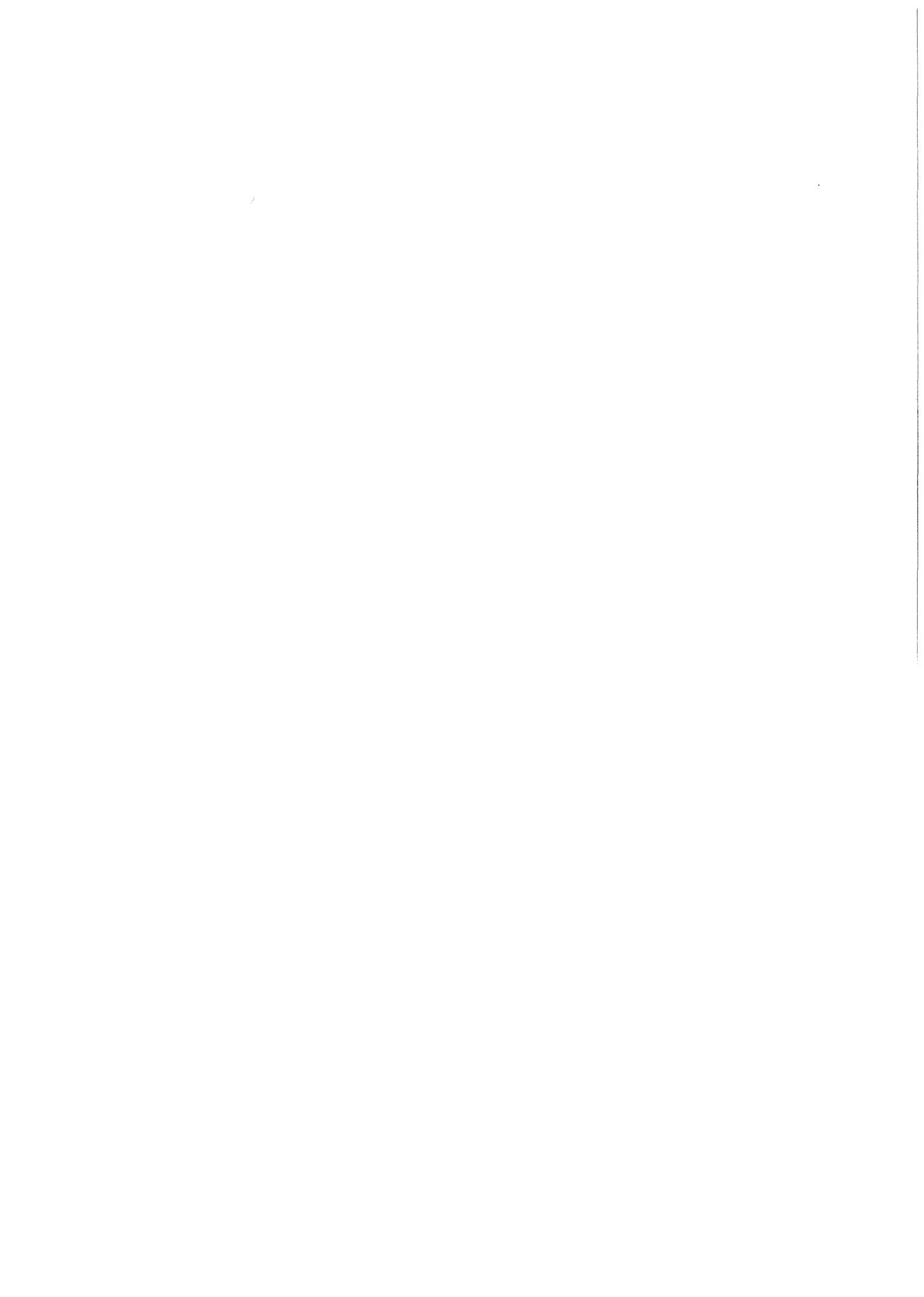


KfK 4166  
März 1987

# **Funktionstest einer TMS-Streifenkammer**

C. Müller  
Institut für Kernphysik

**Kernforschungszentrum Karlsruhe**



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE  
Institut für Kernphysik  
KfK 4166

FUNKTIONSTEST EINER TMS-STREIFENKAMMER

Claus Müller

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

## PERFORMANCE TEST OF A TMS STRIP CHAMBER

### ABSTRACT

A new type of track chamber is presented which uses the room temperature liquid tetramethylsilane (TMS) in an ionization chamber. Performance of the chamber and test results in an electron beam are described. The results demonstrate that this type of chamber is an interesting tracking device particular in an environment of high background radiation.

## FUNKTIONSTEST EINER TMS-STREIFENKAMMER

### ZUSAMMENFASSUNG

Es wird ein neuer Typ einer Spurkammer vorgestellt, der als Medium in der Ionisationskammer die Flüssigkeit Tetramethylsilan (TMS) benutzt. Es werden Funktionsweise der Kammer und Testergebnisse in einem Elektronenstrahl beschrieben. Die Ergebnisse zeigen, daß dieser Kammertyp ein interessantes Instrument zum Nachweis von Spuren in einem hohen Strahlenuntergrund darstellt.

## Inhaltsangabe

<b>1. Einleitung.....</b>	<b>1</b>
1.1 Motivation.....	1
<b>2. Detektoraufbau.....</b>	<b>3</b>
2.1 Kammerkörper.....	3
2.2 Auslesefolien.....	5
2.3 Innerer Kammeraufbau.....	7
<b>3. Grundlagen der Energiedeposition.....</b>	<b>9</b>
3.1 Mittlerer Energieverlust nach Bethe-Bloch..	9
3.2 Verteilung der Energieverluste nach Landau.....	11
<b>4. Ladungssammlung in Flüssigkeiten.....</b>	<b>15</b>
4.1 Beweglichkeit und Affinität.....	15
4.2 Driftgeschwindigkeit.....	18
4.3 Elektronenausbeute.....	20
4.4 Elektroneneinfang durch Verunreinigungen..	23
4.5 Entstehung des elektrischen Signals.....	24
<b>5. Die Flüssigkeit Tetramethylsilan.....</b>	<b>28</b>
<b>6. Ausleseelektronik.....</b>	<b>30</b>
6.1 Signalverarbeitung.....	30
6.2 Änderung der Signalverarbeitung für hohe Pulsfolge.....	34
6.3 Die Hochspannungsversorgung.....	34

<b>7. Reinheit.....</b>	<b>35</b>
7.1 Reinigung der Kammer.....	35
7.2 Reinigungsanlage.....	35
7.3 Reinigungsvorgang der Flüssigkeit.....	36
<b>8. Durchführung der Messung am Strahl.....</b>	<b>40</b>
8.1 Meßaufbau.....	40
8.2 Eichung der Vorverstärker.....	41
<b>9. Ergebnisse.....</b>	<b>43</b>
9.1 Ladungsausbeute.....	43
9.2 Ortsauflösung.....	45
<b>10. Zusammenfassung und Ausblick.....</b>	<b>53</b>
<b>Anhang.....</b>	<b>54</b>
<b>Literaturverzeichnis.....</b>	<b>55</b>

## 1. EINLEITUNG

### 1.1 Motivation

Die projektierten, größeren Beschleunigeranlagen der Zukunft sollen eine Steigerung der kinetischen Energie der Strahlteilchen erreichen. Dies bedingt eine Erhöhung des Strahlungsuntergrundes, bei Elektronenringen insbesondere durch Synchrotronstrahlung. Man braucht daher gerade im Vorwärtsbereich in der Nähe des Strahlrohres Detektoren, die gegenüber diesem Untergrund unempfindlich sind.

Ein zweiter wichtiger Faktor in diesem Zusammenhang ist die erforderliche Strahlenresistenz des Detektormediums, das zum Nachweis der Teilchen verwendet wird. Großdetektoren, die an solchen Beschleunigeranlagen eingesetzt werden, sind im allgemeinen für längere Zeiträume bis zu zehn Jahren konzipiert. Dies bedeutet, daß das Nachweismedium über einen solchen Zeitraum entweder nur geringe Beeinträchtigungen zeigen darf oder von außen leicht auswechselbar sein muß.

In den letzten Jahren gab es deshalb technologisch neue Entwicklungen von Detektoren zur Spurrekonstruktion, die eine Alternative zu den konventionell eingesetzten Gasionisationskammern darstellen könnten.

Dazu gehören:

1. Silizium- Streifendetektoren
2. Szintillationsfasern mit Bildverstärkern
3. Flüssigionsisationskammern

Um die Empfindlichkeit gegenüber dem elektromagnetischen Untergrund der Synchrotronstrahlung zu beleuchten, sei ein Vergleich des Energieverlustes von minimalionisierenden Teilchen in den verschiedenen Detektoren gegeben. Pro Ebene ist der Verlust in

300 $\mu\text{m}$ Silizium	$\Delta E \approx 10 \text{ keV}$
1 mm Szintillator	$\Delta E \approx 10 \text{ keV}$
4 mm TMS	$\Delta E \approx 400 \text{ keV}$

TMS: Tetramethylsilan

Da die Quanten der Synchrotronstrahlung beispielsweise bei einer Energie von einigen keV liegen, besitzen die Flüssigionsisationskammern einen entscheidenden Vorteil in Bezug auf die Unempfindlichkeit gegenüber dieser Untergrundstrahlung.

Über die Resistenz von Silizium- Streifendetektoren gegen Strahlung gibt es nach unserem Wissensstand noch keine Untersuchungen, die eine einwandfreie Funktion des Detektors über den genannten Zeitraum hinweg garantieren könnten.

Organische Szintillationsfasern zeigen im Einsatz über Jahre hinweg Alterungserscheinungen, die schwer zu beherrschen sind. Glasszintillationsfasern dagegen liefern zur Zeit zu wenig Lichtausbeute.

Für gute Strahlenresistenz empfehlen sich die Flüssigionsisationskammern. Eine erste Kammer wurde in Berkeley von Derenzo et. al. [1] mit Flüssigargon als Detektormedium entwickelt.

Das Kriterium der Austauschbarkeit ist für Flüssigionsisationskammern allgemein erfüllt. Es besteht jedoch immer das Problem der Reinheit der Flüssigkeit. Eine Reinigungsanlage ist deshalb unumgänglich, soll der Vorteil der Auswechselbarkeit auch wirklich genutzt werden.

Die Autoren von (1) verwendeten als Nachweismedium flüssiges Argon, über dessen Verhalten im Einsatz über größere Zeitspannen und unter Strahlenbelastungen genügend Erfahrungen gesammelt wurden. Eine kryogene Flüssigkeit benötigt allerdings eine aufwendige Kältetechnik und Isolation.

Ziel dieser Arbeit war es, eine Flüssigkeit bei Raumtemperatur zu verwenden, bei der Kühlanlage und Isolation entfallen können. Mit dem Bau und Test eines Prototyp-Streifendetektors einer warmen Flüssigkeit soll die Einsetzbarkeit eines solchen Detektors gezeigt werden. Unter mehreren Kandidaten von Flüssigkeiten mit sphärischen und unpolaren Molekülen, die Elektronenleitung zeigen, wie TMP ( $\text{C}_5\text{H}_8(\text{CH}_3)_4$ ), TMT ( $\text{Sn}(\text{CH}_3)_4$ ) etc. [2] fiel unsere Wahl auf **Tetramethylsilan**, TMS ( $\text{Si}(\text{CH}_3)_4$ ).

## 2. DETEKTORAUFBAU

### 2.1 Kammkörper

Der Aufbau der Kammer ist schematisch in Bild 1 skizziert. Der Körper wird von sechs Elementen gebildet, vier Ringen sowie Deckel und Boden. Zwischen den Ringen befinden sich Folien, die die Streifenstruktur und die Signalführungen tragen. Deckel (1) und Boden (2) bestehen jeweils aus 12 mm starkem Edelstahl und haben einen Durchmesser von 180 mm bzw. 204 mm. In den beiden Edelstahlplatten wurde in der Mitte ein Strahlfenster (3) von 40 mm Durchmesser und 10 mm Tiefe ausgespart.

Auf dem Deckel sind ein Einfüllstutzen mit einem Ausgleichsgefäß (4) für die Flüssigkeit sowie eine Durchführung für die Hochspannung (5) aufgeschweißt bzw. aufgeschraubt. Im Boden sind Edelstahlgewindebolzen (6) eingeschraubt, auf die die anderen Teile aufgeschoben und verschraubt werden können. Justierstifte aus Edelstahl sind in die Platten eingesteckt (in der Zeichnung nicht zu sehen) und sorgen dafür, daß die verwendeten Kapton-Auslesefolien in einem genauen Winkel zueinander fixiert werden.

Zwischen Deckel und Boden werden vier Abstandsringe (7) abwechselnd mit drei Auslesefolien (8) eingesetzt. Ein Abstandsring ist aus zwei Einzelringen aus unterschiedlichen Materialien zusammengesetzt, die in einer Preßpassung ineinandersitzen. Der innere der beiden Ringe (9) ist aus Edelstahl gefertigt, um Verunreinigung der Flüssigkeit durch Herausdiffusion von Gasen aus dem Wandmaterial zu vermeiden.

Die innere Edelstahlscheibe ist überpreßt mit einer glasfaserverstärkten Kunststoffscheibe mit hohem Glasanteil (10), der für einen geringen Ausdehnungskoeffizienten des Kunststoffs sorgt und so einen sicheren Sitz der Kunststoffscheibe auf dem Metallring bewirkt. Der Kunststoff ist ein Isolator und trägt nicht zur Streukapazität der Auslestreifen bei. Um diese Streukapazität gegen das Erdpotential klein zu halten, war der innere Edelstahlring möglichst schmal ausgelegt worden.

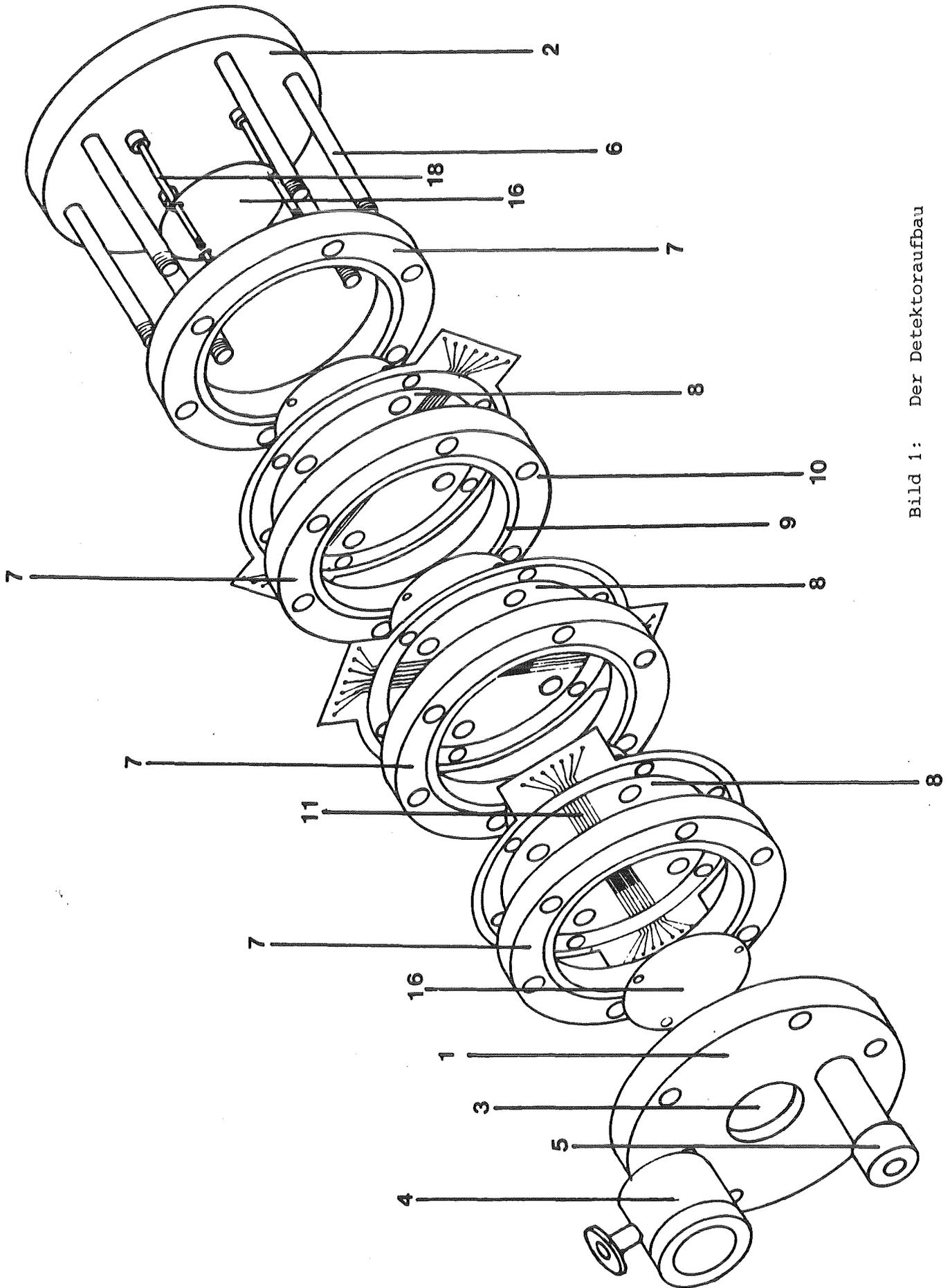


Bild 1: Der Detektoraufbau

Ursprünglich war es vorgesehen, beim Zusammenbau des Detektors Dichtringe aus Kalrez [3], die sich durch eine besondere chemische und thermische Resistenz auszeichnen, zu verwenden.

Es wurden dafür Nuten zur Aufnahme der Dichtringe auf beiden Seiten der Abstandsringe eingedreht. Die Kammer wäre somit leicht und schnell zu demontieren. Die Kalrezringe zeigten jedoch eine Forminstabilität, weshalb Dichtungsprobleme auftraten und wir 1 mm starken Indiumdichtdraht (20) benutzten, der neben der Nut verlegt wurde.

Der gesamte Ring hat einen äußeren Durchmesser von 180 mm. Mit einem inneren Durchmesser von 120 mm und einer Dicke von etwa 8 mm ergibt sich ein Rauminhalt der Kammer von ca. 370 cm<sup>3</sup>.

Alle Teile wurden zunächst mit einer Mischung aus Flußsäure und Schwefelsäure und anschließend im Ultraschallbad mit Pentanol gereinigt. Beim Zusammenbau wurde darauf geachtet, die Teile möglichst fussel- und fettfrei zu montieren.

## 2.2 Auslesefolien

Die Auslesefolien aus dem Polyimidpolymer Kapton [4] sind in einer Vierlagentechnik angefertigt worden. Kapton besitzt gute Temperatur- und Hochspannungseigenschaften. Die Temperaturstabilität von bis zu 300<sup>0</sup> C sollte zum schnelleren Ausgasen der Kammer genutzt werden, was jedoch wegen des verwendeten Indiumdichtdrahts nicht realisiert werden konnte.

Bild 2 zeigt die Filmmaske, die als Druckvorlage zur Fertigung der Folien diente. Man erkennt jeweils 16 Streifen (11), die von links und rechts auf die Mitte zulaufen, sich verzahnen und dort eine sensitive Fläche (12) von 24 • 50 mm<sup>2</sup> bilden. Die Streifen und die sich oben und unten anschließenden halbkreisförmigen Flächen (13) befinden sich in Form einer 35 µm starken Kupferkaschierung auf beiden Seiten der 75 µm starken Kaptonfolie.

Die beiden halbkreisförmigen Flächen waren als sensitive Fläche zum Testen mit Höhenstrahlung im Labor gedacht. Die Breite der Streifen beträgt 1 mm, der Abstand von Mitte zu Mitte 1.5 mm.

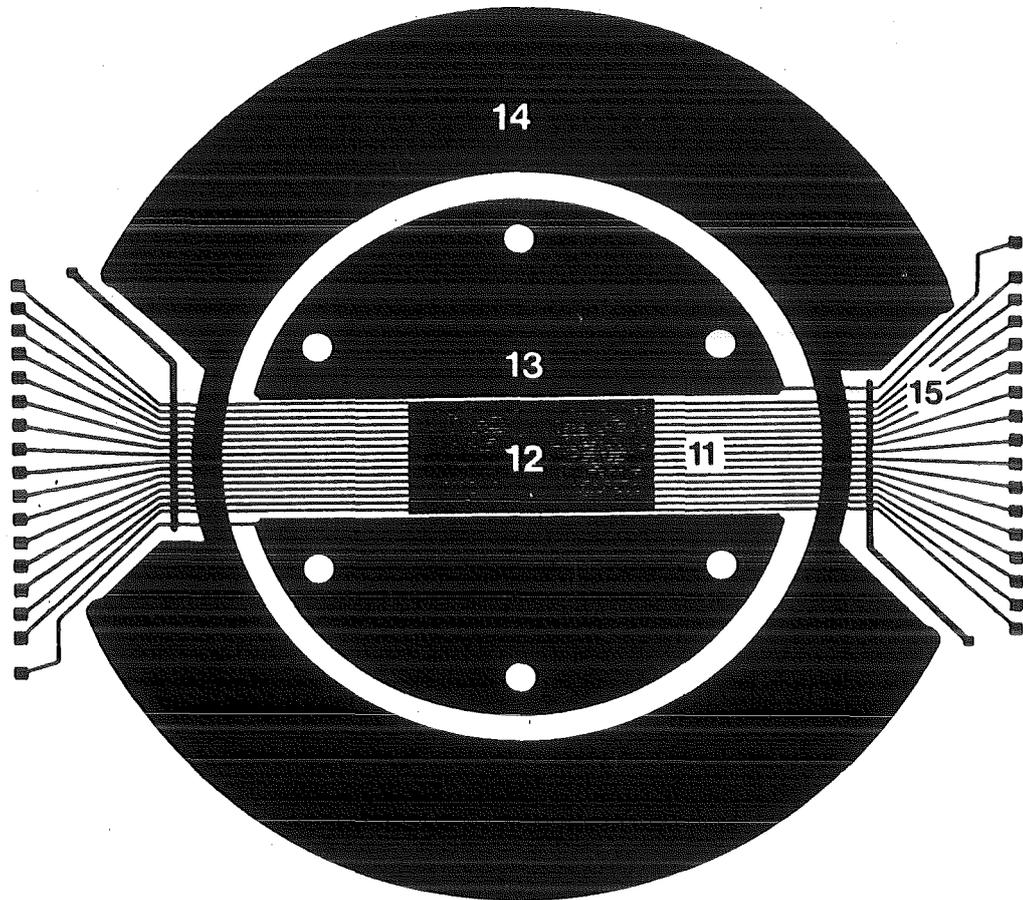


Bild 2: Struktur der Auslesefolien

Auf diese Folie wurden zwei einseitig bedruckte Kaptonringe von beiden Seiten aufgeklebt. Es wurde darauf geachtet, daß der verwendete Kleber nicht durch TMS angegriffen werden kann. Diese beiden einseitig bedruckten wiederum 75  $\mu\text{m}$  starken Ringe aus der Folie sind mit 35  $\mu\text{m}$  starkem Kupfer (14) kaschiert und dienen als Dichtfläche und zur Erhöhung der Stabilität der Gesamtfolie.

Deutlich erkennbar sind die Aussparungen in der Kupferscheibe (15) an den Stellen, an denen die Streifen durchgeführt werden. Sie wurden ausgespart, um Streukapazitäten zu den Kontaktstreifen zu vermeiden.

### 2.3 Innerer Kammeraufbau

Der innere Aufbau der Kammer ist in Bild 3 skizziert. Jede Auslesefolie befindet sich im Detektor zwischen zwei runden, 300 µm dicken Edelstahlplatten, die Hochspannung tragen (16). Bei ihrer Herstellung wurde darauf geachtet, Spitzen zu vermeiden, die Hochspannungsentladungen verursachen könnten. Die Platten wurden aus diesem Grund elektropoliert.

Es war unsere Absicht, eine möglichst schnelle Kammer zu bauen, wozu hohe Feldstärken nötig sind, um genügend Ionisationselektronen aus der Flüssigkeit zu extrahieren. Deshalb wurde gerade auf diesen Teil beim Bau der Kammer besonders große Sorgfalt verwendet.

Der Durchmesser der Platten beträgt 100 mm. Alle vier Platten werden zusammen mit Abstandshülsen (17) über Stifte (18) aus dem Polyimidpolymer Vespel [5] gesteckt und miteinander verschraubt.

Die 8 mm langen Abstandshülsen aus Teflon, in die kleine Kerben zur Vermeidung von Gastaschen eingefräst sind, gewährleisten den genauen Abstand von 4 mm von den Folien (8) zu den Hochspannungsplatten.

Die elektrische Verbindung der vier Platten untereinander geschieht über feine, in die Abstandshülsen eingeführte Bronzefedern (19).

Von außen wird die negative Hochspannung über eine im Labor entwickelte, vakuumdichte Hochspannungsdurchführung (5) durch den Deckel eingespeist. Durch den so gewählten Aufbau werden die Streifen erdseitig ausgelesen.

In Tabelle 1 sind die Daten der Kammer zusammengefaßt, die zum weiteren Verständnis benötigt werden.

TABELLE 1: Charakteristische Dimensionen des Detektors

---

Kammervolumen	370 cm <sup>3</sup>
Streifenbreite	1 mm
Streifenabstand Mitte-Mitte	1.5 mm
Abstand der Folie zur Hochspannungsplatte	4 mm

---

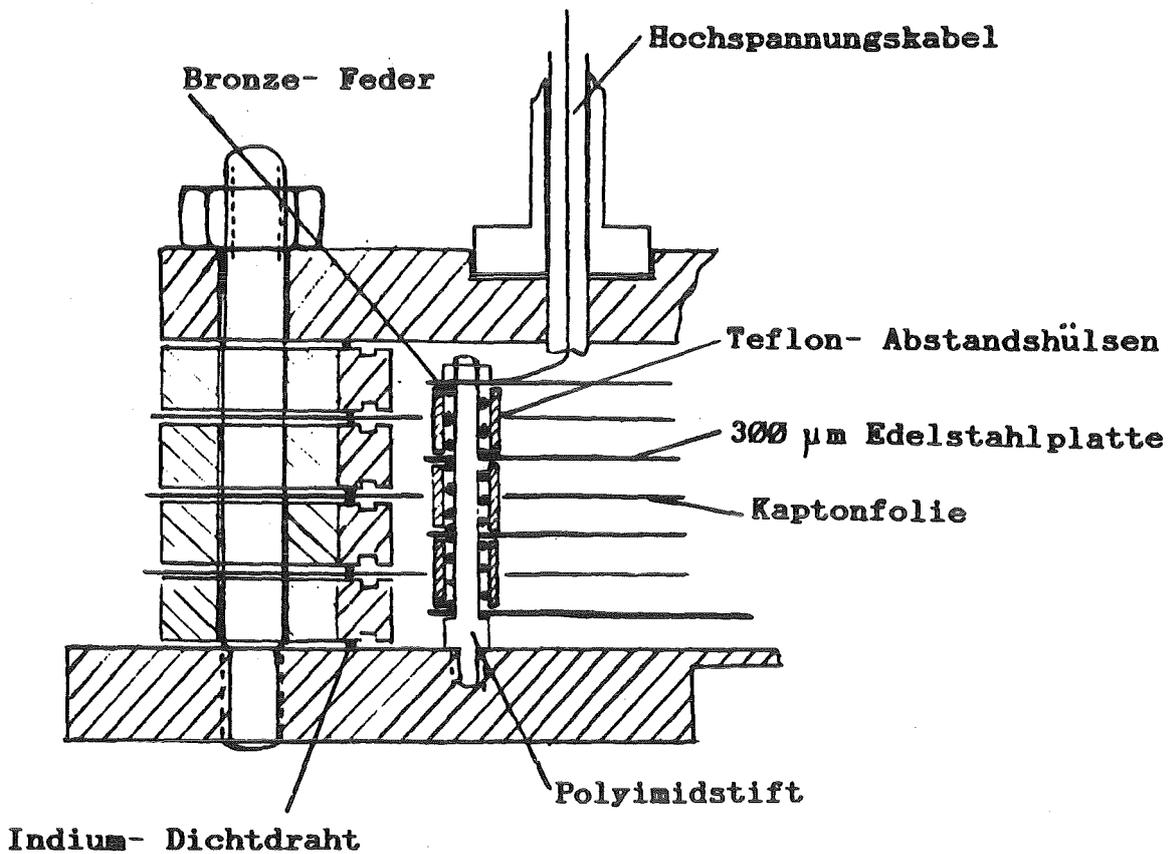


Bild 3: Der innere Aufbau der Kammer

### 3. GRUNDLAGEN DER ENERGIEDEPOSITION

#### 3.1 Mittlerer Energieverlust nach Bethe-Bloch.

Der mittlere Energieverlust  $\bar{\epsilon}$  eines geladenen Teilchens beim Durchgang durch ein Medium der Dicke  $s$ , läßt sich über die von Bethe und Bloch hergeleitete Gleichung mit einer späteren Dichtekorrektur von Sternheimer berechnen.

$$\bar{\epsilon} = n \cdot s \cdot \left[ \ln(\epsilon_{\max} \cdot 2mc^2 \beta^2) - \ln(I^2(1-\beta^2)) - 2\beta^2 - \delta \right] \quad (1)$$

$$n = \frac{1}{8\pi\epsilon_0^2} \cdot \frac{Ne^4 z^2}{mc^2 \beta^2} \cdot \frac{\sum Z}{\sum A} \quad \left[ \text{MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1} \right] \quad (2)$$

$$\epsilon_{\max} = \frac{2mc^2}{1-\beta^2} \beta^2 \left[ 1 + \frac{2m}{M} \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} + \left(\frac{m}{M}\right)^2 \right]^{-1} \quad (3)$$

- $s$  : Absorberdicke  $[\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}]$ .
- $mc^2$ : Ruheenergie des Elektrons  $[0.511 \text{ MeV}]$ .
- $\beta$  : Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit.
- $z$  : Ladungszahl des einfallenden Teilchens.
- $Z$  : Kernladungszahl des Absorbers.
- $A$  : Atommassenzahl des Absorbers.
- $I$  : Mittleres Ionisationspotential des Absorbers.
- $\delta$  : Dichtekorrektur [6].
- $N$  : Avogadrokonstante
- $e$  : Elementarladung

Dieser mittlere Energieverlust setzt sich im wesentlichen aus folgenden zwei Anteilen zusammen [7].

Ist im ersten Fall der kleinste Abstand, mit dem sich das einfallende Teilchen einem Atom des Absorbers nähert, vergleichbar mit den Dimensionen des Atoms, so sieht das Teilchen das Atom als Ganzes. Es kommt zu einem inelastischen Stoß mit dem Atom und damit zu einem Energieverlust des einfallenden Teilchens, der vom Targetmolekül durch Anregung und Ionisation aufgenommen wird.

Ist jedoch der kleinste Abstand, mit dem sich das Teilchen einem Atom des Moleküls nähert, kleiner als die Dimensionen des gesamten Atoms, so kommt es zu einem Energieverlust des einfallenden Teilchens durch elastische Stöße mit den Elektronen des Atoms. Die Elektronen können als frei betrachtet werden, wenn die durch den Stoß erhaltene kinetische Energie wesentlich größer ist als die Bindungsenergie im Atom.

Noch kleinere Abstände führen zu einer Wechselwirkung mit dem Kern. Diese Wechselwirkungen leisten jedoch keinen großen Beitrag zum gesamten Energieverlust des einfallenden Teilchens und werden deshalb vernachlässigt.

Bei den in unserem Fall verwendeten hochenergetischen Elektronen von 3 GeV dominieren die elastischen Stöße mit den Elektronen der Absorbermoleküle. Sie sind um den Faktor der Kernladungszahl häufiger, als die ionisierenden Stöße mit großem Energieverlust [8].

Diese Stöße von hochenergetischen Elektronen erfolgen ohne große Winkeländerungen, weshalb Bremsstrahlungsverluste vernachlässigt werden können. Der Gesamtenergieverlust des einfallenden Teilchens addiert sich aus allen Wechselwirkungs- bzw. Stoßverlusten auf, die es beim Durchqueren der Absorberschicht erfährt.

Der Mittelwert dieses Gesamtverlustes ist der mit der angegebenen Formel (1) berechenbare Wert.

Bild 4 zeigt den Energieverlust von Elektronen in TMS in Abhängigkeit von ihrer Anfangsenergie. Man erkennt das charakteristische Minimum der Energieabgabe, das etwa bei der 3.6-fachen Ruheenergie des einfallenden Teilchens liegt.

Ist die bei einem Einzelstoß maximal abgebbare Energie des einfallenden Teilchens signifikant kleiner als der mittlere Energieverlust, so ist die Verteilung der möglichen Energieverluste gaußförmig.

Wenn die maximal abgebbare Energie größer als der mittlere Energieverlust ist, was bei dünnen Absorberschichten der Fall ist, so ist die Verteilung nicht mehr gaußförmig. Sie zeigt eine zu größeren Energieverlusten hin langsamer abfallende Flanke. Diese Verteilung läßt sich mit der von Landau [9] entwickelten Theorie berechnen.

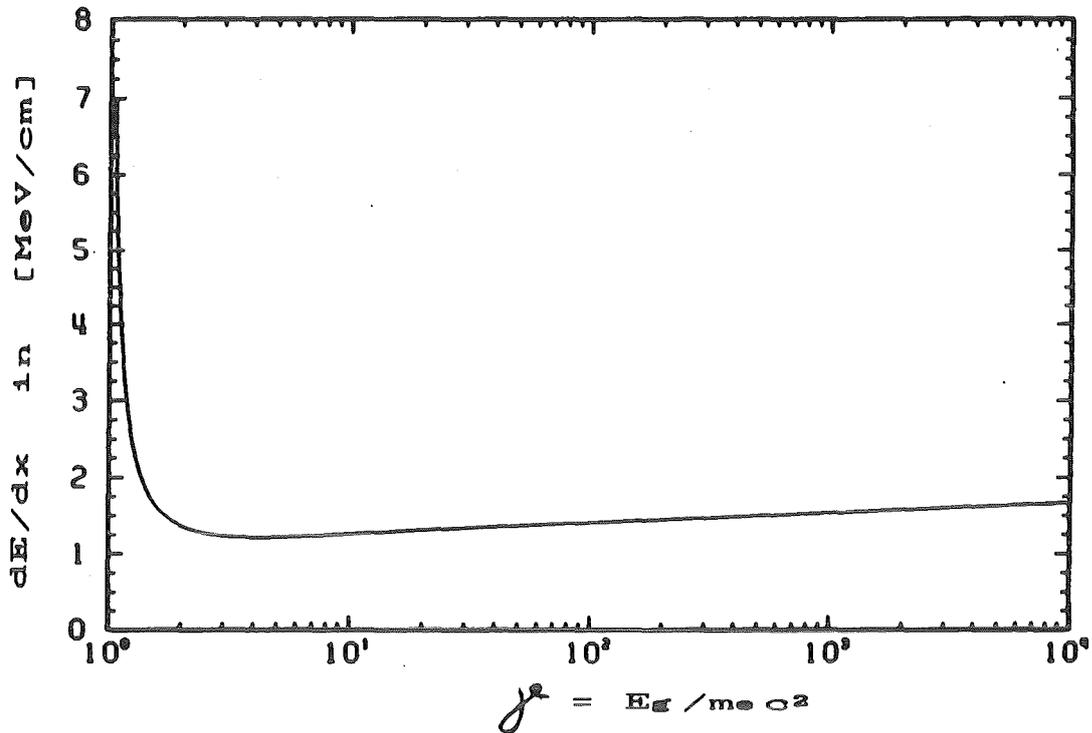


Bild 4: Der mittlere Energieverlust von Elektronen in TMS in Abhängigkeit von  $\gamma = E_{Ges}/E_{Ruhe}$ .

### 3.2 Verteilung der Energieverluste nach Landau

Die Entscheidung, welche der Verteilungen sich in einem gegebenen Fall einstellen wird, kann nach Julliot und Cantin [10] durch folgende grobe Abschätzung getroffen werden.

Ist der Parameter G,

$$G = \frac{ns}{\epsilon_{max}} \gg 1,$$

so ist die Verteilung der Energieverluste gaußförmig. Ist dagegen G viel kleiner als eins, so entsprechen die Energieverluste der Landau-Verteilung.

Voraussetzung für die Gültigkeit der Landau-Theorie ist eine dünne Absorberschicht, für die der Energieverlust des einfallenden Teilchens sehr viel kleiner als die Anfangsenergie des Teilchens ist. Physikalisch bedeutet dies, daß die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung eines  $\delta$ -Elektrons (Stoß mit großem Energieübertrag) sehr klein ist.

Als Lösung des Problems erhält Landau eine Verteilung der Wahrscheinlichkeitsdichte, die sich als Produkt einer Konstanten mit einer universellen Funktion  $\Phi$  ergibt.

$$f(s, \Delta E) = \frac{1}{\xi} \cdot \Phi(\lambda) \quad (4)$$

Die Konstante  $\xi$  ist das Produkt der bereits angegebenen material- und detektorspezifischen Werte für  $n$  und  $s$ :  $\xi = n \cdot s$ .  $\lambda$  ist eine von Landau eingeführte charakteristische Variable und wird wie folgt berechnet:

$$\lambda = \frac{1}{\xi} \cdot [\Delta E - \xi(\ln \xi - \ln \epsilon' + 1 - c)] \quad (5)$$

$$c = 0,577 \dots$$

Dabei ist  $\ln \epsilon' = \ln \left[ \frac{(1 - \beta^2) I^2}{2mc^2 \beta^2} + \beta^2 \right]$ . Für  $\Phi$  erhält Landau das folgende Integral, auf das nicht näher eingegangen werden soll:

$$\Phi(\lambda) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} \exp(u \cdot \ln u + \lambda u) du \quad (6)$$

Es wurde von W. Börsch-Supan [11] numerisch berechnet und tabelliert.

Die wahrscheinlichste Energieabgabe  $E_p$  berechnet man, indem man in der Tabelle nach dem Maximum von  $\Phi(\lambda)$  sucht. Dies ergibt einen  $\lambda$ -Wert von -0.225. Eingesetzt in (5) und nach  $\Delta E$  aufgelöst, bekommt man für  $E_p$

$$E_p = \xi(\ln \xi - \ln \epsilon' + 0.37). \quad (7)$$

Mit den geometrischen Werten unserer Kammer und den materialspezifischen Werten von TMS aus Tabelle 2 ergibt sich die Verteilung der Energieverluste, die in Bild 5 dargestellt ist.

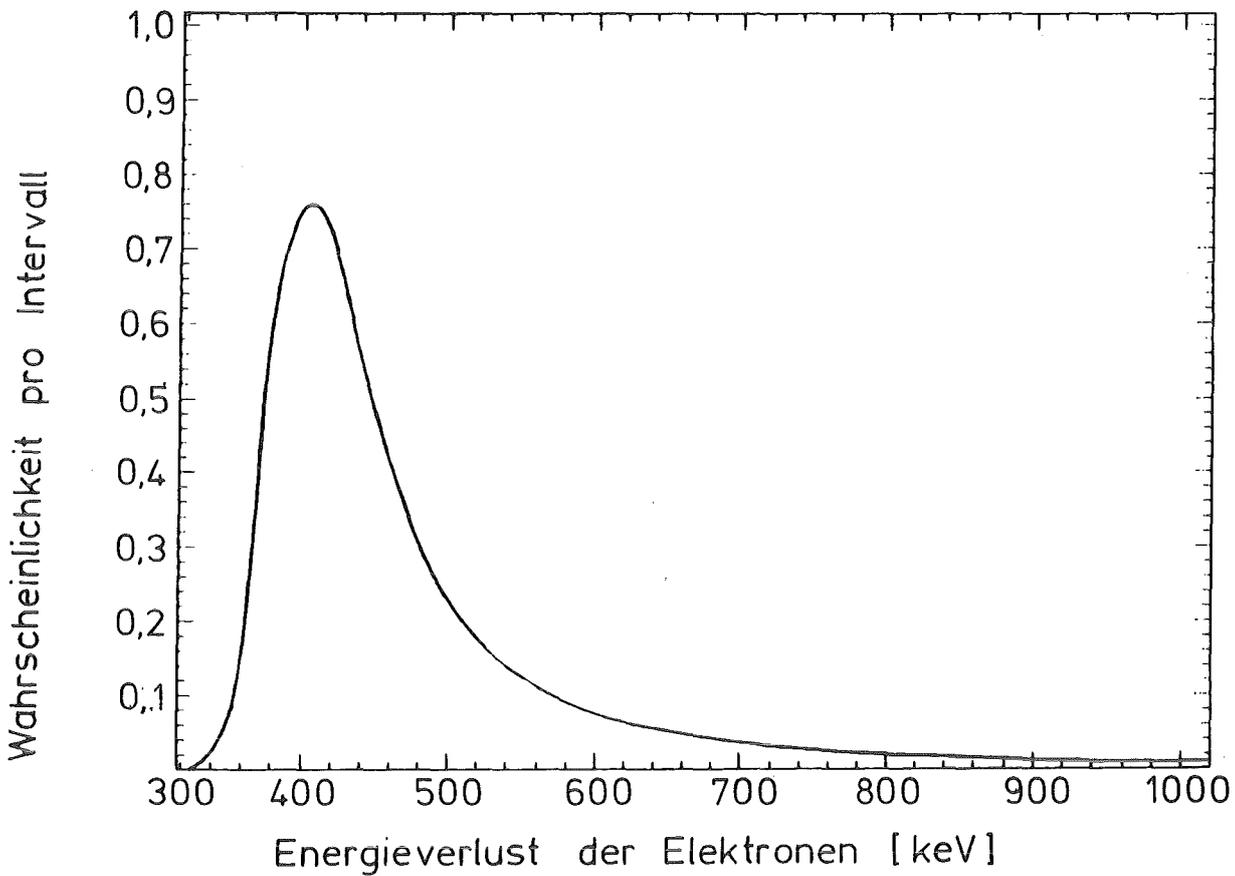


Bild 5: Die Verteilung der Energieverluste von minimalionisierenden Elektronen in TMS für eine Schichtdicke von 4 mm.

TABELLE 2: Daten des TMS- Moleküls und der Ionisationskammer.

---

Schichtdicke	4 mm
Dichte	0.651 g/cm <sup>3</sup>
Ordnungszahl	50
Atommassenzahl	88
Mittl. Ionisationspotential I	68.8 eV

---

Für minimalionisierende Elektronen und eine Spaltbreite von 4 mm beträgt die wahrscheinlichste Energieabgabe nach (7)

$$E_p \approx 420 \text{ keV} .$$

Die volle Halbwertsbreite FWHM der Verteilung beträgt  $\text{FWHM} = 4 \cdot n \cdot s$  [10].

#### 4. LADUNGSSAMMLUNG IN FLÜSSIGKEITEN

Im folgenden sollen die Mechanismen der Ladungserzeugung, des Ladungstransports in der Flüssigkeit sowie das Verhalten der Flüssigkeit gegenüber freien Ladungen diskutiert werden.

Zwei der wichtigsten Eigenschaften von Flüssigkeiten sind die Beweglichkeit  $\mu$  der freigesetzten Elektronen in der Flüssigkeit und die Elektronenaffinität, die das Energieniveau der in der Flüssigkeit freien Elektronen angibt.

##### 4.1 Beweglichkeit und Affinität

Die Beweglichkeit  $\mu$  ist definiert als

$$\mu = \frac{v_D}{E} \quad (8)$$

$v_D$  : mittlere Driftgeschwindigkeit in Feldrichtung  
 $E$  : elektrische Feldstärke

Wir interessieren uns zunächst nur für Beweglichkeiten von Elektronen, da die schweren Ionen um ein Vielfaches langsamer sind als die Elektronen und somit für eine schnelle Signalentstehung keinen Beitrag leisten.

Eine Zusammenstellung der Beweglichkeiten von Elektronen in verschiedenen Flüssigkeiten ist in Bild 6 gegeben. Aufgetragen ist die Beweglichkeit über der Temperatur, bei der sie gemessen wurde.

Wie man anhand der Graphik sieht, treten die höchsten Beweglichkeiten bei den im Detektorbau häufig verwendeten Edelgasen und Methan auf. Hohe Beweglichkeiten haben aber auch einige Kohlenwasserstoffe, die bei Raumtemperatur flüssig sind.

Cohen und Lekner [12] entwickelten ein Modell, mit dem man die Unterschiede in der Beweglichkeit von freien Elektronen in Flüssigkeiten erklären kann.

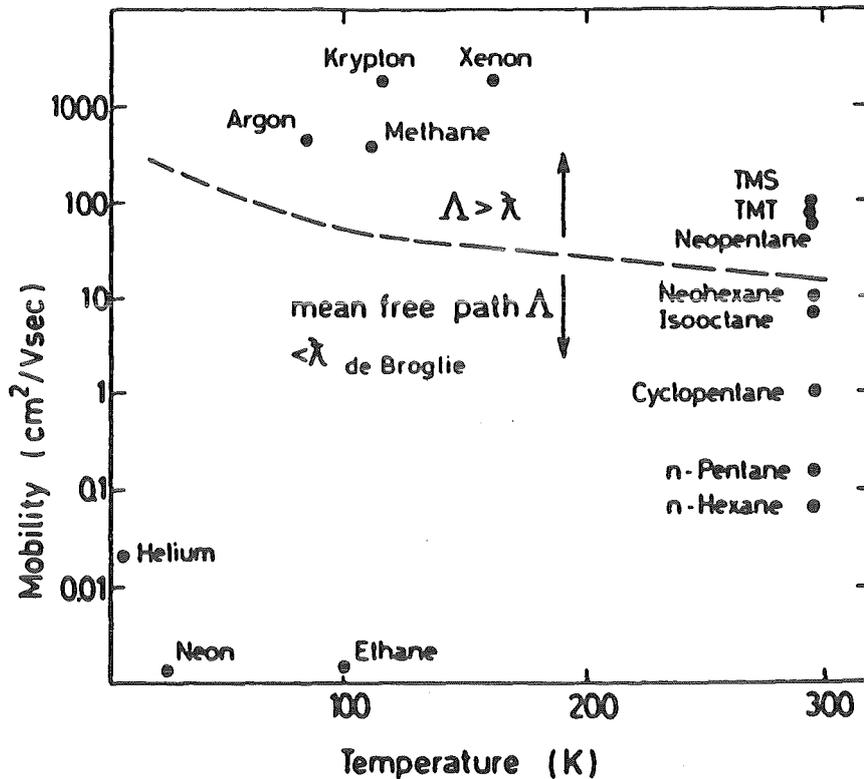


Bild 6: Beweglichkeiten von Elektronen in verschiedenen Flüssigkeiten in Abhängigkeit von der Temperatur. Die gestrichelte Kurve entspricht der de Broglie-Wellenlänge eines thermalisierten Elektrons.

In Flüssigkeiten mit kleiner Beweglichkeit  $\mu < 10 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  befinden sich die Elektronen in gebundenen, lokalisierten Zuständen ("localized states"), in denen es nur ab und zu vorkommen kann, daß ein Elektron von einem lokalisierten Zustand zum nächsten springt ("hopping model"). Dies führt zu einer Beeinträchtigung des Ladungstransports in diesen Flüssigkeiten.

Bei Flüssigkeiten mit hoher Beweglichkeit  $\mu > 10 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  ist die mittlere freie Weglänge  $\lambda$  zwischen zwei elastischen Stößen mit den Molekülen der Flüssigkeit größer als die de Broglie-Wellenlänge des thermalisierten Elektrons. Dieser Zustand ("extended state") ist ähnlich dem Leitungsband in Festkörpern und verantwortlich für die hohen Beweglichkeiten der Elektronen in diesen Flüssigkeiten.

Cohen und Lekner geben eine Beziehung an, über die Beweglichkeit und freie Weglänge in Zusammenhang stehen.

$$\mu = \frac{2e}{3} \sqrt{\frac{2}{\pi m kT}} \lambda \quad (9)$$

e : Elementarladung  
m : Elektronenmasse  
k : Boltzmannkonstante  
T : Temperatur

Setzt man die deBroglie-Wellenlänge des thermalisierten Elektrons

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{3mkT}} \quad (10)$$

in (9) ein, so erhält man die in Bild 6 eingezeichnete gestrichelte Grenze zwischen den beiden erläuterten Zustandsmodellen.

Es kommen also für einen Einsatz bei Raumtemperatur in Ionisationskammern folgende Flüssigkeiten in Frage, TMS ( $\text{SiC}_4\text{H}_{12}$ ), TMT ( $\text{SnC}_4\text{H}_{12}$ ) und Neopentan.

Das zweite Kriterium, das eine Abschätzung über Elektronenleitung in einer Flüssigkeit zuläßt, ist ihre Elektronenaffinität. Sie kann als das Potential  $V_0$  des Leitungsbandes der Flüssigkeit gegenüber dem Vakuum betrachtet werden. Dabei liegt der untere Rand des Leitungsbandes bei Kohlenwasserstoffen etwa 8 eV über dem Potential des Valenzbandes der Flüssigkeit und entspricht dem Potentialniveau der "extended states".

Ist  $V_0 < 0$  so bedeutet dies also, daß ein Übergang eines Elektrons vom Vakuum in die Flüssigkeit exotherm verläuft.

Liegt  $V_0$  zusätzlich noch unter dem Potentialniveau der "localized states", so sind diese Zustände ineffektiv und fangen keine Elektronen ein.

Es kommt zu einer hohen Beweglichkeit der Elektronen.

Tabelle 3 zeigt, daß ein direkter Zusammenhang zwischen negativem  $V_0$  und der Beweglichkeit  $\mu$  besteht.

TABELLE 3: Beweglichkeiten der Elektronen in verschiedenen Flüssigkeiten und deren Elektronenaffinität.

	$\mu$ $\text{cm}^2/\text{Vs}$	$V_o$ eV
TMS	98	-0.55
Neopentan	70	-0.43
2,2 Dimethylbutan	12	-0.22

#### 4.2 Driftgeschwindigkeit

Entsprechend Gleichung (8) bedeutet eine konstante Beweglichkeit, daß die Driftgeschwindigkeit proportional dem angelegten Feld ist. Bild 7 zeigt den aus experimentellen Daten erhaltenen Verlauf der Driftgeschwindigkeit bei verschiedenen Feldstärken nach Messungen von U. Sowada [13].

Deutlich zu sehen ist, daß ab einer bestimmten Feldstärke  $E_k$  die Driftgeschwindigkeit nicht mehr linear mit der Feldstärke wächst, d.h. die Mobilität nimmt ab einer bestimmten Feldstärke ab. Man kann sich diese Änderung damit erklären, daß die Elektronen unter der Einwirkung der hohen Feldstärke mehr kinetische Energie gewinnen, als sie durch eine entsprechend höheren Anzahl von Stößen verlieren müßten. Es kommt zu einem neuen Zustand mit einer erhöhten mittleren Energie der Elektronen, die nach Gleichung (9) eine Verringerung der Mobilität nach sich zieht. Oberhalb der kritischen Feldstärke  $E_k$  gilt annähernd

$$v_D \sim \sqrt{E} . \quad (11)$$

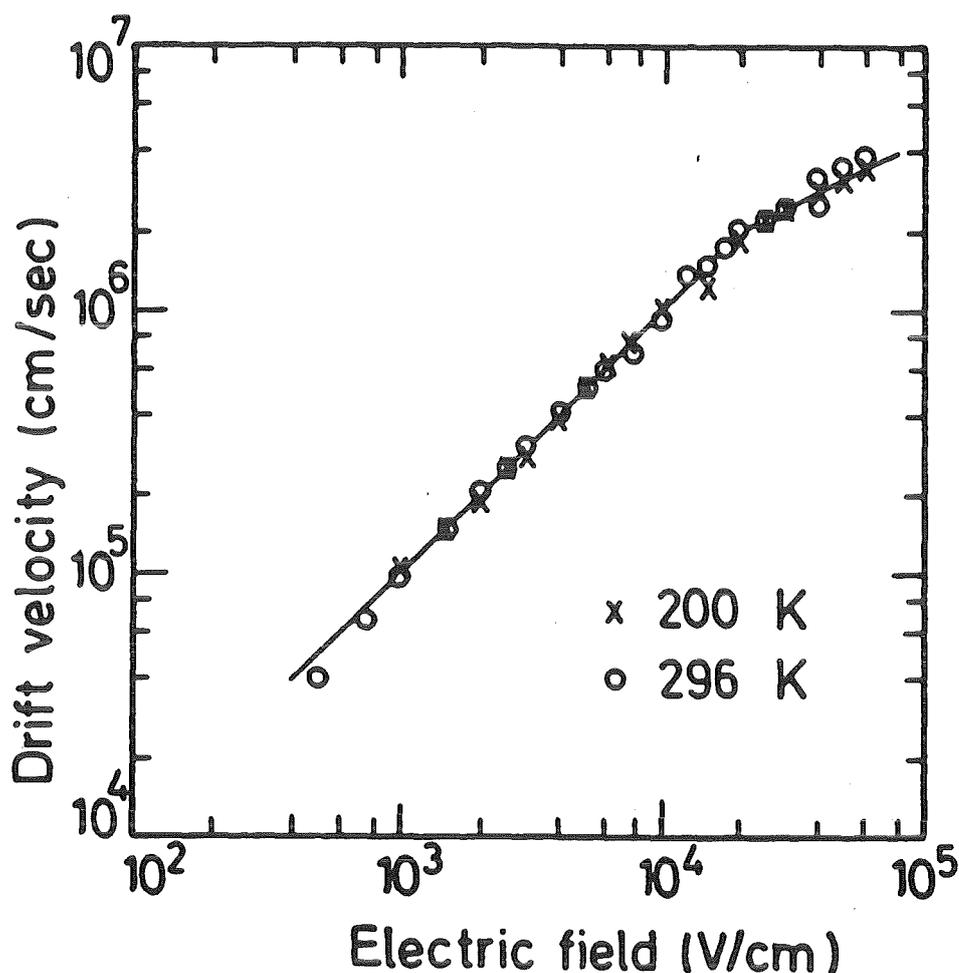


Bild 7: Driftgeschwindigkeit der Elektronen in TMS in Abhängigkeit des elektrischen Feldes [28].

Ein Vergleich der Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der Feldstärke zwischen flüssigem Argon und einigen Kohlenwasserstoffen in Bild 8 macht deutlich, daß die Driftgeschwindigkeiten der Kohlenwasserstoffe bei höheren Feldstärken über der von Argon liegen. Der Grund dafür ist die relativ kleine kritische Feldstärke von flüssigem Argon, die bei 0.2 kV/cm liegt. Im Vergleich dazu liegt  $E_k$  von TMS bei etwa 25 kV/cm. Die Erklärung für die höheren Driftgeschwindigkeiten der Kohlenwasserstoffe ist also die, daß die Driftgeschwindigkeit von flüssigem Argon bei höheren Feldstärken nur noch mit  $\sqrt{E}$  wächst, während die der Kohlenwasserstoffe noch weiterhin proportional anwächst. TMS hat dadurch bei einem elektrischen Feld von z.B. 20 kV/cm eine viermal höhere Driftgeschwindigkeit.

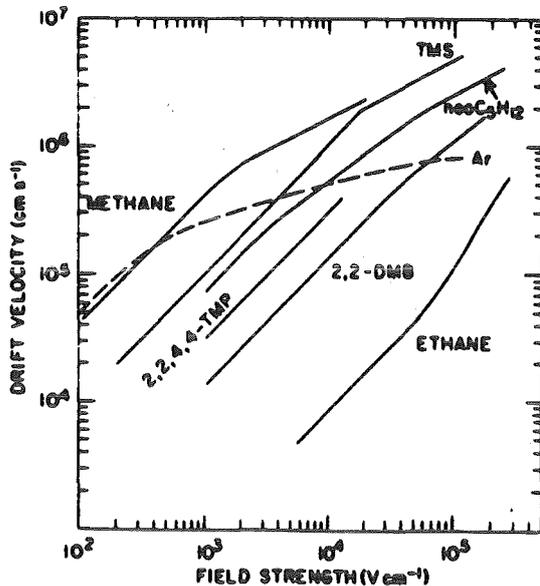


Bild 8:  
Die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der angelegten Feldstärke. Gestrichelt eingezeichnet ist der Verlauf bei flüssigem Argon. Die Kurven wurden bei den gleichen Temperaturen wie in Bild 6 aufgenommen.

### 4.3 Elektronenausbeute

Durchquert ein geladenes, hochenergetisches Teilchen die Absorberschicht einer Flüssigionskammer, so gibt es seine Energie nicht kontinuierlich ab. Das Teilchen erzeugt vielmehr Regionen von angeregten und ionisierten Molekülen, die statistisch entlang der Spur verteilt sind und im Mittel 100 eV deponierter Energie enthalten. Diese Regionen haben eine Ausdehnung von etwa 2 nm und überlappen teilweise miteinander. In ihnen werden meist ein oder zwei Ionenpaare erzeugt [14].

Die Qualität einer Ionskammer ist stark davon abhängig, wieviel der einmal erzeugten Ladungen durch ein äußeres Feld auf den Auslestreifen gesammelt werden kann. Die Elektronenausbeute in Flüssigkeiten ist sehr viel kleiner als z.B. in Gasen, da das durch Ionisation erzeugte Elektron in einem Abstand vom Mutterion thermalisiert wird, in dem es noch durch die Coulombkraft gebunden ist.

Onsager [15] entwickelte eine Theorie für die Wahrscheinlichkeit, mit der das Elektron mit seinem Mutterion in einer solchen Region rekombiniert. Voraussetzung für diese Theorie der Primärrekombination ist, daß die erzeugten Ionenpaare als von einander isoliert und zueinander unkor-

reliert betrachtet werden können und Elektron wie Mutterion im thermischen Gleichgewicht mit der Umgebung stehen. Ohne äußeres Feld läßt sich die Wahrscheinlichkeit  $P(0)$  dafür, daß das Elektron der Primärrekombination entgeht, berechnen zu

$$P(0) = \exp(-r_c/y) . \quad (12)$$

$y$ : Separationsabstand von Elektron und Mutterion

Der Ohnsagerradius  $r_c$  ist der Ort des Elektrons, an dem seine thermische Energie gleich der Coulomb-Bindungsenergie ist.

$$r_c = \frac{e^2}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon_r kT} \quad (13)$$

$\epsilon_0$  : Dielektrizitätskonstante des Vakuums

$\epsilon_r$  : Dielektrizitätskonstante des Mediums

Für den anfänglichen Separationsabstand  $y$  der Elektronen von ihren jeweiligen Mutterionen wurden verschiedene Anfangsverteilungen angesetzt [16]. Es zeigte sich, daß eine exponentielle Verteilung dem aus Experimenten erhaltenen Verlauf der Daten am nächsten kam.

Wesentlich erhöhen kann man die Entkommwahrscheinlichkeit, indem man ein äußeres Feld anlegt. Nach Terlecki und Piutak [17] ergibt sich  $P(E)$  dann zu

$$P(E) = \exp(-r_c/y) \cdot (1+f(E,y)) \quad (14)$$

Beschränkt man sich auf kleine elektrische Felder, d.h.  $E \leq 20$  kV/cm, so kann man  $P$  linear in  $E$  ansetzen.

$$P(E) = \exp(-r_c/y) \cdot \left(1 + \frac{e^3}{8 \pi \epsilon_0 \epsilon_r k^2 T^2} \cdot E\right) \quad (15)$$

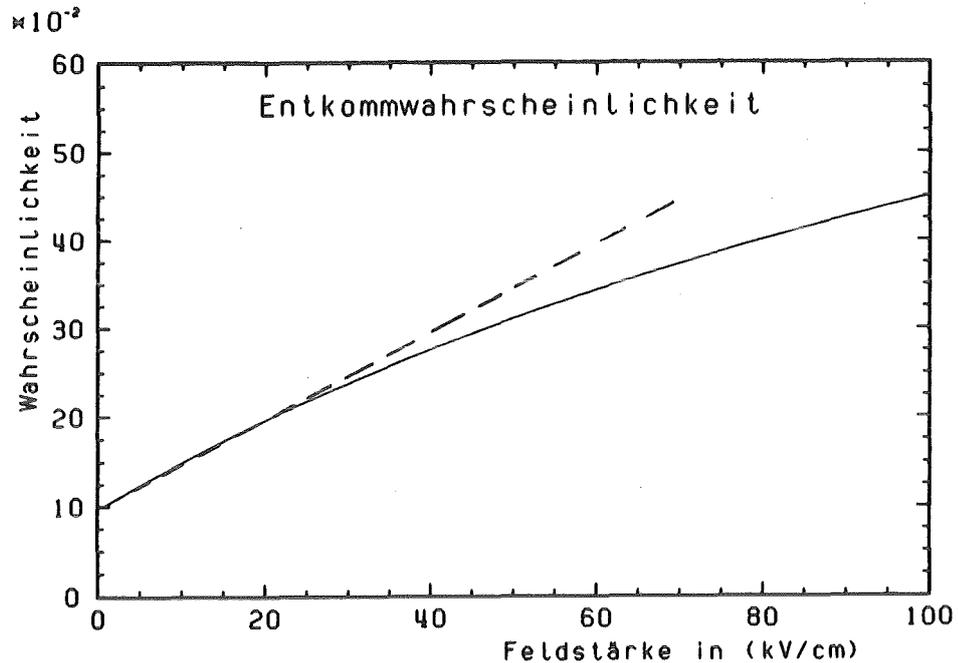


Bild 9: Die Entkommwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Feldstärke nach Onsager, berechnet nach der Reihenentwicklung von Terlecki und Flutak. Gestrichelt eingezeichnet ist die lineare Näherung für Felder, die kleiner als 20 kV/cm sind.

Die durch Primärrekombination verlorengehenden Elektronen stellen den größten Teil der durch Rekombination entstehenden Verluste dar. Andere Effekte wie Sekundär- oder Volumenrekombination spielen bei einem angelegten äußeren Feld für minimal ionisierende Teilchen eine nur untergeordnete Rolle [18].

Üblicherweise wird die Elektronenausbeute für 100 eV deponierter Energie als G-Wert angegeben.

Entsprechend Gleichung (12) und (15), und mit dem Wert von  $G_0$  ohne Feld kann man  $G(E)$  wie folgt ansetzen:

$$G(E) = G_0 \frac{P(E)}{P(E=0)} = G_0 \cdot \left(1 + \frac{e r_c}{2kT} \cdot E\right) \quad (16)$$

Jungblut und Schmidt [19] ermittelten für TMS  $G_0 = 0.59$ . Damit ergibt sich nach (16) für eine Feldstärke von ca. 20 kV/cm für  $G$  ein Wert von 1.0.

#### 4.4 Elektroneneinfang durch Verunreinigungen

Die Funktionsfähigkeit jeder Flüssigionskammer hängt stark von der Reinheit der verwendeten Flüssigkeit ab. Elektronegative, in der Flüssigkeit gelöste Stoffe lagern, die durch Ionisation erzeugten Elektronen an und bilden negative Ionen. Die genauen Abläufe beim Elektroneneinfang sind komplex. Sie hängen von Faktoren wie der Leitungsbandenergie, dem elektrischen Feld und der Temperatur ab.

Betrachtet man das Elektron als einen Reaktionspartner in einem chemischen Reaktionsablauf, so kann man die Reaktionsgleichung folgendermaßen formulieren.



M steht in dieser Gleichung für das einfangende Molekül. Unter der Annahme, daß die Konzentration der erzeugten Elektronen kleiner als die der Verunreinigungen ist, läßt sich für die Reaktionsgeschwindigkeit bzw. die Abnahme der Konzentration der freigesetzten Elektronen ansetzen [20]:

$$\frac{dn_e}{dt} = -k \cdot n_e \cdot n_M \quad (17)$$

$n_e$  bzw.  $n_M$  stehen für die Konzentrationen der Elektronen und Verunreinigungen in der Flüssigkeit.  $k$  wird als Reaktionsrate bezeichnet und ist abhängig von der Art der Verunreinigungen.

Setzt man voraus, daß  $n_M$  konstant bleibt, so erhält man aus (17) für die Anzahl der Elektronen  $n_e$  in Abhängigkeit von der Zeit

$$n_e = n_e^0 \cdot \exp(-t/\tau) \quad (18)$$

mit  $\tau = 1/(k \cdot n_M)$ .

$\tau$  wird als die Lebensdauer der Elektronen in der Flüssigkeit bezeichnet. In Bild 10 ist die Lebensdauer in Abhängigkeit von der Konzentration von verschiedenen in TMS gelösten Verbindungen wiedergegeben.

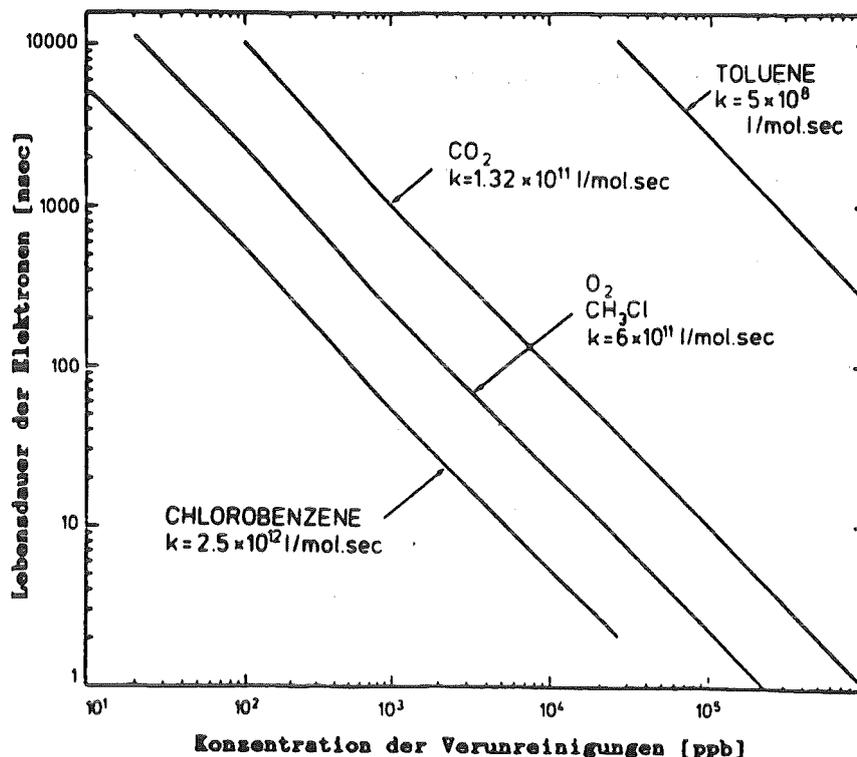


Bild 10: Die Lebensdauer von Elektronen aufgetragen gegen die Konzentration von verschiedenen in TMS gelösten Verbindungen.

Die höchste Reaktionsrate zeigt in der Graphik Chlorbenzol mit  $k = 2.5 \times 10^{12}$  l/mol·s.

Bei der Driftstrecke von 4 mm in unserer Kammer und Driftgeschwindigkeiten von  $2 \cdot 10^6$  cm/s werden Lebensdauern von etwa 1  $\mu$ s benötigt, um volle Ladungssammlung zu garantieren. Das bedeutet beispielsweise eine Sauerstoffkonzentration von kleiner als 200 ppb.

#### 4.5 Entstehung des elektrischen Signals

Im folgenden soll auf das Prinzip der Signalentstehung in Ionisationskammern eingegangen und es veranschaulicht werden.

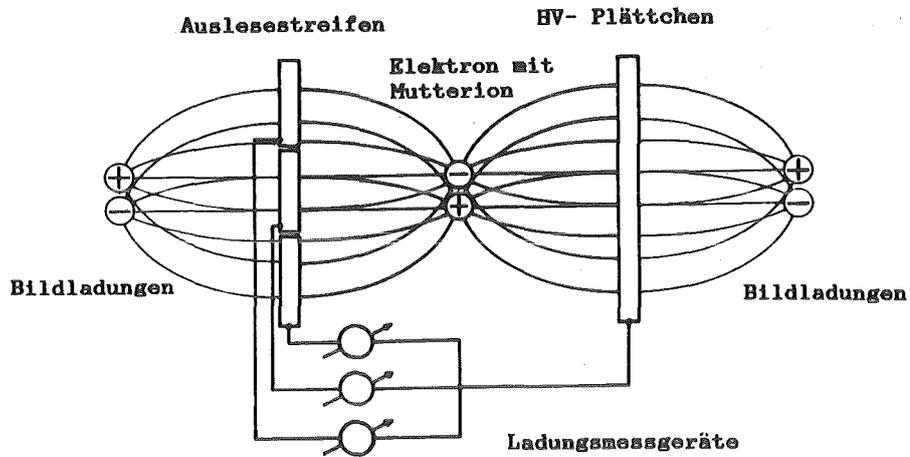


Bild 11a: Die durch ein Elektron-Ionpaar erzeugten spiegelsymmetrischen Bildladungen.

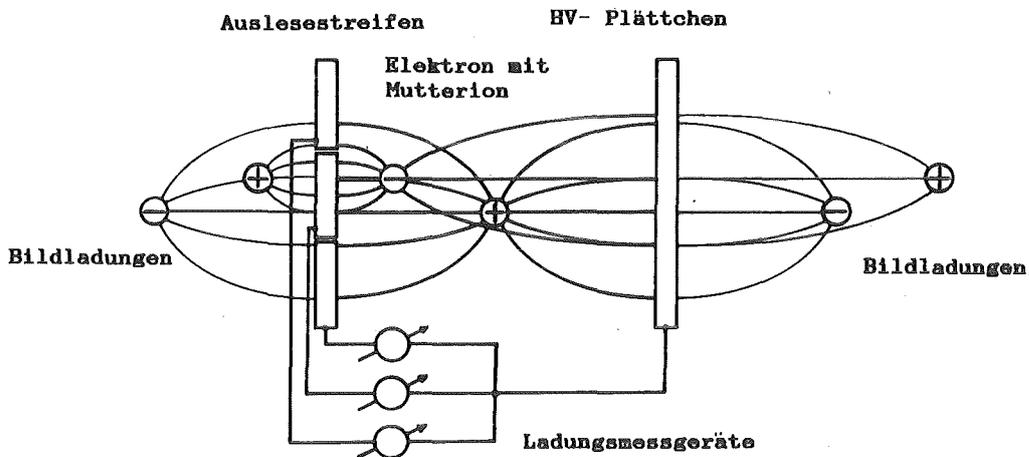


Bild 11b: Die Elektronen driften auf die Auslesestreifen und erzeugen dort eine größere Influenzladung.

Bei einer Feldstärke im Spalt zwischen den Elektroden von 20 kV/cm beträgt die Driftgeschwindigkeit der Elektronen etwa  $2 \cdot 10^6$  cm/sec und entsprechend die Sammelzeit ca. 200 nsec. Im Vergleich dazu ist die Sammelzeit der positiven Ionen von 30 msec etwa  $10^5$ -mal langsamer. Da wir die schnelle Driftzeit von Elektronen in TMS nutzen, leisten die positiven Ionen keinen dynamischen Beitrag zum Signal.

Zunächst soll davon ausgegangen werden, daß keine Elektronen durch Verunreinigungen eingefangen werden. Das ergibt eine Ladungsausbeute bei 20 kV/cm von  $G=1$  (siehe Bild 22). Mit der wahrscheinlichsten Energiedeposition von etwa 400 keV in 4 mm TMS erhält man 4000 Elektronen und positive Ionen, die ein elektrisches Signal erzeugen. Sie sind zunächst entlang einer Spur, die senkrecht zu den Hochspannungsplatten bzw. Auslestreifen verläuft, verteilt.

Bild 11a zeigt ein Elektron-Ionenpaar, das sich etwa in der Mitte des Spaltes zwischen den Elektroden befindet. Die durch sie influenzierten Teilladungen auf den Platten heben sich gemittelt über alle 4000 Paare auf. Beginnen die Elektronen auf die Streifen zu driften, so wird ihr influenzieller Beitrag auf der Seite der Auslestreifen größer (Bild 11b). Jedes Elektron schließlich, das die Ausleseseite erreicht, leistet den Beitrag einer Elementarladung zum Gesamtsignal. Die positiven Ionen influenzieren dagegen Teilladungen umgekehrten Vorzeichens. Hätten wir statt der Auslestreifen eine Ausleseplatte unendlicher Ausdehnung, so würde sich die gesamte Influenzladung auf die Ausleseplatte und die Hochspannungsplatte jeweils zur Hälfte verteilen. Das Gesamtsignal auf der Ausleseplatte wäre also nur die halbe erzeugte Ladung.

Da wir die Ladung auf einem schmalen Streifen sammeln, muß nur die durch die Ionen erzeugte, negative Influenzladung auf dem Streifen berücksichtigten werden.

Nach Becker und Sauter [21] läßt sich die von einer Ladung im Abstand  $a$  zu einem Streifen influenzierte Ladung berechnen zu

$$Q_{\text{infl.}} = \frac{ae}{2\pi} \int_{c_0}^{c_1} \int_{b_0}^{b_1} \frac{1}{\sqrt{x^2+y^2+a^2}} dx dy \quad (19)$$

$c_1, c_0$  : y-Koordinaten von Streifenlängenanfang bzw. -ende

$b_1, b_0$  : x-Koordinaten von Streifenbreitenanfang bzw. -ende.

Der Einfluß der gegenüberliegenden Hochspannungsplatte wird durch einen Wichtungsfaktor vor dem Beitrag eines jeden Ions berücksichtigt, der angibt wie sich die Influenzladung auf die Hochspannungsplatte und die

Streifen aufteilt. Wird über alle Beiträge summiert, so erhält man für die gesamte influenzierte Ladung

$$Q_{\text{infl.ges.}} = \sum_{i=1}^{\text{ges}} \frac{(d-a(i))}{d} \cdot Q_{\text{inf}(i)} \quad (20)$$

d : Breite des Spalts zwischen den Elektroden.

a : Abstand des jeweiligen Ions vom Streifen.

Für eine Streifenbreite von 1.5 mm und eine Länge von 30 mm ergibt sich

$$Q_{\text{infl.ges.}} \approx - 865 \text{ e-Ladungen.}$$

Dies entspricht etwa 21.6% der sammelbaren Elektronenladungen. Für 2 bzw. 3 Streifen parallel ergeben sich Werte von 29.7% bzw. 34.4%.

Dadurch reduziert sich das Signal der 4000 Elektronen eines Streifens auf 3135 Elektronenladungen.

## 5. DIE FLÜSSIGKEIT TETRAMETHYLSILAN

Wie in Kapitel 4 ausgeführt, ist die Beweglichkeit der Elektronen in sphärischen Kohlenwasserstoffen sehr hoch. In Bild 12 ist die räumliche Struktur des TMS-Moleküls veranschaulicht. Es handelt sich um eine Tetraederstruktur, bei der ein Siliziumatom das Zentrum bildet. An den Ecken des Tetraeders befindet sich je eine Methylgruppe.

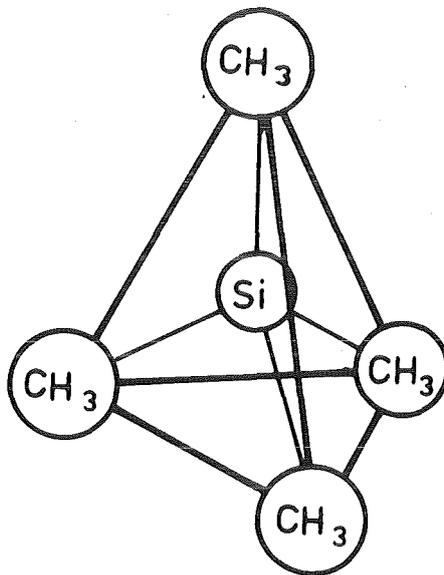


Bild 12: Die Tetraederstruktur des TMS- Moleküls.

In Tabelle 4 sind die wichtigsten Daten dieser Flüssigkeit zusammengefaßt. Zum Vergleich sind die entsprechenden Daten von flüssigem Argon in Spalte 2 aufgeführt.

Tabella 4: Zusammenfassung der wichtigsten physikalischen und chemischen Daten von TMS und flüssigem Argon (LAr).

	TMS	LAr
Dichte [ $\text{g/cm}^3$ ]	0.651	1.4
Siedepunkt bei 1 bar [ $^{\circ}\text{C}$ ]	25.5	-185.7
Dielektrizitätskonst. $\epsilon_r$	1.92	1.53
mittl. Energieverlust		
$dE/dx$ [ $\text{MeV/cm}$ ]	1.36	2.11
wahrsch. Energieverlust		
$E_p$ in 1 cm [ $\text{MeV}$ ]	1.03	1.295
Strahlungslänge $X_0$ [cm]	52.2	13.96
kritische Feldstärke		
$E_k$ [ $\text{kV/cm}$ ]	20.0	0.2
Beweglichkeit der Elektronen		
$\mu_e$ für $E < E_k$ [ $\text{cm}^2/\text{Vs}$ ]	100.0	520.0
Driftgeschwindigkeit		
$v_D$ bei $E = 2 \cdot 10^4$ V/cm [ $\text{cm/s}$ ]	$2 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^5$
G-Faktor ohne Feld		
$G_0$ [1/100eV]	0.59	2.3
G-Faktor mit Feld $E = 10^4$ V/cm		
$G$ [1/100eV]	1.19	4.4
Elektronenaffinität		
$V_0$ [eV]	-0.57	-0.2

## 6. AUSLESEELEKTRONIK

### 6.1 Signalverarbeitung

Der Signalweg der 96 elektronischen Kanäle ist im Prinzip identisch mit der Elektronik des LAr-Kalorimeters im CELLO Experiment [21]. Eine Verbesserung gegenüber der alten Schaltung stellen die neu entwickelten Vorverstärker dar, die in Hybridtechnik gefertigt wurden. Diese Technik, bei der die Schaltung auf einem  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Keramikträger miniaturisiert aufgebaut ist, bietet eine gute Temperaturstabilität des elektronischen Arbeitspunktes. Außerdem zeichnet sich  $\text{Al}_2\text{O}_3$  als sehr guter Isolator aus, wodurch Leckströme auf der Platine, die gerade bei einem hochohmigen Vorverstärker zur Verschlechterung des Signal/Rauschverhältnisses beitragen, vermieden werden. Außerdem lassen sich die kleinen Vorverstärker wesentlich besser gegen elektrische Störungen abschirmen.

In Bild 13a ist der schematische Aufbau der Elektronik dargestellt. Die Kapazität des Detektors, d.h. eines Streifens gegen die Hochspannungsplatten, beträgt mit TMS als Dielektrikum etwa 12 pF.

Die optimale Anpassung der Ausleseelektronik an den Detektor ist gewährleistet, wenn die Eingangskapazität des verwendeten FETs annähernd gleich der Detektorkapazität ist. Aus diesem Grund wurde ein Eingangs-FET des Fabrikats Valvo BSR 58 gewählt, der eine Eingangskapazität von etwa 15 pF besitzt.

Gleichzeitig zeichnet sich dieser FET durch eine hohe Kennliniensteilheit von 20 mS aus, die eine große Ladungsvervielfachung am Ausgang bei kleinen Spannungsänderungen am Eingang bewirkt.

Die Amplitude des Ausgangssignals nach der Ladungsintegration ist umso höher, je kleiner die Rückkoppelkapazität C ist. Dagegen wird das Rauschen kleiner, wenn der Widerstand R im Rückkopplungszweig sehr groß ist. Er wurde zu 40 M $\Omega$  gewählt, was eine Integrationszeitkonstante des Eingangs-FETs von 40  $\mu$ s bedeutet.

Die zweite Stufe des Vorverstärkers dient dazu, die durch die erste Stufe gesammelte Ladung in eine Pulshöhe umzuwandeln, die dieser Ladung entspricht, und gleichzeitig eine Pulsformung vorzunehmen ("shaping"). Dieses RC-Filter hat eine relativ lange Zeitkonstante von 1  $\mu$ s im Verhältnis

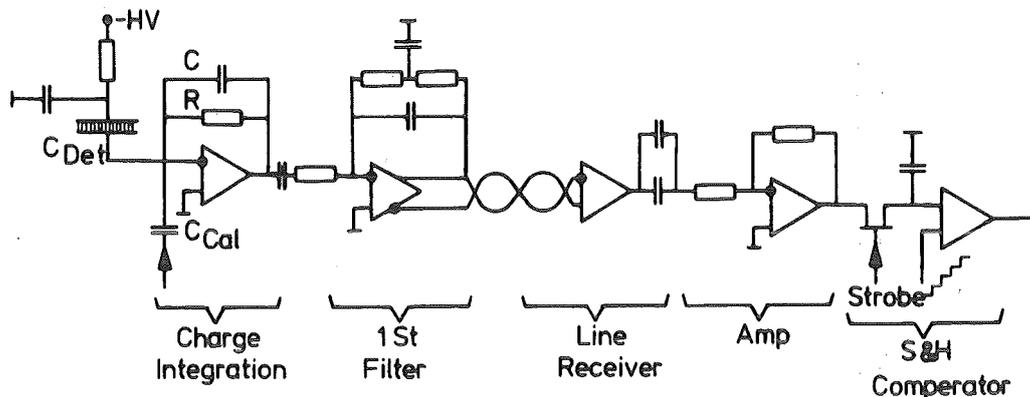


Bild 13a: Schaltungsverlauf vom Detektor bis zum Sample-and-Hold Komparator im Hauptverstärker. Die Eichkapazität beträgt  $2.2 \text{ pF} \pm 10\%$ .

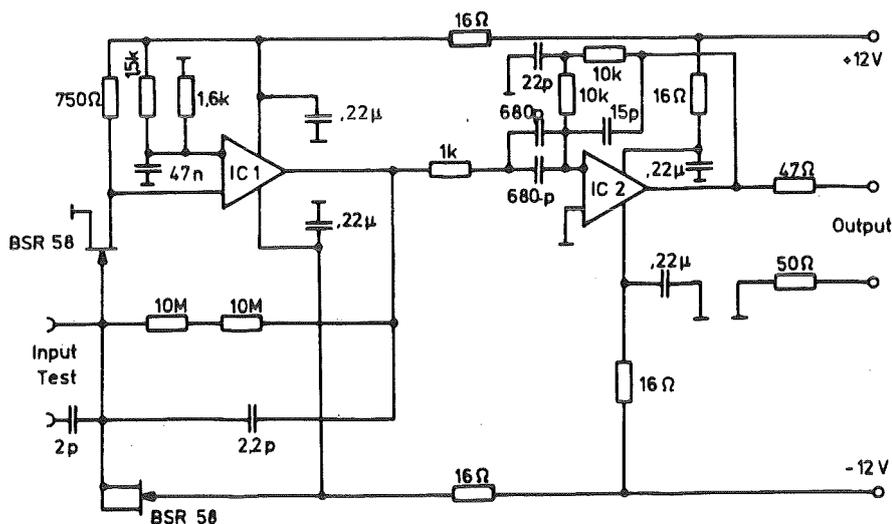


Bild 13b: Der Schaltplan des Hybridvorverstärkers

zur kurzen Driftzeit von 200 ns und unterdrückt entsprechend seiner Bandbreite das Rauschen des Vorverstärkers.

Die Verstärkung der Filterstufe ist etwa zehnfach. Durch das relativ hohe Signal am Ausgang der Vorverstärkerplatine wird gewährleistet, daß die Qualität des Signals auf dem Weg über 20 m Übertragungskabel durch Einstrahlung kaum beeinflußt wird.

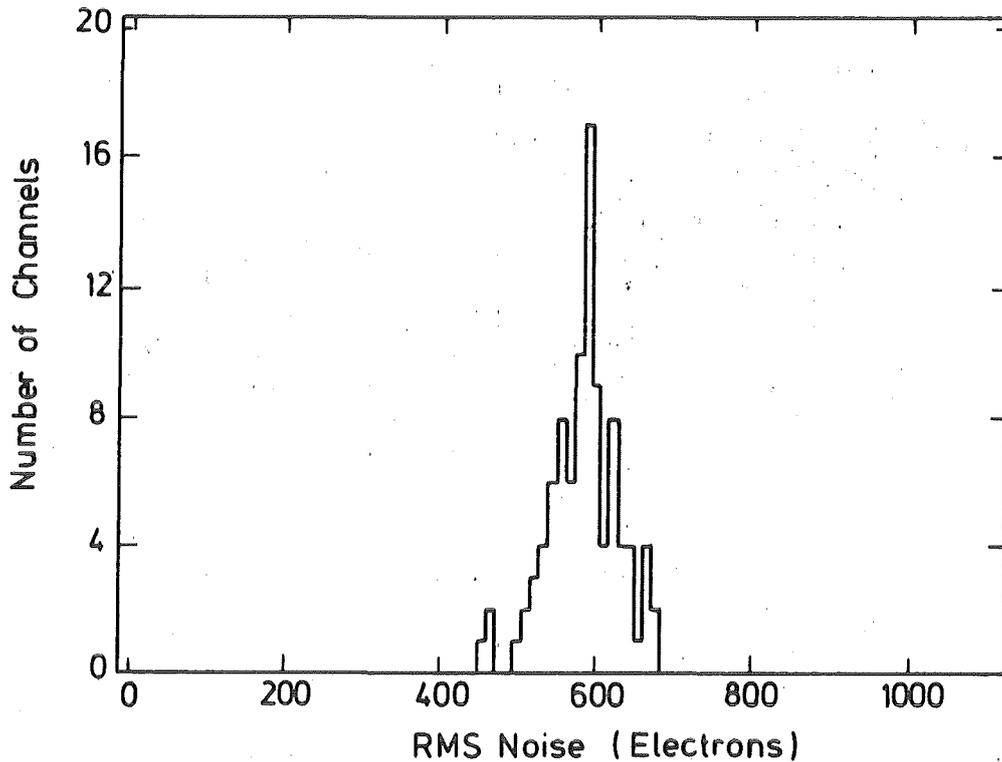


Bild 14: Die Verteilung des Rauschens aller Vorverstärker.

In Bild 14 ist die Verteilung der Standardabweichungen des Rauschens aller 96 Vorverstärker wiedergegeben. Es ergibt sich ein Mittelwert von etwa 550 Elektronen.

Jeweils 16 Vorverstärker sind in Steckplätzen auf einer Mutterkarte aufgebracht. Die Spannungsversorgung wird für jede Mutterkarte extra besorgt. Vor der Einspeisung werden die  $\pm 12V$  Versorgungsspannung auf der Mutterkarte noch einmal gefiltert.

Die sechs Mutterkarten sind mit jeweils 16 Leitungen direkt mit den Auslestreifen verbunden und in einem Kupfergehäuse als Abschirmung untergebracht, das um den gesamten Detektor gebaut ist.

Im Hauptverstärker wurde auf eine zweite Filterstufe verzichtet, um das gute Signal- zu Rauschverhältnis durch eine weitere Formung nicht zu verschlechtern.

16 Hauptverstärker befinden sich auf einer Platine, die auch die zur Digitalisierung notwendige Sample-and-Hold Schaltung aufnimmt. Für die 96 Kanäle der Kammer wurden somit sechs Einschübe benötigt, die alle über zwei CAMAC-Multiplexereinschübe mit dem CAMAC-Bus verbunden waren. Zum Auslesen wurde ein DEC LSI 11/73 Rechner benutzt. In Bild 15 ist der Signalweg vom Vorverstärker bis zum CAMAC-Bus schematisch dargestellt.

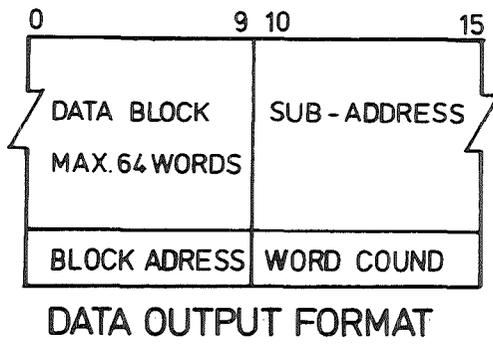
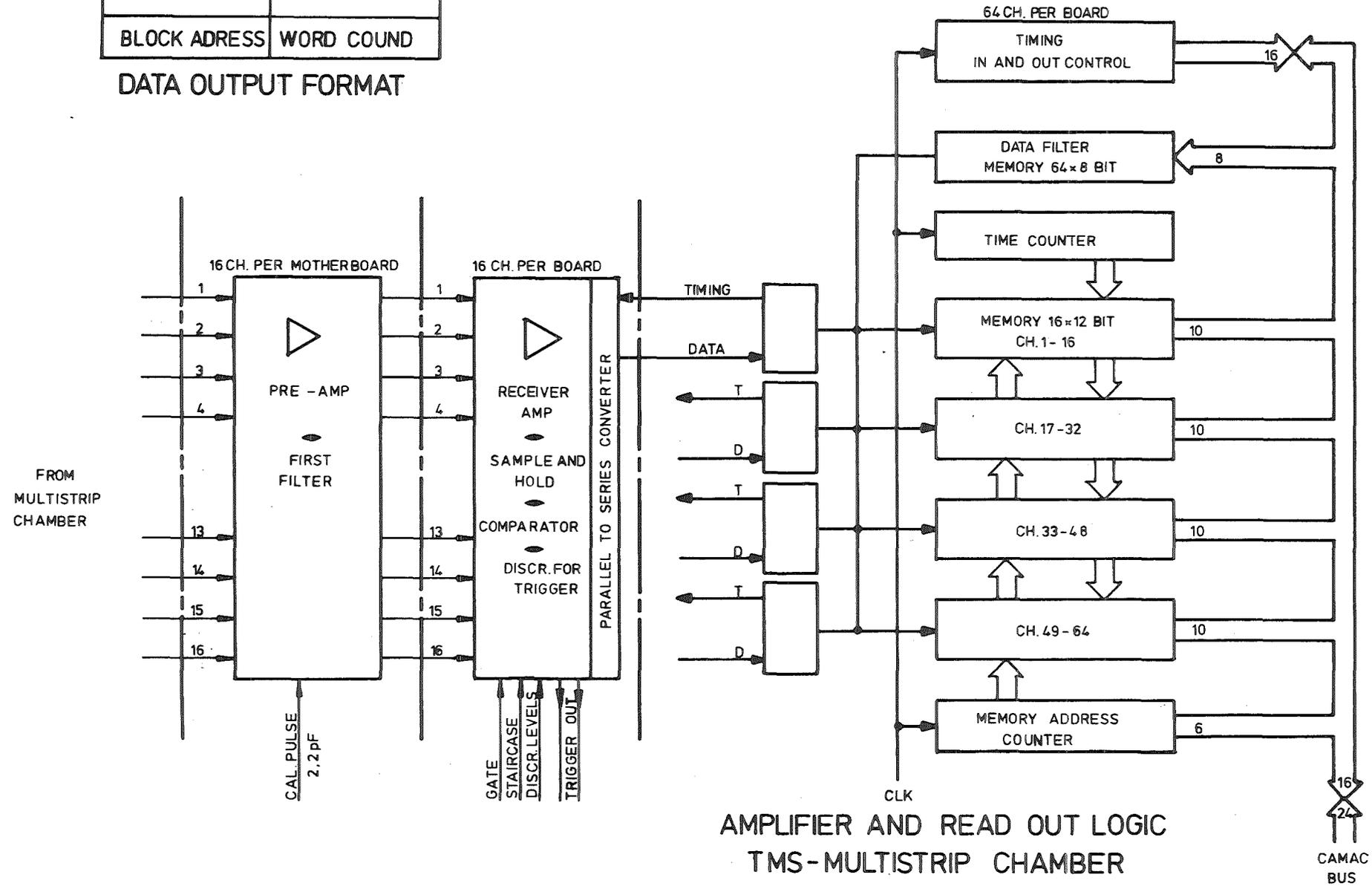


Bild 15: Der Signalweg vom Vorverstärker bis zum CAMAC-Bus.



## 6.2 Änderung der Signalverarbeitung für hohe Pulsfolge

Mit der gewählten Integrationszeit von 1  $\mu$ s im Filterglied des Vorverstärkers wurde der Vorteil der hohen Driftgeschwindigkeit von TMS nicht voll ausgenutzt. Für genügend gute Ladungssammlung bei hohen Feldstärken und reiner Flüssigkeit kann die Filterzeitkonstante kürzer gewählt werden, so daß die schnelle Driftgeschwindigkeit in TMS auch genutzt wird. Bei hohen Ereignisraten könnte ein möglicher Pile-Up-Effekt, der durch die unipolare Pulsformung entsteht, durch schaltungstechnische Maßnahmen, wie Pole-Zero Pulsformung, verbessert werden.

## 6.3 Die Hochspannungsversorgung

Für einen Einsatz der Kammer ist eine gut geglättete Hochspannung nötig. Mit dem verwendeten Hochspannungsgerät der Firma Spellman [23] hatte man in dieser Hinsicht schon in der Vergangenheit sehr gute Erfahrungen gemacht. Zur Filterung wurden zusätzlich Siebglieder kurz nach dem Hochspannungsgerät und am Eingang des Detektors eingefügt. Das erste der beiden Siebglieder wurde mit einem Widerstand von 39 k $\Omega$  und einem hochspannungsfesten Glimmerkondensator (bis 30 kV) [24] von 10 nF bestückt. Das zweite Siebglied erhielt mit einem Widerstand von 10 M $\Omega$  und einem Kondensator von ebenfalls 10 nF eine höhere Zeitkonstante. Beide Siebglieder wurden in Kupferkästchen untergebracht, die zur Sicherheit vor Koronaentladungen mit Transformatoröl gefüllt wurden. Zur Übertragung wurde ein koaxiales Polyethylenkabel, das bis 35 kV gleichspannungsfest ist, verwendet.

Im Betrieb wurde die Erfahrung gemacht, daß die Hochspannungskondensatoren eine gewisse "Trainingszeit" benötigen. Es zeigte sich nämlich beim erstmaligen Hochfahren der Spannung ein starkes Rauschen in den Verstärkern. Bei der Flüssigkeit selbst wurden ähnliche Erfahrungen gemacht. Die Hochspannung mußte bei frischen Füllungen je nach Reinheitsgrad langsam, oft über Stunden hinweg, hochgefahren werden.

## 7. REINHEIT

### 7.1 Reinigung der Kammer

Die Kammer wurde vor dem Zusammenbau im Ultraschallbad mit Pentanol gereinigt. Es wurde beim Zusammenbau darauf geachtet, die Teile nicht unnötig mit der Hand zu berühren. Abschließend wurde die Kammer auf ihre Dichtheit mit einem Heliumlecksuchgerät überprüft. Es ergab sich eine Leckrate von  $2 \cdot 10^{-8} \text{ mbar} \cdot \text{l} \cdot \text{s}^{-1}$ .

Die Kammer wurde danach über einen größeren Zeitraum hinweg mit einer Turbomolekularpumpe abgepumpt. Es zeigte sich, daß nach einer Zeit von acht Tagen die Ausgasrate nicht weiter zu reduzieren war. Ihr Endwert betrug zu der Zeit etwa  $1.5 \cdot 10^{-5} \text{ mbar} \cdot \text{l} \cdot \text{s}^{-1}$ .

Zum Schluß wurde die Kammer mit Argongas geflutet, um sie an die Reinigungsanlage anschließen zu können.

### 7.2 Reinigungsanlage

Das von der Firma Ventron [25] bezogene TMS hat nach den Herstellerangaben eine Reinheit von 99.9%. Es war in Kontakt mit Luft, und man muß deshalb mit einer Verunreinigung durch  $\text{O}_2$  etc. rechnen. Die Reinigung wird in einer Destillationsanlage durchgeführt, die in Bild 16 schematisch skizziert ist.

Alle Teile, die mit TMS in Berührung kommen, sind aus Edelstahl gefertigt und elektropoliert. Vor dem Zusammenbau wurden die Teile im Ultraschallbad mit Alkohol gereinigt. Nach dem Zusammenbau wurde die Anlage über eine längere Zeit abgepumpt, bis eine typische Ausgasrate von  $10^{-6} \text{ mbar} \cdot \text{l} \cdot \text{s}^{-1}$  erreicht war. Die Pumpzeit konnte durch Erwärmen der meisten Edelstahlteile erheblich verkürzt werden.

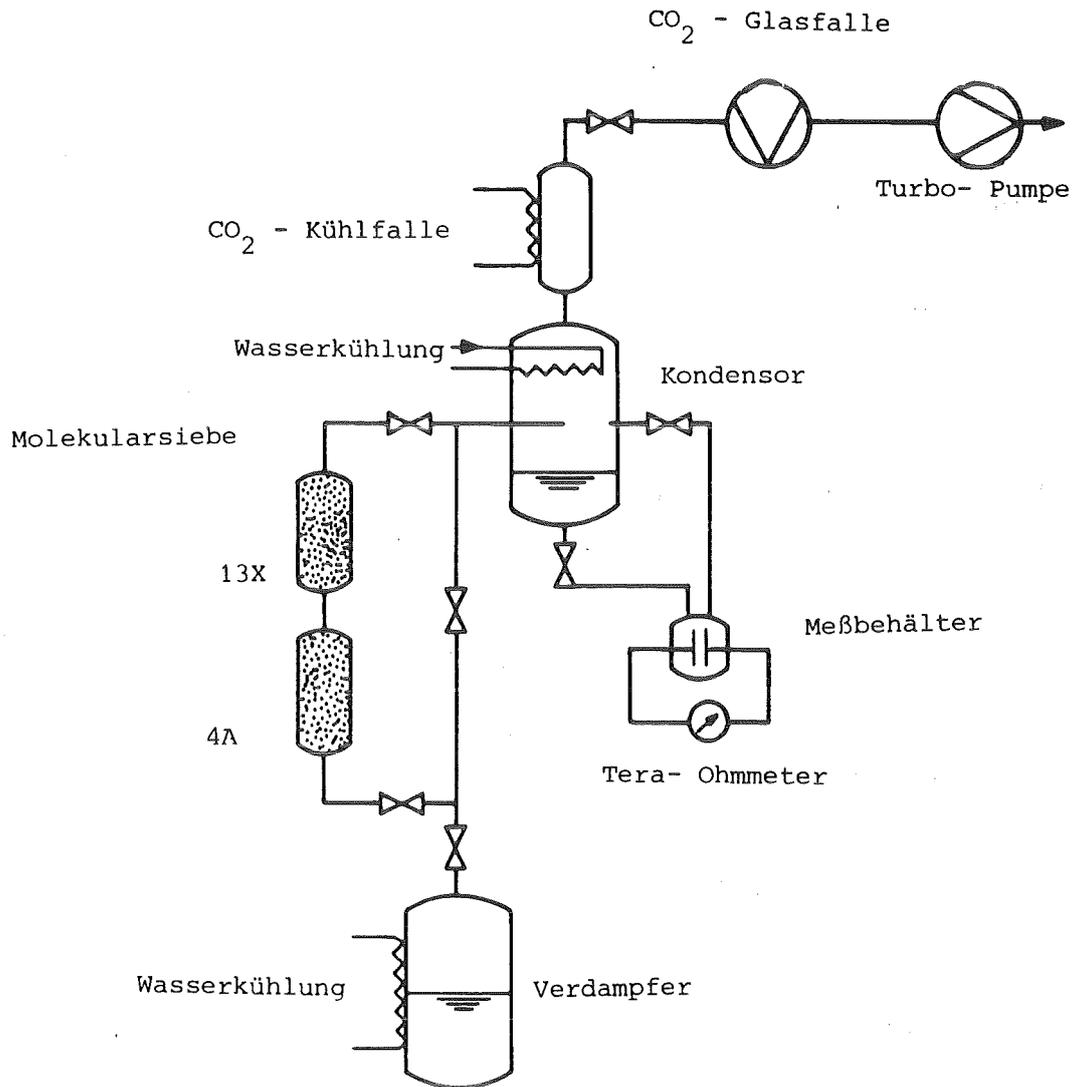


Bild 16: Der schematische Aufbau der Reinigungsanlage

### 7.3 Reinigungsvorgang der Flüssigkeit

In einem ersten Schritt werden in der Flüssigkeit gelöste Gase, deren Siedepunkte wesentlich unterhalb desjenigen von TMS liegen, entfernt. Bild 17 macht den Vorgang deutlich. Das ungereinigte TMS befindet sich im unteren Behälter, dem Verdampfer. Es wird nun durch die Kühlwendeln um die beiden Behälter unten und oben, eine Temperaturdifferenz von etwa  $10^{\circ}\text{C}$  eingestellt (wir wählten die obere Temperatur zu etwa  $10^{\circ}\text{C}$  und die untere zu etwa  $20^{\circ}\text{C}$ ). Der obere Behälter wird mittels einer Pumpe abgepumpt. In der Gasphase trennen sich nun die gelösten Gase vom TMS, da das TMS an der Kühlwendel oben sofort kondensiert. Sie werden über eine  $\text{CO}_2$ -Falle mit der Pumpe von Zeit zu Zeit vorsichtig abgepumpt. Dabei achtet

man auf eine mit  $\text{CO}_2$ -Eis gefüllte Glasfalle, in der TMS-Dampf kondensiert, sobald keine Gase mehr abgesaugt werden.

Der Verdampfer wird nach der ersten Destillation geöffnet und gereinigt. Es zeigte sich, daß sich gerade nach den ersten beiden Destillationen Staubteile und eventuell schwerflüchtige Stoffe wie Öl, Wasser und nicht vollständig hydrierte Chlorsilane (Angabe des Herstellers) im Behälter befanden, die durch ein gründliches Abpumpen und Ausheizen nicht entfernt werden konnten.

In einem zweiten Schritt wird die Temperaturdifferenz auf  $2^\circ\text{C}$  herabgesetzt und im Vakuum vorsichtig destilliert. Dabei ist der Verdampfer nach jedem Öffnen gründlich zu reinigen und abzupumpen.

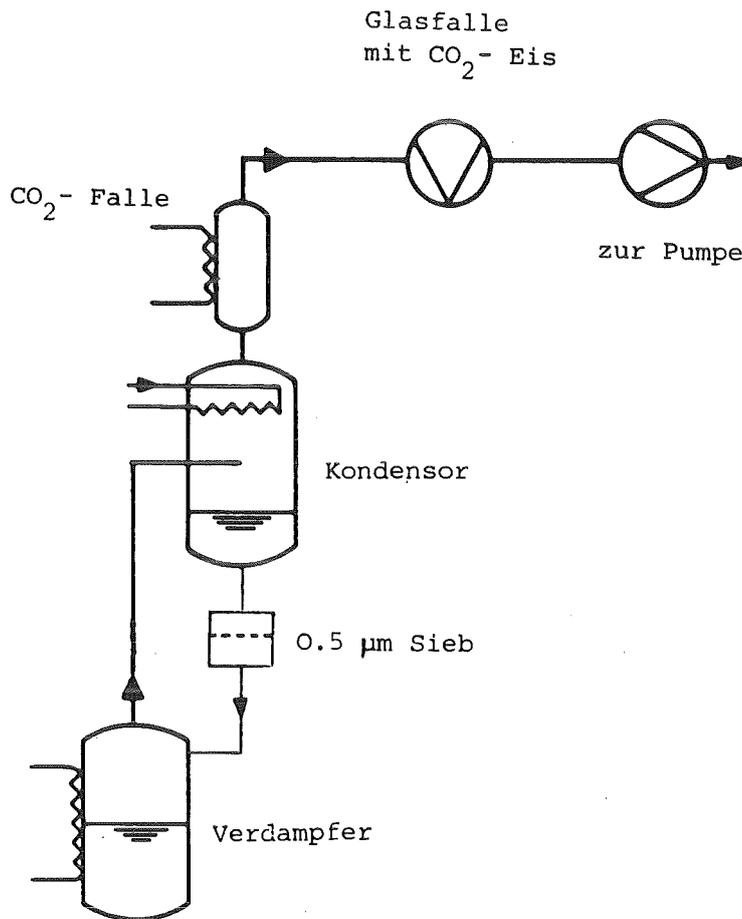


Bild 17: Der erste und zweite Schritt im Reinigungsvorgang.

Im dritten Schritt erfolgt eine Destillation über Molekularsiebe. Es handelt sich hierbei um ein Granulat künstlich hergestellter Zeolithe. Je nach Beschaffenheit können diese Zeolithe Moleküle bestimmter Größe adsorbieren. Das TMS-Molekül hat einen Durchmesser von ca. 4.3 Å. Deshalb sind in den Destillationszweig zwei Siebe mit 4 Å und 13 Å Porengröße (Bezeichnung 4A bzw. 13X) in Serie eingebaut. In dem ersten Sieb, das Moleküle wie Wasser oder Sauerstoff, die einen Durchmesser von 2.6 Å bzw. 2.9 Å haben, adsorbiert, wird TMS selbst nicht adsorbiert. Es behält daher ein großes Adsorptionsvermögen für Fremdstoffe mit einem Durchmesser kleiner als 4 Å. Moleküle, die einen größeren Durchmesser haben, werden durch das 13 Å-Sieb gebunden. Obwohl dieses auch durch TMS belegt wird, behält es ausreichendes Adsorptionsvermögen für polare Moleküle.

Vor dem Einsatz der Siebe müssen diese aktiviert werden, da sie mit Luft in Berührung waren und somit vollkommen belegt sind. Dazu wurden die Siebe von innen und außen auf eine Temperatur von etwa 300<sup>0</sup>C gebracht, vier Tage lang ausgeheizt und gepumpt. Der Restdruck der Siebe betrug danach im heißen Zustand etwa 10<sup>-5</sup> mbar. Die Destillation über die Molekularsiebe wird sehr langsam mit einer Temperaturdifferenz von 2<sup>0</sup>C vollzogen.

Es hat sich als nützlich erwiesen, in den Rücklaufzweig vom Kondensator zum Verdampfer ein 0.5 µm Sieb einzubauen. Dadurch werden sehr feine Staubpartikel entfernt, die wahrscheinlich beim Passieren der Siebe mitgerissen werden. Gerade bei der letzten Reinigung vor dem Strahltest bei DESY wurde dieses Sieb nicht benutzt, weshalb wir ein lokalisierbares Hochspannungsrauschen durch solche Partikel hatten.

Nach der Reinigung wurde die Flüssigkeit in einer Testkammer mit kosmischen Myonen überprüft. Anhand der Erfahrungen, die mit dieser Kammer vorhanden waren, konnte man auf den Reinheitsgrad der Flüssigkeit schließen und, falls nötig, die letzte Destillation wiederholen. Die Reinheit wurde ebenfalls mit einem Terahmmeter überprüft. In ihm wird die Reinheit der Flüssigkeit über ihren Volumenwiderstand zwischen zwei Elektroden gemessen. Dieser betrug bei reinem TMS ca.  $1 \cdot 10^{17}$  Ωcm. Die Erfahrungen mit dieser Methode sind jedoch noch nicht groß genug, um weiter darauf eingehen zu können.

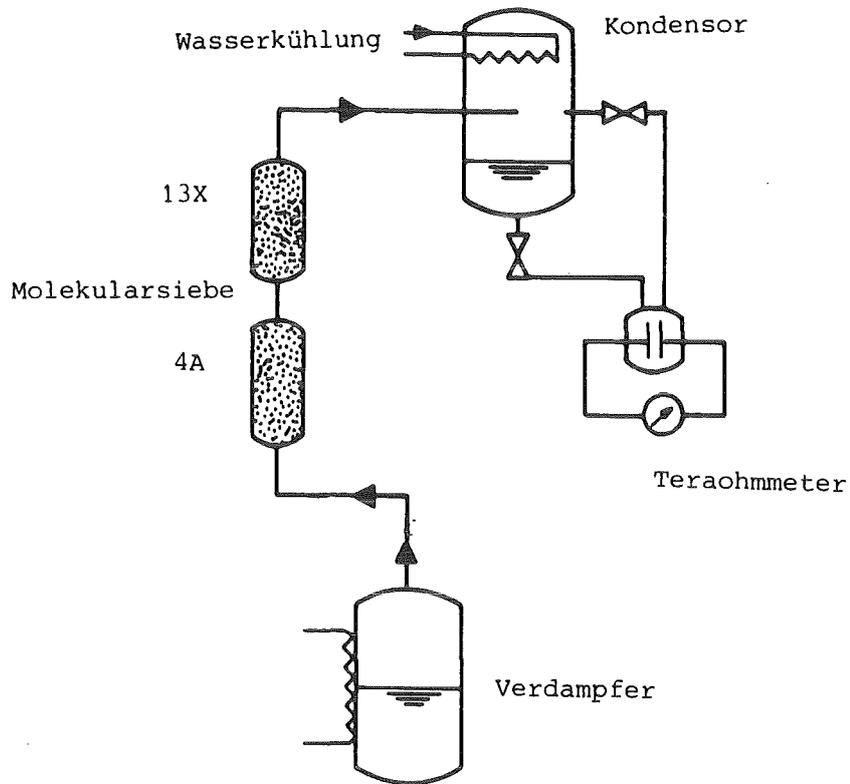


Bild 18: Die Destillation über die Molekularsiebe.

## 8. DURCHFÜHRUNG DER MESSUNG AM STRAHL

### 8.1 Meßaufbau

Die Kammer wurde mit einem Überdruck von 0.4 bar Argon zu DESY nach Hamburg transportiert.

Im Experimentierfeld des Teststrahls 26 wurde die Streifenkammer fest mit einem gleichzeitig getesteten TMS-Kalorimeter verschraubt. Dieses stand auf einem von der Meßhütte aus horizontal und vertikal verschiebbaren Experimentiertisch. Auf einem zweiten Experimentiertisch wurde das Triggersystem aufgebaut. Bild 19 zeigt den schematischen Aufbau. S1 und S2 sind Fingerszintillationszähler mit einer wirksamen Fläche von 1 mm x 2 mm und einer Länge von 30 mm. Beide sind über einen Luftlichtleiter an einen Photomultiplier gekoppelt, die zueinander gekreuzt stehen und in Koinzidenz geschaltet sind. Dadurch kann im Elektronenstrahl einen Teilstrahl von 1 mm<sup>2</sup> Querschnitt definieren.

S3 ist ein rundes Szintillatorplättchen von 40 mm Durchmesser und einer Dicke von 10 mm. Die Triggerfläche dieses Zählers entspricht etwa der sensitiven Fläche der Kammer. Durch die Größe dieses Szintillators wird die Ereignisrate erhöht.

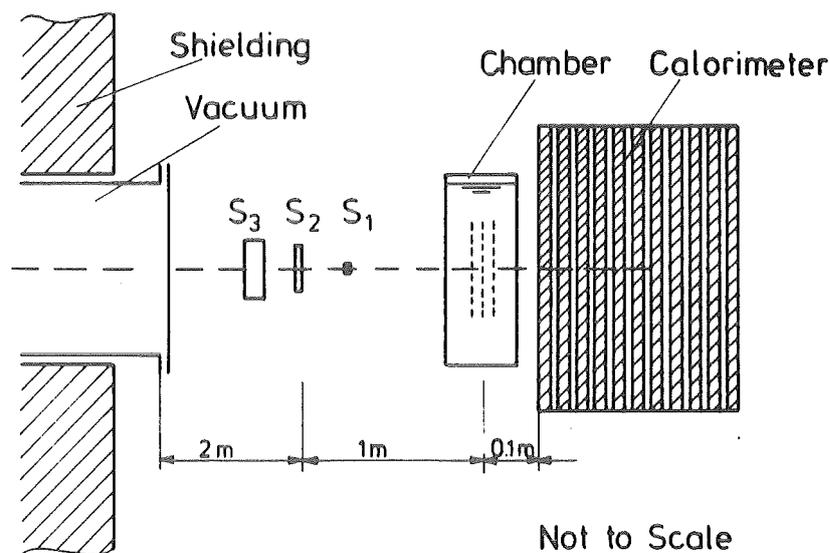


Bild 19: Die Position der Szintillationszähler am Teststrahl. Nicht eingezeichnet sind die fest installierten Zähler des Experimentierfeldes.

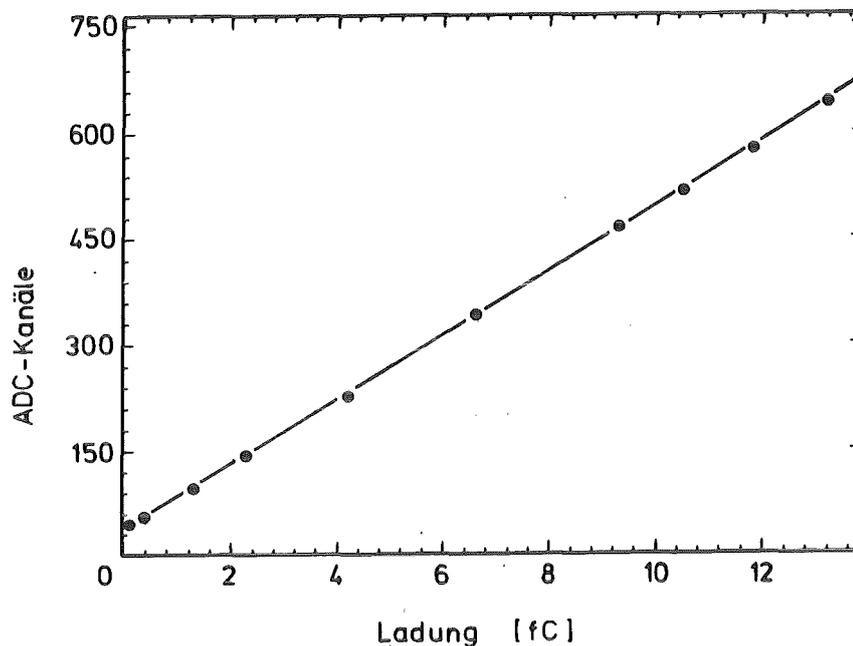


Bild 20: Eichgerade eines Vorverstärkers. Sie wurde aus 10 Meßwerten mittels einer Ausgleichsrechnung ermittelt.

Die Positionen der Zähler wurden mit einem Theodoliten über der Strahllinie ausgerichtet und über die Fernsteuerung des Experimentiertisches so in den Teststrahl gefahren, daß man die maximale Triggerrate erhielt. Zur Datennahme wurden entweder die Szintillationsfinger oder das runde Szintillationsplättchen in Koinzidenz mit drei fest am Strahl installierten Szintillationszählern geschaltet und als Trigger für die Ausleseelektronik verwendet.

## 8.2 Eichung der Vorverstärker

Vor und nach der Messung wurde eine Eichung und Nullpunktsbestimmung der Vorverstärker durchgeführt. Dazu wurden Spannungsstufen mit einer Amplitude von 60 mV von der Meßhütte aus an einen Abschwächer direkt vor den Vorverstärkern gelegt. Das Signal wurde dort zehnfach abgeschwächt und am Kalibriereingang der Vorverstärker auf eine Amplitude von 6 mV mit Hilfe des Oszillographen eingestellt. Die Eichung wurde über einen CAMAC ge-

steuerten Abschwächer durchgeführt. Dazu wurde das analoge Signal in zehn Schritten abgeschwächt und die Kanalzahlen des AD-Wandlers der entsprechenden Ladungsmenge zugeordnet. Bild 20 zeigt die nach der Least-Square-Methode angepaßte Eichgerade des ersten Kanals als Beispiel.

Es gibt Unterschiede im Wert des Nullpunktes zwischen dem Ordinatenabschnitt der Ausgleichsgeraden und dem sich ergebenden Wert ohne Eingangsimpuls am Vorverstärker. Dies kann mit einer Gleichspannungsverschiebung bei hohen Pulsraten im Verstärkersystem erklärt werden. Als Ordinatenabschnitt wurde aus diesem Grund immer der Wert gewählt, der sich aus den Meßwerten ohne Eingangsimpuls ergibt, da am Teststrahl die Ereignisrate sehr klein war.

## 9. ERGEBNISSE

### 9.1 Ladungsausbeute

Für die Datennahme mit den Fingerzählern wurde die Strahlenergie mit der größten Intensität gesucht. Es zeigte sich, daß 3 GeV und eine Ereignisrate von  $10^3$  Teilchen/s mit S3 als Triggerzähler das Maximum darstellten. Für die Messung der Ladungsausbeute in Abhängigkeit der Feldstärke wurden Datensätze von jeweils 2000 Ereignissen genommen. Dabei wurde das elektrische Feld von 2.5 kV/cm bis 12.5 kV/cm variiert. Als Triggerzähler wurden die beiden Fingerzähler benutzt. Bei der Auswertung ist die Ladung von fünf benachbarten Streifen aufaddiert worden, die von den Teilchen getroffen wurden. Eine Verteilung der Ereignisse in den Kanälen der einzelnen Ebenen ist in Bild 23 wiedergegeben.

Bild 21 zeigt die Verteilung der erzeugten Ladung, die aus der Addition von den drei zentralen Kanälen hervorging. Die eingezeichnete Kurve entspricht der theoretischen Landauverteilung dieser Energieabgabe, die mit einer Gaußverteilung variabler Standardabweichung gefaltet ist. Nach dem  $\chi^2$ -Test ergibt sich die beste Anpassung mit einer Gaußverteilung, deren  $\sigma = 0.2$  fC oder 720 Elektronen-Rauschbreite pro Kanal beträgt. Dieser Wert liegt höher als die Standardabweichung des Rauschens der Vorverstärker, die im Mittel 550 Elektronen beträgt.

Nach Messungen von Hasebe [26] ist die von relativistischen Elektronen erzeugte Verteilung der Fluktuationen der deponierten Energie für dünne Schichten nicht identisch mit der berechneten Landauverteilung.

Sie zeigt für dünne Schichten eine stärkere Verbreiterung gegenüber dieser. Bei einer Schichtdicke von  $0.26 \text{ g/cm}^2$ , die einer TMS Schicht von 4 mm entspricht, erhalten die Autoren ein Verhältnis der FWHM zur wahrscheinlichsten deponierten Energie  $E_p$  von  $\text{FWHM}/E_p = 0.24$ . Das Verhältnis der theoretischen Verteilung beläuft sich auf  $\text{FWHM}/E_p = 0.2$ . Die erhöhte Breite von im Mittel 170 Elektronen pro Vorverstärker rührt daher, daß bei der Anpassung der Kurve von einer Landauverteilung für schwere Teilchen ausgegangen wurde.

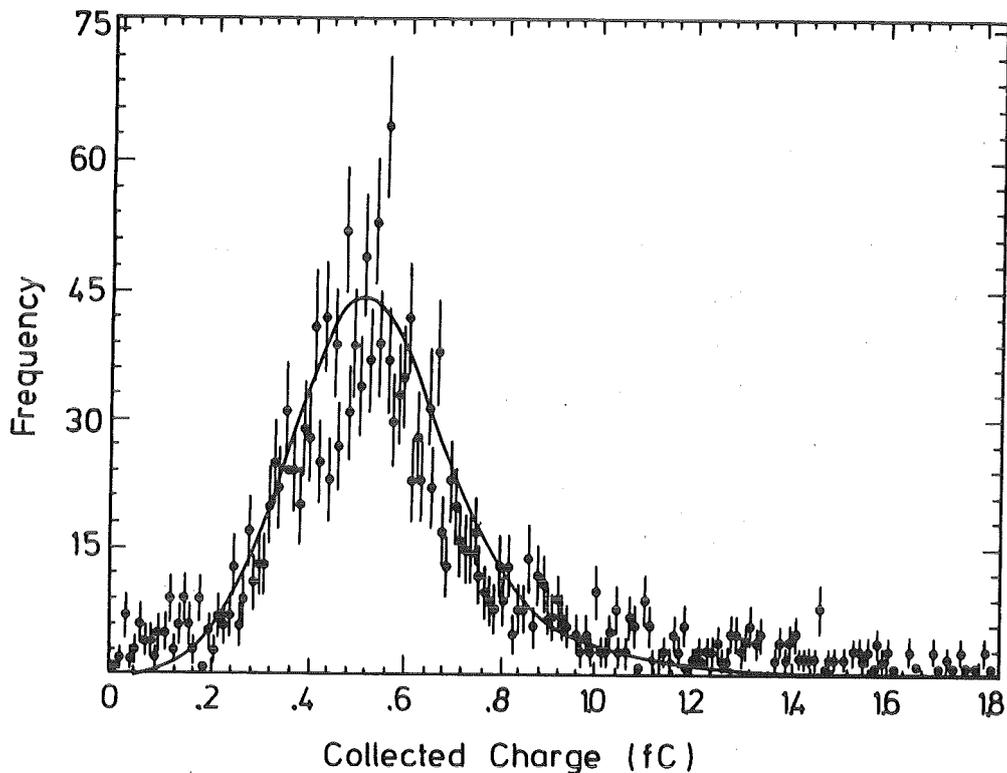


Bild 21: Verteilung der Pulshöhen der durch 3 GeV Elektronen erzeugten Ladungen. Es wurde die gesammelte Ladung aus drei Streifen aufaddiert.

In Bild 22 ist die Ladungsausbeute in Abhängigkeit von der angelegten Feldstärke aufgetragen. Die Feldstärke konnte nicht zu höheren Werten gesteigert werden, da sich ein sehr starkes Hochspannungsrauschen in den Vorverstärkern der zweiten Ebene bemerkbar machte. Die Ladungsausbeute ist als der in Kapitel 4.3 definierte G-Wert angegeben. Die theoretisch deponierte Energie wurde unter Berücksichtigung des Ladungsverlustes infolge der unbeweglichen positiven Ionen berechnet.

Zum Vergleich ist die von Jungblut und Schmidt [19] erhaltene Abhängigkeit, gemessen in einer kleinen Meßzelle, eingezeichnet. Es zeigt sich, daß die Füllung der Kammer einen meßbaren Anteil an Verunreinigungen hatte. Die sich ergebende Ladungsausbeute beträgt etwa die Hälfte der nach Jungblut erreichbaren, da die Ionisierungselektronen in der Flüssigkeit nur eine Lebensdauer von einigen 100 ns haben. In einem zur gleichen

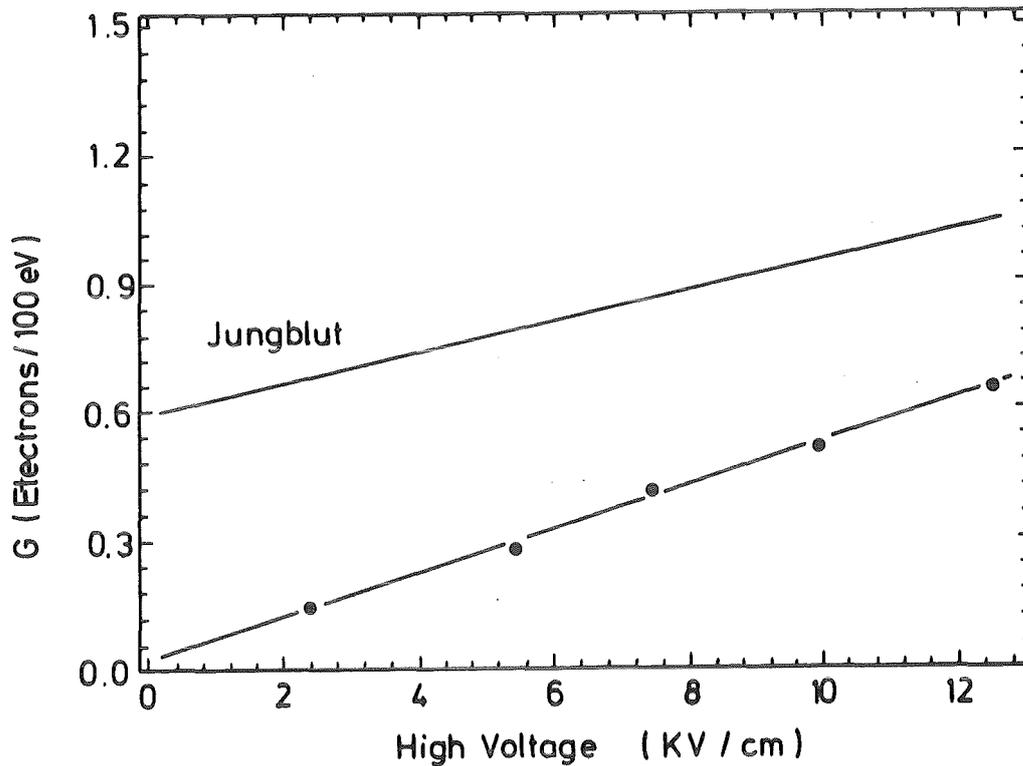
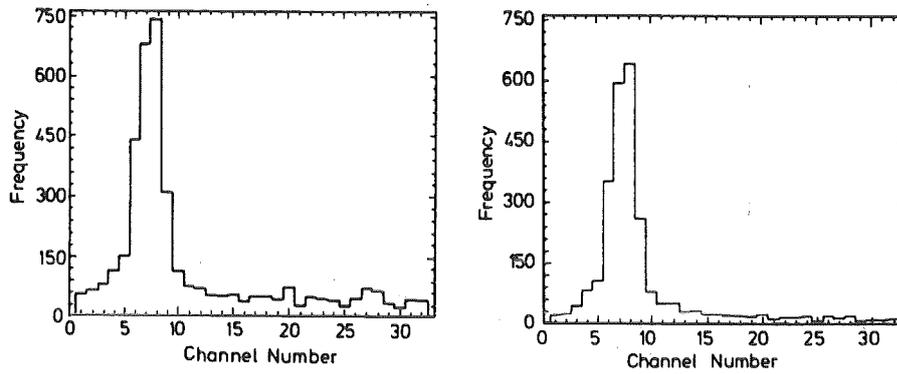


Bild 22: Ladungsausbeute in Abhängigkeit der angelegten Feldstärke. Die durchgezogene Gerade entspricht der Messung von Jungblut und Schmidt in einer kleinen Meßzelle für äußerst reines TMS.

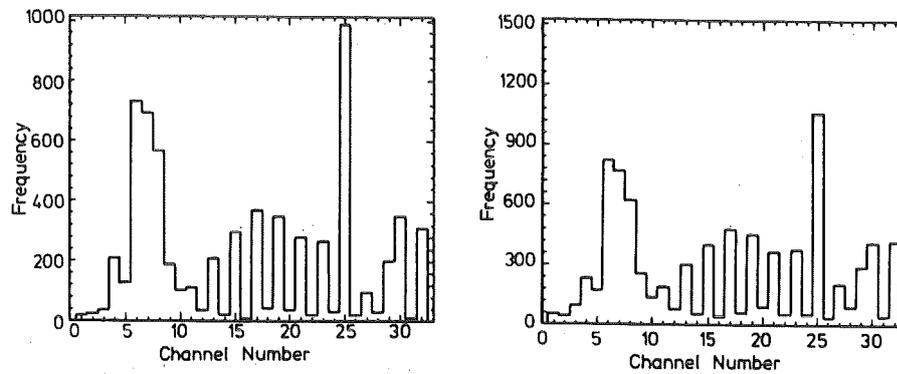
Zeit durchgeführten Experiment mit dem Kalorimeter, bei dem zwei Meßreihen im zeitlichen Abstand von fünf Wochen aufgenommen wurden, konnte aus der Abhängigkeit der Lebensdauer der Elektronen und der angelegten Feldstärke auf die Art der Verunreinigung geschlossen werden. In beiden Fällen entsprach die Abhängigkeit der Lebensdauer von der Feldstärke derjenigen, wie sie durch Stickoxide verursacht wird. Auch massenspektrometrische Untersuchungen des Ausgasungsdampfes der Kammer lassen vermuten, daß die polaren Verunreinigungen aus den Folien stammen.

## 9.2 Ortsauflösung

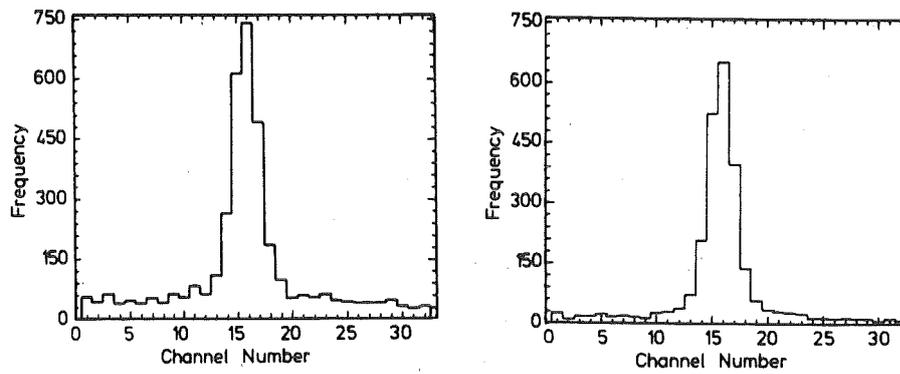
Bild 23 gibt einen Überblick über die Verteilungen der Ereignisse, die mit den Fingerszintillatoren S1 und S2 als Triggerzähler erhalten wurden. Horizontal sind jeweils die Verteilungen der gleichen Ebene angeordnet. Die linke der beiden Kolonnen stellt die Verteilungen dar, die man bei



Ebene 1: Schnitt bei zwei- bzw. dreimal Sigma-Rauschen



Ebene 2: Schnitt bei zwei- bzw. dreimal Sigma-Rauschen



Ebene 3: Schnitt bei zwei- bzw. dreimal Sigma-Rauschen

Bild 23: Trefferhäufigkeit in den drei Ebenen für Elektronen, die durch die Fingerzähler definiert sind. Schwellen sind links doppelte und rechts dreifache Standardabweichung der Nullpunktschwankungen.

einem Schnitt bei der doppelten Standardabweichung des Rauschens im jeweiligen Kanals erhält. Rechts sind die Verteilungen wiedergegeben, deren Schnitt bei der dreifachen Standardabweichung liegt. In der ersten und dritten Ebene macht sich der höhere Schnitt der rechten Kolonne deutlich in einer besseren Unterdrückung des Rauschens in den Kanälen bemerkbar, die nicht vom Strahl getroffen werden. Die Wahrscheinlichkeit eines zufälligen Ereignisses ist mit etwa 2.5% etwas zu gering, geht man von einem gaußverteilten Rauschen aus. Jedoch ist der Unterschied durch Rundungsfehler erklärbar, die der softwaremäßige Schnitt mit sich bringt.

Ebenfalls zu sehen ist die Beeinträchtigung der Ansprechwahrscheinlichkeit bei Erhöhung der Schwelle. Bild 24 gibt den Zusammenhang wieder, der zwischen den verschiedenen Schwellen und der Ansprechwahrscheinlichkeit besteht. Sie beträgt für eine Schwelle bei der doppelten Standardabweichung des Rauschens etwa 98%. Die Messungen wurden bei einer Feldstärke von 12.5 kV/cm gemacht. Bei höheren Spannungen erreicht man eine höhere Ansprechwahrscheinlichkeit, da eine höhere Feldstärke eine bessere Ladungsausbeute ergibt.

Die zweite Ebene zeigt das schon erwähnte Hochspannungsrauschen. Die Ursache muß außerhalb der sensitiven Fläche gelegen haben, da nur jeder zweite Kanal ein erhöhtes Rauschen zeigt, wie man in der rechten Hälfte der Verteilung sieht. Es liegt nahe, dies durch dielektrische Staubpartikel zu erklären, denn solche Probleme traten immer nur dann auf, wenn das im Kapitel 7.3 erwähnte 0.5 µm Sieb beim Einfüllen nicht verwendet wurde oder das TMS nicht in die Kammer eindestilliert wurde.

Bild 25 stellt eine Verteilung dar, bei der durch weitere Bedingungen zufällige Ereignisse stark unterdrückt werden. Es wurde gefordert, nur solche Ereignisse zuzulassen, die nur einen Kanal pro Ebene über der Schwelle von der doppelten Standardabweichung hatten.

Für die Bestimmung der Ortsauflösung wurden die Elektronenspuren in der Kammer selbst festgelegt. Dazu wurde das runde Szintillatorplättchen S3 als Triggerzähler benutzt, um eine höhere Teilchenrate zu erzielen und die gesamte Kammer zu bedecken. Zunächst wurde die zur Kammer senkrechte Spur des einfallenden Elektrons durch die Ebene 1 und 2 bestimmt. Es wurden nur Ereignisse zugelassen, die in diesen Ebenen ein Signal über einer

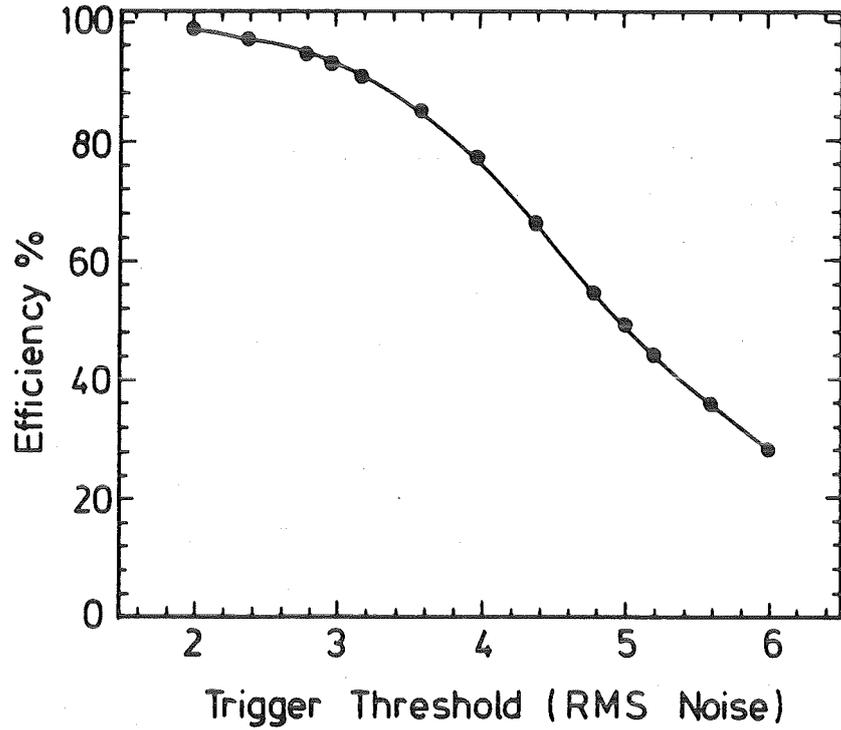


Bild 24: Die Ansprechwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Schwelle. Die Schwelle ist in Vielfachen der Standardabweichungen der Nullpunktschwankung angegeben. Die Werte wurden bei einer Feldstärke von 12.5 kV/cm gewonnen.

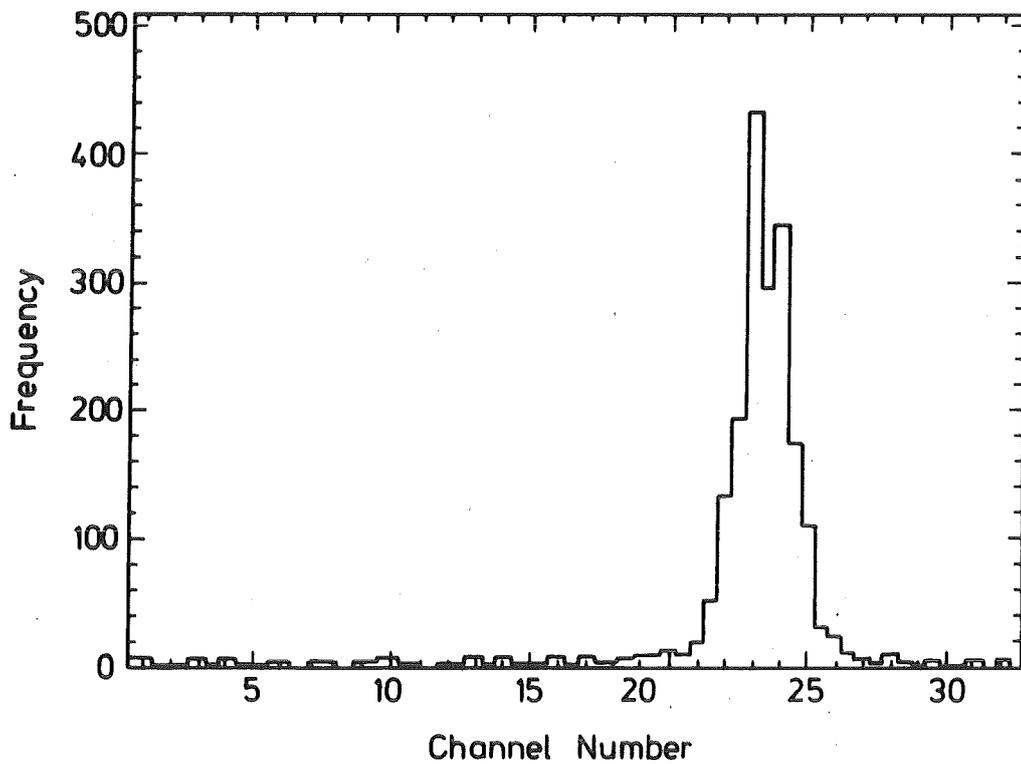


Bild 25: Verteilung der Ereignisse einer Ebene bei Koinzidenz von jeweils einem Kanal in den drei Ebenen. Schwelle =  $2\sigma$ .

Schwelle des 2.5fachen Rauschens haben. Mit dem so erhaltenen Kreuzungspunkt werden die Abstände zum Schwerpunkt der Ereignisse der dritten Ebene berechnet. Für diese werden Signale von  $0.5\sigma$  des Rauschens zugelassen. Bild 26 zeigt die Verteilung der Abstände der Schnittpunkte zu den Schwerpunkten. Es ist zu sehen, daß sich die Ereignisse jeweils bei Abständen häufen, die den Streifenmitten entsprechen bzw. den Lücken, wenn zwei Streifen angesprochen werden. Diese Tatsache rührt daher, daß sich die Ladung nicht auf mehrere Streifen aufteilt. Die Streuungen dieser Spitzen entstehen durch Rundungsfehler bei der Berechnung.

Eine Aufteilung der Ladungsträger auf mehrere Streifen wäre durch Diffusion während der Driftzeit möglich. Diese läßt sich folgendermaßen abschätzen:

Die Diffusionskonstante  $D$  kann über die von Nernst und Einstein erstellte Beziehung, die nach Shibamura et al. [27] auch für Elektronen, die sich im thermischen Gleichgewicht mit ihrer Umgebung befinden, gilt, berechnet werden.

$$\frac{eD}{\mu} = kT \quad (21)$$

Nach den Messungen von Shibamura und Mitarbeitern ist diese Konstante eine Funktion der angelegten Feldstärke. Die Autoren geben eine Abhängigkeit für flüssiges Argon an. Wir nehmen an, daß die Zusammenhänge auch für TMS zutreffen. Die Diffusionskonstante ergibt sich somit ohne äußeres Feld zu  $D = 2.6 \text{ cm}^2/\text{s}$ .

Eine Ladungsansammlung produziert auf dem Weg vom Entstehungsort zur Anode infolge Diffusion eine Ortsverteilung, die durch eine Gaußverteilung beschrieben werden kann, für deren Standardabweichung gilt:

$$\sigma = \sqrt{2Dt} \quad (22)$$

$t$  : Driftzeit

Nimmt man 100 nsec als mittlere Driftzeit, so erhält man für die Standardabweichung der Diffusionsverbreiterung

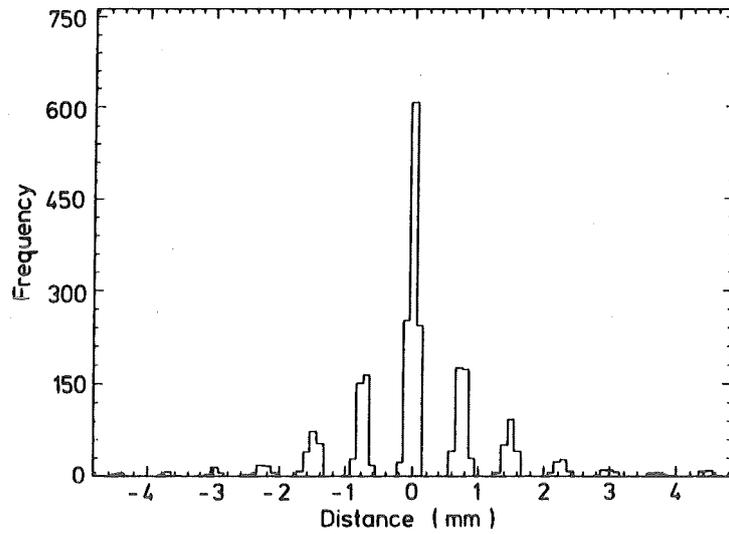


Bild 26: Die Verteilung der Abstände zwischen dem Schnittpunkt der ersten beiden Ebenen und dem berechneten Signalschwerpunkt der dritten Ebene.

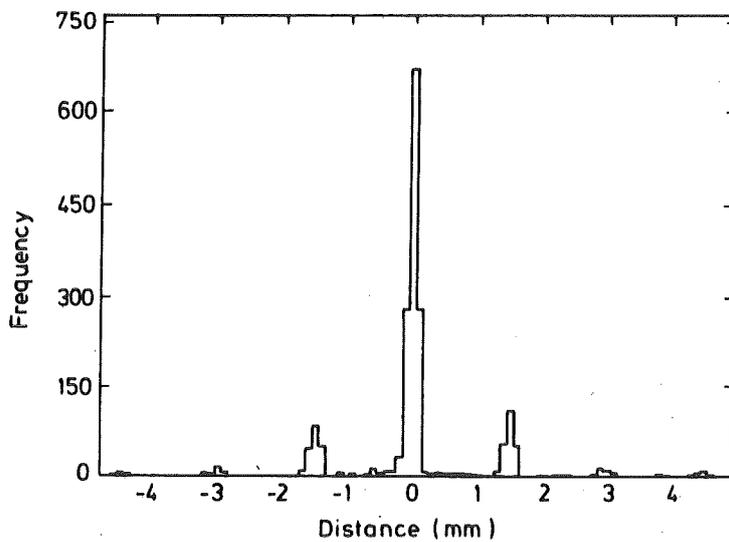


Bild 27: Die Verteilung der Abstände wie in Bild 25 bei einer quadratischen Wichtung.

$$\sigma \approx 10 \mu\text{m}$$

Dies bedeutet, daß bei unserer Streifenbreite eine Verbesserung der Ortsauflösung durch eine Schwerpunktsberechnung nicht möglich ist, da die er

zeugte Ladung überwiegend auf einen Streifen gezogen wird. Bild 27 zeigt die sich ergebende Verteilung bei einer quadratischen Wichtung. Durch die Wichtung werden die Abstände der Schwerpunkte eindeutig den entsprechenden Streifenmitten zugeordnet. In den beiden Verteilungen ist zu sehen, daß jeweils die Nachbarstreifen eine relativ hohe Häufigkeit aufweisen. Dies ist durch die geometrische Lage der Streifen zueinander gegeben. Bild 28 zeigt einen Ausschnitt aus der Streifenstruktur mit jeweils drei Streifen aus jeder Ebene. Bei der Bestimmung des Schnittpunktes der signalführenden Streifen aus den ersten beiden Ebenen wird der Durchgang des Teilchens auf eine Genauigkeit der angedeuteten Raute in Bild 28 bestimmt, d.h. man erhält eine Ortsungenauigkeit zur dritten Ebene, die der längeren Diagonalen der Raute entspricht. Diese aber tangiert die benachbarten Streifen der dritten Ebene, was zu der relativ hohen Häufigkeit führt, mit der Nachbarkanäle getroffen werden.

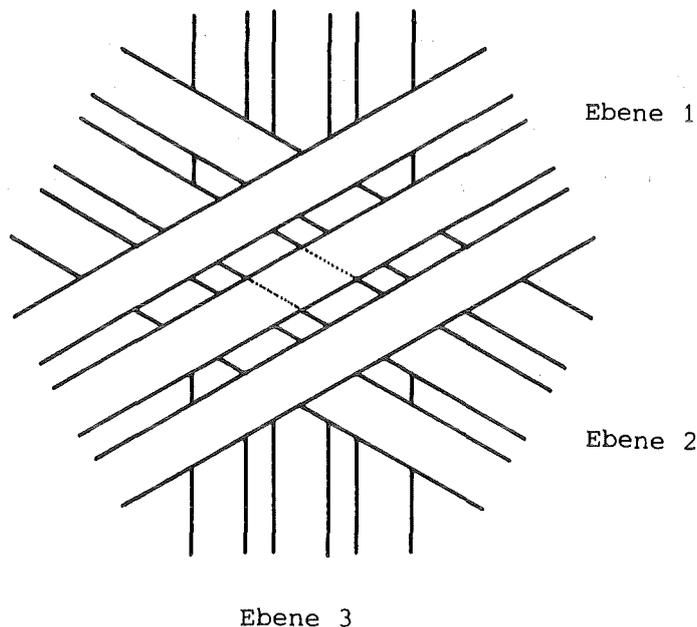


Bild 28: Ein Ausschnitt aus der Struktur der Streifenebenen.

Für die Standardabweichung der Ortsbestimmung erhält man  $735 \mu\text{m}$ . Mit der im Anhang hergeleiteten Formel für die Berechnung der Ortsauflösung eines Streifens im Falle einer Gleichverteilung kann man diesen Wert von der

Ungenauigkeit der Ortsbestimmung entfalten. Da die längere Diagonale der Raute 2 mm lang ist, läßt sich die Ortsauflösung einer Streifenebene wie folgt abschätzen:

$$\sigma = \sqrt{0.735^2 - \frac{(2.0)^2}{12}} = 0.455 \text{ mm}$$

Dieser Wert stimmt sehr gut mit dem Wert überein, den man aus der Gleichverteilung erhält:

$$\sigma = \frac{(1.5)}{\sqrt{12}} = 0.435 \text{ mm.}$$

Wie oben bereits gezeigt, kann die Ortsauflösung durch eine Wichtung mit der Signalhöhe nicht verbessert werden. Sie ist durch die Streifenbreite festgelegt. Eine Wichtung bringt nur dann eine Verbesserung, wenn die erzeugte Ladung sich auf mehrere Streifen verteilt, z.B. elektronisch bedingt oder, wie oben diskutiert, durch Diffusion hervorgerufen.

## 10. ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

Es ist gelungen eine Ionisationskammer zur Ortsbestimmung mit einem bei Raumtemperatur flüssigen aktiven Medium in Betrieb zu nehmen. Die Flüssigkeit ist Tetramethylsilan mit einem sphärischem und unpolarem Molekül, die eine hohe Elektronenbeweglichkeit zeigt.

Die Kammer hatte eine räumliche Anordnung von jeweils 32 Streifen in drei Ebenen. Damit konnte die Spur von Elektronen am Teststrahl rekonstruiert werden.

Die Ladungsausbeute war gering, da das elektrische Feld durch Rauschen infolge von Hochspannung auf 12.5 kV/cm beschränkt war. In Labortests war Hochspannungen mit einkondensiertem TMS von etwa 35 kV/cm angelegt worden, ohne daß dieses Rauschen beobachtet wurde. Es ist aus diesem Grund wichtig, daß dielektrische Staubpartikel nicht mit der Flüssigkeit in die Kammer gelangen.

Die Ortsauflösung der Kammer ist durch die Streifenbreite auf 455  $\mu\text{m}$  festgelegt. Die prinzipielle Grenze wird auf etwa 20  $\mu\text{m}$  abgeschätzt. Sie ist im wesentlichen durch die Diffusion der Elektronen in TMS bedingt, aber auch durch die technischen Möglichkeiten einer Realisierung von feineren Streifenstrukturen.

Die Lebensdauer der Elektronen in der Flüssigkeit war nicht befriedigend. Sie wird im wesentlichen durch Ausgasprodukte begrenzt, die aus den Trägerfolien stammen. Es ist vorgesehen für zukünftige Projekte Folien aus Polyethylen oder Polypropylen zu verwenden.

Mit der hier getesteten und beschriebenen Kammer ist eine Alternative zu den Driftkammern aufgezeigt. Die erreichbare Ortsauflösung und die Unempfindlichkeit des Mediums gegenüber Strahlungsuntergrund sind Argumente für den Einsatz einer solchen Kammer in zukünftigen Detektoren, besonders in der Nähe von Strahlrohren und starken Quellen.

## ANHANG

### Die Standardabweichung einer Gleichverteilung

Wir betrachten eine Zufallsgröße  $\xi$ , die den Durchgangsort eines Teilchens auf einem Streifen der Breite  $d$  darstellen soll. Wir variieren nun stetig einen Parameter  $x$  von Null bis  $d$  und betrachten die Wahrscheinlichkeit dafür, daß  $\xi < x$  ist. Diese Wahrscheinlichkeit als Funktion von  $x$  bezeichnet man als die Verteilungsfunktion von  $\xi$ .

$$F(x) = \frac{x}{d} \quad \text{für } 0 \leq x \leq d$$

Die Ableitung dieser Funktion wird die Wahrscheinlichkeitsdichte genannt

$$f(x) = \frac{dF(x)}{dx} = \frac{1}{d} .$$

Man erhält eine konstante Wahrscheinlichkeitsdichte und spricht von einer Gleichverteilung. Die Varianz läßt sich berechnen, indem man diese Funktion in die allgemeine Formel zur Berechnung der Varianz einer Verteilung einsetzt [28].

$$\sigma^2 = \int_0^d \left(x - \frac{d}{2}\right)^2 \cdot \frac{1}{d} dx$$

$$\rightarrow \quad \sigma^2 = \frac{d^2}{12} \quad \text{oder} \quad \sigma = \frac{d}{\sqrt{12}} .$$

## LITERATURVERZEICHNIS

- [ 1 ] S.E. Derenzo et al.; Nucl.Instr. and Meth. 122 (1974) 319
- [ 2 ] J. Engler and H. Keim; Nucl.Instr. and Meth. 223 (1984) 47
- [ 3 ] Kalrez; Hersteller DuPont de Nemours
- [ 4 ] Kapton; Hersteller DuPont de Nemours International, siehe auch Produktinformation E-36484-2, August 1983
- [ 5 ] Vespel; Hersteller DuPont de Nemours
- [ 6 ] R.M. Sternheimer und R.F. Peierls; Phys.Rev. 3B (1971) 3681
- [ 7 ] Bruno Rossi; High-Energy Particles, Prentice Hall, Englewood Cliffs, N.Y., (1953)
- [ 8 ] W. Schulz; Zeitschrift f. Phy. 129 (1951) 530
- [ 9 ] L. Landau; J.Phys.USSR 8, 201 (1944) 417
- [10] C. Julliot und M. Cantin; Nucl.Instr. and Meth. 157 (1978) 235
- [11] W. Börsch-Supan; J.of Res. Vol.65B Nr.4 (1961) 245
- [12] M.H. Cohen und J. Leckner; Phys.Rev.158 (1967) 305
- [13] U. Sowada; Doktorarbeit, Freie Universität Berlin, Fachbereich Physik 1986
- [14] 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
- [15] L. Onsager; Phys.Rev. 54 (1938) 554
- [16] 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)
- [17] J. Terlecki und J. Fiutak; Int.J.Radiat.Chem.Phys. 4 (1972) 469
- [18] A. Jahns und W. Jacobi; Z.Naturforschung 21A (1966) 1400
- [19] H. Jungblut und W.F. Schmidt; Nucl.Instr. and Meth. A241 (1985) 616
- [20] Preliminary Design Report of a Warm Liquid Version for the UA1 Calorimeter, CERN/SPSC/85-57

- [21] R. Becker und F. Sauter; Theorie der Elektrizität, G. Teubner Stuttgart (1968)
- [22] H. Keim, J. Engler und U. Schmidt; unveröffentlichter Bericht, Kernforschungszentrum Karlsruhe 1981
- [23] Spellman; High-Voltage Electronics Corporation N.Y. USA
- [24] Custom Electronics, Inc., Oneonto N.Y. USA
- [25] Firma Ventron, Karlsruhe, Vertrieb der Morton Thiokol Inc., Alfa Products
- [26] N. Hasebe, J. Kikuchi und T. Doke; Nucl.Inst. and Meth. 155 (1978) 491
- [27] E. Shibamura, T. Takahaschi, S. Kubota und T. Doke; Phys.Rev. Vol. 20A, Nr.6 (1979) 2547
- [28] S. Brandt; Statistische Methoden der Datenanalyse, Bibliographisches Institut AG, Mannheim (1968)