilchen π_{max} erreicht. Der Schauerschwerpunkt t_{med} bezeichnet diejenige Schauertiefe, in der gerade die Hälfte der primären Energie E_{in} durch den Schauer deponiert wurde. Dessen mittlere quadratische Abweichung $\sigma(t_{med})$ schließlich stellt ein Maß für die Breite der Verteilung und damit für die longitudinale Ausdehnung einer elektromagnetischen Kaskade dar.

Wegen der unterschiedlichen Anfangsbedingungen differieren die Ergebnisse für photoninduzierte Schauer geringfügig von denen der durch e^+e^- ausgelösten Kaskaden. So erreichen sie insbesondere etwas später ihr Schauermaximum, besitzen also

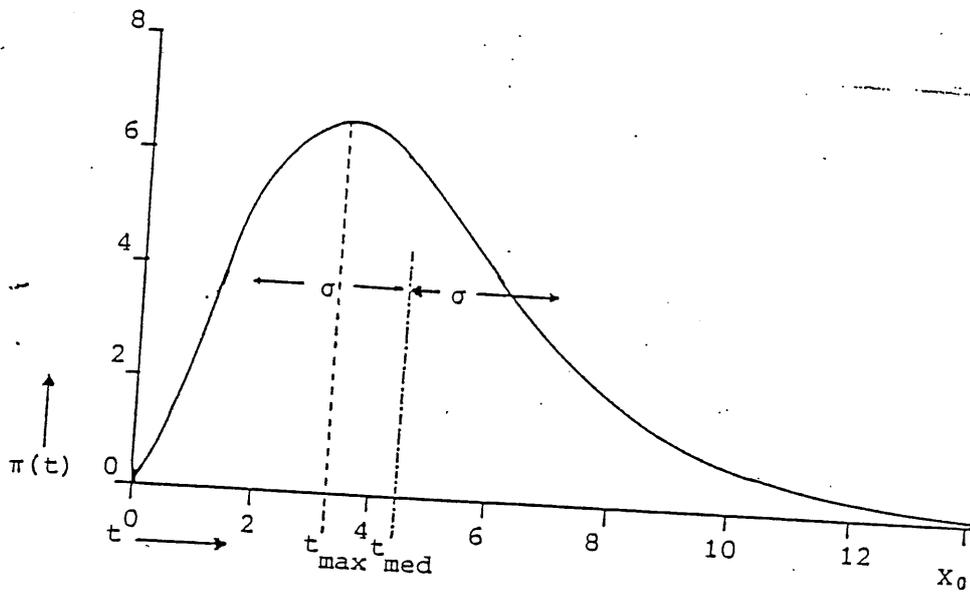


Abb. 2.4

Skizze einer longitudinalen Schauerentwicklung (nach [Ros 52]) zur Erläuterung der Größen t_{max} , π_{max} , t_{med} und $\tau = \sigma(t_{med})$.

in Materie eine um ca. $0.5 X_0$ größere Reichweite(**). Aus den in Tab. II.2 aufgeführten Ergebnissen ersieht man leicht, daß die Längsausdehnung eines elektromagnetischen Schauers (und damit die benötigte Länge eines Kalorimeters) bezüglich $y = E_{in}/\epsilon_{crit}$ logarithmisch variiert, während die Anzahl der geladenen Spuren und damit die in einem Kalorimeter deponierbare Energie proportional zu y ansteigt.

(**) Dieser Umstand läßt sich qualitativ wie folgt erklären:

Ein primäres Photon legt im Mittel zunächst die Strecke $\lambda_{pair} = X_0/\sigma_0$ in der Materie zurück, bevor das erste Paar erzeugt wird. Nimmt man nun vereinfachend an, daß die Photonenenergie zu gleichen Teilen auf die erzeugten Leptonen übertragen wird, so ließe sich alles weitere wie eine durch ein Elektron (oder Positron) mit $E' = E/2$ ausgelöste Kaskade beschreiben. Die gesamte Spurlänge sollte also in diesem Fall im Mittel um $\Delta t_{max} = 1/\sigma_0 \cdot \ln(2) \approx 0.6$ länger sein als bei Elektroneneinschuß.

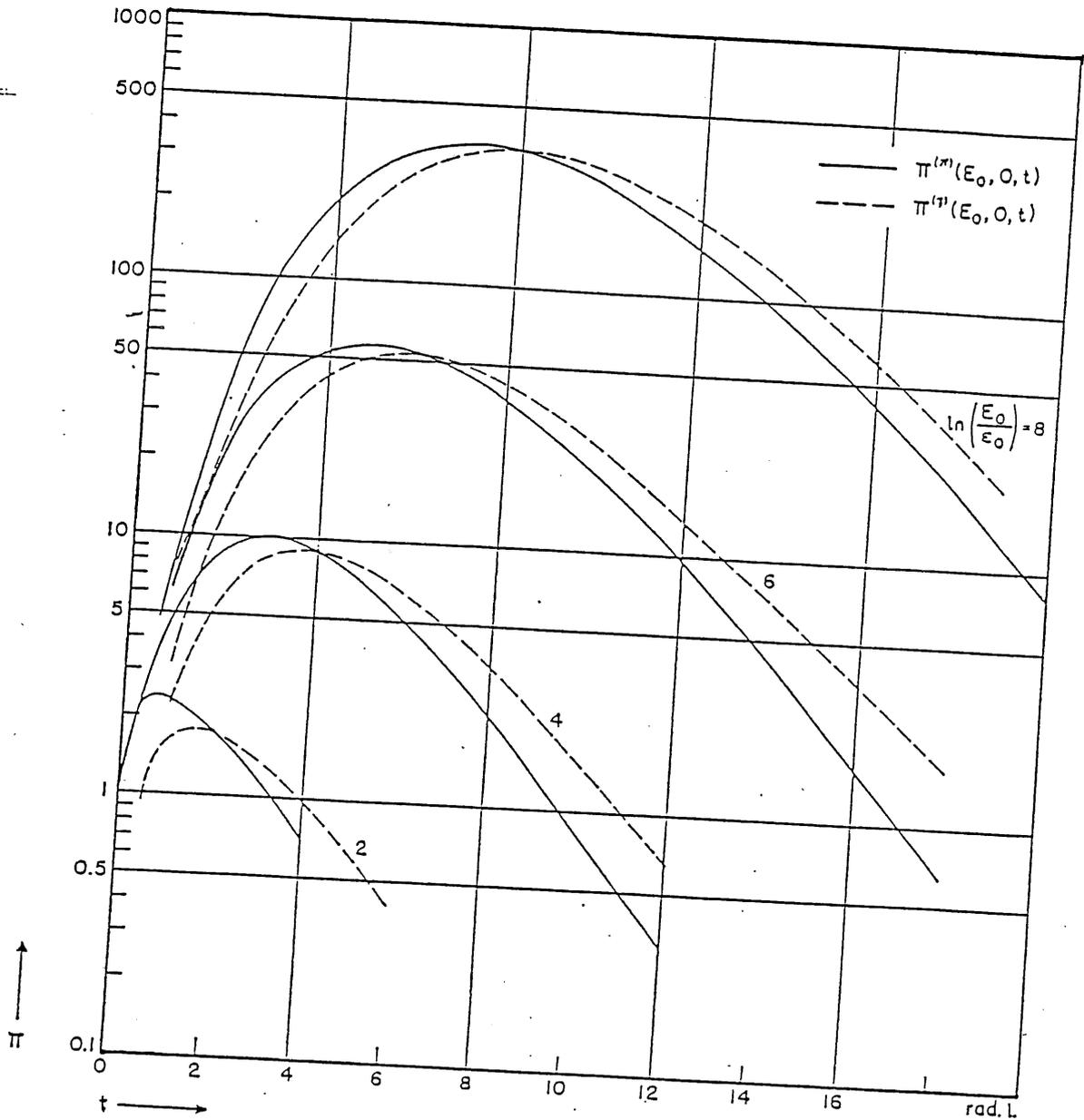


Abb. 2.5

Darstellung des von Snyder auf Grundlage der Approximation B berechneten Verlaufs der totalen Anzahl der geladenen Teilchen $\pi(E, t)$ mit der Schauertiefe t (siehe [Ros 52]). Angegeben sind die Ergebnisse für Elektronen- (bzw. Positronen-) Einschüß als durchgezogene Linien und für photoninduzierte Kaskaden als gestrichelte Kurven. Die Einschußenergie ist in der Form $E_{i,n} = \epsilon_{crit} \cdot e^n$ angegeben. Mit Blei (oder Wolfram) als Absorber führt das beispielsweise für die Kurvenschar mit $n = 6$ ungefähr auf eine Primärenergie von 3 GeV.

2.4.2 Monte-Carlo-Rechnungen

Die Ergebnisse der klassischen Schauertheorie werden heute zur Interpretation von Experimenten kaum noch herangezogen. Statt dessen bedient man sich hierzu verstärkt Monte-Carlo-Methoden. Dieses ist gut möglich, da ein elektromagnetischer Schauer sich durch Wiederholung einiger weniger, gutbekannter physikalischer Prozesse aufbaut. Monte-Carlo-Rechnungen gestatten es somit, ein 3-dimensionales Abbild einzelner elektromagnetischer Kaskaden mit Hilfe von Großrechnern zu simulieren. Dabei hat sich die Benutzung des EGS-('Electron-Gamma-Shower')-Codes von R.Ford und W.Nelson [For 78] weitestgehend durchgesetzt. Rechnungen mit den Programmversionen 3 & 4 wurden im Zusammenhang mit den hier vorgestellten Experimenten am 1. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg bereits durchgeführt. Deren Ergebnisse finden sich bei [Sch 89] und [Wei 88] dokumentiert.

2.4.3 Vergleich: Monte-Carlo-Rechnungen \leftrightarrow Rossi-Approx. B

Zum Abschluß sollen hier die klassische Schauertheorie und die Monte-Carlo-Simulationen in ihren wichtigsten Aspekten einander gegenübergestellt werden:

a) Die Rossi-Approximationen A & B liefern per definitionem nur 1-dimensionale Lösungen des Schauerproblems. Eine Ergänzung der Diffusionsgleichung zu einer 3-dimensionalen Theorie wurde anhand der Vielfachstreu-Theorie von Landau und Molière versucht (siehe [Nsh 67]). Dieses Verfahren ist jedoch mathematisch sehr aufwendig und bleibt dennoch bezüglich der Physik auf sehr weitreichende Näherungen angewiesen. In diesem Punkt sind die Monte-Carlo-Simulationen den Rossi-Approximationen überlegen, da sie von vornherein unter Einschluß der vollständigen Energieabhängigkeit aller bekannten Wechselwirkungsquerschnitte 3-dimensional rechnen.

b) Als ein analytisches, mathematisches Verfahren ist die Rossi-Approximation B aus Konvergenzgründen darauf angewiesen, sämtliche vorkommenden Integrationen zwischen $E_{min} =$

0 und $E_{max} = E_{1n}$ durchzuführen(***)).

Bei einer Monte-Carlo-Rechnung hingegen ist die vollständige Simulation jeder geladenen Spur bis hinab zu $E_{min} = 0$ aus Rechenzeitgründen nicht möglich. Es müssen vielmehr untere Grenzenergien, sogenannte 'cut-energies' für die Rechnungen eingeführt werden. Somit sind natürlich sämtliche erzielbaren Ergebnisse nicht nur von der betrachteten Primärenergie E_{1n} , sondern auch von der unteren Energieschwelle E_{cut} abhängig (siehe dazu z.B. [Iwa 80]). Die Güte eines Monte-Carlo-Programms liegt unter anderem auch darin begründet, die mit dem Abbruch bei $E = E_{cut}$ zusammenhängenden systematischen Fehler so klein wie möglich zu halten.

c) Die klassische Schauertheorie liefert, wenn auch nur unter Benutzung asymptotischer bzw. mittlerer Wechselwirkungsquerschnitte, eine geschlossene Darstellung der longitudinalen Schauerentwicklung. Sie erlaubt daher eine Vorhersage über deren ungefähre Energie- und Materialabhängigkeit. Demgegenüber kann eine Simulationsrechnung, ähnlich wie ein tatsächliches Experiment, nur punktuelle Daten liefern. Um verschiedene Monte-Carlo-Rechnungen (bzw. Experimente) miteinander vergleichen zu können, müssen deren Ergebnisse auch quantitativ ausgewertet werden.

Ein zu diesem Zweck weitverbreitetes Verfahren für eine (semi-) analytische Beschreibung der longitudinalen Schauerentwicklungen wird in Abschnitt 5.1.5 im Zusammenhang mit der Auswertung der Meßergebnisse vorgestellt.

2.5 Die laterale Schauerentwicklung

Eine analytische Beschreibung der radialen Schauerentwicklung ist im Vergleich zur longitudinalen ungleich schwieriger, da hierzu eine Vielzahl unterschiedlichster Prozesse beitragen. Die laterale Aufweitung einer elektromagnetischen Kaskade wird für hochenergetische Sekundärteilchen im wesentlichen durch die endlichen Öffnungswinkel bei der Emission von Bremsstrahlungsquanten und bei der Compton-Streuung bewirkt. Für niederenergetische Schauerpartikel wird diese durch eine weitgehend isotrope Ladungsträgerdiffusion aufgrund der multiplen Coulombstreuung und die ebenfalls iso-

(***) Für die ältere Approximation A wird die untere Integrationsgrenze (etwas willkürlich) bei $E_{min} = E_{crit}$ festgelegt, da sonst wegen des Fehlens des Energieverlustterms in der Diffusionsgleichung die Teilchenzahl für $t \gg t_{max}$ divergieren würde.

trope Rayleigh-Streuung noch verstärkt.

Aufgrund dieser lateralen Aufweitung des Schauers kann ein bestimmter Anteil der deponierbaren Energie sehr weit entfernt von der Schauerachse auftreten. Abb. 2.6 zeigt als Beispiel dafür die mit (Silberphosphat-) Glasdosimetern in Blei gemessenen lateralen Schauerentwicklungen in 3 verschiedenen Tiefen (nach [Bat 70]). Die radiale Energiever-

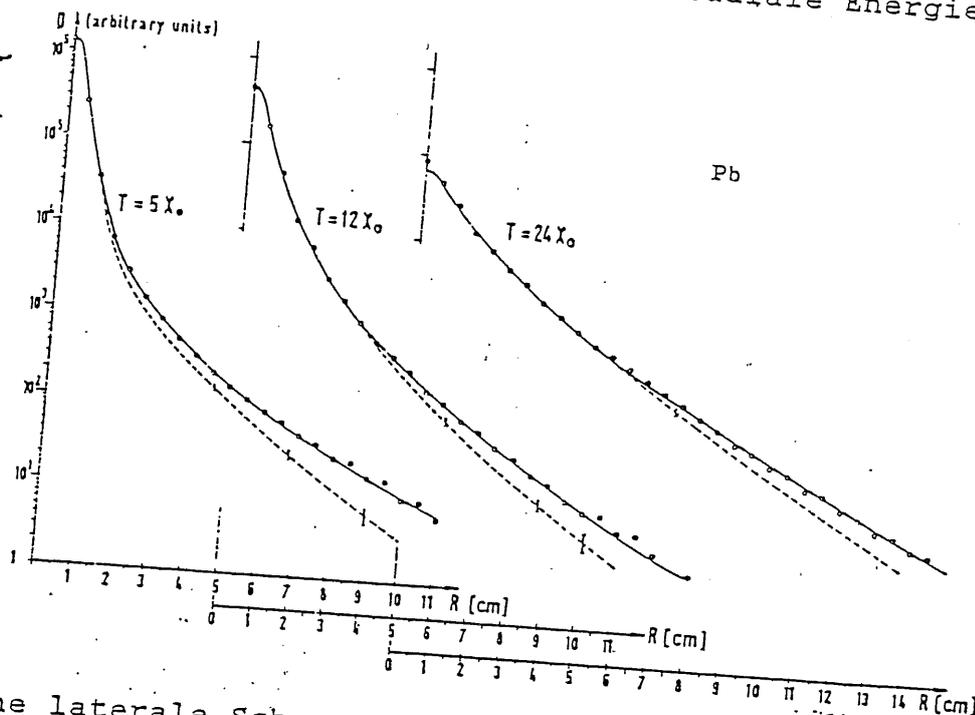


Abb. 2.6

Gemessene laterale Schauerentwicklungen in Blei (Kreise) und deren Vergleich mit durchgeführten Monte-Carlo-Rechnungen (gestrichelte Linien mit Fehlerbalken) in drei verschiedenen Schauertiefen (nach [Bat 70]).

teilung $g(r,t)$ ist sowohl vom Abstand zur Achse r als auch von der Schauertiefe t abhängig. So ist in Abb. 2.6 für kleine Schauertiefen eine deutliche Kollimation der registrierten Sekundärteilchen im Bereich der Schauerachse zu erkennen. Wegen der Rotationssymmetrie des Schauers bezüglich seiner Achse gilt für die in einem endlichen Zylindervolumen deponierte Energie:

$$(Gl. II.5.1) \quad E(R,L) = \iiint \left(\frac{dE}{dV} \right) dV = 2\pi \int_0^R r dr \int_0^L g(r,t) f(t) dt$$

Für die Bestimmung der radialen Leckverluste muß zunächst $L \rightarrow \infty$ gefordert, das heißt die t -Integration ausgeführt

werden(*). Sei $\epsilon(R) = \lim_{L \rightarrow \infty} \epsilon(R, L)$, so ergibt sich bei Bezug auf $\epsilon_{opt} = \lim_{R \rightarrow \infty} \epsilon(R)$ die radiale Energieverlustfunktion $F(R)$ zu:

$$(Gl. II.5.2) \quad F(R) = \frac{(\epsilon_{opt} - \epsilon(R))}{\epsilon_{opt}} = 1 - \frac{\epsilon(R)}{\epsilon_{opt}}$$

(siehe z.B. [Yud 70]). Dieses Verfahren führt auf keine

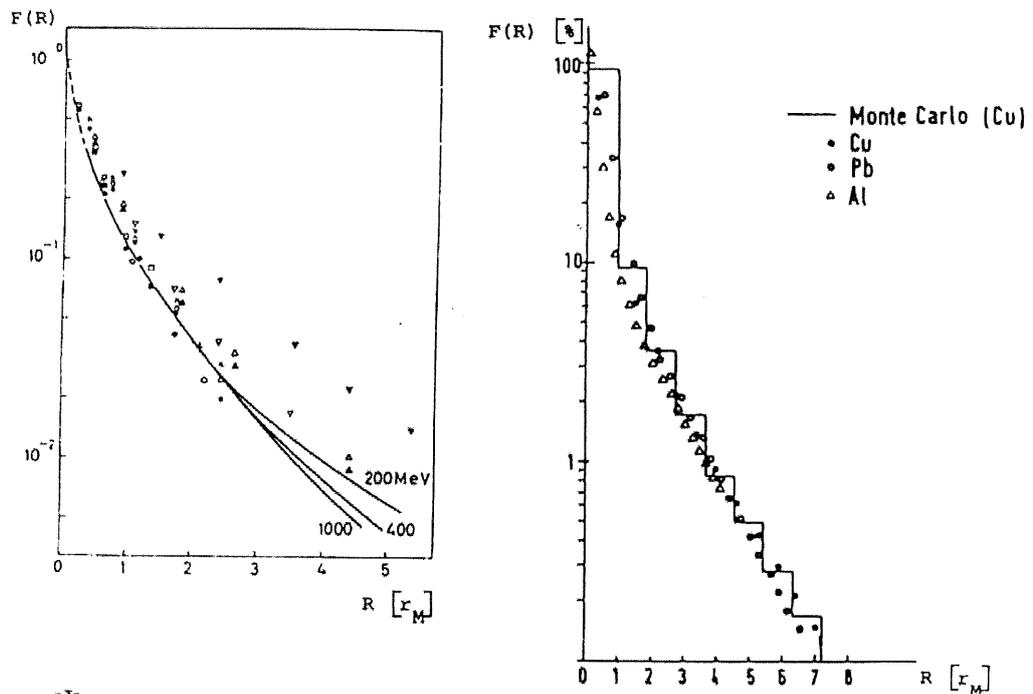


Abb. 2.7

Gemessene radiale Energieverlustfunktionen nach [Yud 70] ($E_{in} = 1$ GeV, Röntgenfilme in Blei als Absorber) und [Bat 70] ($E_{in} = 6$ GeV, Silberphosphatglas-Dosimeter, ebenfalls in Blei).

universelle Funktion, da die Leckverluste aus einem betrachteten Zylindervolumen nicht allein von dessen Radius, sondern natürlich auch von der Einschussenergie abhängen. Auch ist die Materialabhängigkeit von $F(R)$ bei einer Normierung

(*) Im Fall der Anpassungsrechnung an die longitudinale Schauerentwicklung (siehe Abschnitt 5.1) ist demgegenüber stets $R_{c,al} \rightarrow \infty$ vorausgesetzt. Dieser Umstand muß speziell bei der Bestimmung und Interpretation der longitudinalen Leckverluste beachtet werden.

der lateralen Ausdehnung des Schauers auf den jeweiligen Molière-Radius nicht vollständig eliminiert, obwohl dieser Eindruck in einer Vielzahl von Publikationen erweckt wird. Als Beispiel für solche radialen Energieverlustfunktionen sind in Abb. 2.7 Messungen nach [Bat 70] und [Yud 70] dargestellt.

Von praktischem Interesse bei der Dimensionierung eines elektromagnetischen Kalorimeters ist weniger der absolute Wert von $F(R)$, sondern vielmehr die inverse Größe $R(F)$, das heißt der minimale Kalorimeter-Radius, der ein bestimmtes radiales Containment sicherstellt. In Ermangelung einer eindeutigen analytischen Beziehung werden in vielen Veröffentlichungen nur einzelne Schätzwerte für R_{min} genannt, z.B.

$$\begin{aligned} \Rightarrow R(90\%) &= 1 r_M && [\text{Eng 85}] \\ \Rightarrow R(95\%) &= 2 r_M && [\text{Iwa 80}] \\ \Rightarrow R(98\%) &= 3 r_M && [\text{Kle 84}] \end{aligned}$$

Da diese Einzelangaben zur Interpolation von Zwischenwerten ungeeignet sind, soll im weiteren zu diesem Zweck auf die bereits erwähnten graphischen Darstellungen anderer Autoren zurückgegriffen werden. Die Gegenüberstellung einiger dieser Quellen und der Vergleich mit dem gemessenen relativen Verhältnis im Energienachweis für die untersuchten Prototyp-Kalorimeter Cal.A und Cal.B findet sich unter 3.1.4 dargestellt.

2.6 Die Effizienz eines elektromagn. Sampling-Kalorimeters

Unter der Effizienz eines Sampling-Kalorimeters versteht man den Bruchteil der eingeschossenen Energie, welcher in dem aktiven Medium sichtbar gemacht werden kann:

$$e_{cal} = \epsilon_{vis} / E_{in}$$

Aus Gründen der Übersichtlichkeit erfolgt die Abschätzung für die nachweisbaren Energien auf Grundlage der klassischen Schauertheorie sowie der Vergleich der unterschiedlichen Kalorimeterkonfigurationen später. Sie wird im Zusammenhang mit der Diskussion der Ergebnisse der Linearitätsmessungen unter 5.3.3 durchgeführt.

2.7 Die Energieauflösung elektromagnetischer Kalorimeter

Ein wichtiger Gesichtspunkt beim Einsatz von Kalorimetern in der Hochenergiephysik ist die mit ihnen erzielbare Energieauflösung. Sie wird allgemein durch die statistische Schwankungsbreite $\sigma(\epsilon_{v,1s})$ der gemessenen Häufigkeitsverteilungen charakterisiert. Bei einem homogenen Kalorimeter spielen nur die intrinsischen Nachweisschwellen, bis zu denen hinab die Schauerteilchen registriert werden, eine Rolle. Die Energieauflösung eines homogenen Kalorimeters ist deshalb unübertroffen gut, während die Gewinnung von Ortsinformationen mit ihnen wegen der im allgemeinen fehlenden Segmentierung nicht möglich ist.

Im Falle eines Sampling-Kalorimeters tragen eine Vielzahl von Fluktuationsquellen zur Gesamtauflösung bei. Diese lassen sich anhand ihrer Energieabhängigkeit zu mehreren Gruppen zusammenfassen. Im folgenden sollen die wichtigsten Einzelbeiträge vorgestellt und ihre ungefähre Größenordnung abgeschätzt werden. Die totale Energieauflösung einer gegebenen Kalorimeterkonfiguration ergibt sich dann unter der Voraussetzung statistischer Unabhängigkeit aller Einzelbeiträge durch deren quadratische Addition:

$$(Gl. II.7.1) \quad \sigma_{\text{tot}}^2 = \sum \sigma_{\text{einzel}}^2$$

2.7.1 Beiträge, die mit $\sqrt{E_{1n}}$ variieren

a) Sampling-Fluktuationen

Die in einem elektromagnetischen Sampling-Kalorimeter nachgewiesene Energie resultiert im wesentlichen aus einer diskreten Anzahl einzelner Energieverluste während des Durchgangs von geladenen Teilchen durch die aktiven Ebenen. Die Anzahl N_x dieser sogenannten 'crossings' ist der gesamten Spurlänge s und somit der Einschußenergie E_{1n} proportional. Sei d der Abstand der aktiven Ebenen, dann werden diese im Mittel $N_x = s/d = N_{x,0} \cdot \tau$ -mal gekreuzt. Dabei bedeutet $N_{x,0}$ die Anzahl der Durchgänge für eine Samplingrate von $\tau = 1 \text{ X}_0^{-1}$. Man nimmt nun an, daß alle geladenen Teilchen pro Durchgang einen konstanten Betrag ihrer Energie deponieren, das heißt: $dE/dN = \text{const.}$ Unter der Voraussetzung, daß sich die Fluktuation der N_x durch die Poisson-Statistik beschreiben lassen, wird:

$$\epsilon_{vis} = N_x \cdot dE/dN$$

$$\text{und } \sigma(\epsilon_{vis}) = \sigma(N_x) \cdot dE/dN = \sqrt{N_x} \cdot dE/dN$$

Daraus folgt:

$$\begin{aligned} \sigma(\epsilon_{vis})/\epsilon_{vis} &= \sqrt{N_x}/N_x = 1/\sqrt{N_x} \\ &= k \cdot 1/\sqrt{E_{in}} \cdot 1/\sqrt{\tau} \end{aligned} \quad (\text{Gl. II.7.2})$$

Die Größe $k = \sqrt{(E_{in} \cdot \tau / N_x)}$ bzw. $\sigma(\epsilon)/\epsilon \cdot \sqrt{E_{in}}/\sqrt{\tau}$ sollte für eine gegebene Kalorimeterkonfiguration eine Apparate-Konstante sein, deren Wert im folgenden abgeschätzt werden soll. Dieses setzt jedoch die Kenntnis der Anzahl der statistisch unabhängigen 'crossings' pro GeV Einschußenergie voraus.

Folgt man der bereits besprochenen 1-dimensionalen Schauertheorie unter Approximation B, so ist die gesamte Spurlänge aller geladenen Teilchen durch:

$$(\text{Gl. II.7.3}) \quad s_{tot} = E_{in} / \epsilon_{crit} \cdot X_0$$

gegeben. Allerdings verlaufen die Teilchenspuren in einem elektromagnetischen Schauer nicht parallel, sondern geneigt zur Schauerachse. Dadurch verkürzt sich die auf die Schauerachse projizierte Spurlänge auf:

$$(\text{Gl. II.7.4}) \quad s = \langle \cos(\theta) \rangle \cdot s_{tot}$$

Für den mittleren Neigungswinkel gibt U. Amaldi [Ama 81] auf Grundlage der Monte-Carlo-Rechnungen von Fischer [Fis 78] folgende näherungsweise Materialabhängigkeit an:

$$(\text{Gl. II.7.5}) \quad \langle \cos(\theta) \rangle = \cos(E_s / (\epsilon_{crit} \cdot \pi))$$

Dabei ist $E_s = 21.2$ MeV die bereits eingeführte Vielfachstreuenergie. In einem realen Kalorimeter können zumeist Teilchenenergien unterhalb einer bestimmten minimalen Schwellenenergie E_c nicht mehr nachgewiesen werden. Ein Teil der vorhandenen Teilchenspuren bleibt so unsichtbar. Die damit verbundene Verringerung der insgesamt nutzbaren Spurlänge wurde von I.E. Tamm und S. Belenkii bereits 1939 auf Grundlage der Approximation B berechnet (siehe z.B. [Ros 52], Abschnitt 5.19). Danach ergibt sich der verbleibende Bruchteil (im Grenzfall $E_c \ll E_{in}$) zu:

$$(\text{Gl. II.7.6}) \quad F(z) = 1 + z \cdot \exp(z) \cdot \text{Ei}(-z) \quad (*),$$

mit $z = 2.29 \cdot E_c / \epsilon_{crit}$. Die obige Beziehung wurde für leichte Elemente abgeleitet. Sie läßt sich jedoch nach Aussage von U. Amaldi [Ama 81] durch Modifizierung der Varia-

blen z zu $z' = 4.58 Z/A E_c / \epsilon_{crit}$ auf eine nahezu universelle Gleichung der Form:

(Gl. II.7.7)

$$F(z') = 1 + z' \cdot \exp(z') \cdot Ei(-z') = \exp(z') \cdot [1 + z' \cdot \ln(z'/1.526)] (*)$$

bringen. U. Amaldi stützt seine Angaben auf die Ergebnisse von älteren Monte-Carlo-Rechnungen. Hierbei ist E_c sinngemäß als die 'cut-energy' für die Simulationsrechnungen aufzufassen. Somit ist die effektiv sichtbare Spurlänge:

$$s(E_c) = F(z') \cdot s = F(z') \langle \cos(\theta) \rangle E_{in} / \epsilon_{crit} X_0$$

(Gl. II.7.8) und

$$N_x = s(E_c) / d = \tau s / X_0 = \tau F(z) \langle \cos(\theta) \rangle E_{in} / \epsilon_{crit}$$

Allerdings werden in einem elektromagnetischen Schauer die geladenen Spuren vornehmlich nicht einzeln, sondern paarweise erzeugt (siehe z.B. [Fab 85]). Die Anzahl der statistisch unabhängigen Ereignisse läßt sich also nur zu:

$$(keine Korr.) N_x > n_{eff} > N_x / 2 \text{ (vollst. Korr.)}$$

abschätzen. Auskünfte über den Grad der Korrelation zwischen einzelnen Durchgängen lassen sich aus den experimentellen Daten leider nicht gewinnen. Dazu wären vielmehr Untersuchungen anhand detaillierter Monte-Carlo-Rechnungen geeignet, welche momentan jedoch nicht vorliegen.

Anhand der obigen Abschätzungen lassen sich deshalb nur Ober- und Untergrenzen für den Wert der Apparatekonstante k angeben. Es wird im weiteren vereinfachend vorausgesetzt, daß sich der Minimalwert von k für $E_c = 0$ und $N_x (= N_{proj.})$ vollständig unkorrelierte geladene Spuren ergibt. Der maximal anzunehmende Wert für die Samplingfluktuationen resultiert demgegenüber aus der vollständigen Korrelation von $N_x = N_{eff}$ 'crossings', wobei die Verkürzung der gesamten sicht-

(*) $Ei(x)$ ist die sogenannte Integralexponentialfunktion. Sie ist für $x < 0$ über das uneigentliche Integral:

$$E_i(x) = \int_{-\infty}^x \frac{e^{-t}}{t} dt$$

definiert. Ihr Funktionswert läßt sich numerisch aus der folgenden Reihenentwicklung bestimmen:

$$E_i(x) = \int_{-\infty}^x \frac{e^{-t}}{t} dt = \gamma + \ln|x| + \sum_{i=1}^n \frac{x^i}{i \cdot i!}$$

Dabei ist γ die Euler'sche Konstante. Die Gültigkeitsgrenzen der letzten Näherung wird von U. Amaldi [Ama 81] für $z' < 0.3$ mit 10% angegeben.

baren Spurlänge für $E_c \neq 0$ mit Hilfe von Gl. II.7.7) berücksichtigt wurde.

Tab. II.3 enthält die für eine solche Abschätzung notwendigen Größen der in Cal.A und Cal.B eingesetzten passiven Materialien. Die minimal nachweisbare Energie E_c sollte für ein Silizium-instrumentiertes Sampling-Kalorimeter durch das elektronische Rauschen bestimmt sein. Für die in Tab. II.3 referierten Berechnungen wurde willkürlich ein Wert von $E_c = 100$ keV angenommen. Außerdem sind alle Angaben auf $E_{in} = 1$ GeV sowie $\tau = 1 X_0^i$ bezogen.

Tab. II.3:

Abschätzung der Größenordnung
der Sampling-Fluktuationen

Schauer- material	Pb	W	Cu	physik. Einheit
A	207.2	183.85	63.55	[g/mol]
Z	82	74	29	
E_{crit}	7.4	8.08	18.8	[MeV]
N_{Rossi}	135.14	123.76	53.19	
$\langle \cos(\theta) \rangle$.6122	.6711	.9363	
$N_{proj.}$	82.73	83.05	49.80	
$F(z')$.9211	.9250	.9558	
N_{eff}	76.20	76.82	47.60	
k_{min}	10.99	10.97	14.17	[%]
k_{max}	16.20	16.14	20.50	[%]

$$k_{min} = 1/\sqrt{N_{proj.}}$$

$$k_{max} = \sqrt{2}/\sqrt{N_{eff}}$$

Es fällt hierbei auf, daß die Grenzwerte k_{min} und k_{max} für den Anteil der Sampling-Fluktuationen bei Pb und W nahezu identisch sind. Für Cu, als Element mit niedrigem Z, sagen die Modelle einen höheren Anteil der Sampling-Fluktuationen an der Gesamtauflösung voraus.

b) Landau-Fluktuationen

Die in dünnen Detektoren tatsächlich gemessenen Ionisationsverluste beim Durchgang geladener Teilchen fluktuieren um den durch die Bethe-Bloch-Gleichung vorhergesagten Mittelwert $\Delta\varepsilon = (dE/dx) \cdot \Delta x$. Die das aktive Medium passierenden ionisierenden Teilchen übertragen meist nur einen kleinen Bruchteil ihrer Energie auf die sekundären Elektronen, vereinzelt sind jedoch auch sehr hohe Energieüberträge möglich (Bildung sogenannter 'δ-rays'). Dieser Umstand führt zu einer Verteilung mit langen hochenergetischen Ausläufern, der sogenannten Landau-Verteilung. Der Einfluß der seltenen Stoßereignisse mit einem hohen Energieübertrag auf die Auflösung eines Schauerzählers läßt sich analytisch nur schlecht beschreiben. Zur Abschätzung ihrer Größenordnung gibt C.W.Fabjan [Fab 85] folgende Näherungsformel an:

$$(Gl. II.7.9) \quad \left(\frac{\sigma(\varepsilon)}{\varepsilon_{vis}} \right)_{Landau} \approx \frac{3}{\ln(13 \cdot \delta^*)} \cdot \frac{1}{\sqrt{N_x}}$$

Dabei ist δ^* die mittlere, in einer aktiven Lage deponierten Energie [keV]. Unter der Annahme, daß der mittlere Steigungswinkel gegen die Schauerachse im aktiven Material gleich dem im passiven ist, ergibt sich bei einem mittleren Energieverlust von 380 keV/mm in Silizium für einen 0.26 mm dicken Detektor $\delta^* \approx 160$ keV (mit Pb als Absorber). Danach wäre der Anteil der Landau-Fluktuationen mit:

$$(Gl. II.7.10) \quad \left(\frac{\sigma(\varepsilon)}{\varepsilon_{vis}} \right)_{Landau} \approx \frac{39.2\%}{\sqrt{N_x}} \approx \frac{4.5\%}{\sqrt{\tau/E}}$$

abzuschätzen. Die N_x sind wiederum die (unter 2.8.1 a) vorgestellte) Anzahl der statistisch unabhängigen 'crossings'.

c) Spurlängenfluktuationen ('path length fluctuations')

Niederenergetische e^+e^- können am Ende ihrer Reichweite mit steigender Wahrscheinlichkeit durch Vielfachstreuung um große Winkelbeträge abgelenkt werden. Die starke statistische Streuung der Winkel, unter denen die Schauerteilchen den Absorber verlassen, geht einher mit großen Fluktuationen der Weglänge, welche diese im aktiven Medium zurücklegen. Sie können dann in dünnen Detektoren weitaus mehr Energie deponieren als bei senkrechtem Durchtritt. Dieses führt zu einer zusätzlichen statistischen Schwankung des Energienach-

weises, der sogenannten 'path length'-Fluktuation. Diese sollte sich ebenfalls proportional zu $1/\sqrt{N_x}$ verhalten. Eine einfache analytische Abschätzung für deren Größenordnung findet sich in der Literatur nicht. Experimentell läßt sich dieser Anteil nicht von dem der Sampling- und der Landau-Fluktuationen unterscheiden.

d) Detektorstatistik

Die mittlere zur Erzeugung eines e^-h^+ -Paares benötigte Energie in Silizium beträgt $w = 3.6$ eV. Wird eine Energie E' absorbiert, so führt das im Mittel auf $n' = E'/w$ Ladungsträgerpaare. Deren Fluktuationen folgen nicht der Poisson-Statistik. Die Abweichung der gemessenen Standardabweichung von der aufgrund der einfachen $\sqrt{n'}$ -Abhängigkeit erwarteten wird durch den sogenannten Fano-Faktor berücksichtigt. Dieser beträgt für Silizium: $0.1 < F < 0.15$ bei Elektronennachweis(*). Somit ergibt sich die Standardabweichung für ein Einzelereignis zu:

(Gl. II.7.11)

$$\sigma_{\text{stat}} = \sqrt{(n'F) \cdot w} = \sqrt{(FwE')}$$

Daraus resultiert mit $E' = 160$ keV und $F = 0.15$ ein Anteil von $\sigma = 294$ eV ≈ 0.3 keV pro nachgewiesenem e^+e^- für einen Einzeldetektor. Bei wiederum N_x unkorrelierten Detektordurchgängen pro Schauer ergibt das für das gesamte Kalorimeter:

(Gl. II.7.12)

$$\sigma_{\text{stat.tot}}^2 = \sum \sigma_{\text{einzel}}^2 = N_x \cdot \sigma_{\text{stat.einzel}}^2$$

oder

$$(Gl. II.7.13) \quad \sigma_{\text{stat.tot}} = \sqrt{N_x} \cdot \sigma_{\text{stat.einzel}}$$

Verglichen mit den anderen Beiträgen zur Gesamtauflösung ist dieser Anteil selbst für eine sehr große Anzahl von Detektoren vollständig zu vernachlässigen.

(*) Die Werte für den Fano-Faktor F wurden auf Grundlage von experimentellen Daten für den Nachweis von γ -Quanten in Silizium-Detektoren abgeschätzt. (Siehe dazu auch [Ber 68] und [Gra 88].)

2.7.2 Von der Einschußenergie unabhängige Beiträge

a) Elektronisches Rauschen

Das elektronische Rauschen liefert, solange es unkorreliert zum Nutzsignal auftritt, einen konstanten Beitrag zur Gesamtauflösung. Wegen der statistischen Unabhängigkeit der Beiträge der einzelnen elektronischen Kanäle resultiert das gesamte Rauschen zu:

$$(Gl. II.7.14) \quad \sigma_{e1, ges}^2 = \sum \sigma_{e1, i}^2$$

Bezieht man diesen Beitrag auf die nachgewiesene Energie, so ergibt sich wegen $\epsilon_{v1s} = e_{cal} \cdot E_{1n}$:

$$(Gl. II.7.15) \quad \left(\frac{\sigma_{e1}}{\epsilon_{v1s}} \right) = \frac{\sigma_{e1}}{e_{cal}} \cdot \frac{1}{E_{1n}} = \frac{const.}{E_{1n}}$$

Dieser Anteil sollte nur für sehr kleine Primärenergien und eine große Zahl elektronischer Kanäle ins Gewicht fallen.

b) 'Pick-up noise'

Elektronische Störsignale, die etwa durch Erdschleifen auf den Verstärkereingang induziert werden, können die Energieauflösung des Kalorimeters zusätzlich verschlechtern. Solange aber auch sie unkorreliert zum Nutzsignal auftreten, ist ihr Beitrag von dem des normalen elektronischen Rauschens nicht zu unterscheiden und kann wie dieser behandelt werden.

2.7.3 Anteile, die mit der Einschußenergie ansteigen

a) Leakage-Fluktuationen

Bei unzureichender Ausdehnung des Kalorimeters kann ein Teil der Energie aus diesem herauslecken. Dieses gibt zu zusätzlichen Fluktuationen Anlaß. Es hat sich gezeigt, daß wegen der weitgehenden Isotropie der seitlichen Schauerentwicklung radiale Leckverluste einen weit geringeren Einfluß auf die Energieauflösung haben als longitudinale (siehe Abb. 2.8). So führen etwa 2% longitudinales Leakage zu einer gleichgroßen Verschlechterung wie 5% radiales Leakage [Ama 81].

Aus diesem Grund wird bei der Dimensionierung eines elektromagnetischen Kalorimeters nach Möglichkeit darauf geachtet, daß $L_{cal} > L(98\%)$ und $R_{cal} > R(95\%)$ gewährleistet sind. Der Frage, ob diese beiden Vorgaben durch die Kalorimeter A & B erfüllt waren, wird unter 3.1.4 und in Abschnitt 5.2

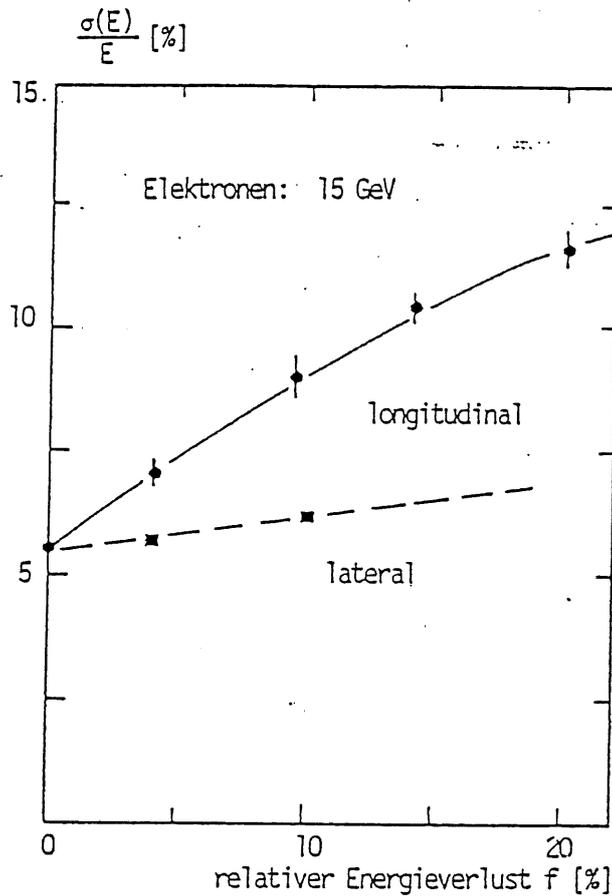


Abb. 2.8

Einfluß der longitudinalen und lateralen Energieverluste auf die Kalorimeterauflösung, gemessen mit dem homogenen Marmor-kalorimeter der CHARM-Kollaboration, nach [Ama 81].

nachgegangen. Experimentell war wegen der fehlenden lateralen Segmentierung einzig das longitudinale Containment bestimmbar. Deshalb soll im folgenden auch nur der Einfluß der longitudinalen Leckverluste diskutiert werden. Es lassen sich dazu zwei unterschiedliche Wege beschreiten.

Nach C.W.Fabjan [Fab 85] läßt sich die Verschlechterung der Energieauflösung aufgrund des longitudinalen Leakages wie folgt abschätzen:

(Gl. II.7.16)

$$\frac{\sigma(\varepsilon)}{\varepsilon_{vis}} (\overline{f_L} \neq 0) = \frac{\sigma(\varepsilon)}{\varepsilon_{vis}} (\overline{f_L} = 0) (1 + 2\overline{f_L} \sqrt{E})$$

Dabei ist $f_L = 1 - \epsilon_{v_{1s}} / \epsilon_{max}$ das relative longitudinale Leakage und ϵ_{max} die (hypothetische) integrale Gesamtenergie für ein unendlich langes Kalorimeter gleicher Samplingrate. Der Gültigkeitsbereich der zitierten Formel wird durch den Autor mit $f_L < 0.2$ und $E < 100$ GeV angegeben.

Allerdings sind diese, ohne weiteren Quellennachweis publizierten Angaben weder qualitativ noch quantitativ mit den bei [Ama 81] veröffentlichten experimentellen Resultaten der CHARM-Kollaboration (siehe Abb. 2.8) in Übereinstimmung zu bringen. Statt dessen lassen sich die aus der abgebildeten Graphik gewonnenen Zahlenwerte bezüglich der longitudinalen Leckverluste recht gut durch eine empirische Beziehung der Art:

$$(\sigma(\epsilon)/\epsilon)^2 (f_L \neq 0) = (\sigma(\epsilon)/\epsilon)^2 (f_L = 0) \cdot (1 + a \cdot f_L),$$

mit $a = 0.215$ ($= 5.55\% \cdot \sqrt{E}$, bei $E_{1n} = 15$ GeV!) beschreiben. Die Frage, ob der ermittelte Proportionalitätsfaktor zusätzlich noch eine Energieabhängigkeit zeigt und, falls ja, durch welche mathematische Funktion diese zu beschreiben wäre, läßt sich jedoch anhand eines einzelnen ausgewerteten Energiewertes ($E_{1n} = 15$ GeV) empirisch nicht klären.

Eine völlig andere Vorgehensweise wird von K. Kleinknecht [Kle 84] vorgeschlagen:

Betrachtet man ausschließlich die longitudinalen Leckverluste, so läßt sich der absolute Energieverlust aufgrund der endlichen Länge des Kalorimeters zu:

$$\Delta\epsilon = \int_{t_r}^{\infty} (dE/dt) dt$$

bestimmen. Dabei ist t_r der Ort der Rückwand des Kalorimeters. Die gesamte sichtbare Energie ist dann trivialerweise gegeben durch:

$$\epsilon_{v_{1s}} = \epsilon_{max} - \Delta\epsilon.$$

Nach den Regeln der klassischen (Gauß'schen) Fehlerfortpflanzungsrechnung ergibt sich daraus:

$$(Gl. II.7.17) \quad \sigma^2(\epsilon_{v_{1s}}) = \sigma^2(\epsilon_{max}) + \sigma^2(\Delta\epsilon),$$

das heißt, die absolute Energieauflösung wird um das Schwankungsquadrat der Verlustenergie erhöht. Dieses wiederum berechnet sich näherungsweise zu:

$$(Gl. II.7.18)$$

$$\sigma(\Delta\epsilon) = (dE/dt)(t=t_r) \sigma(t_r) \approx (dE/dt)(t=t_r) \sigma(t_{max}).$$

Dabei symbolisiert $\sigma(t_{max})$ die statistische Schwankungsbreite des Ortes des Schauermaximums. Nach [Kle 84] stellt

$\sigma(t_{\max})$ eine gute Abschätzung für $\sigma(t_r)$ dar. Die Größe $\sigma(t_{\max})$ ist jedoch im Experiment nur schlecht zugänglich, da nicht für jede einzelne Kaskade die Lage des Maximums bestimmt wird. K. Kleinknecht gibt unter Berufung auf [Lon 75] für γ -induzierte Schauer einen Wert von $\sigma(t_{\max}) = 1 X_0$ bei $E_{1n} = 1 \text{ GeV}$ an. Dieser Wert kann für die Übertragung des obigen Ansatzes auf die hier dokumentierten Experimente nur einen ungefähren Anhalt liefern. Mit Sicherheit ist $\sigma(t_{\max})$ jedoch kleiner als der aus den gemessenen longitudinalen Schauerentwicklungen ermittelte Wert für $\sigma(t_{\text{med}})$, also:

$$(Gl. II.7.19) \quad \sigma(\Delta\epsilon) \leq (dE/dt)(t=t_r) \cdot \sigma(t_{\text{med}}).$$

b) Strahlauflösung

Die relative Energiebreite des Teststrahls ist durch die Magnetauflösung und die Kollimatoreinstellung gegeben. Über die Größe und die Energieabhängigkeit dieses Anteils ist für die benutzten Teststrahlen (DESY TS26 & CERN T9) nichts genaues bekannt. Vereinfachend sei deshalb eine gaußförmige Verteilung der Elektronenenergien mit einer Standardabweichung der Form:

$$(Gl. II.7.20)$$

$$\sigma_{\text{strahl}} = \alpha \cdot E_{1n}$$

angenommen. Gemäß der klassischen Fehlerrechnung wäre dann wegen $\epsilon_{vis} = e_{cal} \cdot E_{1n}$:

$$(Gl. II.7.21)$$

$$\sigma^2(\epsilon_{vis}) = E_{1n}^2 \sigma^2(e_{cal}) + e_{cal}^2 \sigma^2(E_{1n})$$

Daraus resultiert, unter Vernachlässigung des Terms proportional $\sigma^2(e_{cal})$ als Anteil zur Gesamtauflösung:

$$(Gl. II.7.22)$$

$$\sigma(\epsilon_{vis}) = e_{cal} \sigma(E_{1n}) = (e_{cal} \cdot \alpha) E_{1n} = c \cdot E_{1n},$$

ein mit der Einschußenergie ansteigender Beitrag.

2.7.4 Zusammenfassung aller Beiträge zur Energieauflösung

Faßt man alle bisherigen Betrachtungen zusammen, so ergibt sich folgende Energieabhängigkeit von $\sigma(\epsilon_{vis})$:

$$(Gl. II.7.23) \quad \sigma^2(\epsilon_{vis}) = a^2 \cdot E + b^2 + c^2 \cdot E^2 + r^2(E)$$

Dabei repräsentiert die Größe a^2 alle Fluktuationsanteile proportional zu $\sqrt{N_x}$ (Sampling-, Landau- und 'path-length'-Fluktuationen), b^2 symbolisiert die energieunabhängigen Anteile (elektronisches Rauschen und 'pick up-noise') und c^2 die relative Energieauflösung des benutzten Elektronen- (Positronen-, Gamma-) Strahls. Die in ihrer Energieabhängigkeit nicht genauer bekannten Restanteile, vor allem die Fluktuationen der longitudinalen und lateralen Leckverluste sind in dem Term $r(E)$ zusammengefaßt. Gleichung II.7.23 ist ein gängiger Parametrisierungsansatz für die Energieauflösung von Sampling-Kalorimetern (siehe z.B. [Eng 85]).

Im folgenden sollen die durch die Leakage-Fluktuationen verursachten Anteile vernachlässigt werden. Dann läßt sich Gl. II.7.23 auf die Form:

$$(Gl. II.7.24) \quad \frac{\sigma(\epsilon)}{\epsilon_{vis}} = \frac{1}{\epsilon_{cal}} \frac{\sigma(\epsilon)}{E} = \frac{1}{\epsilon_{cal}} \sqrt{\frac{a^2}{E} + \frac{b^2}{E^2} + c^2}$$

oder

$$(Gl. II.7.25)$$

$$\frac{\sigma(\epsilon)}{\epsilon_{vis}} \sqrt{E} = \frac{1}{\epsilon_{cal}} \frac{\sigma(\epsilon)}{\sqrt{E}} = \frac{1}{\epsilon_{cal}} \sqrt{a^2 + \frac{b^2}{E} + c^2 E}$$

bringen(*). Bei einer Dominanz der zur Anzahl der statistisch unabhängigen 'crossings' N_x proportionalen Fluktuationsanteile sollte die Größe: $\sigma(\epsilon)/\epsilon \cdot \sqrt{E}$ nur noch schwach von der Einschüßenergie E_{in} abhängig sein. Aus diesem Grund wird sie vor allem zum Vergleich unterschiedlicher Kalorimeterkonfigurationen herangezogen. Die gemessenen Werte für $\sigma(\epsilon)/\epsilon$ und $\sigma(\epsilon)/\epsilon \cdot \sqrt{E}$ sind in Abschnitt 5.4 tabelliert und graphisch dargestellt.

(*) Die Vernachlässigbarkeit der Leckverluste, das heißt $f_l = f_r = 0$ (!) muß hier vorausgesetzt werden können. Denn wäre dieses nicht möglich, so wäre auch die anschließende Normierung von $\sigma(\epsilon)$ auf ϵ_{vis} physikalisch sinnlos, dann auch $\epsilon_{vis} < \epsilon_{max}$.

3.0 Experimenteller Aufbau der untersuchten Kalorimeter

3.1 Die Geometrie der Kalorimeter A & B

3.1.1 Vorbemerkung

Abb. 3.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines aus regelmäßig angeordneten Absorberplatten und Detektoren bestehenden Kalorimeterstacks.

Die ursprüngliche Planung eines solchen, mit Silizium-Detektoren bestückten Sandwichkalorimeters sah eine Gesamtlänge von ca. $24 X_0$ bei einem Abstand der aktiven Ebenen von ungefähr $1 X_0$ vor. Eine laterale Segmentierung war für diesen Prototyp nicht vorgesehen. Die aktiven Ebenen bestanden somit aus jeweils einem Detektor. Dieses Konzept konnte so allerdings nicht realisiert werden, da während der ersten durchgeführten Teststrahlexperimente mit den Prototypen A & B jeweils nur maximal 16 Detektoren gleichzeitig zur Verfügung standen(*).

Bibliothek der
Physikalischen Institute
Hannover 38, Jungiusstraße 9

(*) Nach Abschluß der hier beschriebenen Untersuchungen sind mit Cal.B auch Messungen mit bis zu $24 X_0$ (Blei) durchgeführt worden. Deren Ergebnisse finden sich u.a. bei [Wei 88] dokumentiert.

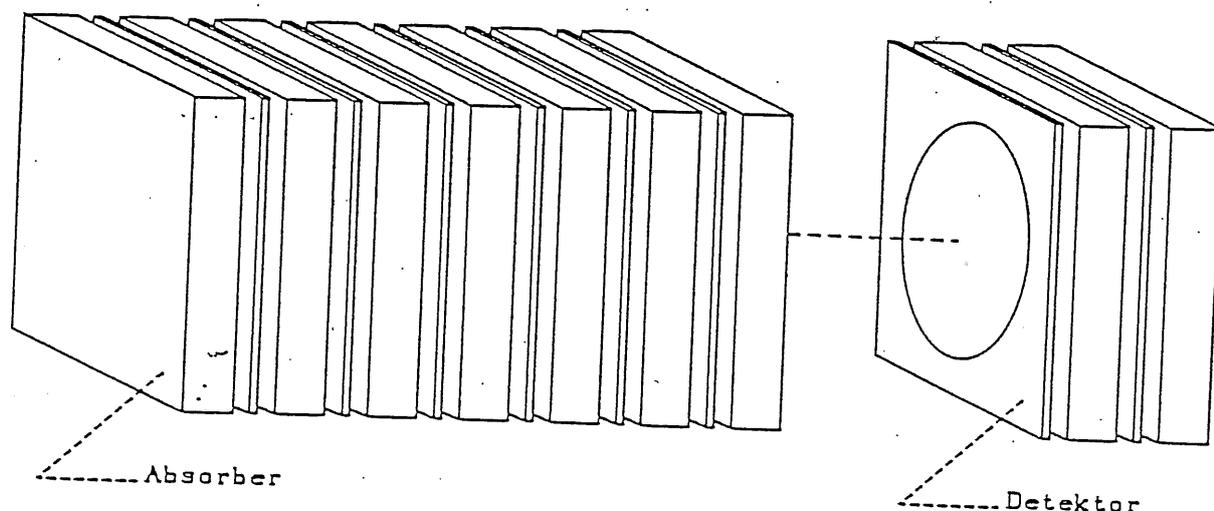


Abb. 3.1

Prinzipieller Aufbau eines Sampling-Kalorimeters. (Diese Zeichnung wurde dem Autor dankenswerterweise von Herrn H. Weiß zur Veröffentlichung überlassen, siehe auch [Wei 88].)

3.1.2 Detektorgeometrie

Im Rahmen der vorliegenden Diplomarbeit wurden zwei unterschiedliche Kalorimeter entworfen, gebaut und am Elektron-Teststrahl 26 am DESY sowie am Strahl T9 am CERN umfassend getestet. Das erste Kalorimeter, im weiteren mit Cal.A bezeichnet, verwendete bereits vorhandene, für kernphysikalische Anwendungen produzierte Silizium-Oberflächensperrschicht ('surface barrier')-Detektoren der Größe D (interne Typenbezeichnung). Diese verfügen bei einem kreisförmigen Querschnitt über eine aktive Fläche von ca. 8 cm^2 . Der effektive nutzbare Detektorradius betrug somit nur etwa 1.6 cm. Die im Mittel $190 \text{ }\mu\text{m}$ dünnen Siliziumscheiben(*) sind mittels Epoxydharzen in eine 4 mm dicke, kreisringförmige Keramikfassung eingeklebt. Die Zuführung der Versorgungsspannung erfolgte zusätzlich über zwei 0.55 mm dicke Kontakt-ringe aus Messing. Der elektrische Kontakt wurde durch mechanischen Druck hergestellt. Aus dieser Art der Montage ergab sich bei Cal.A ein unvermeidlicher Abstand von 5.1 mm zwischen je zwei passiven Lagen (siehe Abb. 3.2 a) & b)).

Ein zweites Kalorimeter, im weiteren mit Cal.B bezeichnet, wurde mit eigens zu diesem Zweck hergestellten Detektoren aus 3"-Si-Scheiben ('Wafers') bestückt. Diese neuentwickelten, ebenfalls runden Detektoren verfügen bei einer aktiven

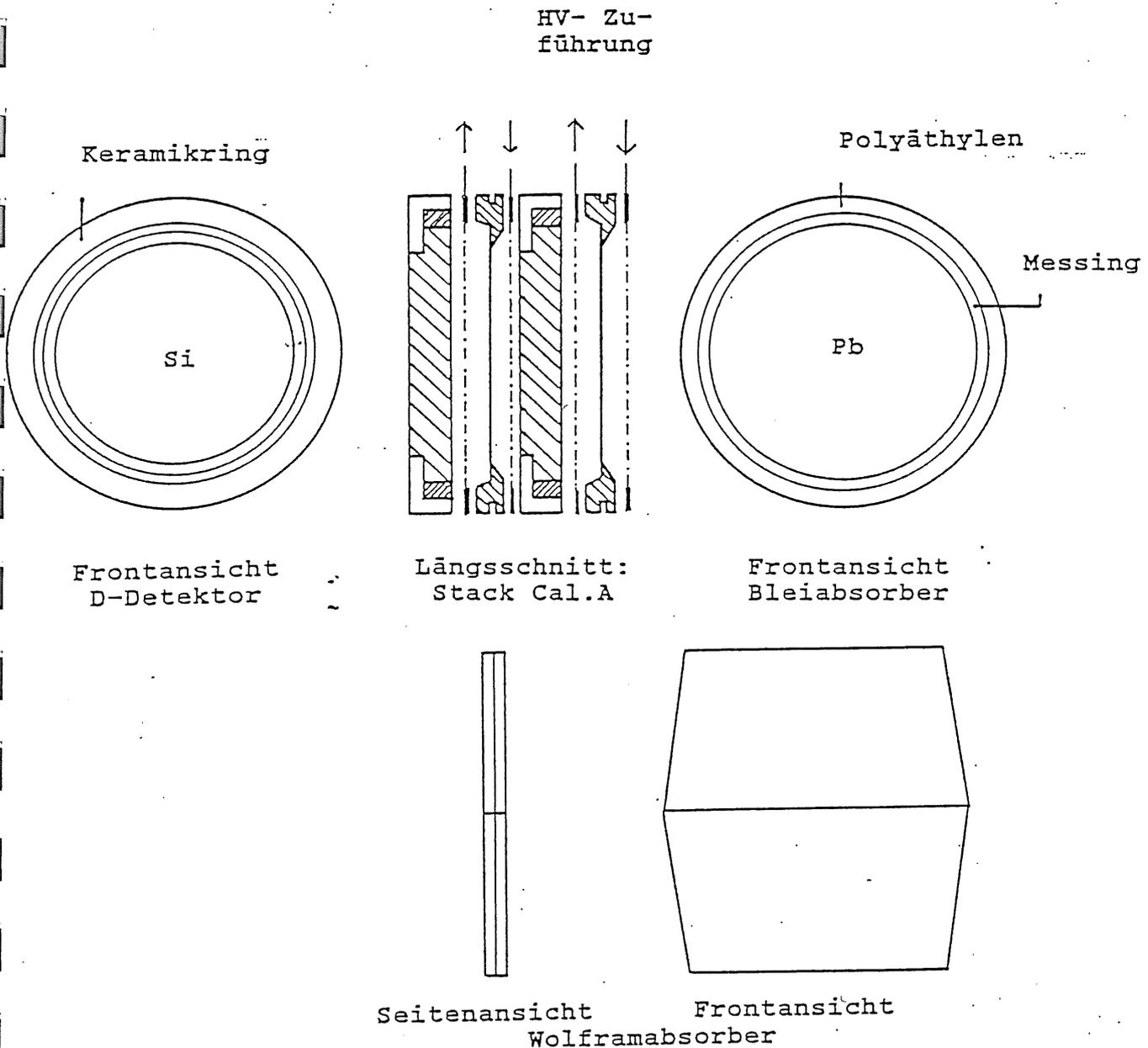


Abb. 3.2 a) & b)

Maßstäbliche Zeichnung der Stackgeometrien für Kalorimeter A:

In Abb. 3.2 a) (obere Zeichnung) ist in der Bildmitte der Längsschnitt durch zwei Kalorimeterstacks mit Bleiabsorbern dargestellt. Die Kontaktringe zur Hochspannungszuführung sind als strichpunktierte Linie angedeutet. Ebenfalls abgebildet sind die Frontansicht eines D-Detektors (links) und einer Absorberscheibe aus in Messing gefaßtem Blei (rechts). Abb. 3.2 b) (untere Zeichnung) verdeutlicht die geometrische Anordnung von 4 trapezförmigen Wolframstücken in einer Absorberlage.

Fläche von ungefähr 37 cm^2 über einen mittleren nutzbaren Radius von 3.44 cm . Die mittlere Dicke der ersten, im Kalorimeter B eingesetzten 3"-Detektoren betrug $260 \text{ }\mu\text{m}$ (*) (siehe Detektorliste im Anhang). Diese sind auf einer 0.6 mm dünnen Aluminiumoxid-Keramik montiert und elektrisch kontaktiert. Beim Einbau in das Kalorimeter wurden sie anfangs durch 1.2 mm dicke, beidseitig auf die Absorberplatten geklebte Teflonstreifen von diesen getrennt. Später erfolgte das Zusammenfügen der Silizium-Detektoren mit den Absorberplatten durch Einsetzen in einen vorgefertigten Einschub aus Polyvinylchlorid (PVC). Der verbleibende Luftspalt zwischen zwei aufeinander folgenden passiven Lagen konnte so auf 3.0 mm bei der Montage mit den Teflonschienen und auf 3.6 mm im PVC-Einschub verringert werden (siehe Abb. 3.3).

3.1.3 Die Geometrie der Absorbermaterialien

Die lateralen Abmessungen der eingesetzten Schauermaterialien orientierten sich an der Größe der verwendeten Detektoren. Für Cal.A wurden nacheinander zwei verschiedene Materialien mit unterschiedlicher Geometrie eingesetzt. Die erste Bestückung bestand aus runden Bleischeiben mit 40 mm Durchmesser und 6 mm Dicke, entsprechend $1.07 X_0$ in Blei (siehe Abb. 3.2 a)). Diese mußten in ein Messingrohr von 2.2 mm Wandstärke eingefast werden, um ihnen in dem unter mechanischen Druck stehenden Kalorimeterstack die notwendige Festigkeit zu geben. Die elektrische Isolation konnte durch einen äußeren Mantel aus Polyäthylen (PE) gewährleistet werden. Es war von vornherein bekannt, daß Blei für ein in seinen lateralen Dimensionen so stark begrenztes Kalorimeter keine befriedigende Wahl als Absorber sein konnte. Der Detektorradius von 1.6 cm entspricht nur etwa einem Molière-Radius in Blei. Selbst für eine kompakte Bauweise ohne zusätzliche Driftstrecken wären laterale Energieverluste von mehr als 10% zu erwarten gewesen. Die innerhalb eines Kalorimeterstacks vorhandenen Driftstrecken verschlechtern das laterale Energiecontainment zusätzlich. Die ungefähre Größenordnung der radialen Leckverluste wird für alle benutzten Stackgeometrien in Abschnitt 3.1.4 diskutiert.

(*) Sämtliche Silizium-Detektoren, die in Cal.A oder Cal.B eingesetzt wurden, konnten vollständig von freien Ladungsträgern verarmt ('fully depleted', siehe Abschnitt 3.2) betrieben werden. Die angegebenen physikalischen Dicken der Siliziumscheiben sind deshalb gleichbedeutend mit der nutzbaren Detektordicke.

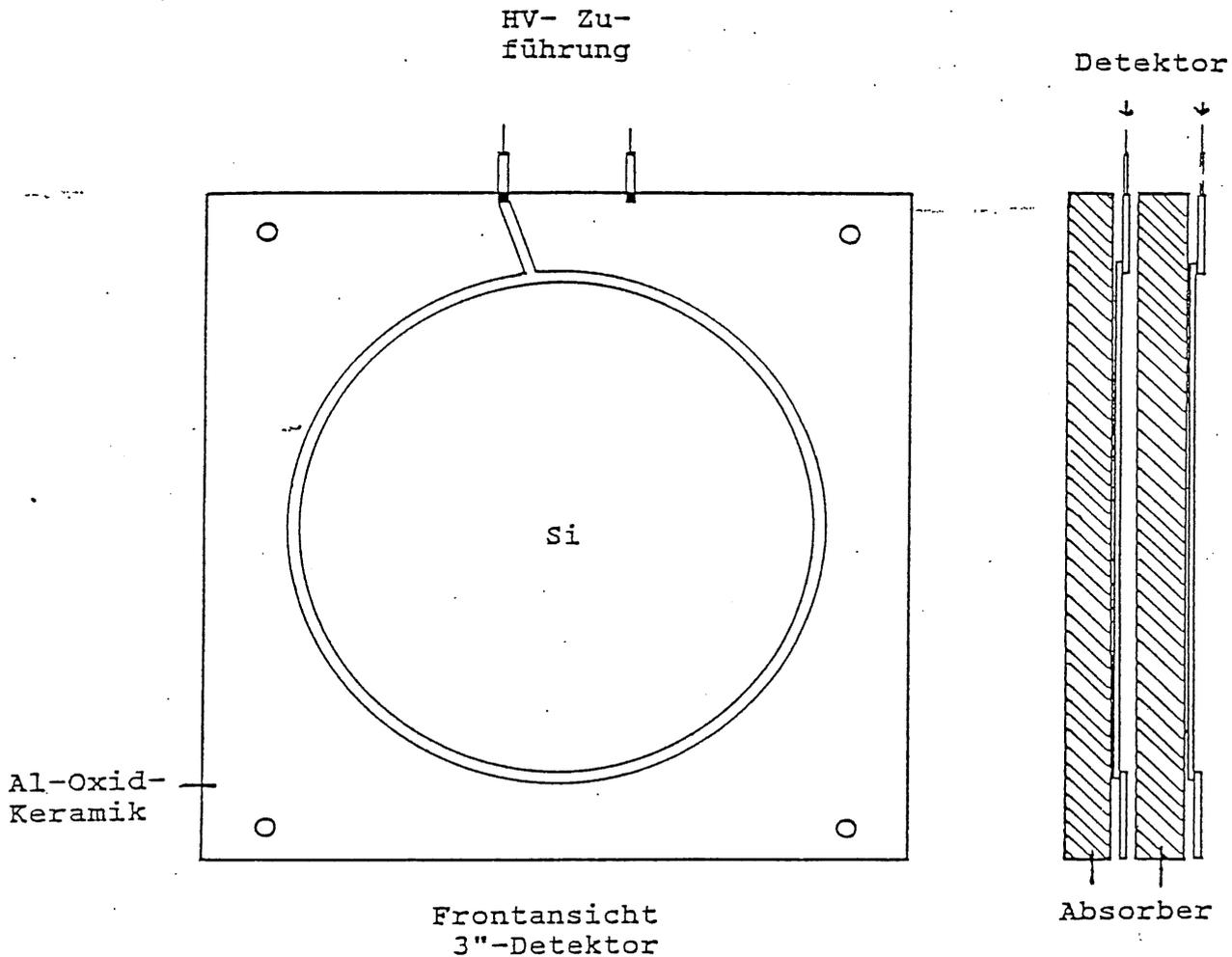


Abb. 3.3
Stackgeometrie für Kalorimeter B (rechte Abb.) sowie Frontansicht eines 3"-Detektors (linke Abb.).

Um hier eine Verbesserung zu erreichen, wurde in einem weiteren Experiment Wolfram als Schauermaterial eingesetzt. Hier liegen die Verhältnisse etwas günstiger. Der Radius der aktiven Lagen (1.6 cm) entspricht immerhin $1.7 r_M$ für Wolfram. Damit sollten sich die lateralen Leckverluste in einem (hypothetischen) kompakten Kalorimeter auf 6 bis 7% verringern lassen. Die verwendeten Wolframstücke (siehe Abb. 3.2 b)) besaßen eine trapezförmige Gestalt ($a=38.6$, $b=45.2$ & $h=25.4$ mm) bei einer Dicke von 1.536 mm (nach Herstellerangaben). Es wurden jeweils 4 solcher Trapeze (wie in Abb. 3.2 b) gezeigt) zu einer Absorberlage zusammengefaßt. Zur elektrischen Isolierung wurde jedes Stück mit selbstklebender Polyäthylen-Folie überzogen. Die Dicke eines solchen Samples (incl. PE-Folie) betrug 3.5 mm, davon 3.072 mm Wolfram, entsprechend $0.88 X_0(W)$.

Für eine vollständige Bestückung von Cal.A mit diesen Wolframlagen stand bei 16 aktiven Ebenen nicht genügend Material zur Verfügung. Es konnten insgesamt nur 14 Samples mit Wolfram als Absorber ausgestattet werden. Die beiden letzten passiven Lagen wurden auch hier durch zwei der bereits beschriebenen Bleischeiben gebildet. Dieses Verfahren eines unregelmäßigen Samplings führt auf eine leichte Energieabhängigkeit der effektiven Samplingrate τ_{eff} . Diese betrug zwischen $1.139 X_0^{-1}$ (bei 2 GeV Einschußenergie) und $1.136 X_0^{-1}$ (bei 6 GeV), verglichen mit $1.142 X_0^{-1}$ bei einer reinen Wolframbestückung.

Cal.B wurde ausschließlich mit Blei als Absorbermaterial betrieben. Es handelte sich hierbei um rechteckige Lagen von 4 mm = $0.71 X_0$ (Außenmaße: $90 \times 80 \text{ mm}^2$) und 6 mm = $1.07 X_0$ ($90 \times 84 \text{ mm}^2$) Dicke. Auch diese Bleiplatten wurden durch Polyäthylen-Folie elektrisch isoliert und vor mechanischem Abrieb geschützt. Durch den Einbau der Kalorimeterstacks in ein äußeres Gehäuse war das Vorhandensein von zusätzlichem passiven Material bereits vor der ersten eigentlichen Absorberlage unvermeidlich. Die Abmessungen der Frontplatten der Kalorimetergehäuse betragen 1.5 mm V2A-Stahl(*) ($\approx 8.53 \% X_0(\text{Fe})$) für Cal.A und 0.7 mm Al-Blech(*) ($\approx 0.79 \% X_0(\text{Al})$) bei Cal.B.

3.1.4 Einfluß der Driftstrecken auf das laterale Containment

Um die mit den beschriebenen Kalorimeterkonfigurationen erhaltenen Ergebnisse mit denen anderer Experimente vergleichbar zu halten, ist eine Normierung auf bestimmte physikalische Kenngrößen, wie beispielsweise die effektive Samplingrate unerlässlich. Es stellt sich deshalb die Frage, inwieweit sich der durch die vorhandenen Luftstrecken bedingte Mangel an Kompaktheit der Stacks auf die Funktionsweise der Kalorimeter auswirkt. Dieser Frage soll im folgenden unter Bezug auf die im Abschnitt 2.3 vorgestellten Näherungsmethoden der klassischen Schauertheorie nachgegangen werden. Die dabei erzielten Ergebnisse können allerdings nur einen ersten, äußerst groben Anhaltspunkt bieten. Weiterreichende Aussagen sind nur aufgrund von speziellen Zusatzmessungen oder detaillierten Monte-Carlo-Rechnungen möglich, die jedoch in Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt wurden.

(*) Angaben jeweils gemäß Konstruktionszeichnung.

3.1.4.1 Berechnung der effektiven Werte für X_0 und r_M

Gemäß Gl. II.3.7 & II.3.16 lassen sich die effektive Strahlungslänge sowie der effektive mittlere Ionisationsverlust (in dichtebereinigten Einheiten) wie folgt berechnen:

$$X_{0,eff}^{-1} = \sum_{i=1}^N p_i X_{0,i}^{-1}$$

$$\text{und } \left(\frac{\epsilon}{X_0}\right)_{eff} = \sum_{i=1}^n p_i \left(\frac{\epsilon}{X_0}\right)_i = \sum_{i=1}^n p_i \frac{\epsilon_i}{X_{0,i}}$$

Die einzelnen Samples werden hier ohne Rücksicht auf ihre spezielle Geometrie wie chemische Verbindungen bzw. Legierungen behandelt. Unter der Voraussetzung, daß alle betrachteten Volumina denselben Querschnitt A_0 besitzen, ergibt sich die effektive mittlere Dichte eines Stacks zu:

$$\rho_{eff} = \frac{\sum m_i}{\sum v_i} = \frac{\sum \rho_i d_i}{\sum d_i} = \frac{\sum \rho_i d_i}{d_{sample}}$$

Daraus folgt bei der Umrechnung der gesuchten Größen in makroskopische Einheiten:

a) für die effektive Strahlungslänge:

$$X_{0,eff}^* = X_{0,eff} / \rho_{eff} :$$

$$1/X_0^* = \rho_{eff} / X_0^* = \frac{\sum d_i / X_{0,i}^*}{d_{sample}}$$

und b) für den effektiven Molière-Radius:

$$1/r_M^* = \rho_{eff} / \left(E_s \left(\frac{X_0}{\epsilon}\right)_{eff}\right) = \frac{\sum d_i / r_{M,i}^*}{d_{sample}}$$

In Tabelle III.1 sind die Berechnungen von:

$$X_{0,eff} \text{ bzw. } \tau_{0,eff} = d_{sample} / X_{0,eff}$$

und $r_{M,eff}$

für die vier untersuchten Konfigurationen zusammengefaßt und mit den entsprechenden Werten für ein hypothetisches kompaktes Sample ohne Driftstrecken verglichen. Dabei ist immer $r_{cal} = r_{det}$ vorausgesetzt.

Tab. III.1

Bestimmung der effektiven Samplingraten und Molière-Radien

Stackgeom.	A1	A2	B1	B2
d_{sample} [mm]	11.1	8.2	7.0	9.6
Absorber:	Pb	W	Pb	Pb
[mm]	6.0	3.1	4.0	6.0
$[X_0]$	1.07	0.88	0.71	1.07
τ $[X_0^{-1}]$	0.9360	1.1424	1.4041	0.9360
Luft:				
[mm]	4.91	4.91	2.74	3.34
Silizium:				
[mm]	0.19	0.19	0.26	0.26
$X_{0,eff}$ [mm]	10.37	9.31	9.79	8.96
τ_{eff} $[X_0^{-1}]$	0.9342	1.1397	1.3986	0.9336
$\Delta\tau_{rel}$ [%]	-1.91	-2.33	-3.90	-2.60
$R_{M,Abs}$ [mm]	16.1	9.2	16.1	16.1
$R_{M,eff}$ [mm]	29.5	24.2	27.6	25.4
ΔR_M [%]	45.4	62.0	41.7	36.7
r_{Det} [mm]	16.0	16.0	34.4	34.4
$[R_{M,Abs}]$	0.99	1.74	2.14	2.14
$[R_{M,eff}]$	0.54	0.66	1.24	1.35

Angaben für Luft (angenommene Zusammensetzung:
76.9% N₂ + 21.8% O₂ + 1.3% Ar):

$$X_0 = 36.664 \text{ g/cm}^2$$

$$\rho = 1.2929 \text{ mg/cm}^3 \quad (\text{bei } 20^\circ\text{C})$$

$$\epsilon_{crit} = 83 \text{ MeV}$$

$$\Rightarrow X_0 = 283.6 \text{ m}$$

$$\text{und } R_M = 72.432 \text{ m}$$

Während sich dabei für die Samplingrate kaum ein Unterschied bemerkbar macht (die maximale Abweichung zwischen effektiver und reiner Größe beträgt 0.4%) ergeben sich für den effektiven Molière-Radius $r_{M,eff}$ Abweichungen von bis zu 62% (Geometrie A2, Cal.A(W)).

Wie bereits unter Abschnitt 2.6 erwähnt, ist eine Abschätzung der daraus resultierenden Erhöhung der lateralen Leckverluste nur sehr grob mittels graphischer Interpolation anhand der Darstellungen in älteren Veröffentlichungen möglich. Einige der auf diesem Wege gewonnenen Werte für $F(r_{ca1})$ sind in Tab. III.2 zusammengestellt.

Tab. III.2

Graphisch interpolierte Werte für die radiale Verlustfunktion $F(R)$

Stackgeom.	A1	A2	B1	B2
r_{Det} [mm]	16.0	16.0	34.4	34.4
$[r_{M,Abs}]$	0.99	1.74	2.14	2.14
F(R) [%] nach:				
LQ 1	11.3	4.9	3.3	3.3
LQ 2	6.4	7.0	2.9	2.9
LQ 3	14.4	5.4	2.9	2.9
LQ 4	10.0	5.3	3.4	3.4
$[r_{M,eff}]$	0.54	0.66	1.24	1.35
F(R) [%] nach:				
LQ 1	22.1	17.6	8.0	7.1
LQ 2	30.0	23.7	11.6	10.0
LQ 3	32.8	26.4	10.0	8.2
LQ 4	69.7	48.1	23.4	12.4

Angabe der Literaturquellen:

- LQ 1 [Nel 66]: 1.0 GeV, Pb, Monte-Carlo-Rechnungen (Nagel)
 LQ 2 [Cra 67]: 0.9 GeV, Pb, Experim. mit CsJ(Tl)-Detektoren
 LQ 3 [Yud 70]: 1.0 GeV, Pb, Experim. mit Röntgenfilmen
 LQ 4 [Bat 70]: 6.0 GeV, Pb, Experim. mit Silberphosphat-Glasdosimetern

Diese werden den für ein kompaktes Kalorimeter ohne Driftstrecken erwarteten Werten gegenübergestellt. Ein Vergleich dieser Vorhersagen mit dem gemessenen Effizienzverhältnis $e(R_A, L_{1s})/e(R_B, L_{1s})$ erfolgt in Abschnitt 5.2.

3.2 Die Silizium-Oberflächen-Sperrschichtzähler

3.2.1 Funktionsweise

Durch Aufdampfen einer sehr dünnen Goldschicht (ca. $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2 = 200 \text{ \AA}$) auf die polierte Oberfläche eines n-leitenden Silizium-Einkristalls und anschließende Chemisorption von Sauerstoff kann sich dort eine p-leitende Inversionsschicht ausbilden. Diese hochdotierte Raumladungszone bildet dann mit dem wesentlich schwächer dotierten n-leitenden Grundmaterial einen stark unsymmetrischen p⁺-n-Übergang. Hier kommt es wie bei einem normalen p-n-Übergang durch Ladungsträgerdiffusion zur Ausbildung einer dünnen Verarmungsschicht. Infolge der sehr großen Unterschiede der Dotierkonzentrationen verläuft diese Verarmungszone nahezu vollständig in dem niedriger dotierten Grundmaterial (da $N_D \gg N_A$). Die daraus resultierende Ladungsträgerdichte läßt sich sehr gut durch eine Kastenfunktion beschreiben (siehe dazu z.B. [Wun 86]). Durch die zweifache Integration der Poisson-Gleichung für einen solchen abrupten p⁺-n-Übergang ergibt sich die Spannungsabhängigkeit der Sperrschichttiefe zu:

(Gl. III.2.1)

$$x_d(U_d) = \left[\frac{2\epsilon \cdot \epsilon_0}{qN_D} (U_{diff} + U_d) \right]^{1/2}, \text{ für } U_d \leq U_{fd}$$

Durch Anlegen einer äußeren Sperrspannung U_{det} kann diese verarmte Grenzschicht vergrößert werden und bei genügend großer Spannung das gesamte Detektorvolumen umfassen. Die Spannung, bei der die Tiefe der Sperrzone gerade der physikalischen Dicke des Detektors entspricht, wird mit U_{fd} bezeichnet. Das Detektorvolumen ist dann völlig an beweglichen Ladungsträgern verarmt ('fully depleted'). Man erhält so eine großvolumige Diode, die als Festkörperionisationskammer zum Teilchennachweis verwendet werden kann.

Geladene Teilchen erzeugen beim Durchgang durch einen derartigen Detektor entlang ihrer Bahn eine Vielzahl von Elektron-Loch-Paaren. Diese können in einem angelegten äußeren elektrischen Feld getrennt und zu den Elektroden bewegt werden. Die erzeugte Ladungsmenge ist dem durch Ionisation hervorgerufenen Energieverlust des primären Teilchens direkt proportional. Die mittlere Energie zur Bildung eines Elektron-Loch-Paares in Silizium beträgt 3.6 eV (bei 20°C).

3.2.2 Die Sperrstromcharakteristik

Eine wichtige und einfach zu messende Größe für einen Halbleiterdetektor ist die Höhe des Dunkelstroms bei Anlegen einer Sperrspannung. Ein hoher Sperrstrom kann durch seinen Anteil am Detektorrauschen die gesamte Energieauflösung der Meßelektronik begrenzen. Ein möglichst geringer Sperrstrom gilt deshalb als Qualitätsmerkmal eines Detektors.

Abb 3.6 zeigt als Beispiel eine mittels des in Abb 3.4 skizzierten Aufbaus gemessene Kennlinie eines 3"-Detektors

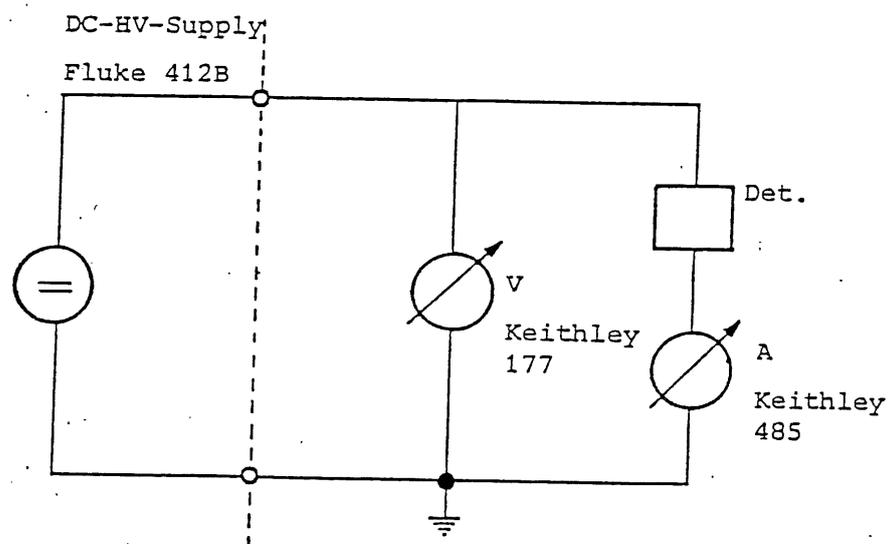


Abb. 3.4
Prinzipschaltbild der benutzten Anordnung zur Messung der Detektorkennlinie.

(interne Typbezeichnung: 85SB35-21). Die durchgezogene Kurve ist das Ergebnis einer Anpassungsrechnung (im Bereich $10 \text{ V} < U_d < 90 \text{ V} < U_{fd}$) mit der bei [Wun 86] beschriebenen, halbempirischen Funktion:

$$I_{\text{det}}(U_d) = a_1 + a_2 \cdot \sqrt{U_d} + a_3 \cdot U_d.$$

Bei Detektoren, die im Kalorimeter zum Teilchennachweis eingesetzt wurden, mußte außerdem eine ausreichende Spannungsfestigkeit erwartet werden. Dieses ist vorteilhaft, da sich durch höhere elektrische Feldstärken im Detektor die Ladungssammlungseigenschaften verbessern lassen. Auftretende Abweichungen, wie etwa das überproportionale Anwachsen des Dunkelstroms bei höheren Spannungen lassen sich aus den gemessenen I-U-Charakteristiken leicht ersehen.

In Abb. 3.6 ist zusätzlich die mit Hilfe eines RMS-Voltmeters (Hewlett Packard 3403B True RMS-Voltmeter) gemessene Rauschspannungscharakteristik dargestellt. An dieser lassen sich ebenfalls eventuell vorhandene Mängel in der Spannungsfestigkeit eines Detektors gut ablesen.

3.2.3 Die CV-Charakteristik

Eine weitere wichtige Meßgröße ist die spannungsabhängige Detektorkapazität C_{det} . Das zu deren Bestimmung ausschließlich benutzte Verfahren mißt den komplexen Leitwert des Detektors in der umseitig (Abb. 3.5) skizzierten Anordnung.

Hierbei gibt die Signalquelle eine Wechselspannung kleiner Amplitude (U , einige mV) auf die zu untersuchende Konfiguration und liefert gleichzeitig das Referenzsignal für den Lock-In-Verstärker (Ortholoc 9502). Der resultierende Wechselstrom $I = Y \cdot U$ wird durch den stromempfindlichen Vorverstärker verstärkt und in ein Spannungssignal gewandelt auf den Input des Lock-In-Verstärkers gegeben. Dieser ist durch eine Koppelkapazität C_k (hier 317 nF) von der Hochspannungsversorgung getrennt. Der Lock-In-Verstärker besitzt zwei um eine Phase von 90° gegeneinander versetzte phasensensitive Detektoren, deren relative Phase zum Referenzsignal am Gerät einstellbar ist. Das System wird zunächst mittels bekannter passiver Kapazitäten bezüglich Amplitude und Phase geeicht. Anschließend werden die Eichkapazitäten durch den zu untersuchenden Detektor ersetzt. In beiden Fällen wird nicht der Stromfluß durch die eingesetzten Kapazitäten allein, sondern durch die Reihenschaltung mit der Koppelkapazität analysiert. Diesem Umstand wird bei der Auswertung der Ergebnisse Rechnung getragen.

Im einfachsten Modell läßt sich die Detektorkapazität erklären als diejenige eines ebenen, unendlich ausgedehnten Plattenkondensators mit variablem Elektrodenabstand $X_d(U)$. Das gilt natürlich nur, solange $X_d(U)$ kleiner als die geometrische Dicke d des Detektors ist. Für $U_{det} > U_{fd}$ hat die Feldzone die rückwärtige (Al-) Elektrode erreicht und die Kapazität bleibt für höhere Sperrspannungen konstant. Daraus es gibt sich idealerweise für den Verlauf von C_d vs. U_d :

(Gl. III.2.2)

$$C_d(U_d) = A \cdot \epsilon \cdot \epsilon_0 / X_d(U_d) = \begin{cases} A[\epsilon \cdot \epsilon_0 q N_D / 2(U_{diff} + U_d)]^{1/2} & \text{für } U_d < U_{fd} \\ A \cdot \epsilon \cdot \epsilon_0 / d & \text{für } U_d > U_{fd} \end{cases}$$

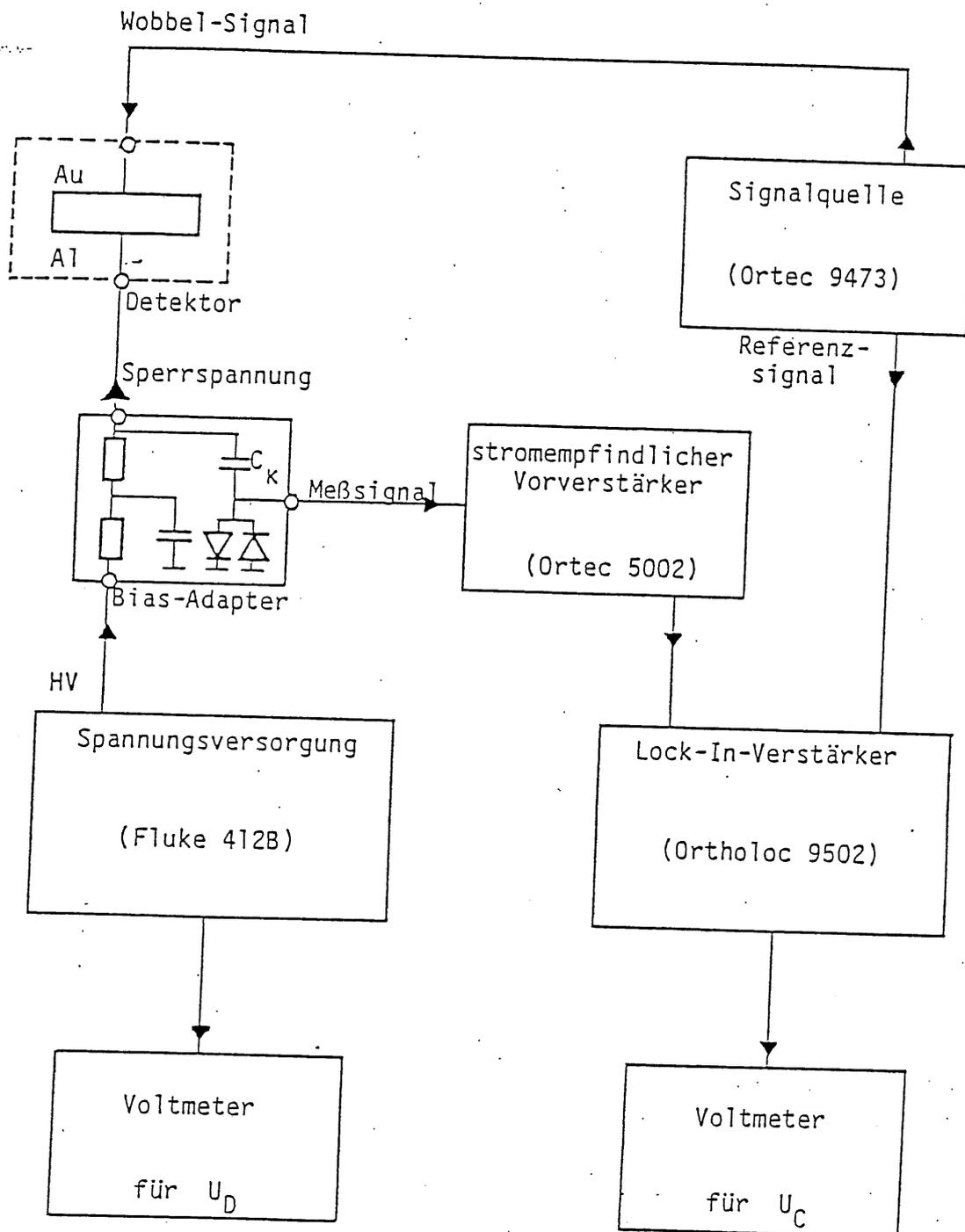


Abb. 3.5

Blockschaltbild des zur Messung der Detektorkapazität verwendeten Aufbaus.

Aus der Analyse der gemessenen CV-Kurven lassen sich z.B. folgende detektorspezifische Größen ableiten:

U_{fd} , U_{diff} , C_{streu} und N_d (bei bekannter Dicke d).

Sie können wegen des einfachen Zusammenhangs zwischen C_{det} und U_{det} bei geeigneter Achsenskalierung bereits auf graphischem Wege leicht ermittelt werden. So sollte bei Auftragungen der Art:

C_{det} vs. $U_d^{-1/2}$, C_d^{-2} vs. U_{det} oder $\ln(C_{det})$ vs. $\ln(U_{det})$

jeweils ein angenähert linearer Zusammenhang (für $U_{det} < U_{fd}$) zwischen den dargestellten Größen sichtbar sein.

In Abb. 3.7 ist als Beispiel dafür C_{det} in Abhängigkeit von $U_d^{-1/2}$ aufgetragen. Aus dem Abknickpunkt einer solchen

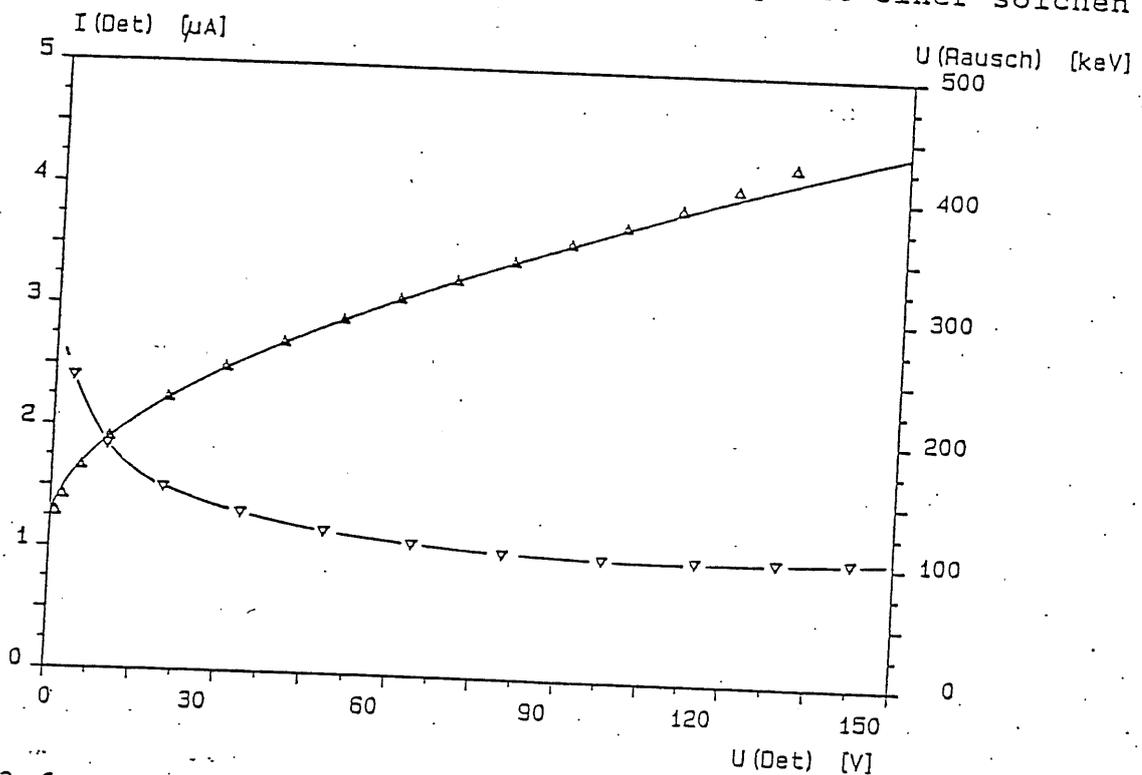


Abb. 3.6

Wiedergabe einer gemessenen Detektorkennlinie (Symbol: Δ) sowie einer Rauschspannungscharakteristik (Angabe 'fwhm' \leftrightarrow $2 \cdot \sqrt{2 \cdot \ln 2} \cdot \sigma$, Symbol: ∇). Die durchgezogene Strom-Spannungskurve repräsentiert das Ergebnis einer Anpassungsrechnung im Bereich $10 \text{ V} < U_{det} < 90 \text{ V}$.

Kurve lassen sich beispielsweise C_{streu} , C_{sat} und U_{fd} abschätzen. Die gemessenen CV-Kurven zeigen allerdings im allgemeinen geringe Abweichungen von dem durch Gl. III.2.2 beschrie-

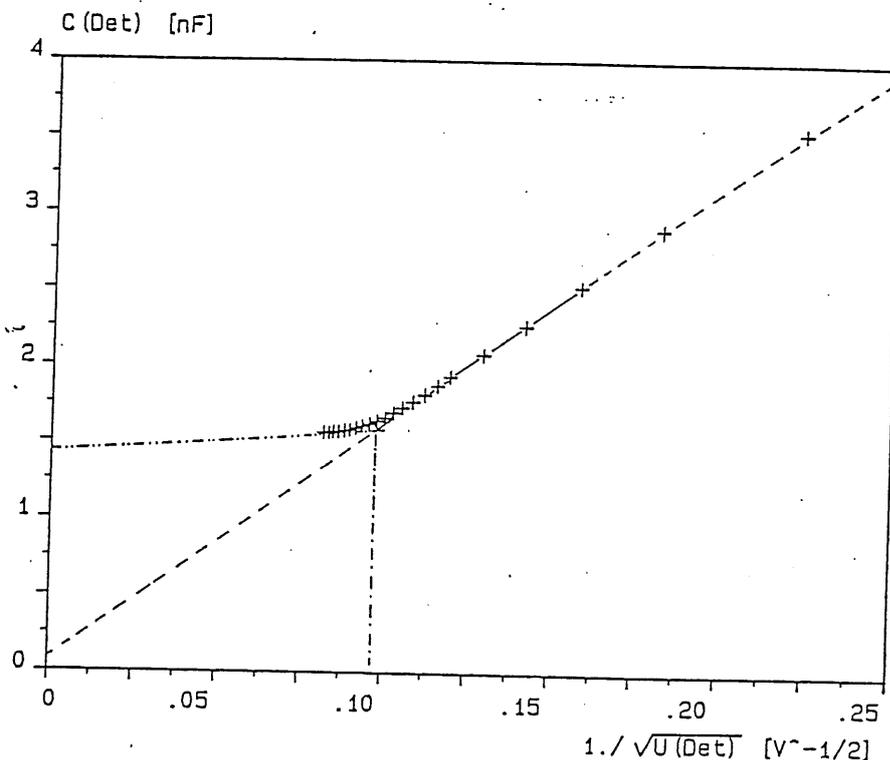


Abb. 3.7

Darstellung einer gemessenen CV-Charakteristik (hier C_{det} vs. $1/\sqrt{U_{det}}$). Aus dem Schnittpunkt der beiden strichpunktieren Geraden ergibt sich hier $U_{fd} \approx 107$ V. Die Extrapolation für $U \rightarrow \infty$ ergibt $C_{str} = 86$ pF, die Sättigungskapazität wurde zu 1.45 nF ermittelt.

benen idealen Verhalten. Dieses Verhalten kann durch eine zusätzliche Randausweitung des elektrischen Feldes in der Nähe der Rückelektrode erklärt werden. Die grundlegenden Überlegungen dazu finden sich bei [Wun 86] detailliert beschrieben.

Für die kalorimetrischen Anwendungen war weniger die exakte Bestimmung von U_{fd} als vielmehr die Konstanz der Detektorkapazität von Bedeutung. Die Arbeitsspannungen der im Kalorimeter eingesetzten Detektoren wurden stets so hoch gewählt, daß bei etwaigen Spannungsschwankungen eine nur geringe Änderung von C_{det} gewährleistet werden konnte. Dieses war wegen der speziellen Art der Energieeichung notwendig (siehe dazu auch Abschnitt 3.5).

Die aus der linearen Extrapolation der in der Form C_{det} vs. $U_d^{-1/2}$ dargestellten Meßpunkte erhaltenen Werte U_{fd} , C_{sat} und C_{str} sowie die daraus ermittelte Größe der effektiven Detektoroberfläche findet sich im Anhang unter App.-3 dokumentiert.

3.3 Die signalverarbeitende Elektronik

3.3.1 Die Vorverstärker

Wie bereits im vorigen Abschnitt erwähnt, liefern die Silizium-Detektoren als elektrisches Ausgangssignal einen Stromimpuls, dessen zeitliches Integral dem durch Ionisation im Detektor hervorgerufenen Energieverlust des einfallenden Teilchens proportional ist. Der dadurch an den Detektorelektroden erzeugte Spannungsimpuls ist betragsmäßig sehr klein. Die mittlere Energie zur Erzeugung eines e^-h^+ -Paares beträgt in Silizium 3.6 eV (bei 20°C). Eine absorbierte Energie von 1 MeV erzeugt somit eine äquivalente Ionisationsladung von 44.5 fC. Bei einer gesamten Detektorkapazität von 1 nF ergibt dieses für einen delta-förmigen Ladungsimpuls eine Spannungsamplitude von 44.5 $\mu\text{V}/\text{MeV}(\text{Si-äquiv.})$. Diese kleinen Signale lassen sich nicht ungestört größere Entfernungen über Koaxial-Kabel zur weiterverarbeitenden analogen Elektronik transportieren. Sie müssen zunächst direkt hinter dem Detektor (vor-)verstärkt werden.

3.3.1.1 Der Einsatz von ladungsempfindlichen Vorverstärkern

Die realen Stromimpulse, die an den Detektorelektroden entstehen, sind jedoch nicht delta-förmig, sondern besitzen eine endliche Länge. Diese entspricht der jeweiligen Ladungssammelzeit, meist einige nsec, welche wiederum von der elektrischen Feldstärkenverteilung und vom Ort der Ionisation im Detektor abhängig ist. Somit ist die Spannungsamplitude $U(t) = Q(t)/C_{\text{det}}$ kein geeignetes Maß für die registrierte Energie. Es ist vielmehr notwendig, die Gesamtladung weiterzuverarbeiten. Man verwendet dazu einen kapazitiv rückgekoppelten invertierenden Verstärker als Integrator (siehe Abb. 3.10).

Solche ladungsempfindlichen Vorverstärker liefern als Ausgangssignal den in Abb. 3.8 skizzierten, nahezu stufenförmigen Spannungsimpuls, dessen Höhe der Eingangsladung proportional ist. Er steigt schnell auf den maximalen Spannungswert an und klingt nach Erreichen dieses Maximums wie $U_{\text{out}}(t) = U_0 \exp(-t/\tau_{RC})$ ab, wobei die Zeitkonstante $\tau_{RC} = R_{RK} \cdot C_{RK}$ groß gegen die Anstiegszeit ist.

Bei den mit Cal.A und Cal.B durchgeführten Experimenten wurden ausschließlich kommerzielle, diskret aufgebaute Vorverstärker der Typen Canberra 2004 und Canberra 970D eingesetzt, wie sie in der Nuklearen Meßtechnik standardmäßig

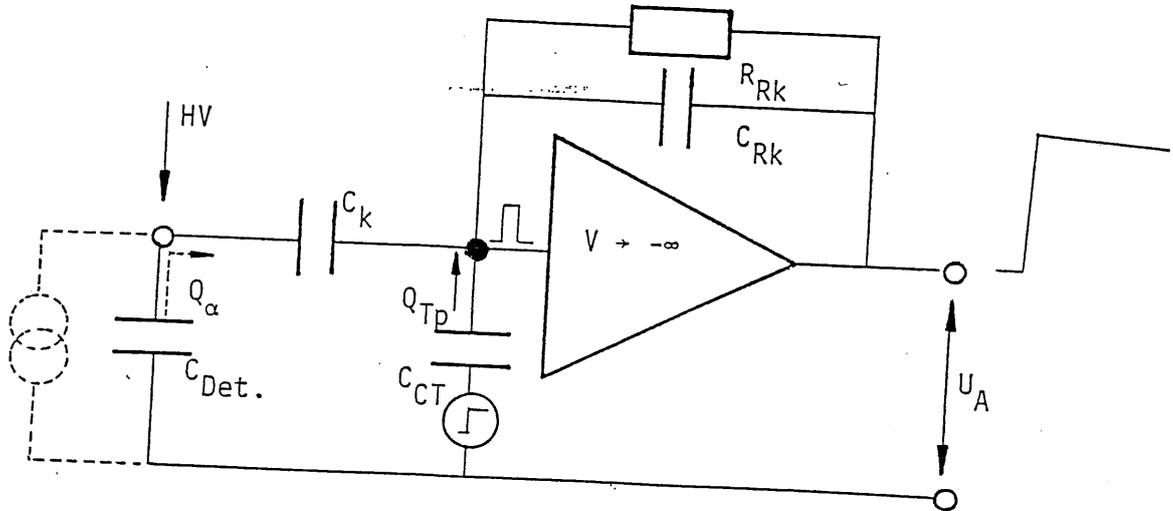


Abb. 3.8

Ersatzschaltbild für einen ladungsempfindlichen Vorverstärker. Der Detektor ist durch die Parallelschaltung der Detektorkapazität mit einer idealen Stromquelle symbolisiert. Der Testpuls-Generator ist als serielle Spannungsquelle dargestellt.

verwendet werden. Für diese Vorverstärker beträgt die Abfallzeit τ_{RC} ungefähr $50 \mu s$ (Herstellerangabe). Der ursprünglich für Cal.B vorgesehene Einbau der vorverstärkenden dieser Vorverstärker-Typen an deren großen Platzbedarf. Zudem stand nur eine geringe Stückzahl (max. 9) zur Verfügung. Es wurden deshalb auch miniaturisierte, integrierte Vielfach-Vorverstärkerkarten getestet, welche in Cal.B eingebaut werden sollten. Versuche mit 4fach-Vorverstärkerplatinen, welche von der Elektronikabteilung am DESY für den Betrieb mit Flüssig-Argon-Kammern hergestellt worden waren (DESY LA-209412), führten zu keinen befriedigenden Ergebnissen. Neben anderen Schwächen zeigte sich unter der großen kapazitiven Last der Detektoren ein nicht mehr tolerables Übersprechen der einzelnen Vorverstärker-Kanäle untereinander. Ähnliche Schwierigkeiten ergaben sich auch bei späteren Experimenten mit anderen Mehrfach-Vorverstärker-Platinen (siehe auch [Wei 88]).

3.3.2 Die Hauptverstärker

Im Mittelpunkt der weiterverarbeitenden analogen Elektronik stehen die Hauptverstärker, sogenannte Filter- oder Spektroskopie-Verstärker. Deren Hauptaufgabe ist es, durch Impulsformung eine Verbesserung des Signal/Rausch-Verhältnisses zu erreichen. Weiterhin werden sie zur Verstärkungsanpassung der Ausgangsimpulse der Vorverstärker auf die für die Verarbeitung durch die ADC's notwendige Signalhöhe von einigen Volt benötigt.

Die für die Optimierung des Signal/Rausch-Verhältnisses theoretisch beste Impulsform besteht aus einer bis zum Scheitelpunkt exponentiell ansteigenden und einer mit der gleichen Zeitkonstante exponentiell abfallenden Flanke, einer sogenannten 'cusp'. Diese Impulsform ist jedoch weder elektronisch zu realisieren noch für eine Impulshöhenanalyse mit einem ADC geeignet. Sie stellt vielmehr bezüglich des Signal-Rausch-Verhältnisses für alle anderen denkbaren Impulsformungen die Normierungsgröße dar. Die relative Rauschladung Q_R (bzw. das relative Signal-Rausch-Verhältnis) eines 'cusp'-Filters ist per definitionem gleich 1.

Eine elektronisch leicht realisierbare Möglichkeit der Impulsformung besteht aus einer einzelnen RC-Differentiation und einer n-maligen RC-Integration mit derselben Zeitkonstante τ_{RC} . Für eine einzige Integration ($n = 1$) wird das relative Signal-Rausch-Verhältnis der resultierenden Impulsform zu $Q_R = 1.36$ bestimmt. Im asymptotischen Grenzfall $n \rightarrow \infty$ führt dieses Verfahren auf einen gaußförmigen Impuls mit $Q_R = 1.12$ [Shm 86].

Bei den hier beschriebenen Untersuchungen kamen ausschließlich Spektroskopie-Verstärker vom Typ Ortec 572 zum Einsatz. Dieses sind Aktive-Filter-Verstärker, die einen quasi-gauß-förmigen Impuls als Ausgangssignal liefern. Diese Impulsformung garantiert nach Herstellerangaben einen Q_R -Wert von 1.17 [Ort 80]. Die charakteristische Zeitkonstante ('shape-time') τ_0 der Ausgangsimpulse (und somit die Bandbreite des Verstärkers) ist in Stufen am Gerät einstellbar. Bei den Messungen mit Cal. A wurde $\tau_0 = 1 \mu s$ bevorzugt. Für Cal. B hingegen wurden die Impulse mit $\tau_0 = 0.5 \mu s$ geformt. Dieses sollte den bei den 3"-Detektoren verstärkt auftretenden niederfrequenten Anteil im Rauschspektrum besser unterdrücken.

Die Verstärkung ('gain') kann am Gerät ebenfalls grob gestuft über einen Drehschalter und fein über ein Trimmerpotentiometer eingestellt werden.

3.3.3 Die analogen Summierstufen

Summierverstärker werden dazu eingesetzt, um mehrere analoge Signalamplituden arithmetisch zu addieren. Für die hier dokumentierten Anwendungen mußten beispielsweise die verstärkten Impulse mehrerer Detektoren oder Detektorgruppen energetisch aufeinander abgeglichen und zu einem Gesamtsignal zusammengefaßt werden. Außerdem wurden sämtliche Signale zusätzlich mit dem sogenannten Podestimpuls ('pedestal') unterlegt, damit deren fehlerfreie Analyse durch die ADC's sichergestellt werden konnte(**). Zu diesem Zweck dienten Summierverstärker der Typen Ortec 433 ('Sum-Invert Amplifier') und Ortec 533 ('Dual Sum-Invert').

3.4 Das Datenaufnahmesystem

Die Analog-zu-Digital Wandler ('Analog-Digital-Converter') und der Vielkanalanalysator ('Multi-Channel-Analyzer') bildeten den Schlußpunkt in der Signalverarbeitungskette. In den ADC's wird die analoge Signalamplitude in eine Binärzahl gewandelt und vom MCA abgespeichert. Die Digitalisierung der Impulse geschieht zumeist über eine digitale Zeitmessung ('Wilkinson ADC'). Gemessen wird hier die Zeit, in der ein durch die Eingangsamplitude aufgeladener Kondensator über eine Konstantstromquelle entladen ist.

Viele ADC's arbeiten für kleine Amplituden nicht mehr linear oder diskriminieren gegen diese. Für eine vernünftige Kalorimetriemessung muß jedoch das gesamte Energiespektrum bis hinab zur Energie Null analysiert werden. Deshalb wurde bei den hier beschriebenen Experimenten den Ausgangssignalen der analogen Elektronik noch ein rechteckiger Podestimpuls unterlegt. Der energetische Nullpunkt befand sich dann im ADC-Fenster und konnte ohne Schwierigkeiten ausgewertet werden.

Zur Datenaufnahme wurde zunächst (bis Mz. III incl.) ein System der Firma Nuclear Data vom Typ ND4420 eingesetzt. Dieses ist ausgerüstet mit 2 hochlinearen 4k- (12 bit-) ADC's (ADC/ND-560). Leider ließen sich nicht mehr als diese 2 ADC's mit dem MCA (ND812 & ND4420) betreiben, so daß Kalorimetriemessungen zunächst nur mit großem Zeitaufwand möglich waren. Später (ab Mz. IV) wurden dann Systeme anderer Gruppen leihweise benutzt:

(**) Zur näheren Begründung für die Verwendung eines Podestimpulses siehe Abschnitt 3.4)

Meßzeit IV (CERN T9) : LeCroy 2249A (10 Bit) 12-fach ADC
+ HP 1000-Rechner (c/o P.G.Rancoita, SiCaPo)

Meßzeit V (DESY TS26) : LeCroy 2259B (11 Bit) 12-fach ADC
+ PDP 11/04 mit online-Kopplung zur DESY-IBM
(c/o H.Kapitza, DESY F15)

Somit standen ADC's in einer genügenden Anzahl zur Verfügung, es ergaben sich jetzt jedoch Probleme mit deren Linearität. Die Testpulserreichungen zeigten für kleine und mittlere Signalamplituden keinen linearen Zusammenhang mehr zwischen der Testpuls-Spannung und der digitalisierten ADC-Adresse auf. Dieses Verhalten ist in Abb. 3.9 a) & b) dargestellt.

3.4.1 Numerische Behandlung einer nicht-linearen ADC-Eichung

Eine Nichtberücksichtigung dieser systematischen Abweichung kann insbesondere für Spektren mit überwiegend kleinen Impulshöhen zu einer signifikanten Fehlbestimmung der gemessenen Energien führen (siehe Abb. 3.9 b)). Um dieses bei der Auswertung der aufgenommenen Spektren zu vermeiden, wurde zur Beschreibung der ADC-Kennlinie die rein empirische Funktion:

$$Y = (a+b \cdot x) + (c \cdot \exp(-d \cdot x) + e \cdot \exp(-f \cdot x))$$

an die gemessenen Testpulserwerte angepaßt. Dabei symbolisiert Y die digitalisierte Impulshöhe U_{ADC} [chn] und x die Testpulserspannung am Vorverstärkereingang U_{TP} [Skt] (***) . Ein Beispiel für die Ergebnisse dieser Anpassungsrechnung ist in Abb. 3.9 a) dargestellt.

Die Parameter a-f wurden in zwei Rechengängen bestimmt:

Zunächst wurde die Linearitätsgrenze der ADC's abgeschätzt und für Wertepaare oberhalb dieser Grenze eine Regressionsgerade berechnet:

$$Y_{Lin} = a + b \cdot x$$

(***) Die Testpulserspannung U_{TP} wird hier und im folgenden in der relativen, gerätespezifischen Einheit [Skt] und nicht in den absoluten Größen V oder mV angegeben. Siehe dazu auch Abschnitt 3.5.

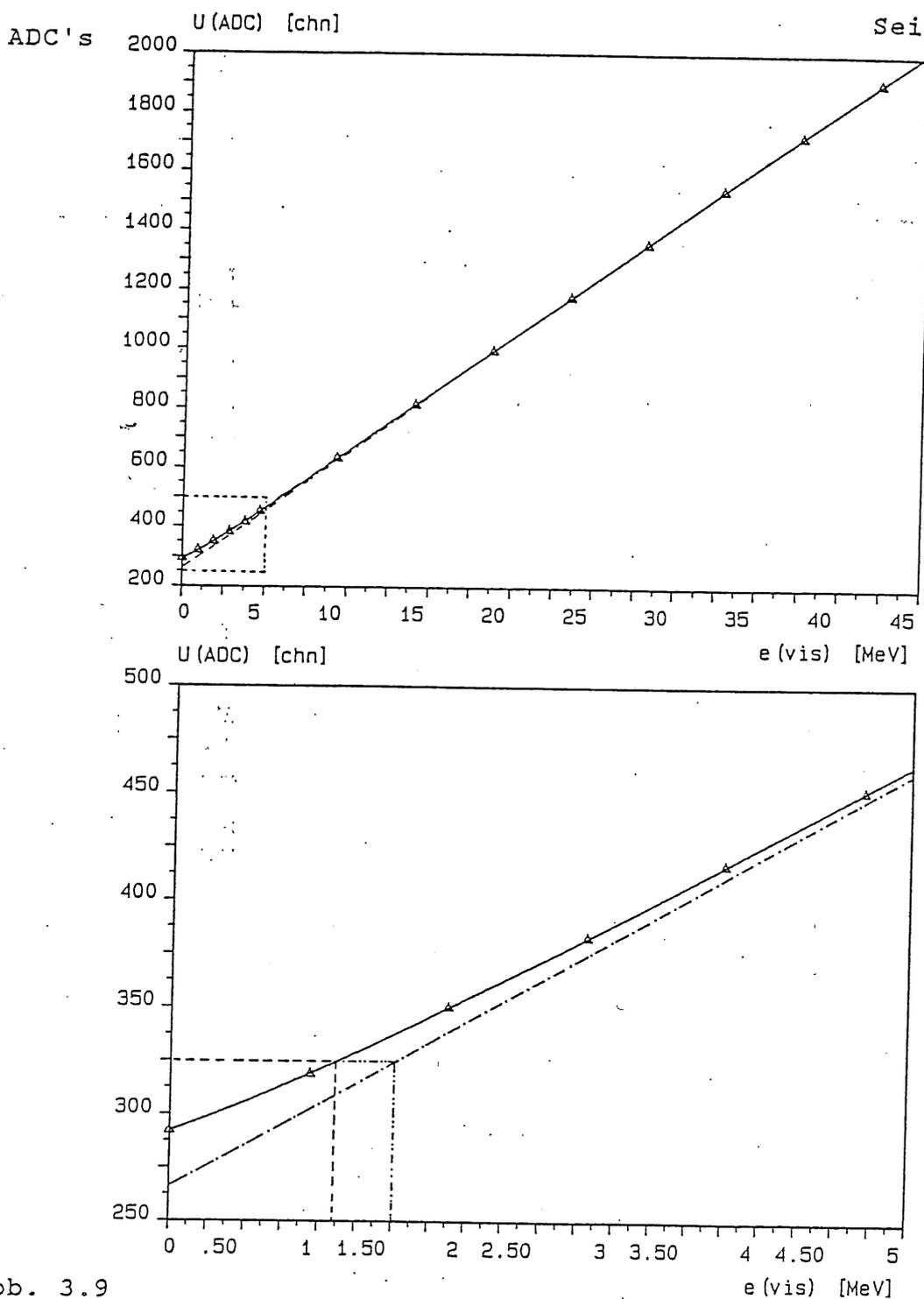


Abb. 3.9

Gemessene ADC-Kennlinie. Dargestellt sind der gesamte zur Verfügung stehende (Abb. 3.9 a)) und der im durchgeführten Experiment tatsächlich genutzte (= nichtlineare) Bereich (Abb. 3.9 b)).

Ebenfalls in Abb. 3.9 b) skizziert ist die mögliche Fehlbestimmung der registrierten Energie durch eine unzulässige Extrapolation der im oberen (= linearen) Bereich gemessenen Kennlinie auf kleine Impulshöhen.

An die Differenzen der gemessenen zu den berechneten (linearisierten) Kanalnummern wurde die Funktion:

$$Y_{\text{Diff}} = c \cdot \exp(-d \cdot x) + e \cdot \exp(-f \cdot x)$$

mittels eines nichtlinearen Least-Square-Fit's angepaßt (siehe Beispiel).

Um von den gemessenen Kanalnummern auf die äquivalente Eingangsladung bzw. die in einer aktiven Lage deponierte Energie zurückrechnen zu können, mußte nun die so parametrisierte Kennlinie invertiert werden. Dieses ist analytisch leider nicht mehr möglich. Deshalb wurde das Problem mittels des im mathematischen Anhang beschriebenen Newton-Verfahrens numerisch gelöst.

3.5 Die Energieeichung des Gesamtsystems

Um die beim Durchgang hochenergetischer Elektronen im Kalorimeter sichtbar gemachte Energie aus den gemessenen elektrischen Impulshöhen bestimmen zu können, muß die Ladungsempfindlichkeit des jeweiligen Detektor-Vorverstärker-Systems bekannt sein. Dazu wurde die Eichung des im Vorverstärker eingebauten ladungsdeterminierenden Kondensators C_{CT} mit Hilfe eines hochstabilen Testpuls-Generator (BNC PB-4) (****) in folgender Weise (siehe Abb. 3.10) im Labor vorge-

nommen:

Ein in der Vakuumkammer befindlicher Testdetektor wird mit monoenergetischen α -Teilchen bestrahlt. Das hierbei verwendete Präparat Curium-244 besitzt eine Doppellinie bei $E = 5.805$ MeV (76.4%) und $E = 5.763$ MeV (23.6%) [Led 78] (siehe Abb. 3.11). Die für den späteren Einsatz im Kalorimeter vorgesehenen Detektoren und Detektorgruppen werden am Vorverstärkereingang parallel zu diesem Testdetektor geschaltet. Zusätzlich wird mittels des Testpuls-Generators über den internen Charge-Terminator C_{CT} eine bestimmte Vergleichsladung auf den Verstärkerinput injiziert. Das auftretende elektronische Rauschen war bei allen Anwendungen größer als der energetische Abstand der beiden Linien des verwendeten α -Präparates. Deshalb war im Spektrum jeweils nur ein peak zu erkennen. Aus der Lage dieses alpha-peaks und verschiedener Testpulserwerte im ADC-Spektrum läßt sich das Spannungsäquivalent der α -Energie und somit das spezifische Verzweigungsverhältnis Q_{det} zu U_{Tp} ermitteln.

Dieser sogenannte Eichfaktor α [keV/Skt] wurde dann bei allen Teststrahlexperimenten zugrunde gelegt und die gesamte Meßelektronik vor Ort mittels der Testpulserspannung geeicht. Daß dieses Verfahren keineswegs unproblematisch ist, sollen die folgenden Betrachtungen verdeutlichen.

(****) Der verwendete Impulsgenerator erzeugt am Ausgang einen stufenförmigen Spannungsimpuls, ähnlich dem Ausgangssignal der Vorverstärker. Die charakteristische Zeitkonstante der schnellen, linear ansteigenden Flanke t_r (10%-90%) und die Abklingzeit der langsamen, exponentiell abfallenden Flanke t_f sind innerhalb weiter Grenzen einstellbar. Bei den hier dokumentierten Untersuchungen wurde der Testpuls-Generator jeweils mit $t_r = 50$ ns und $t_f = 1$ ms sowie bei einer Taktfrequenz von ungefähr 25 Hz betrieben.

Die Höhe des Spannungssprungs ist am Gerät zwischen 0 und 1000000 Skt gestuft einstellbar. Die Ausgangsspannung beträgt nach Herstellerangaben max. 10 V an 50 Ω . Somit entsprechen beispielsweise 1000 Skt bei einem Abschwächungsfaktor von 20 einer absoluten Spannungsamplitude von 5 mV. Damit ließen sich prinzipiell die bei der Energieeichung des Gesamtsystems erzielten Ergebnisse uneingeschränkt auf dessen Betrieb mit anderen Testpulsergeneratoren übertragen.

Im weiteren soll aus Gründen der leichteren technischen Reproduzierbarkeit dennoch ausschließlich die relative Einheit [Skt] benutzt werden.

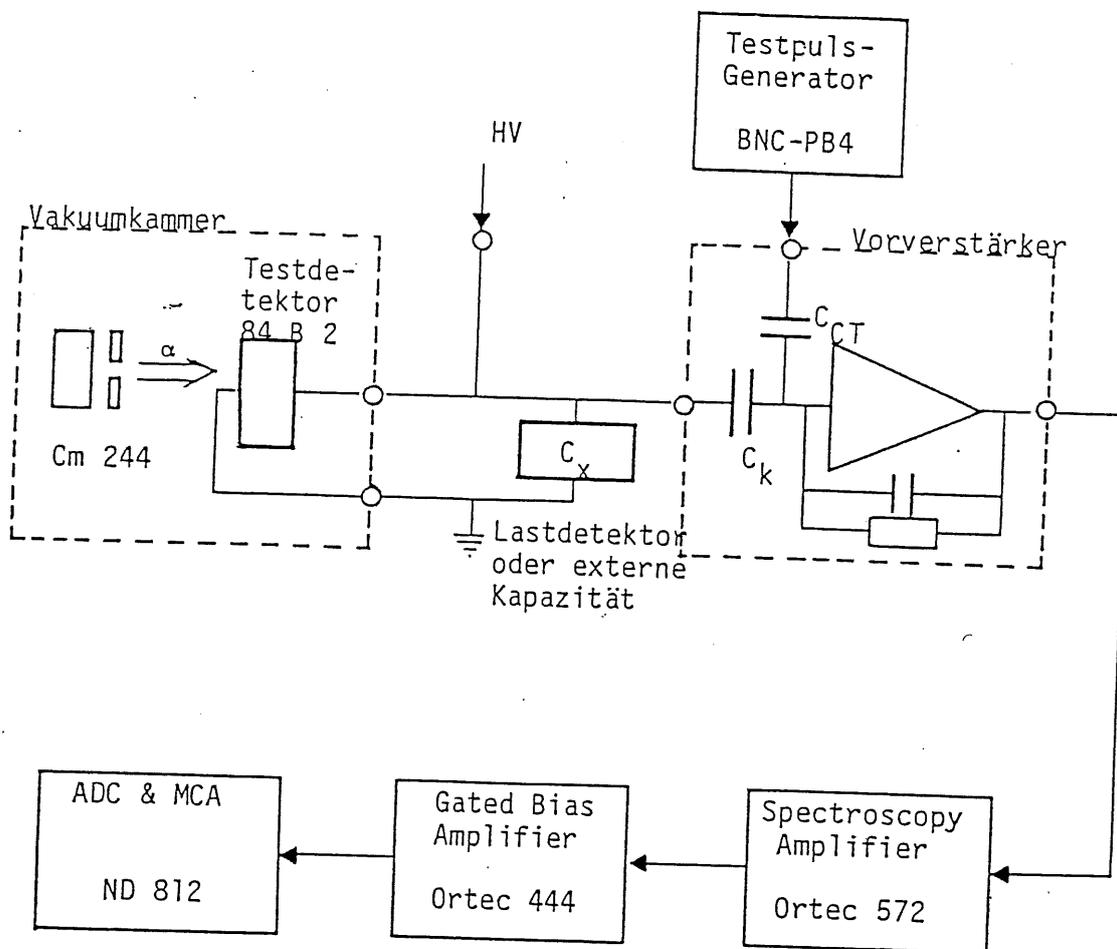


Abb. 3.10
 Schematisches Prinzipschaltbild der Energieeichung des Detektor-Vorverstärkersystems mit monoenergetischen α -Teilchen im Labor. Anstelle der für den Einsatz im Kalorimeter vorgesehenen Detektoren wurden teilweise rein passive Kapazitäten C_x eingesetzt.

3.5.1 Abhängigkeit des Eichfaktors von C_{det}

Bei jeder Messung mit einem ladungsempfindlichen Vorverstärker der unter 3.3.1 beschriebenen Bauart findet eine Ladungsteilung am Verstärker-Input statt. Diese ist für die Testpulserreichung mit dem internen Charge-Terminator und die Energiemessung mit einem Detektor verschieden gewichtig. Zusätzlich ist sie noch von der Größe der Detektorkapazität abhängig. Im folgenden soll die Abhängigkeit des Eichfaktors α [keV/Skt] von C_{det} hergeleitet werden. Für die notwen-

Energiespektrum der Alphateilchen

Quelle: Curium -244

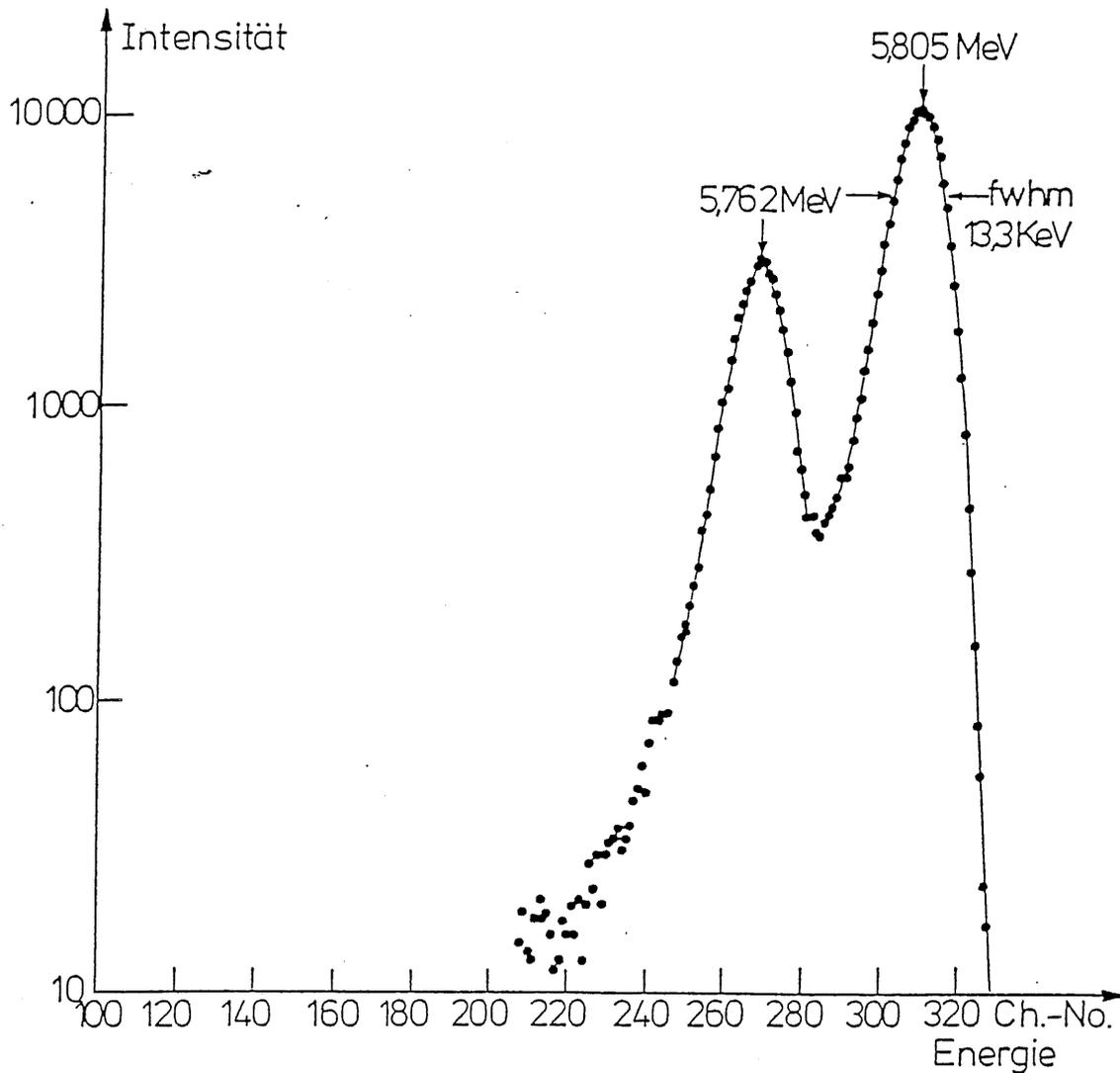


Abb. 3.11

Mittels eines Siliziumdetektors kleiner Kapazität registriertes und mit hoher Kanalauflösung aufgezeichnetes Beispielspektrum des α -aktiven Isotops Curium-244. (Kontrollmessung für das verwendete Präparat, Dipl. Ing. U. Pein, private Mitteilung.)

digen Herleitungen wird das in Abb. 3.12 dargestellte vereinfachte Ersatzschaltbild zugrunde gelegt:

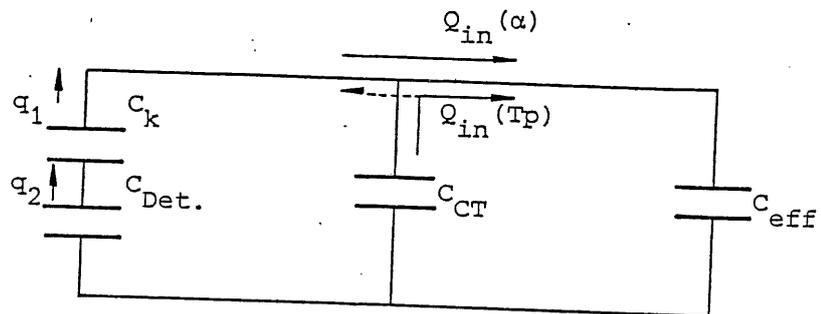


Abb. 3.12

Vereinfachtes Ersatzschaltbild eines ladungsempfindlichen Vorverstärkers zur Verdeutlichung des Ladungsteilungsverhaltens am Verstärker-Eingang.

a) Testpulserreichung:

Die Testpulserspannung U_{TP} erzeugt an der eingebauten ladungsdeterminierenden Kapazität C_{CT} die Ladung $Q_{CT} = C_{CT} \cdot U_{TP}$. Diese verteilt sich auf sämtliche vorhandenen Kapazitäten (C_{CT} , C_{eff} und $C_{in} = C_d \cdot C_k / (C_d + C_k)$). Nur der Bruchteil:

$$Q_{in}(TP) = C_{eff} / C_{ges} \cdot Q_{CT} = C_{eff} / (C_{eff} + C_{CT} + C_{in}) \cdot Q_{CT}$$

gelangt auf den Eingang der Verstärkerstufe.

b) Energiemessung (z.B. α -Eichung):

Hier stellt sich die Situation völlig anders dar. Nur der Bruchteil:

$$q_1 = C_s / (C_s + C_{det}) \cdot Q(\alpha)$$

$$(C_s = C_k \cdot (C_{eff} + C_{CT}) / (C_k + C_{eff} + C_{CT}))$$

fließt vom Detektor ab auf die Serienschaltung von C_k und $(C_{eff} + C_{CT})$. Von der Koppelkapazität C_k kann wiederum nur der Anteil:

$$q_2 = (C_{eff} + C_{CT}) / (C_{eff} + C_{CT} + C_{in}) \cdot q_1$$

auf $(C_{eff} + C_{CT})$ gelangen. Also wird:

$$Q_{in}(\alpha) = C_{eff} / (C_{eff} + C_{CT}) \cdot q_2$$

$$= C_{eff} / (C_{CT} + C_{eff}) \cdot (C_{eff} + C_{CT}) / (C_{eff} + C_{CT} + C_{in}) \cdot q_1$$

$$= C_{eff} / (C_{eff} + C_{CT} + C_{in}) \cdot C_s / (C_s + C_{det}) \cdot Q(\alpha).$$

Ein Gleichsetzen der Ausgangsspannungen $U_{out}(TP) = U_{out}(\alpha)$ impliziert natürlich die Gleichheit der Eingangsladungen $Q_{in}(TP) = Q_{in}(\alpha)$.

$$\begin{aligned}
 \Rightarrow Q_{in}(T_p) &= C_{eff} / (C_{eff} + C_{CT} + C_{in}) \cdot Q_{CT} \\
 &= C_{eff} / (C_{eff} + C_{CT} + C_{in}) \cdot C_s / (C_s + C_{det}) \cdot Q(\alpha) \\
 &= Q_{in}(\alpha)
 \end{aligned}$$

Daraus folgt letztlich wegen:

$$\Rightarrow Q(\alpha) = (C_s + C_{det}) / C_s \cdot Q_{CT} = (1 + C_{det} / C_s) \cdot Q_{CT},$$

der experimentell ermittelte Proportionalitätsfaktor $Q(\alpha) / U_{CT}$ zu:

$$\Rightarrow \alpha(C_{det}) = \alpha_0 \cdot (1 + C_{det} / C_s) \text{ [keV/Skt]}$$

Dieser sollte also linear mit der Detektorkapazität C_{det} variieren. Um das vorhergesagte Verhalten auch experimentell zu verifizieren, wurden mit allen verwendeten Vorverstärkern Meßreihen für α [keV/Skt] in Abhängigkeit von C_{det} [nF] aufgenommen. Der dazu verwendete Aufbau ist in Abb. 3.10 schematisch dargestellt.

Auch hier wurde ein kleinerer Zähler (84B 2, interne Typenbezeichnung) zum Nachweis der Energie der α -Teilchen in der Vakuumtestkammer eingebaut und anstelle eines Großflächendetektors variable passive, externe Kapazitäten zu diesem parallel geschaltet. Dieses Verfahren hatte den Vorteil eines wesentlich geringeren elektronischen Rauschens sowie einer besseren Bestimmbarkeit der Lastkapazitäten. Die Größen der zusätzlichen Kapazitäten C_x wurden vor und nach jeder Messung mit einer konventionellen Meß-Brücke (Wayne Kerr B224) bestimmt bzw. überprüft.

Die bei diesen Untersuchungen aufgenommenen Daten sind in Tab. App.-4 im Anhang zusammengestellt. Sie bestätigen die vermutete Linearität.

Abb. 3.13 zeigt die gemessenen relativen Eichfaktoren α/α_0 in Abhängigkeit von der externen Lastkapazität für jeweils einen Vorverstärker vom Typ Canberra 2004 und Canberra 970D. Aus der Steigung der Geraden $\Delta\alpha/\Delta C$ sowie dem Achsenabschnitt α_0 läßt sich die Größe C_s , das heißt im wesentlichen die Koppelkapazität C_k des Vorverstärkers bestimmen. Hierbei muß berücksichtigt werden, daß der Testdetektor in der Vakuumkammer zusammen mit Kabeln, Fassungen und Durchführungen selbst eine kapazitive Last darstellt. Deren Größe wurde zu 160 pF bestimmt. Dieser Wert mußte bei der Bestimmung des Achsenabschnitts α_0 in Rechnung gestellt werden. Die aus einer Regressionsrechnung gewonnenen Ergebnisse sind ebenfalls in Tab. App.-4 im Anhang zusammengestellt. Speziell ergaben sich für C_s Werte von 0.92 nF ($\pm 8.9\%$) für das Modell Canberra 2004 und von 1.97 nF ($\pm 2.0\%$) für Canberra 970D.

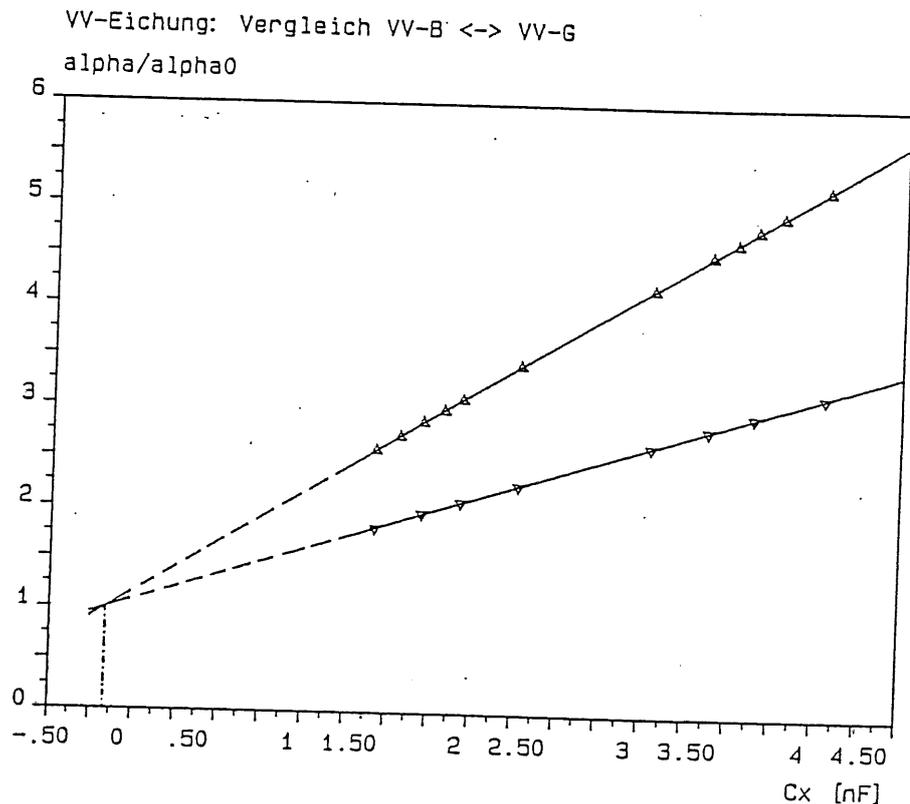


Abb. 3.13

Gemessener Verlauf der Ladungsempfindlichkeit von Vorverstärkern vom Typ Canberra 2004 (Symbol: \blacktriangle) und Canberra 970D (Symbol: \blacktriangledown) in Abhängigkeit von der externen Lastkapazität C_x . Bei der dargestellten Extrapolation auf den idealen Fall einer verschwindenden Lastkapazität wurde die Kapazität des Testdetektors (84B 2) ebenfalls berücksichtigt ($C_{x,0} = -C(84B\ 2) \approx -0.16\ \text{nF}$).

Laut Herstellerangaben betragen die Werte für die Koppelkondensatoren C_k 1 nF für Canberra 2004 und 2 nF für Canberra 970D. Die Kapazität der ladungsterminierenden Kondensatoren C_{CT} wird mit 2.2 pF bzw. 0.5 pF angegeben.

3.5.2 Signaldämpfung auf dem Testpulserkabel

Wegen der nichtverschwindenden Ableitungsverluste auf Koaxialkabeln ist der ermittelte Proportionalitätsfaktor α auch von der Länge des Testpulserkabels abhängig. Dieser Effekt ist natürlich nur dann von Bedeutung, wenn zur Eichung im Labor und zur Messung am Teststrahl unterschiedlich lange Kabel verwendet werden. Eine derartige Situation ergab sich im Zusammenhang mit Experimenten am CERN in Genf. Dort war es nicht möglich, die mitgeführten eigenen Kabel zwischen dem Testbereich und dem Experimentierstand zu verlegen. Die dort vorhandenen Kabel waren zusätzlich 20 m länger als die zur Eichung im Labor benutzten. Um den mit dem Kabelwechsel verbundenen systematischen Fehler abzuschätzen, wurden nachträglich Eichmessungen mit variabler Kabellänge durchgeführt. Die Ergebnisse dieses Tests zeigen eine nur schwache Abhängigkeit des Eichfaktors von der Kabellänge. Hierbei ergaben sich keinerlei Unterschiede zwischen der Benutzung von fabrikneuen und bereits leicht strahlengeschädigten Kabeln. Die Abschwächung des einlaufenden Testpulses wurde mit:

$$U(x) = U_0 \cdot \exp(-\lambda \cdot x)$$

angenommen. Danach ergab sich für RG 58 C/U-Kabel ($Z=50 \Omega$):

$$\lambda = 0.7 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1},$$

das heißt, zusätzliche 20 m Kabel bewirkten eine Dämpfung von ca. 1.4%.

3.6 Energielinearität des Gesamtsystems

Abschließend soll noch kurz die Energielinearität des Gesamtsystems behandelt werden.

Es hat sich im Verlauf der Untersuchungen gezeigt, daß sowohl die Detektoren als auch die analoge Elektronik streng energielinear arbeiteten. Allein die während der letzten Phase der Experimente benutzten ADC's wiesen hier deutliche Mängel auf. Diese können jedoch durch eine sorgfältige Testpulserkalibration des Systems gemildert werden.

Ist die ADC-Kennlinie in genügend vielen Punkten gemessen, so ist auch hier eine verlässliche Rückrechnung der registrierten Kanaladressen auf die Eingangsenergien möglich. Allerdings ist mit dem Gleichsetzen des Mittenwertes der rückgerechneten Energie innerhalb eines ADC-Kanals mit dem Mittelwert der Energieverteilung $dN/d\varepsilon \cdot \Delta\varepsilon$ bzw. $N(\varepsilon)$ ein systematischer Fehler bei der Histogrammbildung verbunden. Bei den extrem unsymmetrischen, zur energetischen Null hin stark ansteigenden Kalorimeterspektren führt dieses stets auf eine Überschätzung der insgesamt deponierten Energie. Dieser Effekt ist um so gravierender, je kleiner die mittlere Energie und je steiler abfallend $N(\varepsilon)$ ist. Er sollte sich deshalb vor allem am Beginn einer gemessenen Schauerentwicklung und in deren abklingendem Teil bemerkbar machen.

Eine weitere Quelle der Unsicherheit stellt die Kalibration der gesamten Elektronik mittels des internen Charge Terminators der Vorverstärker dar. Es ist hier vor allem die Abhängigkeit der Eichung von der momentanen Detektorkapazität, welche im laufenden Experiment nur schwer zu bestimmen ist. Eine nachträgliche Rekonstruktion der tatsächlichen Detektorströme zum Zeitpunkt einer Energiemessung mit dem Kalorimeter ist nicht mit ausreichender Sicherheit möglich, da diese nur unregelmäßig und in großen Zeitintervallen aufgezeichnet wurden. Ein Teil der während der ersten Experimente eingesetzten Detektoren konnte jedoch nicht bei genügender Überspannung betrieben werden. Somit führten die mit der langfristigen Zu- oder Abnahme des Detektorstromes verbundenen Änderungen der effektiven Detektorspannung zu nur ungenau bestimmbarwerten von C_{det} . Dieses ist wegen der Kapazitätsabhängigkeit der Ladungsempfindlichkeit der Vorverstärker gleichbedeutend mit einer mangelnden Reproduzierbarkeit der Energiemessungen. Somit ist eine vollständige Übertragbarkeit der Energiekalibration im Labor auf die Verhältnisse am Teststrahl sicher nicht gegeben.

Eine denkbare Alternative zu dem hier beschriebenen Vorgehen ist die gleichzeitige Einkoppelung beider Testsignale auf dem detektorseitigen Eingang vor der Koppelkapazität. Der Vorverstärker kann dann mittels eines externen Charge Terminators und eines α -Präparates vor Ort geeicht werden.

Diese Art der Eichung wurde bei späteren Messungen mit Cal.B angewandt (siehe [Wei 88]). Auf längere Sicht erscheinen jedoch beide Verfahren für den Einsatz bei Messungen mit ausgedehnten Kalorimetern ungeeignet, da sie wegen der Vielzahl der elektronischen Kanäle zu zeitaufwendig sind.

4.0 Die Durchführung der Experimente

4.1 Die Teststrahlungsmessungen

4.1.1 Vorbemerkungen

Die Untersuchungen der Kalorimeter A & B mit hochenergetischen Elektronen wurden am Teststrahl 26 am DESY sowie am Strahl T9 am CERN durchgeführt. Der TS 26 des DESY stellt e^- bzw. e^+ bis zur Primärenergie des Synchrotrons von 7.8 GeV zur Verfügung. Der Strahl T9 arbeitet am 28-GeV-Protonensynchrotron (PS) des CERN in Genf. Auch er liefert e^- mit Energien im GeV-Bereich. Im weiteren sollen alle mit der Technik der Teststrahlungsmessungen zusammenhängenden Dinge anhand des TS 26 vorgestellt werden. Die Verhältnisse am CERN T9 werden nur dort erwähnt, wo prinzipielle Unterschiede zum DESY-Teststrahl vorhanden sind.

Der Verlauf des Elektronenstrahls 26 am DESY sowie der ungefähre Aufbau im Experimentierbereich sind in Abb. 4.1 dargestellt(*). Anhand dieser Zeichnung soll nun zunächst das Arbeitsprinzip des TS 26 erläutert werden. Anschließend wird auf die verwendete Triggerung der Meßelektronik eingegangen.

(*) Diese Graphik ist die Wiedergabe einer detaillierten Bauzeichnung (nach [Pet 71]). Der den Aufbau im Experimentierbereich betreffende Teil jenseits der Abschirmung zum Synchrotrontunnel wurde anhand einer der genannten Literaturquelle beiliegenden Blaupause aktualisiert und den tatsächlich vorgefundenen Gegebenheiten vor Ort angepaßt.

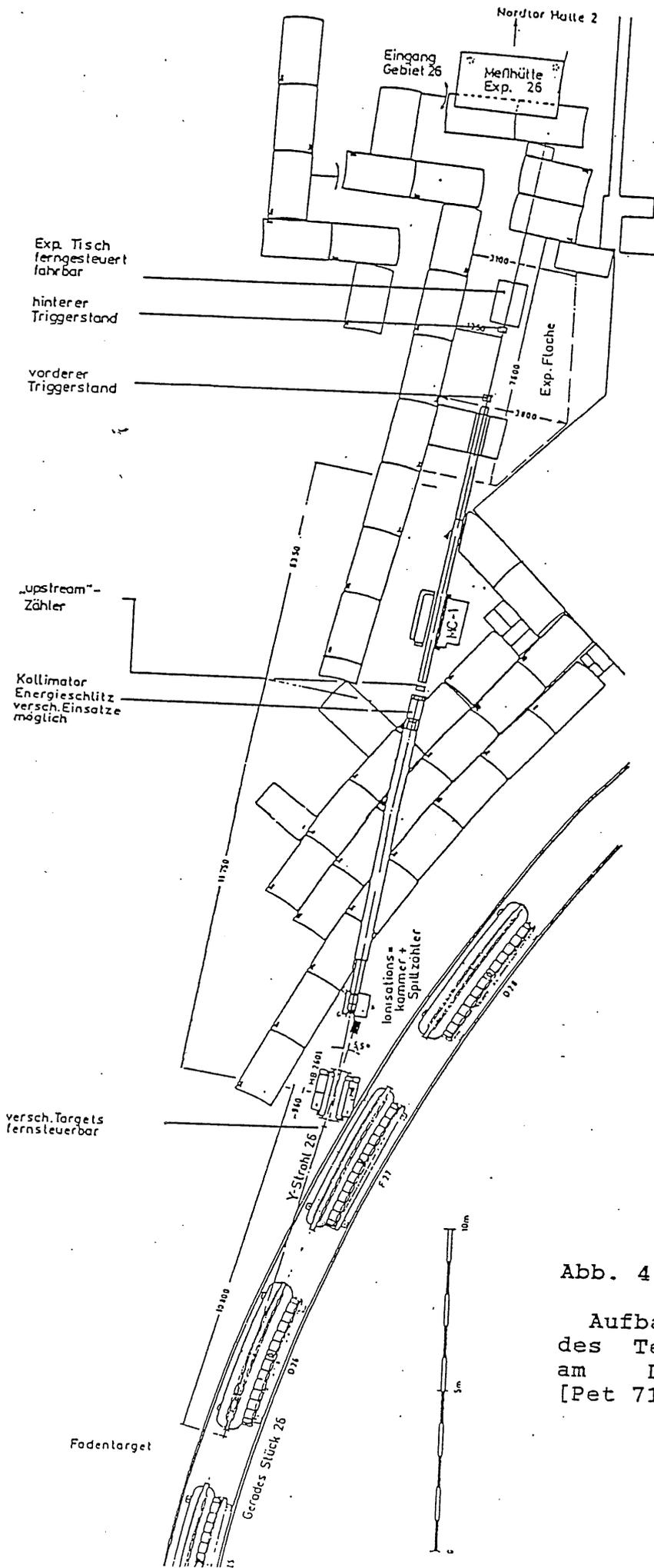


Abb. 4.1

Aufbau und Verlauf
des Teststrahls 26
am DESY (nach
[Pet 71]).

4.1.2 Das Arbeitsprinzip des DESY-Teststrahls 26

Im geraden Stück vor dem Ablenkmagneten D26 wird ein 5 μm dicker Kohlefaden in den umlaufenden Synchrotronstrahl gebracht. Der durch Bremsstrahlung produzierte Gamma-Strahl kann den Ring verlassen und trifft auf ein vor einem Selektionsmagneten angebrachtes streifenförmiges Konvertertarget. Insgesamt können 12 verschiedene Targets ferngesteuert in den Gamma-Strahl gefahren werden. Die dort durch Paarbildung erzeugten e^- bzw. e^+ werden durch den Magneten (Typ MB) in das eigentliche Experimentiergebiet gelenkt. Die selektierte e^+e^- -Energie ist durch die Magnet-Feldstärke, die Einfallrichtung und die Einstellung des Kollimators bestimmt. Der Ablenkwinkel beträgt hier etwa 5.5° . Im Experimentiergebiet ist zudem noch ein weiterer Kollimator K2 vorhanden, welcher sich vom Meßplatz aus ferngesteuert regeln läßt (siehe [Pet 71]). Der Magnetstrom ist ebenfalls vom Experimentierstand aus einzustellen und zu kontrollieren.

Die Zuordnung Magnetstrom \leftrightarrow Teilchenenergie konnte einer im Kontrollraum zur Verfügung stehenden Liste entnommen werden. Alle im Zusammenhang mit den am DESY-Teststrahl 26 durchgeführten Messungen zitierten Werte für die primäre Elektronenenergie E_{1n} beziehen sich auf die darin enthaltenen Angaben.

4.1.3 Der Aufbau im Experimentierbereich

Am DESY-TS 26 wurde die Strahlposition im Experimentierbereich durch zwei Paare von Szintillationszählern registriert (siehe Abb. 4.2). Das vordere, unmittelbar hinter dem Strahlrohr positionierte Paar bestand aus einem in vertikaler und einem in horizontaler Richtung fahrbar montierten, streifenförmigen Szintillationszähler. Die aktive Überlappfläche des vorderen Triggerkreuzes betrug etwa $1 \times 1 \text{ cm}^2$. Die beiden hinteren Triggerdetektoren wurden ebenfalls fahrbar unmittelbar vor dem zu untersuchenden Objekt installiert. Sie bestanden aus einem Szintillationszähler mit einer kleinen sensiblen Fläche ($7 \times 7 \text{ mm}^2$) an der Spitze ("Fingerzähler") sowie aus einem ringförmigen Szintillatorpaddel, in dessen oberen Rand eine Bohrung mit ca. 5 mm Durchmesser angebracht war ("Vetozähler"). Die analogen Signale der Photomultiplier wurden mittels eines Diskriminators vom Typ LeCroy 623 in schnelle, negative logische Impulse (NIM) umgewandelt und als Input für die Koinzidenz-Einheit (Ortec 418A Universal Coincidence) benutzt (siehe Abb 4.3). Da diese anders genormte logische Signale (TTL) erwartet, mußte zusätzlich noch ein Level-Adapter (LeCroy 688A1) eingesetzt werden. Das Veto-Signal wurde in Anti-Koinzidenz zu der Dreifach-Koinzidenz der drei ersten Detektoren ("Strahl-

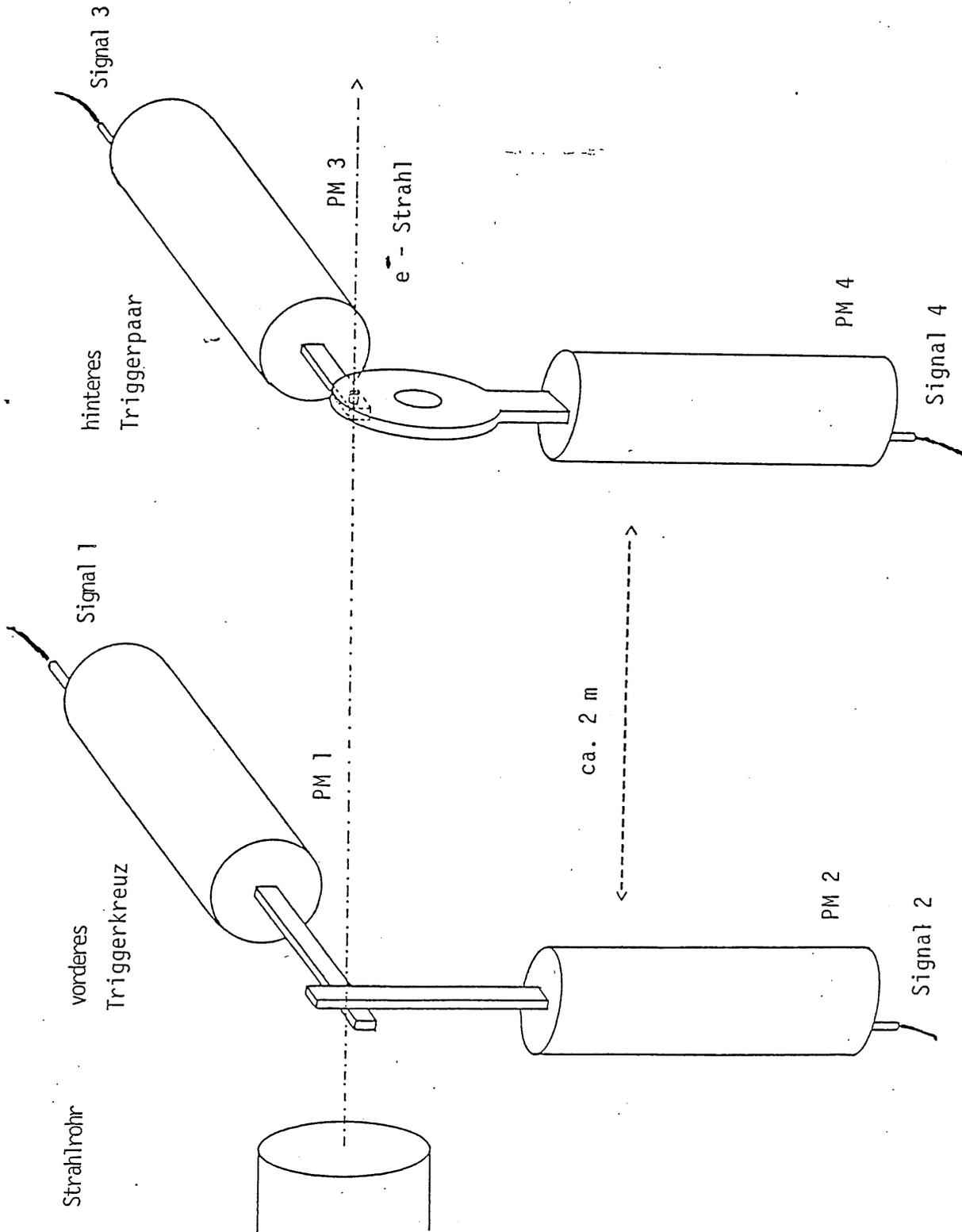


Abb. 4.2

Anordnung der Triggerdetektoren im Experimentierbereich am TS 26.

kreuz" & "Finger") geschaltet. Das Gesamt-Koinzidenzsignal dient als Input für den Gate-Generator (Ortec 416 Gate & Delay Generator). Dieser erzeugt sowohl das Pedestal, welches den analogen Energie-Impulsen unterlegt wurde, als auch den Gate-Impuls für das Datenaufnahmesystem.

Für das Experiment am CERN T9 ergab sich bei der Triggerung eine Änderung gegenüber dem oben beschriebenen Aufbau. Hier mußte zur Diskriminierung gegen den im Elektronenstrahl vorhandenen Pionenuntergrund ein Cerenkov-Zähler als Triggerdetektor eingesetzt werden. Zudem wurden zur räumlichen Festlegung des Strahls nur zwei Szintillatorzähler verwendet.

Die zu testende Komponente schließlich befand sich auf einem in zwei Ebenen senkrecht zum Strahl ferngesteuert fahrbaren Experimentiertisch. Unmittelbar vor diesem war auf einem weiteren Fahr-Tisch das zweite Triggerpaar mit dem Veto-Trigger angebracht.

Nachdem die Strahllage durch das Einfahren der Triggerdetektoren elektronisch festgelegt war, mußte das Kalorimeter zentral zum Strahl ausgerichtet werden. Dazu wurde es zunächst nach Augenmaß parallel zur Strahlachse auf dem Tisch positioniert. Anschließend wurden dann mittels sogenannter Energie-'Scans' die optimalen Tischkoordinaten ermittelt. Eine nähere Beschreibung dieses Verfahrens findet sich unter 4.2.3. Die Diskussion der dabei erzielten Ergebnisse wird in Abschnitt 5.2 durchgeführt.

4.2 Arten der Aufgabenstellung

Anhand ihrer elektronischen Realisierung lassen sich bei den Teststrahlexperimenten prinzipiell zwei Typen von Messungen unterscheiden:

die Schauerentwicklung und die Energiesummenmessung.

Im folgenden sollen zunächst die wichtigsten Aspekte beider Meßverfahren aufgezeigt werden. Anschließend werden in Kapitel 5 einige spezielle Auswertemethoden vorgestellt und deren wesentliche Ergebnisse diskutiert. Zum Schluß können dann die mit verschiedenen Kalorimeterkonfigurationen gewonnenen Resultate miteinander verglichen werden.

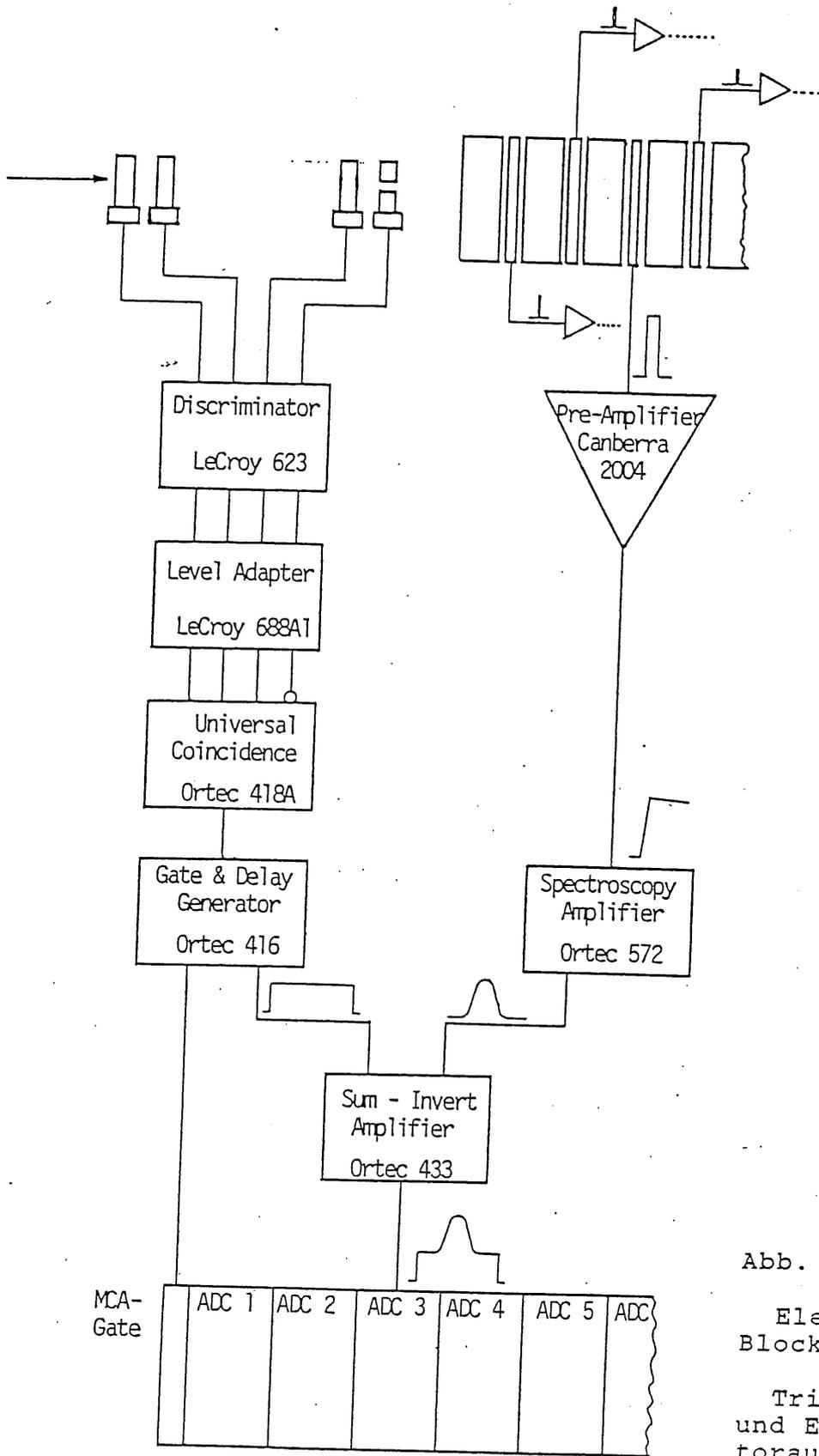


Abb. 4.3

Elektronisches
Blockschaltbild:

Triggerlogik
und Einzeldetektorauslese.

Multi Channel Analyzer (PDP 11/04)

4.2.1 Messung der Schauerentwicklung

Zur Messung der longitudinalen Schauerentwicklung ist es notwendig, die in jedem einzelnen Detektor deponierte Energie separat zu messen. Dazu muß jeder elektronische Kanal individuell verstärkt und ausgelesen werden. Eine simultane Messung mit sämtlichen Detektoren war bei den hier vorgestellten Experimenten allerdings nicht möglich, da nie genügend gleichzeitig nutzbare elektronische Auslesekanäle zur Verfügung standen. Speziell die Anzahl der ADC's war bis Mz. III incl. auf 2 begrenzt. Aber auch Vorverstärker waren nicht in ausreichender Stückzahl verfügbar. Wegen dieser Mängel mußte bis zum Abschluß einer derartigen Messung diese mehrfach unterbrochen und Umbauten im Experimentierbereich durchgeführt werden. Da nach jeder erfolgten Neuverkabelung ebenfalls die gesamte Elektronik mit dem Testpulsgenerator kalibriert werden mußte, brachten derartige Messungen anfangs einen großen Zeitbedarf mit sich. Diese Situation änderte sich erst ab Mz. V, als zumindest 8 gleichwertige elektronische Kanäle für 16 Detektoren verfügbar waren. Die Schauerentwicklungen konnten hier in zwei Achterblöcken ('odd'/'even'-Gruppen) registriert werden, so daß zwischenzeitlich nur noch ein Umbau am Kalorimeter nötig war.

Das zu dieser Messung gehörige Blockschaltbild ist in Abb. 4.3 im Zusammenhang mit der Triggerung des Experiments dargestellt.

4.2.2 Energiesummenmessung

Bei gleichzeitiger Auslese aller Einzeldetektoren ließe sich mit der oben beschriebenen Konfiguration auch die gesamte, durch ein einkommendes Teilchen im Kalorimeter deponierte Energie bestimmen. Voraussetzung dafür ist der Betrieb des MCA's im 'List'-Modus. Durch das sukzessive, eventweise Abspeichern der Daten auf ein Magnetband bleibt die Koinzidenzinformation erhalten. Es können so die zueinander gehörenden ADC-Einträge aufgrund der individuellen Energie-Kanal-Eichung auf die einzelnen Eingangsenergien zurückgeführt und diese nachträglich rechnerisch ('off-line') zur Gesamtenergie eines Einzelereignisses summiert werden. Dieses Verfahren erlaubt zudem die notwendige Korrektur der Einzeldaten auf die jeweilige Detektordicke.

Blockschaltbild B:
8x2 off line-Sumation

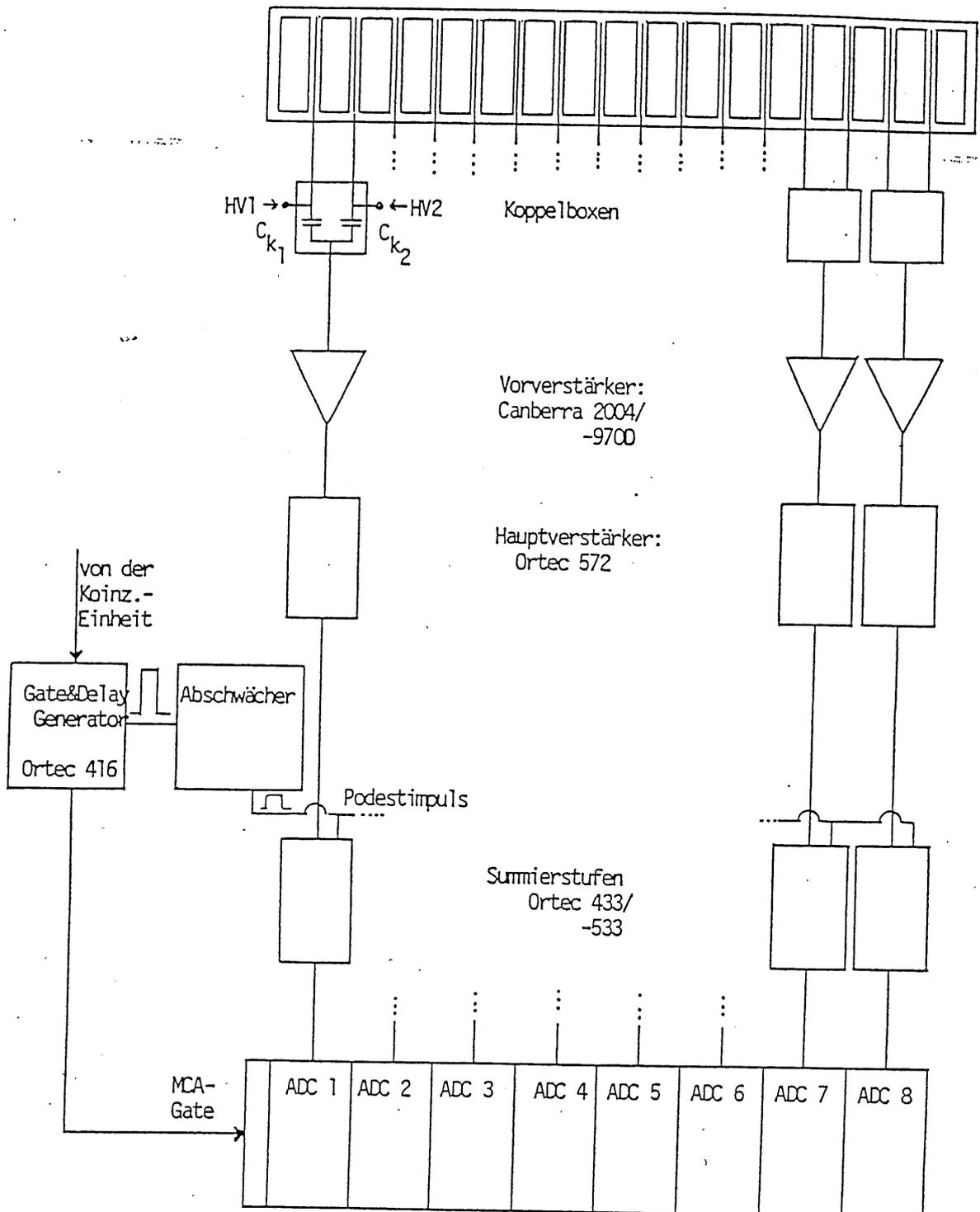


Abb. 4.4: Elektronisches Blockschaltbild B:
Paarweise Auslese der Detektorsignale.

4.2.2.1 Messungen mit Cal.B

Wegen der zu geringen Anzahl der gleichzeitig zur Verfügung stehenden elektronischen Kanäle war dieses Vorgehen jedoch nicht realisierbar. Es war vielmehr unumgänglich, die Ladungsimpulse mehrerer Detektoren bereits am Vorverstärker-Eingang zusammenzufassen und gemeinsam weiterzuverstärken. Bei dem Test mit Cal.B während Mz. V war es allerdings ausreichend, dieses paarweise zu tun. Da hierbei eine getrennte Spannungsversorgung der Einzeldetektoren gewährleistet sein sollte, wurden jeweils zwei Detektoren über individuelle Koppelkondensatoren mit dem Eingang der Vorverstärker verbunden.

siehe Abb. 4.4, (elektronisches Blockschaltbild B)

Die Signale der Detektorpaare wurden dann, wie oben für Einzeldetektoren beschrieben, getrennt digitalisiert und erst nach Abschluß der Messungen rechnerisch ('off-line') zur Gesamtenergiesumme zusammengefügt. So war zumindest noch die Berücksichtigung einer mittleren Dicke jedes Detektorpaares bei der Rückrechnung auf die Energie möglich.

4.2.2.2 Messungen mit Cal.A

Im Fall von Cal.A hingegen mußten alle analogen Signale zu einem einzigen zusammengefaßt werden, da eine korrelierte Abspeicherung der Ereignisse in mehreren ADC's bei Benutzung des Nuclear-Data-Vielkanalsystems nicht möglich war. Zudem wurden hier Gruppen von jeweils vier parallel geschalteten D-Detektoren von einem Vorverstärker verstärkt.

siehe Abb. 4.5, (elektronisches Blockschaltbild A)

Bei diesem Verfahren der direkten ('on-line'-) Summation mußten die einzelnen analogen Kanäle vorher energetisch aufeinander abgeglichen werden. Dazu wurden über die Testpulserspannung bekannte Vergleichsenergien voreingestellt und die Ausgangsamplituden mittels der Hauptverstärker fein reguliert. Hierbei war besondere Sorgfalt geboten, da die so gewonnenen Daten auf zu spät erkannte Interkalibrationsfehler nicht mehr korrigiert werden konnten. Auch ist natürlich eine Korrektur der Einzelsignale auf die individuellen Detektordicken innerhalb einer solchen Vierergruppe nicht möglich.

Die Parallelschaltung mehrerer Detektoren führt wegen der Erhöhung der Lastkapazität am Vorverstärker-Eingang zu einer Verschlechterung des (unter 3.5 besprochenen) Ladungsteilungsverhaltens, welche den Gewinn an Signalhöhe durch die Zusammenfassung der Ladungsimpulse in etwa kompensiert. Zudem verschlechtert sich mit steigender Kapazität das Signal-Rausch-Verhältnis des Vorverstärkers. Um dieses zu um-

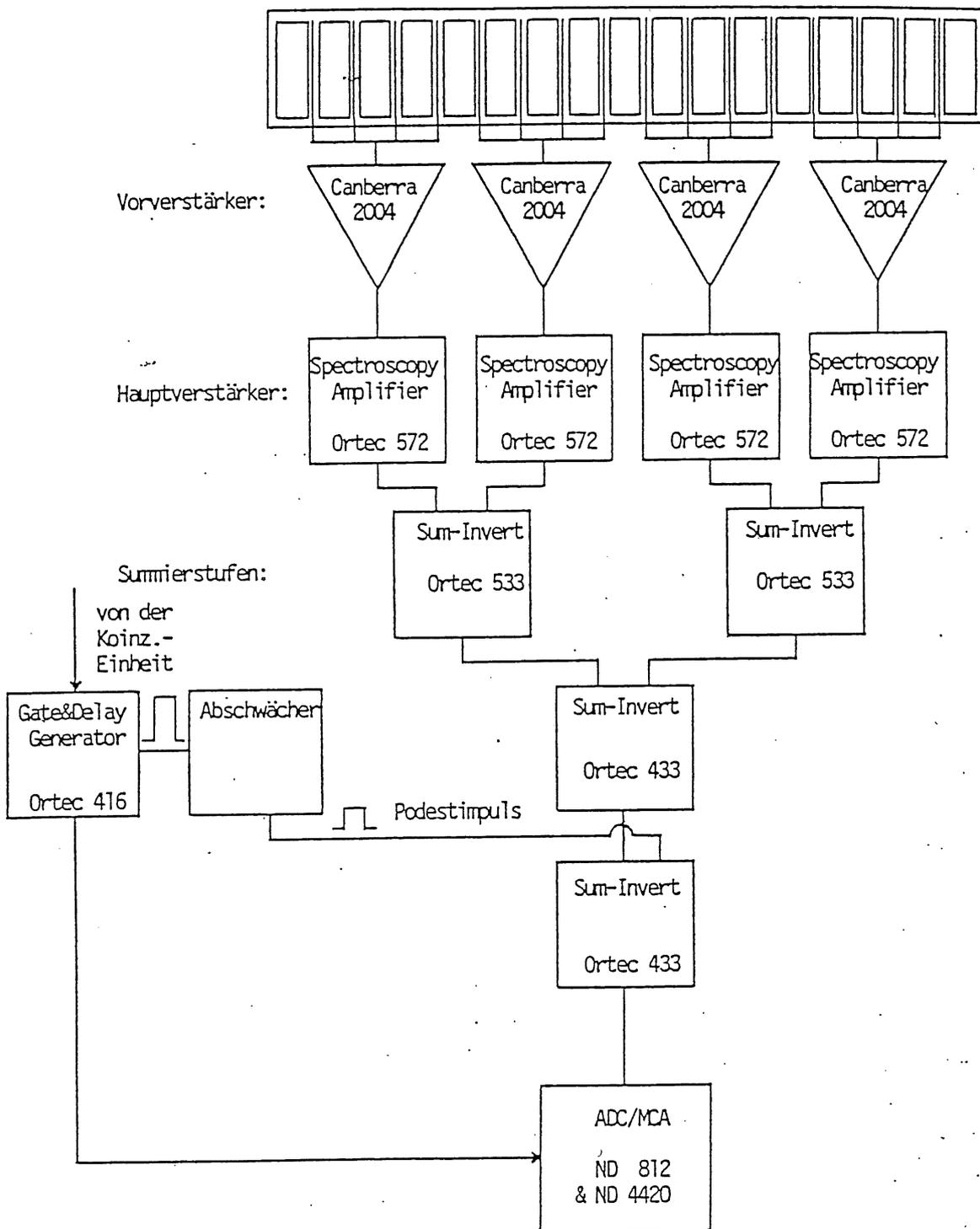


Abb. 4.5: Elektronisches Blockschaltbild A:

Zusammenfügen aller Einzelsignale
zu einem analogen Summensignal.

gehen, wurden bei späteren Messungen mit Cal.B die Detektoren nicht mehr parallel, sondern seriell zusammengeschaltet. Die Ergebnisse dieser Experimente sind bei [Wei 88] dokumentiert.

4.2.3 Die Zielsetzung der Energiesummenmessung

Es wurden Gesamtenergiemessungen zu folgenden Zwecken durchgeführt:

4.2.3.1 Positionierungs-'Scans'

Zu Beginn jeder Meßperiode mußte zunächst das zu untersuchende Kalorimeter im e^- -Strahl zentriert werden. Dazu befand es sich auf einem in zwei Ebenen senkrecht zum Strahl in 0.1 mm-Schritten vom Experimentierstand aus ferngesteuert fahrbaren Tisch. Nach der vorläufigen, manuellen Ausrichtung des Kalorimeters im Experimentierbereich wurden Gesamtenergiemessungen mit geringer Statistik vorgenommen. Zwischen den einzelnen Runs wurden die Tischkoordinaten ferngesteuert verändert. So ergab sich die deponierte sichtbare Energie als Funktion des Kalorimeterortes. Diese sogenannten Energie-'Scans' wurden sowohl in horizontaler als auch in vertikaler Richtung durchgeführt. Über die getrennte Auslese einzelner Detektoren oder Detektorgruppen konnte so zusätzlich auch eine mögliche Schrägstellung des Kalorimeters zum Strahl erkannt werden. In allen Fällen wurden die endgültigen Tischkoordinaten anhand der Ergebnisse dieser Messungen (siehe Abschnitt 5.2) so festgelegt, daß das Kalorimeter vom Elektronenstrahl möglichst zentral getroffen wurde.

4.2.3.2 Auflösungs- und Linearitätsmessungen

Ein wichtiges Charakteristikum eines Kalorimeters ist der Bruchteil der Einschußenergie, der sich als nutzbares Signal gewinnen läßt. Zur Bestimmung dieser sogenannten Kalorimereffizienz: $e_{cal} = \epsilon_{v1s} / E_{in}$ wird die gesamte im Kalorimeter deponierte Energie ϵ_{v1s} in Abhängigkeit von der Einschußenergie aufgenommen. Dieses läßt sich in der oben beschriebenen Weise realisieren. Man erhält so das Spektrum der Gesamtenergie. Die statistische Schwankungsbreite der gemessenen Verteilung ist ein Maß für das Energie-Auflösungsvermögen der untersuchten Kalorimeterkonfiguration.

4.3 Tabellarische Zusammenstellung der durchgef. Experimente

Bevor im folgenden Kapitel die Ergebnisse der einzelnen Meßperioden im Detail dargestellt und diskutiert werden, soll zunächst ein Überblick über Art und Umfang der durchgeführten Experimente gegeben werden. In Tab. 4.1 sind zu diesem Zweck die durchgeführten Meßzeiten chronologisch geordnet und die wichtigsten Charakteristika der jeweils untersuchten Kalorimeterkonfiguration aufgeführt.

Während Meßzeit III wurde Cal.A letztmalig am Teststrahl betrieben. Dabei kamen sowohl Blei- als auch Wolframplatten als Absorbermaterial zum Einsatz. Wie bereits unter 3.1 beschrieben, mußten hierbei wegen der zu geringen Stückzahl der Wolframabsorber die beiden letzten Lagen durch zwei Bleischeiben gebildet werden. Zur Normierung der mit dieser Konfiguration (Cal.A (W/Pb)) erzielten Ergebnisse auf eine einheitliche Samplingfrequenz von $1 X_0^{-1}$ wird anstelle der unter 3.1 vorgestellten, energieabhängigen effektiven Samplingrate der in Tab. 4.1 angegebene Wert verwendet. Dieser bezieht sich ausschließlich auf den Wolframanteil. Die Länge eines hypothetischen reinen W-Kalorimeters (abzüglich der 2 Pb-Lagen) betrüge: $L_{Kal} = 12.25 X_0$.

4.1 Tabellarische Zusammenstellung der durchgeführten Experimente

Meßzeit Nr.	I	II	IIIa)	IIIb)	IV	V
Kalorimeter	A	A	A	A	B	B
Anzahl der Detektoren	12	16	16	16	4	7
Absorber Geometrie	Pb rund	Pb rund	W trapezförmig	Pb rund	Pb rechteckig	Pb rechteckig
Dicke [mm]	6.0	6.0	3.072	6.0	4.0	4.0
$[X_0]$	1.0683	1.0683	0.8753	1.0683	0.7122	0.7122
Sampl. freq. $[X_0^{-1}]$	0.9360	0.9360	1.1424	0.9360	1.4041	1.4041
L_{Kal} $[X_0]$	12.820	17.093	14.391	17.093	14.957	15.669
R_{Kal} $[X_0]$	2.8489	2.8489	4.5589	2.8489	6.1251	6.1251
$[R_M]_{Abs}$	0.9944	0.9944	1.7376	0.9944	2.1380	2.1380
$[R_M]_{eff}$	0.5428	0.5428	0.6603	0.5428	1.2446	1.2446
Anzahl der nutzbaren Auslese.	2	2	2	2	2	7
limitierende Komponente:	ADC's & MCA	ADC's & MCA	ADC's & MCA	ADC's & MCA	ADC's & MCA	Detekt.
Teststrahl	TS26	TS26	TS26	TS26	TS26	CERN-T9
analoge Elektr.						TS26
Typ der Messung, bei E_{in} [GeV]:						
Schauerentwicklung:						
Einzeldet. Det.-paare	3(*)	2,4,6	2,4,6	4	2,4	4
4er-Blocks	1.5,3,5	2,4,6				
Energieauflösung:						
'on-line'	1.5,3,5	1 - 6	1 - 6			
'off-line'						2,4,6
X-Y-'Scans':						
'on-line'		4	4	4		
'off-line'						4

(*) Messung mit Liquid-Argon-Vorverstärkerkarten

5.0 Die experimentellen Resultate und deren Diskussion

5.1 Die gemessenen Schauerentwicklungen

5.1.1 Die Form der Spektren

Abb. 5.1 a) - d) zeigen die typische Gestalt der Einzeldetektorspektren in verschiedenen Schauertiefen für 4 GeV Einschußenergie in Blei (Mz. V, Cal.B, 6 mm Pb). Dabei sind die unterschiedlichen Formen der Energieverteilungen $N(\epsilon)$ in verschiedenen Stadien der Schauerentwicklung deutlich zu erkennen. So ist beispielsweise die Gestalt der Impulshöhenverteilung $\epsilon(t)$ am Beginn einer elektromagnetischen Kaskade (Abb. 5.1 a), Det.#1, $t = 1.07$) stark asymmetrisch. Die Schwankungsbreiten $\sigma(\epsilon_{vis})$ liegen in der gleichen Größenordnung wie deren Mittelwerte. Im Bereich des Schauermaximums (Abb. 5.1 b), Det.#5, $t = 5.34$ ($\approx t_{max} = 5.10$)) wird die Form der Verteilungsfunktion zunehmend symmetrischer, ist jedoch immer noch sehr breit. Für die gezeigte Schauerentwicklung bei $E_{in} = 4$ GeV beträgt $\sigma(\epsilon)/\epsilon_{vis}$ ungefähr 37%, was gemäß den Aussagen der Poissonstatistik einem unkorrelierten Durchgang von nur 7 - 8 Schauerteilchen entspräche. Mit steigender Schauertiefe werden die gemessenen Spektren wieder asymmetrischer (Abb. 5.1 c), Det.#9, $t = 9.62$), um dann für $t \gg t_{max}$ die Form einer einfach exponentiell abfallenden Verteilung anzunehmen (Abb. 5.1 d), Det.#13, $t = 13.89$), deren Mittelwert nur noch geringfügig oberhalb des energetischen Nullpunktes liegt.

Die für die weitere Auswertung einzig interessierende Meßgröße ist die im Mittel in einer aktiven Lage deponierte Energie ϵ_{vis} . Sie wird aus den gemessenen Spektren durch einfache Mittelwertbildung gewonnen:

$$N_{tot} = \langle 1 \rangle = \sum n_i ; \langle \epsilon \rangle = \sum n_i \epsilon_i$$

$$\Rightarrow \epsilon_{vis} = \frac{\langle \epsilon \rangle}{\langle 1 \rangle} = \frac{\sum n_i \epsilon_i}{N_{tot}}$$

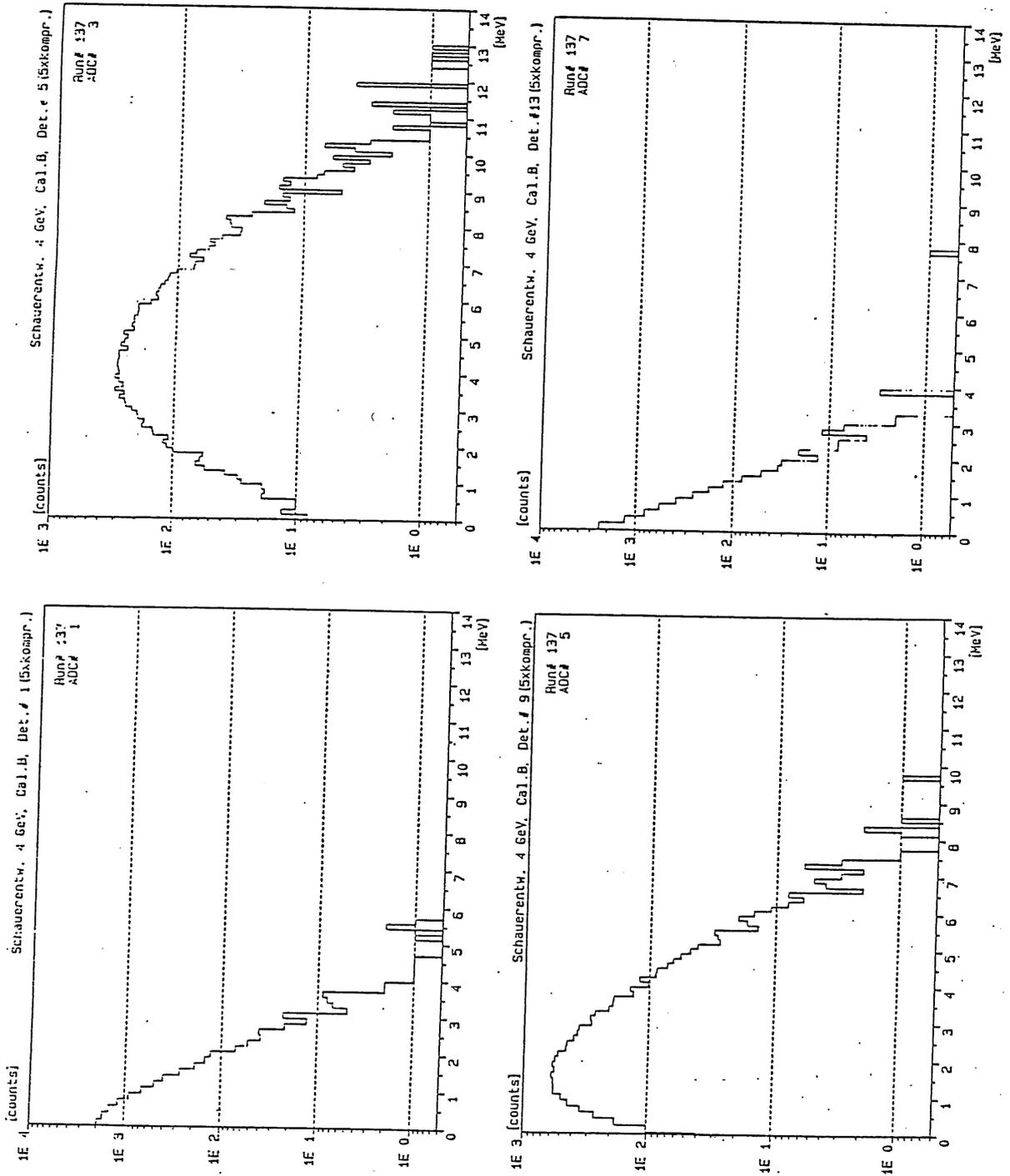


Abb. 5.1

4 Beispielspektren für die Einzeldetektorauslese (Messung der Schauerentwicklung mit Cal.B bei $E_{t_H} = 4$ GeV). Gezeigt wird hier die typische Form der Häufigkeitsverteilungen in 4 verschiedenen Schauertiefen ($t_1 = 1.1, 5.3, 9.6$ und 13.9).

Vergleich norm. und unnorm. Daten: Schauerentw. Cal.B, 4 GeV

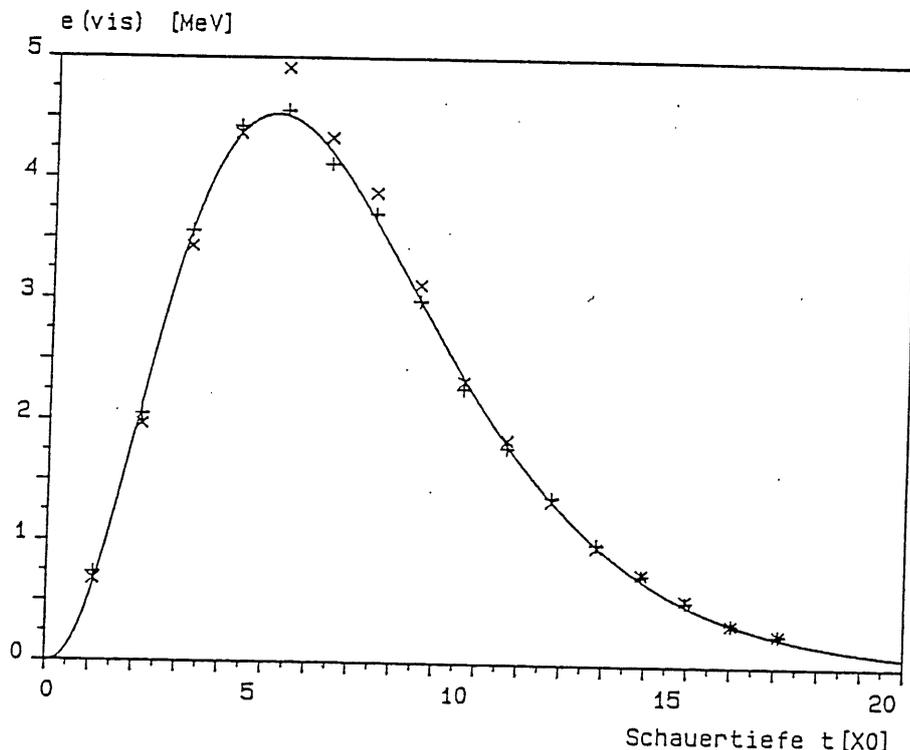


Abb. 5.2

Beispiel zur Erläuterung der Notwendigkeit einer Dickenkorrektur. Dargestellt sind für eine mit Cal.B gemessene Schauerentwicklungskurve (bei 4 GeV Elektroneneinschuß) die Originalmeßdaten (Symbol \times) und die auf eine einheitliche Detektordicke normierten Energiewerte (Symbol $+$). Zusätzlich ist noch die für die normierten Daten ermittelte Anpassungskurve (siehe Abschnitt 5.1.5) gezeigt.

5.1.2 Dickenkorrektur der Energiewerte

Abb. 5.2 zeigt als Beispiel für die Resultate dieses Verfahrens die aus den in Abb. 5.1 gezeigten Spektren ermittelte Schauerentwicklungskurve in Blei bei 4 GeV Einschußenergie. Die Originalmeßdaten sind durch die schräg gestellten Kreuze gekennzeichnet. Um die in den verschiedenen Detektoren registrierten Energiewerte miteinander vergleichen zu können, wurden sie anschließend bezüglich der unterschiedlichen Detektordicken korrigiert. Dabei wurde vorausgesetzt, daß die pro geladenem Schauerteilchen in einer aktiven Ebene deponierte Energie in 1. Näherung der Dicke des jeweiligen Detektors proportional ist, das heißt:

$$\varepsilon_{vis}/d = \text{const.}$$

Somit konnten alle gemessenen Werte gemäß:

$$\varepsilon_{Norm} = \varepsilon_{mess} \cdot d_{Norm}/d_{mess}$$

auf eine gemeinsame Normdicke korrigiert werden. Die Normdicke d_{Norm} orientierte sich am Mittelwert der geometrischen Dicken des jeweiligen Detektorensembles. Sie betrug für Cal.A 190 μm und für Cal.B 260 μm . Die so normierten Energiewerte sind in Abb. 5.2 durch aufrechte Kreuze symbolisiert. Zusätzlich ist in Abb. 5.2 noch eine an diese Daten mittels einer unter 5.1.5 vorgestellten empirischen Interpolationsfunktion angepaßte Schauerentwicklungskurve dargestellt.

Im folgenden sollen zunächst die während der verschiedenen Meßperioden aufgenommenen Schauerentwicklungen vorgestellt und qualitativ diskutiert werden. Danach werden sie, soweit möglich, miteinander verglichen. Abschließend werden dann die Ergebnisse der durchgeführten Anpassungsrechnungen insgesamt dargestellt und ein Vergleich einiger daraus abgeleiteter Größen mit den Vorhersagen der Rossi-Approximation B durchgeführt.

5.1.3 Messungen mit Cal.A

Abb. 5.3 a) & b) zeigen die mit Cal.A am Teststrahl 26 gemessenen Schauerentwicklungen für Pb- und W-Absorber bei 2, 4 und 6 GeV Einschußenergie. Alle Meßpunkte sind bereits auf die Normdicke von 190 μm bezogen. Die durchgezogenen Linien bedeuten hier und bei allen anderen Darstellungen der longitudinalen Schauerentwicklungen die Ergebnisse der unter 5.1.5 vorgestellten Anpassungsrechnung.

5.1.3.1 Messungen mit Blei als Absorber

Die in Abb. 5.3 a) dargestellten Messungen mit Blei als Absorber wurden während Meßzeit II aufgenommen. Es hatte sich hier nach Abschluß der Strahlzeit gezeigt, daß das Kalorimeter nicht genau genug bezüglich der Strahlachse zentriert worden war. Aus der Auswertung der Energiescans (siehe Abschnitt 5.2.1) ergab sich eine Verschiebung der Ist-Position gegenüber dem zentralen Einschuß von $\Delta r = 5 \text{ mm}$. Zum Vergleich ist deshalb in Abb. 5.4 a) noch eine weitere 4 GeV-Schauerentwicklung bei zentralem Einschuß (Meßzeit III a)) dargestellt. Hier wurden geringfügig höhere Energien (im Mittel 3.1%; 5.0% im Bereich des Schauermaximums) registriert. Vergleicht man die berechneten Ausgleichskurven beider Messungen punktweise miteinander, so ergibt sich für

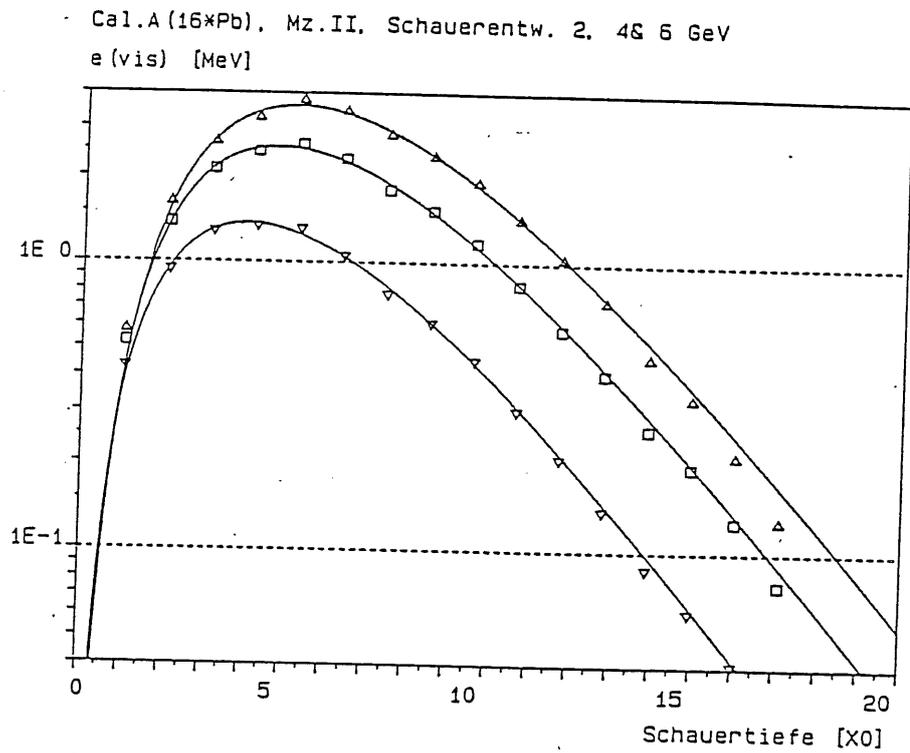


Abb. 5.

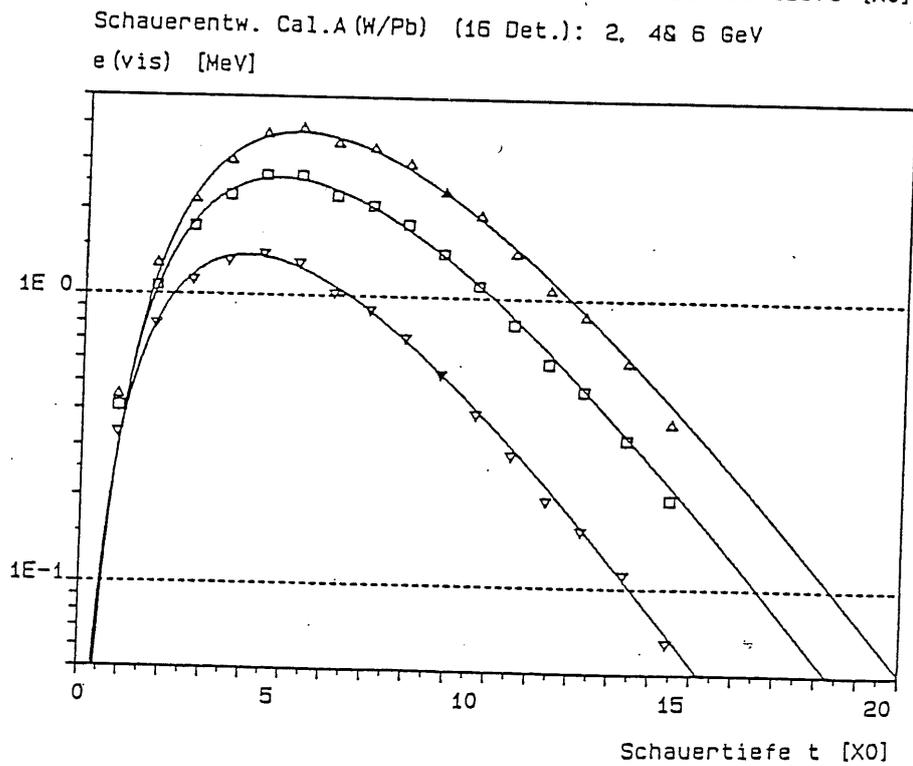


Abb. 5.

Abb. 5.3 a) & b)

Mit Cal.A am TS 26 gemessene Schauerentwicklungskurven mit Blei (Abb. 5.3 a)) und Wolfram (Abb. 5.3 b)) als Absorber bei 2 (∇), 4 (\square) und 6 GeV (\triangle) Einschußenergie.

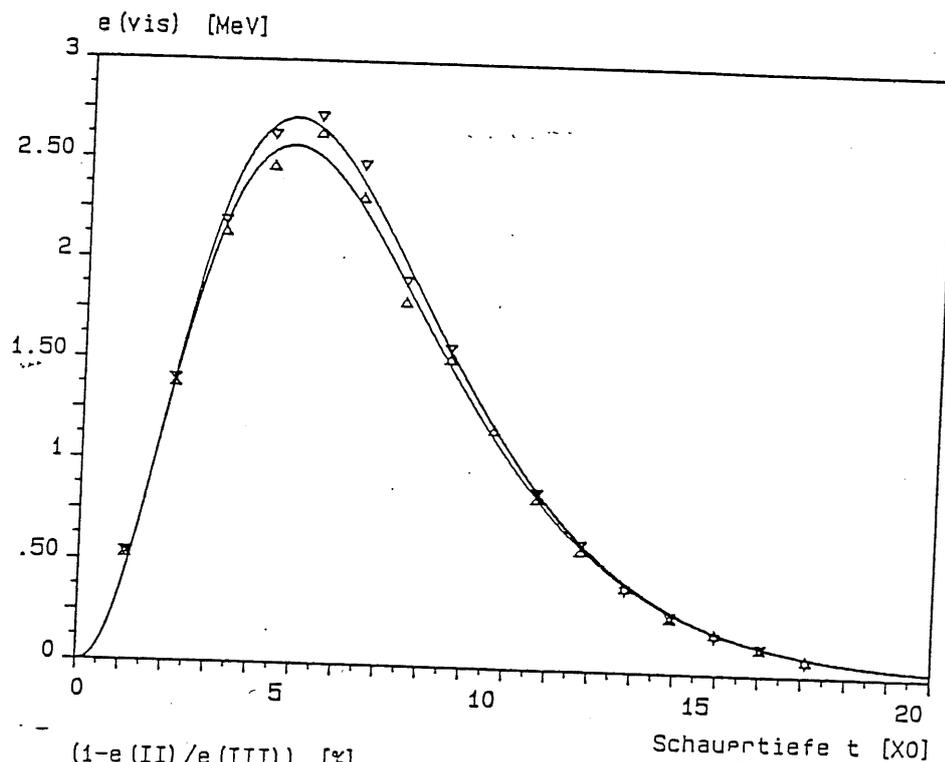


Abb. 5.4 a)

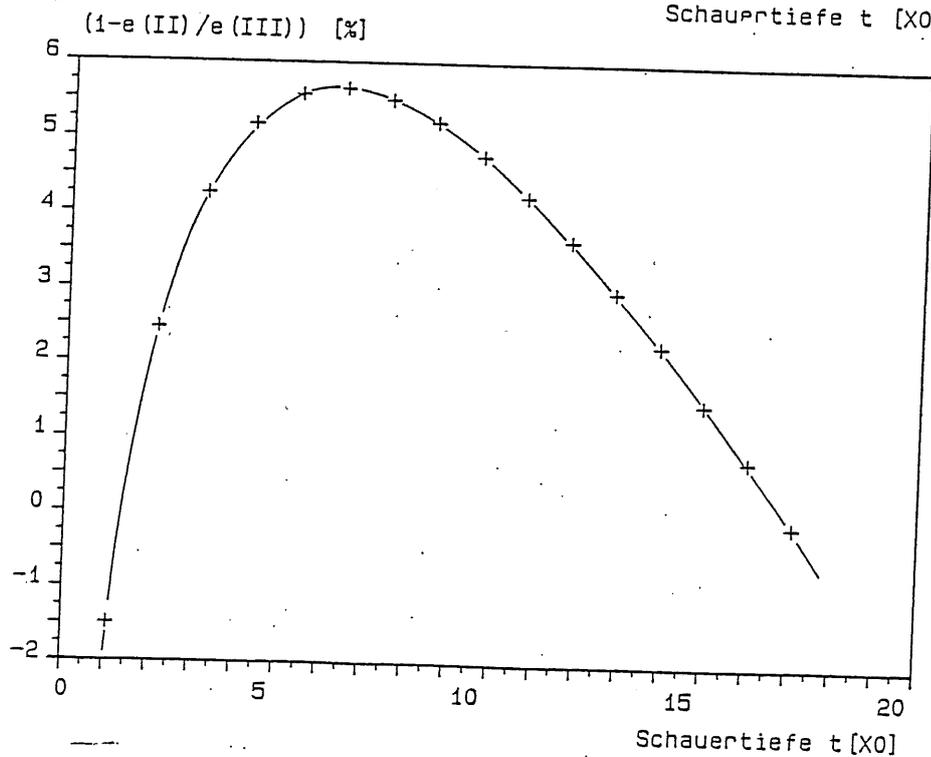


Abb. 5.4 b)

Abb. 5.4 a) & b)

Vergleich zweier mit Cal.A gemessener Schauerentwicklungen bei zentralem (Symbol: ∇) und nichtzentralem (Symbol: \triangle). (Abb. 5.4 b)) zeigt die relativen Abweichungen $\Delta\varepsilon/\varepsilon_{\text{zentr}}$ der angepaßten Werte $\varepsilon_{\text{vis,fit}}$.

die relativen Differenzen der Energiewerte:

$$\Delta \epsilon_{rel} = (\epsilon(II) - \epsilon(III)) / \epsilon(III)$$

der in Abb. 5.4 b) skizzierte Verlauf. Der beobachtete Gang des systematischen Unterschieds läßt sich qualitativ wie folgt erklären:

Für kleine Schauertiefen t ist der elektromagnetische Schauer noch stark in Vorwärtsrichtung kollimiert. Die Verschiebung der Kalorimeterachse gegenüber der Strahlachse äußert sich dort nicht so stark. Für Werte weit jenseits des Schauermaximums ist die Energieabgabe über einen großen Bereich des Schauerquerschnitts isotrop. Von diesem registriert das radial stark begrenzte Kalorimeter A jeweils nur einen kleinen Ausschnitt, so daß sich dessen Fehlstellung zum Strahl im abklingenden Teil der Schauerentwicklung ebenfalls kaum bemerkbar macht. Im Bereich des Schauermaximums hingegen wird die laterale Aufweitung der elektromagnetischen Kaskade mit dem Detektordurchmesser vergleichbar, so daß die zusätzlichen Energieverluste aufgrund des nichtzentralen Einschusses am deutlichsten sichtbar werden.

5.1.3.2 Messungen mit Wolfram als Absorber

Die in Abb. 5.3 b) dargestellten Schauerentwicklungen mit Wolfram als Absorber wurden ebenfalls während Mz. IIIa) aufgezeichnet.

Bei direktem Vergleich der Schauerentwicklungen bei 2, 4 und 6 GeV für Wolfram (Mz. IIIa) und Blei (Mz. II) fällt zunächst auf, daß der Schauer in W sein Maximum früher erreicht als in Pb. Dieses ist aufgrund des höheren spezifischen Energieverlustes in Wolfram ($\epsilon_{crit}(W) = 8.08 \text{ MeV}$ > $\epsilon_{crit}(Pb) = 7.4 \text{ MeV}$) auch so zu erwarten. Dahingegen zeigt die Gegenüberstellung der beiden während Mz. IIIa) aufgenommenen 4 GeV-Schauerentwicklungen keinen signifikanten Unterschied im Abklingverhalten der elektromagnetischen Kaskade in beiden Materialien. Dieses sollte jedoch nicht verwundern, denn die für den Abfall eines elektromagnetischen Schauers bestimmende Größe, die Abklinglänge für minimal abgeschwächte Photonen, ist ebenfalls kaum unterschiedlich in Wolfram und Blei (siehe Tab. II.1).

5.1.4 Messungen mit Cal.B

Abb. 5.5 a) - c) zeigen die mit Cal.B aufgenommenen longitudinalen Schauerentwicklungen mit Blei als Absorbermaterial.

In Abb. 5.5 a) & b) sind die Messungen mit 4 mm dicken Blei-Platten bei 2 und 4 GeV (DESY TS26) sowie 4 GeV (CERN T9) Einschußenergie dargestellt. Bei diesen Untersuchungen standen nicht genügend 3"-Detektoren für eine vollständige Bestückung des Kalorimeters zur Verfügung. Deshalb wurden die vorhandenen Detektoren mit einer entsprechenden Anzahl Absorberplatten zu einem Modul zusammengefaßt. Dieses konnte während des Experiments durch den Tausch mit rein passiven Modulen durch den Kalorimeterstack hindurch geschoben werden. Die gezeigten Schauerentwicklungen wurden so jeweils abschnittsweise vermessen. Der dabei entstandene teilweise Überlapp der Meßpunkte ist in Abb. 5.5 a) aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht dargestellt. Es sind hier vielmehr die Mittelwerte aus den vorhandenen Einzelmessungen abgebildet (*).

Beim Vergleich der am DESY TS26 und der am CERN T9 gemessenen 4 GeV-Schauerentwicklungen zeigt sich ein systematischer Unterschied in der nachgewiesenen Energie. Dabei liegen die am CERN T9 aufgenommenen Einzelwerte im Mittel um 8.7% höher, obwohl in beiden Fällen mit der gleichen elektronischen Konfiguration gearbeitet wurde.

Bei einem entsprechenden Vergleich der in Tab. V.1 zusammengestellten Ergebnisse für die durchgeführten Anpassungsrechnungen zeigen sich bezüglich der die Schauerform bestimmenden, material- bzw. energieabhängigen Parameter a & b (siehe Abschnitt 5.1.5) keine signifikanten Abweichungen zwischen beiden Experimenten. Die verschiedenen Meßreihen unterscheiden sich allein durch den Skalierungsfaktor c. Dieses deutet auf eine systematische Ungenauigkeit bei der rechnerischen Bestimmung der Einzelenergien hin.

Der einzige Unterschied zwischen beiden Meßaufbauten bestand in der Verwendung eines längeren Testpulserkabels während des Genfer Experiments. Der mit der Signaldämpfung auf dem Kabel verbundene systematische Fehler wurde für ein neuwertiges Kabel nachträglich zu 1.4% bestimmt. Unter Berücksichtigung dieses Effekts reduziert sich zwar die mittlere Abweichung auf 7.2%, sie läßt sich dadurch jedoch nicht vollständig erklären. Als weitere mögliche Ursache der gemessenen Diskrepanz wäre eine Fehlzuordnung zwischen dem Magnetstrom und der Teilchenenergie an einem der beiden Testaufbauten denkbar. In Genf konnte jedoch aus Zeitmangel nur bei einer Einschußenergie gemessen werden. Ein Quervergleich mit anderen Meßdaten, der über diesen Punkt Aufschluß geben könnte, ist daher nicht möglich. Eine Störung des Genfer Experiments durch eine eventuelle Fehlfunktion des Cerenkovtriggers ist dagegen anhand der gemessenen Daten weitgehend

(*) Die Originalmeßdaten für sämtliche mit Cal.A & Cal.B aufgenommenen longitudinalen Schauerentwicklungen finden sich im Anhang unter Punkt App.-5.

auszuschließen. Ein zusätzlich in jedem Detektor registrierter konstanter Energieverlust aufgrund eines nicht diskriminierten Pionenuntergrundes sollte im ansteigenden und im abklingenden Teil der Schauerentwicklung zu einer deutlichen Abweichung von der bekannten Form führen. Eine derartige Abweichung wurde jedoch nicht beobachtet.

5.1.4.1 Messungen mit 6 mm Pb-Absorbern

Zum Vergleich mit den soeben vorgestellten Ergebnissen sind in Abb. 5.5 c) die mit 6 mm dicken Bleiabsorbern erhaltenen longitudinalen Schauerentwicklungen (Mz. V) dargestellt. Für diese Untersuchungen stand erstmals eine ausreichende Anzahl von 3"-Detektoren zur Verfügung. Da jedoch nur acht gleichwertige elektronische Auslesekanäle benutzt werden konnten, wurden die Messungen in zwei gegeneinander versetzten Achtergruppen durchgeführt. Bezüglich der Schauerform sind die dabei gewonnenen Ergebnisse sowohl untereinander als auch mit den älteren 4 mm-Blei-Daten konsistent. Es zeigt sich allerdings auch hier eine Abweichung in der absoluten Höhe der aufgenommenen Schauerentwicklungskurven. Diese beträgt, bezogen auf die Resultate vom Mz. IIIb), im Mittel 3.9% bei 2 GeV bzw. 5.4% bei 4 GeV Einschußenergie. Ein solcher Unterschied ist anhand der vorhandenen Daten nicht zu erklären.

Alle gemessenen Schauerentwicklungen zeigen vielmehr, daß es bezüglich des relativen Energieabgleichs (Interkalibration) der einzelnen elektronischen Kanäle aufeinander innerhalb einer Meßserie keine großen Unsicherheiten gibt. Auch enthalten die registrierten Verteilungen weder systematische Ausreißer noch ergeben sich signifikante Abweichungen von dem erwarteten Verlauf der Kurve. Die beobachteten Unterschiede im Energienachweis sind eher als ein Hinweis auf die unter 3.6 diskutierten Defizite in der Reproduzierbarkeit der absoluten Energiekalibration im Labor und deren Übertragbarkeit auf den Teststrahlbetrieb zu werten.

5.1.5 Die Anpassungsrechnung an die longitud. Schauerentw.

Egidio Longo & Ignazio Sesteli [Lon 75] zitieren im Zusammenhang mit ihren Monte-Carlo-Rechnungen für photon-induzierte elektromagnetische Schauer in SF5-Bleiglas folgende empirische Interpolationsformel für die mittlere Anzahl der geladenen Teilchen mit $E \geq E_{cut} = 0.5 \text{ MeV}$ bei der Schauertiefe t :

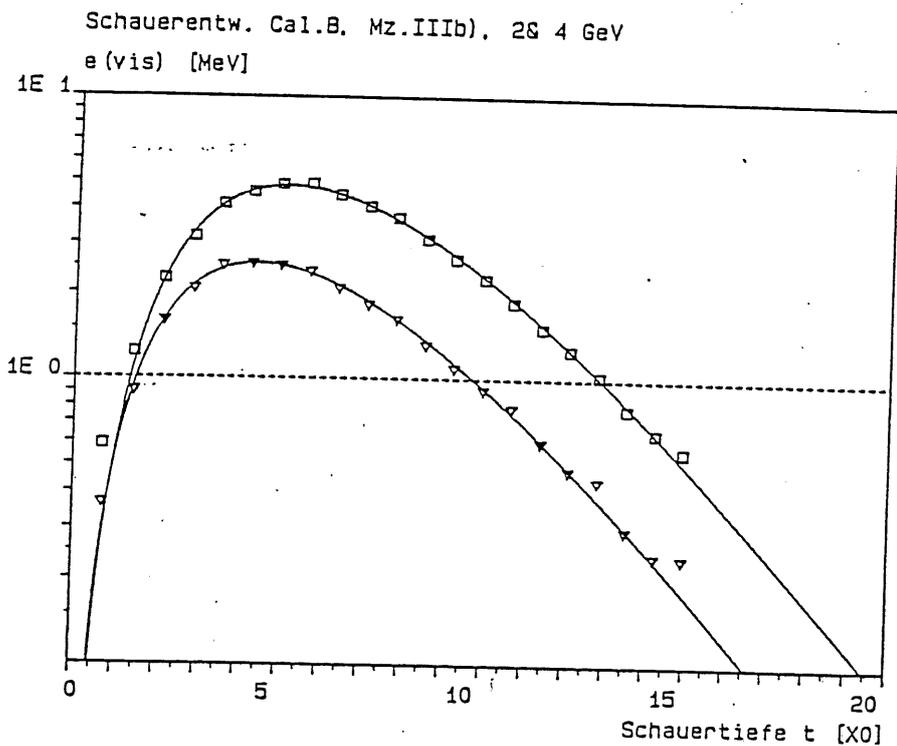


Abb. 5.5 a)

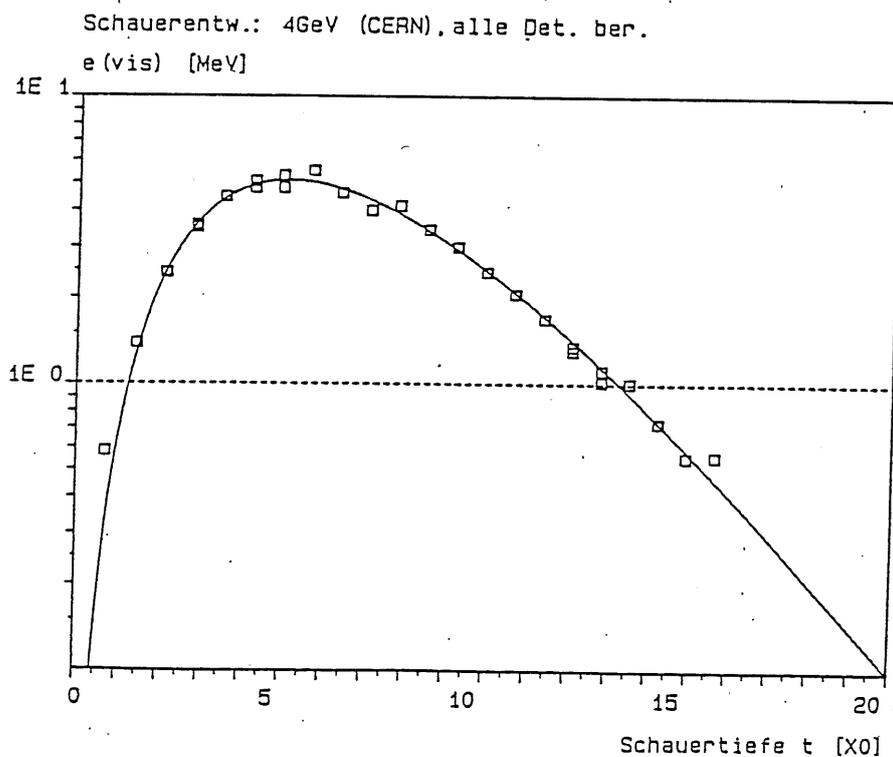


Abb. 5.5 b)

Abb. 5.5 a) & b)

Darstellung der mit Cal.B gemessenen Schauerentwicklungen für 4 mm Bleiabsorber: (bei 2 (Symbol: ∇) & 4 GeV (\square) Einschussenergie)

Abb. 5.5 a): DESY TS26 & Abb. 5.5 b): CERN T9

Schauerentwicklung Cal.B (odd&even): 2, 4 & 6 GeV
e(vis) [MeV]

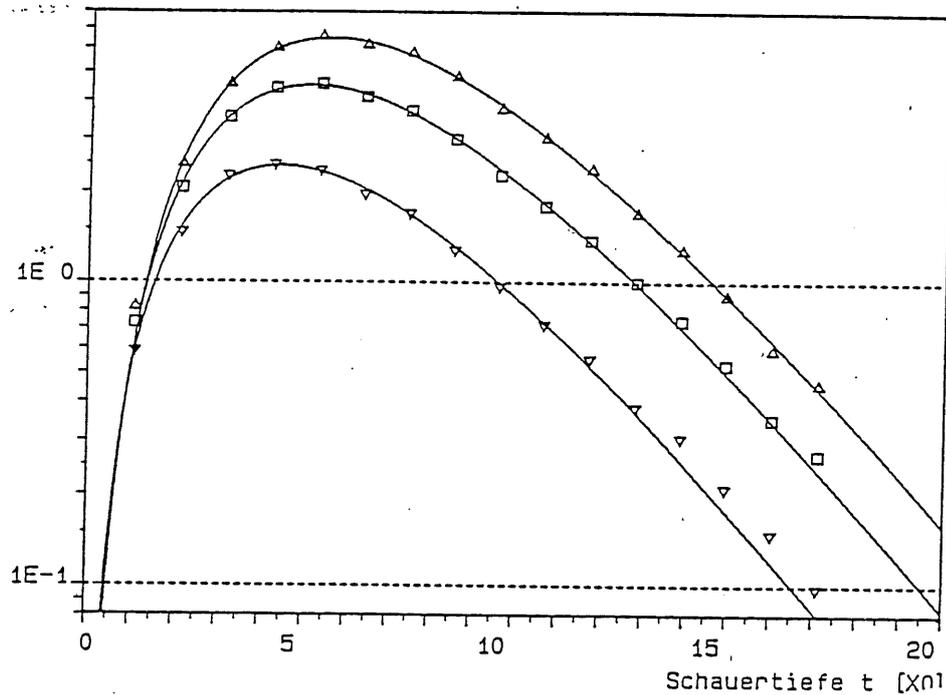


Abb. 5.5 c)

Darstellung der mit Cal.B gemessenen Schauerentwicklungen für 6 mm Bleiabsorber (bei 2 (Symbol: ▽), 4 (□) & 6 GeV (△) Einschussenergie)

$$(Gl. V.1.3) \quad \pi(t) = \pi(E(\gamma), 0.5 \text{ MeV}, t) = A \cdot t^a \cdot e^{-bt}$$

Unter der Annahme eines konstanten Energieverlustes pro Weglänge und Teilchen ergibt sich der mittlere Energieverlust sämtlicher geladener Teilchen zu:

$$(Gl. V.1.4)$$

$$-(dE/dt) = ((dE/dN) \cdot A) \cdot t^a \cdot e^{-bt} \text{ [MeV/X}_0\text{]} = f(t)$$

Im Falle eines Sampling-Kalorimeters ist die in den eingesetzten Detektoren nachgewiesene Energie die Differenz der bereits (im Kalorimeter) deponierten Energien vor und hinter dem Detektor am Ort $t = t_1$:

$$(Gl. V.1.5) \quad \Delta \epsilon = \int_{t_1}^{t_1 + \Delta t} \left(\frac{dE}{dt}\right) dt = \left(\frac{dE}{dt}\right) (t=\bar{t}) \Delta t \approx \left(\frac{dE}{dt}\right) (t=t_1) \cdot \Delta t$$

Dabei ist Δt die Detektordicke in Einheiten der Strahlungslänge. Bei einer Normierung der gemessenen Energien auf ein einheitliches Δt läßt sich die obige Gleichung umformen zu:

$$(Gl. V.1.6) \quad \epsilon(t) = c \cdot t^a \cdot e^{-bt} = f(t) \cdot \Delta t \text{ [MeV]}$$

Diese einfache analytische Funktion beschreibt die in einem Detektor am Ort t sichtbar gemachte Energie. Dabei repräsentiert der Term t^a das stark von der Einschußenergie abhängige, rasche exponentielle Ansteigen der Teilchenzahl beim Aufbau der Kaskade und der Term e^{-bt} den einzig vom Absorbermaterial bestimmten, langsamen exponentiellen Abfall aufgrund des Energieverlustes durch Ionisation (für e^+e^-) sowie die Verringerung der Anzahl der Photonen durch Absorption. Der Parameter c schließlich ist eine Normierungskonstante, die vor allem von kalorimeterspezifischen Größen wie der Detektordicke abhängig ist.

Die betrachtete Testfunktion $\epsilon(t)$ gestattet durch systematische Untersuchungen der Parameter a , b & c sowohl den Vergleich unterschiedlicher Experimente und Monte-Carlo-Simulationen miteinander als auch Aussagen über die Energie- und Materialabhängigkeit der Form einer longitudinalen Schauerentwicklung. Dazu wurde sie durch Variation der Größen a , b & c mittels eines nichtlinearen Least-Square-Fit's an die experimentell bestimmten Schauerkurven angepaßt. Die Ergebnisse dieser Anpassungsrechnungen werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt. Außerdem wird ein Vergleich der aus dem Fit ermittelten charakteristischen Größen mit den Vorhersagen der Rossi-Approximation B durchgeführt.

5.1.6 Diskussion der gewählten Parametrisierung

5.1.6.1 Mathematische Zusammenhänge

a) Die Lage des Schauermaximums:

Das Nullsetzen der ersten Ableitung von $f(t)$ führt auf:

$$(Gl. V.1.7) \quad t_{max} = a/b,$$

da $f(t) = 0$ nur für $t \rightarrow 0$ oder $t \rightarrow \infty$ erreicht wird. Nach der klassischen Schauertheorie sollte der Ort des Schauermaximums logarithmisch mit der Einschußenergie anwachsen. Dieses Verhalten wird unter 5.1.5 genauer besprochen.

b) Die integrale Gesamtenergie ϵ_{int}

Aus einem in longitudinaler Richtung unendlich ausgedehnten Kalorimeter sollte keinerlei Energie entweichen können. Die in diesem Fall registrierte, (hypothetische) integrale Gesamtenergie dient als Bezugsgröße zur Bestimmung der longitudinalen Leckverluste. Sie läßt sich durch eine einfache Integration aus den berechneten Anpassungsparametern bestimmen:

(Gl. V.1.8)

$$\epsilon_{int} = \int_0^{\infty} f(t) dt = c b^{-(a+1)} \Gamma(a+1) = \langle 1 \rangle (*)$$

Die maximal in einem Kalorimeter mit der Samplerate τ [X_0^{-1}] deponierbare Energie ist dann gegeben durch $\epsilon_{max} = \tau \cdot \epsilon_{int}$. Auf diese maximale Energie muß die insgesamt in einem gegebenen Kalorimeter endlicher Länge nachgewiesene Energie normiert werden, um die Größe der relativen longitudinalen Leckverluste zu bestimmen. Diese ergeben sich zu:

(Gl. V.1.9)

$$f_L = \frac{(\epsilon_{max} - \epsilon_{ges})}{\epsilon_{max}} = 1 - \frac{\epsilon_{ges}}{\epsilon_{max}}$$

c) Der Schauerschwerpunkt t_{med}

Eine weitere wichtige, aus der Schauerentwicklung ableitbare Größe ist der Schauerschwerpunkt t_{med} . Dieser bezeichnet den Ort im Schauer, an dem die Hälfte der einkommenden Energie absorbiert ist. Der Schauerschwerpunkt t_{med} wird für viele Abschätzungen des Energiecontains herangezogen. Wegen der einfachen Form der gewählten Modellfunktion läßt er sich problemlos aus den Fit-Parametern bestimmen:

$$\langle t \rangle = \int_0^{\infty} t f(t) dt = c b^{-(a+2)} \Gamma(a+2)$$

(Gl. V.1.10)

$$\Rightarrow t_{med} = \frac{\langle t \rangle}{\langle 1 \rangle} = \frac{a+1}{b} = t_{max} + \frac{1}{b}$$

Dieses verdeutlicht noch einmal die sehr enge Verknüpfung des Schauerschwerpunkts mit dem Ort des Maximums der Verteilung.

(*) Die Definition der Gamma-Funktion sowie die wichtigsten Rechenregeln sind im mathematischen Anhang (MA) dargestellt.

d) Die Standardabweichung $\sigma(t_{med})$

Als letztes statistisches Moment der vorgestellten Verteilung soll ihre Standardabweichung bestimmt werden. Ausgehend von der ursprünglichen Bedeutung der Interpolationsformel handelt es sich dabei um die mittlere quadratische Abweichung der e^+e^- -Verteilung, also der Teilchenzahl. Dieses ist wiederum eine Größe, die sich gut mit den Vorhersagen der klassischen Schauertheorie und den Ergebnissen von Monte-Carlo-Rechnungen vergleichen läßt:

$$(Gl. V.1.11) \quad \langle t^2 \rangle = \int_0^{\infty} t^2 f(t) dt = c b^{-(a+3)} \Gamma(a+3)$$

$$\sigma^2(t_{med}) = \frac{\langle t^2 \rangle}{\langle 1 \rangle} - \left(\frac{\langle t \rangle}{\langle 1 \rangle} \right)^2 = \frac{(a+1)}{b^2} = \frac{t_{med}}{b}$$

5.1.6.2 Die physikalischen Grenzen der benutzten Funktion

a) Die vorgestellte Anpassungsfunktion wurde zur Beschreibung γ -induzierter elektromagnetischer Schauer eingeführt. Bei der Übertragung des funktionalen Zusammenhangs auf elektronischen Einschluß sollte bedacht werden, daß diese Kaskaden ca. $0.5 X_0$ früher beginnen. Man würde deshalb erwarten, daß die berechneten Werte für $t \ll t_{max}$ die gemessenen deponierten Energien unterschätzen.

b) Für kleine t sind die Energien der geladenen Sekundärteilchen noch so hoch, daß die Näherung für MIP's deren Ionisationsverluste nicht richtig beschreibt. Dieses würde ebenfalls zu einer systematischen Unterschätzung der im Anfangsbereich des Schauers deponierten Energien führen.

c) Für sehr niederenergetische e^+e^- stimmt die Näherung für MIP's ebenfalls nicht mehr. Diese werden nicht mit einem der zurückgelegten Wegstrecke proportionalen Energieverlust, sondern vielmehr mit ihrer gesamten kinetischen Energie im Detektor registriert. Bei e^+ erhöht sich die Energiedeposition zusätzlich noch um einen Teil der Energie der Annihilationsphotonen. Allerdings sind diese niederenergetischen Prozesse innerhalb einer Kaskade nicht kumulativ, so daß sie sich in den gemessenen Schauerentwicklungen nicht bemerkbar machen.

d) Nach der klassischen Schauertheorie sollte die Schauerkurve für große t ($t \gg t_{max}$) asymptotisch wie $\exp(-t/\lambda)$ verlaufen (siehe z.B. [Iwa 80]). Dabei wird λ mit der Abklinglänge für minimal abgeschwächte Photonen identifiziert. Ein solcher Verlauf kann durch die gewählte Funktion nicht dargestellt werden. Allerdings deuten die vorliegenden experimentellen Daten (bis max. $17 X_0$) auch nicht zwingend auf einen einfach exponentiellen Abfall des 'showertails' hin

(siehe dazu auch Abschnitt 5.1.5.5).

5.1.7 Die Ergebnisse der Anpassungsrechnungen

An alle gemessenen Schauerentwicklungen wurden Anpassungsrechnungen mit der oben beschriebenen Fit-Funktion durchgeführt. Die dabei ermittelten Werte für die Parameter a , b & c sind in Tab. V.1 zusammengestellt. Dort finden sich ebenfalls die daraus berechneten Werte für die integrale Gesamtenergie ϵ_{int} bzw. die maximal nachweisbare Energie $\epsilon_{max} = \tau \cdot \epsilon_{int}$. Zusätzlich angegeben sind die für die betrachteten Kalorimeter endlicher Länge resultierenden relativen longitudinalen Leckverluste. Hierbei symbolisiert n die Anzahl der vorhandenen Samples und nicht der Strahlungslängen.

5.1.7.1 Tabellarische Übersicht

Cal.B

	E_{in}^n [GeV]	c [MeV]	a	b [1/X ₀]	t _{max} [X ₀]	ϵ_{ini} [MeV]	ϵ_{max} [MeV]	$\epsilon_{fit}(n)$ [MeV]	f_{calc} [%]
Meßzeit V 16x6.0mm Pb L _{cal} =17.1X ₀	2	0.84	2.22	0.51	4.39	18.74	17.55	17.39	0.88
	4	0.90	2.57	0.50	5.10	37.24	34.85	34.37	1.38
	6	0.90	2.79	0.51	5.53	55.72	52.15	51.22	1.78
Meßzeit IV 22x4.0mm Pb L _{cal} =15.7X ₀	4	1.03	2.57	0.51	5.09	42.66	59.90 (!!)	58.38	2.53
	2	0.88	2.23	0.51	4.38	19.48	27.34	26.76	2.12
Meßzeit III b) 21x4.0mm Pb L _{cal} =15.0X ₀	4	0.92	2.63	0.52	5.10	39.24	55.10	53.35	3.17

Cal.A

	E_{in}^n [GeV]	c [MeV]	a	b [1/X ₀]	t _{max} [X ₀]	ϵ_{ini} [MeV]	ϵ_{max} [MeV]	$\epsilon_{fit}(n)$ [MeV]	f_{calc} [%]
Meßzeit III a) 14x3.1mm W +2x6.0mm Pb (*) L _{cal} =14.4X ₀	2	0.61	2.21	0.56	3.95	9.55	10.91	10.70	1.84
	4	0.64	2.57	0.55	4.70	19.74	22.55	21.83	3.16
	6	0.63	2.79	0.54	5.16	29.84	34.10	32.67	4.18
16x6.0mm Pb L _{cal} =17.1X ₀	4	0.63	2.60	0.55	4.76	20.74	19.41	19.25	0.87
	2	0.58	2.17	0.54	4.03	9.75	9.13	9.08	0.52
16x6.0mm Pb L _{cal} =17.1X ₀	4	0.64	2.52	0.53	4.73	19.84	18.57	18.41	0.88
	6	0.60	2.77	0.53	5.18	28.94	27.09	26.76	1.19

(*) Zur Auswertung wurde hier nur der reine Wolfram-Anteil, das heißt die ersten 14 Samples herangezogen.

Im folgenden soll zunächst ein globaler Vergleich der Fit-ergebnisse mit den Vorhersagen der Rossi-Approximation B durchgeführt werden. Anschließend werden noch einmal gesondert die Energieabhängigkeit des Schauermaximums für die unterschiedlichen Konfigurationen diskutiert und die Ergebnisse verschiedener Meßzeiten miteinander verglichen. Zum Abschluß soll eine Abschätzung der Energieabhängigkeit des longitudinalen Energiecontainments hergeleitet und den bekannten "Faust-Formeln" aus der Literatur gegenübergestellt werden.

5.1.7.2 Renormierung der Fit-Parameter

Die aus der Anpassungsrechnung bei verschiedenen Energien E_{in} ermittelten Werte für die Parameter a , b & c lassen sich unter Berücksichtigung zweier Nebenbedingungen leicht in eindeutiger Weise renormieren. So folgt zum einen aus der Proportionalität von t_{max} zu $\ln(E)$:

$$(Gl. V.1.12) \quad t_{max} = A + B \cdot \ln(E) = a/b$$

als einfachste Lösung für a und b :

$$\text{und} \quad \begin{array}{ll} \text{i)} & b = b_0 \\ \text{ii)} & a = a_0 + \alpha \ln(E). \end{array}$$

Mit den in Tab. V.1 aufgeführten Fitergebnissen für Cal.B (6 mm Pb, Mz.V) ergeben sich daraus die folgenden Werte für die renormierten Parameter a' & b' :

$$\begin{aligned} b' &= 0.5053 \\ a' &= 1.8635 + 0.5150 \ln(E) \end{aligned}$$

Zum anderen ergibt sich aus der Normierungsbedingung für integral nachweisbare Energie ($\lim L \rightarrow \infty$, $f_L = 0$):

$$(Gl. V.1.13) \quad \epsilon_{int} = c b^{-(a+1)} \Gamma(a+1) = e_{cal} \cdot E_{in}$$

für den renormierten Skalierungsfaktor c' :

$$c' = e'_{cal} b_0^{(a'+1)} \frac{E_{in}}{\Gamma(a'+1)} = (e'_{cal} b_0^{(a_0+1)}) \frac{E_{in}}{\Gamma(a'+1)} \frac{(1+\alpha \cdot \ln(b))}{b}$$

In dem hier betrachteten konkreten Fall erhält man daraus (mit $e'_{cal} = 9.32$ MeV/GeV, aus der Schauorentwicklung, siehe Abschnitt 5.3 und Tab. V.6) folgende Renormierung für den Parameter c' :

$$c' = 1.32 \text{ MeV} \cdot \frac{E^{0.65}}{\Gamma(2.86 + 0.52 \cdot \ln(E))}$$

Die Größe c' besitzt wegen der impliziten Abhängigkeit der Γ -Funktion von $\ln(E)$ eine nicht ganz triviale Energieabhängigkeit. Durchgeführte numerische Berechnungen zeigen je-

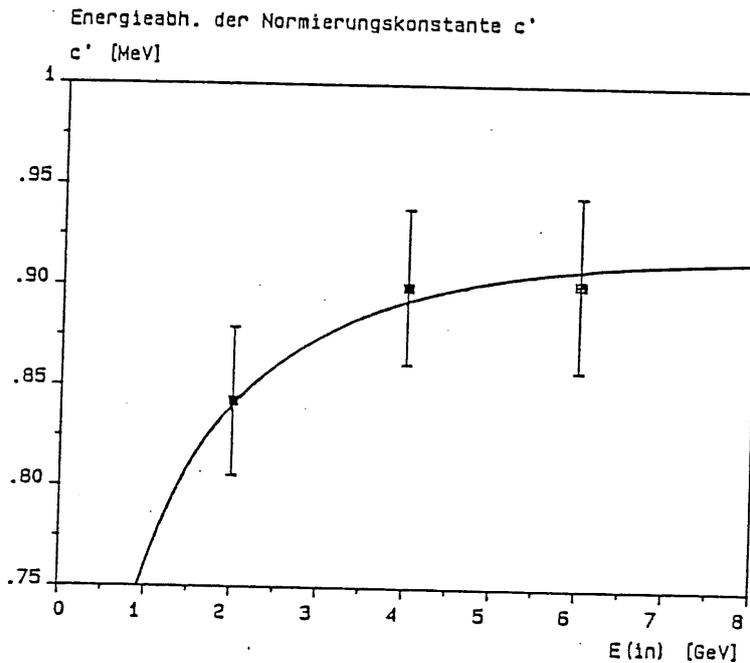


Abb. 5.6

Darstellung der durch die beschriebene Anpassungsrechnung bestimmten Werte für den Parameter c und deren statistische Fehler sowie die aufgrund der Renormierung der Parameter a & b vorhergesagten Energieabhängigkeit für den "renormierten" Wert von c' .

doch, daß c' für Einschußenergien im Bereich zwischen ca. 4 GeV und 20 GeV nur geringfügig (um maximal $\pm 1\%$) mit E_{in} variiert (siehe dazu Abb. 5.6). Eine alleinige Betrachtung der in diesem Wertebereich ermittelten Fitergebnisse für c' könnten so durchaus dazu verleiten, c' innerhalb der Fehlergrenzen als konstant anzusehen (siehe dazu auch [Wei 88]). Erst für $E_{in} \leq 2.5$ GeV zeigt sich eine deutlichere Abnahme des renormierten Parameters c' mit der Einschußenergie.

5.1.7.3 Vergleich der Fitergebnisse mit der Approximation B

Die Vorhersagen der Rossi-Approximation B über die Energie- und Materialabhängigkeit einiger, für die longitudinale Schauerentwicklung charakteristischer Größen sowie deren funktionaler Zusammenhang mit den Fit-Parametern a, b & c sind einander in Tab. V.2 gegenübergestellt.

Tabelle V.2

betrachtete Größe:	Vorhersage gemäß:	
	Rossi-Approx. B Param.: $y = E_{in} / \epsilon_{crit}$	Anpassungsrechnung Fit-Param.: a, b, c
t_{max} :	$1.01 (\ln(y) - 1.0)$	a/b
t_{med} :	$1.01 \ln(y) + 0.4$	$t_{max} + 1/b = (a+1)/b$
$\sigma^2(t_{med})$:	$1.61 \ln(y) - 0.2$	$t_{med}/b = (a+1)/b^2$
<hr/>		
(*) π_{max} :	$\frac{0.31 y}{\sqrt{(\ln(y) - 0.37)}}$	$c (a/eb)^a$
(**) π_{tot} :	y	$c b^{-(a+1)} \Gamma(a+1)$
=> π_{max}/π_{tot} :	$\frac{0.31}{\sqrt{(\ln(y) - 0.37)}}$	$\frac{b (a/e)^a}{\Gamma(a+1)}$

In diesem Zusammenhang soll auf zwei Besonderheiten hingewiesen werden:

(*) Die Lösung der Diffusionsgleichung für einen elektromagnetischen Schauer unter der Approximation B liefert nur Aussagen über die Anzahl der geladenen Teilchen $\pi(E, t)$. Diese Größe war in den durchgeführten Experimenten jedoch nicht direkt zugänglich. Es konnten vielmehr nur die mittleren deponierten Energien bestimmt werden. Der mittlere Energieverlust pro Teilchen (und Weglänge) de/dN ist dagegen nur ungenau bekannt. Die Unsicherheiten bei der Bestimmung von de/dN bleiben allerdings ohne Einfluß, wenn anstelle der absoluten Werte π_{max} und π_{tot} bzw. $\epsilon(t_{max})$ und ϵ_{int} deren jeweiliger Quotient verglichen wird:

$$\frac{\pi_{\max}}{\pi_{\text{tot}}} \quad \Leftrightarrow \quad \frac{\varepsilon(t_{\max})}{\varepsilon_{\text{int}}}$$

(**) Es wird hier die totale Teilchenzahl π_{tot} anstatt der gesamten Spurlänge s_{tot} verwendet. Dieses ist jedoch ohne Belang, da unter Approximation B per definitionem jedem Teilchen eine 'Reichweite' von $t = 1$ zugeordnet wird. Zur Bestimmung der ungefähren Energieabhängigkeit von t_{\max} , t_{med} und $\sigma^2(t_{\text{med}})$ aus den Parametern a & b sollen hier nur die Ergebnisse von Mz. V (Cal.B, 6 mm Blei, $E_{\text{in}} = 2, 4$ & 6 GeV) herangezogen werden. Aus den (in Abschnitt 5.1.5.1 vorgestellten) renormierten Werten von a' & b' ergibt sich beispielsweise für:

$$\begin{aligned} t_{\max} &= a'/b' = 3.6878 + 1.0191 \ln(E) \\ &= 1.0191 (\ln(y) - 1.2878) \approx 1.02 (\ln(y) - 1.3), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} t_{\text{med}} &= (a'+1)/b' = 5.6668 + 1.0191 \ln(E) \\ &= 1.0191 \ln(y) + 0.6669 \approx 1.02 \ln(y) + 0.7 \end{aligned}$$

und

$$\begin{aligned} \sigma^2(t_{\text{med}}) &= (a'+1)/b'^2 = 11.2148 + 2.0126 \ln(E) \\ &= 1.3197 + 2.0126 \ln(y) \approx 2.01 \ln(y) + 1.32 \end{aligned}$$

Für das Verhältnis $\pi_{\max}/\pi_{\text{tot}}$ bzw. $\varepsilon(t_{\max})/\varepsilon_{\text{int}}$ läßt sich hingegen kein einfacher analytischer Zusammenhang angeben, da die Energieabhängigkeit von $\varepsilon(t_{\max})$ zu komplex ist.

Der Vergleich der aus der Anpassung ermittelten absoluten Werte für t_{\max} , t_{med} , $\sigma(t_{\text{med}})$ sowie $\varepsilon(t_{\max})/\varepsilon_{\text{int}}$ (Angaben hier in %) mit den Vorhersagen der Approximation B ist in Tab. V.3 zusammengefaßt und in Abb. 5.7 graphisch dargestellt.

Tab. V.3

statist. Moment	E_{in} [GeV]	'fit'	'Rossi'	'fit/Rossi'	mittlere Abweich.
t_{max} [X_0]	2	4.391	4.645	0.945	0.953 <=> (-4.7%)
	4	5.095	5.346	0.953	
	6	5.525	5.755	0.960	
t_{med} [X_0]	2	6.367	6.055	1.051	1.049 <=> (+4.9%)
	4	7.077	6.756	1.048	
	6	7.505	7.165	1.048	
$\sigma^2(t_{med})$ [X_0]	2	3.547	2.969	1.194	1.189 <=> (+18.9%)
	4	3.745	3.151	1.188	
	6	3.855	3.253	1.185	
π_{max}/π_{tot} [%]	2	13.049	13.556	0.962	0.956 <=> (-4.4%)
	4	12.157	12.738	0.954	
	6	11.707	12.323	0.950	

Es zeigen sich dabei folgende systematische Unterschiede:

Die aus der Messung der longitudinalen Schauerentwicklung erhaltenen Werte für den Ort des Schauermaximums sind geringfügig (im Mittel 4.7%) kleiner als durch die Approximation B vorausgesagt. Demgegenüber wurden die Schauerschwerpunkte bei etwas größeren Werten als erwartet bestimmt. Das Verhältnis $\epsilon(t_{max})/\epsilon_{int}$ wird ebenfalls (ähnlich wie der Schauerschwerpunkt) durch die theoretische Vorhersage etwas unterschätzt. Einzig der Wert für die Breite der gemessenen Verteilung $\sigma(t_{med})$ weicht deutlich (im Mittel um +18.9%) von dem entsprechenden Ergebnis der Approximation B ab.

Die beim Vergleich der Vorhersagen der Rossi-Approximation B mit den Ergebnissen der Anpassungsrechnung ermittelten Resultate lassen sich zumindest qualitativ mit den weitreichenden Annahmen, die der Approximation B zugrunde liegen, erklären. So betrachtet diese die im Schauer erzeugten sekundären Photonen ausschließlich unter dem Aspekt eines verlustfreien Transports der an die e^+e^- gebundenen Energie durch die Materie. Das Vorhandensein von Energieverlusten durch Photonen auch im hochenergetischen Teil einer Kaskade

Vergl.: Vorhersage Rossi-Approx. <-> Ergebnisse des Fit's

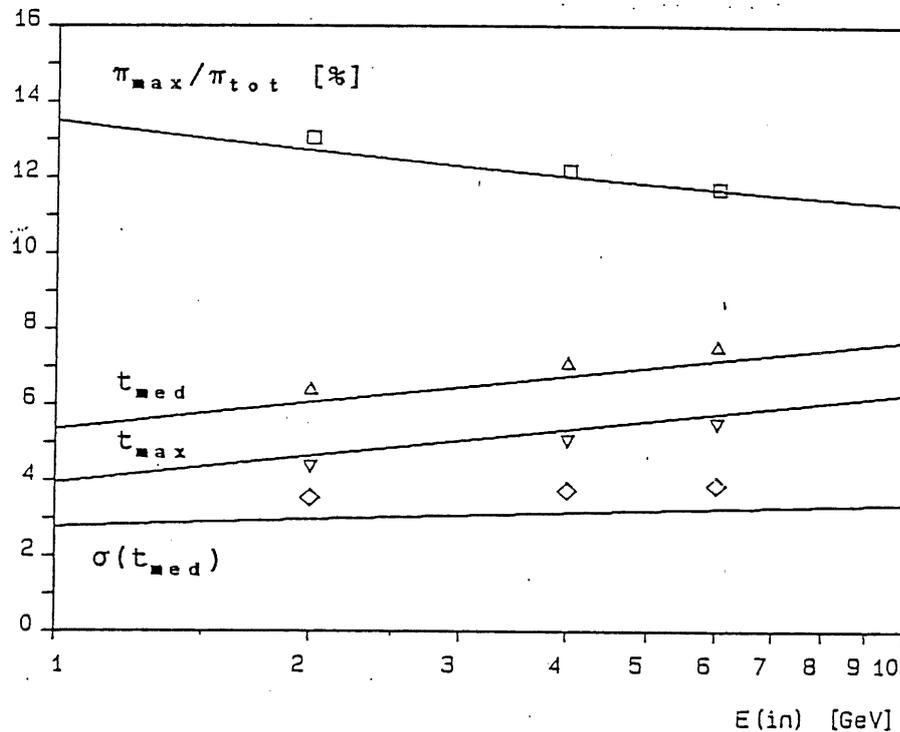


Abb. 5.7

Vergleich der Vorhersagen der Rossi-Approximation B (durchgezogene Linien) mit den aus den Anpassungsparametern a und b (Inputdaten: Mz. V) ermittelten Werten für t_{max} (Symbol: ∇), t_{med} (\triangle), $\pi(t_{\text{max}})/\pi_{\text{tot}}$ (\square , Angabe in [%]) und $\sigma(t_{\text{med}})$ (\diamond).

kann dazu führen, daß in einem realen Schauer die Anzahl der erzeugten geladenen Teilchen früher als vorausgesagt ihr Maximum erreicht, weil ein Teil der Photonenenergie zur Paarerzeugung nicht mehr zur Verfügung steht. Andererseits führen die minimal abgeschächten Photonen zu einem Energietransport in große Schauertiefen. Dieses Phänomen bleibt bei der ausschließlichen Beschreibung der Photonen-Wechselwirkungsquerschnitte durch den konstanten asymptotischen Wechselwirkungsquerschnitt für Paarerzeugung natürlich völlig unberücksichtigt. Eine experimentell bestimmte Schauerkurve ist deshalb breiter und besitzt einen zu höheren Schauertiefen reichenden Ausläufer, als es auf Grundlage der klassischen Schauertheorie erwartet würde. Dieses führt zu den beobachteten Differenzen bei den Werten für t_{med} und $\sigma(t_{\text{med}})$.

5.1.7.4 Die Energieabhängigkeit des Schauersmaximums

Für den Vergleich der Fitergebnisse mit den Vorhersagen der klassischen Schauers Theorie wurden nur die Messungen mit Cal.B herangezogen, da allein hier ein ausreichendes laterales Containment gewährleistet war. Es soll hier zusätzlich noch die Variation des Ortes des Schauersmaximums t_{max} mit der Einschußenergie E_{in} (als ein materialabhängiger Effekt) vorgestellt werden. Die aus der Anpassungsrechnung ermittelten Werte für t_{max} sind in Abb. 5.8 a) & b) dargestellt. Es

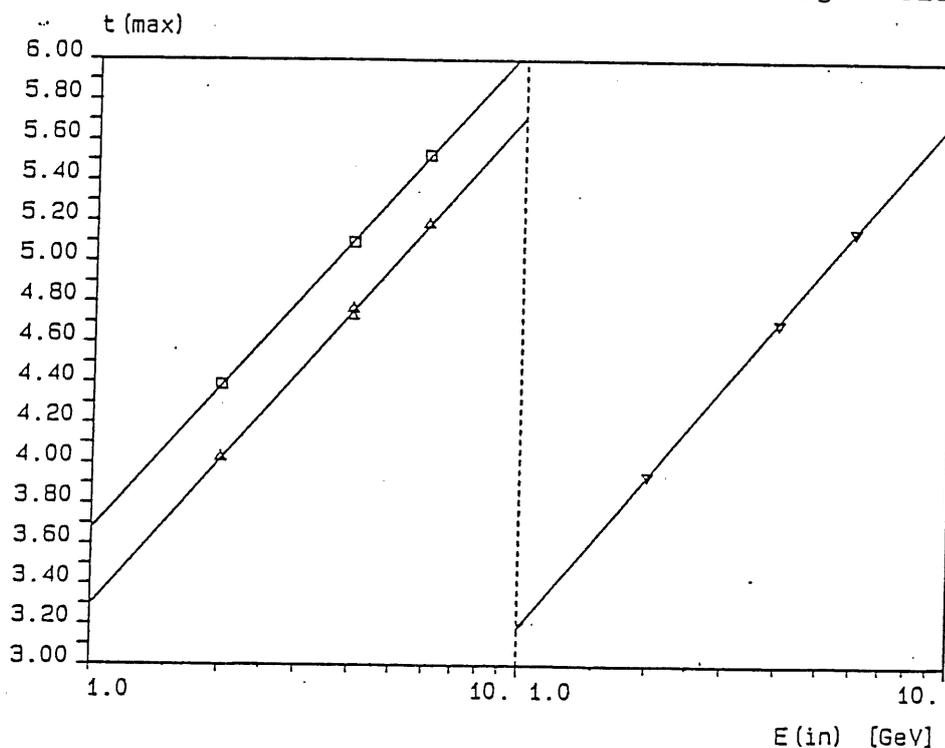


Abb. 5.8 a) & b)

Energieabhängigkeit des Schauersmaximums für Blei (Abb. 5.8 a): Cal.B (\square) und Cal.A (\triangle) und Wolfram (Abb. 5.8 b)) als Absorber.

werden hier sowohl die Messungen mit Blei (Cal.A & Cal.B, Abb. 5.8 a)) als auch mit Wolfram als Absorber (nur Cal.A, Abb. 5.8 b)) berücksichtigt. Setzt man eine Energieabhängigkeit der Form:

$$t_{max} = A + B \cdot \ln(E) \quad (E \text{ in [GeV]})$$

voraus, so ergeben sich aus einer Regressionsrechnung(*) mit

den in Tab. V.1 aufgeführten Werten:

Tab. V.4

Konfig.	A [X_0]	B
Cal.B, Pb	3.6742	1.0304
Cal.A, Pb	3.2920	1.0503
Cal.A, W	3.1821	1.0994

Auffällig ist hierbei vor allem der Unterschied zwischen den mit Cal.A und Cal.B ermittelten Werten mit Blei als Absorber. Das Maximum der Energiedeposition in Cal.A wird ca. $0.4 X_0$ früher erreicht als in Cal.B. Dieses resultiert nur zum Teil aus der speziellen Konstruktion von Cal.A. Hier besteht die Frontplatte vor der ersten Absorberlage aus 1.5 mm V2A-Stahl ($\approx 8.5\% X_0$ (Fe)), verglichen mit 0.7 mm Al ($\approx 0.8\% X_0$ (Al)) bei Cal.B. Der Hauptgrund für das vorzeitige Erreichen des Schauermaximums in Cal.A ist jedoch in den beträchtlichen lateralen Leckverlusten zu sehen.

Deshalb ist ein Vergleich der mit Cal.A erhaltenen Ergebnisse für Pb & W nur bedingt sinnvoll, da hier sämtliche Messungen in beiden Materialien durch die lateralen Energieverluste verfälscht sind. Dieser Effekt wird mit steigender Energie immer gravierender.

Für 2 GeV, die kleinste verwendete Einschußenergie, ergibt sich eine Differenz von $\Delta t_{\max}(\text{Pb/W}) = 8.0 \cdot 10^{-2} X_0$. Dieses ist durchaus vergleichbar mit:

$$\Delta t_{\max} = 1.01 \cdot \ln(\epsilon_{\text{crit}}(\text{W})/\epsilon_{\text{crit}}(\text{Pb})) = 8.9 \cdot 10^{-2} X_0,$$

der Vorhersage der Rossi-Approximation B.

(*) Hier ist anders als im Abschnitt 5.1.5.2 nicht vorausgesetzt, daß der Parameter b konstant ist. Deshalb ergeben sich aus der Berechnung der Regressionsgeraden geringfügig andere Werte als aus der Renormierung der Fit-Parameter.

5.1.7.5 Abschätzung der longitudinalen Leckverluste

Wie bereits unter 2.5 erwähnt, ist eine für die Dimensionierung eines elektromagnetischen Kalorimeters interessante Kenngröße die für ein mindestens 98%iges longitudinales Containment benötigte Kalorimeterlänge. Zur Abschätzung von $L(98\%)$ finden sich in der Literatur verschiedene Überschlagsformel, welche z.B. die energieabhängigen Größen t_{max} bzw. t_{med} sowie Materialkonstanten enthalten.

S.Iwata [Iwa 80] zitiert in diesem Zusammenhang die Beziehung:

$$L(98\%) = t_{max} + 4 \cdot \lambda_{att}, \text{ mit } \lambda_{att} (\text{Pb}) = 3.75 X_0 (\text{Pb})$$

In Tab. V.5 sind die aus dieser Vorhersage resultierenden Werte für $L(98\%)$ den mittels graphischer Interpolation (siehe Abb. 5.9) aus den gemessenen longitudinalen Leckverlusten gewonnenen gegenübergestellt. Auch hierzu werden ausschließlich die Ergebnisse der Anpassungsrechnungen an die mit Cal.B aufgenommenen Schauerentwicklungen benutzt, da nur Cal.B über ein befriedigendes laterales Containment verfügte.

Tab. V.5

E_{in} [GeV]	t_{max}	$L(98\%) =$ $t_{max} + 4 \cdot \lambda_{att}$	$L(98\%)$ experim.
2	4.39	19.37	15.50
4	5.10	20.08	16.10
6	5.53	20.51	16.72

Beim Vergleich des vorhergesagten Wertes von $L(98\%)$ mit dem aus der Interpolation zwischen den Meßpunkten (f_L vs. L_{cal} , siehe Abb. 5.9) erhaltenen zeigt sich jedoch ein deutlicher Unterschied. Die experimentell gefundenen Werte sind wesentlich kleiner. Diese Diskrepanz kann nur zu Lasten der sehr groben Abschätzung gehen.

Eine bessere Übereinstimmung ließe sich hier zum Beispiel dadurch erreichen, daß statt der Materialkonstanten λ_{att} die auf die Schauerachse projizierte Größe:

$$\lambda_{proj}(\theta) = \lambda_{att} \cdot \langle \cos(\theta) \rangle$$

verwendet wird. Allerdings ist über den mittleren Winkel zwischen der Schauerachse und den niederenergetischen Photonen im Schauerschwanz aus der Literatur nichts bekannt. Dieser Winkel ließe sich prinzipiell aus den gemessenen Schauerentwicklungen wie folgt bestimmen:

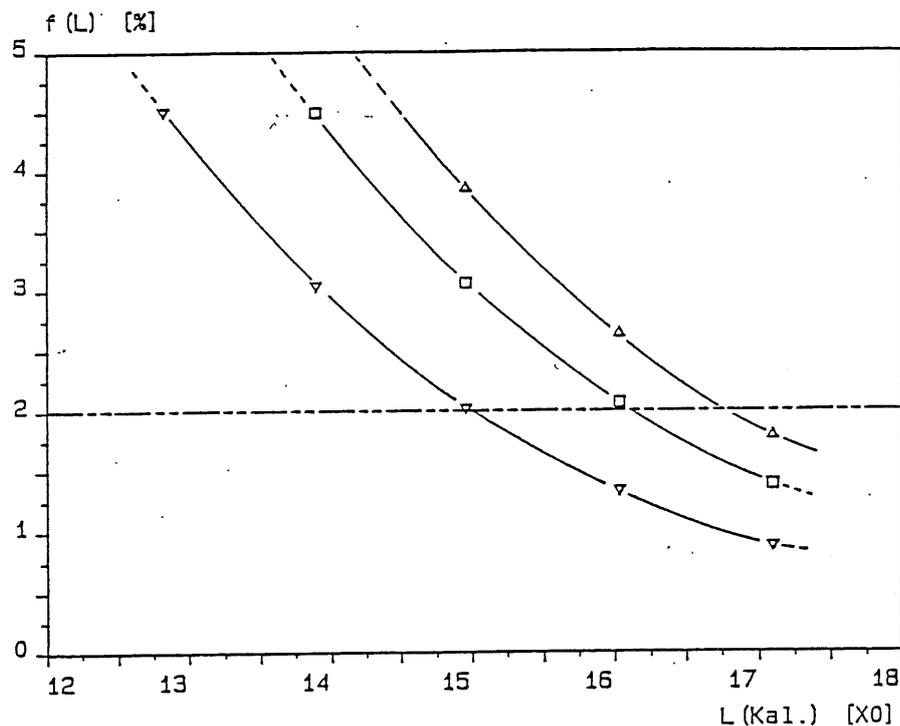


Abb. 5.9

Mit Cal.B gemessene longitudinale Energieleckverluste in Blei für 2 (Δ), 4 (\square) und 6 GeV (∇) Einschussenergie.

Angenommen, der Verlauf der longitudinalen Schauerentwicklung $\varepsilon(t)$ ließe sich jenseits einer bestimmten Schauertiefe t_0 durch einen einfach exponentiellen Abfall besser bestimmen als mittels der zur Anpassung verwendeten Funktion nach [Lon 75]. Dann wäre die analytische Beschreibung der Messung wie folgt aus zwei Teilfunktionen zusammenzufügen:

$$\varepsilon(t) = \begin{cases} f(t) = c \exp(-bt) t^a & \text{für } t < t_0 \\ g(t) = g_0 \exp(-\mu t) & \text{für } t > t_0 \end{cases}$$

Aus der Forderung nach Stetigkeit und stetiger Differenzierbarkeit von $\varepsilon(t)$ in $t = t_0$ folgt sofort:

$$\begin{aligned} \text{und} \quad \mu &= b - a/t_0 = \lambda_{proj}^{-1} \\ g_0 &= c \cdot (t_0/a)^a \end{aligned}$$

Somit müßte nur der Übergangspunkt t_0 bestimmt werden, um die Größen λ_{proj} bzw. $\langle \cos(\theta) \rangle$ zu erhalten.

Eine entsprechende Anpassungsrechnung mit dieser zusammengesetzten analytischen Funktion wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt. Anhand der graphischen Darstellungen (Abb. 5.5 a) - c)) läßt sich jedoch die ungefähre Lage von t_0 zu 9.5, 11 und 12 bei $E_{in} = 2, 4$ und 6 GeV respektive abschätzen. Mit diesen Werten ergibt sich unter Verwendung der in Tab. V.1 aufgeführten Fitergebnisse für die Parameter a & b:

$$\mu_{proj} = 0.272 X_0^{-1} \text{ bzw. } \lambda_{proj} = 3.678 X_0.$$

Dieses stellt eine ausreichende Übereinstimmung mit dem Literaturwert von $\lambda_{min} = 3.746 X_0$ dar. Die beobachteten Abweichungen zwischen den experimentell bestimmten und den nach der zitierten Abschätzung berechneten Wert für $L(98\%)$ lassen sich also auf diesem Wege nicht erklären.

5.2 Darstellungen der lateralen Energiescans

5.2.1 Scans mit Cal.A

Abb. 5.10 a) & b) zeigen den Verlauf der totalen sichtbaren Energie beim Verfahren von Cal.A in horizontaler Richtung bei 4 GeV Einschußenergie. Es sind hier die Ergebnisse für eine reine Blei- (Abb. 5.10 b) und die kombinierte Wolfram/Blei-Bestückung (Abb. 5.10 a) gegenübergestellt. Sämtliche dargestellten Daten wurden während Mz. IIIa) aufgenommen. Hier war das Kalorimeter mit dem W/Pb-Stack zunächst gründlich im e^- -Strahl ausgerichtet worden. Nach Abschluß der Messungen mit dieser Konfiguration wurde Cal.A aus dem Strahl entfernt und auf die reine Pb-Bestückung umgerüstet. Danach konnte es in die bereits gefundene optimale Position zurückgesetzt werden. Es wurden deshalb keine ausführlichen Scans mehr durchgeführt, sondern nur noch einige wenige Werte im Bereich des Maximums aufgenommen.

Dabei ist für beide getesteten Konfigurationen eine starke Abhängigkeit der registrierten Energie vom Einschußort erkennbar. Bei der Verwendung von Blei als Absorber war dieses Verhalten wegen der hohen seitlichen Leckverluste auch erwartet worden. Eine durch den Einsatz von Wolfram als Schauer-material (wegen dessen geringeren Molière-Radius) zunächst erhoffte Verbesserung des lateralen Energiecontainments konnte jedoch anhand der gemessenen Scankurven nicht beobachtet werden. Deren qualitatives Aussehen weist vielmehr bezüglich der Ortsabhängigkeit keinen signifikanten Unterschied zwischen den beiden Materialien auf (siehe Abb. 5.10 c)).

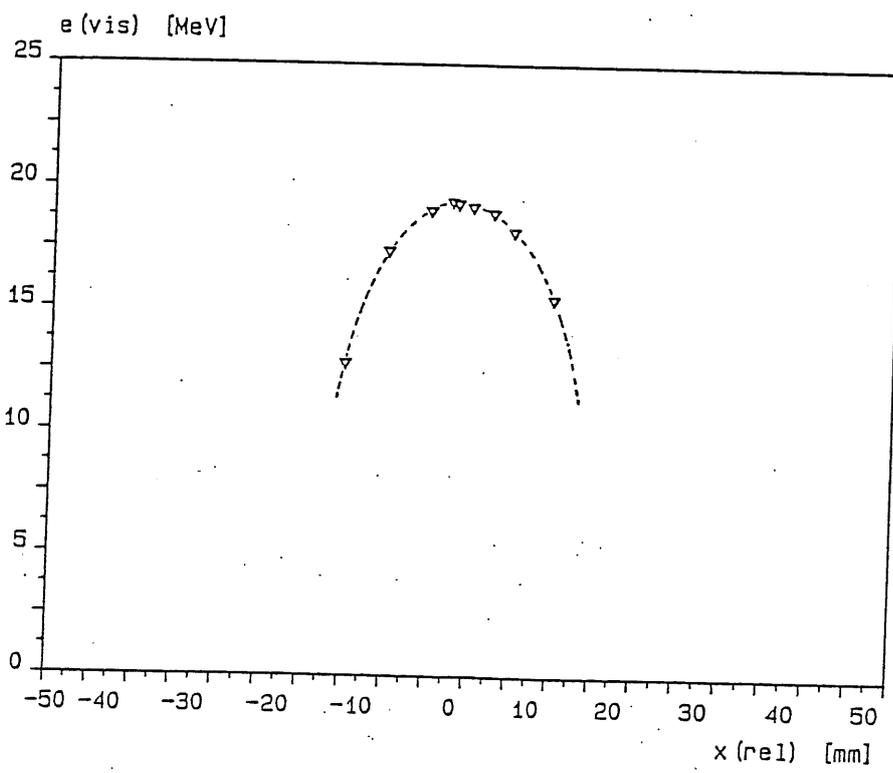
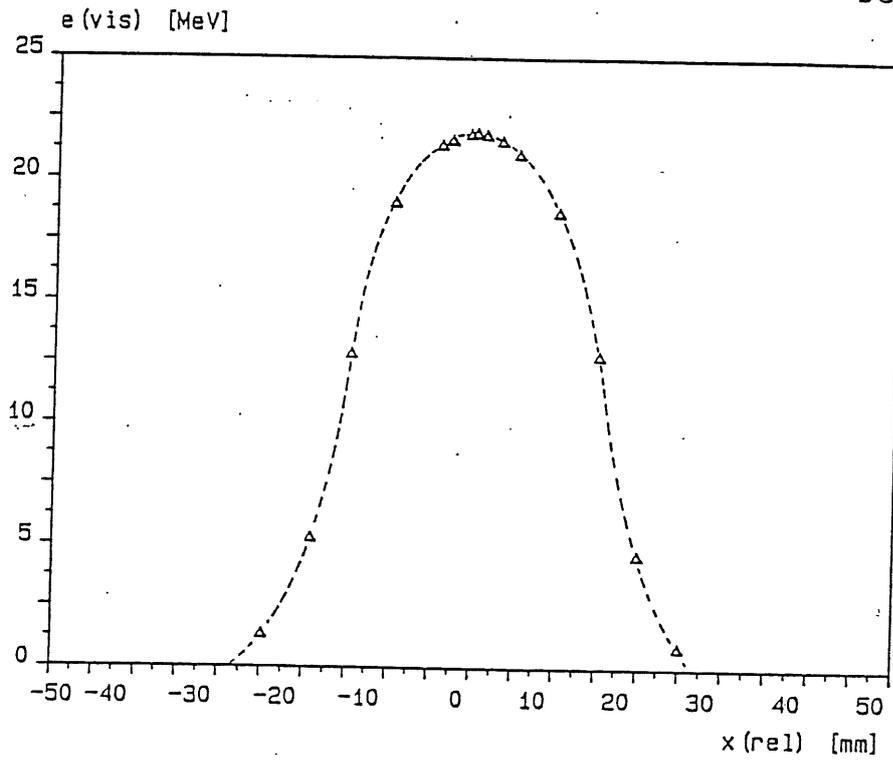


Abb. 5.10 a) & b)

Mit Cal.A gemessene horizontale Energiescans bei 4 GeV Einschußenergie für eine kombinierte Wolfram/Blei- (Abb. 5.10 a), Symbol: ▲) und eine reine Blei-Bestückung (Abb. 5.10 b), Symbol: ▼).

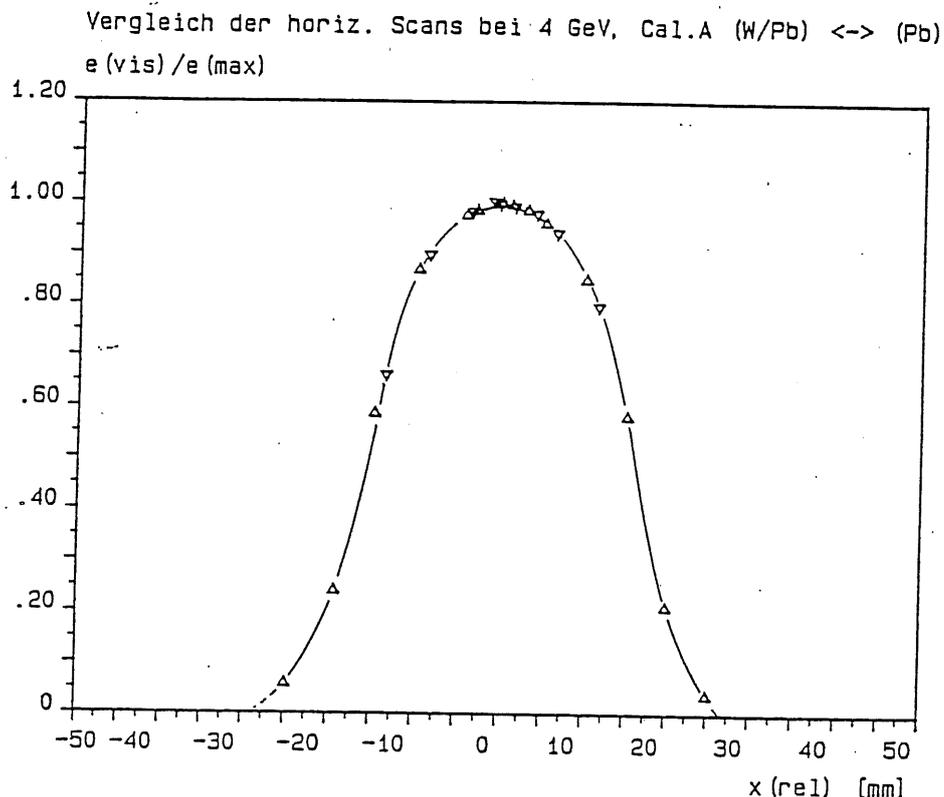


Abb. 5.10 c)

Vergleich der mit Cal.A für $E_{in} = 4$ GeV gemessenen lateralen Scankurven mit Wolfram/Blei (\blacktriangle) und Blei (\blacktriangledown) als Absorber.

Dieses Verhalten ist jedoch verständlich, wenn die konkrete Stack-Geometrie berücksichtigt wird. Bei Normierung des Detektorradius auf einen nach Gl. III.1.2 abgeschätzten, sogenannten 'effektiven' Molière-Radius $r_{M,eff}$ (anstatt auf $r_{M,Abs}$) zeigt sich, daß hier wegen des großen Einflusses der Driftstrecken durch den Übergang auf Wolfram als Absorber keine wesentliche Zunahme des lateralen Containments zu erreichen war.

Neben Scans in horizontaler Richtung wurden auch solche in vertikaler durchgeführt. Einen Vergleich zweier solcher Energie-Orts-Kurven zeigt Abb. 5.11 für die W/Pb-Bestückung. Es sind hierbei keine signifikanten Unterschiede zwischen den beiden Scanrichtungen zu erkennen. Dieses entspricht dem erwarteten Verhalten, da sowohl der Schauer als auch das Kalorimeter Zylindersymmetrie besitzen.

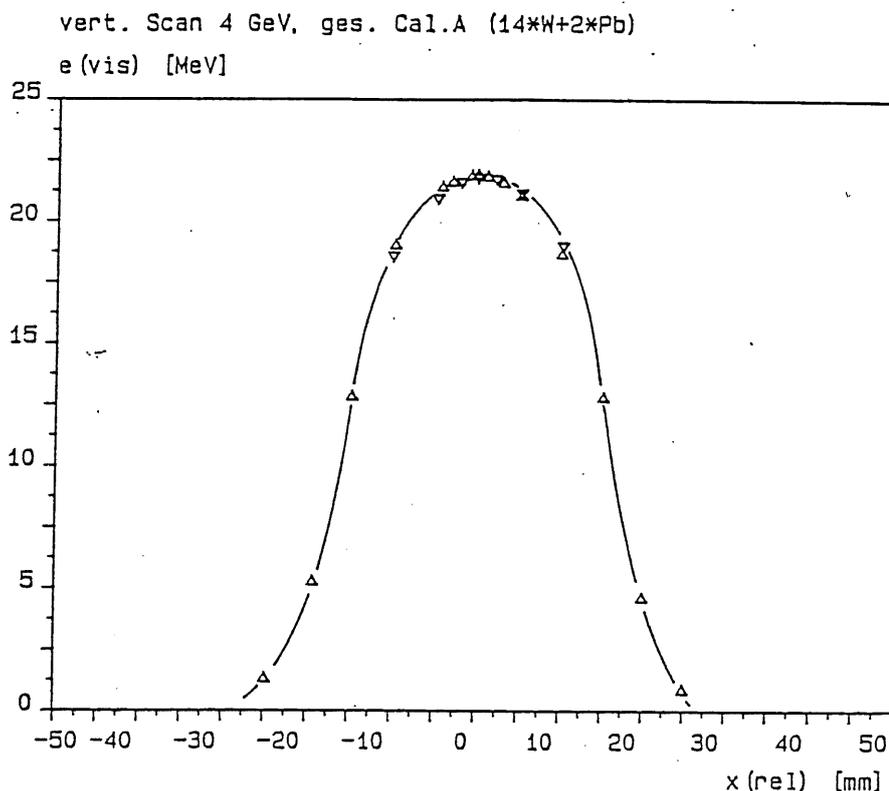


Abb. 5.11

Vergleich eines horizontalen (Δ) und eines vertikalen (∇) Energiescans (Cal.A, Wolfram/Blei, $E_{in} = 4$ GeV).

5.2.1.1 Vergleich der Blei-Messungen Mz. II/Mz. IIIa)

Die große Bedeutung einer sorgfältigen Positionierung des Kalorimeters im Teststrahl zeigte sich im Zusammenhang mit den vorangegangenen Messungen bei Meßzeit II. Hier wurden nach Abschluß aller übrigen Experimente erstmals Energiescans durchgeführt. Deren Auswertung zeigte, daß das Kalorimeter zuvor nicht optimal im e^- -Strahl gestanden hatte. Sowohl für die X- als auch die Y-Richtung ergab die graphische Interpolation zwischen den Meßwerten optimale Werte, die jeweils um 3.5 mm von dem vorher benutzten Ist-Wert abwichen (siehe Abb. 5.12). Diese Verschiebung führte bereits zu einer deutlichen Verminderung der registrierten Energie. Der Meßwert in der Ist-Position betrug $\epsilon_{vis} = 18.256$ MeV. Aus der graphischen Interpolation erhält man $\epsilon_{max}(x) = 18.85$ MeV und $\epsilon_{max}(y) = 18.75$ MeV. Unter der Annahme, daß sich die gesamte relative Energieabweichung als Produkt der relativen Abweichungen in Richtung der beiden voneinander linear unabhängigen Koordinatenachsen darstellen läßt, ließe sich die

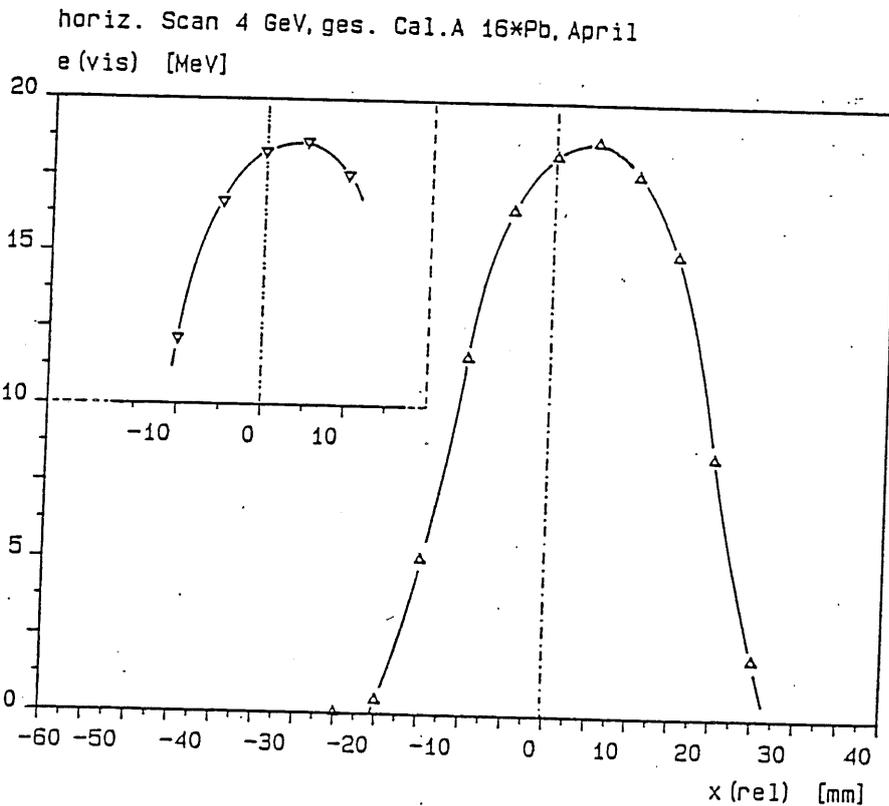


Abb. 5.12

Mit Cal.A(Pb) in einer bezüglich der Strahlachse verschobenen Kalorimeterposition gemessener Energiescan. Dargestellt ist sowohl der horizontale (Symb.: \triangle) als auch der vertikale Scan (Symb.: ∇ , Bildausschnitt links oben). Die für alle anderen Messungen verwendete Ist-Position ist jeweils durch eine senkrechte strichpunktierte Linie angedeutet.

maximal deponierte Energie zu:

$$\epsilon_{r,opt} = \epsilon_{r,ist} \frac{\epsilon_{x,opt}}{\epsilon_{x,ist}} \frac{\epsilon_{y,opt}}{\epsilon_{y,ist}}$$

abschätzen. Dieses ergäbe $\epsilon_{vis}(opt) = 19.36$ MeV, in guter Übereinstimmung mit dem später (Meßzeit IIIa) in derselben Konfiguration bei zentralem Einschuß gemessenen Wert von 19.33 MeV.

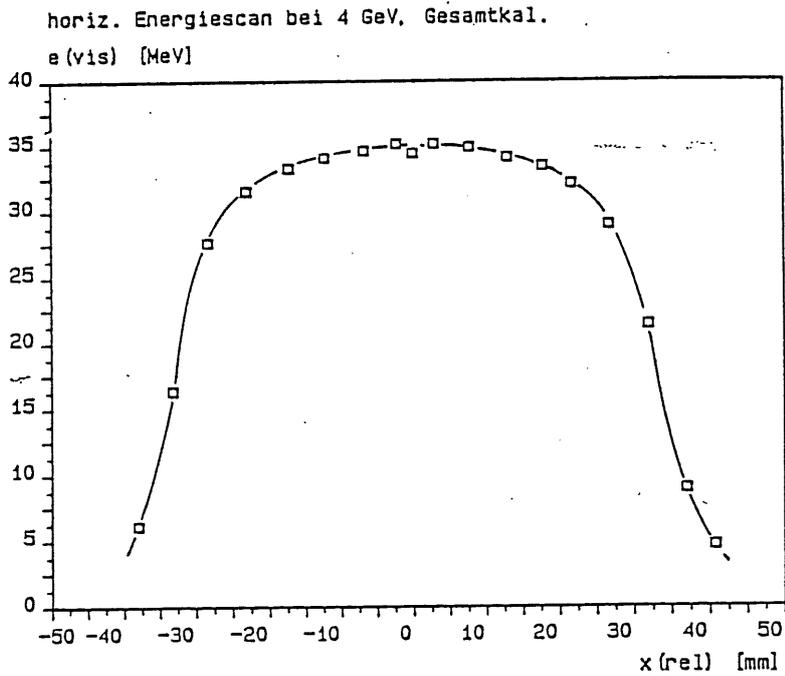


Abb. 5.13 a)

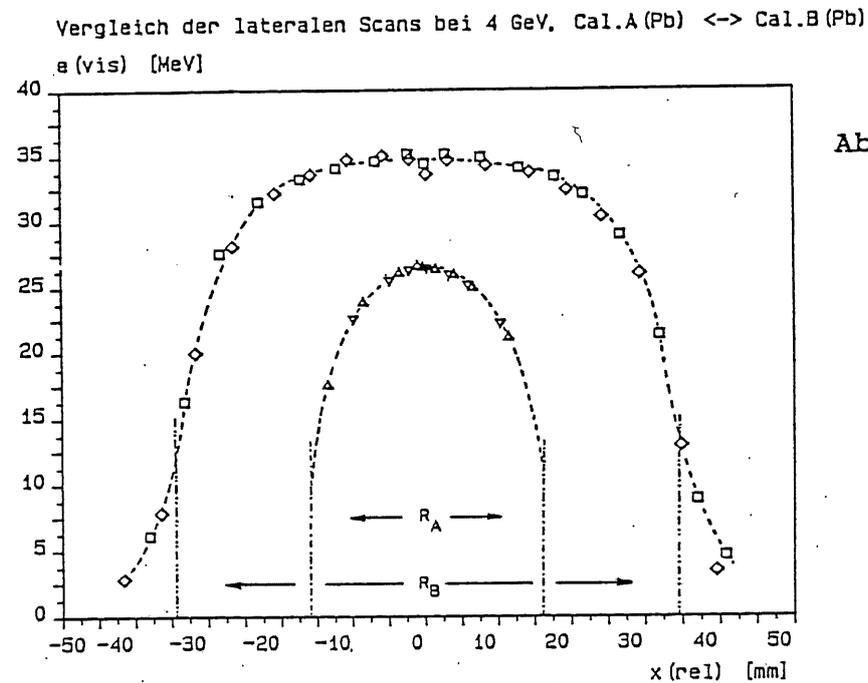


Abb. 5.13 b)

Abb. 5.13 a) & b)

Mit Cal.B aufgenommener horizontaler Energiescan (8x2, 'offline'-Summation) für Blei als Absorber (Abb. 5.13 a)). Darunter Vergleich der mit Cal.B (horizontal: \square , vertikal: \diamond) und Cal.A (horizontal: \triangle , vertikal: ∇) durchgeführten lateralen Energiescans bei 4 GeV. Die Energiewerte für Cal.A wurden ebenfalls auf $d_{NORM} = 260 \mu m$ bezogen.

5.2.2 Scans mit Cal.B

Zum Vergleich mit den Ergebnissen für Cal.A ist in Abb. 5.13 a) ein horizontaler Energiescan mit Cal.B bei 4 GeV dargestellt. Auch hier ist eine absolute Konstanz der deponierten Energie beim Verschieben des Kalorimeters nicht zu erreichen. Die Energie-Orts-Kurve verläuft im Bereich des Maximums jedoch wesentlich flacher. Einen Vergleich mit den Werten des ebenfalls durchgeführten vertikalen Scans zeigt Abb. 5.13 b). Auch für Cal.B ergibt sich kein Unterschied im qualitativen Verlauf zwischen der vertikalen und horizontalen Verschiebung. Ebenfalls in Abb. 5.13 b) dargestellt sind die entsprechenden, mit Cal.A gewonnenen Daten (6mm-Pb-Best., Mz. IIIa)). Diese wurden auf eine Detektordicke von 260 μm bezogen, um die absoluten Energiewerte miteinander vergleichbar zu halten. Durch den Vergleich beider Kurven wird deutlich, daß in Cal.A selbst bei zentralem Einschluß nur ca. 75% der mit Cal.B gemessenen Energie nachgewiesen würde.

Dieser Unterschied im Energienachweis kann nur durch die radialen Leckverluste bedingt sein, da beide Kalorimeterkonfigurationen bezüglich ihrer Gesamtlänge und der Samplingrate identisch waren. Mit den durch Interpolation aus den graphischen Darstellungen bei [Yud 70] (siehe Tab. III.2) gewonnenen Abschätzungen für die radialen Leckverluste würde man für Konfiguration A1 $f_r(A1) = 32.8\%$ und für Konfiguration B2 $f_r(B2) = 8.2\%$ erwarten. Dieses ergäbe ein Nachweisverhältnis von:

$$\frac{(1-f_r(A1))}{(1-f_r(B2))} = 73\%$$

in guter Übereinstimmung mit dem experimentell ermittelten Wert.

5.2.2.1 Scans in verschiedenen Schauertiefen

Die oben angegebenen Werte der Gesamtenergie für Cal.B wurden durch die nachträgliche Addition der Energiewerte von 8 Detektorpaaren erhalten. Die Ergebnisse dieser Einzelmessungen zeigen Abb. 5.14 a) & b) für den horizontalen Scan. Es läßt sich so die Ortsabhängigkeit der Energiedeposition in verschiedenen Schauertiefen angeben. Für die 1. Detektorgruppe (Det.#1&2), also am Beginn des Schauers mit einer starken Kollimation der Sekundärteilchen in Vorwärtsrichtung, zeigt sich in der halblogarithmischen Darstellung ein nahezu trapezförmiger Verlauf. Die deponierte Energie bleibt bei einer Verschiebung des Einschlußortes über etwa die Hälfte des Kalorimeterquerschnitts konstant und fällt zu den

gruppenweiser horiz. Energiescan (4 GeV). Gr. 1, 3, 5 & 7
e (vis) [MeV]

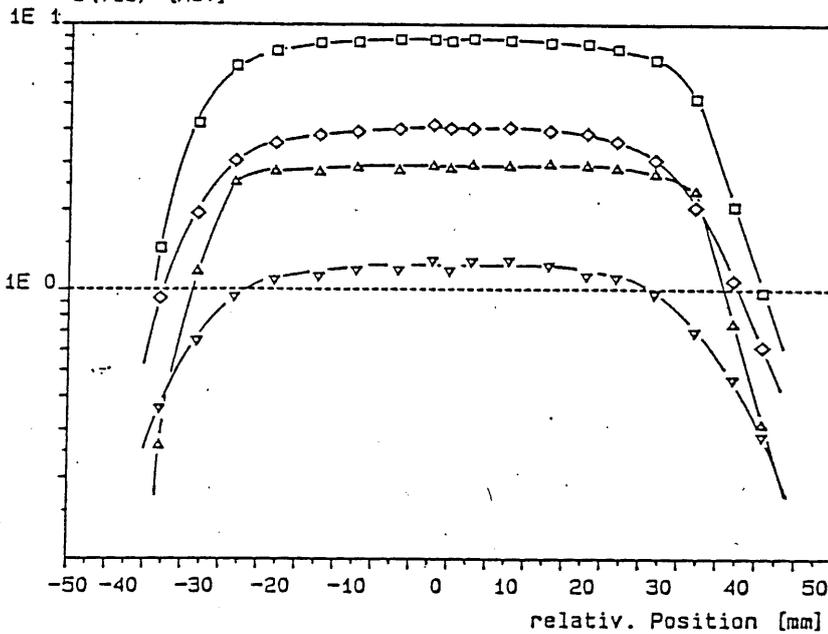


Abb. 5.14 a)

gruppenweiser horiz. Energiescan (4 GeV). Gr. 2, 4, 6 & 8
e (vis) [MeV]

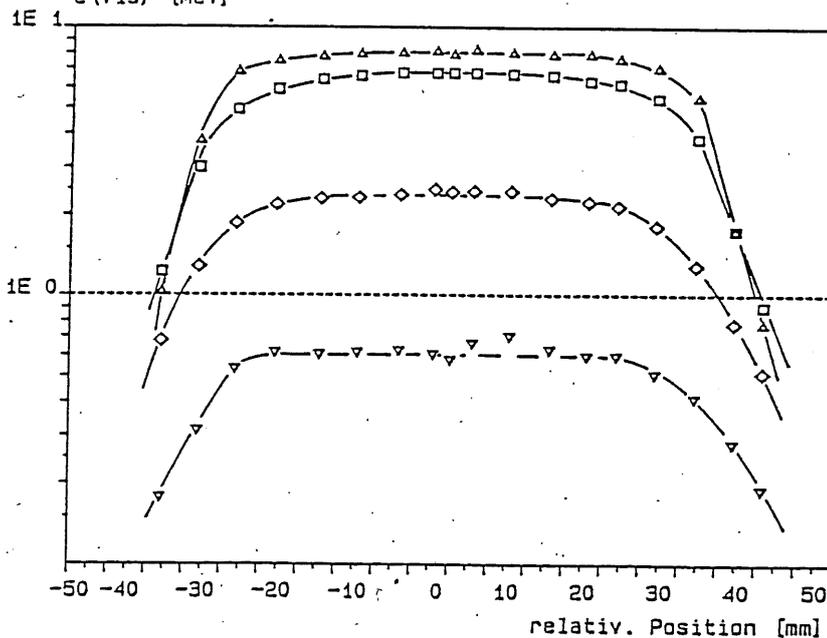


Abb. 5.14 b)

Abb. 5.14 a) & b)

Mit Cal.B aufgenommener horizontaler Energiescan in verschiedenen Schauertiefen (Blei-Absorber, 4 GeV)

Abb. 5.14 a) zeigt die gemessenen Energien in den Gruppen 1 (Det. #1 & 2, Symb.: Δ), 3 (Det. #5 & 6, Symb.: \square), 5 (Det. #9 & 10, Symb.: \times) und 7 (Det. 13 & 14, Symb.: \diamond). Entsprechend sind in Abb. 5.13 b) die Meßwerte für die Detektorgruppen 2 (Det. #3 & 4, Symb.: Δ), 4 (Det. #7 & 8, Symb.: \square), 6 (Det. 11 & 12, Symb.: \times) und 8 (Det. 15 & 16, Symb.: \diamond) dargestellt.

Seiten hin stark ab. Im Bereich des Schauermaximums ($t_{\max} = 5.1$ für 4 GeV), das heißt in diesem konkreten Fall für die Detektorgruppen 2 und 3, ist die Scankurve bereits leicht verrundet. Für Schauertiefen jenseits des Schauermaximums tritt wegen der zunehmenden Isotropie der Teilchenausbreitung diese Verrundung immer ausgeprägter zu Tage. Zudem wird der Abfall der Energie-Orts-Kurve bei Einschluß am Rande des Detektorvolumens zunehmend flacher.

5.3 Auflösungs- und Linearitätsmessungen

Nachdem das Kalorimeter optimal im Teststrahl zentriert worden war, konnten Auflösungs- und Linearitätsmessungen durchgeführt werden. Dazu wurden in den unter 4.2.2 beschriebenen elektronischen Konfigurationen die Gesamtenergiespektren bei unterschiedlicher Einschußenergie aufgenommen. Die für die weitere Auswertung interessanten Größen sind der Mittelwert der gemessenen Verteilung, also die im Mittel durch ein einkommendes Teilchen im Kalorimeter deponierte Energie ϵ_{vis} , sowie deren Standardabweichung $\sigma(\epsilon_{vis})$. Letztere stellt ein Maß für die Energieauflösung des Gesamtsystems dar.

5.3.1 Art der Auswertung der Gesamtenergiespektren

Der gesuchte Mittelwert und die Standardabweichung der gemessenen Energieverteilung wurden zunächst nach der klassischen Fehlerrechnung gemäß:

$$\epsilon_{vis} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \epsilon_i \quad \sigma^2(\epsilon_{vis}) = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (\epsilon_i - \bar{\epsilon})^2 = \frac{N}{N-1} (\overline{\epsilon^2} - \bar{\epsilon}^2)$$

berechnet. Dabei zeigte es sich, daß vor allem der so gewonnene Wert von σ durch einige wenige, weit vom Mittelwert der Verteilung abweichende Einzelereignisse stark beeinflusst wurde. Dieses führte dann auf einen im Vergleich zu den Ergebnissen anderer, ähnlich gelagerter Experimente zu ungünstigen Wert für die relative Kalorimeterauflösung $k = \sigma(\epsilon)/\epsilon \cdot \sqrt{E}$. Als Versuch, sich von den großen statistischen Fluktuationen der Meßgröße $\sigma(\epsilon_{vis})$ unabhängig zu machen, wurden die Meßdaten einem Signifikanz-Test auf Grundlage der Gaußstatistik unterworfen, dem sogenannten '3- σ -cut'. Bei diesem Verfahren werden zunächst der Mittelwert und die Standardabweichung des Datensatzes ohne die

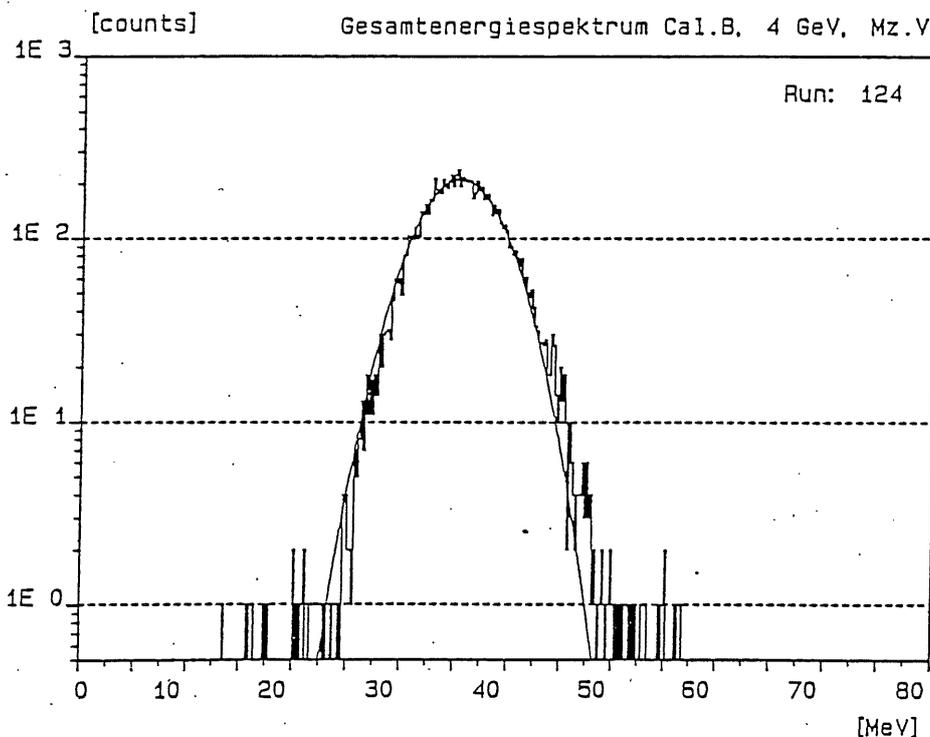
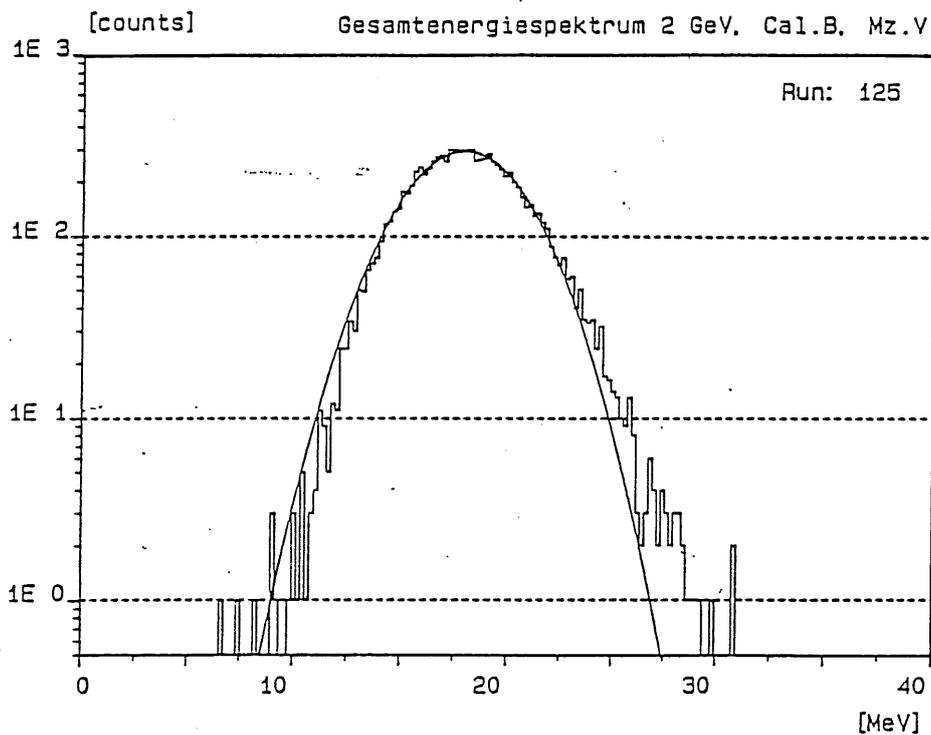


Abb. 5.15 a) & b)

Originalspektren für Cal.B bei 2 (Abb. 5.15 a) und 4 GeV (Abb. 5.15 b) Einschußenergie. Die berechnete bestangepaßte Gauß'sche Glockenkurve ist als durchgezogene Linie dargestellt. Die Spektren wurden 4x komprimiert, die Breite der Histogrammbins beträgt etwa 200 keV.

am weitesten außen liegenden, ausreißerverdächtigen Ereignisse berechnet. Anschließend wird deren Abweichung von dem so gewonnenen Mittelwert in Einheiten der bereinigten Standardabweichung ermittelt. Falls der Abstand $|x_i - x_m| > 3 \sigma$ ist, so gelten die Daten mit hinreichender Sicherheit (Restwahrscheinlichkeit $1 - \phi(3) = 0.27\%$ [Bro 77]) als Ausreißer erkannt und bleiben bei allen weiteren Berechnungen unberücksichtigt. Dieser Schritt wird nun so oft wiederholt, bis alle verbleibenden Daten innerhalb der $3\text{-}\sigma$ -Grenzen beidseitig des zuletzt berechneten Mittelwertes liegen.

Zusätzlich wurde innerhalb der so bestimmten Signifikanz-Grenzen eine Gauß'sche Glockenkurve mittels eines nicht-linearen Least-Square-Fits an die Meßwerte angepaßt.

Abb. 5.15 a) & b) zeigen exemplarisch zwei mit Cal.B. aufgenommene Gesamtenergiespektren (Mz. V: 6 mm Pb, 2x8 Det., 'off-line'-Summation) für 2 und 4 GeV Einschußenergie. Neben den Histogrammen der Meßdaten sind hier auch die Resultate des Gauß-Fits als durchgezogene Linien eingezeichnet.

Es ist dabei deutlich zu erkennen, daß die Verteilung der nachgewiesenen Energien $N(\epsilon)$ nicht vollständig symmetrisch zu ihrem Mittelwert ist. Dieses führt vor allem für die kleinere Primärenergie (Abb. 5.15 a)) im niederenergetischen Bereich ($\epsilon_1 < \epsilon_{max}$) zu einer leichten Über- und im höherenergetischen Bereich ($\epsilon_1 > \epsilon_{max}$) zu einer ebenfalls kleinen Unterschätzung der gemessenen Häufigkeiten durch die angepaßte Normalverteilung. Der aus dem Fit erhaltene Mittelwert ϵ_{max} (Gauß) ist für alle untersuchten Spektren geringfügig kleiner als der aus der direkten Berechnung innerhalb der Signifikanzgrenzen gewonnene Wert ϵ_{med} ($3\text{-}\sigma$ -cut). Die beobachteten Abweichungen liegen jedoch innerhalb der gewählten elektronischen Kanalauflösung und sind deshalb nicht signifikant.

Die Ergebnisse beider Verfahren sind für die verschiedenen Meßzeiten in Tab. V.6 zusammengefaßt.

5.3.2 Die Bestimmung der gemessenen Kalorimetereffizienz

Wie bereits unter Abschnitt 4.2 erwähnt, ist die Größe ϵ_{vis} sowohl aus den Gesamtenergiespektren als auch aus den Schauerentwicklungen bestimmbar. Wegen der unterschiedlichen Möglichkeiten einer Dickenkorrektur müssen die so unabhängig voneinander gewonnenen Werte nicht zwangsläufig identisch sein. Die Ergebnisse beider Verfahren sind in Tab. V.6 einander gegenübergestellt. Zusätzlich sind für die Auswertung der Gesamtspektren die Resultate des $3\text{-}\sigma$ -cuts sowie die des anschließenden Gauß-Fits aufgeführt. Im Falle der Schauerentwicklungen werden neben den Original-Meßwerten

auch die Ergebnisse der Anpassungsrechnung angegeben. Die Größe $\epsilon_{mess}(n)$ bezeichnet das Ergebnis der Summation der in den n Einzeldetektoren registrierten Energien und $\epsilon_{fit}(n)$ die entsprechende Summe über die angepaßten Werte. Ferner ist der aus dem Integral über die angepaßte Schauerfunktion ermittelte Wert für die maximal mögliche Gesamtenergie $\epsilon_{max} = \tau \cdot \epsilon_{int}$ angegeben, um Messungen mit Konfigurationen unterschiedlicher Gesamtlänge miteinander vergleichen zu können.

Für alle dargestellten Datensätze wurde nach dem Gauß'schen Verfahren der kleinsten Fehlerquadrate eine Regressionsgerade der Gestalt:

$$\epsilon_{vis} = \epsilon_0 + e_{cal} \cdot E_{in}$$

berechnet. Die Größe e_{cal} stellt dabei den bestangepaßten Wert für die Kalorimetereffizienz dar. Die Einführung einer Offset-Energie ϵ_0 ist im Grunde unphysikalisch, da natürlich aus $E_{in} = 0$ auch $\epsilon_{vis} = 0$ folgen muß. Sämtliche Meßdaten enthalten jedoch eine Anzahl von experimentell bedingten Unsicherheiten, wie zum Beispiel Nullpunktsfehler bei der Eichung der Elektronik oder eine ungenaue Zuordnung der selektierten Elektronenenergie zum Magnetstrom. Es hat sich gezeigt, daß sich deren Einfluß auf die gemessene Energie in dem Term ϵ_0 gemittelt gut zusammenfassen läßt.

Natürlich ergibt eine bestangepaßte Gerade, welche nicht durch den Koordinatenursprung verläuft, einen anderen Wert für e_{cal} als die direkte Mittelwertbildung aus den einzelnen Quotienten $e_i = (\epsilon_{vis}/E_{in})$. Um auch diese Unterschiede zu dokumentieren, sind in Tab. V.6 ebenfalls die Größen:

$$e' = \frac{1}{m} \sum e_i = \frac{1}{m} \sum \left(\frac{\epsilon_{vis}}{E_{in}} \right) \text{ und } \sigma(e')$$

angegeben. Alle Werte für e_{cal} oder e'_{cal} besitzen die physikalische Einheit [MeV/GeV] bzw. [%].

Tab. V.6
Zusammenstellung der Linearitätsmessungen:

Meßzeit I, DESY TS 26
Cal.A, 12.6.0 mm Pb, $d_{\text{Det}} = 0.19$ mm
 $\tau = 0.9360 X_0^{-1}$, $L_{\text{Kal}} = 12.8 X_0$

Werte für die mittlere sichtbare
Energie ϵ_{vis} aus:

Gesamtenergiemessung			Schauerentwicklung			
E_{in} [GeV]	3- σ -cut [MeV]	Gaußfit [MeV]	mess(12) [MeV]	fit(12) [MeV]	ϵ_{max} [MeV]	
1.5	6.65	6.58				
3	13.37	13.29				
5	22.13	22.11				
ϵ_0 e[%]	0.05 4.42	-0.05 4.44				Orig.
ϵ_0 e[%]	0.06 4.72	-0.06 4.74				$\tau=1$
ϵ_0 e[%]	0.08 6.46	-0.08 6.49				$\tau=1,$ $d=d_B$
e' [%]	4.44 ± 0.01	4.41 ± 0.02				Orig.

Meßzeit II, DESY TS 26
Cal.A, 16.6.0 mm Pb, $d_{\text{Det}} = 0.19$ mm
 $\tau = 0.9360 X_0^{-1}$, $L_{\text{Kal}} = 17.1 X_0$

Werte für die mittlere sichtbare
Energie ϵ_{vis} aus:

Gesamtenergiemessung			Schauerentwicklung			
E_{in} [GeV]	3- σ -cut [MeV]	Gaußfit [MeV]	mess(16) [MeV]	fit(16) [MeV]	ϵ_{max} [MeV]	
1	4.54	4.46				
2	9.23	9.14	9.07	9.08	9.13	
3	13.87	13.77				
4	18.61	18.53	18.41	18.41	18.57	
5	23.26	23.16				
6	27.90	27.83	26.76	26.76	27.09	
ϵ_0 e[%]	-0.13 4.68	-0.22 4.68	0.39 4.42	0.40 4.42	0.31 4.49	Orig.
ϵ_0 e[%]	-0.14 5.00	-0.23 4.99	0.41 4.73	0.43 4.72	0.33 4.80	$\tau=1$
ϵ_0 e[%]	-0.19 6.84	-0.32 6.83	0.57 6.47	0.59 6.46	0.45 6.56	$\tau=1,$ $d=d_b$
e' [%]	4.62 ± 0.05	4.59 ± 0.07	4.53 ± 0.07	4.53 ± 0.07	4.57 ± 0.07	Orig.

Meßzeit III a), DESY TS 26
Cal.A, 14.3.1 mm W + 2.6.0 mm Pb, $d_{\text{Det}} = 0.19$ mm
 $\tau = 1.1424 X_0^{-1}$ (*), $L_{\text{Kal}} = 14.4 X_0$

Werte für die mittlere sichtbare
Energie ϵ_{vis} aus:

E_{in} [GeV]	Gesamtenergiemessung		Schauerentwicklung			
	3- σ -cut [MeV]	Gaußfit [MeV]	mess(16) [MeV]	fit(16) [MeV]	ϵ_{max} [MeV]	
1	5.32	5.26				
2	10.81	10.73	10.71	10.70	10.91	
3	16.29	16.23				
4	21.66	21.60	21.85	21.83	22.55	
5	27.06	27.02				
6	32.46	32.38	32.68	32.67	34.10	
ϵ_0 e[%]	-0.05 5.42	-0.11 5.42	-0.23 5.49	-0.23 5.49	-0.67 5.80	Orig.
ϵ_0 e[%]	-0.04 4.75	-0.10 4.75	-0.20 4.81	-0.20 4.81	-0.59 5.07	$\tau=1$
ϵ_0 e[%]	-0.06 6.50	-0.13 6.50	-0.27 6.58	-0.28 6.58	-0.81 6.94	$\tau=1,$ $d=d_B$
e' [%]	5.40 ± 0.04	5.37 ± 0.06	5.42 ± 0.06	5.42 ± 0.06	5.59 ± 0.12	Orig.

(*) Der angegebenen Wert für die Samplingfrequenz bezieht sich auf die Wolfram-Bestückung allein.

Meßzeit III. b), DESY TS 26
Cal.B, 21.4.0 mm Pb, $d_{\text{det}} = 0.26$ mm
 $\tau = 1.4041 X_0^{-1}$, $L_{\text{Kal}} = 15.0 X_0$

Werte für die mittlere sichtbare
Energie ϵ_{vis} aus:

Gesamtenergiemessung			Schauerentwicklung			
E_{in} [GeV]	3- σ -cut [MeV]	Gaußfit [MeV]	mess(21) [MeV]	fit(21) [MeV]	ϵ_{max} [MeV]	
2			26.88	26.76	27.34	
4			53.64	53.35	55.10	
ϵ_0 e[%]			0.11 13.38	0.18 13.29	-0.41 13.88	Orig.
ϵ_0 e[%]			0.08 9.53	0.13 9.47	-0.29 9.88	$\tau=1$
e' [%]			13.43 ± 0.02	13.36 ± 0.03	13.72 ± 0.07	Orig.

Meßzeit IV, CERN T9
Cal.B, 22.4.0 mm Pb, $d_{\text{det}} = 0.26$ mm
 $\tau = 1.4041 X_0^{-1}$, $L_{\text{Kal}} = 15.7 X_0$

E_{in} [GeV]	3- σ -cut [MeV]	Gaußfit [MeV]	mess(22) [MeV]	fit(22) [MeV]	ϵ_{max} [MeV]
4			58.47	58.26	59.88

Energielinearitätsmessungen
Die gemessenen Kalorimetereffizienzen

Meßzeit V, DESY TS 26
Cal.B, 16.6.0 mm Pb, $d_{det} = 0.26$ mm
 $\tau = 0.9360 X_0^{-1}$, $L_{kal} = 17.1 X_0$

Werte für die mittlere sichtbare
Energie ϵ_{vis} aus:

E_{in} [GeV]	Gesamtenergiemessung		Schauerentwicklung			
	3- σ -cut [MeV]	Gaußfit [MeV]	mess(16) [MeV]	fit(16) [MeV]	ϵ_{max} [MeV]	
2	18.09	17.93	17.49	17.39	17.54	
4	35.49	35.30	34.49	34.37	34.85	
6	52.64	52.54	51.31	51.22	52.15	
ϵ_0 e[%]	0.87 8.64	0.66 8.65	0.62 8.46	0.50 8.46	0.24 8.65	Orig.
ϵ_0 e[%]	0.92 9.23	0.70 9.24	0.66 9.03	0.53 9.04	0.26 9.24	$\tau=1$
e' [%]	8.90 ± 0.14	8.85 ± 0.11	8.64 ± 0.10	8.61 ± 0.08	8.73 ± 0.04	Orig.

5.3.3 Abschätzung der Kalorimetereffizienz

Bevor im folgenden die experimentell ermittelten Kalorimetereffizienzen für die unterschiedlichen untersuchten Konfigurationen vorgestellt und miteinander verglichen werden, sollen zunächst die erwarteten Werte anhand der klassischen Schauertheorie hergeleitet werden.

Die Effizienz eines Sampling-Kalorimeters ist definiert als derjenige Bruchteil der insgesamt absorbierten Energie, welcher im aktiven Medium sichtbar gemacht wird:

$$e_{cal} = \frac{\epsilon_{dep}(akt)}{\epsilon_{dep}(ges)}$$

Die Abschätzung der im aktiven Material deponierten Energie erfolgt gemäß der klassischen Schauertheorie unter der Annahme eines konstanten mittleren Energieverlustes entlang der betrachteten Spur Δs :

$$\Delta E_{dep}(akt) = \left(\frac{dE}{dx}\right) \cdot \Delta s \approx \left(\frac{\epsilon_{crit}}{X_0}\right) \cdot \frac{x}{\langle \cos\theta \rangle_{akt}} = \frac{1}{\langle \cos\theta \rangle_{akt}} \left(\frac{\epsilon_{crit}}{t_0}\right) \left(\frac{m}{A}\right)_{akt}$$

Dazu analoge Betrachtungen gelten natürlich für die passiven Komponenten (Absorbermaterial, Luft, Kunststoffe zur Detektormontage oder elektrischen Isolierung). Unter der Voraussetzung, der mittlere Steigungswinkel aller sekundären Teilchen und Quanten zur Schauerachse sei in allen betrachteten Schichtdicken gleich, ergibt sich e_{cal} zu:

(Gl. V.3.5)

$$e_{cal} = \frac{\Delta E_{dep}(akt)}{E_{dep}(ges)} = \frac{\frac{1}{\langle \cos\theta \rangle_{akt}} \left(\frac{\epsilon}{t_0}\right)_{akt} \left(\frac{m}{A}\right)_{akt}}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{\langle \cos\theta \rangle_i} \left(\frac{\epsilon}{t_0}\right)_i \left(\frac{m}{A}\right)_i}$$

$$= p_{akt} \frac{\left(\frac{\epsilon}{t_0}\right)_{akt}}{\sum_{i=1}^n p_i \left(\frac{\epsilon}{t_0}\right)_i} = p_{akt} \frac{\left(\frac{\epsilon}{t_0}\right)_{akt}}{\left(\frac{\epsilon}{t_0}\right)_{ges}}$$

Dabei sind ebenfalls sämtliche Querschnittsflächen A_i als gleich groß angenommen. Demnach ist e_{cal} gegeben durch das Verhältnis des mittleren spezifischen Energieverlustes im Detektormaterial zu der gemäß Gl. II.3.16 bestimmten effektiven Größe für das gesamte Stack, gewichtet mit dem Massen-

anteil der aktiven Komponente. Eine derartige Abschätzung kann natürlich nur als eine idealisierte 1. Näherung gelten. Sie läßt zwei wesentliche Effekte außer acht, welche in einem realen Experiment oder in einer an einer konkreten Geometrie orientierten Monte-Carlo-Rechnung kaum auszuschließen sind:

a) longitudinales und laterales Leakage

Für $f_L > 0$ und/oder $f_R > 0$ ist die Vorhersage nach Gl. V.3.5 wie folgt zu modifizieren:

$$(Gl. V.3.5) \quad e_{cal}(\text{leak}) = e_{cal}(\text{ideal}) \cdot (1-f_L) \cdot (1-f_R)$$

Allerdings ist f_L (und bedingt auch f_R) von der Einschußenergie E_{in} abhängig. Dieses führt vor allem bei vorhandenen longitudinalen Leckverlusten dazu, daß die nachgewiesene Energie e_{vis} nicht mehr vollständig linear mit E_{in} variiert.

b) unsichtbare Spuren für $\epsilon < E_{cut}$

Die klassische Schauertheorie leitet alle ihre Aussagen unter der Voraussetzung her, daß alle Energien zwischen 0 und E_{in} gleichermaßen gut nachgewiesen werden. Bei Existenz einer unteren energetischen Nachweisschwelle E_{cut} bleiben jedoch alle Spuren der Teilchen (bzw. Quanten) mit $\epsilon < E_{cut}$ unsichtbar. Eine analytische Aussage über die Größe der damit verbundenen Verluste im Gesamtnachweis ist nur schwer möglich, deshalb sei hier auf die unter 2.8.1 vorgestellte Abschätzung der Spurlängenkontraktion hingewiesen. In diesem Fall wäre:

$$(Gl. V.3.7) \quad e_{cal}(E_c) = e_{cal}(\text{ideal}) \frac{s(E_c)}{S_{tot}}$$

zu setzen. Die für die verwendeten Stackgeometrien errechneten Werte für $e_{cal}(\text{ideal})$ sind in Tab. V.7 zusammengetragen.

Tab. V.7:

Abschätzung der Kalorimetereffizienz

	A1	A2	B1	B2	
d_{akt}	0.19	0.19	0.26	0.26	[mm]
d_{Abs}	6.0	3.1	4.0	6.0	[mm]
Material	Blei	Wolfram	Blei	Blei	
P_{akt}	0.65	0.74	1.32	0.88	[%]
$(\epsilon/t)_{ges}$	1.1656	1.1985	1.1693	1.1669	[MeV cm ² /g]
e_{cal}	9.53	10.64	19.37	12.99	[%]
e_{cal}/τ	10.20	9.34	13.85	13.92	[%]
f_R	33.8	26.4	10.0	8.2	[%]
f_L (*)	0.9	3.2	(3.2)	(1.4)	[%] (**)
$F(Z)$	0.921	0.925	0.921	0.921	
e_{corr}	5.85	7.01	16.05	10.99	[%]
e_{corr}/τ	6.27	6.15	11.48	11.77	[%]
e_{exp}	4.68	5.42	13.38	8.46	[%]
e_{exp}/τ	5.01	4.76	9.57	9.06	[%]
e_{exp}/e_{corr}	80.0	77.3	83.4	77.0	[%]

(*) bei $E_{in} = 4 \text{ GeV}$

(**) f_L ist bei der Bestimmung von e_{corr} für Cal.B nicht berücksichtigt, da e_{exp} durch die Extrapolation auf $L \rightarrow \infty$ aus der Schauerentwicklung ermittelt wurde.

Der durchgeführte Vergleich mit den Meßergebnissen zeigt, daß die klassische Schauertheorie trotz der Berücksichtigung der oben erwähnten Effekte die Effizienzen der betrachteten Kalorimeterkonfigurationen systematisch überschätzt. So betragen die experimentell bestimmten Kalorimetereffizienzen im Mittel nur etwa 80% des vorhergesagten Wertes.

Dieser Umstand läßt sich zumindest qualitativ mit den Energieverlusten aufgrund des atomaren Photoeffektes erklären. Diese werden von der klassischen Schauertheorie, welche allein den mittleren Energieverlust von e^+e^- betrachtet, vollständig unberücksichtigt gelassen. Wegen der starken Materialabhängigkeit des Wechselwirkungsquerschnittes für den Photoeffekt (σ_{phot} ist proportional zu Z^5 !) geschieht die damit verbundene Energiedeposition nahezu ausschließlich in den Absorbermaterialien. Dadurch bleibt ein zusätzlicher Anteil der im Schauer enthaltenen Energie in den Detektoren praktisch unsichtbar.

5.3.4 Messungen mit Cal.A

5.3.4.1 Die gemessenen Spektren

Abb. 5.16 a) & b) zeigen die mit Cal.A gemessenen Impulshöhenverteilungen für Einschußenergien zwischen 1 und 6 GeV. In der Darstellung wurde die im Experiment gewählte elektronische Digitalisierungsbreite von 200 keV/ADC-Kanal beibehalten. Die Ordinaten sind so skaliert, daß die Fläche unterhalb der Histogramme jeweils einer Normzählrate von $N=10000$ Ereignissen entspricht. Dabei sind die mit der Primärenergie zunehmende Verbreiterung der Spektren sowie die Erhöhung der im Mittel deponierten Energie deutlich zu erkennen.

5.3.4.2 Vergleich der Kalorimetereffizienzen für Blei und Wolfram

Abb. 5.17 a) & b) zeigt den Verlauf der nachgewiesenen Energie ϵ_{vis} mit der Einschußenergie E_{in} für Cal.A mit der Blei- (Meßzeit II) und der Wolframbestückung (Meßzeit IIIa). Es sind hier einmal die Originalmeßdaten (Abb. 5.17 a) sowie die auf eine Samplingrate $\tau = 1 \text{ X}_0^{-1}$ bezogenen Werte (Abb. 5.17 b) dargestellt. Aus den Ergebnissen des 3- σ -cuts erhält man dabei unter Bezug auf gleiches Sampling eine Kalorimetereffizienz von 5.00 MeV/GeV für Blei und von 4.75 MeV/GeV für den Wolfram/Blei-Stack. Dieses bedeutet nur 5.2% mehr registrierte Energie für Blei als Absorber. Wegen der bereits besprochenen und unter 5.2.1 beschriebenen Verschiebung der Achse des Blei-Kalorimeters gegen die Strahlachse sind die nachgewiesenen Energien geringer als bei zentralem Einschuß. Aus dem Vergleich der lateralen Scans mit dem bleibestückten Cal.A bei verschiedenen Meßzeiten erhält man für 4 GeV-Einschuß einen Verlustfaktor von:

$$e(\text{Mz. II})/e(\text{Mz. IIIa}) = 0.94.$$

Setzt man diesen Wert pauschal als für alle Energien gültig an, so ergäbe sich eine 'korrigierte' Kalorimetereffizienz von 5.30 MeV/GeV für ein reines Blei-Kalorimeter. Dieses wären bezogen auf den Wolfram-Wert ein Plus von 11.5% nachgewiesener Energie. Nach den unter Abschnitt 5.3.3 durchgeführten Abschätzungen ergäbe sich im idealen Fall für Blei ein ca. 9.2% höherer Energienachweis als in einem mit Wolfram bestückten Kalorimeter gleicher Samplingrate. Die Berücksichtigung der gemessenen longitudinalen und der abgeschätzten lateralen Energieverluste sowie der Spurlängenverkürzung ($E_c = 100 \text{ keV}$ angesetzt) ergäbe demgegenüber nur noch ein Plus von 1.7%.

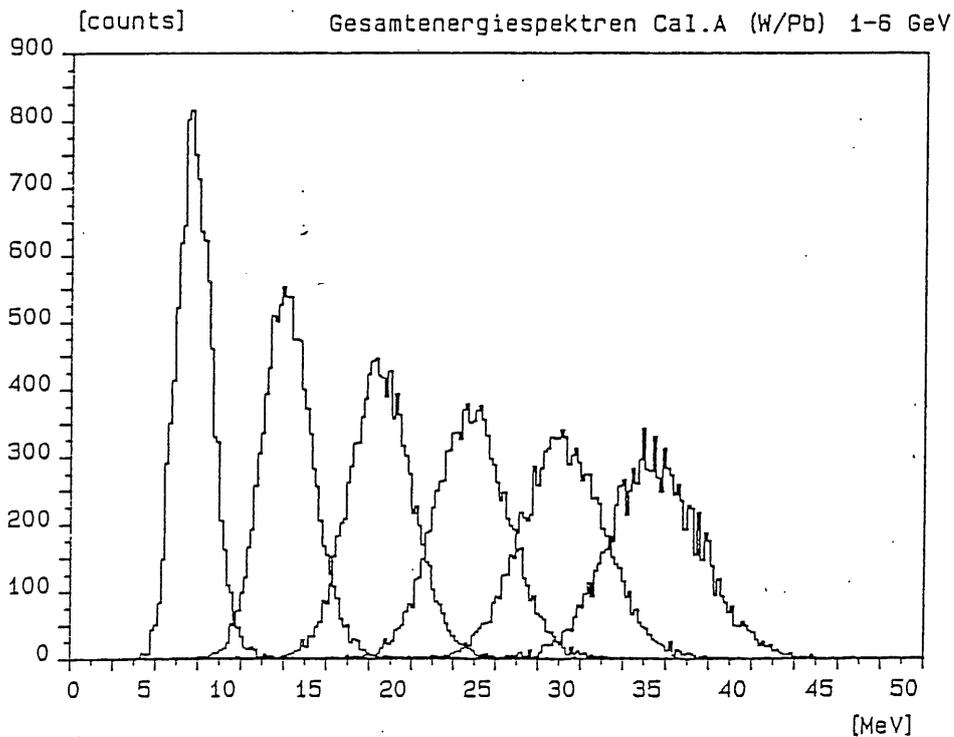
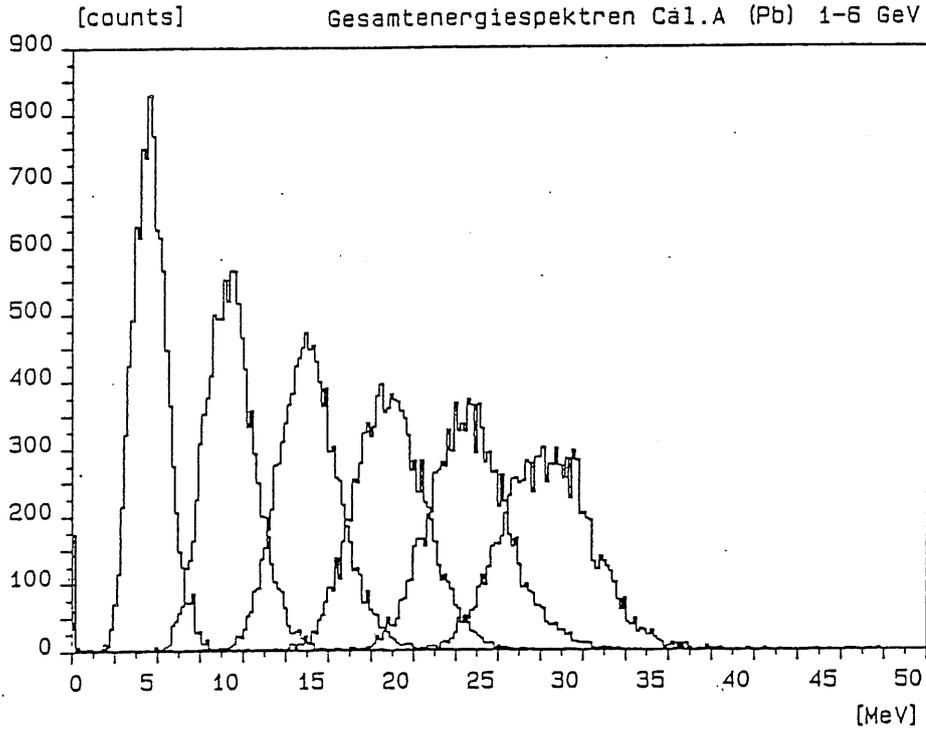


Abb. 5.16 a) & b)

Originalspektren für Cal.A:

Abb. 5.16 a): Blei-Absorber,
 $\tau = 0.936$, $L(\text{cal}) = 17.1 X_0$
 und Abb. 5.16 b): kombiniertes Wolfram/Blei-Stack,
 $\tau_{\text{eff}} = 1.137$, $L(\text{cal}) = 15.0 X_0$,
 jeweils 1×16 'online'-Summation).

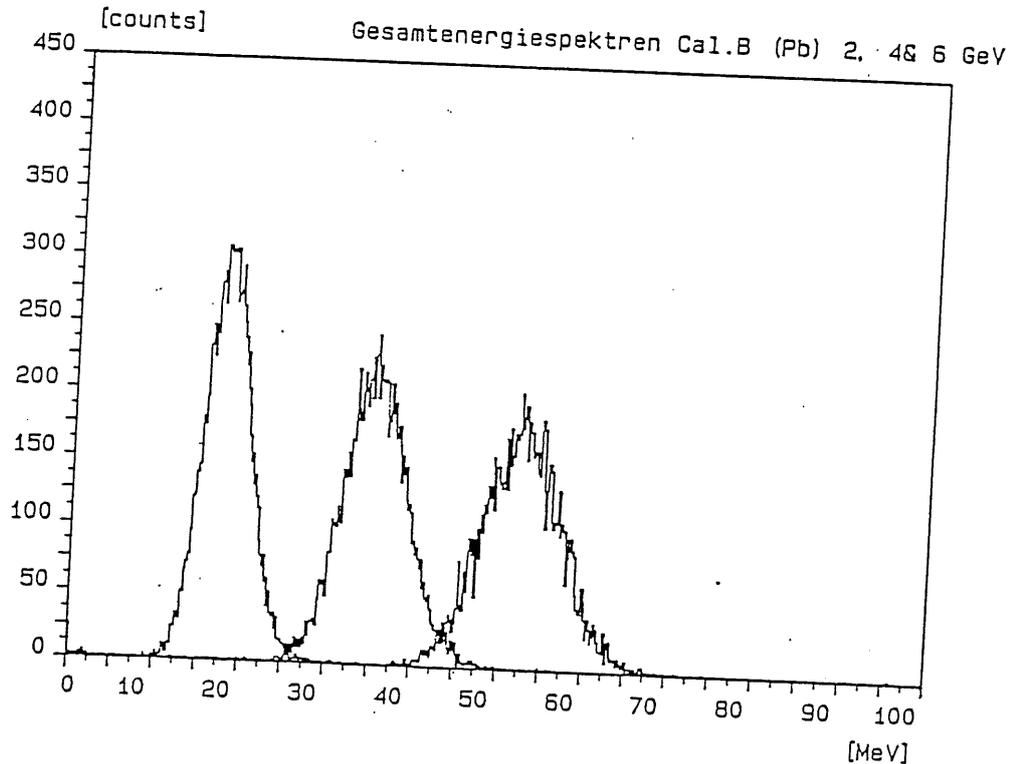


Abb. 5.16 c)

Originalspektren für Cal.B:
(Abb. 5.16 c): Blei-Absorber, $\tau = 0.936$, $L(\text{cal}) = 17.1 X_0$,
8x2 'offline'-Summation).

Dieses steht im Widerspruch zu dem gemessenen Effizienzverhältnis. Trotz des äußerst groben Verfahrens zur 'Korrektur' der im Blei-Kalorimeter gemessenen Effizienz auf zentralen Einschuss geht dieser Mangel an Übereinstimmung im wesentlichen zu Lasten der nur ungenau bestimmten Werte für die lateralen Energieverluste.

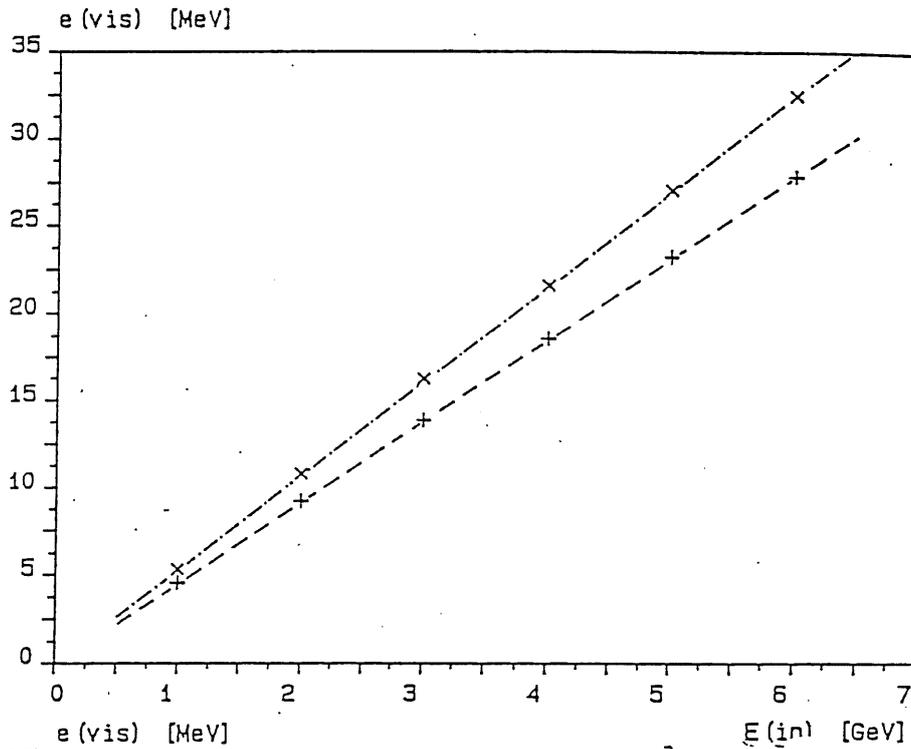


Abb. 5.17 a)

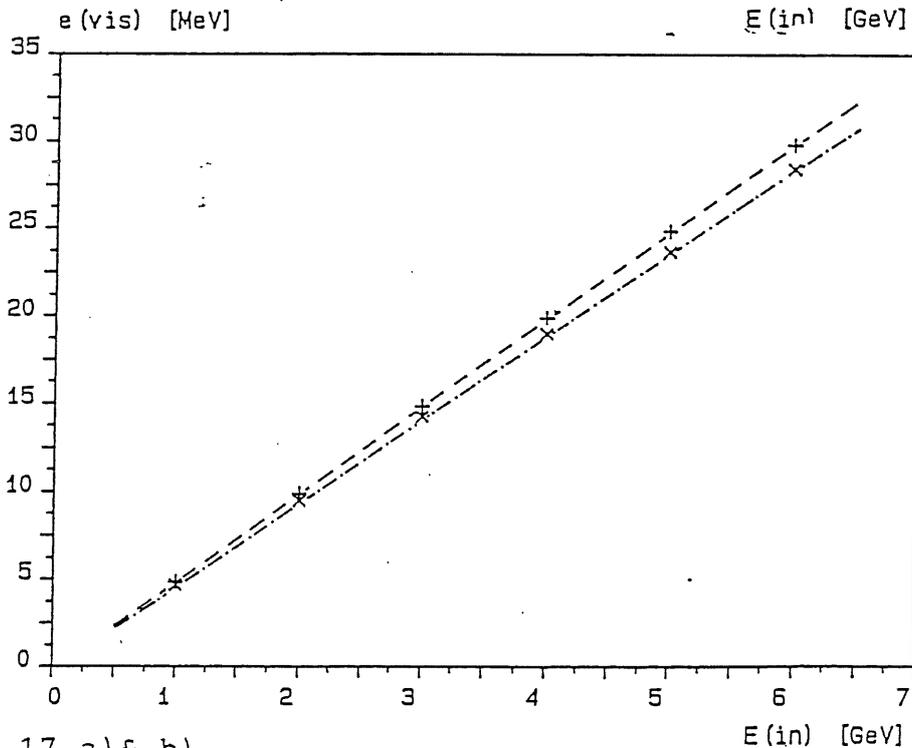


Abb. 5.17 b)

Abb. 5.17 a) & b)

Mit Cal.A gemessene Linearitätskurven für eine reine Bleibestückung (Symbol: x) und einen kombinierten Wolfram/Bleistack (Symbol: +). Abb. 5.17 a) zeigt die Original-Meßwerte ($\epsilon(3-\sigma\text{-cut})$, 1×16 'online'-Summation) und Abb. 5.17 b) die auf $\tau = 1$ normierten Daten.

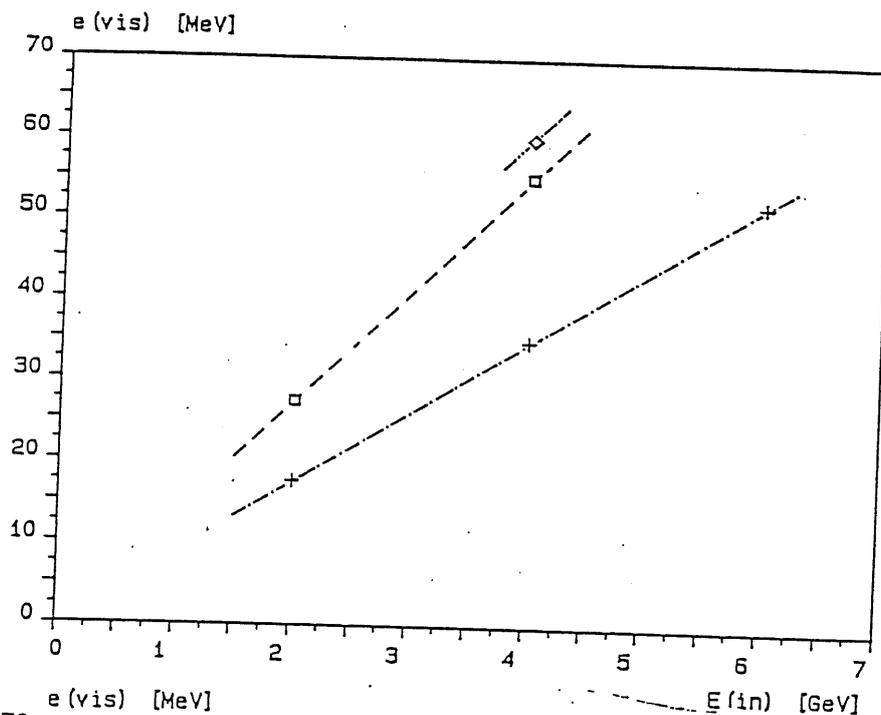


Abb. 5.18 a)

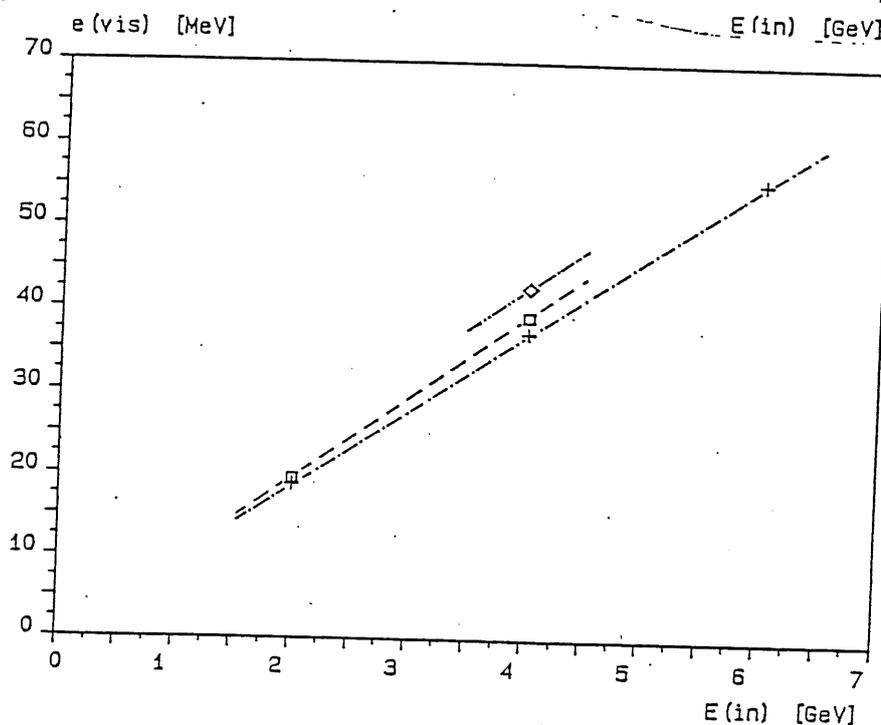


Abb. 5.18 b)

Abb. 5.18 a) & b)

Mit Cal.B gemessene Linearitätskurven für eine 4 mm (DESY TS 26: \square , CERN T 9: \diamond) und eine 6 mm Blei-Bestückung (DESY TS 26: $+$). In Abb. 5.18 a) sind die aus der Anpassungrechnung ermittelten Werte für ϵ_{max} und in Abb. 5.18 b) die auf eine Samplingrate von $\tau = 1 X_0^{-1}$ normierten Werte (ϵ_{int}) dargestellt.

5.3.5 Messungen mit Cal.B

Die mit Cal.B während verschiedener Meßzeiten ermittelten sichtbaren Energien sind in Abb. 5.18 a) & b) zusammengestellt. Da mit Cal.B nur einmal (während Mz. V) Gesamtenergiespektren aufgenommen wurden, sind hier die aus der Schauerentwicklung durch Extrapolation auf unendliche Kalorimeterlänge erhaltenen Energien $\epsilon_{\text{max}} (= \tau \cdot \epsilon_{\text{int}})$ dargestellt. Abb. 5.18 a) zeigt die ursprünglichen und Abb. 5.18 b) die auf $\tau = 1 \text{ X}_0^{-1}$ normierten Werte.

5.3.5.1 Vergleich der Messungen mit unterschiedlichen Sampling-Raten

Die auf eine gemeinsame Samplingrate normierten Werte sind entgegen den Erwartungen nicht identisch. Vielmehr ergibt sich (siehe Tab. V.6) $e_{\text{cal}} = 9.24\%$ mit den 6 mm-Absorbern und $e_{\text{cal}} = 9.88\%$ für den Betrieb mit den 4 mm-Platten. Somit wurde für das feinere Sampling (4 mm Blei) eine um 6.9% höhere Effizienz gemessen. Diese Abweichung ist aufgrund der Schauertheorie nicht verständlich.

Allerdings ist dies wohl weniger als Fehler der Theorie, sondern eher als Gradmesser für die Reproduzierbarkeit der absoluten Energieeichung zu bewerten. Außerdem sind die einzelnen Samplingraten natürlich nur so gut bekannt wie die Dicke der Bleiabsorber bestimmbar ist. Legt man hier pauschal eine Bearbeitungsgenauigkeit von $\pm 0.1 \text{ mm}$ zugrunde, so ergibt das bereits ein Varianz des Verhältnisses der Samplingraten ($v = 6/4 \cdot d(4 \text{ mm})/d(6 \text{ mm})$) von $\sigma(v) = \pm 3.0\%$.

5.4 Messung der Energieauflösung

Als letztes wichtiges Charakteristikum der getesteten Kalorimeter soll hier deren Energieauflösung besprochen werden. Die aus der Auswertung der Gesamtenergiespektren gewonnenen Werte für ϵ_{v1s} und $\sigma(\epsilon_{v1s})$ sind in Tab. V.8 aufgeführt. Hier sind wiederum die Ergebnisse der direkten Bestimmung gemäß der klassischen Fehlerrechnung und des Gaußfits, jeweils in den Grenzen des 3- σ -cuts, gegenübergestellt.

Im Fall der aus der ('offline'-) Addition der Einträge von 8 gleichzeitig ausgelesenen ADC's entstandenen Spektren (Mz. V) betrug die elektronische Auflösung der Einzelkanäle ca. 40 keV/bin. Um das Ergebnis dieser Rechnung zu den Messungen mit Cal.A vergleichbar zu halten, wurde für die so erstellten Gesamtspektren ebenfalls eine Rasterung von 200 keV/bin gewählt. Dieses stellte zugleich eine ausreichend gute Statistik für die Durchführung eines Gaußfits sicher.

Ebenfalls in Tab. V.8 angegeben sind die relative Energieauflösung $\sigma(\epsilon_{v1s})/\epsilon_{v1s}$ sowie die Größe $k = \sigma(\epsilon)/\epsilon \cdot \sqrt{E}$. Diese sollte wegen der erwarteten Dominanz der Samplingfluktuationen eine Apparatekonstante sein.

Tab. V.8

Zusammenstellung der Ergebnisse der Auflösungsmessungen

Meßzeit I

Cal.A 12.6.0mm Pb

Samplingrate $\tau = 0.9360 \text{ X}_0^{-1}$

Auflösungsmessung (online-Summe)

Ergebnisse des 3- σ -cuts:

E_{in} [GeV]	N_{tot}	ϵ_{vis} [MeV]	$\sigma(\epsilon)$ [MeV]	$\sigma(\epsilon)/\epsilon$ [%]	$\sigma/\epsilon \cdot \sqrt{E}$ [%]	k [%]
1.5	11190	6.65	1.22	18.35	22.48	21.75
3	15787	13.37	1.79	13.37	23.16	22.41
5	4469	22.13	2.45	11.06	24.73	23.93
					23.46	22.69
					± 1.15	± 1.12

Ergebnisse des Gaußfits in den Grenzen des 3- σ -cuts:

E_{in} [GeV]	N_{tot}	ϵ_{vis} [MeV]	$\sigma(\epsilon)$ [MeV]	$\sigma(\epsilon)/\epsilon$ [%]	$\sigma/\epsilon \cdot \sqrt{E}$ [%]	k [%]
1.5	11183	6.58	1.22	18.60	22.78	22.04
3	15756	13.29	1.78	13.41	23.23	22.48
5	4460	22.11	2.44	11.04	24.68	23.87
					23.56	22.80
					± 0.99	± 0.96

Meßzeit II
 Cal.A 16•6.0mm Pb
 Samplingrate $\tau = 0.9360 X_0^{-1}$

Auflösungsmessung (online-Summe)

Ergebnisse des 3- σ -cuts:

E_{in} [GeV]	N_{tot}	ϵ_{vis} [MeV]	$\sigma(\epsilon)$ [MeV]	$\sigma(\epsilon)/\epsilon$ [%]	$\sigma/\epsilon \cdot \sqrt{E}$ [%]	k [%]
1	3875	4.54	0.98	21.59	21.59	20.88
2	6852	9.23	1.43	15.47	21.88	21.16
3	9755	13.87	1.74	12.55	21.73	21.03
4	9810	18.61	2.03	10.89	21.79	21.08
5	4888	23.26	2.25	9.67	21.62	20.92
6	3853	27.90	2.52	9.02	22.09	21.37
					21.78	21.07
					± 0.18	± 0.18

Ergebnisse des Gaußfits in den Grenzen des 3- σ -cuts:

E_{in} [GeV]	N_{tot}	ϵ_{vis} [MeV]	$\sigma(\epsilon)$ [MeV]	$\sigma(\epsilon)/\epsilon$ [%]	$\sigma/\epsilon \cdot \sqrt{E}$ [%]	k [%]
1	3875	4.46	0.99	22.23	22.23	21.51
2	6852	9.14	1.42	15.59	22.05	21.33
3	9755	13.77	1.73	12.55	21.75	21.04
4	9810	18.53	2.06	11.11	22.22	21.50
5	4888	23.16	2.23	9.63	21.54	20.84
6	3853	27.83	2.60	9.36	22.92	22.17
					22.12	21.40
					± 0.48	± 0.46

Meßzeit IIIa)
 Cal.A 14•3.072mm W + 2•6.0mm Pb
 Samplingrate $\tau = 1.1424 X_0^{-1}$ (*)

Auflösungsmessung (online-Summe).

Ergebnisse des 3- σ -cuts:

E_{in} [GeV]	N_{tot}	ϵ_{vis} [MeV]	$\sigma(\epsilon)$ [MeV]	$\sigma(\epsilon)/\epsilon$ [%]	$\sigma/\epsilon \cdot \sqrt{E}$ [%]	k [%]
1	5346	5.32	1.00	18.86	18.86	20.16
2	14685	10.81	1.47	13.62	19.26	20.59
3	15326	16.29	1.84	11.29	19.56	20.91
4	14756	21.66	2.14	9.89	19.77	21.14
5	14720	27.06	2.42	8.94	19.98	21.36
6	5976	32.46	2.66	8.18	20.03	21.41
					19.58	20.93
					± 0.45	± 0.48

Ergebnisse des Gaußfits in den Grenzen des 3- σ -cuts:

E_{in} [GeV]	N_{tot}	ϵ_{vis} [MeV]	$\sigma(\epsilon)$ [MeV]	$\sigma(\epsilon)/\epsilon$ [%]	$\sigma/\epsilon \cdot \sqrt{E}$ [%]	k [%]
1	5346	5.26	1.03	19.51	19.51	20.86
2	14685	10.73	1.46	13.64	19.29	20.62
3	15326	16.23	1.84	11.33	19.62	20.98
4	14756	21.60	2.15	9.97	19.95	21.32
5	14720	27.02	2.43	9.00	20.13	21.52
6	5976	32.38	2.67	8.24	20.19	21.58
					19.78	21.14
					± 0.36	± 0.39

(*):
 Berücksichtigt ist hier allein der Wolframanteil.

Meßzeit V
 Cal.B 16.6.0mm Pb
 Samplingrate $\tau = 0.9350 \text{ K}_0^{-1}$

Auflösungsmessung (σ -line-Summation)

Ergebnisse des 3- σ -cuts:

E_{in} [GeV]	N_{tot}	E_{vis} [MeV]	$\sigma(\epsilon)$ [MeV]	$\sigma(\epsilon)/\epsilon$ [%]	$\sigma/\epsilon \cdot \sqrt{E}$ [%]	k [%]
2	9777	18.10	2.63	14.53	20.55	19.88
4	9796	35.50	3.70	10.42	20.85	20.17
6	5592	52.65	4.49	8.53	20.90	20.22
					20.77	20.09
					± 0.19	± 0.18

Ergebnisse des Gaußfits in den Grenzen des 3- σ -cuts:

E_{in} [GeV]	N_{tot}	E_{vis} [MeV]	$\sigma(\epsilon)$ [MeV]	$\sigma(\epsilon)/\epsilon$ [%]	$\sigma/\epsilon \cdot \sqrt{E}$ [%]	k [%]
2	9785	17.94	2.65	14.77	20.88	20.21
4	9783	35.31	3.70	10.48	20.96	20.28
6	5613	52.55	4.57	8.70	21.32	20.62
					21.05	20.37
					± 0.23	± 0.22

5.4.1 Messungen mit Cal.A

In Abb. 5.19 a) - c) ist die Variation der mit Cal.A gemessenen relativen Auflösung σ/ϵ sowie von k mit der Einschußenergie E_{1n} für die reine Blei- (Abb. 5.19 a)) und die Wolfram/Blei-Bestückung (Abb. 5.19b) graphisch dargestellt. Die in Abb. 5.19 c) dargestellten Fehlerbalken symbolisieren ausschließlich die statistischen Fehler der Messung. Diese ergeben sich nach den Regeln der Fehlerrechnung aus den in Tab. V.8 aufgeführten Werten σ_0 , ϵ_{med} und N_{tot} zu:

$$\sigma(\epsilon_{med}) = \sigma_0 / \sqrt{N_{tot}} \quad \text{und} \quad \sigma(\sigma_0) = \sigma_0 / \sqrt{(2 \cdot (N_{tot} - 1))}$$

Für $\sigma(E_{1n})$ wurde pauschal $1\% \cdot E_{1n}$ angenommen.

Während die Größe k für den Betrieb mit Blei innerhalb der Fehlergrenzen konstant ist, steigt sie für die Wolfram/Blei-Bestückung leicht mit der Elektronenenergie an. Dieses Verhalten läßt sich mit der zu geringen Gesamtlänge des Kalorimeters im zweiten Fall erklären. Sie betrug hier nur $14.39 X_0$, verglichen mit $17.09 X_0$ für den reinen Blei-Stack. Die Fluktuationen des longitudinalen Leckverlustes, die keine \sqrt{E} -Abhängigkeit aufweisen, tragen deshalb noch merklich zur Gesamtauflösung bei.

5.4.2 Messungen mit Cal.B

Die einzigen vergleichbaren Auflösungsmessungen für Cal.B wurden während Meßzeit V aufgenommen. Aus Zeitmangel konnten dort nur bei drei verschiedenen Energien (2, 4 und 6 GeV) gemessen werden. Die dabei erhaltenen Ergebnisse sind in Tab. V.8 c) aufgeführt und in Abb. 5.20 b) graphisch dargestellt. Hierbei zeigt es sich, daß sich trotz der drastischen Erhöhung des Energienachweises beim Übergang von Cal.A zu Cal.B (siehe Abschnitt 5.2, Abb. 5.13 b)) nur eine unwesentliche Verbesserung der Energieauflösung feststellen läßt. Sie beträgt für Cal.B:

$$20.1\% / \sqrt{\tau} / \sqrt{E},$$

verglichen mit:

$$21.1\% / \sqrt{\tau} / \sqrt{E}$$

für Cal.A. Dieses zunächst überraschende Ergebnis verdeutlicht, daß die für die Energiefluktuationen entscheidende Größe, nämlich die Anzahl der statistisch unabhängigen 'crossings', zwar von der Samplingrate, nicht jedoch von der Detektordicke oder den seitlichen Dimensionen des Kalorimeters abhängig ist.

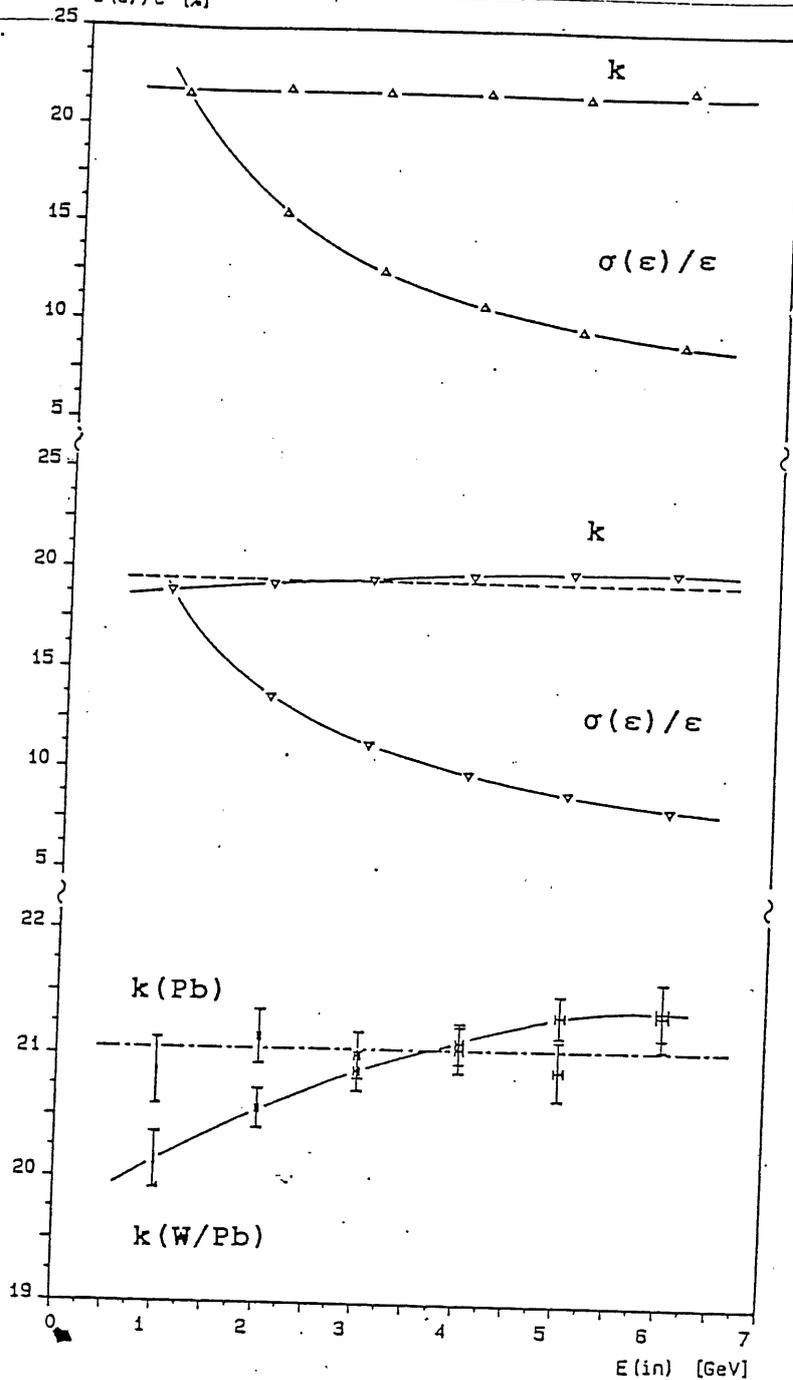


Abb. 5.19 a)

Abb. 5.19 b)

Abb. 5.19 c)

Abb. 5.19 a) - c)

Mit Cal.A gemessene Kalorimetraauflösung $\sigma(\epsilon)/\epsilon$ und $k = \sigma(\epsilon)/\epsilon \cdot \sqrt{E_{1n}}$.

Abb. 5.19 a) zeigt die mit einer reinen Bleibestückung ($L_{cal} = 17.1 X_0$, $\tau = 0.9360 X_0^{-1}$) und Abb. 5.19 b) die mit einem kombinierten Wolfram/Blei-Stack ($L_{cal} = 14.4 X_0$, $\tau = 1.1424 X_0^{-1}$) ermittelten Werte.

Der Vergleich der erzielten Auflösungen für beide Konfigurationen ist in Abb. 5.19 c) dargestellt. Sämtliche Werte sind hier auf $\tau = 1 X_0^{-1}$ normiert. Die abgebildeten Fehlerbalken zeigen ausschließlich die statistische Fehler für k und eine geschätzte pauschale Energieauflösung des TS 26 von $\sigma(E) = 1\% \cdot E_{1n}$.

Vergleich der Auflösungs-messungen mit Cal.A & Cal.B
 $s(e)/e$ [%]

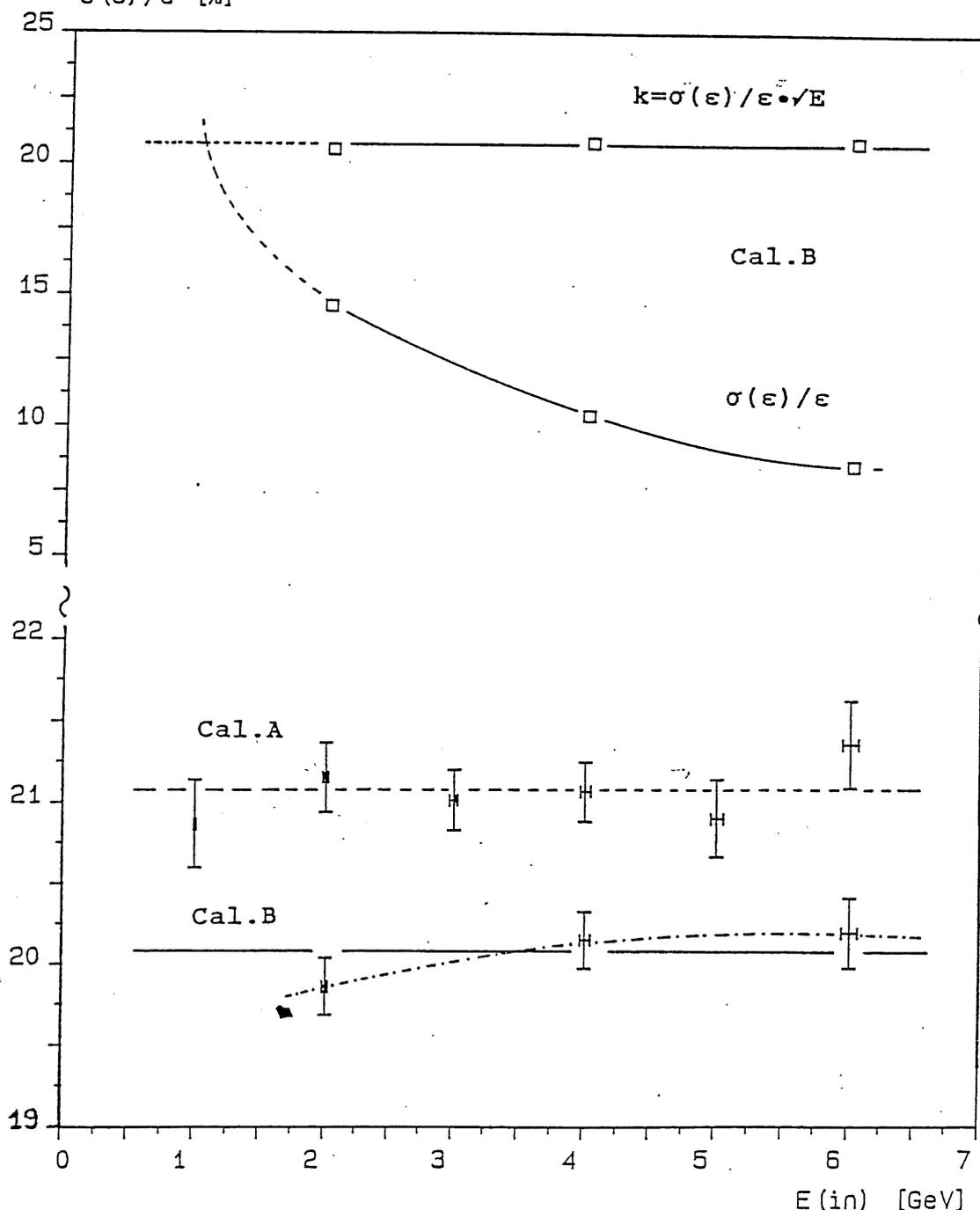


Abb. 5.20

Abb. 5.20 b

Abb. 5.20 a) (obere Graphik):

Darstellung der für $L(\text{cal}) = 17.1 X_0$ und $\tau = 0.9360$ mit Cal.B gemessenen relativen Kalorimeterauflösung σ/ϵ und $k = \sigma/\epsilon \cdot \sqrt{E}$ (8x2 'offline'-Summation).

Abb. 5.20 b) (untere Graphik):

Vergleich der gemessenen Kalorimeterauflösung k mit den entsprechenden Werten für Cal.A (1x16 'online'-Summation).

5.5 Untersuchungen anderer Autoren

Die Verwendung von dünnen Si-Detektoren für kalorimetrische Anwendungen in der Hochenergiephysik ist noch eine relativ neue Disziplin. Während allgemeine Untersuchungen an elektromagnetischen Kaskaden mit anderen Nachweismaterialien (z.B. Szintillatoren, Funkenkammern und Röntgenfilmen) bereits Mitte der 60-iger Jahre begonnen wurden, werden Experimente mit Si-instrumentierten Kalorimetern erst seit Beginn der 80-iger Jahre betrieben. Es existiert zur Zeit nur eine geringe Anzahl von mit derartigen Kalorimetern erzielten Versuchsergebnissen, von denen wiederum nur sehr wenige in der zugänglichen Literatur dokumentiert sind.

Im folgenden sollen zwei dieser bestehenden, älteren Kalorimeter in ihren wesentlichen Grundzügen vorgestellt werden. Anschließend werden die veröffentlichten Ergebnisse beider Experimente, soweit möglich(*), untereinander und mit den mit Cal.B erzielten verglichen.

5.5.1 Vorstellung der durchgeführten Experimente

a) Das Tokyo-Kalorimeter

Eine Gruppe von Wissenschaftlern der Universität Tokyo berichtet über Untersuchungen mit zwei unterschiedlichen elektromagnetischen Kalorimetern. Bei diesen kommen großflächige, zum Teil auch positionsempfindliche lithiumgedriftete Si-Detektoren zum Einsatz. Diese wurden in kleiner Stückzahl sowohl aus 3"- als auch aus 4"-Material hergestellt und verfügen über eine mittlere aktive Dicke von 1 mm.

Eine erste Version des Kalorimeters ('Tokyo-A') wurde mit 11 Si(Li)-Detektoren (70 mm Durchmesser, entsprechend $A_{eff} = 38 \text{ cm}^2$) und 5 mm-Bleiplatten betrieben. Dieses Kalorimeter verfügte bei einem regelmäßigen Sampling (Stackgeometrie: 5 mm-Absorber, 1.9 mm Luft, 1 mm Si) über eine Gesamtlänge von $L_{cal} = 10 X_{0,eff}$. Wegen dieser sehr geringen Kalorimeterlänge war ein Betrieb bei großen Primärenergien nicht vorgesehen. Die Untersuchungen wurden am e^- -Strahl des Elektronen-Synchrotrons des Instituts für Nukleare Forschung der Universität Tokyo im Energiebereich von 250 MeV bis 750 MeV durchgeführt [Nak 85].

(*) Der Vergleich dieser unterschiedlichen Kalorimeter ist nicht unproblematisch, da die Unterschiede bezüglich der eingesetzten Absorbermaterialien, der Stackgeometrie und der Kalorimeterdimensionierung sowie der Eigenschaften der eingesetzten Detektoren beträchtlich sind.

In einer zweiten Ausführung dieses Kalorimeters ('Tokyo-B') kamen 14 ebenfalls 1 mm dicke Si(Li)'s aus 4"-Material (90 mm Durchmesser, entsprechend $A_{eff} = 64 \text{ cm}^2$) zum Einsatz. Diese ist bezüglich des Detektorradius das größte der hier betrachteten Kalorimeter. Es wurde mit 18 3.5 mm dicken Wolframabsorbern (Stackgeometrie: 3.5 mm-Absorber, 4.5 mm Luft, 1 mm Si) betrieben. Allerdings konnte die Version B wegen der geringen Stückzahl der Detektoren nur mit einer unregelmäßigen Samplingrate betrieben werden. Der 1. Detektor befand sich hierbei (ebenso bei Version A) zur Gewinnung von Ortsinformationen vor der 1. Absorberschicht. Die aktiven Lagen 2-10 hatten einen Abstand von 1, die Lagen 11-13 von 2 und Lage 14 von 3 normalen Absorber-Detektor-Sandwiches zu dem jeweils davor liegenden Detektor. Dieses führt zu der bereits im Zusammenhang mit Cal. A(W/Pb) besprochenen Energieabhängigkeit der Samplingrate, welche Probleme bezüglich der Linearität und der Renormierbarkeit der Gesamtenergiemessungen mit sich bringt. Die Experimente mit Tokyo-B wurden am e^- -Strahl IT1 des Tristan-Speicherrings am KEK im Impulsbereich zwischen 0.5 GeV/c und 4.5 GeV/c (angegebene Impulsunschärfe 1%) durchgeführt [Nak 86].

b) Das SiCaPo-Kalorimeter

Ein weiteres Si-instrumentiertes elektromagnetisches Kalorimeter wird von der SiCaPo- ('Silicium Calorimeter & Polarimeter') Gruppe am CERN in Genf eingesetzt. Dieses verwendet von einem kommerziellen Anbieter (**) aus 3"-Material hergestellte, rechteckige ionenimplantierte Detektoren ($A_{eff} = 5 \times 5 \text{ cm}^2$). Allerdings können diese Detektoren nicht mit der benötigten Überspannung betrieben werden. Es wird deshalb versucht, die Tiefe der verarmten Sperrzone mittels der Betriebsspannung einzustellen [Bar 85-1]. Die physikalischen Dicken der Detektoren liegen nach Angabe der Autoren zwischen 220 und 300 μm . Für die Mehrzahl der Untersuchungen wurde die allen Detektoren gemeinsame Sperrzontentiefe auf 200 μm festgelegt. Die Reproduzierbarkeit dieser Einstellung der sensitiven Detektordicke mittels der Detektorspannung wird mit besser als 1% angegeben [Bar 85-1/2]. Eine durch die Diffusion von Ladungsträgern aus dem feldfreien Si-Material in die aktive Verarmungszone bewirkte Zunahme der effektiv wirksamen Detektordicke wird für sämtliche Spannungswerte pauschal mit +25 μm angesetzt.

Das SiCaPo-Kalorimeter wurde mit jeweils 12 Detektoren in zwei verschiedenen Bestückungen getestet:

(**) Micron Semiconductor

i) SiCaPo-Wolfram

Eine erste Version des SiCaPo-Kalorimeters wurde bei einem regelmäßigen Sampling von $\tau = 0.5 X_0^{-1}$ mit Wolfram als Absorber betrieben. Die Gesamtlänge des Kalorimeterstacks betrug $24 X_0 (W)$. Damit wurden Untersuchungen am Strahl X7 des CERN-SPS mit Energien zwischen 4 und 49 GeV [Bar 85-1] sowie am Strahl T9 des CERN-PS bei 2, 4 und 6 GeV Einschussenergie [Bar 85-3] durchgeführt.

ii) SiCaPo-Uran

Ebenfalls am Strahl T9 wurden weitere Messungen mit einer Uranbestückung unternommen. Auch diese verfügte über ein regelmäßiges Sampling von $\tau = 0.5 X_0^{-1}$ und eine Gesamtlänge von $24 X_0 (U)$. Neben den Untersuchungen mit $d_1 = 200 \mu\text{m}$ wurden sämtliche Experimente am Strahl T9 zusätzlich bei $d_2 = 70 \mu\text{m}$ durchgeführt, um eventuelle systematische Abweichungen von der Linearität im Energienachweis festzustellen. (siehe [Bar 85-3]).

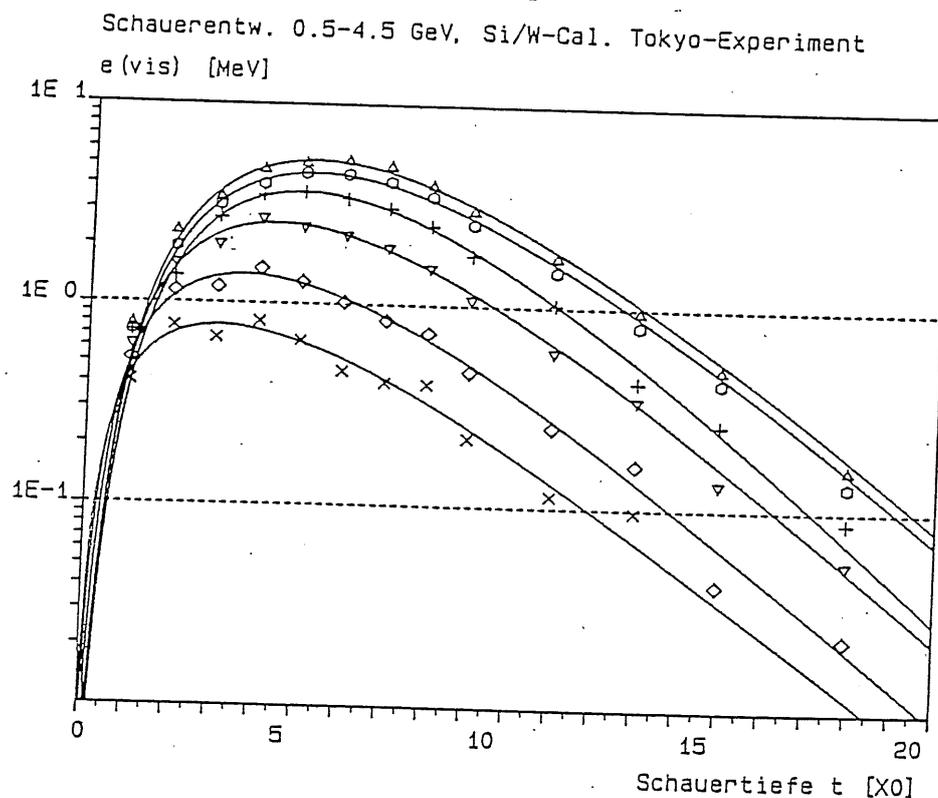


Abb. 5.21 a)

Mit Tokyo-B gemessene longitudinale Schauerentwicklung (Werte aus Graphiken ermittelt und auf $d_{det} = 260 \mu\text{m}$ bezogen) für 0.5 (x), 1.0 (\diamond), 2.0 (∇), 3.0 (+), 4.0 (o), 4.5 GeV (\triangle), Einschussenergie.

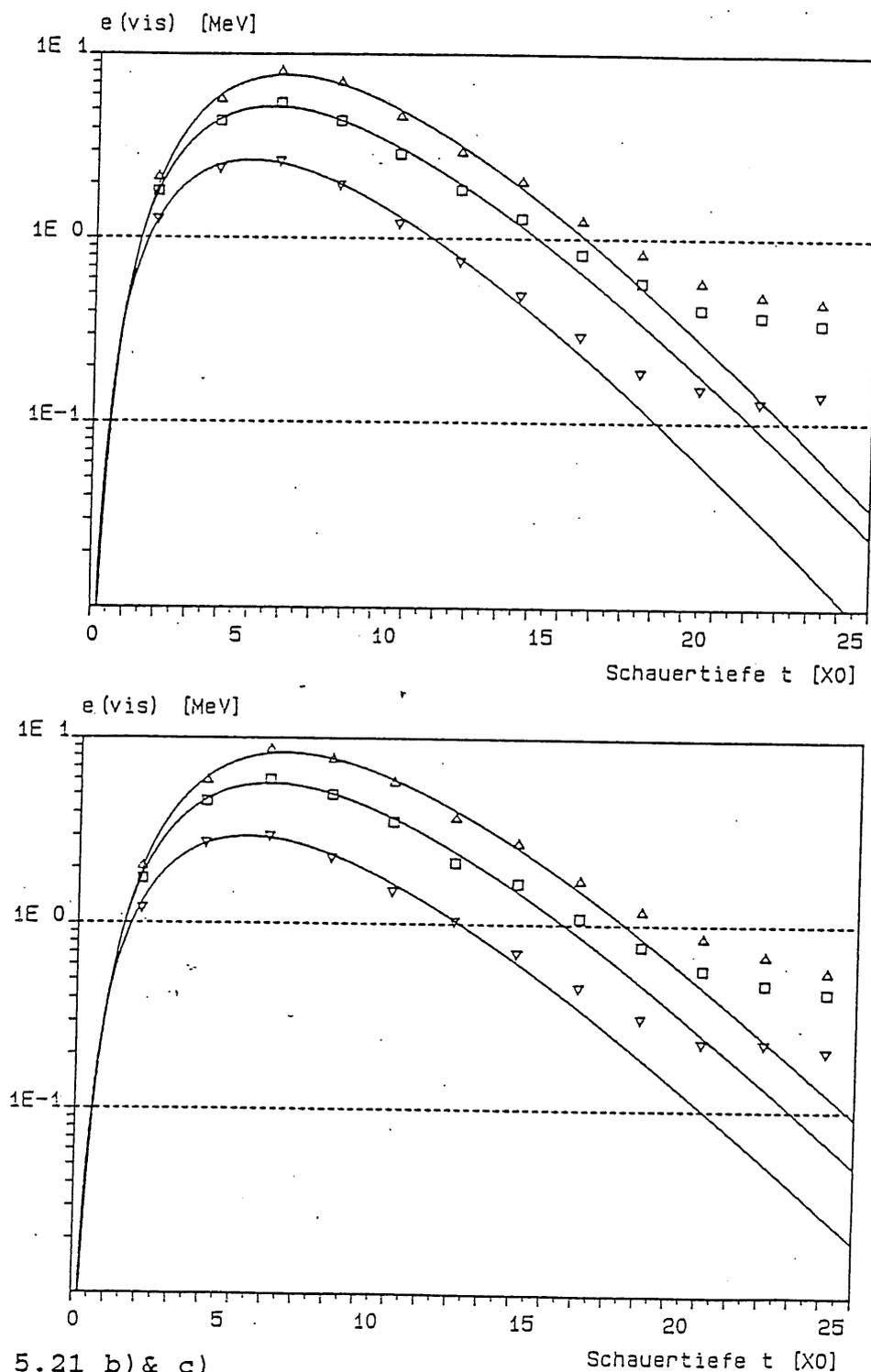


Abb. 5.21 b) & c)

Mit dem SiCaPo-Kalorimeter gemessene longitudinale Schau-
erentwicklung für 2.0 (∇), 4.0 (\square) und 6.0 GeV (\triangle) Ein-
schußenergie mit Wolfram (Abb. 5.21 b)) und Uran (Abb.
5.21 c)) als Absorber. Alle dargestellten Werte wurden aus
den in den im Text genannten Literaturquellen veröffentlich-
ten Graphiken entnommen und auf $d_{\text{det}} = 260 \mu\text{m}$ bezogen.

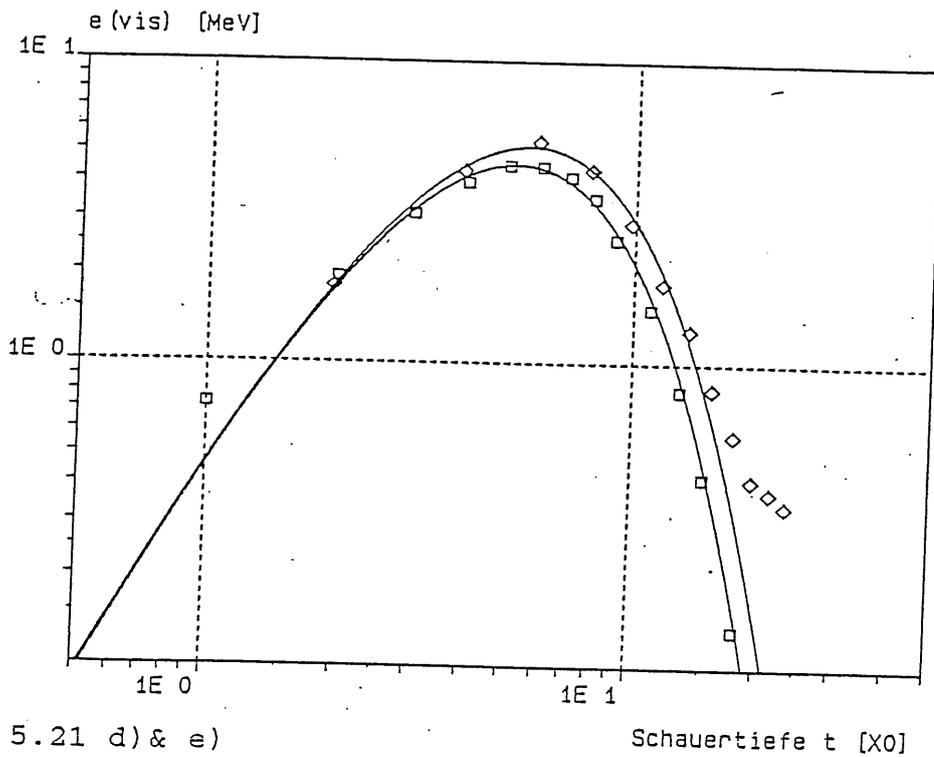
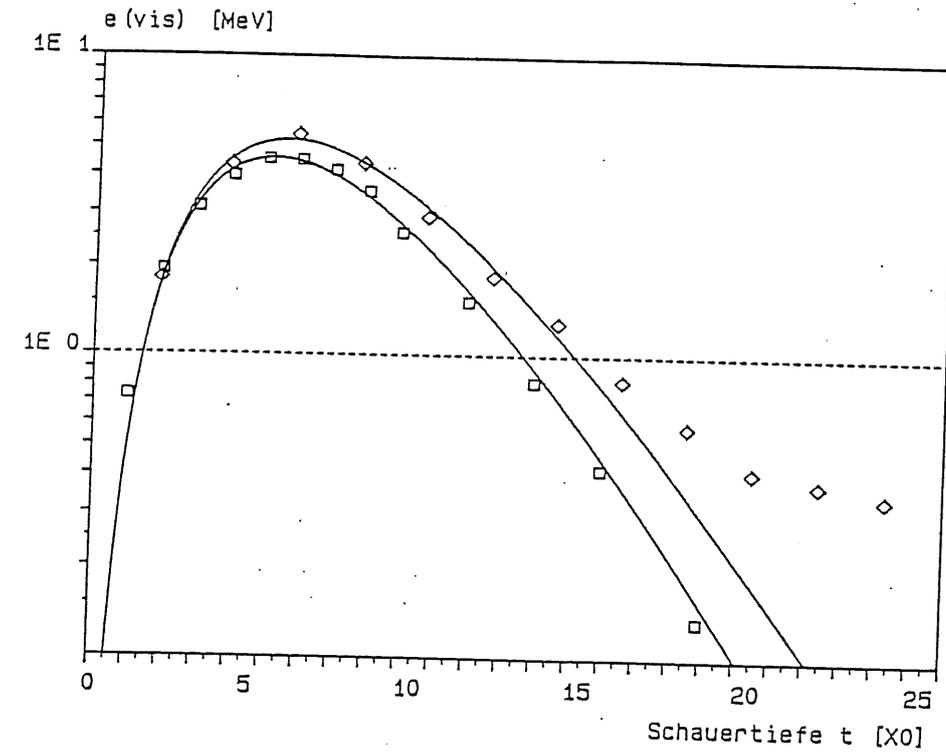


Abb. 5.21 d) & e)

Vergleich zweier 4 GeV-Schauerentwicklungen mit Wolfram als Absorber (Tokyo-B: \square , SiCaPo: \diamond). In der doppellogarithmischen Darstellung (Abb. 5.21 e)) ist deutlich eine Parallelverschiebung der oberen Kurve (SiCaPo) gegenüber der unteren (Tokyo-B) zu erkennen.

5.5.2 Vorstellung der Ergebnisse und Vergleich untereinander

a) Schauerentwicklungen

Die experimentell bestimmten Schauerentwicklungen sind in Abb. 5.21 a) (Tokyo-B, 0.5-4.5 GeV, $d_{act}=1000 \mu\text{m}$, 3.5mm W) sowie in Abb. 5.21 b) & c) (SiCaPo, 2-6 GeV, $d_{act}=200 \mu\text{m}$, $d_{eff}=225 \mu\text{m}$, 7.0mm W bzw. 6.0mm U) dargestellt. Sämtliche Daten wurden den veröffentlichten Graphiken entnommen und auf $d_{norm}=260 \mu\text{m}$ bezogen. Die durchgezogenen Kurven stellen wiederum die Ergebnisse der Anpassungsrechnung nach [Lon 75] (Gl. V.1.4) dar. Die Autoren selbst beschreiben die Verwendung anderer Interpolationsformeln, da sich bei den gemessenen Schauerentwicklungen experimentspezifische Abweichungen von dem in Gl. V.1.4 vorhergesagten Verhalten zeigen.

So ergeben beispielsweise die Experimente mit Tokyo-B in dem Bereich mit dem größeren Sampling ($t > 10$) einen stärkeren Abfall der deponierten Energie als erwartet. Die Autoren gewichten deshalb die bekannte Interpolationsfunktion für $f(t)$ mit einer zweiten, quadratisch mit t abklingenden Exponentialfunktion (siehe [Nak 86]).

Die mit dem SiCaPo-Kalorimeter registrierten Schauerentwicklungen scheinen hingegen für größere t zu einem Sättigungswert der Energiedeposition zu führen. Zur Beschreibung dieses Meßbefundes führen die Autoren als zusätzlichen Summanden eine zweite, in ihrem Beginn um einen bestimmten Abstand t_0 verschobene, exponentiell abfallende Funktion ('second exponential') ein [Bar 85-3]. Dieses Verfahren ist jedoch zumindest zweifelhaft, da ein solcher Verlauf von $\epsilon(t)$ weder durch die Schauertheorie erklärt noch durch Monte-Carlo-Rechnungen oder andere Experimente bestätigt werden konnte. Die beobachteten Abweichungen scheinen vielmehr auf einem systematischen Meß- oder Auswertefehler zu beruhen.

Der Vergleich zweier Schauerentwicklungen bei gleicher Einschußenergie zeigt ebenfalls keine gute Übereinstimmung zwischen SiCaPo-W und Tokyo-B. Die Unterschiede in der Breite der Verteilungskurven weisen zusätzlich auf einen Fehler bei der Bestimmung der Samplingrate zumindest bei einem der betrachteten Experimente hin (siehe Abb. 5.21 e), doppellogarithmische Darstellung).

b) Linearitäts- und Auflösungs-messungen

Abb. 5.22 a) zeigt den Verlauf der insgesamt nachgewiesenen Energie als Funktion von E_{1n} für die vorgestellten Kalorimeterkonfigurationen. Um eine Vergleichbarkeit der Ergebnisse bezüglich der Kalorimeterlänge sicherzustellen, wurden alle Angaben auf ca. $18 X_0$ bezogen.

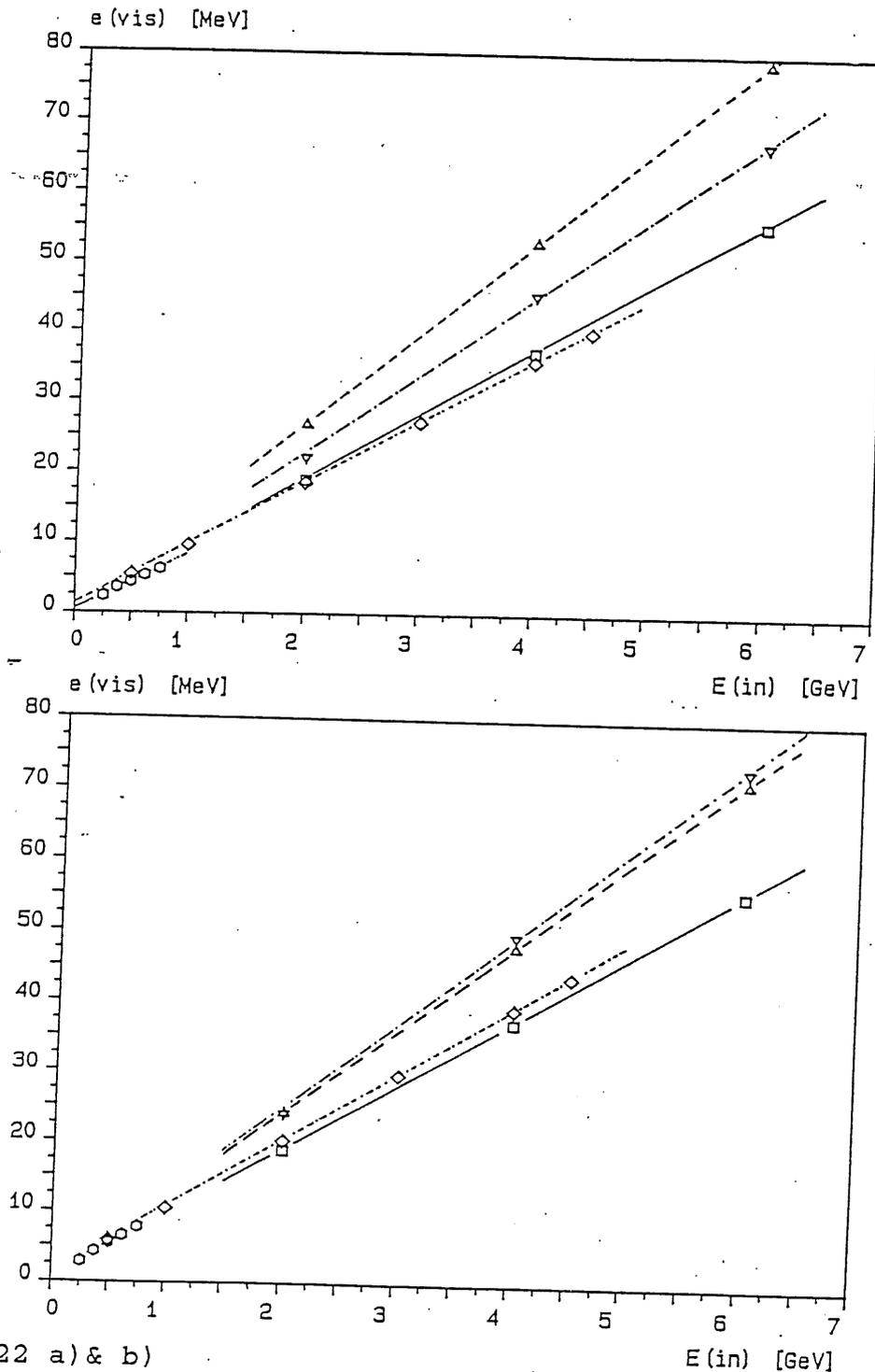


Abb. 5.22 a) & b)

Vergleich aller mit Silizium-instrumentierten elektromagnetischen Kalorimetern durchgeführten Linearitätsmessungen: Tokyo-A (\circ , Blei), Tokyo-B (\diamond , Wolfram) SiCaPo-W (∇), SiCaPo-U (Δ) und Cal.B (\square , Blei).

Die in Abb. 5.22 a) gezeigten Werte sind auf $\tau = 1 \text{ X}_0^{-1}$ normiert. In Abb. 5.22 b) wurde zusätzlich die Materialabhängigkeit der Anzahl der 'crossings' durch Multiplikation mit $\epsilon_{abs}/\epsilon_{pb}$ berücksichtigt.

Für Tokyo-B ($L_{c.a.1} = 18 X_0$) sind dabei die veröffentlichten Werte für die Gesamtenergiemessung, normiert auf die aus den Schauerentwicklungen ermittelten effektiven Samplingraten angegeben. Demgegenüber wurden die Angaben für SiCaPo-W & -U ($L_{c.a.1} = 24 X_0$) den dargestellten Schauerentwicklungskurven entnommen, wobei die Einträge mit $t > 18$ unberücksichtigt blieben(*). Zum Vergleich dazu sind die mit Cal.B ($L_{c.a.1} = 17 X_0$) erzielten Ergebnisse (Gesamtenergiemessung, 3- σ -cut, siehe Tab. V.8) als durchgezogene Linie dargestellt. Sämtliche Werte wurden auf $d_{p.e.t} = 260 \mu\text{m}$ und $\tau = 1 X_0^{-1}$ normiert. In Abb. 5.22 b) sind zusätzlich die abgeschätzten lateralen Leckverluste sowie die Abhängigkeit der Anzahl der geladenen Spuren $N_{x,0}$ von der kritischen Energie des Absorbers berücksichtigt. Es zeigt sich dabei, daß die Ergebnisse für Tokyo-B und Cal.B sehr gut übereinstimmen. Die Übereinstimmung ist bei Berücksichtigung von f_R (für Cal.B) und Normierung auf ϵ_{crit} besser als 2%. Demgegenüber liegen die Werte für SiCaPo-W und -U systematisch zu hoch.

Zum Vergleich der erzielten Energieauflösungen sind in Abb. 5.23 die verschiedenen Werte für:

$$k = \sigma(\epsilon_{v1s}) / \epsilon_{v1s} \cdot \sqrt{(E_{1n})} \cdot \sqrt{\tau}$$

in Abhängigkeit von der Primärenergie dargestellt. Hierzu wurden jeweils die Ergebnisse der Gesamtenergiemessungen verwendet. In Abb. 5.23 ist zusätzlich noch eine Normierung der k-Werte auf $N_{x,0}(\text{Pb}) = \epsilon_{Abs} / \epsilon_{Pb} N_{x,0}(\text{Abs})$ (siehe Abschnitt 2.8.1) vorgenommen.

Die in Abb. 5.23 zusätzlich eingezeichneten Kurven sind hier nicht das Ergebnis einer Anpassungsrechnung, sondern sollen nur die Zusammengehörigkeit der einzelnen Datensätze andeuten. Die Mittelwerte für die von der SiCaPo-Gruppe gemessenen normierten relativen Kalorimeterauflösung $k' = \sigma / \epsilon \cdot \sqrt{E} \cdot \sqrt{\tau} \cdot \sqrt{(\epsilon_{Abs} / \epsilon_{Pb})}$ betragen 18.2% für Wolfram und 19.0% für Uran als Absorber. Wie Abb. 5.23 zeigt, ist hier allerdings eine derartige Mittelwertbildung höchst fragwürdig, da k' deutlich mit E_{1n} variiert, also σ / ϵ nicht einfach proportional zu $1/\sqrt{E_{1n}}$ ist.

(*) Durch die Summation von 9 einzelnen Mittelwerten aus der Schauerentwicklung ergibt sich bereits ein größerer Wert für die deponierte Energie als aus der, ebenfalls aus einer Graphik ermittelten Gesamtenergiemessung mit 12 Detektoren. Diese Inkonsistenz der veröffentlichten Daten läßt sich anhand der zur Verfügung gestellten Informationen nicht erklären und wird von den Autoren selbst auch nicht diskutiert. Die aufgetretene Diskrepanz deutet allerdings auf einen systematischen Fehler im Zusammenhang mit der elektronischen Verarbeitung der Meßsignale hin.

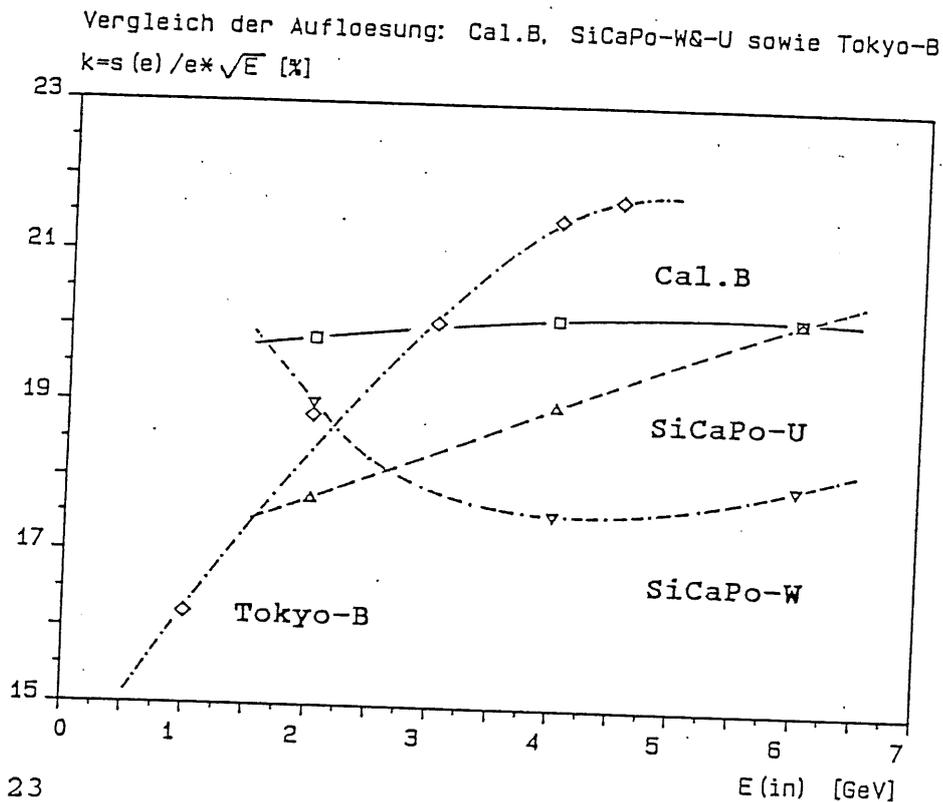


Abb. 5.23

Vergleich der mit den unterschiedlichen Kalorimetern gemessenen relativen Energieauflösung: $k = \sigma(\epsilon) / \epsilon \cdot \sqrt{E_{in}}$. Die Zuordnung der Symbole zu den Meßreihen entspricht der in Abb. 5.22.

Die eingezeichneten Kurven sollen nur die Zusammengehörigkeit der einzelnen Datensätze verdeutlichen. Sie stellen nicht das Ergebnis einer Anpassungsrechnung dar.

Dieses gilt in einem noch stärkeren Maß für die Auflösungsmessung mit Tokyo-B (Symbol \diamond). Die veröffentlichten Werte für σ/ϵ und $\sigma/\epsilon \cdot \sqrt{E}$ folgen zwar einer einfachen Beziehung der Form $\sigma/\epsilon = a \cdot E^b$ (siehe die doppeltlogarithmische Darstellung in Abb. 5.24), der Exponent ist jedoch $\neq -0.5$. Stattdessen lassen sich die angegebenen Messungen sehr gut durch $\sigma/\epsilon = 16.26\% \cdot E^{(-0.3)}$ bzw. $\sigma/\epsilon \cdot \sqrt{E} = 16.26\% \cdot E^{(+0.2)}$ beschreiben. Diese ungewöhnliche Energieabhängigkeit ist weder anhand der veröffentlichten Daten zu erklären noch wird sie von den Autoren selbst diskutiert.

Auflösungsmessung 0.5-4.5 GeV, Tokyo-B
s(e)/e [%]

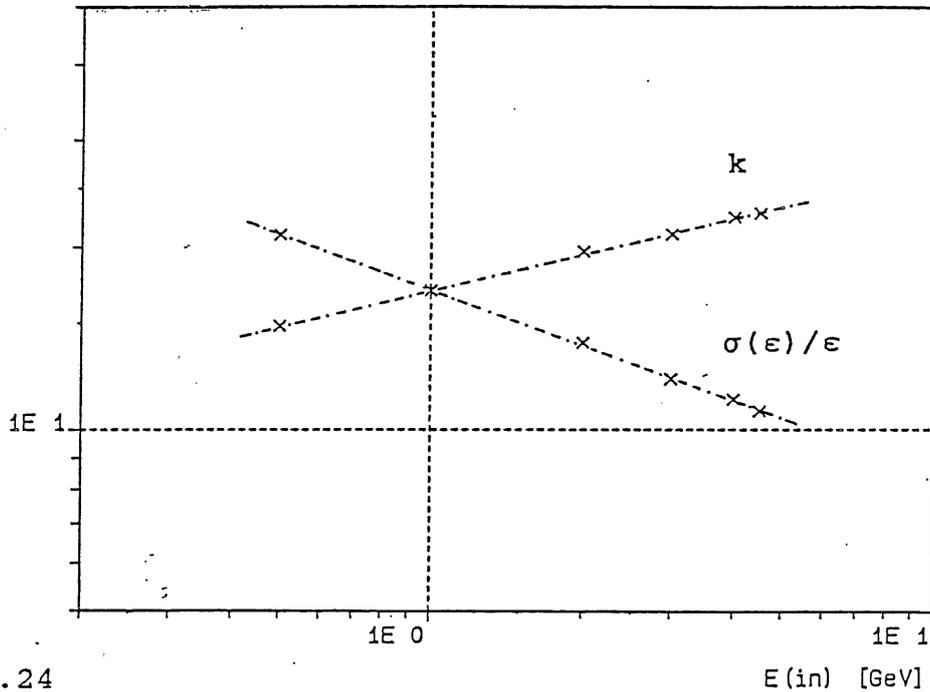


Abb. 5.24

Doppeltlogarithmische Darstellung der mit Tokyo-B gemessenen relativen Kalorimeterauflösung:

$$\sigma(\epsilon)/\epsilon \text{ und } k = \sigma(\epsilon)/\epsilon \cdot \sqrt{E_{in}}$$

Die eingezeichneten Geraden sollen die Existenz einer Energieabhängigkeit der Form:

$$\sigma(\epsilon)/\epsilon = a E^b \text{ bzw. } k = a E^{(b+0.5)}$$

unterstreichen.

6.0 Zusammenfassung

Zwei unterschiedliche mit Siliziumdetektoren instrumentierte Sampling-Kalorimeter zum Nachweis von elektromagnetischen Kaskaden (Cal.A & Cal.B) wurden im Rahmen der vorliegenden Diplomarbeit entwickelt und umfassend getestet.

Beide Kalorimeter wurden in je zwei verschiedenen Konfigurationen betrieben. Die maximale Länge der Kalorimeterstacks betrug jeweils 17.1 Strahlungslängen. Die eingesetzten Detektoren besaßen sensitive Querschnittsflächen von 8 cm^2 (für Cal.A) und 37 cm^2 (für Cal.B), bei mittleren Dicken von $d_A = 190 \text{ }\mu\text{m}$ bzw. $d_B = 260 \text{ }\mu\text{m}$. Anhand der (im Text beschriebenen) Stackgeometrien wurden die effektiven Molière-Radien $r_{M,eff}$ für die jeweilige Kalorimeterkonfiguration in Anlehnung an die klassische Schauertheorie abgeschätzt. Es ergaben sich dabei aktive Radien für die eingesetzten Kalorimeter von:

$$\begin{aligned} R_{cal} &= 0.54 r_{M,eff} \text{ für Cal.A(Pb)}, \\ R_{cal} &= 0.66 r_{M,eff} \text{ für Cal.A(W/Pb) und} \\ R_{cal} &= 1.35 r_{M,eff} \text{ für Cal.B(6 mm Pb)}. \end{aligned}$$

Die aus der radialen Begrenztheit resultierenden lateralen Leckverluste wurden anhand von Messungen anderer Autoren für Cal.A zu etwa 33% (Pb-Best.) bzw. 26% (W/Pb-Best.) und für Cal.B zu $\leq 10\%$ abgeschätzt.

Sämtliche Kalorimeterkonfigurationen wurden mit Elektronen im Energiebereich von 1-6 GeV am TS 26 des DESY in Hamburg und am Teststrahl T9 des CERN-PS in Genf getestet.

Es wurden im einzelnen folgende Experimente durchgeführt:

- a) Messungen der longitudinalen Schauerentwicklungen
 - b) radiale Energiescans
 - c) Gesamtenergiemessungen, zur Bestimmung der Kalorimetereffizienz
- und d) der relativen Energieauflösung $\sigma(\epsilon_{vis})/\epsilon_{vis}$.

Dabei konnten folgende Ergebnisse erzielt werden:

a) Die experimentell bestimmten longitudinalen Schauerentwicklungen zeigen eine gute qualitative Übereinstimmung mit der klassischen Schauertheorie unter der Approximation B. Sie sind ebenfalls durch die für Monte-Carlo-Simulationen photoninduzierter elektromagnetischer Schauer hergeleitete empirische Anpassungsfunktion nach [Lon 75] gut beschreibbar. Außerdem besteht eine gute Übereinstimmung mit den bei [Nak 86] dokumentierten Messungen mit Wolframabsorbern und 1 mm dicken Si(Li)'s.

b) Für das radial stark begrenzte Kalorimeter A konnte selbst bei zentralem Einschluß keine Konstanz der Energiedeposition beim Verfahren des Kalorimeters relativ zum primären Elektronenstrahl beobachtet werden. Durch den Übergang von Cal.A auf Cal.B ergab sich eine deutliche Verbesserung des radialen Energiecontainments. Eine vollständige Unabhängigkeit der nachgewiesenen Energie vom Einschlußort konnte jedoch auch mit Cal.B nicht erreicht werden.

c) Die von der Schauertheorie vorhergesagte lineare Beziehung zwischen der im Kalorimeter sichtbar gemachten Energie ϵ_{vis} und der primären Elektronenenergie E_{in} wurde bestätigt.

Für 6 mm Blei als Absorber ergaben sich als bestangepaßter Wert der Kalorimetereffizienz e_{cal} :

6.84 MeV/GeV/ τ mit Cal.A

und 9.24 MeV/GeV/ τ mit Cal.B,

jeweils bezogen auf eine mittlere Detektordicke von $d_{akt} = 0.26$ mm (Si).

Der Unterschied der experimentell bestimmten Kalorimetereffizienzen dieser bezüglich der Samplingrate und Gesamtlänge identischen Kalorimeterkonfigurationen konnte durch die lateralen Energieverluste vollständig erklärt werden. Weiterhin steht das mit Cal.B erzielte Resultat in Einklang mit den Ergebnissen von [Nak 86] sowie später durchgeführten Reproduzierbarkeitsmessungen mit Cal.B (siehe [Wei 88]).

Der mit 3.1 mm W als Absorber für Cal.A erhaltene Mittelwert von e_{cal} beträgt 4.74 MeV/GeV/ τ (Originalmessung) bzw. 6.50 MeV/GeV/ τ (ebenfalls bezogen auf $d_{akt} = 0.26$ mm). Der Energienachweis zeigt jedoch wegen der zu geringen Länge des Kalorimeters eine geringfügige Abweichung von der Linearität.

d) Für die relative Energieauflösung $\sigma(\epsilon_{vis})/\epsilon_{vis}$ konnte eine Dominanz der zu $1/\sqrt{E_{in}}$ proportionalen Fluktuationsanteile festgestellt werden. Demgegenüber sind das elektronische Rauschen und die Energieunschärfe der verwendeten Teststrahlen vernachlässigbar.

Mit 6 mm Blei als Absorber ergaben sich:

$$\sigma(\epsilon_{vis})/\epsilon_{vis} = 21.1\%/ \sqrt{E}/\sqrt{\tau} \text{ für Cal.A}$$

$$\text{und } \sigma(\epsilon_{vis})/\epsilon_{vis} = 20.1\%/ \sqrt{E}/\sqrt{\tau} \text{ für Cal.B,}$$

in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Autoren ([Bar 85-3], [Nak 86]).

Die Messungen für Wolfram als Absorber waren durch eine unregelmäßige Samplingstruktur und longitudinale Energieverluste verfälscht. Es wurden hier Werte zwischen $20.2\%/ \sqrt{E}/\sqrt{\tau}$ bei 1 GeV und $21.4\%/ \sqrt{E}/\sqrt{\tau}$ bei 6 GeV ermittelt.

Anhänge

App.-1 Literatur-Verzeichnis

- [Ama 81] Fluctuations in Calorimetry Measurements
Ugo Amaldi
Physica Scripta, Vol.23, 1981, 409-424
- [Bar 85-1] Energy Resolution and Longitudinal Shower Development
in a Si/W Electromagnetic Calorimeter
G. Barbiellini, G. Cecchet et al.
Nucl. Inst. & Meth. A235 (1985) 55-60
- [Bar 85-2] Silicon Detectors and Associated Electronics oriented
to Calorimetry
G. Barbiellini, P. Buksh et al.
Nucl. Inst. & Meth. A235 (1985) 216-223
- [Bar 85-3] Electromagnetic Shower Development in Uranium and Tungsten:
A Comparison of Data from a Silicon Sampling Calorimeter
G. Barbiellini, G. Cecchet et al.
Nucl. Inst. & Meth. A236 (1985) 316-320
- [Bat 70] Measurements of the Longitudinal and Lateral Development
of Electromagnetic Cascades in Lead, Copper, and Aluminium
at 6 GeV
G. Bathow, E. Freytag et al.
Nuclear Physics B20 (1970), 592-602
- [Ber 64] Tables of Energy-Losses and Ranges of Electrons and
Positrons
Martin J. Berger und Stephen M. Seltzer
Nuclear Science Series, Report No.39(1964), 205-227
- [Ber 68] Semiconductor Detectors
G. Bertolini und A. Coche
North-Holland Publishing Company-Amsterdam, 1968

- [Bet 53] Penetration of Beta-Rays through Matter
Hans A. Bethe und Julius Ashkin
Experimental Nuclear Physics, Vol. I (1953)
- [Bro 77] Taschenbuch der Mathematik
I.N.Bronstein und K.A.Semendjajew
Verlag Harri Deutsch
17. Auflage, 1977
- [Cra 67] Electron-Induced Cascade Showers in Copper, Tin, and Lead
Carol Jo Crannell
Physical Review 161,2 (1967), 310-321
- [Dov 64] Radiation Units and Critical Energies for Various
Substances
O.I.Dovzhenko and A.A.Pomanskii
Journal for Experimental and Theoretical Physics (U.S.S.R.)
Soviet Physics, JETP 18, 1(1964), 187-194
- [Eng 85] Perspectives in Calorimetry
J. Engler
Nucl. Inst. & Meth. A235 (1985) 301-309
- [Fab 82] Calorimetry in High-Energy Physics
Christian W. Fabjan und T. Ludlam
CERN-EP/82-37, 1982
- [Fab 85] Calorimetry in High Energy Physics
Christian W. Fabjan
Techniques and Concepts of High Energy Physics III
(edited by Thomas Ferbel)
New York: Plenum Print 1985 (NATO ASI-Series B, Vol.128)
Textgleich mit:
CERN-EP/85-54, 1985
- [Fis 78] Multiwire Proportional Quantameter
H. G. Fischer
Nucl. Inst. & Meth. 156 (1978) 81-85
- [For 78] The EGS Code System: Computer Programs for the MC-
Simulation of EM-Cascade Showers (Version 3)
Richard L. Ford und Walter R. Nelson
SLAC Rep. 210, UC-32, 1978
- [Gay 85] Non Compensating Calorimeter by Energy Weighting
J. Gayler
Internal Report H1-5/85-19
- [Gra 88] Marcus Graf
Experimentell-physikalische Diplomarbeit
an der Universität Hamburg, 1988

- [H1C 86] Technical Proposal for the H1 Detector
H1 Collaboration, 1986
- [Hub 80] Pair, Triplet, and Total Atomic Cross Sections (and
Mass Attenuation Coefficients) for 1 MeV - 100 GeV
Photons in Elements $Z = 1$ to 100
J. H. Hubbell, H. A. Gimm und I. Øverbø
J. Phys. Chem. Ref. Data, Vol.9, No.4(1980), 1024-1145
- [Iwa 80] Calorimeter
(Part of the Report of the TRISTAN ep Working Group)
Seigi Iwata
DPNU 13-80, 1980
- [Khl 86] Praktische Physik, Bd.III, 23.Auflage 1986, Tab. 168
F.Kohlrausch
(B.G.Teubner, Stuttgart)
- [Kle 84] Detektoren für Teilchenstrahlung
Konrad Kleinknecht
(B.G.Teubner, Stuttgart, 1984)
- [Led 78] Tables of Isotopes
C. M. Lederer und V. S. Shirley (Hrsg.)
John Wiley & Sons, New York, 7. Auflage 1978
- [Lon 75] Monte Carlo Calculation of Photon-Initiated Electromagnetic
Showers in Lead Glass
Egidio Longo and Ignazio Sestili
Nucl. Inst. & Meth. 128 (1975) 283-307
- [Mes 70] Electron-Photon Shower Distribution Functions
Tables for Lead, Copper and Air Absorbers
H.Messel and D.F.Crawford
Pergamon Press 1970 (1st edition)
- [Nak 85] A Si(Li)-Pb Shower Calorimeter for p-p Collider Experiments
A. Nakamoto, H. Murakami, et al.
Nucl. Inst. & Meth. A238 (1985) 53-60
- [Nak 86] A 4"-Si(Li)/W Calorimeter for p-p Collider Experiments
A. Nakamoto, H. Murakami, et al.
Nucl. Inst. & Meth. A251 (1986) 275-285
- [Nel 66] Electron-Induced Cascade Showers in Copper and Lead
at 1 GeV
Walter R. Nelson, Theodore M. Jenkins et al.
Physical Review 149,1 (1966), 201-208
- [Nsh 67] Theory of Cascade Showers
J.Nishimura
Handbuch der Physik (edited by S.Flügge)
(Springer, Berlin 1967), Vol. 46/2, 1-113

- [Ort 80] Model 572, Spectroscopy Amplifier and Pile-Up Rejector
Operating and Service Manual, 2961 7.5C 1180
- [Pet 71] Aufbau und erste Ergebnisse am Strahl 26
F. Peters und H. Haller
Interner Bericht, DESY S1/S2-71/1, 1971
- [PDG 84] Particle Data Group: Review of particle properties
Rev. Mod. Phys., Vol.56, No.2, Part II, April 1984
S53
- [Roh 54] Positron-Electron Differences in Energy Loss and
Multiple Scattering
F. Rohrlich und B.C. Carlson
Physical Review, Vol.93, No.1 (1954)
- [Ros 52] High Energy Particles
Bruno Rossi
(Prentice-Hall Inc., Englewood Cliffs, N.J. 1952)
- [Sch 89] Hans-Christian Schleyer
Experimentell-physikalische Diplomarbeit
an der Universität Hamburg, 1989
(in Vorbereitung)
- [Sel 64] Energy loss straggling of protons and mesons
Stephen A. Seltzer and Martin J. Berger
Nuclear Science Series, Report No.39(1964), 187-203
- [Shm 86] Meßelektronik in der Kernphysik
Hans Ulrich Schmidt
(B.G.Teubner, Stuttgart, 1986)
- [Ste 71] General Expression for the Density Effect for the
Ionization Loss of Charged Particles
R. M. Sternheimer und R. F. Peierls
Phys. Rev. B3,11 (1971), 3681-3691
- [Tsa 74] Pair production and bremsstrahlung of charged leptons
Yung-Su Tsai
Rev. Mod. Phys., Vol.46, No.4, October 1974, 815-851
- [Wei 88] Harald Weiß
Experimentell-physikalische Diplomarbeit
an der Universität Hamburg, 1988
- [Wig 87] On the Energy Resolution of Uranium and
other Hadron Calorimeters
Richard Wigmans
Nucl. Inst. & Meth. A259 (1987) 389-429
- [Wun 86] Renate Wunstorff
Experimentell-physikalische Staatsexamensarbeit
an der Universität Hamburg, 1986

- [Yud 70] Electron-Induced Cascade Showers in Lead, Copper, and Aluminium
 T. Yuda, A. Masaike et al.
 Il Nuovo Cimento, Vol.LXV A, N.1 (1970), 205-228

10.2 Mathematischer Anhang

10.2.1 Die Gamma-Funktion

Historisch gesehen ist die Gamma-Funktion die Erweiterung des Begriffs der Fakultät, welche nur für die natürlichen Zahlen definiert ist, auf beliebige (auch komplexe) Zahlen z . Sie ist definiert über folgende Integral-Gleichung :

$$\Gamma(z) = \int_0^{\infty} e^{-x} x^{z-1} dx \quad , \text{ für } z > 0$$

(Euler'sches Integral zweiter Gattung)

Partielle Integration führt auf die Rekursionsformel der Γ -Funktion:

$$(I) \quad \Gamma(z) = (z-1) \cdot \Gamma(z-1) = 1/z \cdot \Gamma(z+1)$$

Speziell ist:

$$(II) \quad \Gamma(2) = \Gamma(1) = \int_0^{\infty} e^{-x} dx = 1$$

Im Intervall: $1 < z < 2$ liegen die Werte $\Gamma(z)$ tabelliert vor (siehe z.B. [Bro 77]). Durch wiederholtes Anwenden von Gl. I lassen sich die Werte der Gamma-Funktion für jedes $z > 0$ rekursiv berechnen. Dazu wird zunächst das Argument auf den tabellierten Bereich reduziert und dann der entsprechende Wert für $\Gamma(z)$ nachgeschlagen bzw. gegebenenfalls zwischen den drei nächsten Stützstellen quadratisch interpoliert.

Anwendungsbeispiel:

$$a = 2.5713 \quad \Rightarrow \quad z = a+1 = 3.5713$$

$$\begin{aligned} \Gamma(3.5713) &= 2.5713 \cdot \Gamma(2.5713) \\ &= 2.5713 \cdot 1.5713 \cdot \Gamma(1.5713) \\ &= 2.5713 \cdot 1.5713 \cdot 0.8906 = 3.5983 \end{aligned}$$

App.-2.2 Das Newton-Verfahren

Das Newton'sche Näherungsverfahren ist eine numerische Methode zur Bestimmung von Nullstellen stetiger Funktionen. Es besteht im wesentlichen darin, bei einem Startwert x_0 die Funktion $f(x)$ durch ihre Tangente $f'(x_0)$ zu ersetzen und deren Schnittpunkt mit der x-Achse zu bestimmen. Dieser wird dann als neuer Näherungswert genommen und der obige Schritt solange wiederholt, bis $f(x)$ eine bestimmte numerische Schranke unterschreitet. Formelmäßig ausgedrückt heißt das:

$$x_{n+1} := x_n - f(x_n)/f'(x_n)$$
$$; n = 0, 1, 2, 3, \dots$$

Falls die oben definierte Folge konvergiert ($\lim x_n = a$), folgt aus der Stetigkeit der Funktion $f(a) = 0$. Dieses Verfahren muß nicht zwangsläufig konvergieren. Es konvergiert vor allem dann nicht, wenn zwischen dem Startwert x_0 und der gesuchten Wurzel a Extrema der Kurve liegen oder es sich um eine mehrfache Nullstelle handelt.

Ist das Newton-Verfahren jedoch auf ein Problem anwendbar, so sind wegen der 'quadratischen Konvergenz' nur wenige Iterationsschritte notwendig, um die gesuchte Nullstelle mit hoher numerischer Genauigkeit zu berechnen. Im betrachteten Fall ging es darum, eine Gleichung der Form:

$$y_1 = f(x_1)$$

zu invertieren, also nach x_1 aufzulösen. Dieses ist durch Einführung einer Hilfsfunktion:

$$g(x_1) := y_1 - f(x_1)$$

mittels des Newton-Verfahrens möglich.

App.-3 Zusammenfassung der Ergebnisse der Kapazitätsmessungen

Detektorliste Cal.B für Meßzeit V

Pos. / Cal.	Det.# / 85SB	d_{det} / [μ m]	C_{sat} / [nF]	U_{fd} / [V]	C_{str} / [pF]	C_{eff} / [nF]	$C_{s1} \cdot d$ / [fFm]
1	35-08	240.3	1.715	87.5	5.7	1.709	410.74
2	13	249.2	1.617	97.6	45.5	1.572	391.62
3	11	251.2	1.612	88.1	43.2	1.569	394.08
4	21	256.5	1.560	105.5	86.1	1.476	378.57
5	12	279.7	1.453	112.2	13.1	1.440	402.74
6	26	273.7	1.436	106.9	64.4	1.372	375.41
7	24	272.5	1.424	109.2	53.7	1.370	373.41
8	25	271.7	1.476	105.2	76.5	1.400	380.24
9	27	266.5	1.395	105.4	64.3	1.331	354.63
10	31	269.5	1.487	104.6	72.5	1.415	381.21
11	16	253.8	1.573	95.9	66.0	1.507	382.48
12	20	254.5	1.580	98.8	56.6	1.523	387.71
13	29	263.4	1.504	103.1	80.7	1.423	374.90
14	28	268.5	1.457	111.5	88.0	1.369	367.58
15	05	260.1	1.748	60.0	---	1.748	454.65
16	07	256.6	1.612	71.2	26.4	1.586	406.86

Bei Nichtberücksichtigung der Daten von Det.#15 (Ausreißer!) bedeutet das:

$$C_{s1} \cdot d_{det} = 384.14 \pm 15.16 \text{ fFm } (\pm 3.95\%)$$

Unter der Annahme, die statische Kapazität eines Detektors sei gegeben durch:

$$C_{s1} = \epsilon_0 \cdot \epsilon_{s1} \cdot A_{det} / d_{det}$$

ergibt mit:

$$\epsilon_0 \cdot \epsilon_{s1} = 0.103594 \text{ nF/m } (\epsilon_{s1} = 11.7 \text{ nach Wolf})$$

für die mittlere aktive Fläche:

sowie

$$A_{det} = 37.08 \pm 1.46 \text{ cm}^2 \quad (\pm 3.95 \%)$$

$$R_{det} = 34.36 \pm 0.68 \text{ mm} \quad (\pm 1.97 \%)$$

App.-4 Zusammenstellung der Ergebnisse der Vorverstärkereichungen

An die aufgeführten Meßwerte wurde eine Regressionsgerade der Form:

$$\alpha(C_x) = \alpha_0 + \Delta\alpha/\Delta C_x \cdot C_x = \alpha_0' + \Delta\alpha/\Delta C_x \cdot C_{ges}$$

berechnet. Für die Extrapolation auf den Fall einer verschwindenden Lastkapazität wurde die Kapazität des Testdetektors 84B 2 mit 159.6 pF in Rechnung gestellt. Daraus ergibt sich wegen $\alpha(C_{ges}) = \alpha_0' (1 + C_{ges}/C_s)$:

$$C_s = \alpha_0' / (\Delta\alpha/\Delta C_x)$$

Eichfaktor α [keV/Skt]
für die Vorverstärker:
(Att. PB4: x2x1x1x10)

C_x [nF]	2004- 280190	2004- 380194	2004- 780243	2004- 681428	2004- 681428
1.298	-----	-----	0.3470	-----	-----
1.419	0.3546	0.3099	-----	0.3550	0.3900
1.560	0.3743	0.3268	0.3861	0.3737	-----
1.700	-----	0.3441	0.4075	0.3936	0.4355
1.822	0.4111	0.3582	0.4261	0.4105	-----
1.933	0.4266	0.3715	0.4431	0.4257	0.4735
2.194	0.4635	-----	-----	-----	-----
2.266	0.4731	0.4121	0.4933	0.4722	0.5277
3.041	-----	0.5053	0.6098	0.5810	0.6549
3.377	0.6270	0.5453	0.6596	0.6267	0.7085
3.517	-----	0.5618	0.6807	-----	-----
3.639	0.6643	0.5770	0.6999	0.6638	0.7516
3.750	-----	-----	0.7153	-----	-----
3.779	0.6839	0.5934	-----	-----	-----
3.920	0.7042	-----	-----	-----	-----
4.041	-----	0.6252	0.7595	0.7191	0.8171
4.181	0.7411	-----	-----	-----	-----
α_0	0.1567	0.1394	0.1520	0.1569	0.1586
$\Delta\alpha/\Delta C_x$	0.1396	0.1202	0.1504	0.1392	0.1630
α_0'	0.1344	0.1202	0.1280	0.1347	0.1326
C_s	0.9627	1.0003	0.8514	0.9679	0.8135

Eichfaktor α [keV/Skt]
für die Vorverstärker:
(Att. PB4: x1x1x1x10)

C_x [nF]	970D- 10761623	970D- 10780110	970D- 1277041	970D- 1277040
1.419	0.4459	0.4595	0.4579	0.4424
1.700	0.4806	0.4965	0.4942	0.4767
1.933	0.5097	0.5266	0.5245	0.5053
2.266	0.5514	0.5708	0.5679	0.5466
3.041	0.6492	0.6724	0.6695	0.6420
3.377	0.6896	0.7158	0.7123	0.6830
3.639	0.7230	0.7500	0.7466	0.7152
4.041	0.7735	0.8029	0.7985	0.7647
α_0	0.2683	0.2739	0.2733	0.2677
$\Delta\alpha/\Delta C_x$	0.1250	0.1309	0.1300	0.1230
α_0'	0.2484	0.2530	0.2526	0.2481
C_s	1.9875	1.9325	1.9425	2.0173

10.5 Gemessene longitudinale Schauerentwicklungen

Meßdaten für Schauerentwicklung:

Meßzeit V (Cal.B, 16 x 6 mm Pb)

E_{vis} [MeV]

samp. No.	d_{det} [μ m]	2 GeV		4 GeV		6 GeV	
		orig.	norm.	orig.	norm.	orig.	norm.
1	240.3	0.5548	0.5895	0.6749	0.7302	0.7586	0.8208
2	249.2	1.4043	1.4652	1.9677	2.0530	2.3709	2.4736
3	251.2	2.1883	2.2650	3.4356	3.5560	4.4196	4.5744
4	256.5	2.4483	2.4817	4.3656	4.4249	5.9226	6.0034
5	279.7	2.5441	2.3649	4.9081	4.5624	7.0835	6.5846
6	273.7	2.0599	1.9568	4.3373	4.1202	6.5085	6.1827
7	272.5	1.7799	1.6983	3.8856	3.7074	6.0808	5.8019
8	271.7	1.3320	1.2746	3.1233	2.9888	5.0327	4.8160
9	266.5	0.9941	0.9699	2.3356	2.2786	3.8514	3.7575
10	269.5	0.7510	0.7245	1.8598	1.7942	3.1309	3.0205
11	253.8	0.5457	0.5590	1.3466	1.3795	2.3149	2.3714
12	254.5	0.3778	0.3860	0.9767	0.9978	1.6583	1.6941
13	263.4	0.3097	0.3057	0.7558	0.7460	1.2914	1.2747
14	268.5	0.2173	0.2104	0.5496	0.5322	0.9250	0.8957
15	260.1	0.1486	0.1485	0.3528	0.3527	0.5925	0.5923
16	256.6	0.0972	0.0985	0.2645	0.2680	0.4502	0.4562

Meßdaten für Schauerentwicklung:

(Meßzeit IIIa)
(Cal.A, 14 x 3.1 mm W + 2 x 6 mm Pb)

ϵ_{vis} [MeV]

samp. No.	d_{det} [μ m]	2 GeV		4 GeV		6 GeV	
		orig.	norm.	orig.	norm.	orig.	norm.
1	192.5	0.3380	0.3336	0.4160	0.4106	0.4530	0.4471
2	189.0	0.7880	0.7922	1.0670	1.0726	1.2660	1.2727
3	200.4	1.1880	1.1263	1.8430	1.7474	2.2900	2.1712
4	201.9	1.4110	1.3278	2.3850	2.2444	3.1510	2.9653
5	188.7	1.4030	1.4127	2.6360	2.6542	3.6420	3.6671
6	190.0	1.3080	1.3080	2.6470	2.6470	3.8660	3.8660
7	193.7	0.8630	0.8465	2.2980	2.2541	3.4204	3.4204
8	187.3	0.7940	0.8055	2.0500	2.0796	3.3050	3.3050
9	179.7	0.6840	0.7232	1.7030	1.8006	2.7660	2.9245
10	179.4	0.5140	0.5444	1.3390	1.4181	2.2090	2.3395
11	184.3	0.3850	0.3969	1.0690	1.1021	1.8860	1.9443
12	176.5	0.2680	0.2885	0.7540	0.8117	1.3320	1.4339
13	195.0	0.2060	0.2007	0.6110	0.5953	1.1010	1.0728
14	182.0	0.1520	0.1587	0.4600	0.4802	0.8330	0.8696
15	195.5	0.1150	0.1118	0.3380	0.3285	0.6240	0.6064
16	199.0	0.0680	0.0649	0.2140	0.2043	0.3920	0.3743

Meßdaten für Schauerentwicklung:

Meßzeit II (Cal.A, 16 x 6 mm Pb)

samp. No.	d_{Det} [μm]	ϵ_{vis} [MeV]					
		2 GeV		4 GeV		6 GeV	
		orig.	norm.	orig.	norm.	orig.	norm.
1	192.5	0.4330	0.4274	0.5300	0.5231	0.5800	0.5725
2	189.0	0.9310	0.9359	1.3660	1.3732	1.6130	1.6215
3	200.4	1.3500	1.2799	2.2490	2.1324	2.7990	2.6537
4	201.9	1.4310	1.3467	2.6160	2.4618	3.4660	3.2617
5	188.7	1.3030	1.3120	2.6120	2.6300	3.7340	3.7597
6	190.0	1.0530	1.0530	2.3120	2.3120	3.4420	3.4420
7	193.7	0.7910	0.7759	1.8310	1.7960	2.8840	2.8289
8	187.3	0.6070	0.6158	1.4940	1.5155	2.3360	2.3697
9	179.7	0.4310	0.4557	1.1050	1.1683	1.8126	1.9165
10	179.4	0.2880	0.3050	0.7890	0.8356	1.3380	1.4171
11	182.0	0.2010	0.2098	0.5590	0.5836	0.9940	1.0377
12	176.5	0.1290	0.1389	0.3810	0.4101	0.6810	0.7331
13	195.0	0.0900	0.0877	0.2710	0.2641	0.4780	0.4657
14	184.3	0.0600	0.0619	0.1900	0.1959	0.3280	0.3381
15	195.5	0.0422	0.0410	0.1310	0.1273	0.2210	0.2148
16	199.0	0.0242	0.0231	0.0810	0.0773	0.1350	0.1289

Meßdaten für Schauerentwicklung:

Meßzeit IIIa) ||
 (Cal.A, 16 x 6 mm Pb) ||

Meßzeit IV
 (Cal.B, 22 x 4 mm Pb)

ϵ_{vis} [MeV]

samp. No.	d_{det} [μ m]	4 GeV		samp. No.	d_{det} [μ m]	4 GeV	
		orig.	norm.			orig.	norm.
1	192.5	0.5540	0.5468	1	240.3	0.5360	0.5799
2	189.0	1.3970	1.4044	2	251.2	1.3313	1.3779
3	200.4	2.3170	2.1968	3	249.2	2.3353	2.4365
4	201.9	2.7960	2.6312	4	254.5	3.4915	3.5670
5	188.7	2.7050	2.7236	6	266.5	4.8934	4.7740
6	190.0	2.4830	2.4830	7	260.1	4.7758	4.7740
7	193.7	1.9480	1.9108	8	256.6	5.4171	5.4889
8	187.3	1.5560	1.5784	4	240.3	3.2291	3.4938
9	179.7	-----	-----	5	251.2	4.3011	4.4518
10	179.4	0.8250	0.8737	6	249.2	4.8312	5.0406
11	184.3	0.6040	0.6227	7	254.5	5.1684	5.2801
12	176.5	0.3820	0.4112	9	266.5	4.7277	4.6124
13	195.0	0.2950	0.2874	10	260.1	4.0096	4.0081
14	182.0	0.1800	0.1879	11	256.6	4.1246	4.1793
15	195.5	0.1430	0.1390	12	240.3	3.1845	3.4456
16	199.0	0.0760	0.0726	13	251.2	2.8878	2.9890
				14	249.2	2.3589	2.4611
				15	254.5	2.0100	2.0534
				16	266.5	1.3260	1.2937
				17	260.1	1.0144	1.0140
				18	256.6	0.9948	1.0080
				19	240.3	1.9074	2.0638
				15	251.2	1.6246	1.6815
				16	249.2	1.2950	1.3511
				17	254.5	1.0862	1.1097
				18	266.5	0.7510	0.7327
				20	260.1	0.5544	0.5542
				21	256.6	0.5517	0.5590

Meßdaten für Schauerentwicklung:

Meßzeit IIIb) (Cal.B, 21 x 4 mm Pb)

ϵ_{vis} [MeV]

samp. No.	d_{Det} [μ m]	2 GeV		4 GeV	
		orig.	norm.	orig.	norm.
1	240.3	0.3381	0.3658	0.5404	0.5847
2	256.6	0.8917	0.9035	1.2181	1.2342
3	249.0	1.5280	1.5955	2.1386	2.2331
4	240.3	1.9192	2.0765	2.9326	3.1730
5	256.6	2.4802	2.5131	4.0714	4.1253
6	249.0	2.4470	2.5551	4.3829	4.5765
7	240.3	2.3176	2.5076	4.4965	4.8651
8	256.6	2.3696	2.4010	4.8348	4.8981
9	249.0	2.0017	2.0901	4.2660	4.4545
10	240.3	1.6896	1.8281	3.7748	4.0843
11	256.6	1.5993	1.6205	3.6634	3.7119
12	249.0	1.2577	1.3133	2.9871	3.1191
13	240.3	1.0155	1.0987	2.4416	2.6418
14	256.6	0.9051	0.9171	2.2343	2.2639
15	249.0	0.7581	0.7916	1.7826	1.8614
16	240.3	0.5552	0.6007	1.3988	1.5135
17	256.6	0.4756	0.4819	1.2537	1.2703
18	249.0	0.4229	0.4416	0.9901	1.0338
19	240.3	0.2749	0.2974	0.7300	0.7898
20	256.6	0.2379	0.2411	0.6406	0.6491
21	249.0	0.2288	0.2389	0.5369	0.5606

App.-6 Die Ergebnisse der Anpassungsrechnungen
 für die Schauerentwicklungen mit Angabe der Fitfehler

Fitparameter:
 Messungen mit Cal.B

Mz. / Konf.	E_{1n} [GeV]	a	σ_a	b	σ_b	c	σ_c
V 16*Pb	2	2.2226	0.0665	0.5062	0.0126	0.8424	0.0368
	4	2.5713	0.0545	0.5046	0.0094	0.9371	0.0384
	6	2.7899	0.0569	0.5050	0.0091	0.9016	0.0433
IV 22*Pb	4	2.5719	0.0741	0.5051	0.1288	1.0329	0.0530
IIIb) 21*Pb	2	2.2230	0.0490	0.5090	0.0097	0.8807	0.0287
	4	2.6259	0.0701	0.5150	0.0122	0.9237	0.0498

Messungen mit Cal.A

Mz. / Konf.	E_{1n} [GeV]	a	σ_a	b	σ_b	c	σ_c
IIIa) 16*Pb	4	2.5963	0.0900	0.5451	0.0169	0.6316	0.0406
IIIa) 14*W +2*Pb	2	2.2104	0.0993	0.5601	0.0219	0.6063	0.0343
	4	2.5710	0.1196	0.5468	0.0229	0.6354	0.0517
	6	2.7914	0.1335	0.5414	0.0238	0.6273	0.0620
II 16*Pb	2	2.1743	0.0730	0.5400	0.0155	0.5838	0.0259
	4	2.5211	0.0867	0.5329	0.0160	0.6361	0.0398
	6	2.7696	0.1079	0.5342	0.0184	0.6013	0.0513

Danksagung:

Herrn Prof. Dr. G. Lindström danke ich für die interessante Aufgabenstellung,

Herrn Dr. E. Fretwurst für die vielen praktischen Tips und die vertiefenden Gespräche zum Thema,

Herrn Dipl. Ing. U. Pein und Herrn H. Schatz für die Herstellung und Wartung der bei den Experimenten eingesetzten Silizium-Detektoren.

Mein besonderer Dank gilt jedoch allen bisher ungenannt gebliebenen Mitgliedern der Gruppe Nukleare Meßtechnik am 1. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg, die durch ihren unermüdlichen Arbeitseinsatz während der einzelnen Meßperioden am DESY und am CERN die experimentelle Durchführung dieser Diplomarbeit vor Ort erst ermöglicht haben.

Erklärung:

Ich versichere hiermit, die vorliegende Diplomarbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt zu haben.

Hamburg, den 23. Dezember 1988

Michael Bormann