

KfK 4119
Oktober 1986

Funktionstest eines TMS-Kalorimeters

B. Wild
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Kernphysik

KfK 4119

Funktionstest eines TMS-Kalorimeters

Bernd Wild

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

FUNKTIONSTEST EINES TMS-KALORIMETERS

ZUSAMMENFASSUNG:

Es wird ausführlich über Ergebnisse bei dem Betrieb eines ersten Kalorimeters berichtet, das die Flüssigkeit Tetramethylsilan (TMS) als aktives Element benutzt. Als Absorber wurden Platten von gehobeltem Kohlenstoffstahl verwendet. Die Ladungsausbeute betrug 70% derjenigen Ausbeute, die in einer sehr reinen Probe der Flüssigkeit erhalten wird. Als Langzeitstabilität wurde eine Lebensdauer des Signals von einem halben Jahr gemessen. Es werden Erfahrungen wiedergegeben und die Ergebnisse interpretiert.

PERFORMANCE TEST OF A TMS CALORIMETER

ABSTRACT:

Performance tests of a first calorimeter module using the room temperature liquid tetramethylsilane (TMS) as active element are described in detail. As absorber planed carbon steel slabs had been used. The charge yield is 70% of that in a very pure sample of the liquid. A long term stability of the signal with a lifetime of half a year has been realized. Experiences are described and the results explained in detail.

1. EINLEITUNG

1.1 ALLGEMEINES

In der Teilchenphysik wird mit Hilfe von Kalorimetern die Energie eines hochenergetischen und ionisierenden Teilchens bestimmt, aber auch andere Parameter wie Orts- und Winkelkoordinaten sowie die Teilchenart können gemessen werden. Ziel ist es dabei, das Teilchen im Detektor vollständig zu stoppen, um so möglichst seine gesamte kinetische Energie durch Ionisation und Anregung eines aktiven Mediums nachweisen zu können. Erreicht wird dies durch die Verwendung von Materialien, in denen das Teilchen eine möglichst große Kaskade von Sekundärpartikeln auslöst. Über die Ionisation der daran beteiligten Teilchen kann dann auf die Energie des Mutterteilchens geschlossen werden. Je nach Teilchenart unterscheidet man zwischen elektromagnetischen (e^+ , e^- , γ ...) und hadronischen (p, n, π ...) Kalorimetern.

Neben homogenen Kalorimetern, bei denen aktiver (Auslese) und passiver (Schauermaterial) Teil identisch sind, wie zum Beispiel bei großen anorganischen Szintillatorkristallen oder Bleiglaszählern, finden vor allem solche in Sandwich-Bauweise bei Großexperimenten Anwendung.

Bei diesem zweiten Typ folgen abwechselnd Lagen, die das Aufschauern verursachen, auf solche, die über Ionisation oder Anregung ein Signal erzeugen. Da damit der Schauer gewissermaßen in "Scheiben" geschnitten bzw. "abgetastet" wird, spricht man auch von Sampling-Kalorimetern.

Für die aktive Lage eines solchen Kalorimeters werden unterschiedliche Detektormaterialien eingesetzt. Dabei besitzen Ionisationskammern mit Flüssigkeiten gegenüber solchen mit Gasen bzw. Szintillationszählern entscheidende Vorteile :

- Durch die um Faktor 10^3 größere Dichte erhöht sich die Energiedeposition und die Fluktuationen verringern sich.
- Eine homogene und stabile Ladungssammlung eröffnet mehr Möglichkeiten bei der Detektorgestaltung.

- Direkte Ladungssammlung erlaubt eine absolute Eichbarkeit.
- Bei geeigneter Wahl der Flüssigkeit kann mit einer hohen Strahlenresistenz gerechnet werden, so daß der Einsatz bei hoher Untergrundstrahlung auch über mehrere Jahre hinweg keine Probleme bereitet.

Nach den grundlegenden Arbeiten von Willis und Radeka [1] sowie Engler et al. [2] entwickelte sich der Einsatz von Flüssig-Argon (Liquid Argon = LAr) als aktives Medium in Kalorimetern schnell zum Standard. Heute wird bei vielen Großdetektoren in der Teilchenphysik, die Kalorimeter verwenden, LAr benutzt.

Das anfängliche Hindernis, daß Verunreinigungen im Argon die Signalausbeute schwächen, konnte mit Hilfe großer Reinigungsanlagen beseitigt werden.

Die Vorteile von Argon liegen in der hohen Signalausbeute, der Stabilität über Monate und Jahre hinweg und seinem günstigen Preis. Zudem wird die Technik der Kühlung großer Mengen LAr gut beherrscht.

1.2 MOTIVATION

Auf der anderen Seite bedingt LAr aufwendige Isolationen und thermische Abschirmungen der Kalorimeter, so daß gerade in Hinsicht auf die heute immer mehr geforderten 4π -Detektoren gewichtige Probleme bei der Geometriegestaltung entstehen.

Darüberhinaus ist der kryotechnische Aufwand bei einem modernen Großexperiment für einige 10.000 l LAr (30.000 l bei CELLO) beträchtlich.

So suchte man schon seit einiger Zeit nach Flüssigkeiten, die bei Raumtemperatur flüssig sind und eine genügende Ladungsausbeute versprechen. In der Klasse der unpolaren, sphärischen Moleküle fand man einige aussichtsreiche Kandidaten wie Neopentan, Tetramethylsilan TMS, Tetramethylzinn TMT, Tetramethylpentan TMP, usw.

Wir entschieden uns für TetraMethylSilan .

Ein weiterer Gedanke, der bei der Konzeption unseres Prototyps eine wichtige Rolle spielte, war der Einsatzort eines solchen "warmen" Kalorimeters.

Zur Spurbestimmung in Großdetektoren werden im allgemeinen Drahtkammern, die sich in starken Magnetfeldern befinden, verwendet. Dieses von einer oft supraleitenden Spule erzeugte Magnetfeld muß über ein dickes Eisenjoch zurückgeführt und geschlossen werden. Die Absicht ist nun, das Joch als Kalorimeter zu strukturieren, ihm also eine aktive Rolle für den Teilchennachweis zukommen zu lassen.

Aus diesen Überlegungen heraus entstand unser Prototyp als elektromagnetisches Eisen-TMS-Kalorimeter.

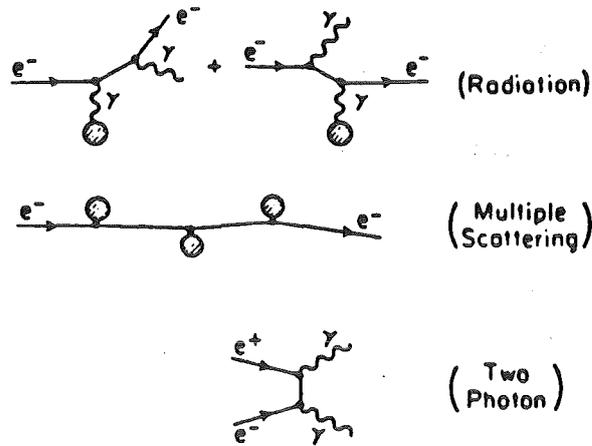
2. GRUNDLAGEN

Die Prozesse, die bei der Aufschauierung von Elektronen, in Materie wichtig sind, sind in Bild 1 als Feynmandiagramme aufgeführt. Zusätzlich ist noch die Ionisation von besonderer Bedeutung.

In dieser Arbeit können wir uns wegen der hohen Primärenergien von über 100 MeV auf die Betrachtung der für die Entstehung eines Schauers wesentlichen Vorgänge beschränken :

- Ionisation
- Bremsstrahlung
- Paarbildung

a)



b)

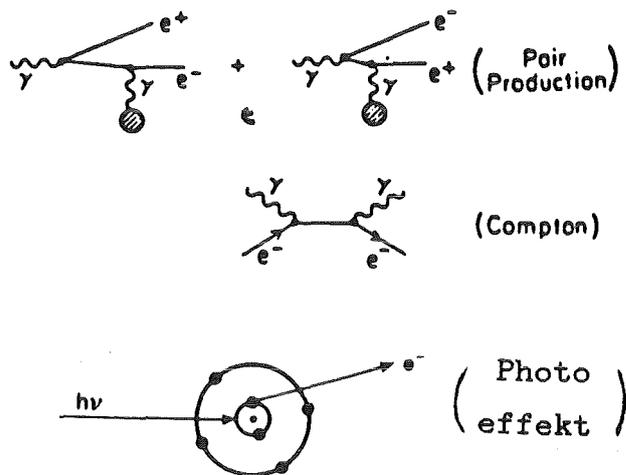


Bild 1. Elementare Prozesse bei der Schauerentstehung.
a) Elektron-, b) Photon-Wechselwirkungen.

2.1 IONISATION

Wenn ein Elektron - im folgenden wird keine Unterscheidung zwischen Elektronen und Positronen mehr getroffen - Materie durchquert, verliert es Energie durch Anregung und Ionisation des Mediums. Dieser Energieverlust pro Strecke ist gegeben durch [3]

$$- \left(\frac{dE}{dx} \right) = \frac{2 \pi n e^4}{m_0 v^2} \left(\ln \left(\frac{2 m_e v^2 W_{\max}}{I^2 (1 - \beta^2)} \right) - 2 \beta^2 - \delta \right) .$$

- n = Elektronendichte in (cm^{-3})
- e = Elementarladung
- m_0 = Elektronen - Ruhemasse
- v = Geschwindigkeit des Teilchens
- β = v/c
- W_{\max} = maximaler Energieübertrag an die Elektronen im Medium
- I = Ionisationspotential in (eV)
- δ = Dichtekorrektur

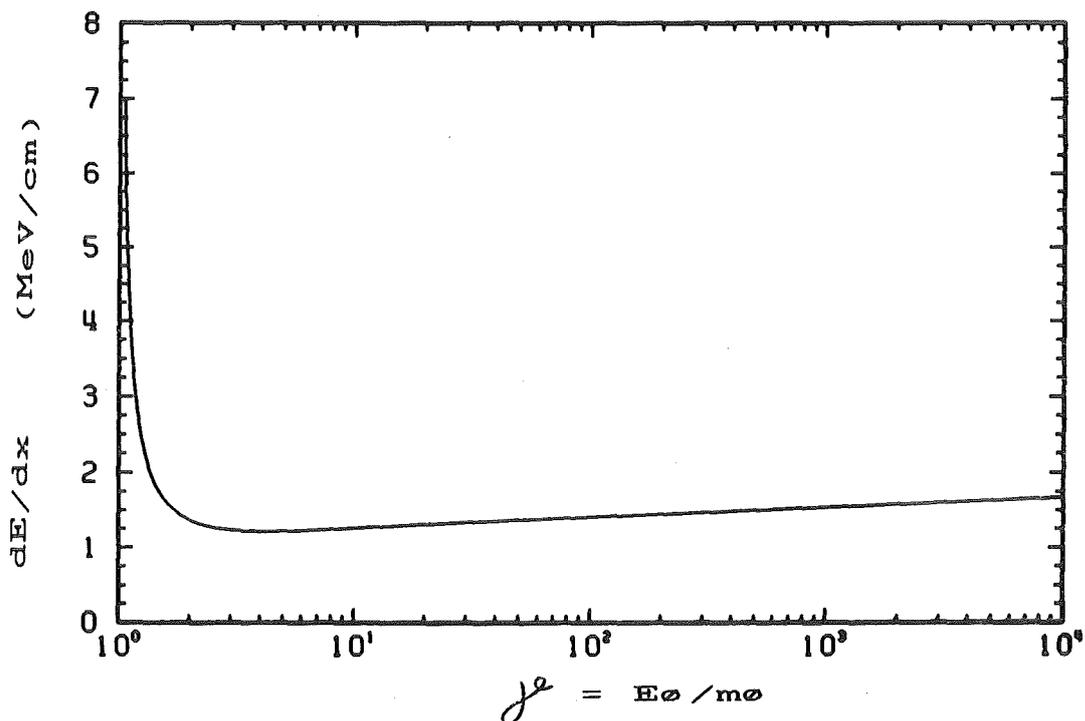


Bild 2. Der mittlere Energieverlust von Elektronen in TMS in Abhängigkeit von $\gamma = E_0/m_0$.

Der Verlauf dieser Funktion ist in Bild 2 für TMS dargestellt. Deutlich erkennbar ist das Minimum bei einer Gesamtenergie von $E_0 \cong 3$ mal der Ruhemasse.

Teilchen mit dieser Energie E_0 werden daher als minimalionisierend bezeichnet.

2.2 BREMSSTRAHLUNG

Bei der Ablenkung eines hochenergetischen Elektrons im Coulombfeld eines Kerns wird ein Photon emittiert. Diese Bremsstrahlung führt zu einem Energieverlust von

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{brems}} = 4 \alpha N_0 \frac{Z^2}{A} r_e^2 E \cdot \ln(183 Z^{-1/3})$$

Durch Definition von

$$\frac{1}{X_0} = 4 \alpha N_0 \frac{Z^2}{A} r_e^2 \cdot \ln(183 Z^{-1/3})$$

kann der Energieverlust auch als

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{brems}} = \frac{E}{X_0}$$

ausgedrückt werden. Nach Integration ergibt sich

$$E(x) = E_0 \cdot e^{-\frac{x}{X_0}} \quad (1)$$

Aus (1) wird die Bedeutung der Größe X_0 deutlich: Nach Durchqueren einer Schauerdicke X_0 ist die Energie eines Elektrons infolge Bremsstrahlung auf $1/e$ ihres Anfangswertes abgesunken. Deshalb bezeichnet man X_0 auch als Strahlungslänge.

In Eisen beträgt $X_0 = 1.83$ cm, in TMS 52 cm.

Vergleicht man die Energieverluste durch Ionisation mit denen durch Bremsstrahlung, so ergibt sich

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{brems}}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{iono}}} = R \cong \frac{Z \cdot E}{580 \text{ MeV}}$$

Die Energie, bei der beide Prozesse gleichbedeutend sind, also $R = 1$ gilt, nennt man Kritische Energie E_c :

$$E_c \cong \frac{580 \text{ MeV}}{Z}$$

Oberhalb E_c kann die Wechselwirkung eines Elektrons mit Materie näherungsweise durch Bremsstrahlung, unterhalb durch Ionisation beschrieben werden. Für Eisen ist $E_c = 20.5 \text{ MeV}$. Zum Vergleich: in Blei $E_c = 7.2 \text{ MeV}$.

2.3 PAARBILDUNG

Ein hochenergetisches Photon kann im Coulombfeld eines Kerns ein e^+e^- -Paar erzeugen. Man spricht hierbei von Paarbildung. Der Wirkungsquerschnitt dafür ist gegeben durch

$$\sigma_p = \frac{28}{9} \alpha r_e^2 Z^2 \ln\left(183 Z^{-1/3} - \frac{2}{27}\right)$$

- α = Feinstrukturkonstante
- $r_e = \frac{e^2}{m_0 c^2}$ = klassischer Elektronenradius

Definiert man eine mittlere freie Weglänge der Photonen, bis sie ein e^+e^- -Paar bilden,

$$X_p = \frac{A}{N_0 \cdot \sigma_p},$$

- A = Atomgewicht des Mediums
- N_0 = Avogadro-Konstante

so kann dadurch die Distanz in einem Medium ausgedrückt werden, nach deren Durchquerung die Zahl der Photonen durch Paarbildung auf $1/e$ abgenommen hat.

Aus den Gleichungen für X_p und X_0 ergibt sich, daß

$$X_0 = \frac{7}{9} X_p .$$

Die beiden Prozesse Bremsstrahlung und Paarbildung besitzen nahezu die gleiche Bedeutung für die Schauerentstehung.

In Bild 3 sind die Beiträge der einzelnen Prozesse zum Energieverlust von Elektronen am Beispiel Blei als Funktion der Energie aufgetragen. Der dominierende Anteil der Bremsstrahlung bzw. Ionisation im hoch- bzw. niederenergetischem Teil ist deutlich zu erkennen.

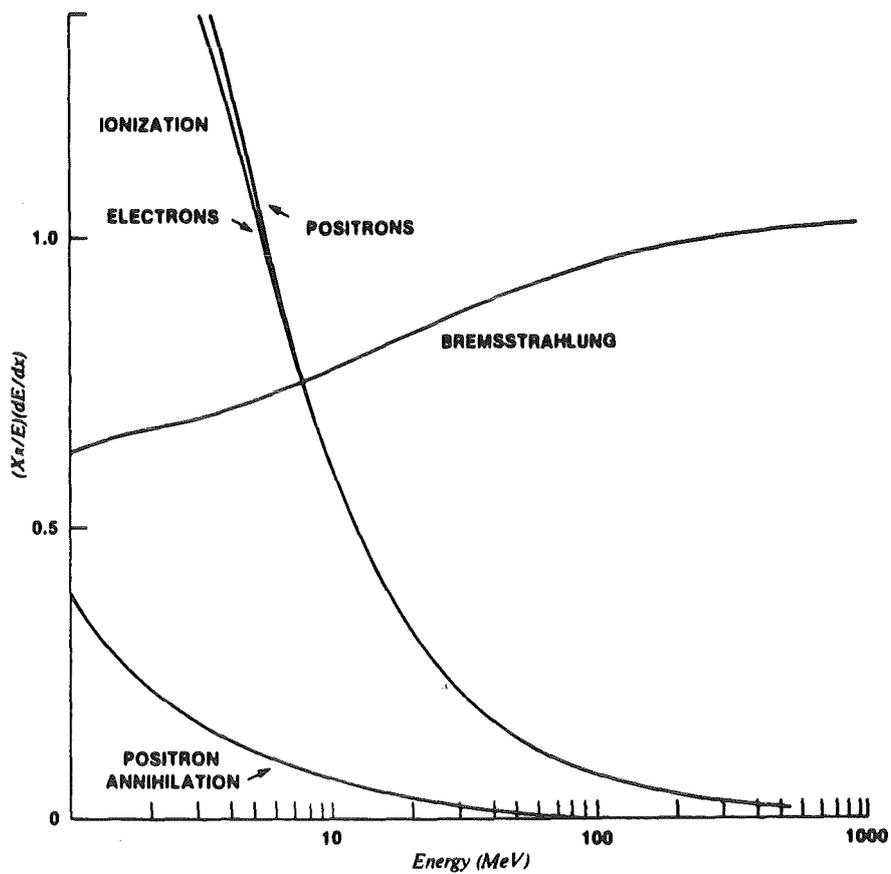


Bild 3. Vergleich der Anteile verschiedener Prozesse am Energieverlust von Elektronen in Blei pro Strahlungslänge als Funktion der Energie [4].

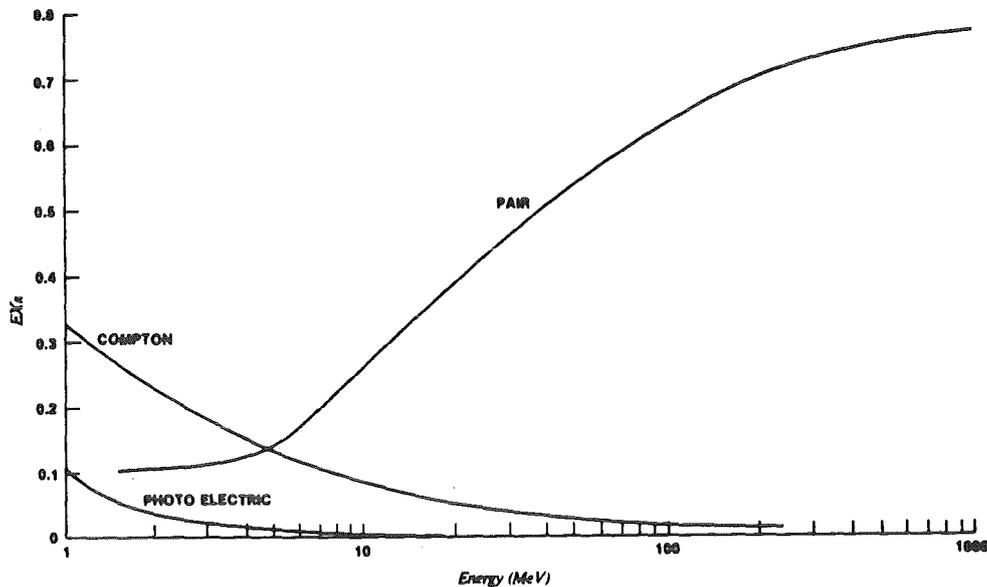


Bild 4. Vergleich der Wirkungsquerschnitte von Photonprozessen pro Strahlungslänge in Blei in Abhängigkeit von der Energie [4].

In Bild 4 sind die Wirkungsquerschnitte für Photonwechselwirkungen ebenfalls als Funktion der Energie in Blei dargestellt.

2.4 SCHAUERMODELL

Ein einfaches und materialunabhängiges Schauermodell kann mit Hilfe der kritischen Energie E_c und der Strahlungslänge X_0 erstellt werden. Bild 5 zeigt die schematische Entwicklung solch einer Kaskade, bei der die folgenden vereinfachenden Annahmen gemacht werden.

Das mit einer Energie E_0 einfallende Primärelektron strahlt nach einer Strahlungslänge die Hälfte seiner Energie als Bremsstrahlungsphoton ab. Nach einer weiteren Strahlungslänge erzeugt das Photon durch Paarbildung ein Elektron und ein Positron mit jeweils wieder der halben Photonenergie, also $E_0/4$, während das Primärelektron erneut ein γ -Quant mit der

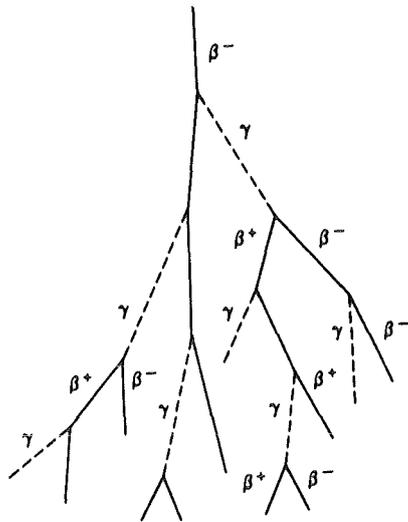


Bild 5. Schematische Darstellung eines Schauers.

Hälfte seiner Energie abstrahlt. Nach 2 Strahlungslängen sind so 4 Teilchen ($2e^-$, $1e^+$, 1γ) vorhanden, alle mit $E = E_0/4$. Nach t Strahlungslängen findet man

$$N(t) = 2^t$$

Teilchen vor, wobei die einzelne Teilchenenergie

$$E(t) = \frac{E_0}{N} = \frac{E_0}{2^t}$$

beträgt. Bei diesem einfachen Modell werden allerdings die Energieabhängigkeit der Produktionswirkungsquerschnitte und Energieverluste durch Ionisation vernachlässigt.

Die Kaskade entwickelt sich weiter, bis die Teilchenenergie $E(t)$ auf den Wert der kritischen Energie E_c abgesunken ist, und der Energieverlust durch Ionisation dominierend wird: Der Schauer stirbt dann aus. Dieses Maximum erfolgt in einer Tiefe t_{\max} von

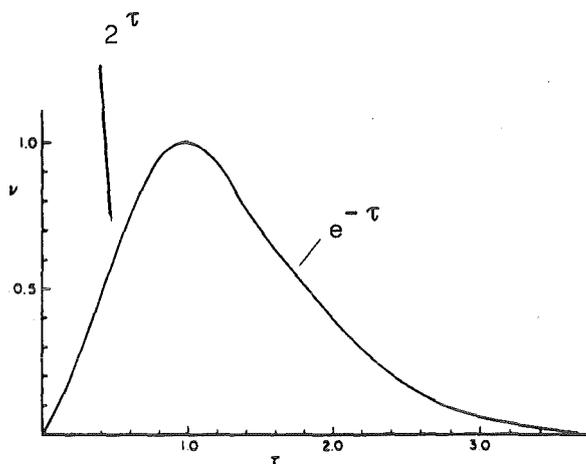


Bild 6. Universelle Schauerkurve [5]. $v = N/N_{\max}$, $\tau = t/t_{\max}$

$$t_{\max} = \frac{\ln(E/E_c)}{\ln 2} .$$

Die maximale Teilchenanzahl im Schauer N_{\max} beträgt dort

$$N_{\max} = \frac{E_0}{E_c} .$$

In Bild 6 ist der Zusammenhang zwischen Absorbertiefe und Teilchenzahl materialunabhängig dargestellt, wobei auf die Werte im Schauermaximum normiert ist.

2.5 LATERALE AUSDEHNUNG

Bei dem bisher verwendeten Modell wurde die laterale Ausdehnung des Schauers nicht berücksichtigt. Während bei hohen Teilchenenergien der mittlere Produktionswinkel $\langle \theta \rangle$ sehr klein ist,

$$\langle \theta \rangle \approx \frac{m_e c^2}{E_0}$$

mit $\langle \theta \rangle$ = mittlerer Winkel zwischen Elektronen und Positronen bei Paarbildung, tragen vor allem im niederenergetischen Bereich Prozesse wie Coulomb- und Vielfachstreuung zur lateralen Verbreiterung des Schauers bei.

Nach Molière ist der mittlere Ablenkwinkel bei Coulombstreuung für Elektronen nach Durchquerung einer Schichtdicke x

$$\langle \theta \rangle = \frac{21.2 \text{ MeV}}{E} \cdot \left(\frac{x}{X_0} \right)^{1/2} .$$

In allen Materialien ist die laterale Ausdehnung des Schauers in der Größenordnung von einem Molièreradius r_M , wobei

$$r_M = \frac{21.2 \text{ MeV}}{E_c} \cdot X_0$$

Der Molièreradius stellt somit für die laterale Beschreibung eines Schauers eine Skalengröße analog zur Strahlungslänge für die longitudinale Ausdehnung dar. Für das vorliegende Eisenkalorimeter beträgt der Molièreradius etwa 2.5 cm.

2.6 ANALYTISCHE SCHAUERBERECHNUNG

Obwohl jeder einzelne der an der Schauerentstehung beteiligten Prozesse berechnet werden kann, ist ihr Zusammenspiel - in Abhängigkeit der jeweiligen Wirkungsquerschnitte - doch rein stochastisch. Eine analytische Beschreibung dieses komplexen Vorgangs kann daher nur über starke Vereinfachungen und Näherungen erfolgen. Rossi hat mit seiner Approximation B [6] als erster eine solche Beschreibung gegeben. Ihr Nachteil, daß die laterale Ausbreitung des Schauers nicht berücksichtigt wird, hat Amaldi [7] durch Berechnungen und Vergleiche mit experimentellen Daten weitgehend beseitigt.

Durch die Parametrisierung der Schauerform

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

- E_0 = Anfangsenergie
- t = x/X_0
- α, b = energieabh. Parameter
 $b \approx 0.5$, $\alpha = b \cdot t_{\max}$

errechnete er für die Tiefe des Schauers t_{med} , in der die Hälfte der Anfangsenergie deponiert wird,

$$t_{\text{med}} \approx \ln \frac{E}{E_c} + 0.4 ,$$

und daraus für den Ort des Schauermaximums $t_{\text{max}} \approx t_{\text{med}} - 1.5$.

Für die Tiefe L nach der 98%, und den Radius R um die Schauerachse, in dem 95% der Schauerenergie deponiert werden gibt Amaldi an :

$$\begin{aligned} L(98\%) &\approx 3 \cdot t_{\text{med}} \\ R(95\%) &\approx 2 \cdot r_M . \end{aligned}$$

Lateral wird der Schauer in unserem Kalorimeter vollständig erfaßt, in longitudinaler Richtung bei 98% Erfassung nur bis zu 1 GeV Schauerenergien.

2.7 FLUKTUATIONEN UND ENERGIEAUFLÖSUNG

Die statistische Natur eines Schauers führt bei Kalorimetern zu mehreren Quellen von Fluktuationen :

a) Leakage-Fluktuationen

Die endliche Länge und Breite eines realen Kalorimeters bedingt den Verlust eines Teils der Schauerenergie an den Seiten und am hinteren Ende (Leakage). Für die Energieauflösung ist letzterer im allgemeinen von größerer Bedeutung. Die Fluktuation ist durch den Ort der ersten Wechselwirkung, die ein einfliegendes Teilchen im Detektor erfährt, bedingt und variiert mit $\delta t \approx 1 \approx 1 X_0$. In einem T Strahlungslängen tiefen Detektor schwankt die deponierte Energie mit

$$\delta E \approx \delta t \cdot \frac{dE}{dt}_{t=T}$$

was mit (2) eine Standardabweichung von

$$\sigma_L = \frac{\delta E}{E_0} = \frac{b^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)} \cdot T^\alpha \cdot e^{-bT}$$

verursacht.

b) Sampling-Fluktuationen

Sie werden von der Schwankung der Anzahl geladener Teilchen, die das aktive Medium durchqueren, hervorgerufen. Diese Anzahl kann im vorliegenden Fall von relativ dicken Absorberplatten als statistisch und unkorreliert angesehen werden. Nach Berücksichtigung der lateralen Ausdehnung, sowie einer unteren Nachweisschwelle für die Energie des Schauerteilchens durch einen Korrekturfaktor F erhielt Amaldi

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E} \right)_{\text{sampl}} = 3.2\% \cdot \sqrt{\frac{E_c t}{F(z) \cos\left(\frac{E_s}{\pi E_c}\right) E_0}}$$

- t = Dicke einer Samplingschicht in X_0
- $E_s = 21.2$ MeV
- E_0 = Anfangsenergie in GeV
- $F(z)$ = Korrektur der Nachweisschwelle

$$F(z) \approx e^z \left(1 + z \cdot \ln \frac{z}{1.526} \right)$$

$$z = 4.58(Z/A) \left(\frac{E_{\text{cut}}}{E_c} \right)$$

E_{cut} = untere Nachweisgrenze

Wenn wir als untere Nachweisgrenze $E_{\text{cut}} = 1$ MeV annehmen, folgt für unser Kalorimeter

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E} \right)_{\text{sampl}} = 16.1\% \cdot \sqrt{E_0}$$

c) Rauschen der Elektronik

Das Rauschen der Verstärkerelektronik stellt für unser Kalorimeter bei kleinen Signalen, d.h. bei Energien unterhalb 1 GeV eine dritte Meßunsicherheit dar, so daß die gesamte Energieauflösung durch

$$\sigma = \frac{\delta E}{E_0} = \left(\sigma_L^2 + \sigma_{\text{sampl}}^2 + \sigma_{\text{noise}}^2 \right)^{1/2}$$

ausgedrückt werden kann.

2.8 MONTE-CARLO

Die Monte-Carlo-Simulation von Schauern auf elektronischen Rechenanlagen liefert das genaueste Instrument zur Verifikation und Abschätzung von experimentellen Resultaten. In dieser Arbeit wurde zur Berechnung der EGS-4 (Electron-Gamma-Shower) Programmcode von Nelson und Ford [8] verwendet. Die dabei benutzten Parameter und Abschneideschwellen sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

Als Beispiel sind die Spuren geladener Teilchen eines 4.5 GeV Schauers in unserem Kalorimeter in Bild 7a wiedergegeben.

Die Energiedeposition in den Eisen- und TMS-Schichten des Kalorimeters aufsummiert über 1.100 Schauer mit 2 GeV Primärenergie ist in Bild 7b als 2-dimensionales Histogramm in longitudinaler und lateraler Richtung dargestellt.

Abschneideenergien	
Photonen	10 keV
Elektronen	1000 keV
Segmentierung	7×8×39 = 2184 Regionen
mittl. dep. Energie im TMS	3.0 %

Tabelle 1. Parameter der Monte-Carlo-Simulation.

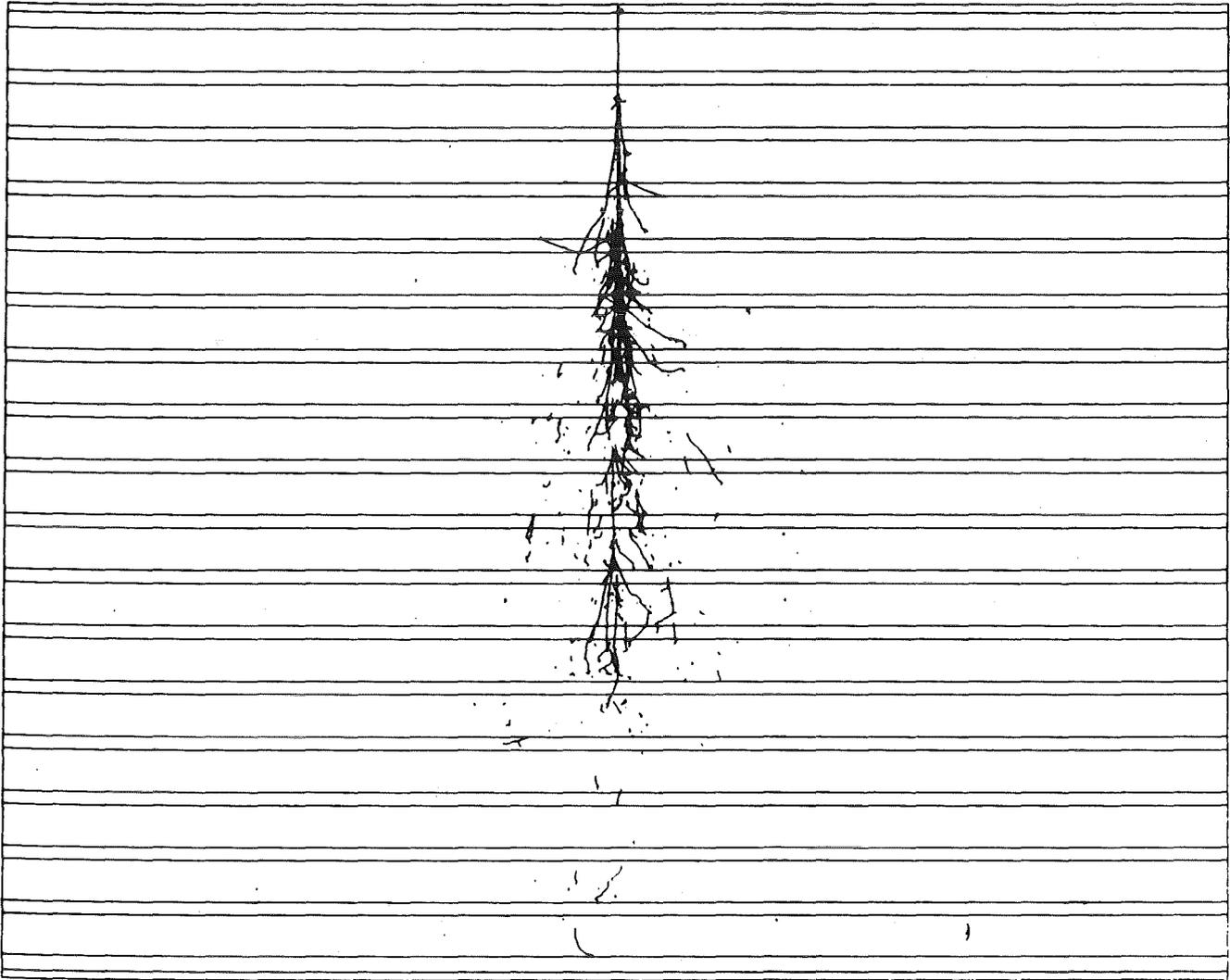


Bild 7a.

Monte-Carlo-Simulation eines 4.5 GeV-Elektron-Schauers im Eisen-TMS-Kalorimeter. Gezeigt sind nur geladene Spuren. Detektorabmessungen : Länge ca. $16 X_0$, Breite ca. $18 X_0$. Die dicken Schichten sind Eisenplatten, die dünnen sind TMS.

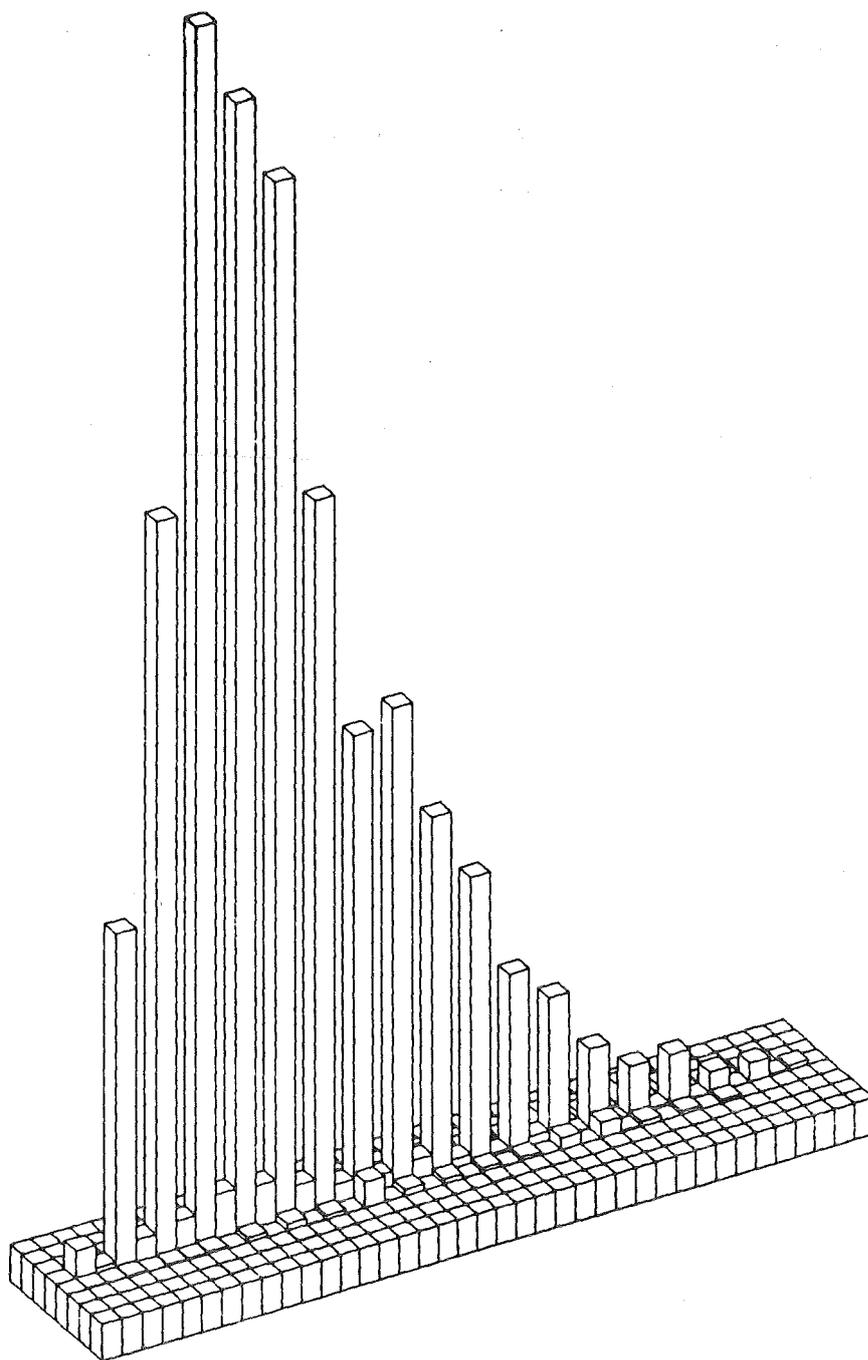


Bild 7b.

Energiedeposition im Detektor für einen 2-GeV-Schauer. Die Schichten sind abwechselnd Eisen und TMS.

3. LADUNGSSAMMLUNG

Die Funktionsweise einer Flüssigkeits-Ionisationskammer beruht auf dem Prinzip, daß die durch Ionisation in der Flüssigkeit erzeugten freien Elektronen und Ionen mit Hilfe eines äußeren elektrischen Feldes auf Elektroden gesammelt und damit nachgewiesen werden können. Das Signal ist dabei proportional der deponierten Energie.

In der Teilchenphysik müssen einzelne Primärteilchen in schneller Pulsfolge nachgewiesen werden. Voraussetzung für eine solche Ladungssammlung ist jedoch die Existenz von schnellen Elektronen in der Flüssigkeit. Diese Bedingung erfüllen unpolare Verbindungen mit möglichst sphärischer Struktur, bei denen sich nur ein vernachlässigbar kleines elektrisches Dipolmoment induzieren läßt.

3.1 BEWEGLICHKEIT

Eine charakteristische Größe für das Verhalten freier Ladungsträger im elektrischen Feld stellt die Beweglichkeit μ dar. Sie ist definiert als

$$(3) \quad \mu = \frac{v_D}{E} \quad ,$$

wobei v_D die mittlere Geschwindigkeit der Ladungsträger in Feldrichtung und E die elektrische Feldstärke bedeuten. v_D wird als Driftgeschwindigkeit bezeichnet.

Die Beweglichkeit der positiven Ionen in den hier betrachteten Flüssigkeiten ist um den Faktor 10^5 kleiner als die der Elektronen. Wie später noch gezeigt wird, können die Ionen bei einer Sammlungszeit von 100 - 500 ns daher als unbeweglich angenommen werden, sie tragen nicht zum Signal bei.

Eine Zusammenstellung der Beweglichkeiten von Elektronen in Flüssigkeiten aufgetragen gegen die Temperatur der Flüssigkeit zeigt Bild 8.

Die höchsten Mobilitäten treten bei flüssigen Edelgasen auf, aber auch bei Raumtemperatur gibt es hohe Beweglichkeiten innerhalb der angegebenen Kohlenwasserstoffe.

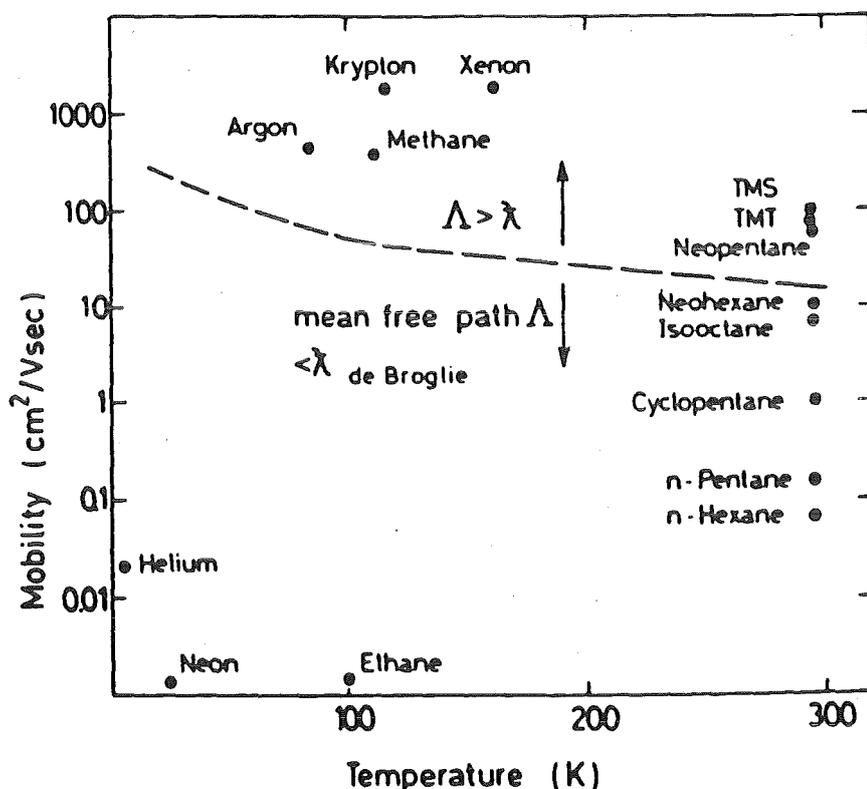


Bild 8. Beweglichkeiten von Elektronen in verschiedenen Flüssigkeiten in Abhängigkeit von der Temperatur. Bei der gestrichelten Kurve ist die deBroglie-Wellenlänge eines thermalisierten Elektrons gleich seiner mittleren freien Weglänge (siehe Text).

Für die Bewegungsmechanismen der freien Elektronen in Flüssigkeiten existieren mehrere Modellvorstellungen:

Bei Flüssigkeiten mit niedrigen Beweglichkeiten $\mu < 10 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ (z.B. Äthan) geht man davon aus, daß das Elektron sich in einem gebundenen, lokalisierten Zustand ("localized state") befindet und nur gelegentlich zum nächsten springt ("hopping model").

Im Bereich $\mu > 10 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ (z.B. Methan, TMS) ist die mittlere freie Weglänge Λ zwischen zwei elastischen Stößen mit umgebenden Molekülen größer als die deBroglie-Wellenlänge des Elektrons λ , und man spricht von einer quasifreien Bewegung über Leitungsband-ähnliche Zustände ("extended states").

Cohen und Lekner [9] stellten in ihrer Theorie über freien Elektronentransport in Gasen, Flüssigkeiten und Festkörpern folgenden Zusammenhang zwischen μ und λ her:

$$\mu = \frac{2e}{3} \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi mkT}} \cdot \lambda$$

- e = Elementarladung
- m = Elektronmasse
- k = Boltzmannkonstante
- T = Temperatur

Die unterbrochene Linie in Bild 8 zeigt den Verlauf dieser Funktion, wobei für λ die deBroglie-Wellenlänge des thermalisierten Elektrons $\lambda = h/\sqrt{3mkT}$ eingesetzt wurde.

Oberhalb der Kurve finden wir frei bewegliche Elektronen, unterhalb liegen sie in gebundenen Zuständen vor.

Als Kandidaten mit hoher Elektron-Beweglichkeit unter den Raumtemperaturflüssigkeiten kommen TMS ($\text{Si}(\text{CH}_3)_4$), TMT ($\text{Sn}(\text{CH}_3)_4$) und Neopentan in Frage.

Ein weiteres Indiz für freie Elektronen ist die Energie des Leitungsbandes V_0 relativ zum Vakuum. Diese bei Chemikern oft als Elektronenaffinität bezeichnete Größe drückt aus, ob die Überführung eines Elektrons aus dem Vakuum in die Flüssigkeit endo- (V_0 positiv) oder exotherm (V_0 negativ) erfolgt.

Im exothermen Fall sind freie Elektronen in der Flüssigkeit in einem niedrigeren Energiezustand als im Vakuum.

Liegt V_0 noch unter den Energieniveaus der gebundenen Zustände ("localized states"), so sind diese energetisch ungünstig und frei bewegliche Elektronen mit hoher Mobilität sind möglich. Man beobachtet deshalb einen direkten Zusammenhang zwischen negativem V_0 und hohem μ (Tabelle 2).

	μ cm ² /Vs	V_0 eV
TMS	98	-0.55
Neopentan	70	-0.43
2,2 Dime- thylbutan	12	-0.22

Tabelle 2. Beweglichkeiten von Elektronen und Leitungsbandenergien [10].

3.2 DRIFTGESCHWINDIGKEIT

Entsprechend der Definition (3) bedeutet eine konstante Mobilität, daß die Driftgeschwindigkeit direkt proportional der angelegten Feldstärke ist.

Der lineare Verlauf der in Bild 9 gezeigten Meßpunkte im Fall von TMS bestätigt diese Aussage. Die Abnahme der Steigung oberhalb von 20 kV/cm bedeutet dagegen eine Änderung der Mobilität.

Sie wird dadurch erklärt, daß die Elektronen ihre Energie, die sie aus dem elektrischen Feld aufnehmen, nun auch durch inelastische Stöße an Moleküle abgeben können [9]. Oberhalb dieser kritischen Feldstärke E_k gilt näherungsweise $v_D \propto \sqrt{E}$.

Bei LAr liegt E_k bei 0.2 kV/cm, bei TMS beträgt sie jedoch 20 kV/cm. Das ist auch der Grund für die bei 20 kV/cm um einen Faktor 4 größere Driftgeschwindigkeit in TMS gegenüber der in Argon. Mit anderen Worten, die bei kleinen Feldern wesentlich höhere Mobilität der Elektronen in LAr $\mu(E < 200V/cm) \approx 520$ cm²/Vs wird ab E_k feldabhängig und verursacht den sublinearen Anstieg der Driftgeschwindigkeit mit wachsender Feldstärke.

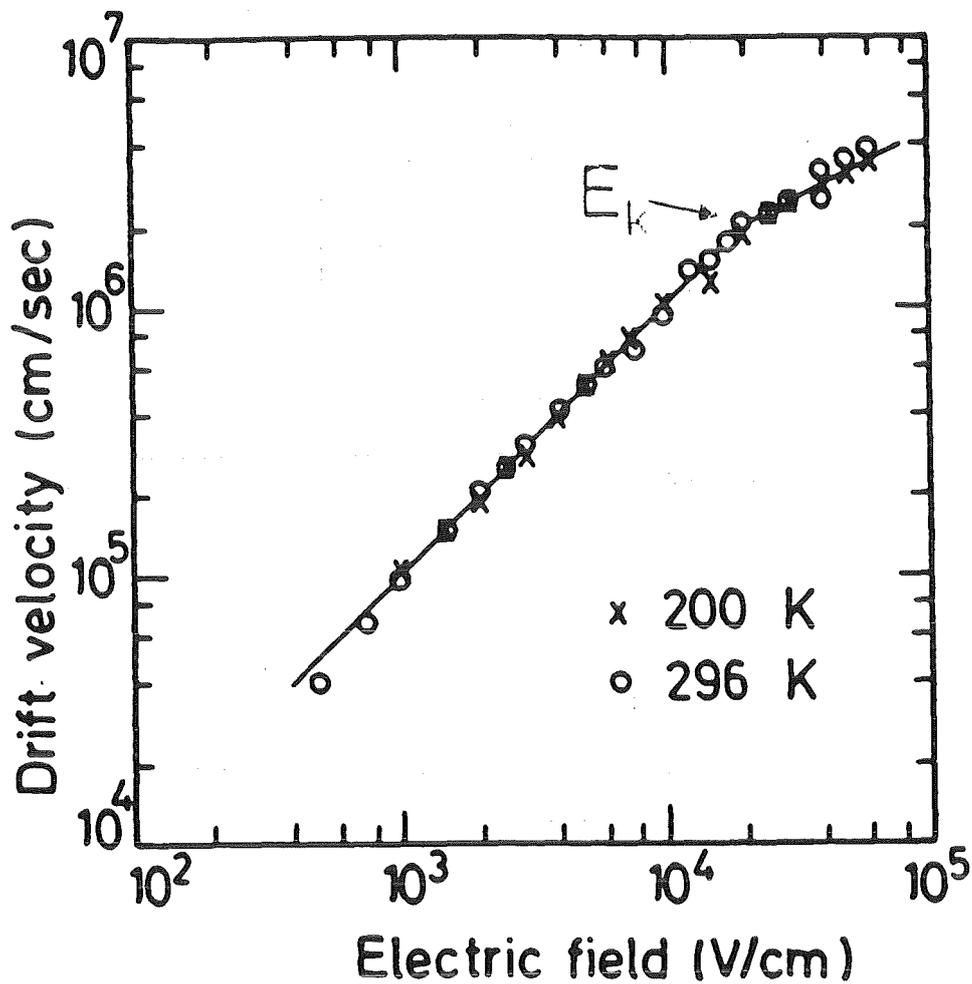


Bild 9. Elektron-Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom elektrischen Feld in TMS [11].

In Bild 10 ist der Verlauf von v_D als Funktion von E in verschiedenen Substanzen aufgetragen. Der Knick in den Geraden sowie das Abflachen der Kurve bei LAr markieren das Verhalten oberhalb von E_k .

3.3 ELEKTRONENAUSBEUTE

Geladene, hochenergetische Teilchen, die Materie durchqueren, geben ihre Energie nicht kontinuierlich ab. Sie erleiden vielmehr diskrete Energieverluste in Paketen unterschiedlicher Größe von im Mittel 100 eV.

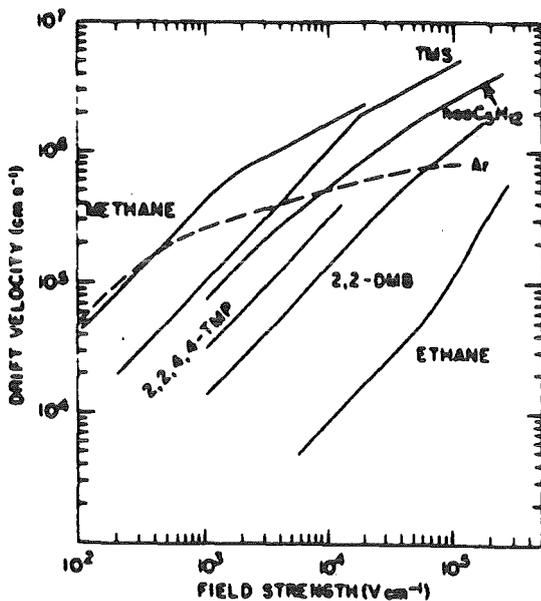


Bild 10.

Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von Elektronen vom elektrischen Feld bei verschiedenen Kohlenwasserstoffen im Vergleich zu LAr. (Methan bei 111K, Äthan bei 200K, sonstige bei 295K) [10].

Benützt man den aus der Radiochemie stammenden Begriff "Linearer Energie-Transfer LET", der die deponierte Energie pro Wegstrecke ausdrückt, so ergibt sich für ein 10 MeV-Elektron in Wasser ein LET von 0.19 eV/nm. Für minimal ionisierende Teilchen beträgt dann die mittlere Distanz zwischen einzelnen Ionisationsakten ca. 500 nm [12].

Die gebildeten Ionenpaare können deshalb als isoliert und unkorreliert angesehen werden. Das stellt eine Voraussetzung für die Anwendbarkeit der Onsager-Theorie [13] über die Primärrekombination von Ionenpaaren dar. Darüberhinaus sollen sich das Mutterion und das abgelöste Elektron im thermischen Gleichgewicht mit der Umgebung befinden.

Die Thermalisationszeit, die das Elektron nach dem Ionisationsprozeß benötigt, um durch Stöße mit Molekülen der Flüssigkeit ins thermische Gleichgewicht zu gelangen, beträgt in TMS ca. 1.1 ps, in flüssigen Edelgasen dagegen 1000-5500 ps [14]. Die vom Elektron zurückgelegte Entfernung vom Mutterion ist nun entscheidend für die Wahrscheinlichkeit, daß das ursprüngliche Ionenpaar nicht wieder rekombiniert. Ohne äußeres Feld ergibt sich für die Entkommwahrscheinlichkeit P_0 bei einem Separationsabstand y vom Mutterion zum Elektron

$$P_0 = P(E=0, y) = e^{-r_c/y}.$$

Der Onsagerradius r_c entspricht hierbei der Distanz vom Mutterion, in der die Coulomb-Bindungsenergie des Elektrons gleich seiner thermischen Energie ist:

$$kT = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r r_c}.$$

• ϵ_r = Dielektrizitätskonstante
des Mediums

Durch das Anlegen eines elektrischen Feldes erhöht sich die Entkommwahrscheinlichkeit und man kann $P(E, y)$ nach Terlecki und Fiutak [15] schreiben als

$$(4) \quad P(E, y) = e^{-r_c/y} \cdot (1 + f(E, y)).$$

Unter der Annahme $E \ll 20$ kV/cm und $y \ll r_c$ läßt sich P linear in E annähern:

$$(5) \quad P(E, y) = e^{-r_c/y} \cdot \left(1 + \frac{e^3}{8\pi\epsilon_r\epsilon_0 k^2 T^2} \cdot E\right).$$

Die Steigung s dieser Geraden

$$s = \frac{e^3}{8\pi\epsilon_r\epsilon_0 k^2 T^2}$$

hängt dabei nur noch von der Dielektrizitätskonstanten und der Temperatur des Mediums ab.

Die Gültigkeit der Näherung wurde von uns durch numerische Berechnung der ursprünglichen Onsager-Integralgleichung mit Hilfe der von Mozumder [16] angegebenen Reihenentwicklung bestätigt. Dabei wurden für y unterschiedliche Verteilungen $w(y)$ angenommen. Da die tatsächliche $w(y)$ -Verteilung nicht bekannt ist, kann der Wert für $P(E=0, y)$ in einer Flüssigkeit nur experimentell bestimmt werden. Numerische Berechnungen mit verschiedenen Wichtungsfunktionen legen den Schluß nahe, daß $w(y)$ einer Exponentialverteilung gehorcht [14].

Andere Effekte wie Volumen- bzw. Sekundärrekombination spielen in hochreinen Flüssigkeiten schon bei relativ geringen Feldstärken ($E > 0.5$ kV/cm) für minimal ionisierende Teilchen keine Rolle mehr [17], so daß die effektive Elektronenausbeute im wesentlichen von der Primärrekombination beeinflusst wird.

In der Literatur wird die Elektronenausbeute auf 100 eV deponierte Energie bezogen und als G-Faktor bezeichnet. Entsprechend (5) und dem Wert ohne Feld G_0 können wir für G bei niedrigen Feldstärken ansetzen

$$G(E) = \frac{G_0}{P_0} \cdot P(E) = G_0 \cdot \left(1 + \frac{r_c e}{2kT} \cdot E \right).$$

Bild 11 zeigt die Funktion der Entkommwahrscheinlichkeit $P(E)$ aus (4) für TMS. Die Näherung (5) ist zum Vergleich gestrichelt eingezeichnet.

Der G_0 -Wert von TMS beträgt 0.59 [18], ein G-Faktor von 1 wird bei ca. 20 kV/cm erreicht. Bei unendlich hohem Feld wird G nur noch von der zur Bildung eines Ionenpaares notwendigen mittleren Ionisationsenergie \bar{W} bestimmt und beträgt bei TMS ca. 5 und bei LAr 4.3 .

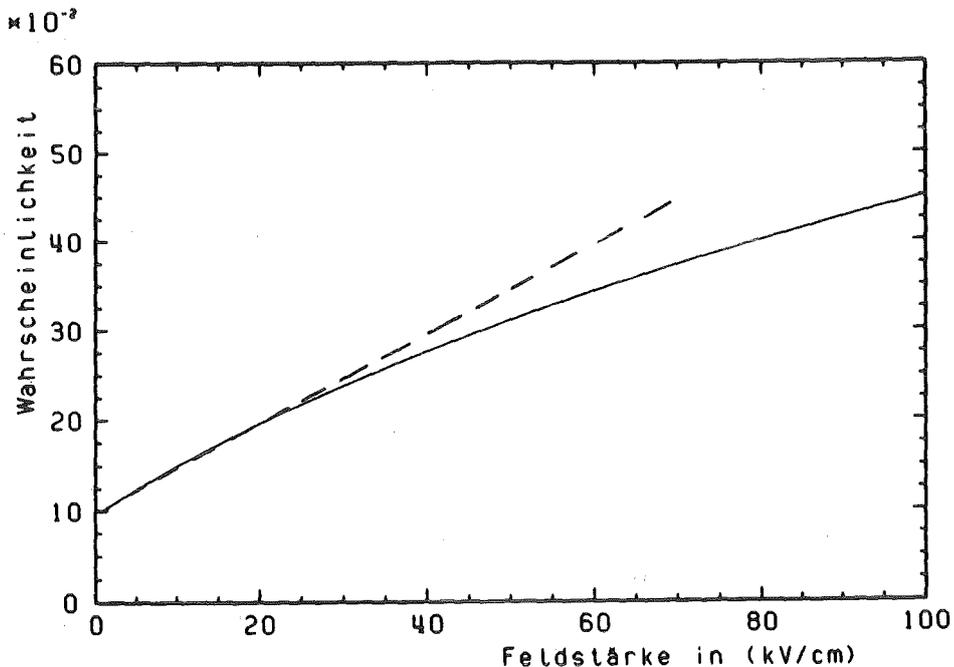


Bild 11. Ergebnis der numerischen Berechnung des Onsagerintegrals für die Entkommwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Feldstärke sowie gestrichelt die lineare Näherung für kleine Felder.

3.4 VERUNREINIGUNGEN

Die Anwesenheit von elektronegativen Verunreinigungen wie z.B. NO_x , O_2 , Cl_2 usw., führt zu einer Abnahme der Elektronenausbeute infolge Anlagerung der Elektronen an solche Moleküle. Dieses auch als "electron trapping" bezeichnete Verhalten kann durch die Gleichung



charakterisiert werden, wobei M für das einfangende Molekül steht.

Die Rate, mit der freie Elektronen aus der Flüssigkeit verschwinden, ist gegeben durch

$$(6) \quad \frac{d[e^-]}{dt} = -K \cdot [e^-][M].$$

Die Ratenkonstante K bestimmt die Geschwindigkeit, mit der sich die Elektronen an die Moleküle anlagern. Bild 12 gibt den Verlauf von K für verschiedene Verunreinigungen als Funktion der Elektronenaffinität V_0 der jeweiligen Flüssigkeit wieder. Einige der Flüssigkeiten sind namentlich bezeichnet. Wie zu erkennen, ist die Lage der Maxima abhängig von der Kombination Flüssigkeit und Verunreinigung und nicht auf ein bestimmtes V_0 beschränkt.

Aus (6) folgt, daß die freien Ladungsträger bei Anwesenheit von Verunreinigungen eine endliche Lebensdauer besitzen, ihre Anzahl N nimmt mit der Zeit ab:

$$(7) \quad N(t) = N_0 \cdot e^{-t/\tau}$$
$$\tau = (K \cdot [M])^{-1}$$

Somit wird die effektive Ladungsausbeute G aufgrund endlicher Sammelzeit verringert.

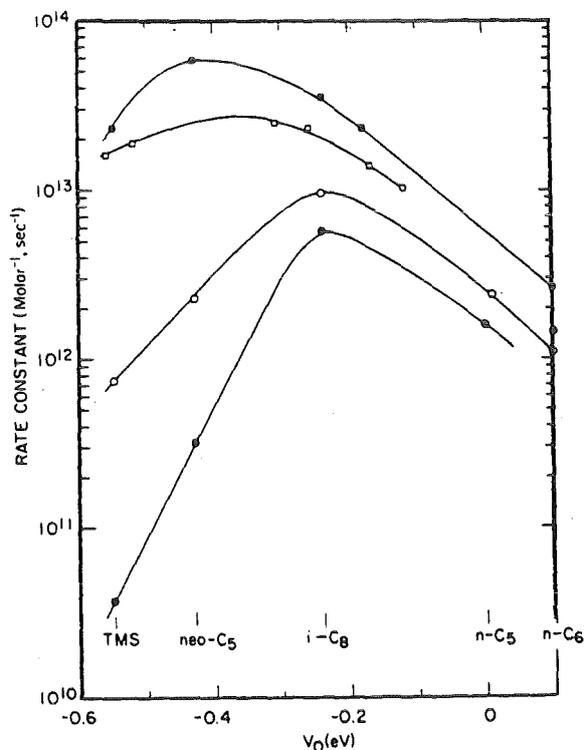


Bild 12.
 Abhängigkeit der Ratenkonstante K in verschiedener Flüssigkeiten für die Anlagerung der Elektronen an Äthylbromid ●, N_2O ○, Trichloräthylen ○ und Cycloperfluorbutan ○.
 [10]

3.5 SIGNALENTSTEHUNG

Eine flache Ionisationskammer entspricht im Prinzip einem Plattenkondensator, bei dem die Flüssigkeit das Dielektrikum bildet. Freie Ladungen in diesem Dielektrikum influenzieren auf den Elektroden eine Bildladung mit entgegengesetztem Vorzeichen (Bild 13a).

Driften nun die Elektronen bzw. Ionen infolge des elektrischen Feldes auf die Anode bzw. Kathode, so werden ebenfalls die entsprechenden Bildladungen verschoben und es resultiert ein Stromfluß im Kondensatorkreis (Bild 13b).

Die Größe dieses Stroms entspricht dabei direkt der Anzahl an freien Ladungsträgern und ihrer jeweiligen Driftgeschwindigkeit.

Gehen wir von einer zu den Kondensatorplatten transversalen Ionisationsspur mit N_0 freien Ionenpaaren aus (in Bild 13c sind nur die Elektronen gezeigt), dann nimmt $N(t)$ im Laufe der Zeit durch die an die Elektroden gedrifteten Ladungen linear ab:

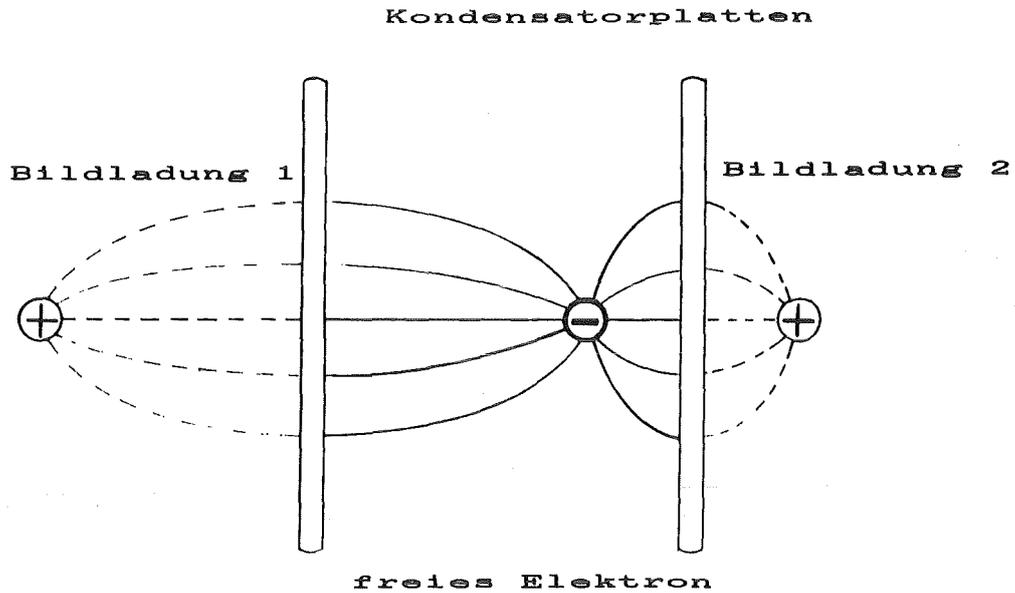


Bild 13a. Ein freies Elektron erzeugt auf den Kondensatorplatten spiegelsymmetrische Bildladungen.

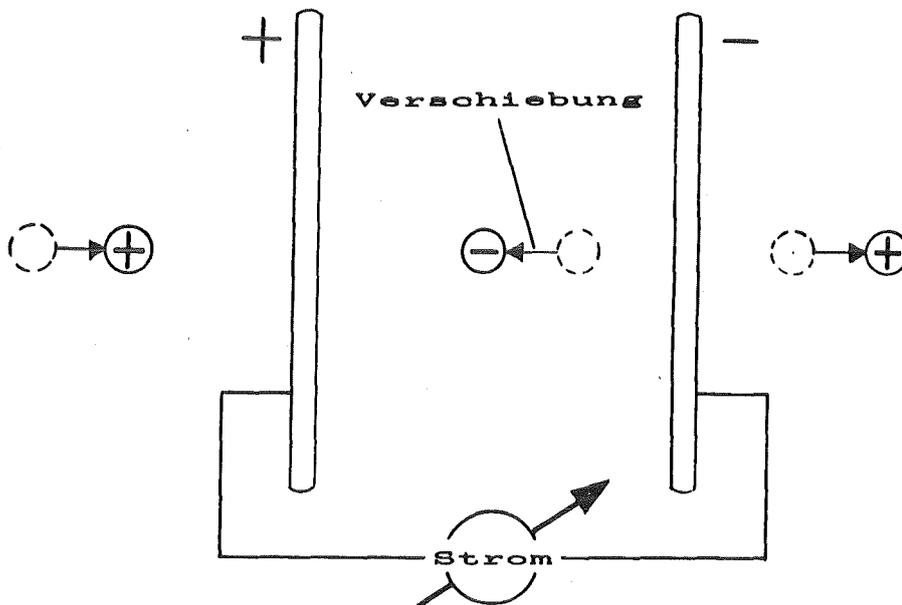


Bild 13b. Die Verschiebung der freien Ladung bewirkt eine Verschiebung der Spiegelladungen und dadurch einen Stromfluß im Detektorkreis.

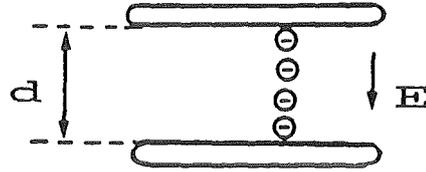


Bild 13c. Transversale Ionisationsspur in einer Ionisationskammer.

$$(8) \quad N(t) = N_0 \cdot \left(1 - \frac{t}{t_g} \right).$$

t_g steht hier für die maximale Driftzeit in einem Kondensatorspalt der Dicke d ,

$$(9) \quad t_g = \frac{d}{v_D}.$$

Sie beträgt in TMS bei einer Spaltbreite von 2.5 mm und einer Feldstärke von 12 kV/cm für Elektronen 210 ns, für positive Ionen jedoch einige ms.

Wie bereits erwähnt, ist man in der Teilchenphysik an schnelle Signalen interessiert. Darum beschränken wir uns ausschließlich auf Elektronen. Aus (8) folgt dann für den von den driftenden Elektronen verursachten Strom $I(t)$ im Kondensatorkreis

$$(10) \quad I(t) = \frac{Ne}{t_g} \cdot \left(1 - \frac{t}{t_g} \right)$$

bzw. nach Integration für die gesammelte Ladung $Q(t)$

$$(11) \quad Q(t) = Ne \cdot \left(\frac{t}{t_g} - \frac{1}{2} \left(\frac{t}{t_g} \right)^2 \right).$$

In Bild 14 sind diese Funktionen dargestellt. Bei $t=t_g$ erhält man so für $Q(t)$

$$Q(t=t_g) = \frac{Ne}{2},$$

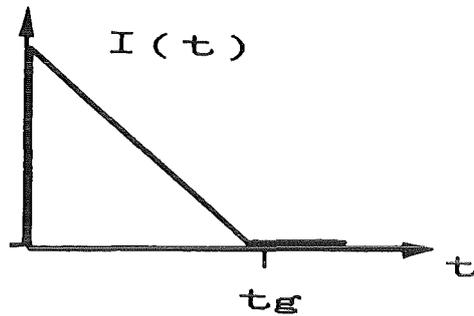


Bild 14a. Stromverlauf im Falle einer transversalen Ionisationsspur wie in Bild 13c.

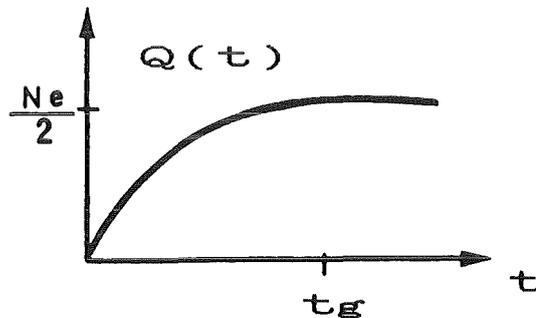


Bild 14b. Integrierte Ladung, der Sättigungswert beträgt $Ne/2$.

d.h. die Beschränkung der Sammlung auf Elektronen führt zu einer maximalen Ladungsausbeute, die der Hälfte der erzeugten Ionenpaare entspricht.

Bei Verunreinigungen in der Flüssigkeit muß noch die durch sie verursachte Abnahme an Elektronen berücksichtigt werden (sh. Kapitel 3.4), so daß sich mit (7) und (11) für das Verhältnis der meßbaren zur anfänglich vorhandenen Ladung ergibt :

$$(12) \quad \frac{Q(\tau)}{Q(\infty)} = 2 \frac{\tau}{t_g} \left[1 - \frac{\tau}{t_g} \left(1 - e^{-t_g/\tau} \right) \right]$$

Man kann also die Lebensdauer τ aus der Ladungsausbeute bzw. der Pulshöhe direkt berechnen.

4. DIE FLÜSSIGKEIT TETRAMETHYLSILAN

TMS besitzt eine sphärische Form, die durch eine Tetraederstruktur aus 4 Methyl-Gruppen und einem Siliziumatom im Zentrum gebildet wird und wie in Bild 15 veranschaulicht werden kann.

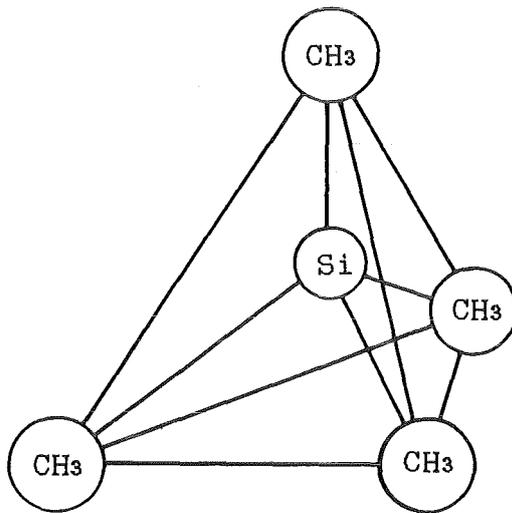


Bild 15. Räumliche Struktur eines TMS-Moleküls.

In Tabelle 3 sind wesentliche physikalische und chemische Eigenschaften von TMS zusammengestellt. Um die Orientierung zu erleichtern, wurden die entsprechenden Werte von LAr angegeben. Die Vorteile von TMS gegenüber Argon sind folgende:

- bei Raumtemperatur flüssig
- Driftgeschwindigkeit bei $E=20\text{kV/cm}$ ca. 3 mal höher

	TMS	LAr
Dichte (g/cm^3)	0.651	1.4
Siedepunkt 1 bar ($^{\circ}\text{C}$)	26.5	-185.7
Dielektrizitäts- konstante ϵ_r	1.92	1.53
mittl. Energieverlust dE/dx (MeV/cm)	1.36	2.11
wahrsch. Energieverlust E_p in 1 cm (MeV)	1.03	1.295
Strahlungslänge X_0 (cm)	52.2	13.96
kritische Energie E_c (MeV)	58.	27.
Beweglichkeit Elektronen μ_e $E < E_k$ (cm^2/Vs)	100.	520.
Elektronenaffinität V_0 (eV)	-0.57	-0.2
kritische Feldstärke E_k (kV/cm)	20.	0.2
G-Faktor ohne Feld G_0	0.59	2.3
G-Faktor mit Feld G bei $E=10^4$ kV/cm	1.19	4.4
Driftgeschwindigkeit v_D bei $E=2 \cdot 10^4$ kV/cm (cm/sec)	$2 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^5$

Tabelle 3. Aufstellung der wichtigsten physikalischen und chemischen Daten von TMS im Vergleich zu Liquid Argon.

5. AUFBAU DES DETEKTORS

5.1 MECHANISCHER AUFBAU UND DIMENSIONIERUNG

5.1.1 Absorber

Anhand von Bild 16 und der Fotografie Bild 17 läßt sich der mechanische Aufbau der Absorberplatten des Kalorimeters veranschaulichen. 16 Eisenplatten A stehen senkrecht und im Abstand von 6 mm zueinander parallel auf einer Grundplatte. Die Abmessungen einer Platte betragen 480mm × 400mm × 16mm (B×H×T). Sie bestehen aus gewöhnlichem Baustahl St 37, dessen Zusammensetzung in Tabelle 4 angegeben ist. Aus Kostengründen und in Hinsicht auf den projektierten Einsatzort wurden die Oberflächen nicht speziell oberflächenbehandelt, sondern lediglich gehobelt.

Element	Gewichtsprozent %
Fe	97.195
Mn	1.5
Ni	0.6
Si	0.5
C	0.18
P	0.025

Tabelle 4. Zusammensetzung der verwendeten St 37-Stahlplatten. [19]

Die Bodenplatte B sowie die Haube, die über eine Ringdichtung aus Indium das Modul hochvakuumdicht abschließt, wurden aus VA-Stahl gefertigt.

Die mechanische Stabilität der Konstruktion wird durch 4 Rundbolzen C ge-

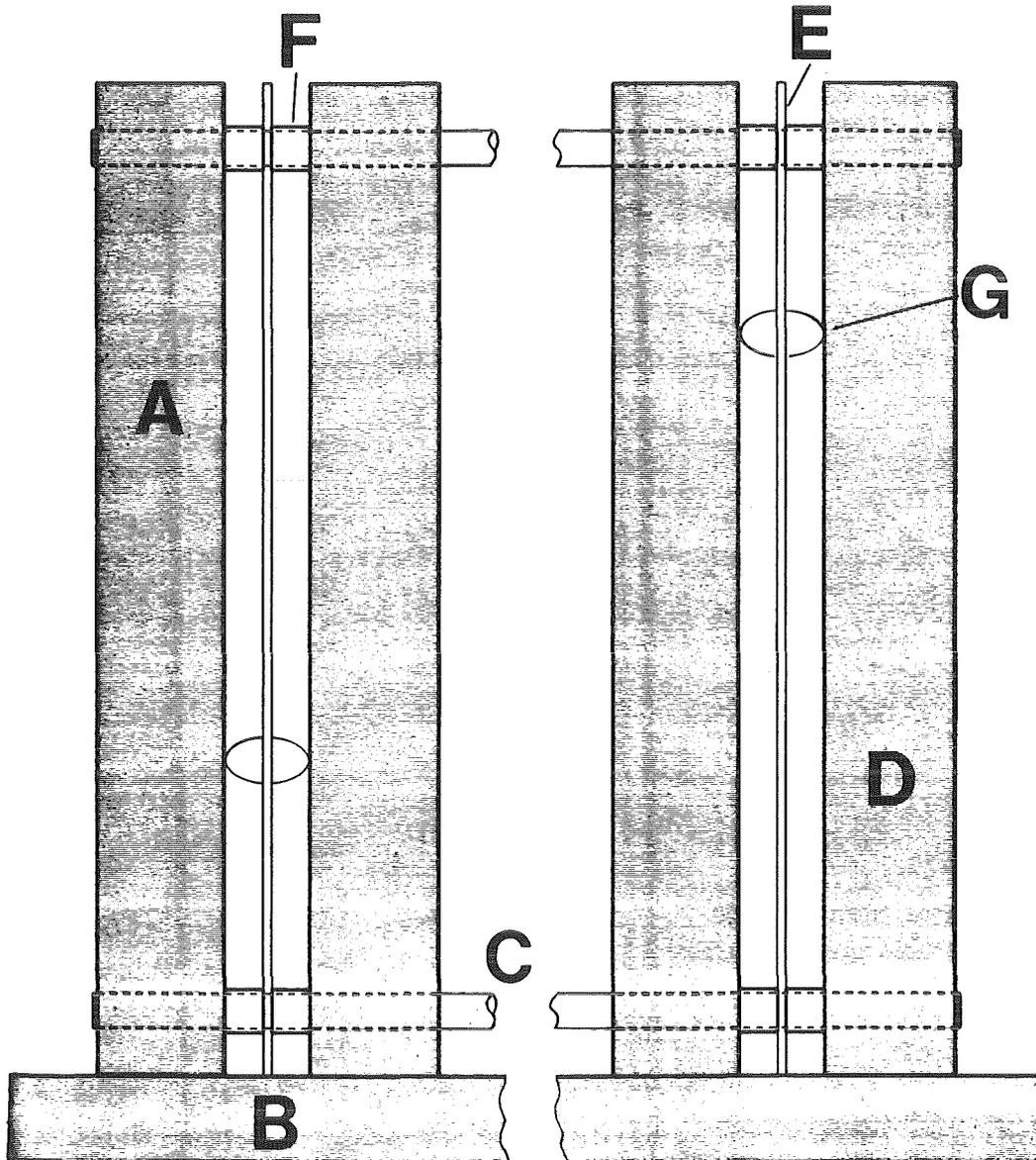


Bild 16.

Schematischer Aufbau des Kalorimeters. Es sind nur 3 der insgesamt 16 Stahlplatten sowie die Fixierplatte dargestellt. Absorberplatte A, Bodenplatte B, Rundbolzen C, Fixierplatte D, Auslesefolie E, Abstandsringe F und Teflonabstandshalter G.

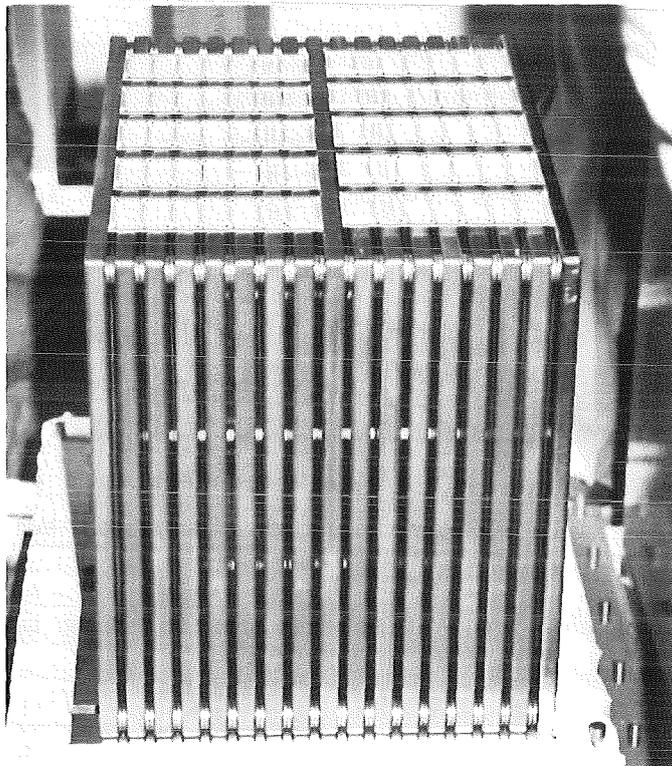


Bild 17.

Fotografie der Seitenansicht des Kalorimeters. Im Innern des Plattenstapels sind die Auslesefolien mit den Abstandshaltern erkennbar. Die Bus-Keramikplättchen wurden über die Kontaktzungen gesteckt.

währleistet, auf die die Platten durch Bohrungen an den 4 Ecken aufgeschoben sind. Die Bolzen werden in einer Fixierplatte D, die mit der Grundplatte verschweißt ist, verankert.

In der Mitte des Zwischenraumes zwischen zwei Platten befindet sich jeweils eine 280 µm dicke Auslesefolie E. Deren Aufbau wird in Abschnitt 5.1.2 geschildert. Für die exakte Zentrierung der Folien sorgen Abstandsringe F, die ebenfalls auf die Rundbolzen aufgeschoben werden. Weiterhin sind über die Fläche jeder Folie 9 Abstandshalter aus Teflon G verteilt, die auch im Stapelinnern eine gleichmäßige Spaltbreite von 2.8 mm gewährleisten.

Das Kalorimeter mit aufgesetzter Haube ist in Bild 18 gezeigt. An der Oberseite befinden sich eine turmartige Hochspannungsdurchführung, die gleichzeitig als Ausdehnungsgefäß dient, ferner 4 Signaldurchführungen, eine Sichtscheibe und ein Einfüllflansch mit Ventil und Manometer.

Die Ausgasrate, die über Druckanstieg nach einer Woche Pumpzeit gemessen wurde, betrug $5 \cdot 10^{-6}$ mb·l/s. Der Wert der Heliumleckrate war $< 10^{-9}$ mb·l/s.

Die Kammer faßt ca. 35 l TMS, die über das obere Ventil eingefüllt und über ein seitlich an der Bodenplatte befindliches Ventil wieder abgelassen werden können. Zusätzlich wurde das gefüllte Kalorimeter mit einem Argonüberdruck von 1.4 bar absolut beaufschlagt, um eventuellen Undichtigkeiten, die im Laufe einer längeren Standzeit auftreten könnten, vorzubeugen.

Die mechanische und physikalische Dimensionierung ist in den Tabellen 5a und 5b zusammengestellt.

Abmessungen des Plattenpakets	
(16 Platten) B x H x T	: 480mm x 400mm x 347.5mm
Masse der Absorberplatten	: 372 kg
Gesamtmasse des gefüllten Kalorimeters	: ca. 480 kg

Tabelle 5a. Mechanische Dimensionierung des Detektors.

	Stahl	TMS	1 Lage Stahl + 1 Lage TMS
Eine Schicht			
Dicke (mm)	16.0	5.72	21.72
$\frac{dE}{dx}$ min.ion. (MeV)	17.8	0.778	~ 18.6
Strahlungslänge X_0	0.87	0.011	0.885
krit. Energie E_c (MeV)	21.	58.	21.5
Gesamtkalorimeter (16 Lagen)			
Dicke (mm)	256.	91.52	
X_0	14.	0.176	

Tabelle 5b. Physikalische Dimensionierung des Detektors.

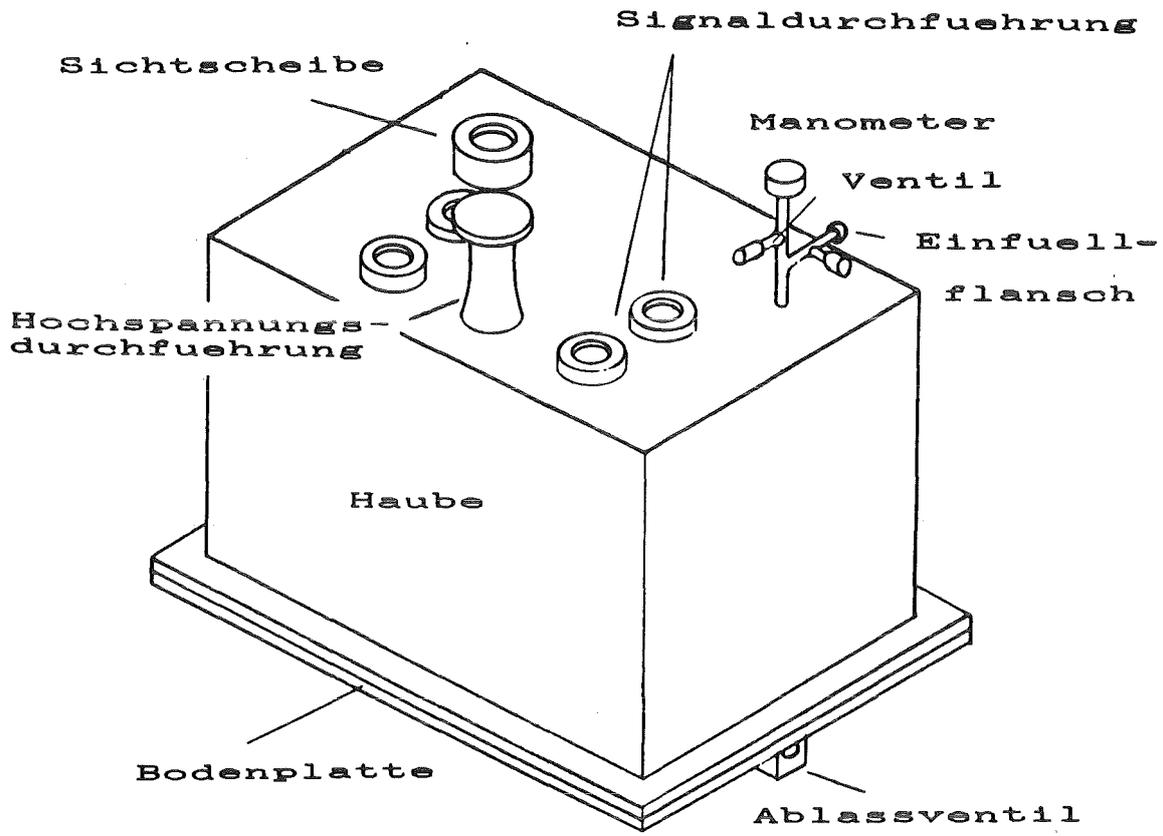


Bild 18. Das Kalorimeter-Modul mit aufgesetzter Haube und Durchführungen.

5.1.2 Die Auslesefolien

Der innere Aufbau der Auslesefolien ist in Bild 19 dargestellt. Sie bestehen aus zwei miteinander verklebten jeweils 125 μm dicken Kapton-Folien [20], von denen eine beidseitig und die andere einseitig mit einer Kupferkaschierung versehen ist.

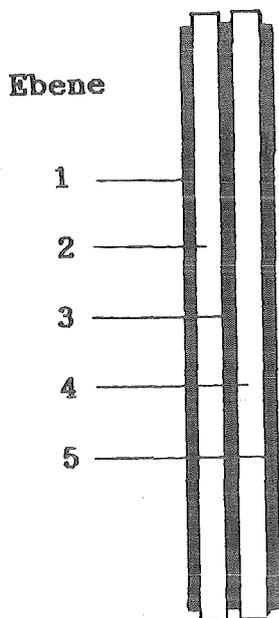


Bild 19.

Querschnitt durch die Kapton-Folie. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde nur eine sensitive Fläche gezeichnet. Ebene 1 und 5: Kupferstruktur auf Hochspannung; Ebene 3: Kupferstruktur für Signalauskopplung; Ebene 2 und 4 : 125 µm Kapton.

Dichte (g/cm ³)	1.42
Hochspannungsdurchschlagfestigkeit (V/µm)	142.
Dielektrizitätskonstante	3.7
spezifischer Widerstand (Ωm)	10 ¹⁵
temperaturbeständig bis (°C)	300.

Tabelle 6. Eigenschaften von Kapton [20] bei einer Folienstärke von 125 µm.

Kapton ist ein hochspannungsfestes Polyimid-Polymer, dessen für die vorliegende Anwendung wichtigste Eigenschaften in Tabelle 6 aufgeführt werden.

Die Kupferbeschichtung der Hochspannungsebenen 1 und 5 wurde so strukturiert, daß sich pro Folie 30 sensitive Quadrate (= Pads) von durch-

schnittlich $7.8 \times 7.8 \text{ cm}^2$ Fläche ergaben (Bild 20). In den Räumen zwischen diesen Quadraten verlaufen die Zuleitungen nach oben zu 3 von insgesamt 5 Kontaktzungen.

Während an Ebene 1 und 5 Hochspannung angelegt wird, erfolgt die Signalauskopplung über Ebene 3, die bis auf etwas kleinere Pad-Flächen nahezu identisch segmentiert ist. Die Zuleitungen für Ebene 3 liegen im Folieninnern und führen zu den verbleibenden beiden Kontaktzungen.

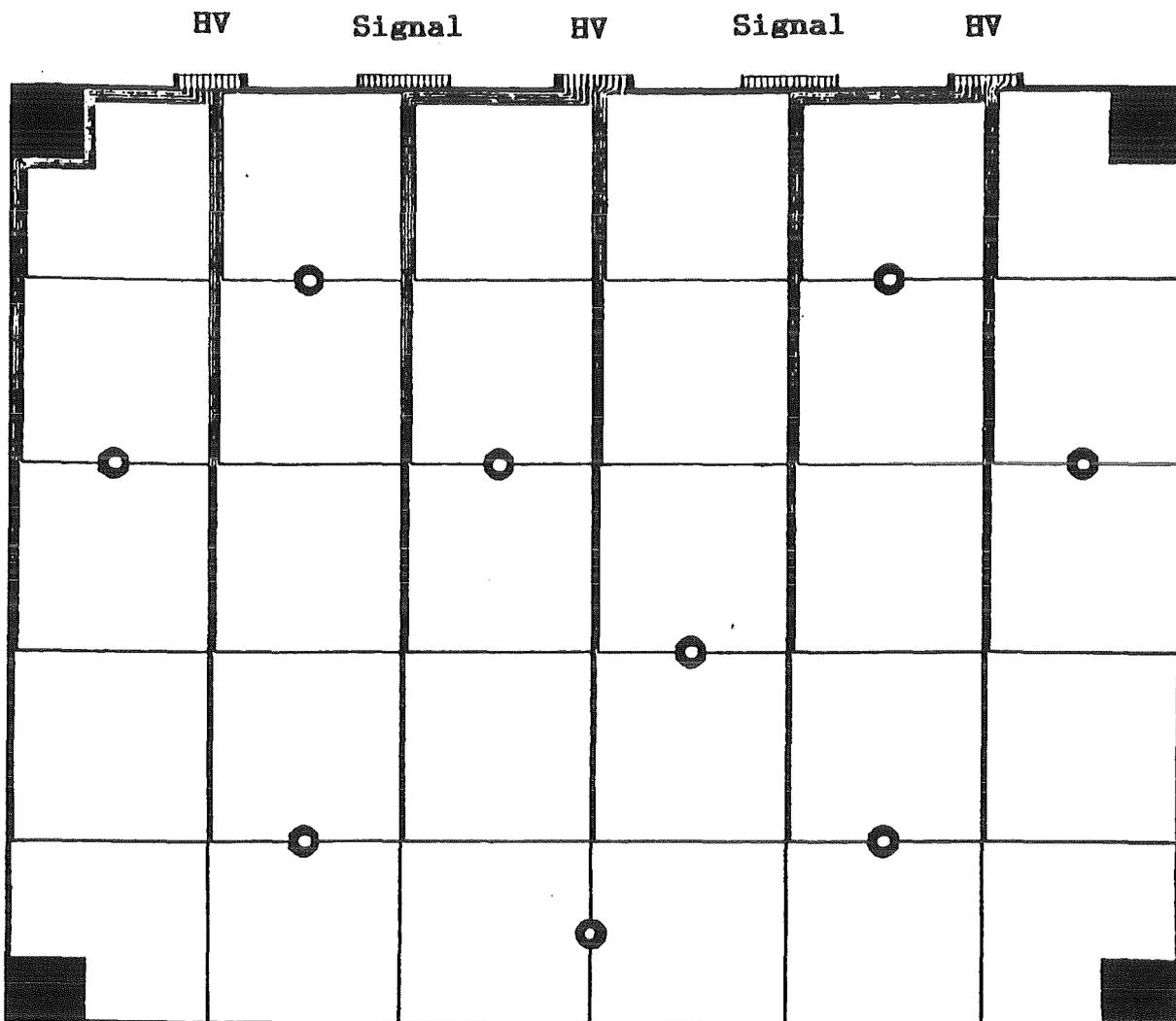


Bild 20.

Segmentierung der Kupferbeschichtung der Kapton-Folie. In die Aussparungen an den 4 Ecken werden Löcher gebohrt, die die Rundbolzen zur Befestigung aufnehmen.

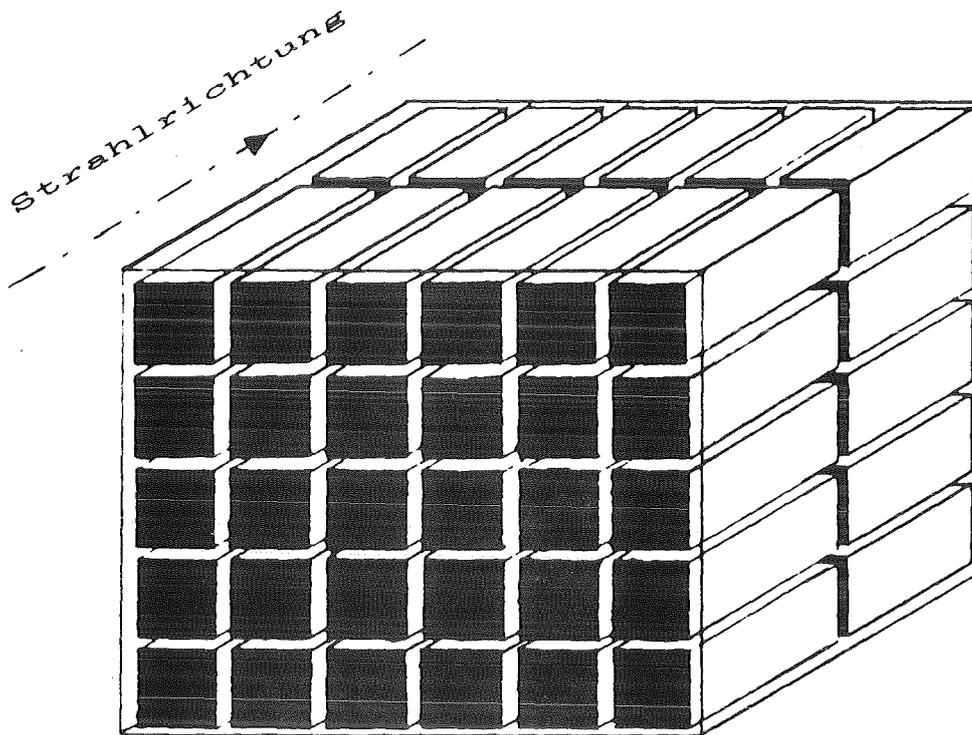


Bild 21. Turmstruktur der 60 Kanäle durch Hintereinanderschalten von jeweils 8 Pads. Die Strahlrichtung ist eingezeichnet.

Die Busverbindung bilden 10 Plättchen aus Al_2O_3 -Keramik von 0.6 mm Dicke, auf die Leiterbahnen und Hybridvorwiderstände für die Hochspannung aufgedruckt wurden. Durch Parallel-Schaltung hintereinander liegender Pads (in Strahlrichtung gesehen) von je acht Folien erreicht man eine Turmstruktur, wie sie Bild 21 zeigt. Es ergeben sich so 60 elektronische Kanäle bzw. 30 transversale und 2 longitudinale Unterteilungen.

5.2 REINIGUNG DER KAMMER

Um eventuelle Rückstände vom Herstellungsprozeß auf den Metallteilen sowie Flußmittelreste vom Verlöten der Kontaktzungen zu entfernen, wurde das Kalorimeter mit Methanol gefüllt und in einem eigens dafür gebauten Wasserbad einer Ultraschalleistung von 2000 Watt ausgesetzt. Nach etwa einer Stunde wurde das Methanol abgelassen und so die mittlerweile darin

gelösten Verschmutzungen weggeschwemmt. Es stellte sich heraus, daß der Restwassergehalt des Methanols von 0.4% die Kaptonfolien aufquellen ließ, und durch die Welligkeit die gleichmäßige Spaltbreite zwischen den Folien und den Stahlplatten nicht mehr gewährleistet war. Durch Erwärmen mit einem Warmluftgebläse konnten die Folien wieder geglättet werden.

Bei späteren Ultraschall-Reinigungsvorgängen wurde das Kalorimeter deshalb mit ungereinigtem TMS gefüllt.

5.3 ELEKTRONISCHER AUFBAU

5.3.1 Signalweg

Der Aufbau der 60 elektronischen Kanäle des Kalorimeters ist im Prinzip identisch mit dem Signalweg im CELLO-LAr-Kalorimeter [21] und ist in Bild 22a dargestellt.

Das Detektorsignal wird von der Detektorkapazität, die vom Hochspannungspad gegen Masse gebildet wird, über die Auskoppelkapazität Signalpad gegen HV-Pad direkt auf den Eingangs-FET im Vorverstärker geführt. Der hohe Wert der Detektorkapazität von durchschnittlich 900 pF bedingt normalerweise den Einsatz eines Koppeltransformators zur Anpassung an die vergleichsweise niedrige Eingangskapazität des Vorverstärkers. Der verwendete FET Toshiba 2SK 371 (bzw. 2SK 147) besitzt jedoch eine genügend hohe Eingangskapazität von ca. 75 pF, so daß ein Transformator nicht notwendig war. Darüberhinaus wurde auch kein Schutzwiderstand gegen Hochspannungsdurchbrüche benutzt, um das Rauschen des Vorverstärkers klein zu halten.

Der gesamte Vorverstärker wurde in Hybridtechnik auf einem Al_2O_3 -Keramikträger realisiert. Zusätzlich zur Ladungsintegration befindet sich auch die erste Filterstufe auf der Platine. Die Pulshöhe am Ausgang ist damit hoch genug, um auf der 20 m langen Verbindungsleitung zum Hauptverstärker eine Übertragung ohne nennenswerte Einstreuung zu gestatten. Den Schaltplan des Hybridvorverstärkers zeigt Bild 22b.

Alle 60 Vorverstärker wurden direkt über den Vakuumdurchführungen auf der Kammer in einer Kupferabschirmung montiert, um die nicht abgeschirmten Zuleitungen vom inneren Keramikbus zum Verstärkereingang möglichst kurz zu halten.

Im Hauptverstärker werden die Signale über einen Differenzverstärker angenommen und in einer zweiten Filterstufe der endgültigen Pulsformung unterworfen. In unserem Fall entspricht die bipolare Pulsformung dem Typ $(CR)^2-(RC)^2$, wobei die Zeitkonstante 1 μ sec betrug.

Jeweils 16 Hauptverstärker sowie die zur Digitalisierung verwendete Sample-and-Hold Schaltung befinden sich auf einer Platine, die zusammen mit 4 identischen Baugruppen seriell über einen CAMAC-Multiplexer und den CAMAC-Bus ausgelesen werden. Der Signalweg vom Vorverstärker bis zum CAMAC-Bus ist in Bild 23 schematisch dargestellt.

Alle Komponenten, also Vor- und Haupt-Verstärker und Multiplexer, wurden im Institut von H. Keim entwickelt. Der zur Auslese und Datenvorverarbeitung benutzte Rechner war eine LSI 11/23 und später eine LSI 11/73.

5.3.2 Die Hochspannung

Die Hochspannung für die Kammer wurde von einem Netzgerät der Firma Spellman geliefert und über 2 RC-Glieder gefiltert. Das zweite RC-Glied saß dabei direkt am Turm der Hochspannungsdurchführung auf der Kammerhaube, um Einstreuungen zwischen Filter und Kalorimeter möglichst auszuschließen. Die angelegten Hochspannungen lagen zwischen 2.0 und 3.5 kV. Die Spannung muß äußerst vorsichtig angelegt werden, um grobe Überschläge und Entladungen zu vermeiden. Störungen werden beispielsweise durch Fusselsen und Staubpartikel in der Flüssigkeit verursacht und können den Vorverstärker beschädigen. Deshalb wurden beim Hochfahren der Spannung sämtliche Kanäle über Masse kurzgeschlossen und nur ein Kanal, der nicht kurzgeschlossen ist, am Oszillografen beobachtet. Bei jeder Erhöhung der Spannung werden Entladungen und Stromspitzen am Vorverstärker beobachtet, die allmählich zurückgehen. Klängen diese Entladungen nicht innerhalb weniger Stunden ab, so war keine Steigerung der Hochspannung mehr möglich.

Bei den Testmessungen in Karlsruhe mit Myonen betrug die angelegte Hochspannung 3.0 kV, bei den Tests im DESY, Hamburg, mit Elektronen dagegen nur 2.5 kV.

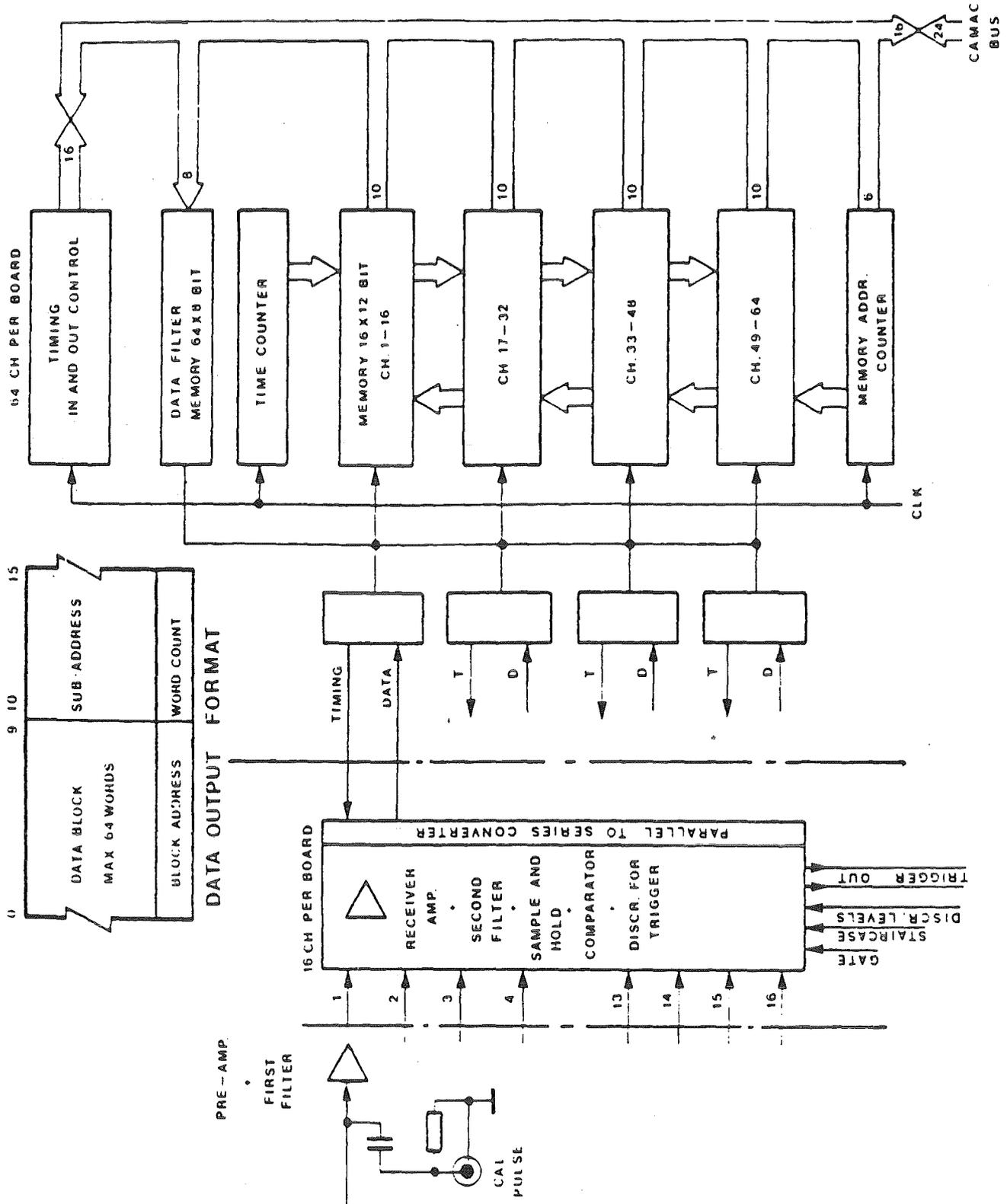


Bild 23.
Schematische Darstellung des Datenweges zwischen Hauptverstärker, Multiplexer und CAMAC-Bus. In der Mitte oben ist das Datenformat angegeben, wie es vom Rechner ausgelesen wird.

5.4 DIE TMS - REINIGUNGSANLAGE

Verunreinigungen im TMS, insbesondere elektronegative Moleküle, wie O_2 , NO_x usw., führen zu Verschlechterungen der Elektronenausbeute und damit zur Verringerung des Signal-Rauschabstandes.

Deshalb mußte das von der Firma Ventron, Karlsruhe, mit einer Reinheit von 99,9% bezogene TMS vor dem Einfüllen in die Kammer gereinigt werden. Die dazu verwendete Anlage ist schematisch in Bild 24 dargestellt. Es handelt sich dabei im wesentlichen um eine vergrößerte Version der schon früher benutzten Destillationsanlage [22]. Die gesamte Apparatur umfaßt 2 identische der in Bild 24 dargestellten Zweige. Jede dieser beiden Einheiten ist in der Lage, ca. 35 l, d.h. eine gesamte Kammerfüllung pro Destillationsschritt zu reinigen.

Sämtliche Behälter und Verbindungselemente der Anlage sind aus Edelstahl gefertigt und elektropoliert.

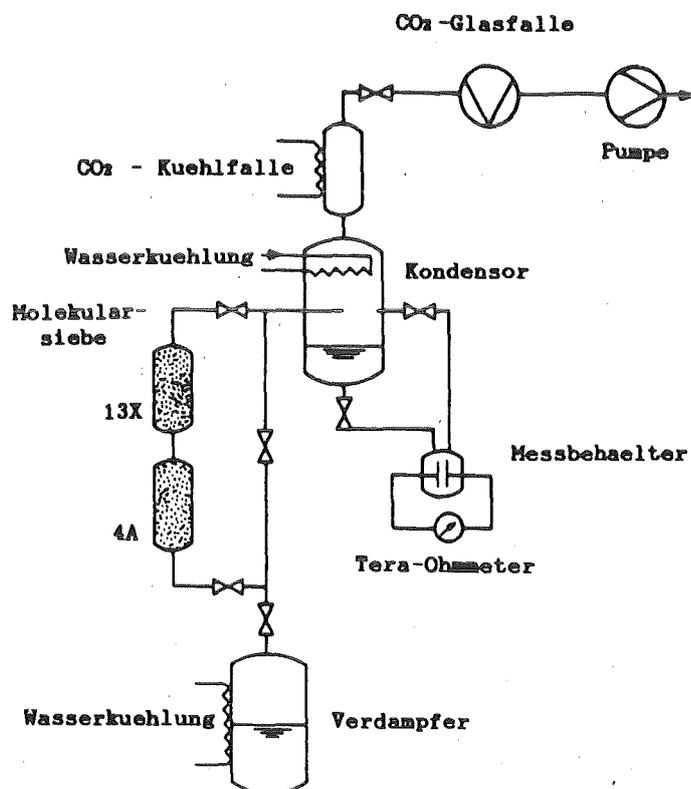


Bild 24. Schematischer Aufbau eines Zweiges der TMS-Reinigungsanlage

Der gesamte Reinigungsvorgang gliedert sich folgendermaßen :

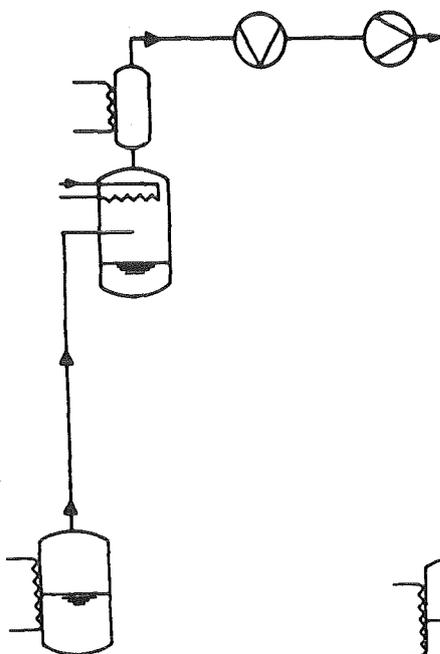


Bild 25a. Schritt 1

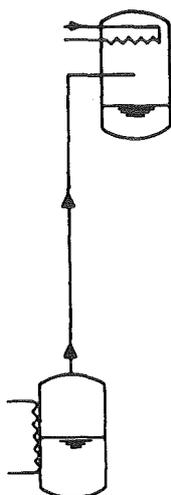


Bild 25b. Schritt 2

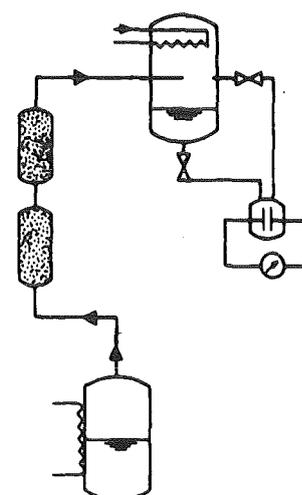


Bild 25c. Schritt 3.

1) Entgasen der Flüssigkeit

Da das TMS bei der Herstellung und Abfüllung mit Luft in Berührung kam, muß es zuerst entgast werden. Dazu wird die von einem 200 l Vorratsbehälter in den unteren Destillationsbehälter (Verdampfer) abgefüllte Flüssigkeit über die Verbindungsleitung, den Kondensator und die Kohlendioxid-Kühlfalle gepumpt (Bild 25a). Während TMS im Kondensator und in der Kühlfalle kondensiert, entweichen die Restgase über die Pumpe. Durch eine zusätzliche CO₂-Falle aus Glas kann bei einer dort sichtbarwerdenden Kondensation von TMS die Pumpleistung entsprechend verringert werden.

2) Vakuum-Destillation

Nach dem Ausgasen wird die wieder im unteren Behälter befindliche Flüssigkeit über die Verbindungsleitung unter Vakuum bei einer Temperaturdif-

ferenz von ca. 3°C in den oberen Behälter destilliert (Bild 25b). Das TMS kondensiert dort an einer auf ca. 13°C wassergekühlten Kühlschlange. Für das Einstellen und Konstanthalten der Wassertemperatur werden Umwälzkryostate [23] eingesetzt.

Nachdem die Flüssigkeit vollständig vom unteren in den oberen Behälter destilliert ist, bleibt in der Regel am Boden des Verdampfers ein öliger Film mit Rückständen übrig, die hauptsächlich aus Wasser, Staubpartikel und Nebenprodukten bei der Herstellung, bestehen. Letztere sind nach Angaben der Hersteller nicht vollständig hydrierte Chlorsilane. Deshalb muß nach jedem Destillationsvorgang der Verdampfer geöffnet und der Rückstand entfernt werden. Der Prozeß wird so lange wiederholt, bis sich keine sichtbaren Rückstände mehr zeigen, was gewöhnlich nach zweimaligem Destillieren der Fall ist.

3) Destillation über Molekularsiebe

Der Vorgang verläuft analog zu Schritt 2, mit dem Unterschied, daß die Flüssigkeit nicht direkt sondern über insgesamt 4 Behälter mit Molekularsieben destilliert wird. Die Molekularsiebe sind künstlich hergestellte Zeolithe. Die von uns verwendeten Zeolith-Typen [24] und ihre Porengröße waren 4A mit 4 Å und 13X mit 13 Å Poren. Während Wasser und Sauerstoff mit ihrem Moleküldurchmesser von 2.6 Å bzw. 2.9 Å vom ersten Sieb mit 4A-Zeolithen absorbiert werden, passiert TMS mit einem Durchmesser von ca. 4.3 Å das Sieb ungehindert. Alle größeren Moleküle werden dann vom zweiten Sieb mit 13X-Zeolithen herausgefiltert. Obwohl hier auch TMS absorbiert wird, bleiben die Siebe für polare Moleküle genügend sensitiv.

Schritt 3 mußte ebenfalls wiederholt werden, wobei zur Reinheitskontrolle nach jedem Destillationsprozeß eine Probe im Meßbehälter mit einem Terahmmeter auf ihre elektrische Leitfähigkeit geprüft wurde. So konnte nach dem Ende des Reinigungsvorganges eine Steigerung der Leitfähigkeit von anfänglich $10^{12} \Omega\text{cm}$ auf $5 \times 10^{15} \Omega\text{cm}$ gemessen werden.

Die Behälter und Verbindungsleitungen der Reinigungsanlage wurden vor Inbetriebnahme gründlich mit Hilfe von Heizbändern ausgebacken und abgepumpt. Als entscheidende Maßnahme zum Erreichen eines hohen Reinheitsgrades stellte sich das Ausbacken der Molekularsiebe über 3-4 Tage bei 350-400 °C und Abpumpen auf weniger als 10^{-5} mb Restdruck im heißen Zustand heraus. Nach dem Ausbacken betrug der Druckanstieg in den Sieben bei 350 °C ca. $2 \cdot 10^{-5}$ mb/s.

6. DURCHFÜHRUNG DER MESSUNGEN

6.1 MESSAUFBAU IN KARLSRUHE

Nach der Montage des Detektors und der Installation der Elektronik erfolgte der erste Funktionstest der Kammer mit Myonen der kosmischen Höhenstrahlung in Karlsruhe. Den dabei verwendeten Versuchsaufbau zeigt Bild 26.

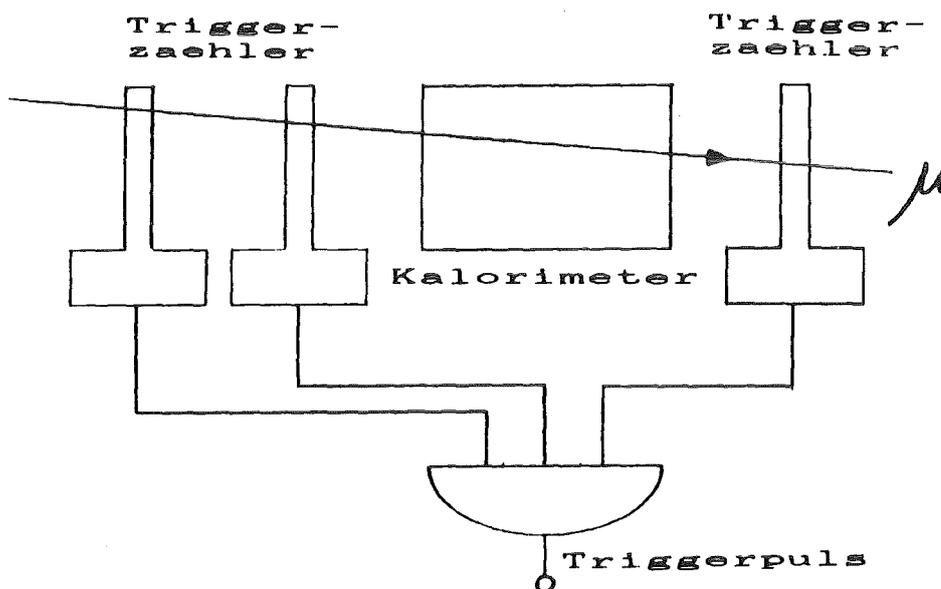


Bild 26.

Schematischer Testaufbau für Funktionstest mit Myonen in Karlsruhe. Als Triggerzähler wurden organische Szintillatoren NE102 [25] mit einer Fläche von ca. $30 \times 30 \text{ cm}^2$ benutzt.

Es wurde auf Myonen getriggert, die parallel zum Erdboden das Kalorimeter durchdrangen. Die Triggerrate war deshalb trotz der großflächigen Szintillationszähler sehr niedrig. So betrug sie bei 3-fach Koinzidenzen und einer sensitiven Fläche von ca. $30 \times 30 \text{ cm}^2$ ca. 3500 Ereignisse pro 12 Stunden.

6.2 MESSAUFBAU AM DESY

Die Messungen am Elektronenstrahl im Deutschen Elektronen-Synchrotron, Hamburg, erfolgten innerhalb der 4. und 9. Woche 1986.

Zwischen beiden Meßperioden lagen 5 Wochen, in denen die Kammer wieder nach Karlsruhe zurück transportiert und dort ohne angelegte Hochspannung deponiert wurde. Lediglich der Argon-Überdruck wurde aufrechterhalten.

Der Meßaufbau am Teststrahl 26 war beide Male identisch und ist in Bild 27 abgebildet.

Im Strahlverlauf des Elektronensynchrotrons DESY befindet sich ein Kohlefadentarget, an dem die hochenergetischen Elektronen durch Bremsstrahlung einen Gamma-Strahl, in Bild 27 als γ -Strahl 26 markiert, erzeugen. Dieser wird ausgeblendet und trifft auf ein Konversionstarget. Über den Magnetstrom des Separationsmagneten konnte die Strahlenergie kontinuierlich im Bereich von 0.6 bis 5 GeV bei einer Energieunschärfe von ca. 1% verändert werden.

Mehrere Kollimatoren im Strahlrohr sorgen für einen möglichst gut ausgeblendeten Strahl.

Das Kalorimeter befand sich etwa 4 m vom Ende des Strahlrohrs entfernt auf einem Meßtisch, der ferngesteuert in 0.1 mm-Schritten verfahren werden konnte. Aus Sicherheitsgründen stand die Kammer zusätzlich in einer Aluminiumwanne, die mit Absaugschläuchen an ein Abluftsystem angeschlossen war.

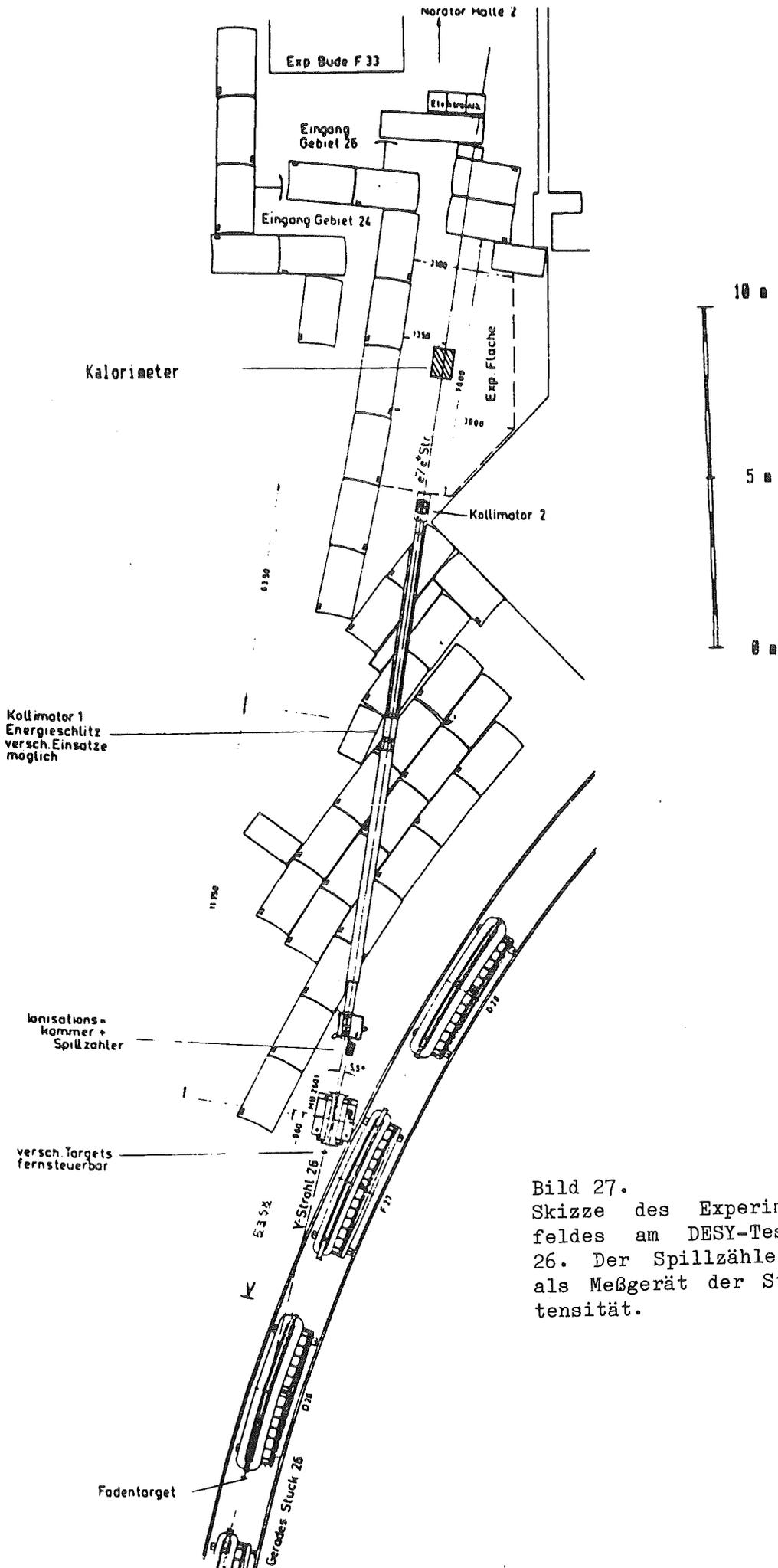


Bild 27.
Skizze des Experimentier-
feldes am DESY-Teststrahl
26. Der Spillzähler dient
als Meßgerät der Strahlin-
tensität.

Das Triggersystem bestand aus 3 in Koinzidenz geschalteten Szintillationszählern und einem in Antikoinzidenz geschalteten Lochzähler. Die Szintillationszähler befanden sich direkt nach Kollimator 1 bzw. 2. Der Lochzähler mit einem Lochdurchmesser von ca. 5 cm war unmittelbar vor dem Kalorimeter in 50 cm Entfernung aufgebaut. Bild 28 veranschaulicht diese Konfiguration.

Im Verlauf der ersten bzw. zweiten Meßwoche wurden 240.000 bzw. 142.000 Ereignisse mit zusammen ca. 1.4 GByte Daten aufgezeichnet und später in Karlsruhe ausgewertet.

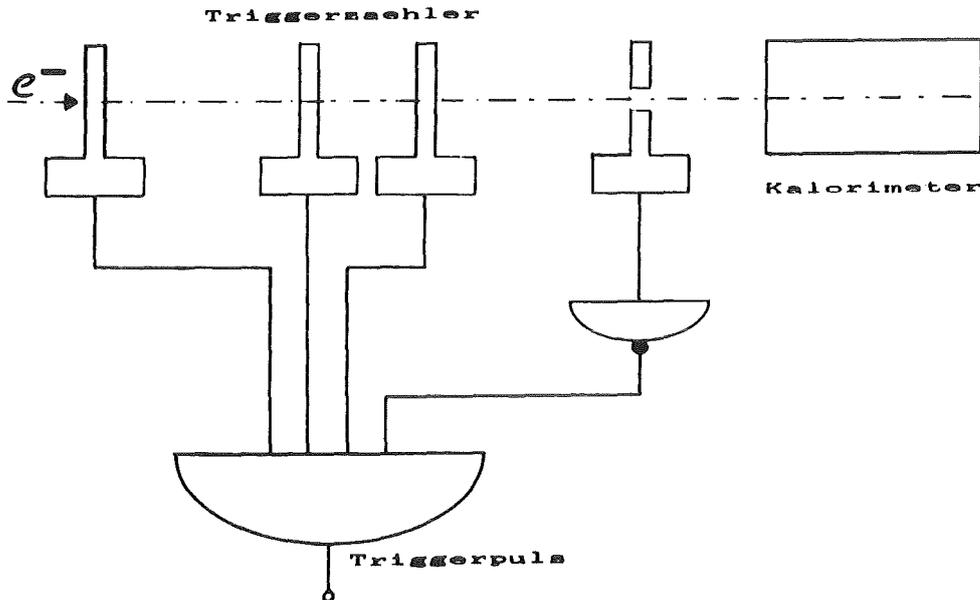


Bild 28.
Schematische Darstellung des am Teststrahl F26 verwendeten Triggersystems. Bei Szintillatorzähler 1 handelt es sich um ein ca. $10 \times 15 \text{ cm}^2$ großes Paddel, die Zähler 2 und 3 sind gekreuzte Fingerzähler mit einer sensitiven Fläche von 1 cm^2 . Der Lochdurchmesser des Antikoinzidenz-zählers beträgt ca. 5 cm.

6.3 EICHUNG

Vor und nach einer Meßperiode wurde jeweils eine Eichung und eine Bestimmung des Nullpunktes (Pedestal) durchgeführt. Diese erfolgte rechnergesteuert über die Einkopplung von Rechteckimpulsen mit einer Höhe von 0.6 bis 60 mV auf die Eichkapazität jedes Vorverstärkers. Die Pulshöhe der Eichsignale wurde mittels der Skala eines kalibrierten Oszillografen eingestellt. Beispiel für eine Eichkurve zeigt Bild 29 für einen Verstärkerkanal.

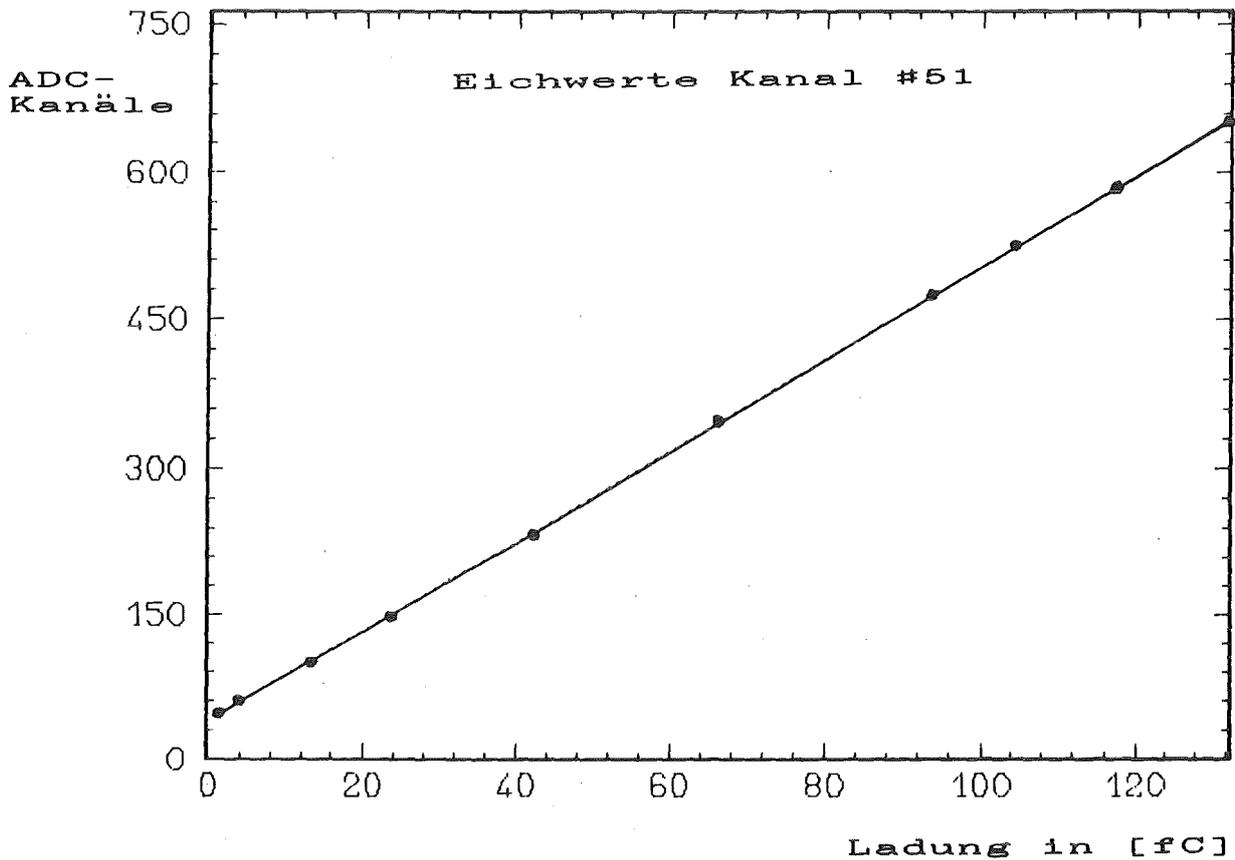


Bild 29. Eichkurve für einen Vorverstärker, hier Kanal 51. Durch die Meßpunkte wurde eine nach der Least-Square-Methode angepaßte Gerade gelegt.

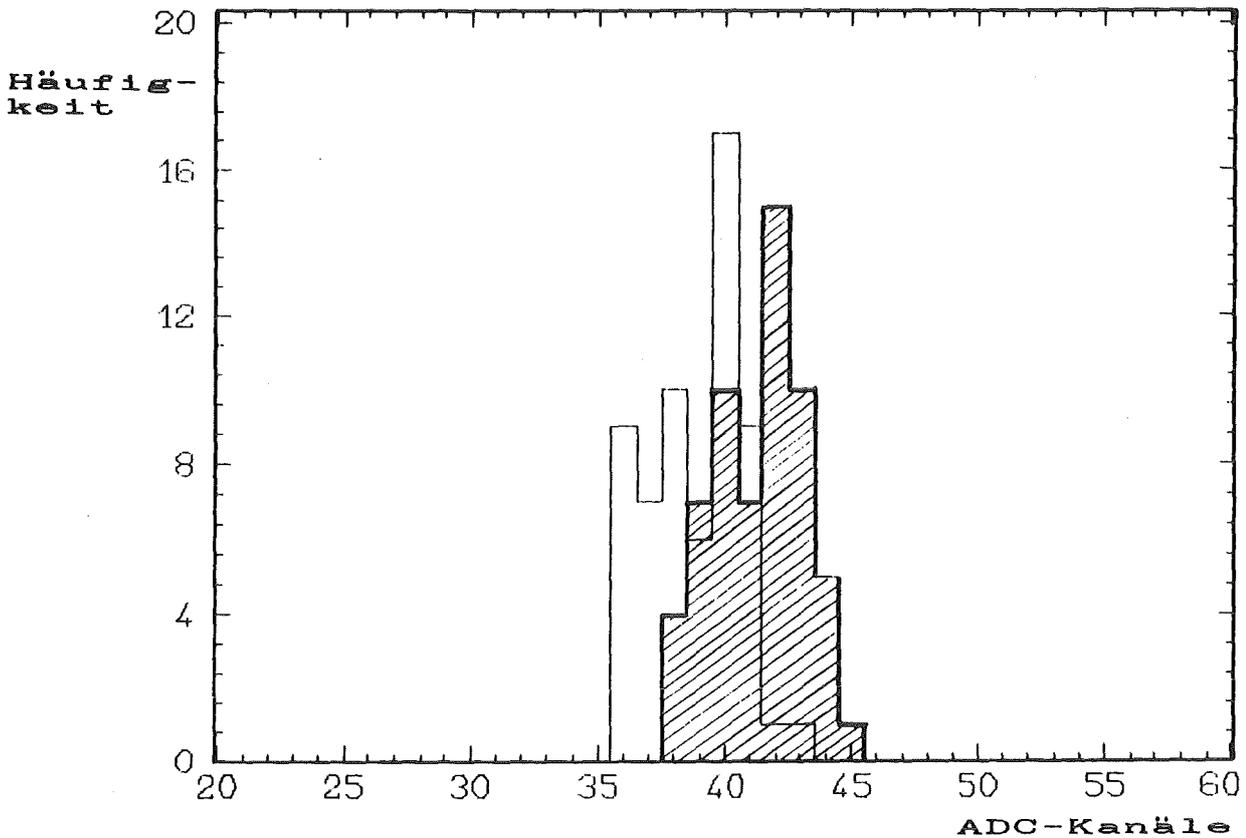


Bild 30. Gegenüberstellung der Ordinatenabschnitte der Fitgeraden und der Pedestals aller 60 Kanäle. Das schraffierte Histogramm markiert die gemessenen Pedestals.

Die Ordinatenabschnitte der Eichgeraden stimmen nicht exakt mit den Pedestals überein, die ohne Spannung am Eichkondensator genommen werden. Dies liegt z.T. an einer leichten Nichtlinearität des Verstärkers im unteren Signalbereich und an einer Gleichspannungsverschiebung im Verstärkersystem bei hoher Pulsfolge.

Für die Auswertung wurden deshalb die Ordinatenabschnitte durch die Pedestals ersetzt. Beide sind in Bild 30 gegenübergestellt. Es zeigt sich, daß die Ordinatenabschnitte im Durchschnitt 3.5 Kanäle unter den Pedestals liegen.

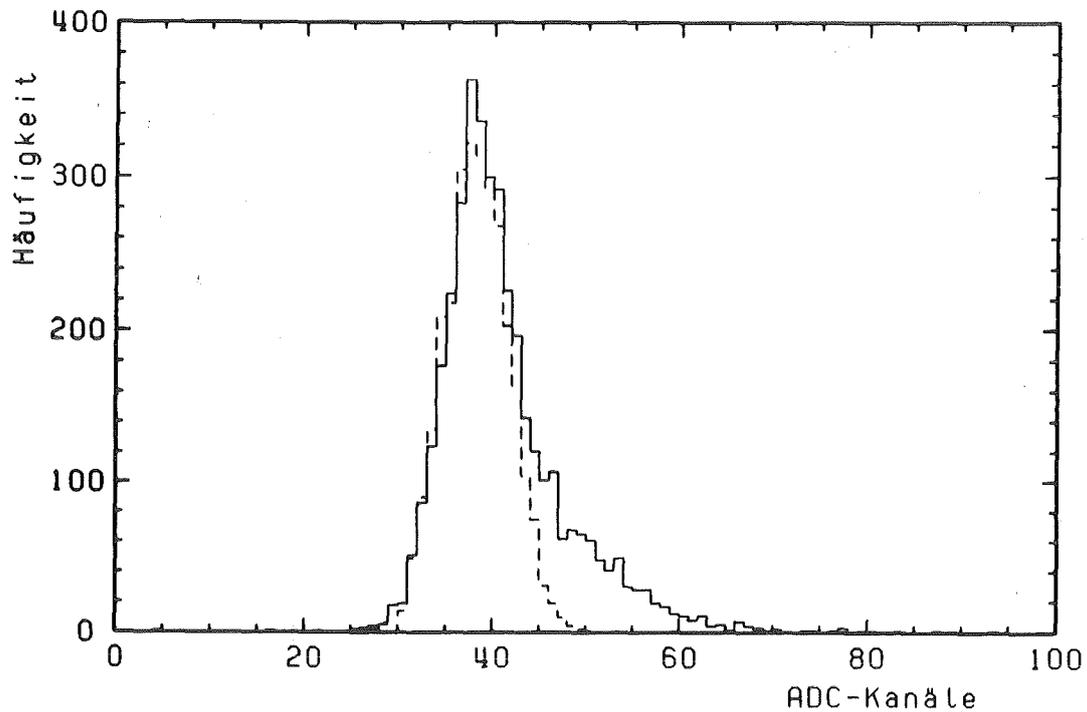


Bild 31. Impulshöhenspektrum von Kanal 24 für Myonen der kosmischen Strahlung. Das Rauschspektrum des Kanals ist gestrichelt eingezeichnet.

7. ERGEBNISSE UND AUSWERTUNG

7.1 ERGEBNISSE MIT MYONEN

Mit Hilfe der in Bild 26 skizzierten Versuchsanordnung wurde die Funktionstüchtigkeit des Kalorimeters mit Myonen der kosmischen Höhenstrahlung in Karlsruhe überprüft.

Bild 31 zeigt das Spektrum für den getriggerten Kanal 24. Die Messung besteht aus ca. 3800 Ereignisse, die während 16 Stunden aufgenommen wurden. Die angelegte Hochspannung betrug 4kV, was einer Feldstärke von 16 kV/cm entspricht.

Um den an der rechten Flanke des Spektrums sichtbaren Signalbeitrag zu verdeutlichen, ist ein auf den Peak der Messung skaliertes Rauschspektrum gestrichelt eingezeichnet. Die Verteilung, die sich nach Abziehen des Rauschspektrums ergibt, weist ein Maximum bei Kanal 50 auf. Dieser Wert entspricht einer gesammelten Ladung von 2.2 fC.

Aufgrund der großflächigen Szintillatordetektoren sind Schrägeinschüsse in den Detektor möglich, bei denen nur Teile der Turmstruktur eines Kanals durchquert werden. Dies gestattet keine konkrete Aussage über die von den Myonen deponierte Energie. Man kann jedoch anhand der obigen Angaben eine grobe Abschätzung für den G-Faktor geben.

Geht man davon aus, daß sämtliche Myonen minimal ionisierend waren, und daß im Durchschnitt 6 von 8 TMS-Schichten eines Kanals durchquert wurden, so errechnet sich die mittlere Energiedeposition zu 4.67 MeV. Mit diesem Wert und der oben angegebenen nachgewiesenen Ladung errechnet sich ein G-Faktor von 0.59. Das entspricht 51% der möglichen Ladungsausbeute in hochreinem TMS. Aus diesem Grund entschlossen wir uns, die TMS-Füllung der Kammer und das Kalorimeter selbst, bevor wir zu der Meßserie am Strahl aufbrachen, ein zweites Mal zu reinigen.

7.2 ERGEBNISSE MIT ELEKTRONEN

7.2.1 Ladungsausbeute und Lebensdauer

Die Energiedeposition von Elektronenschauern in den TMS-Segmenten des Kalorimeters wurde mit dem EGS4 Programm berechnet. Mit der gemessenen Ladungsausbeute konnte dann der G-Wert bestimmt werden.

Dazu wurde während beider Meßwochen jeweils eine Meßreihe mit Elektronen konstanter Einschußenergie von 4.5 GeV bei mehreren Hochspannungswerten aufgenommen. Den Verlauf der G-Faktoren für beide Meßwochen in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke zeigt Bild 32.

Die Abnahme des G-Faktors bei Feldstärkewerten oberhalb von 6 kV/cm von der ersten zur zweiten Meßwoche beträgt durchschnittlich 18%.

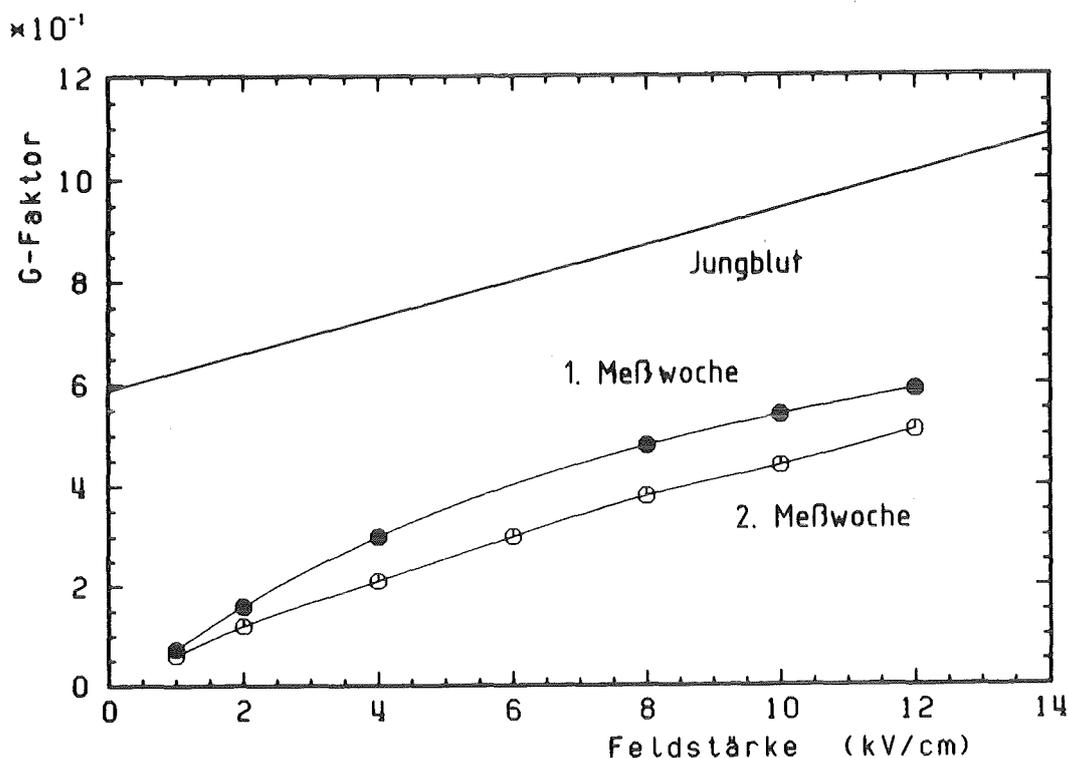


Bild 32. Verlauf der G-Faktoren in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke für die erste und zweite Meßwoche. Die Gerade in der oberen Bildhälfte repräsentiert die Meßwerte von Jungblut [18].

Wenn man eine exponentielle Abnahme der Signalhöhe zugrunde legt, errechnet sich eine mittlere Lebensdauer der Signalhöhe von ca. 166 Tagen bzw. einem halben Jahr. Als Vergleich zu unseren Resultaten wurde in Bild 31 die Messung des G-Faktors durch Jungblut [18] aufgetragen. Er hat mit einer kleinen und hochreinen TMS-Probe die Ladungsausbeute im Feldbereich von 0 bis 40 kV/cm ermittelt. Darüberhinaus extrapolierte er den G_0 -Wert, d.h. den G-Faktor ohne äußeres Feld, zu 0.59. Der lineare Verlauf entspricht der gestrichelten Geraden in Bild 11 für die Entkommwahrscheinlichkeit bei kleinen Feldern und bestätigt die Gültigkeit der Näherung in Abschnitt 3.3.

Die Ursache für die beobachtete Verringerung der Pulshöhe läßt sich auf elektronegative Substanzen im TMS zurückführen, die wahrscheinlich aus der Kapton-Folie ausgasen.

Um diesen Effekt näher zu betrachten, berechnen wir die mittlere Lebensdauer τ der freien Elektronen, bevor sie sich an elektronegative Moleküle anlagern. Unter der Voraussetzung, daß die von Jungblut gemessenen Werte von einer ideal reinen TMS-Probe stammen, erhält man aus Gleichung (12) die mittlere Lebensdauer. Dabei wurde für $Q(\tau)/Q(\infty)$ der Quotient aus von

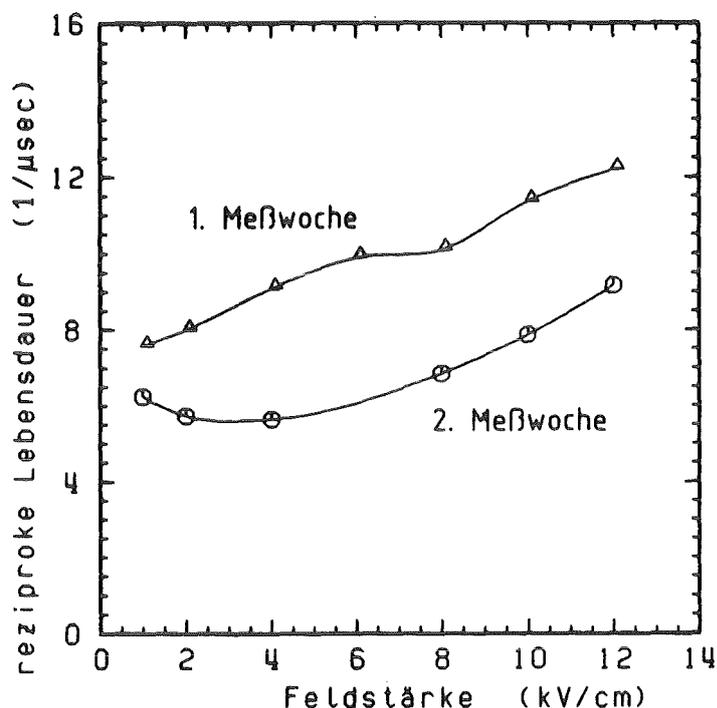


Bild 33. Die reziproke Lebensdauer in der ersten und zweiten Meßwoche aufgetragen gegen die elektrische Feldstärke.

uns gesammelter Ladung und den Jungblut-Werten eingesetzt und die Beweglichkeit der Elektronen als konstant mit $100 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ angenommen. Die entsprechenden Ergebnisse für die reziproke Lebensdauer τ^{-1} sind in Bild 33 als Funktion der elektrischen Feldstärke dargestellt.

Die sichtbare Abnahme der Lebensdauer mit wachsender Feldstärke läßt Rückschlüsse auf die Natur der Verunreinigungen zu.

Beispielsweise nimmt im Fall einer Sauerstoff-Verunreinigung die Ratenkonstante (Abschnitt 3.4) für die Anlagerung von Elektronen an Sauerstoffmoleküle mit steigender Feldstärke ab. Dagegen registriert man ein Anwachsen der Anlagerungswahrscheinlichkeit bei Stickoxid-Verbindungen NO_x [26].

Das Auftreten dieser Verbindungen in Ausgasprodukten von Polyimid-Polymeren könnte daher den beobachteten Zusammenhang erklären. Tatsächlich ergaben massenspektrographische Untersuchungen das Vorhandensein von Verbindungen wie HCONH_2 und HCNO unter den Ausgasungsprodukten.

7.2.2 Energiedeposition

Um die Energiedeposition im Detektor bei verschiedenen Einschußenergien zu bestimmen, wurde das Kalorimeter auf dem Meßtisch so verfahren, daß der Strahl senkrecht auf die Padmitte von Kanal 51 traf. Dieser sitzt etwa im Zentrum des Kalorimeters. Pro Energiepunkt wurden 10.000 Ereignisse aufgenommen. Wie in Bild 34 skizziert, wurde bei der Auswertung die Signalsumme aus 6 benachbarten Kanälen gebildet, und zwar aus dem Einschußkanal 51, den 4 direkt angrenzenden Kanälen sowie dem auf der Strahlachse liegenden Kanal in der hinteren Ebene.

Die Energiedeposition bei 5 unterschiedlichen Einschußenergien zeigt Bild 35.

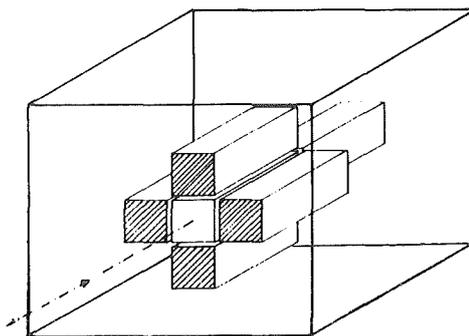


Bild 34. Räumliche Lage der 6 Kanäle, aus denen die Signalsumme gebildet wurde.

Um die Linearität der Energiedeposition zu veranschaulichen, sind in Bild 36 nur die Maxima der einzelnen Verteilungen für beide Meßwochen gegen die Einschußenergie aufgetragen. Zusätzlich wurden in das Schaubild der Voraussagen der Monte-Carlo-Rechnungen übernommen. Bei einem G-Faktor von 0.54 in der ersten und von 0.44 in der zweiten Meßwoche ergibt sich eine ausgezeichnete Übereinstimmung.

Das lineare Verhalten wurde zur Überprüfung der Testpulseichung benutzt. Dazu wurden 6 Kanäle mit Hilfe der Einschußenergie kalibriert und die relativen Abweichungen der Kanäle untereinander mit denjenigen der Test-

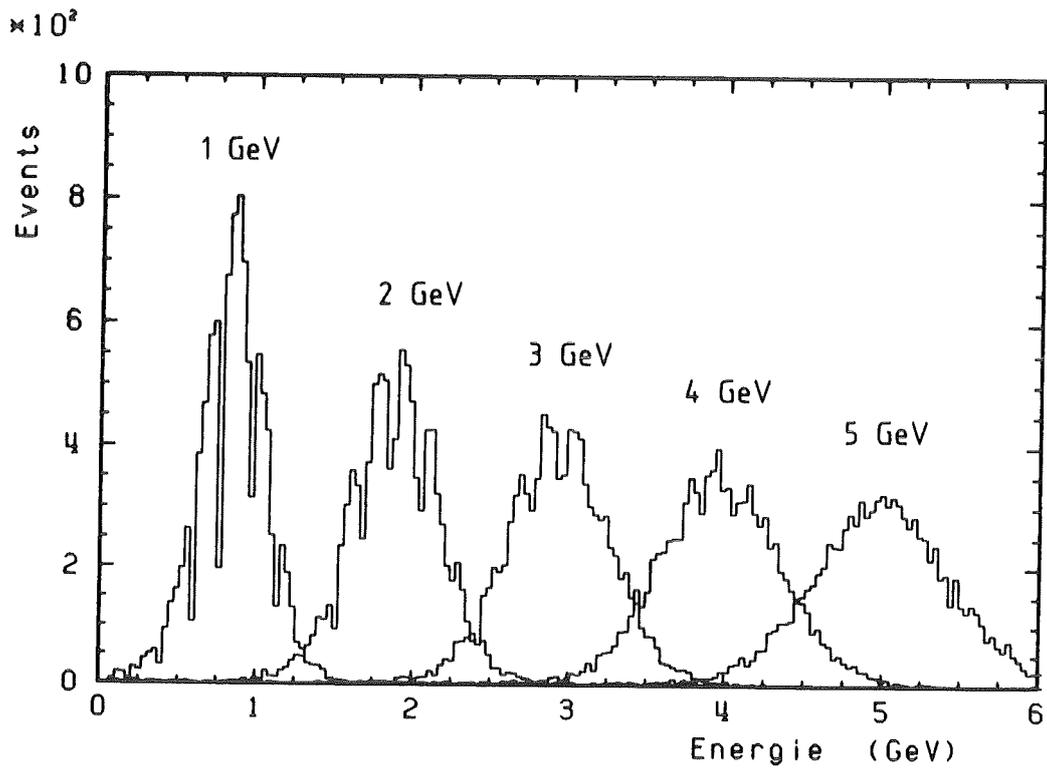


Bild 35. Auf die Einschussenergie normierte Energiedeposition im Kalorimeter bei 1,2,3,4 und 5 GeV.

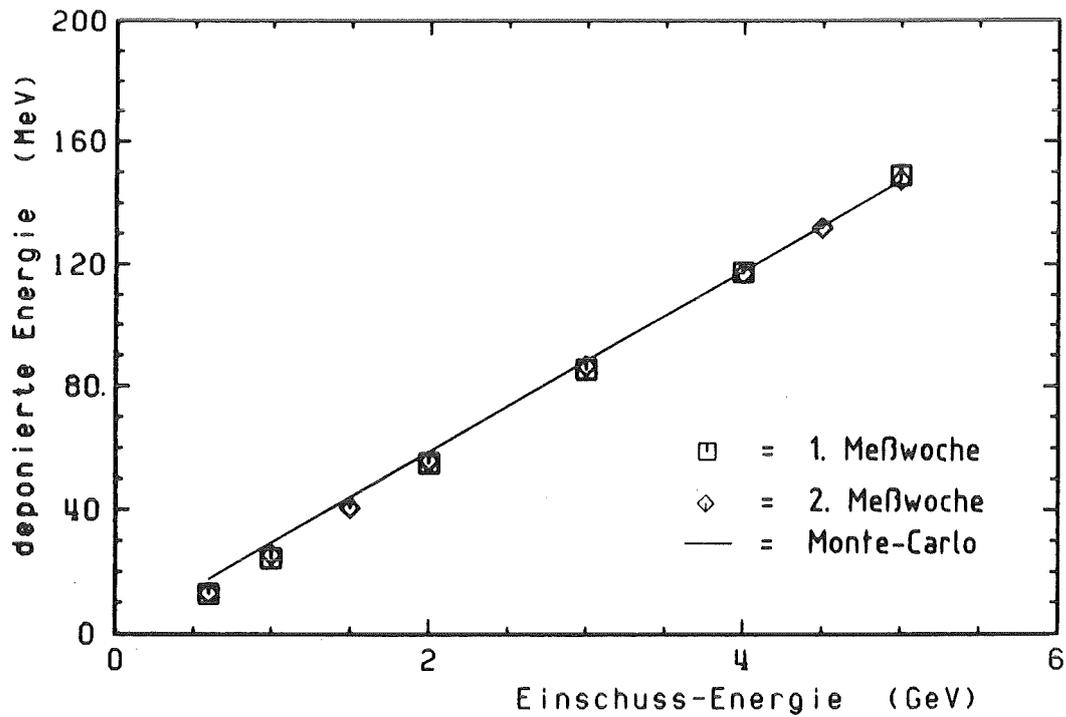


Bild 36. Linearität der Energiedeposition im Detektor.

pulseichung verglichen. Zusätzlich wurde die Eichkapazität an den Vorverstärkereingängen von 2.2 pF durch einen Eichkondensator mit 29.5 ± 0.2 pF ersetzt. Die relative Übereinstimmung der drei Eichungen war besser als 1%.

Die vorhandenen Abweichungen können auf Signalverluste durch Übersprechen zwischen den Kanälen zurückgeführt werden. Diese Verluste hängen von der geometrischen Lage der einzelnen Kanäle im Detektor ab und variieren von Kanal zu Kanal je nach Länge und räumlichem Verlauf der Signalleitungen.

7.2.3 Energieauflösung

Die Energieauflösung im Detektor wurde analog zur Energiedeposition in Bild 34 aus der Signalsumme von 6 Kanälen bestimmt. Zentraler Einschubkanal war wiederum Kanal 51. Bild 37 zeigt die Energieauflösung für diese Konfiguration, wobei $\sigma/E \cdot \sqrt{E_0}$ gegen die Einschubenergie E_0 aufgetragen ist. Die Ergebnisse beruhen auf Messungen in der zweiten Meßwoche. Zum Vergleich sind die aus den EGS-4-Berechnungen erhaltenen Werte für die Energieauflösung eingezeichnet.

Wie erwartet ergeben die Monte-Carlo-Rechnungen, daß die skalierte Auflösung unabhängig von der Einschubenergie ist und einem mittleren Wert von $\sigma/E \cdot \sqrt{E_0} = 18.9\%$ entspricht.

Bei den experimentellen Werten ist dagegen eine deutliche Verschlechterung der Auflösung unterhalb einer Energie von ca. 1.5 GeV erkennbar. In diesem Energiebereich ist der Beitrag zur Auflösung, den das elektronische Rauschen liefert, nicht mehr vernachlässigbar. Die gestrichelte Linie in Bild 37 repräsentiert das Ergebnis einer Anpassung der folgenden Funktion an die Datenpunkte:

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right) \cdot \sqrt{E_0} = \sqrt{\sigma_{s1}^2 + \frac{\sigma_r^2}{E_0^2}} .$$

Dabei steht σ_{s1}^2 für die quadratische Summe aus Sampling- und Schauerfluktuationen und σ_r für den Rauschbeitrag der Elektronik, der linear mit wachsender Energie abnimmt.

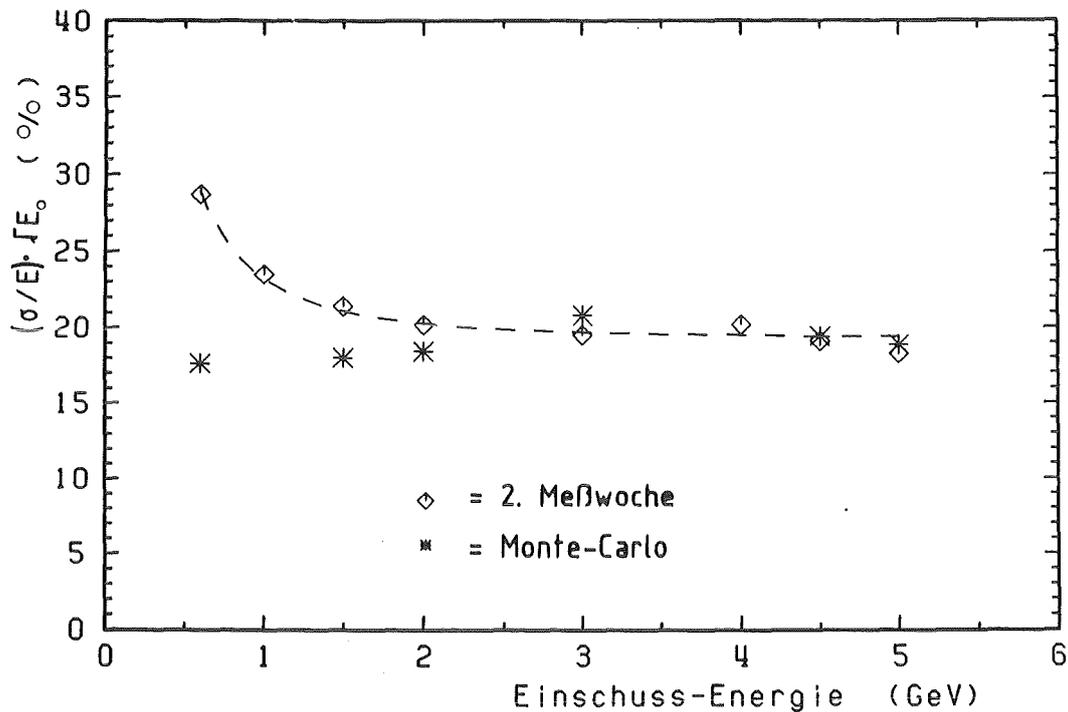


Bild 37. Energieauflösung im Detektor. Die gestrichelte Kurve ist das Ergebnis einer Anpassung an die experimentellen Werte.

Für die Parameter ergeben sich

$$\begin{aligned}\sigma_{s1} &= 192 \text{ MeV} \quad \text{bzw} \quad 19.2\% , \\ \sigma_r &= 130 \text{ MeV} \quad \text{bzw} \quad 13.0\% .\end{aligned}$$

Der Wert von 130 MeV stimmt sehr gut mit den Pedestalfluktuationen überein. Die entsprechende Verteilung des Rauschens aller 60 Kanäle ist in Bild 38 dargestellt. Die effektive Rauschbreite ist in äquivalenter Schauerenergie angegeben. Sie wurde aus der Breite der Pedestalspektren ermittelt und zeigt ein Maximum bei 53 MeV. Für 6 Kanäle erwartet man einen Rauschbeitrag zur Energieauflösung von $\sqrt{6} \times 53 = 130$, was ausgezeichnet mit dem oben ermittelten Wert übereinstimmt.

Bei den 3 Kanälen, die in Bild 38 ein wesentlich höheres elektronisches Rauschen aufweisen, wurde auch ein verstärktes Rauschen infolge Hochspannung während der Messung festgestellt. Dieses Rauschen wird wahrscheinlich durch feine Staubpartikel im TMS verursacht. Der Effekt betrifft vor allem die Gruppe der untersten Kanäle im Kalorimeter, zu der auch die 3 erwähnten Kanäle gehören.

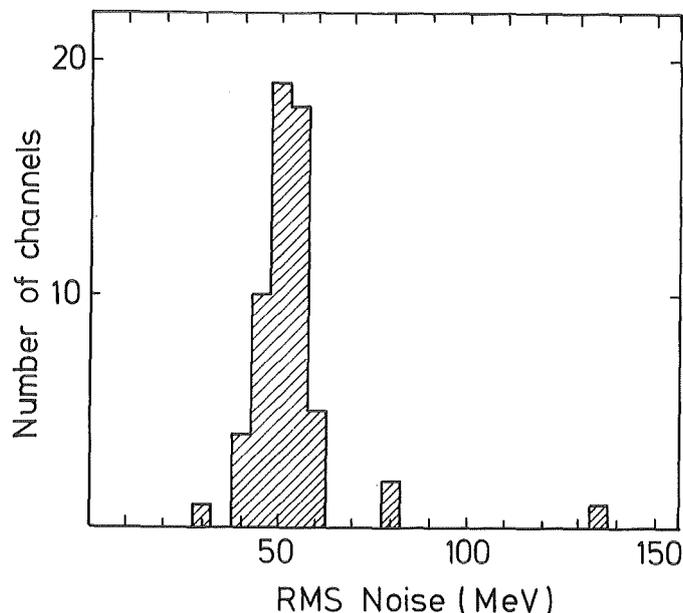


Bild 38. Verteilung des auf die Schauerenergie normierten elektronischen Rauschens der 60 Verstärker.

Es besteht die Vermutung, daß es sich bei den Partikeln, die nach unten sinken und sich am Boden absetzen, um sehr feine Bruchstücke der Zeolithe handelt, die beim Abfüllen des TMS in die Kammer gelangt sind. Als wirkungsvolles Mittel gegen solche Verunreinigungen hat sich der Einsatz eines $0.5 \mu\text{m}$ Sintersiebes aus Edelstahl in der Abfüllanlage erwiesen, doch wurde das Kalorimeter für die Messungen am Strahl leider ohne ein solches Sieb befüllt.

Die Homogenität des Detektors in Bezug auf die Energieauflösung wird in Bild 39 gezeigt. Die Energieauflösung an verschiedenen Einschuborten ist als 2-dimensionales Histogramm aufgetragen. Die Säulenhöhe entspricht hierbei der Anzahl an Meßpunkten mit gleicher Auflösung bei gleicher Energie.

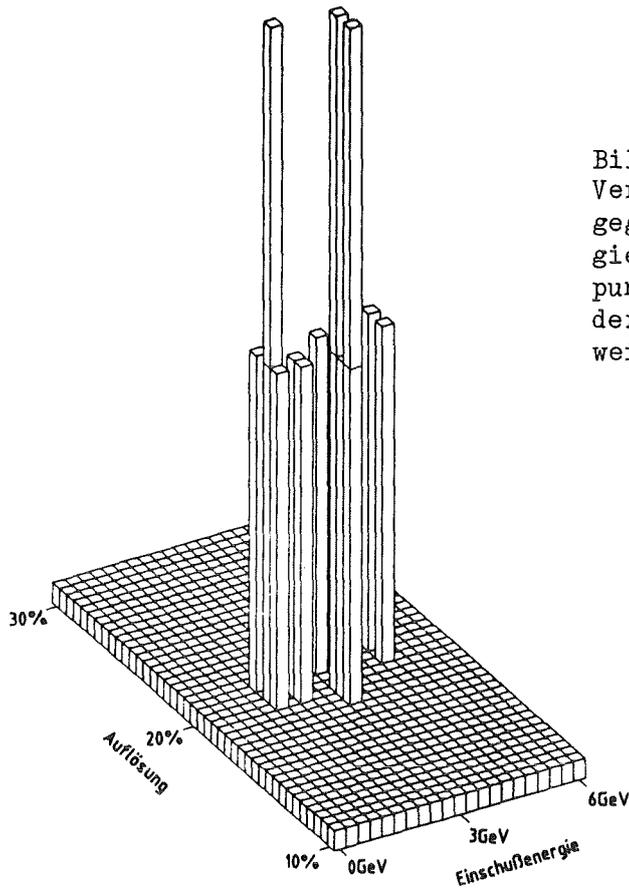


Bild 39.
Verteilung der Auflösung gegenüber der Schauerenergie bei verschiedenen Meßpunkten. Die Unterteilung der Säulen entspricht jeweils einem Kanal.

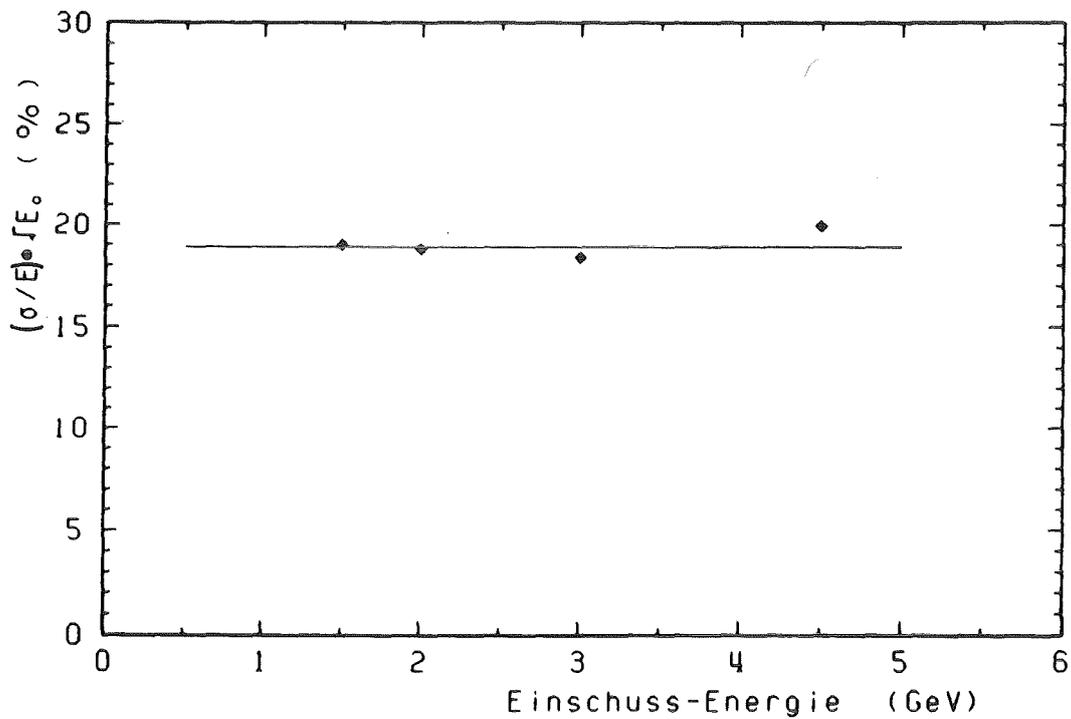


Bild 40. Mittelwert der Energieauflösung von verschiedenen Einschußkanälen (Bild 39) als Funktion der Schauerenergie.

Die Zentren der Kanäle 44,45,46,50,51 und 52 stellen die jeweiligen Einschuborte dar. Analog zu dem in Abschnitt 7.2.2 beschriebenen Verfahren wurden pro Meßpunkt die Signale des Einschubkanals und seiner 5 nächsten Nachbarn addiert.

Wenn man über die Auflösungen aller Meßpunkte bei einer Schauerenergie mittelt und das Ergebnis über der Schauerenergie aufträgt, erhält man Bild 40. Die horizontale Gerade bei $\sigma/E \cdot \sqrt{E_0} = 18.9\%$ entspricht der Voraussage des Monte-Carlo Programm und befindet sich in ausgezeichneter Übereinstimmung mit der Messung.

7.2.4 Homogenität

Ein sehr wesentlicher Vorteil von Flüssigionsisationskammern als aktive Elemente in Kalorimetern ist ihre homogene Ladungssammlung unabhängig vom Ort. Es wurde deshalb diese Ortsabhängigkeit der Ladungssammlung während mehrerer Meßserien im Verlauf der ersten Meßwoche untersucht.

Hierzu wurde das Kalorimeter mit Hilfe des Meßtisches in 10 mm-Schritten relativ zur Strahlachse vertikal und horizontal verfahren. Das Ergebnis einer horizontalen Meßserie über 110 mm von Kanal 50 bis Kanal 39 zeigt Bild 41. Während die schwarzen Karos die deponierte Energie im Gesamtdetektor beschreiben, entsprechen die offenen Quadrate der im jeweiligen Einschubkanal nachgewiesenen Energie. Die dazu korrespondierende Folienstruktur ist in der oberen Bildhälfte eingezeichnet. Die Abstände von 5 mm zwischen den einzelnen Pads bewirken einen Verlust an gesammelter Ladung von durchschnittlich 10%. Dieser relativ große Zwischenraum besteht bei einigen oberen Pads, zwischen denen Leitungen passieren, die die unteren Kanäle mit den Kontaktzungen verbinden. Der normale Padabstand ohne Leiterbahnen beträgt dagegen 1 mm und verursacht, wie die vertikale Meßserie in Bild 42 zeigt, keine Einbußen an gesammelter Ladung.

Außerdem wurde der Einfluß eines Teflon-Abstandhalters auf das Gesamtsignal gemessen. Die Aussparung in der Kupferkaschierung der Folien um das Loch, das den Abstandhalter aufnimmt, mißt 14 mm im Durchmesser. Die Abnahme der Gesamtladung für Elektronen, die das Zentrum eines Abstandhalters treffen, beträgt 25%. Insgesamt machen diese Aussparungen jedoch nur

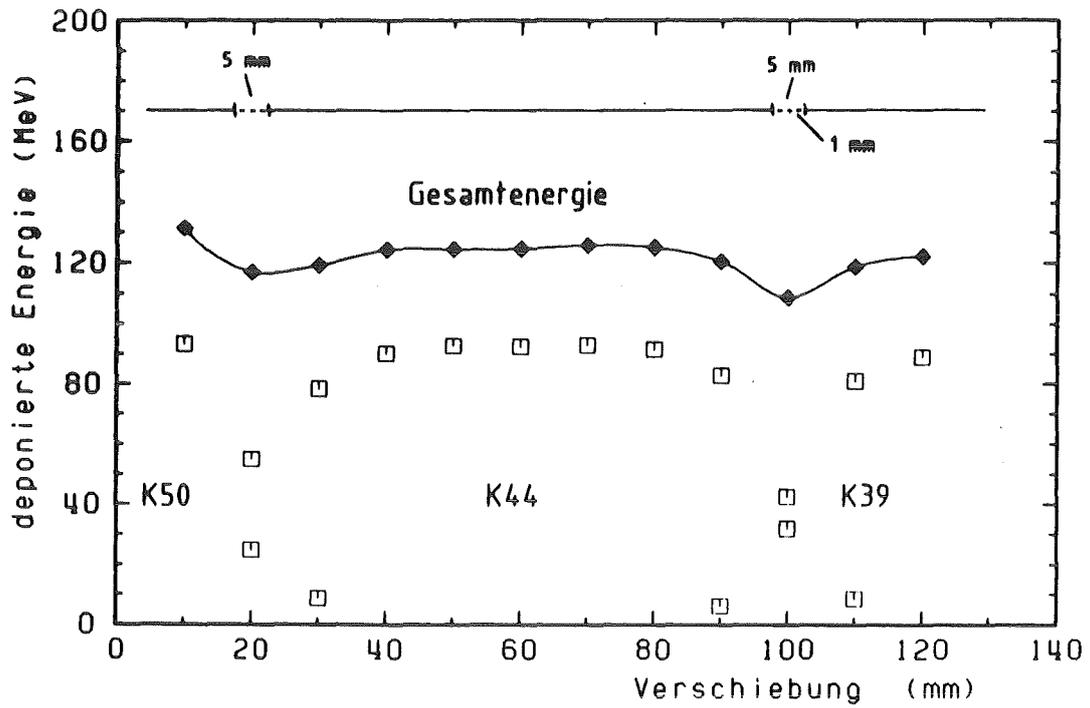


Bild 41. Horizontale Verschiebung des Strahleintritts. Die dunklen Punkte repräsentieren die gesamte Energie, die offenen Punkte nur diejenige im angegebenen Kanal.

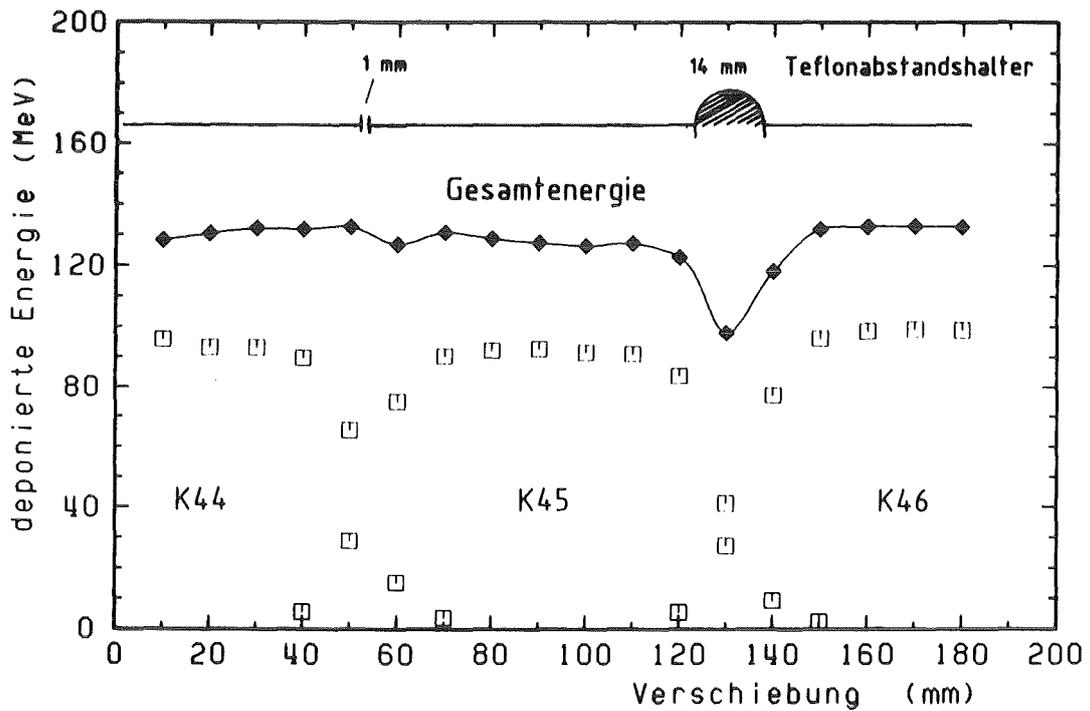


Bild 42. Vertikale Verschiebung des Strahleintritts.

4% der gesamten Folienoberfläche im Kalorimeter aus. Von den 49 Padzwischenräumen auf einer Folienseite entfallen 60% auf 1 mm-Abstände, die keinerlei Beeinflussung der Ladungssammlung zeigen.

8. ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

8.1 ZUSAMMENFASSUNG

Bei dem in dieser Arbeit beschriebenen Kalorimeter handelt es sich um den derzeit größten funktionsfähigen Prototyp eines Flüssigkeits-Kalorimeters, das bei Zimmertemperatur betrieben werden kann.

Es wurde gezeigt, daß bei sorgfältiger Reinigung der Flüssigkeit Tetramethylsilan und entsprechender Sorgfalt in Bezug auf Staubfreiheit und Sauberkeit des Detektormoduls 60% der maximal möglichen Ladungsausbeute erreicht werden konnte. Trotz Problemen mit Hochspannungsrauschen, gelegentlichen Entladungen und einer Lagerzeit von 5 Wochen ohne Hochspannung wiesen die Signale bei Tests am DESY mit Elektronen eine mittlere Lebensdauer von ca. 166 Tagen auf.

Die Linearität der Energiedeposition war ausgezeichnet. Die mittlere Energieauflösung betrug 18.9%, was mit EGS-4-Monte-Carlo Berechnungen gut übereinstimmt. Das mittlere Rauschen der 60 elektronischen Kanäle entsprach 53 MeV Schauerenergie pro Kanal und wurde aufgrund wirkungsvoller Abschirmung der Vorverstärker auch am Teststrahl am Beschleuniger nicht von Störstrahlung beeinflusst.

8.2 VERBESSERUNGEN

Die im Rahmen dieser Arbeit gemachten Erfahrungen führen zwangsläufig zu Verbesserungsvorschlägen, die bei zukünftigen Entwicklungen zu berücksichtigen sind :

- 1) Bei der Konstruktion eines Kalorimetermoduls muß auf gute Spülmöglichkeit geachtet werden, so daß das Ausschwemmen eventueller Schmutzpartikel gut gewährleistet ist.
- 2) Verwendung eines anderen Basismaterials für die Signalfolien an Stelle von Kapton, um das Ausgasen von elektronegativen Substanzen ins TMS zu verringern. Kandidaten hierfür wären Polykohlenwasserstoffe, z.B. Polyäthylen oder Polypropylen.
- 3) Verchromung der Kammer, um den hohen elektrischen Widerstand von Edelstahl zu vermeiden und die Schwingneigung der Vorverstärker zu verringern.
- 4) Einbau von aktiviertem Molekularsieb in das Modul selbst und ständige Hochspannung an den Platten, um elektronegative Verunreinigungen aus der Flüssigkeit kontinuierlich zu entfernen.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die an das Kalorimeter gestellten Erwartungen in Bezug auf Betriebssicherheit, Ladungsausbeute und Energieauflösung erfüllt worden sind. Damit steht der Hochenergiephysik eine Kalorimeter-Technologie zur Verfügung, die es gestattet, ohne aufwendige Kryotechnik und platzraubende Isolierung den Anforderungen an schnelle und langlebige Detektoren für Messungen an den neuen Beschleunigern gerecht zu werden.

Diese Arbeit wurde in Teilen vom Bundesministerium für Forschung und Technologie gefördert.

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] W.J. Willis und V. Radeka; Nucl.Instr. and Meth. 120 (1974) 221
- [2] J. Engler and H. Keim; Nucl.Instr. and Meth. 120 (1974) 157
- [3] R.M. Sternheimer und R.F. Peierls; Phys.Rev. 3B (1971) 3681
- [4] N. Barash-Schmidt et al., Phys.Lett. 75B (1978) 1
- [5] G. Abshire et al., Nucl.Instr. and Methd. 164 (1979) 67
- [6] Bruno Rossi; High-Energy Particles, Prentice Hall, Englewood Cliffs, N.Y., (1953)
- [7] Ugo Amaldi, Physics Scripta 23 (1981) 409
- [8] W.R. Nelson und R.L. Ford; Stanford Linear Accelerator Center Report SLAC-210 UC-32, Juni 1978
- [9] M.H. Cohen und J. Lekner; Phys.Rev. 158 (1967) 305
- [10] R.A. Holroyd und D.F. Anderson; Nucl.Instr. and Meth. A236 (1985) 294
- [11] U. Sowada; Doktorarbeit, Freie Universität Berlin Fachbereich Physik 1976 (unveröffentlicht)
- [12] G.R. Freeman; The Study of Fast Processes and Transient Species by Electron Pulse Radiolysis, 19-33, herausgegeben von J.H. Baxendale und F. Busi, d.Reidel Publishing Company 1982
- [13] L. Onsager; Phys.Rev. 54 (1938) 554
- [14] J.M. Warman; The Study of Fast Processes and Transient Species by Electron Pulse Radiolysis, 433-533, herausgegeben von J.H. Baxendale und F. Busi, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, Holland (1982)
- [15] J. Terlecki und J. Fiutak; Int.J.Radiat.Chem.Phys. 4 (1972) 469
- [16] A. Mozumder; J.Chem.Phys. 60 (1974) 4300
- [17] A. Jahns und W. Jacobi; Z.Naturforschung 21A (1966) 1400
- [18] H. Jungblut and W.F. Schmidt, Nucl.Instr. and Meth. A241 (1985) 616
- [19] K. Wellinger, P. Gimmel und M. Bodenstern; Werkstofftabellen der Metalle, 7. Auflage, Alfred Kröner Verlag, Stuttgart (1972)

- [20] Kapton-Produktinformation, DuPont de Nemours International E-36484-2, August 1983
- [21] H. Keim, J. Engler und U. Schmidt; Primärbericht 11/01/03P13E Kernforschungszentrum Karlsruhe 1981, unveröffentlicht
- [22] J. Engler und H. Keim; Nucl.Instr. and Meth. 223 (1984) 47
- [23] Fabrikat LAUDA MW S12/15, D-6970 Lauda-Königshofen
- [24] Firma Ventron, Karlsruhe
- [25] Firma Nuclear Enterprise, Edinburgh, Schottland
- [26] G. Bakale, U. Sowada und W.F. Schmidt; J.Phys.Chem. 80 (1976) 2556