



KfK 4966
Dezember 1991

**Untersuchung und Erklärung
des Signalverhaltens von
Flüssigkeitsionisationskammern
für stark ionisierende Teilchen
und Entwicklung einer
Rekombinationstheorie**

R. Supper
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Kernphysik

KfK 4966

UNTERSUCHUNG UND ERKLÄRUNG DES SIGNALVERHALTENS
VON FLÜSSIGKEITSIONISATIONSKAMMERN
FÜR STARK IONISIERENDE TEILCHEN
UND
ENTWICKLUNG EINER REKOMBINATIONSTHEORIE

Rodrigo Supper

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Ausgehend von der ursprünglichen Onsager-Theorie wird eine erweiterte theoretische Beschreibung für die Rekombination der Ladungsträger und die Signalbildung in TMS-Flüssigkeitsionisationskammern dargelegt. Dabei wird die Abschirmung durch Verunreinigungen des Detektormediums explizit berücksichtigt. Durch gezielte Messungen werden verschiedene Parameterabhängigkeiten der Theorie überprüft und die freien Parameter experimentell bestimmt. Die Untersuchungen, die auch ein Testverfahren für die Funktionstüchtigkeit von Flüssigkeits-Ionisationskammern umfassen, stehen im Zusammenhang mit dem Aufbau eines Hadron-Kalorimeters für das Höhenstrahlexperiment KASCADE.

Abstract

Investigations of the Signal Production in Liquid-Ionization-Chambers by the Passage of Strongly Ionizing Particles and a New Theoretical Description of Recombination.

Starting from the original Onsager-theory an extended theory is presented describing the recombination of charge carriers and of signal production in TMS-liquid ionization chambers. The shielding by the impurities of the liquid is explicitly taken into account. By dedicated measurements various parameter dependencies of the theory are checked and the parameter values are experimentally determined. The studies comprise test procedures of the TMS chamber operation and are in context of a hadron calorimeter set up of the cosmic ray experiment KASCADE.

Inhaltverzeichnis

Zusammenfassung / Abstract

1. Einleitung	1
2. Theorie	4
2.1 Ionisationsvorgänge	4
2.2 Entwicklung einer Rekombinationstheorie für Kolonnenionisation	6
2.2.1 Onsager-Theorie für minimal ionisierende Teilchen	6
2.2.2 Erweiterung der Onsager-Theorie auf den Bereich der Kolonnenrekombination	9
2.2.3 Bemerkungen zur Ladungsausbeute	16
2.3 Signalbildung	17
2.3.1 Signalentstehung	17
2.3.2 Einfluß elektronegativer Verunreinigungen	20
2.4 Driftfunktion und Signalgröße	22
3. Experiment	24
3.1 Aufbau der Ionisationskammern	24
3.1.1 KASCADE-Kammern	24
3.1.2 Spezialkammer	24
3.1.2.1 Konstruktive Anforderungen	24
3.1.2.2 Reinigung und Zusammenbau	28

3.2 Durchführung der Messungen	29
3.2.1 Experimentelle Anordnung	30
3.2.2 Meßelektronik	31
3.2.3 Meßprogramm	34
3.2.4 Signaleichung	35
3.2.5 Signalformung	35
4. Ergebnisse und Vergleich mit der erweiterten Onsager-Theorie	37
4.1 Bestimmung des mittleren Thermalisationsabstandes und des W-Wertes	38
4.2 Bestimmung des Rekombinationsradius	39
4.3 Bestimmung des Normierungsfaktors	42
4.4 Bestimmung der Lebensdauer	44
5. Schlußbemerkungen	45
Anhang A: Ausblicke	47
Anhang B: Details zur Spezialkammer	53
Anhang C: Strahlpräparation	59
Anhang D: Vorverstärker	61
Referenzen	63
Danksagung	

1. Einleitung

In der Teilchenphysik gewinnt der Einsatz von Flüssigkeitsionisationskammern für kalorimetrische Zwecke seit einigen Jahren aufgrund einiger vorteilhafter Eigenschaften, wie der große dynamische Energiebereich oder die Energieproportionalität der Signale, immer mehr an Bedeutung [Eng86]. Die Kenntnis der Prozesse, die für die Signalentstehung in solchen Ionisationskammern verantwortlich sind, ist dabei von großem Interesse. Während die Ionisation durch Erzeugung freier beweglicher Ladungsträger das Signal aufbaut, dämpft die Rekombination über den Einfang freier Ladungsträger. Es zeigt sich, daß im Gegensatz zu gasgefüllten Ionisationskammern, die Rekombination im dichten Medium einer Flüssigkeit einen starken Einfluß auf die Signale hat. Es ist daher von großer physikalischer Bedeutung, die Rekombinationsprozesse quantitativ zu erfassen.

Zur Erklärung der Rekombinationsvorgänge unterscheiden bisherige Ansätze zwischen schwach und stark ionisierenden Teilchen. Im Falle schwach ionisierender Teilchen sind die Abstände zwischen den Ionisationsakten so groß, daß von isolierten Elektron-Ion-Paaren gesprochen werden kann. Hierfür entwickelte L. Onsager eine Theorie [Ons38], welche die Rekombination des freigesetzten Elektrons mit seinem eigenen Mutterion beschreibt. Rekombinationsmöglichkeiten mit Mutterionen benachbarter Ionisationsprozesse bleiben dabei unberücksichtigt. Für den Fall stark ionisierender Teilchen und den damit verbundenen geringen Ionenabständen, darf der Einfluß benachbarter Ionen auf die Rekombination nicht vernachlässigt werden. Man spricht daher von Rekombination in Kolonnen, wofür G. Jaffé eine Theorie entwickelt hat [Jaf13]. In der durch H. A. Kramers modifizierte Version der Jaffé-Theorie [Kra52], wird zwar die Situation für den Einschluß der Projektile senkrecht zum elektrischen Feld der Ionisationskammer gut wiedergegeben, jedoch divergiert die Theorie für parallelen Einschluß. Den beiden Theorien zugrunde liegenden Modellen ist zudem gemeinsam, daß sie nur auf den jeweils zugeschnittenen Energiebereich schwach oder stark ionisierender Teilchen anwendbar sind, wodurch der große dynamische Bereich von Flüssigkeitsionisationskammern nicht vollständig abgedeckt werden kann. Es ist daher wünschenswert, die unterschiedlichen Rekombinationsprozesse für schwach und stark ionisierende Teilchen im Rahmen einer vereinheitlichten Theorie konsistent zu beschreiben.

Zur Lösung des Problems wurden bisher Ansätze verfolgt, die von der Onsager'schen Rekombinationstheorie ausgehen [Sch88, Bol90, Bol92]. Die höheren Signalverluste bei stark ionisierenden Teilchen werden durch einen zusätzlichen Dämpfungsterm, nach dem für Szintillatoren entwickelten Birks'schen Gesetz [Bir64], berücksichtigt:

$$\frac{1}{1 + kB \frac{dE}{dx}}$$

Der kB-Faktor gibt die Stärke der Dämpfung an, dE/dx ist das Bremsvermögen des Projektils. Diesen heuristischen Ansätzen ist gemeinsam, daß sie die Onsager-Theorie unverändert übernehmen und die höhere Signaldämpfung durch zusätzliche Rekombinationsprozesse als davon faktorisiert annehmen. Aufgrund der nicht vollständigen Separierbarkeit neigen diese Ansätze dazu, durch umfangreiche Abhängigkeiten der sie bestimmenden Parameter, diesen Mangel auszugleichen. Messungen [Sch88, Bol90, Bol92] haben zudem gezeigt, daß der die zusätzliche Signaldämpfung charakterisierende kB-Faktor mit sinkendem Bremsvermögen der einfallenden Projektilen wächst. Dies führt beim Übergang zu schwach ionisierenden Teilchen zu einem Widerspruch.

Im Rahmen dieser Arbeit wird eine Erweiterung der Onsager'schen Rekombinationstheorie entwickelt, welche die geänderten Verhältnisse bei stark ionisierenden Teilchen gegenüber schwach ionisierenden Teilchen bereits im Ansatz berücksichtigt und dabei ohne zusätzliche Korrekturen über weitere Abhängigkeiten der Parameter auskommt. Die Gültigkeit der Theorie für schwach ionisierende Teilchen bleibt dabei unangetastet. Durch umfangreiche Messungen mit stark ionisierenden Teilchen wird die erweiterte Theorie verifiziert. Es wurden dazu Untersuchungen mit Teilchen unterschiedlichen Bremsvermögens und Einschluß unter verschiedenen Winkeln durchgeführt und deren Ergebnisse diskutiert.

Die Untersuchungen wurden im Rahmen des KASCADE-Projektes (KARlsruhe Shower Core and Array DETektor [Dol90]) ausgeführt. Hierbei handelt es sich um ein Projekt, bei dem die kosmische Höhenstrahlung sowohl energetisch, als auch auf ihre Massenzusammensetzung hin, mit Hilfe eines großflächigen Detektorsystems, untersucht werden soll. Teil dieses Detektorsystems ist ein Sampling-Kalorimeter, welches mit Raumtemperatur-Flüssigkeitsionisationskammern betrieben werden soll. Als Flüssigkeit kommt Tetramethylsilan (TMS)

in Einsatz, welches aufgrund von Elektronenleitung schnelle Signale im Bereich einiger hundert Nanosekunden liefert. Insbesondere wegen der im Kalorimeter zu erwartenden Teilchenschauer, die sich sowohl aus schwach als auch aus stark ionisierenden Teilchen zusammensetzen und unter verschiedenen Winkeln die Kammern passieren, ist eine genaue Kenntnis des Signalverhaltens wichtig. Die Entstehungs- und Rekombinationsvorgänge, in Abhängigkeit vom Bremsvermögen und Einfallswinkel, sind für die Bestimmung der deponierten Energie von besonderer Bedeutung.

Für den experimentellen Teil wurden die für das KASCADE-Projekt entwickelten Ionisationskammern verwendet, die dabei einem Routinetest hinsichtlich Hochspannungsfestigkeit, Ladungsausbeute und Langzeitstabilität der Signale unterzogen wurden. Darüber hinaus wurde zusätzlich eine Spezialkammer entwickelt, die spezifische Untersuchungen der Abhängigkeit der Signale von verschiedenen Parametern gestattet.

In dieser Arbeit wird ausgehend von den ursprünglichen Onsager'schen Überlegungen eine erweiterte Theorie für die Rekombination der Ladungsträger und die Signalbildung in Flüssigkeitsionisationskammern dargelegt. Durch gezielte Messungen verschiedener Parameterabhängigkeiten werden die Theorie überprüft und die freien Parameter experimentell bestimmt.

2. Theorie

In den folgenden Abschnitten sollen die theoretischen Grundlagen erläutert werden, die für die Untersuchungen der durchgeführten Messungen relevant sind. Nach einer kurzen Betrachtung der Ionisationsvorgänge in einer Flüssigkeitsionisationskammer wird ausführlicher auf die daran anschließende Rekombination eingegangen. Hierbei wird das Rekombinationsmodell von Onsager [Ons34, Ons38] zugrunde gelegt sowie die Ableitung einer neuen Theorie durch Erweiterung der Onsager-Theorie auf stark ionisierende Teilchen diskutiert. Im nächsten Schritt werden die auftretenden Prozesse während der Ladungsdrift zu den Elektroden betrachtet.

2.1 Ionisationsvorgänge

Für die Untersuchungen mit stark ionisierenden Teilchen wurden Tritonen der Energie 95.77 MeV bzw. Deuteronen mit 94.38 MeV verwendet. Die Energieabgabe der einfallenden Teilchen auf das Medium läuft im wesentlichen über inelastische bzw. ionisierende Stöße mit den Hüllenelektronen ab. Andere Formen der Energieabgabe, z.B. über Bremsstrahlung oder inelastische Wechselwirkung mit den Kernen des Mediums, sind zwar ebenfalls möglich, jedoch für die in dieser Arbeit zugrunde liegenden Untersuchungen von untergeordneter Bedeutung.

Der Energieverlust pro Weglänge, das lineare Bremsvermögen dE/dx , wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben, die allen Berechnungen in dieser Arbeit zugrunde liegt. Zu beachten ist allerdings, daß diese Formel lediglich den mittleren Energieverlust angibt, die zugehörige Verteilungsfunktion jedoch asymmetrisch ist und ihr Maximum bei niedrigeren Energieverlusten besitzt [Igo53]. Dies wiederum bedeutet, daß auch Ionisationsprozesse mit beträchtlich höherem Energieübertrag als dem mittleren auftreten können, so daß in Einzelprozessen durchaus soviel Energie auf ein Elektron übertragen werden kann, daß dieses seinerseits ionisierende Stöße auslösen kann (δ -Elektronen, sekundäre Ionisation), wodurch eine eigene Ladungsspur entstehen kann. Bei geringen Dichten des Mediums, würde dies zu größeren Abständen der thermalisierten Elektronen von der Mutterionenspur führen.

Die für diese Arbeit relevanten Ergebnisse, die sich aus einer Diskussion der Bethe-Bloch-Formel ergeben, sind im folgenden kurz dargelegt:

- Korrekturen, die bei der Anwendung der Bethe-Bloch-Formel für niedrige Projektilenergien durchgeführt werden müssen, können in unserem Fall vernachlässigt werden, da hier die Projektile die Kammern ganz durchqueren und mit noch ca. 40-50 MeV austreten. Korrekturen für niedrige Projektilenergien in der Größenordnung der Elektronen der K-Schale, die für Silizium bei 2.67 keV liegt, sind nicht notwendig.
- Aufgrund der hohen Massen der Projektile werden diese kaum von ihrer Bahn abgelenkt. Eine Coulombstreuung an den Kernen des Absorbers führt zu einem geringen Winkelstraggling, das zwischen 2° für die Messungen mit Deuteronen bei der Spezialkammer und 9° mit Tritonen bei den KASCADE-Kammern liegt - jeweils bei senkrechtem Kammerdurchtritt. Die daraus resultierende Energieunschärfe berechnet sich zu 1 MeV. Für die Berechnung der mittleren Energiedeposition kann deshalb Bethe-Bloch über einen geradlinigen Weg integriert werden.
- Zur Berechnung der Ionisationsverluste in chemischen Verbindungen findet die Bragg'sche Regel Anwendung (siehe [Att68, Bol90]). Mit ihrer Hilfe kann ein mittleres Ionisationspotential $\langle I \rangle$ und ein mittleres $\langle Z/A \rangle$ berechnet werden nach:

$$\ln \langle I \rangle = \sum_i f_i \ln I_i \quad \text{mit} \quad f_i = \frac{N_i Z_i}{\sum N_i Z_i}$$

$$\left\langle \frac{Z}{A} \right\rangle = \frac{\sum N_i Z_i}{\sum N_i A_i}$$

mit

- $\langle I \rangle$ = mittleres Ionisationspotential der chemischen Verbindung
- N_i = Häufigkeit der i-ten Komponente
- Z_i = Kernladungszahl der i-ten Komponente
- A_i = Atommassenzahl der i-ten Komponente.

Für Tetramethylsilan ($\text{Si}(\text{CH}_3)_4$) sind die numerischen Werte:

$$\begin{aligned}\langle I \rangle &= 69.8 \text{ eV} \\ \langle Z/A \rangle &= 50 / 88.21\end{aligned}$$

Nach den in [Bol90] angeführten Überlegungen liegt der Fehler der auf diese Weise berechneten Größen bei ca. 1.5%.

2.2 Entwicklung einer Rekombinationstheorie für Kolonnenionisation

2.2.1 Onsager-Theorie für minimal ionisierende Teilchen

Das durch Ionisation freigesetzte Elektron wird in der Umgebung des Mutterions, im "Thermalisierungsabstand" thermalisiert. Die Wahrscheinlichkeit, daß das Elektron über Coulomb-Wechselwirkung mit einem Mutterion wieder rekombiniert, ist für schwach und stark ionisierende Teilchen recht verschieden. Im Falle minimal ionisierender Teilchen, z.B. Konversionselektronen von 1 MeV [Get88], sind die Abstände zwischen den einzelnen Ionisationsakten groß gegenüber den mittleren Thermalisationsabständen. So beträgt in TMS der mittlere Ionenabstand 2000 Å, der mittlere Thermalisationsabstand dagegen etwa 240 Å [Get88]. In einer solchen Situation "spüren" die freigesetzten Elektronen im wesentlichen nur das Coulomb-Feld ihres eigenen Mutterions, während das der Mutterionen benachbarter Ionisationsprozesse am Ort der Thermalisation vernachlässigbar klein ist. Über das Coulomb-Feld versucht das Mutterion wieder mit seinem Elektron zu rekombinieren, während das in einer Ionisationskammer angelegte externe elektrische Feld versucht, das Elektron zur Anode abzuziehen. Beiden Prozessen ist die thermische Bewegung überlagert. Die Rekombination des freigesetzten Elektrons mit seinem eigenen Mutterion wird in der Literatur als Keimrekombination (germinate recombination) oder Zwillingssrekombination (geminate recombination) bezeichnet.

L. Onsager [Ons38] berechnete aus der Vorstellung isolierter Elektron-Ion-Paare, unter Berücksichtigung der thermischen Bewegung, eine Entkommwahrscheinlichkeit des Elektrons vom Mutterion, im weiteren Onsager-Entkommwahrscheinlichkeit Φ_{Ons} genannt. Die Einflüsse der elektrischen Felder und der thermischen Bewegung während der Thermalisation sind hierbei nicht

berücksichtigt. Er erhält aus diesen Überlegungen folgende Differentialgleichung für Φ_{Ons} :

$$\nabla \left(e^{-\frac{\omega}{kT}} \nabla \Phi_{\text{Ons}} \right) = 0 \quad , \quad (1)$$

wobei ω die potentielle Energie des Elektrons darstellt, die sich aus der Superposition des Coulomb-Feldes und des externen elektrischen Feldes ergibt:

$$\omega = - e E r \cos \psi - \frac{e^2}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon_r r} \quad ,$$

mit

- E = Betrag des externen elektrischen Feldes
- e = Elementarladung
- ϵ_0 = Vakuumdielektrizitätskonstante
- ϵ_r = Dielektrizitätskonstante des Mediums
- k = Boltzmannkonstante
- r = Abstand Elektron zu Mutterion
- T = absolute Temperatur
- ψ = Winkel zwischen externem elektrischem Feld und Radiusvektor Mutterion zu Elektron.

Befindet sich das Elektron unendlich weit entfernt von seinem Mutterion, so ist seine Rekombinationswahrscheinlichkeit natürlich gleich Null und damit $\Phi_{\text{Ons}} = 1$. Umgekehrt ist $\Phi_{\text{Ons}} = 0$, wenn $r = 0$ ist.

Bei Abwesenheit eines externen elektrischen Feldes und unter Berücksichtigung o.g. Randbedingungen kann die Differentialgleichung integriert werden. Man findet folgende einfache Lösung:

$$\Phi_{\text{Ons}}(r) = e^{-\frac{r}{r_c}}$$

Hierbei wird r_c als Onsager-Radius bezeichnet und ist gleich dem Abstand, bei dem die thermische Energie des Elektrons gleich der Coulomb-Energie im elektrischen Feld des Mutterions ist:

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

daraus folgt

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

In TMS ($\epsilon_r(\text{TMS}) = 1.92$, $T = 295 \text{ K}$) ergibt sich $r_c = 295 \text{ \AA}$.

Findet das externe elektrische Feld Berücksichtigung, so lautet die allgemeine Lösung von Gl. (1):

$$\begin{aligned} \Phi_{O_{ns}}(r, \psi, E) &= e^{-\beta r(1 + \cos \psi)} \int_{s=r_c/r}^{\infty} J_0 \left\{ 2 \left[-\beta r(1 + \cos \psi) s \right]^{\frac{1}{2}} \right\} e^{-s} ds \\ &= e^{-\frac{r_c}{r} - \beta r(1 + \cos \psi)} \sum_{m,n=0}^{\infty} \left[\beta(1 + \cos \psi) \right]^{(m+n)} \cdot \frac{r_c^m r^n}{m!(m+n)!} , \end{aligned} \quad (2)$$

mit

$$\beta = eE/(2kT)$$

$$J_0 = \text{Besselfunktion.}$$

Unter der Annahme, daß die Elektronen winkelisotrop um das Mutterion thermalisieren, eliminierten J. Terlecki und J. Fiutak [Ter72] die Winkelabhängigkeit der Onsager-Entkommwahrscheinlichkeit, indem sie über den gesamten Raumwinkelbereich integrieren. Sie erhalten damit als Lösung für die integrale Onsager-Entkommwahrscheinlichkeit:

$$\Phi_{O_{ns}}(r, E) = e^{-\frac{r_c}{r}} \left(1 + f(r, E) \right) , \quad (3)$$

$$\text{mit } f(r, E) = e^{-2\beta r} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2\beta r)^n}{(n+1)!} \sum_{j=0}^{n-1} (n-j) \frac{(r_c/r)^{j+1}}{(j+1)!} .$$

Da der Prozeß der Ionisierung und Thermalisierung statistischer Natur ist, ergibt sich für den Abstand r eine Verteilung um einen mittleren Thermalisationsabstand B . Als Verteilungsfunktion wird in der Literatur häufig eine normierte dreidimensionale Gaußverteilung angenommen [Moz74, Jun75, Sch88, Bol90]:

$$w(r, B) = \frac{4r^2}{\sqrt{\pi} B^3} e^{-(r^2/B^2)}, \quad (4)$$

mit

B = mittlerer Thermalisationsabstand.

Mit dieser ist die Onsager-Entkommwahrscheinlichkeit zu wichten, um eine mittlere Entkommwahrscheinlichkeit zu erhalten:

$$\Phi_{O_{ns}}(E, B) = \int_0^\infty \Phi_{O_{ns}}(r, E) w(r, B) dr . \quad (5)$$

2.2.2 Erweiterung der Onsager-Theorie auf den Bereich der Kolonnenrekombination

Während im Falle schwach ionisierender Teilchen die Voraussetzungen der ursprünglichen Onsager-Theorie gut erfüllt sind, ist die Ionisationsdichte bei stark ionisierenden Teilchen so hoch, daß der mittlere Abstand zwischen zwei Ionen in der Größenordnung der mittleren Thermalisationsabstände liegt. Für Tritonen mit 95.77 MeV beträgt der mittlere Ionenabstand in TMS ca. 200 Å. In diesem Falle kann das freigesetzte Elektron nicht mehr nur mit seinem eigenen Mutterion rekombinieren, sondern auch mit Nachbarionen der Kolonne, wodurch die Entkommwahrscheinlichkeit gesenkt wird. Für die Rekombination in Kolonnen entwickelte G. Jaffé 1913 [Jaf13] auf der Basis der Fokker-Planck-Gleichung eine Theorie. H. A. Kramers modifizierte die Jaffé-Theorie [Kra52], um zu einer besseren Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen zu gelangen. Während die Kramers-Jaffé-Theorie für stark ionisierende Teilchen unter Einschußwinkeln um 90° zum elektrischen Feld die Vorgänge gut beschreibt, divergiert sie bei Einschuß parallel in eine Ionisationskammer.

Für die Entwicklung einer Rekombinationstheorie, welche die Vorgänge für schwach ionisierende wie für stark ionisierende Teilchen auf konsistenter Basis beschreibt, bietet sich, neben der Möglichkeit eines neuen theoretischen Ansatzes, die Erweiterung der Kramers-Jaffé-Theorie auf den Bereich schwach ionisierender Teilchen bzw. der Onsager-Theorie auf den Bereich stark ionisierender Teilchen an. Wegen der oben zitierten Schwierigkeiten, welche die

Kramers-Jaffé-Theorie unter parallelem Einschub aufweist, wird in dieser Arbeit eine Erweiterung der Onsager-Theorie diskutiert. Als Grundbedingung hierfür, soll die Aufrechterhaltung der Theorie für den Bereich schwach ionisierender Teilchen gelten.

Zunächst soll der erhöhten Ionisationsdichte dadurch Rechnung getragen werden, daß die Verbindungslinie zwischen dem Elektron und dem *nächstgelegenen* Mutterion als wirksamer Thermalisationsabstand in die Onsager-Formel eingeht. Die Verhältnisse sind aus Fig. 1 zu ersehen.

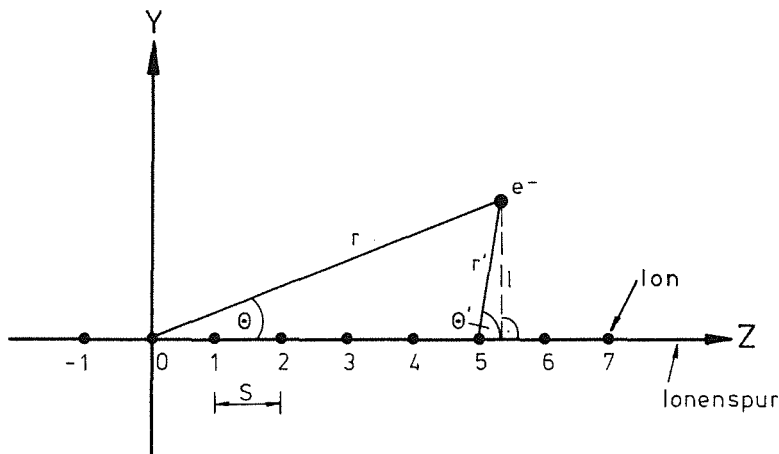


Fig. 1: Zusammenhang zwischen Thermalisationsabstand r und effektiv wirksamem r'. Das Elektron kann an einem Ort thermalisieren, der näher an einem fremden Ion der Kolonne liegt (5), als an seinem eigenen Mutterion (0).

Zu jedem Thermalisationsabstand r und seinem Winkel θ gegenüber der Spur ist ein zugehöriger wirksamer Thermalisationsabstand r' und ein dazugehöriger Winkel θ' zu berechnen. Für die z-Koordinate des Thermalisationsortes gilt $z = r \cdot \cos \theta$. Nummerieren wir die Ionen durch, und beträgt ihr Abstand voneinander S, so ist die Nummer des nächstgelegenen Ions k gegeben durch

$$k = \text{ININT} \left(\frac{z}{S} \right) = \text{ININT} \left(\frac{r \cdot \cos \theta}{S} \right) ,$$

wobei $\text{ININT}(a) =$ nächstgelegene, ganze Zahl von a ist. Für r' gilt folglich:

$$r'(k, S, \theta) = (r^2 + k^2 S^2 - 2 r k S \cos \theta)^{1/2} \quad (6)$$

und für θ' :

$$\sin \theta = \frac{l}{r} ; \sin \theta' = \frac{l}{r'} = \frac{r}{r'} \sin \theta .$$

Für $\cos \theta'$ muß eine Fallunterscheidung nach Quadranten erfolgen.

Entscheidend für die Onsager-Entkommwahrscheinlichkeit nach Gl. (2) ist allerdings nicht der Winkel zwischen r' und der Ionenspur, sondern zwischen r' und dem externen elektrischen Feld (ψ statt θ). Anhand Fig. 2 sind die entsprechenden Zusammenhänge leicht erkennbar. Ist α der Winkel zwischen dem externen elektrischen Feld und der Ionenspur und ψ der gesuchte Winkel zwischen r' und E-Feld, so gilt:

$$\mathbf{E} = (0, E_y, E_z) = E \cdot (0, \sin \alpha, \cos \alpha)$$

$$\mathbf{r}' = r' (\sin \theta' \sin \phi, \sin \theta' \cos \phi, \cos \theta')$$

$$\cos \psi = \frac{\mathbf{E} \cdot \mathbf{r}'}{E \cdot r'} = \sin \alpha \sin \theta' \cos \phi + \cos \alpha \cos \theta' \quad (7)$$

Es zeigt sich, daß der Winkel zum elektrischen Feld ψ abhängig ist vom Azimutwinkel zur Kolonne ϕ . Bedingt durch diese Abhängigkeit, wird aus der symmetrischen Raumwinkelverteilung der thermalisierten Elektronen ein asymmetrisches Problem, welches die Vorwegnahme der Integration der Onsager-Entkommwahrscheinlichkeit nach Gl. (2) über den gesamten Raumwinkelbereich, wie es Terlecki und Fiutak [Ter72] getan haben, nicht mehr erlaubt. Stattdessen muß die Raumwinkelintegration explizit ausgeführt werden, so daß sich anstelle von Gl. (5), eine von α abhängige integrale Onsager-Entkommwahrscheinlichkeit ergibt:

$$\Phi_{O_{ns}}(\alpha, E, B, S) = \int_0^\infty \left[\frac{1}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \Phi_{O_{ns}}(r', \psi, E) d\phi \sin \theta d\theta \right] w(r, B) dr, \quad (8)$$

mit

r' = wirksamer Thermalisationsabstand nach Gl. (6)

ψ = Winkel zwischen E-Feld und r' nach Gl. (7)

α = Winkel zwischen E-Feld und Spur

S = mittlerer Ionenabstand, wie in Fig. 1 definiert

$w(r, B)$ = Verteilungsfunktion der Thermalisationsabstände entsprechend Gl. (4).

Die so erhaltene, integrale Onsager-Entkommwahrscheinlichkeit berücksichtigt zwar den tatsächlich wirksamen Thermalisationsabstand, jedoch wird dem zusätzlichen Einfluß durch die Nachbarionen noch nicht Rechnung getragen. Um

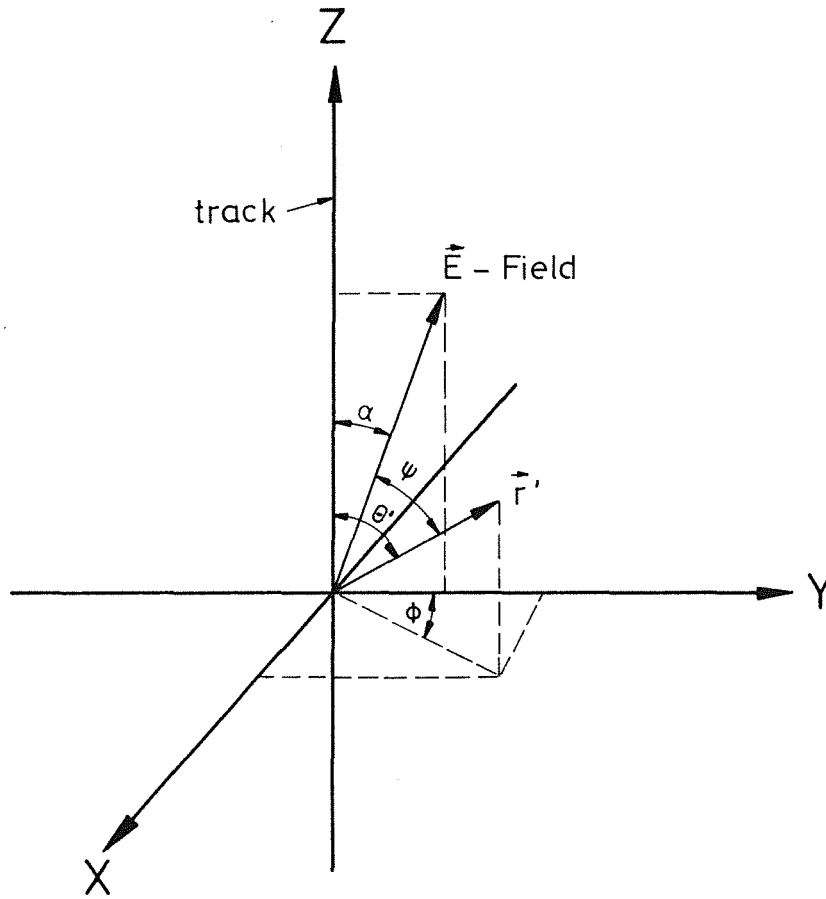


Fig. 2: Zusammenhang zwischen den auftretenden Winkeln. Die Ionenspur verläuft entlang der z-Achse unter dem Einschubwinkel α gegenüber dem elektrischen Feld, welches in der y-z-Ebene liegt. Der Thermalisationsort des Elektrons läßt sich durch den effektiv wirksamen Thermalisationsabstand zum nächsten Ion der Kolonne r' und die Raumwinkel θ' und ϕ beschreiben. Der Winkel ψ zwischen r' und dem elektrischen Feld ist relevant für die Onsager-Entkommwahrscheinlichkeit.

diesen Einfluß der Nachbarionen zu berücksichtigen, muß die Superposition aller Potentiale der Ionenspur am Ort des Elektrons in die Ableitung der Onsager'schen Differentialgleichung einfließen. Ein solches Vorgehen führt allerdings auf ernsthafte Schwierigkeiten bei der Integration der Differentialgleichung (siehe Anhang A).

Es wurde deshalb ein Weg versucht, der es erlaubt ohne Veränderung der ursprünglichen Onsager-Formel die Wirkung der Ionenspur auf die Entkommwahrscheinlichkeit zu berücksichtigen. Hierzu wird die Rekombinationswahrscheinlichkeit nicht nur für das dem Elektron nächstgelegene Ion berechnet, sondern jeweils auch für weiter entfernte Nachbarionen, multipliziert mit einem Dämpfungsfaktor, der eine elektrostatische Abschirmung im Medium beschreibt. Anschließend erhält man die gesamte Entkommwahrscheinlichkeit durch

Multiplikation der so errechneten Einzelwahrscheinlichkeiten. Diese Vorgehensweise sei im folgenden genauer erläutert.

Nach Gl. (8) erhält man, bei vorgegebenem Ionenabstand S , zu jedem gegebenen k die zugehörige Onsager-Entkommwahrscheinlichkeit. Bisher wurde k so gewählt, daß es das dem Elektron nächstgelegene Ion bestimmt, es werde im folgenden als k_0 bezeichnet. Soll nun die Entkommwahrscheinlichkeit berechnet werden, die das Elektron bezüglich des Coulomb-Feldes eines der beiden Nachbarionen besitzt, so muß in Gl. (8) für k lediglich $k_0 \pm 1$ eingesetzt werden. Auf diese Weise kann die Entkommwahrscheinlichkeit des Elektrons für jedes Ion entlang der Ionenspur durch entsprechende Wahl von k bestimmt werden.

Die so errechneten Entkommwahrscheinlichkeiten würden allerdings zu niedrig ausfallen. Dies liegt daran, daß Onsager die elektrostatische Abschirmung durch im Medium vorhandene elektronegative Verunreinigungen vernachlässigt hat. Im Falle isolierter Elektron-Ionen-Paare ist diese Näherung durchaus gerechtfertigt, da sie lediglich zu etwas größeren Thermalisationsabständen führt.

Im Falle einer Ionenkolonne führt eine solche Vernachlässigung allerdings zu einem singulären Ergebnis. Da der Thermalisationsabstand - einmal festgelegt für das Ion k_0 - unveränderbar ist für die Bestimmung der Entkommwahrscheinlichkeiten bezüglich der übrigen Ionen, wäre die durch Multiplikation gebildete integrale Entkommwahrscheinlichkeit stets praktisch gleich Null. Dieser Sachverhalt läßt sich dadurch anschaulich erklären, daß in die Onsager-Formel das Potential der Rekombinationszentren eingeht. Dieses ist aber im Falle einer Ionenkolonne annähernd das Potential einer Linienladung, welches unendlich wird. Die Abschirmung des Coulombfeldes der positiven Ionen durch im Medium vorhandene negative Ionen muß also berücksichtigt werden.

Die Moleküle des von uns verwendeten Mediums Tetramethylsilan können selbst keine elektrostatische Abschirmung bewirken: Es handelt sich um eine unpolare Flüssigkeit mit kugelsymmetrischen Molekülen. Orientierungspolarisation infolge Dipolausrichtung sowie Ionenpolarisation findet folglich nicht statt. Elektrostatische Abschirmung ist nur über induzierte Dipole, also durch Deformationspolarisation möglich. Dieser Form der Polarisation wird allerdings bereits durch Verwendung von ϵ_r Rechnung getragen. Lediglich Fluktuationen in der Ausprägung der Dipole könnten zu einem zusätzlichen Abschirmungseinfluß beitragen, doch hebt sich dieser im zeitlichen Mittel weg.

Der wesentliche Beitrag zur Abschirmung kommt von Verunreinigungen des Mediums durch elektronegative Moleküle. Diese Moleküle lagern ein Elektron an und werden dadurch zu einfach negativ geladenen Ionen. Aufgrund ihrer großen Masse bewegen sie sich nur langsam im externen elektrischen Feld zur Anode. Dadurch stellt sich eine gewisse Gleichgewichtskonzentration an negativen Ionen im Medium ein. Je höher die anfängliche Konzentration an elektronegativen Molekülen und damit die Verunreinigung der Flüssigkeit ist, desto höher ist auch ihre Gleichgewichtskonzentration. Auf diese Weise ist auch in unpolarem TMS in geringem Umfange Ionenpolarisation möglich.

Zur qualitativen Behandlung der Ionenpolarisation greifen wir auf einen aus der Festkörperphysik bekannten Ansatz zurück [Kit69], der für die Abschirmung in Elektrolyten entwickelt wurde. Dort wird der Debye'sche Abschirmradius D als der Abstand von einem geladenen Teilchen definiert, bei dem durch Polarisation des Mediums das Feld des Teilchens abgeschirmt wird. Befindet sich an der Stelle $r = 0$ eine Ladung Q , so scharf sie Ladungen um sich, wodurch ein elektrostatisches Potential $\phi(r)$ ausgebildet wird, welches im Gleichgewicht zu folgender Ladungsverteilung führt:

$$n(r) = c \cdot e^{-\frac{ze\phi(r)}{kT}},$$

mit

$n(r)$ = Konzentration der abschirmenden Ladungen im Abstand r zur abzuschirmenden Ladung

c = Gleichgewichtskonzentration der abschirmenden Ladungen in der Lösung

z = Ladungszahl der abschirmenden Ladungen.

Hierbei wurde davon ausgegangen, daß nur eine Ionensorte vorhanden ist. Das Potential $\phi(r)$ wird durch die Erfüllung der Poisson-Gleichung zu

$$\phi(r) = e^{-\frac{r}{D}} \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (9)$$

bestimmt. Hierin ist Q die Ladung eines Mutterions und D der Debye'sche Abschirmradius, der sich als

$$D = \left(\frac{\epsilon_0 k T}{c e^2 z^2} \right)^{1/2}$$

ergibt. Gl. (9) besagt, daß sich das Potential der abgeschirmten Ladung darstellen läßt, als das der unabgeschirmten, multipliziert mit einem Dämpfungsterm $\exp(-r/D)$.

Bei einer strikt mathematischen Vorgehensweise muß dieses Potential das unabgeschirmte Coulomb-Potential im Onsager'schen Ansatz ersetzen. Die sich daraus ergebenden mathematischen Schwierigkeiten sind dieselben, die bereits oben erwähnt wurden. Deshalb soll eine heuristische bzw. qualitative Übertragung des Dämpfungsgliedes auf die Entkommwahrscheinlichkeit versucht werden.

Die Abschirmung des Potentials bewirkt eine Senkung der Rekombinationswahrscheinlichkeit. Es sei angenommen, daß sich der exponentielle Zusammenhang dabei auf die Rekombinationswahrscheinlichkeit übertrage. Allerdings kann dabei nicht davon ausgegangen werden, daß sich der Debye'sche Abschirmungsradius D unverändert mitüberträgt. An seinerstatt wird ein "Abschirmungsradius für Rekombinationswahrscheinlichkeiten" - kurz Rekombinationsradius - κ eingeführt. Die Rekombinationswahrscheinlichkeit ist komplementär zur Entkommwahrscheinlichkeit, so daß sich ergibt:

$$\Phi_{mod}(\kappa, r', \psi, E) = 1 - e^{-\frac{r'}{\kappa}} \cdot (1 - \Phi_{Ons}(r', \psi, E)), \quad (10)$$

mit

Φ_{mod} = modifizierte Entkommwahrscheinlichkeit nach der Theorie der Abschirmung

Φ_{Ons} = Onsager-Entkommwahrscheinlichkeit, wie in Gl. (8) verwendet.

Durch Produktbildung über alle k erhält man schließlich die Entkommwahrscheinlichkeit $\Phi_{mod}(r, \kappa, \alpha, E)$ bezüglich der gesamten Kolonne. Diese Wahrscheinlichkeit muß, multipliziert mit einem Normierungsfaktor F , in Gl. (8) anstelle $\Phi_{Ons}(r', \psi, E)$ eingesetzt werden, um die integrale modifizierte Entkommwahrscheinlichkeit zu erhalten. Die Multiplikation über k kann dabei vor die Integration über ϕ gezogen werden. Es ergibt sich somit:

$$\Phi_{mod}(\alpha, E, B, S, \kappa) =$$

$$F \int_0^\infty \left[\frac{1}{2} \int_0^\pi \left(\prod_{k=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \Phi_{mod}(\kappa, r', \psi, E) d\phi \right) \sin \theta d\theta \right] w(r, B) dr . \quad (11)$$

Der Normierungsfaktor F muß durch Ausgleichsrechnungen anhand des gemessenen Datenmaterials bestimmt werden.

Die Gl. (11) stellt einen geschlossenen Ausdruck für die Entkommwahrscheinlichkeit sowohl für stark als auch für schwach ionisierende Teilchen dar und sollte daher die Rekombinationsverhältnisse für beide Bereiche korrekt wiedergeben.

2.2.3 Bemerkungen zur Ladungsausbeute

Die Entkommwahrscheinlichkeit ist definiert als der Quotient der aus der Keimrekombination entkommenden Ladung und der durch Ionisation freigesetzten Ladung. Letztere ist wiederum abhängig von der für die Bildung eines Elektron-Ion-Paares notwendigen mittleren Energie, dem W-Wert. Für vergleichende Untersuchungen mit verschiedenen Medien ist diese Größe ungeeignet und ohnehin meßtechnisch nicht direkt zugänglich. Stattdessen gibt man häufig die sogenannte Ladungsausbeute $G(E,B)$ an. Sie ist die Anzahl der Elektronen, die der Keimrekombination entkommen, normiert auf 100 eV deponierter Energie:

$$G(E, B) = \Phi_{O_{ns}}(E, B) \frac{100 \text{ eV}}{W}$$

Die Onsager-Entkommwahrscheinlichkeit läßt sich nach Gl. (3) als diejenige ohne externes elektrisches Feld addiert zu einem Term, der den Einfluß des externen elektrischen Feldes angibt, beschreiben. Entsprechend wird die Ladungsausbeute $G(E,B)$ angegeben als:

$$G(E, B) = G(0, B) \frac{\Phi_{O_{ns}}(E, B)}{\Phi_{O_{ns}}(0, B)} , \quad (12)$$

wobei $G(0,B)$ die Ladungsausbeute ohne externes elektrisches Feld bedeutet. Sie muß experimentell bestimmt werden und beträgt für 1 MeV Elektronen $G(0,B) = 0.60$ ([Get88], mit $B = 240 \text{ \AA}$). Anhand der Ausdrücke für die Onsager-

Entkommwahrscheinlichkeit erkennt man, daß im Grenzfalle unendlich hoher externer elektrischer Felder, praktisch jedes freigesetzte Elektron der Rekombination entkommt ($\Phi_{\text{Ons}}(\infty, B) = 1$ unabhängig von B mit $B \neq 0$). Daher hängt $G(\infty, B)$ nur noch vom W -Wert ab, was dazu benutzt wird, um W zu bestimmen, indem man den asymptotischen Wert von $G(E, B)$ für $E \rightarrow \infty$ bestimmt.

Durch den Übergang von der ursprünglichen Onsager-Theorie auf die modifizierte Form, verliert Gl. (12) ihren Sinn. Sie basiert auf der Zerlegung von Φ_{Ons} nach Gl. (3), wofür die Winkelintegration nach Terlecki und Fiutak Voraussetzung war. Wie bereits ausgeführt, erlaubt Φ_{mod} eine derartige Vorwegnahme der Integration nicht. Es könnte zwar mit Hilfe von Φ_{mod} eine gleichfalls modifizierte Ladungsausbeute definiert werden, jedoch ist die Darstellung über $G(0, B)$ nicht mehr möglich. Aus diesen Überlegungen heraus, entfällt eine weitere Betrachtung der Ladungsausbeute entsprechend dem Ansatz nach Gl. (12).

2.3 Signalbildung

2.3.1 Signalentstehung

Eine Ionisationskammer kann im wesentlichen als geladener Plattenkondensator mit dem aktiven Medium als Dielektrikum aufgefaßt werden. Die Anzahl der der Kolonnenrekombination entkommenden Ladungsträger $2 N_{\text{mod}}$ (Elektronen und Ionen) driften unter dem Einfluß des praktisch homogenen elektrischen Feldes zu den Elektroden. Dabei ergibt sich bereits nach kürzester Zeit ein Gleichgewicht zwischen der beschleunigenden Wirkung des elektrischen Feldes und der bremsenden Wirkung durch Stöße mit den Atomen des Dielektrikums. Es stellt sich eine konstante Driftgeschwindigkeit v ein, für welche die Beweglichkeit μ definiert wird nach

$$\mu = \frac{v}{E} .$$

In Flüssigkeiten mit Elektronenleitung spielen für die Signalentstehung nur die Elektronen eine Rolle, da die schweren Ionen eine um ca. 5 Zehnerpotenzen geringere Beweglichkeit besitzen.

Die Elektronen sind entlang der Ionisationsspur relativ gleichverteilt. Änderungen im Bremsvermögen des Projektils beim Passieren der Kammer seien vernachlässigbar. Das heißt, die Linienladungsdichte λ ist eine Konstante. Während der Driftzeit wird diese Linienladung mit konstanter Geschwindigkeit zur Anode hin abgezogen, so daß sich ihre Länge l verringert. In Fig. 3 sind die Vorgänge in drei Teilbildern dargestellt und wir können den zeitlichen Verlauf der Ladungssammlung wie folgt herleiten.

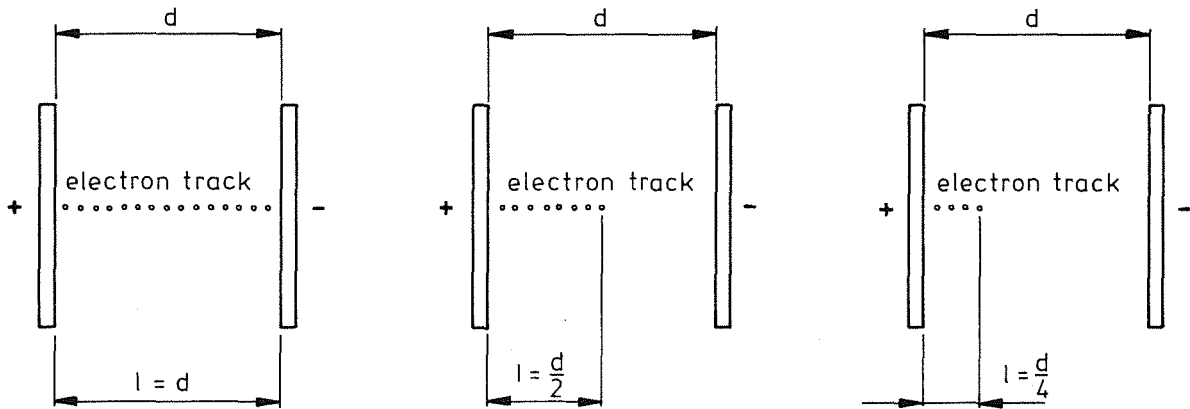


Fig.3: Signalentstehung durch Abzug der Linienladung.

Die Anzahl der in der Linienladung der Länge l vorhandenen Elektronen beträgt:

$$N(l) = \frac{\lambda l}{e}$$

Mit $l = d - vt$ folgt

$$N(t) = \frac{\lambda}{e} (d - vt)$$

Die Driftgeschwindigkeit v läßt sich als Quotient der maximalen Driftstrecke d und der maximalen Driftzeit t_d angeben, woraus schließlich folgt:

$$N(t) = \frac{\lambda}{e} \left(d - d \frac{t}{t_d} \right),$$

was sich mit $\lambda = N_{\text{mod}} e/d$ darstellen läßt als

$$N(t) = N_{mod} \left(1 - \frac{t}{t_d}\right) .$$

Die zu jedem Zeitpunkt t ($0 \leq t \leq t_d$) in der Ionisationskammer vorhandene Ladungsmenge $q(t)$ ist demnach:

$$q(t) = N_{mod} e \left(1 - \frac{t}{t_d}\right) . \quad (13)$$

Um die Elektronen innerhalb des Kondensators im homogenen elektrischen Feld zu bewegen, ist Energie notwendig. Diese wird in Form von elektrischer Energie $\varepsilon(t)$ über den Meßkreis durch den Strom $I(t)$ dem Kondensator zugeführt. Die Spannung wird dabei konstant auf U_0 gehalten, so daß sich ergibt:

$$\varepsilon(t) = U_0 \int_0^t I(t) dt . \quad (14)$$

Aufgrund der Homogenität des Feldes E_0 gilt an jeder Stelle:

$$dU(x) = E_0 dx = \frac{U_0}{d} dx$$

unabhängig von x . Für die Verschiebung einer Ladungsmenge q um die differentielle Potentialdifferenz dU ist die Energie $d\varepsilon = q dU$ erforderlich. Wegen der Homogenität des Feldes folgt für die zeitliche Ladungsverteilung $q(t)$ demnach:

$$d\varepsilon(t) = q(t) dU$$

$$d\varepsilon(t) = q(t) \frac{U_0}{d} dx = q(t) \frac{U_0}{d} v dt .$$

Mit $v = d / t_d$ erhalten wir so:

$$d\varepsilon(t) = q(t) \frac{U_0}{t_d} dt$$

$$\varepsilon(t) = \frac{U_0}{t_d} \int_0^t q(t) dt . \quad (15)$$

Durch Gleichsetzen der Ausdrücke (14) und (15) und unter Verwendung von Gl. (13) ergibt sich schließlich:

$$I(t) = \frac{q(t)}{t_d} = \frac{N_{mod} e}{t_d} \left(1 - \frac{t}{t_d}\right) . \quad (16)$$

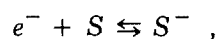
Die gesamte vom ladungsempfindlichen Vorverstärker im Meßkreis in der Zeit t registrierte Ladung ist folglich gleich:

$$\begin{aligned} Q_{reg}(t) &= \frac{N_{mod} e}{t_d} \int_0^t \left(1 - \frac{t}{t_d}\right) dt \\ &= N_{mod} e \left(\frac{t}{t_d} - \frac{1}{2} \left(\frac{t}{t_d}\right)^2\right) . \end{aligned}$$

Die maximal registrierbare Ladung ergibt sich für $t = t_d$ und ist gerade die Hälfte der der Rekombination entkommenden Elektronen.

2.3.2 Einfluß elektronegativer Verunreinigungen

Während der Drift der Elektronen zur Anode können diese mit elektronegativen Molekülen (z.B. CO_2) zusammenstoßen und an diese angelagert werden. Aufgrund der wesentlich niedrigeren Driftgeschwindigkeit der nun negativ geladenen Moleküle, stehen diese Ladungen nicht mehr zur Signalentstehung zur Verfügung. Als chemische Reaktion läßt sich der Prozeß darstellen als



wobei S für ein elektronegatives Molekül steht. Da die negativ geladenen Moleküle das Elektron auch wieder verlieren können, handelt es sich um eine Gleichgewichtsreaktion mit der Reaktionskonstanten k_s . Für den Fall einer viel kleineren Anzahl an freien Elektronen gegenüber der Zahl der Verunreinigungsmoleküle (in unserem Fall beträgt das Verhältnis ca. $1:10^{10}$), kann letztere als konstant angesehen werden. Damit ergibt sich für die zeitliche Änderung der Elektronenkonzentration [CER88]:

$$\frac{dn_e}{dt} = -k_s n_s n_e ,$$

mit der Lösung

$$n_e(t) = n_{e,0} e^{-k_s n_s t},$$

wobei

- n_e = Konzentration der Elektronen
- n_s = Konzentration an Verunreinigungen
- k_s = Reaktionskonstante
- t = Driftzeit der Elektronen

bedeutet.

Da $k_s n_s$ eine Konstante der Reaktion darstellt, faßt man sie in der Abkürzung $\tau = 1/(k_s n_s)$ zusammen, wobei τ die mittlere Lebensdauer der freien Elektronen angibt. Es ergibt sich somit:

$$n_e(t) = n_{e,0} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (17)$$

Die Lebensdauer τ ist demnach ein Maß für die Reinheit des verwendeten Mediums und im allgemeinen wirken verschiedene Verunreinigungen zusammen. Da jedoch der überwiegende Teil durch Sauerstoff hervorgerufen wird, gibt man die Verunreinigungskonzentration üblicherweise in Sauerstoffäquivalenten an. Aus dessen Reaktionskonstante ($k = 6 \cdot 10^{11} \text{ mol/(l s)}$) und der Lebensdauer τ folgt für die Verunreinigungskonzentration:

$$n_{O_2} = 225 \frac{\text{ppb}}{\tau} \mu\text{s}$$

Die Angabe 1 ppb oxy entspricht einer Konzentration von $1 \cdot 10^{-9} \text{ mol Sauerstoff}$ in einem Liter Mediumsflüssigkeit.

Durch die Minimierung der Verunreinigungen wird gewöhnlich versucht, die Ladungsverluste während der Driftzeit, so gering wie möglich zu halten. Wie oben ausgeführt besteht ein Zusammenhang zwischen dem Rekombinationsradius κ bzw. dem Debye'schen Abschirmradius D und der Konzentration an Verunreinigungen. Die Abschirmung der Nachbarionen der Kolonne ist von großem Einfluß auf die Entkommwahrscheinlichkeit. Ein Rückgang der Abschirmung der Nachbarionen verringert die Entkommwahrscheinlichkeit. Dies bedeutet aber, daß ein gewisser Grad an Verunreinigung des Mediums notwendig

ist, um den Elektronen ein Entkommen von der dichten Ionenkolonne überhaupt zu ermöglichen.

Ein Zusammenhang zwischen dem Debye'schen Abschirmradius D und dem in Anlehnung an ihn eingeführten Rekombinationsradius κ ist nicht bekannt. Deshalb kann keine quantitative Verbindung zwischen der Lebensdauer τ und κ hergestellt werden (siehe hierzu Anmerkungen in Anhang A). Man kann aber vermuten, daß κ mit steigender Lebensdauer zunehmen muß.

2.4 Driftfunktion und Signalgröße

Die verschiedenen Prozesse der Signalentstehung und -beeinflussung, wie sie in den Abschnitten 2.2 und 2.3 dargelegt wurden, sollen im folgenden zu einem einzigen Ausdruck zusammengefaßt werden.

Aus der Kombination der Gleichungen (16) und (17) ergibt sich für den Strom im Meßkreis:

$$I(t) = \frac{N_{mod} e}{t_d} e^{-\frac{t}{\tau}} \left(1 - \frac{t}{t_d}\right)$$

Durch Integration über die Driftzeit t von 0 bis t_d erhalten wir die registrierbare Ladung Q_{reg} :

$$\begin{aligned} Q_{reg} &= \int_0^{t_d} I(t) dt = Q_{mod} \frac{\tau}{t_d} \left(1 - \frac{\tau}{t_d} \left(1 - e^{-\frac{t_d}{\tau}}\right)\right) \\ &= Q_{mod} f(\tau, t_d) \end{aligned} \tag{18}$$

mit den Bezeichnungen

- Q_{mod} = die der Kolonnenrekombination entkommene Ladung
- t_d = maximale Driftzeit der Elektronen $t_d = t_d(E) = d/(\mu E)$
- τ = mittlere Lebensdauer der Elektronen.

Die so definierte Funktion $f(\tau, t_d)$ heißt Driftfunktion. Q_{mod} läßt sich wiederum durch die deponierte Ladung Q_0 und die integrale modifizierte Entkommenswahrscheinlichkeit nach Gl. (11) ausdrücken. Als Endausdruck ergibt sich daher:

$$Q(E) = Q_0 \cdot \Phi_{mod}(\alpha, E, B, S, \kappa) \cdot f(\tau, t_d),$$

wobei

$Q(E)$ = gemessene Ladung

Q_0 = eingebrachte Ladung $Q_0 = \Delta E e / W$

ΔE = deponierte Energie $\Delta E = \int (dE/dx) dx$

Φ_{mod} = integrale modifizierte Entkommwahrscheinlichkeit nach Gl. (11)

$f(\tau, t_d)$ = Driftfunktion nach Gl. (18)

bezeichnen.

Die sich aus der Theorie ergebenden fünf freien Parameter sind:

B = mittlerer Thermalisationsabstand nach Gl. (4)

S = Ionenabstand

κ = Rekombinationsradius

F = Normierungsfaktor (in Φ_{mod} enthalten)

τ = Lebensdauer der Elektronen.

Diese Parameter lassen sich durch einen Vergleich der aus Messungen erhaltenen Ladungswerten mit den durch die Theorie vorhergesagten extrahieren. Aus dem Ionenabstand S kann der W -Wert bestimmt werden:

Beim Durchgang ionisierender Teilchen durch das Medium, ist die mittlere Energie W zur Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares weitgehend unabhängig von der Energie des Teilchens bzw. vom linearen Bremsvermögen dE/dx [Sta65]. Da letzteres mit Hilfe der Bethe-Bloch-Formel (siehe Tabellenwerke wie [Nuc64]) berechnet werden kann, gewinnt man eine Aussage über den mittleren Ionenabstand S und den W -Wert nach:

$$W = S \cdot \frac{dE}{dx}$$

Da der mittlere Thermalisationsabstand B bei einem bestimmten Medium von der auf das Elektron übertragenen kinetischen Energie abhängt, sollte B ebenfalls unabhängig von der verwendeten Projektilsorte (Tritonen oder Deuteronen) und deren Energie sein.

3. Experiment

Für die Untersuchungen wurden die KASCADE-Ionisationskammern, die in [Bol92] beschrieben sind, verwendet. Zusätzlich wurde für diese Arbeit eine spezielle Kammer entwickelt, die den besonderen Anforderungen an die Überprüfung der in Kapitel 2 entwickelten Theorie gerecht wird.

Als aktives Medium wird TMS verwendet, das Elektronenleitung mit einer Beweglichkeit von $98 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$ zeigt. Unter den in Frage stehenden Flüssigkeiten bei Raumtemperatur besitzt es die höchste Beweglichkeit [Vat91].

3.1 Aufbau der Ionisationskammern

3.1.1 KASCADE-Kammern

Die Ansicht einer KASCADE-Kammer ist in Fig. 4 zu sehen. Sie besteht aus einer Edelstahlhülle der Größe $50 \times 50 \times 1 \text{ cm}^3$ mit 1 mm Stärke. Darin sind vier quadratische Elektrodenbleche mit 1 mm Stärke mittels Keramikhalter elektrisch voneinander isoliert angebracht. Sie werden an eine Hochspannung von bis zu 8 kV gelegt und ihre Signale werden über keramische Hochspannungsdurchführungen getrennt herausgeführt und je einem ladungsempfindlichen Vorverstärker zugeleitet. Der weitere Aufbau sowie die Reinigungs- und das Füllverfahren sind bei [Bol92] beschrieben. Das aktive Medium hat eine durchschnittliche Gesamtdicke von ca. 7 mm, was bei einer Dichte von 0.651 g/cm^3 für TMS einer Massenbelegung von 0.455 g/cm^2 entspricht.

3.1.2 Spezialekammer

3.1.2.1 Konstruktive Anforderungen

Untersuchungen bezüglich der Rekombinationsprozesse unter Einstrahlung mit verschiedenen Winkeln gegenüber dem elektrischen Feld sind mit Hilfe der KASCADE-Kammern nur sehr ungenau möglich, da der Ionisationsverlust bzw. das Energiestraggling in den dicken Außenwänden und Innenelektroden groß ist.

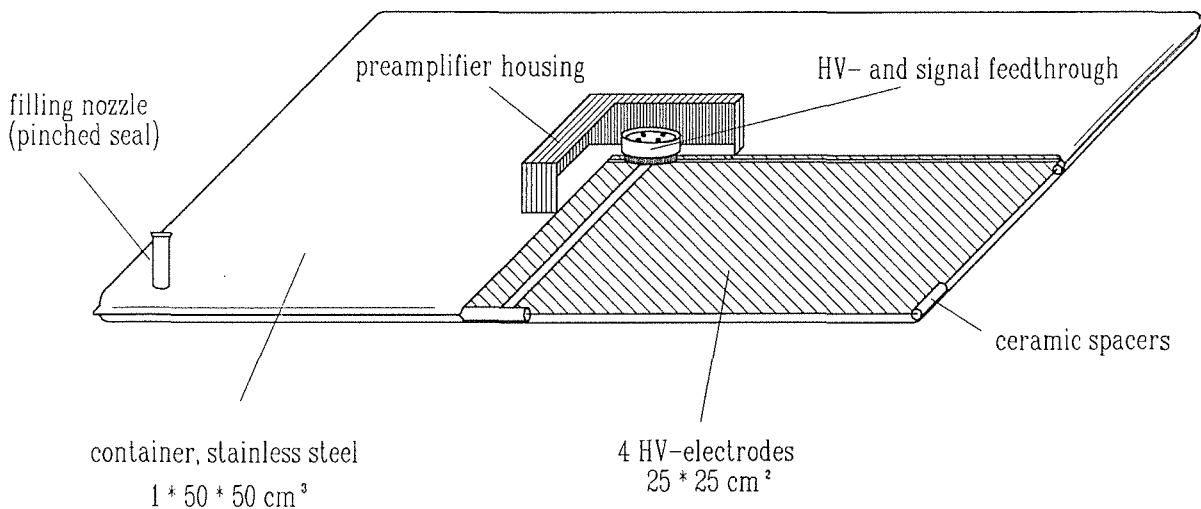


Fig. 4: Ansicht einer KASCADE-Kammer.

Deshalb wurde eine spezielle Kammer gebaut, an die folgende Anforderungen gestellt wurden (vgl. Fig. 5):

1.) Dünne Eintritts- und Austrittsfenster.

Es fanden Edelstahlbleche mit 0.2 mm Stärke Verwendung, die mittels Elektronenstrahlschweißung in den Kammerkorpus eingebracht wurden. Bei einem maximalen Eintrittswinkel von 60°, ergibt dies eine wirksame Wegstrecke im Edelstahl von 0.4 mm pro Fenster.

2.) Dünne Innenelektrode.

Die Innenelektrode sollte im Idealfall masselos sein, um keine Trennung des aktiven Mediums durch eine dazwischenliegende Edelstahlschicht zu bewirken. Letztere vergrößert über Kernstreuung im Edelstahl das Winkelstragging unnötig und bringt dadurch eine zusätzliche Unsicherheit bei der Bestimmung des Energieverlustes nach Bethe-Bloch in die Rechnungen ein. Die dünne Innenelektrode wurde auf zwei verschiedene Arten realisiert:

a) Es fand ein Nickelnetz der Stärke 20 µm mit 38 Drähten pro mm Verwendung (Netzkammer). Dieses wurde in einen runden Spannring mit einem Innendurchmesser von 104 mm eingespannt (siehe Fig. 16, Anhang B). Aufgrund der Elastizität eines solchen Netzes kommt es unter Anlegen von Hochspannung zwischen ihm und der Außenwand der Kammer zu einem Auswandern des Netzes aus der vorgegebenen Mittellage. Anfängliche Toleranzen in der Mittellage und zufällige Fluktuationen

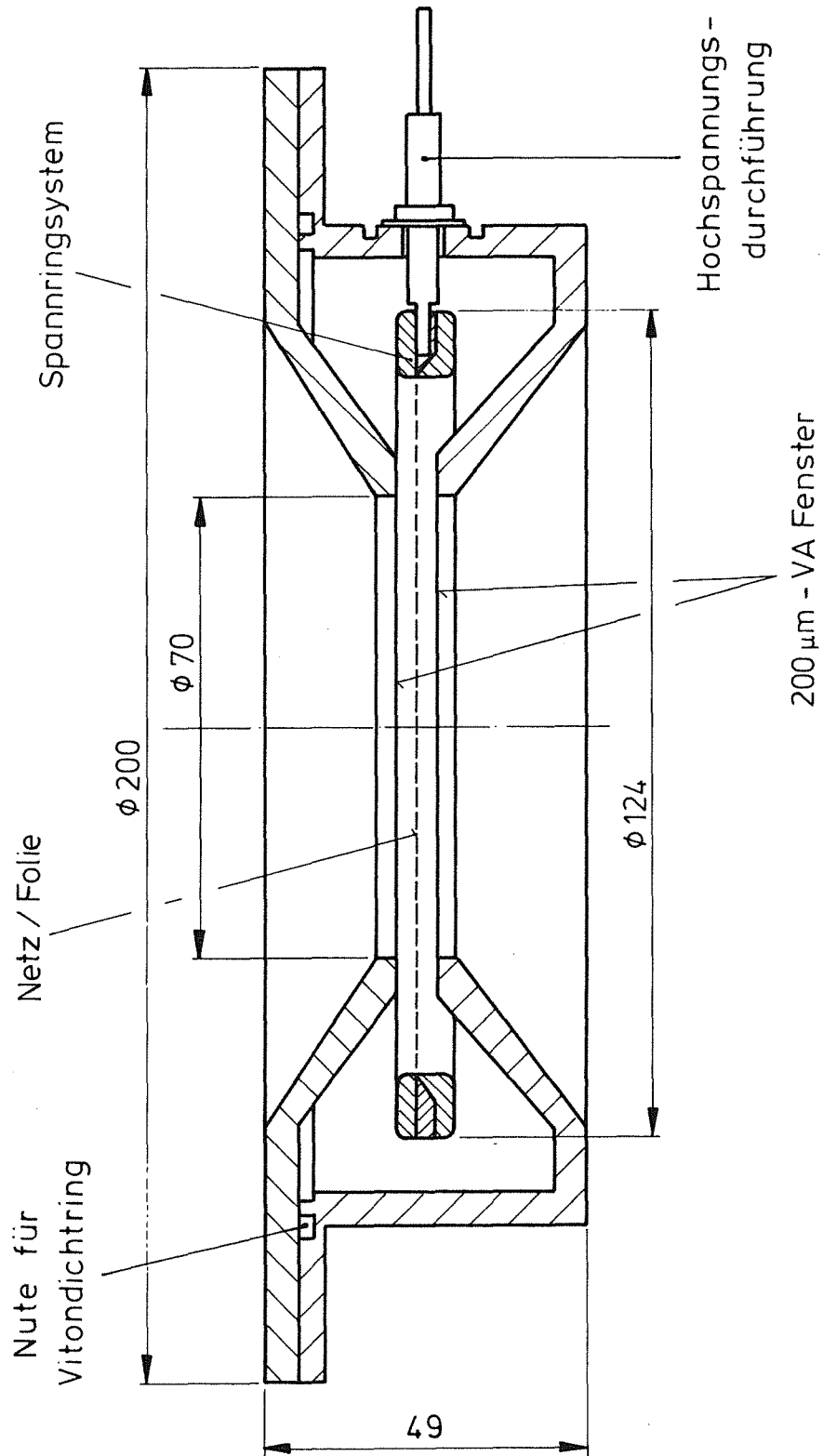


Fig. 5: Prinzipieller Aufbau der Spezialkammer. Sie ist als Edelstahlrund ausgeführt. Das Spannringsystem, welches die Innenelektrode trägt, wird über drei Hochspannungsdurchführungen, von denen eine rechts im Bild zu sehen ist, in seiner Mittellage gehalten. Die Hochspannung wird über eine der Durchführungen der Innenelektrode zugeführt. Die Kammeraußenwände dienen als Gegenelektrode und liegen auf Masse.

führen zu einer einseitigen Krafteinwirkung auf das Netz, welche direkt proportional zur elektrischen Feldstärke und umgekehrt proportional zum Quadrat der Abstandsdifferenzen ist. Einem Einspannen mit höherer Zugspannung setzt die Stabilität eines solchen Netzes Grenzen. Damit sind keine stabilen geometrischen Verhältnisse bei Messungen mit unterschiedlichen Feldstärken gewährleistet. Trotzdem wurden die Meßergebnisse in die Auswertung miteinbezogen, da sich einerseits die Änderungen in der Kammer berechnen lassen und somit berücksichtigt werden können, andererseits die Messungen mit Hilfe der Netzkammer der Forderung nach möglichst masseloser Elektrode am nächsten kamen.

- b) Es wurde eine Edelstahlfolie der Stärke 50 μm als Elektrode in den Spannring eingespannt (Folienkammer). Aufgrund der stärkeren Dicke dieser Folie gegenüber dem Nickelnetz sowie größerer Stabilität des Edelstahls und der Durchgängigkeit des Materials gegenüber einem Netz, können hier deutlich höhere Zugspannungen angewendet werden. Dies gewährleistet eine praktisch unveränderte Lage der Elektrode über den gesamten Hochspannungsbereich bis 6 kV. Allerdings bewirkt die größere Dicke der Folie gegenüber dem Nickelnetz einen Sprung im Bremsvermögen dE/dx , der bei der Auswertung berücksichtigt werden muß.

3.) Hohe Feldstärke und Homogenität des Feldes im aktiven Bereich.

Die kürzeste Distanz zwischen Innenelektrode und Außenelektrode (= Außenwand der Kammer) sollte im aktiven Bereich zwischen den Fenstern liegen, damit nicht andere Stellen innerhalb der Kammer feldbegrenzend wirken. Diese Forderung führt auf einen Mindestabstand der Kammerinnenwand vom Spannring, der größer als der Elektrodenabstand im Fensterbereich sein muß. Um Koronaentladungen weitgehend auszuschließen, sind sämtliche Kanten innerhalb der Kammer sorgfältig abgerundet.

4.) Möglichst wenig konstruktive Elemente innerhalb der Kammer.

Um die Reinhaltung des TMS in der Spezialekammer sicherzustellen und Desorption elektronegativer Teilchen weitgehend auszuschließen, sollten so wenig Baugruppen wie möglich in der Kammer Verwendung finden. Deshalb sind die Keramikdurchführungen zusätzlich zu Ihrer Funktion als elektrische Kontaktierungen als tragende Elemente für den Spannring mit in die Konstruktion einbezogen.

Der Wunsch bis zu Winkeln von 60° zu messen und die Forderungen unter Punkt 3.), führten zu den trichterförmig abgeschrägten Wänden der Spezialkammer. Dies gewährleistet, daß der Teilchenstrahl auch noch bei Einschuß unter 60° gegenüber der Senkrechten, zuzüglich des auftretenden mittleren Winkelstragglings von max. 5° , die Kammer vollständig passieren kann, ohne an den Außenwänden zu streifen.

Die Spezialkammer ist vollständig in Edelstahl ausgeführt, was eine leichtere Reinigung gewährleistet. Der Abbildung ist zu entnehmen, daß die Kammer im wesentlichen aus zwei Hälften besteht, von denen die untere, die Bodenhälfte, praktisch alle konstruktiven Elemente trägt, während die obere lediglich einen Deckel darstellt. Dieser wird mit der Bodenhälfte verschraubt und mit einem Vitonring gedichtet. Es kann auch Indium Verwendung finden, falls langfristige Meßreihen mit der Spezialkammer geplant sind.

Als Hochspannungsdurchführungen wurden Zylinderdurchführungen vom Typ 551-0454 der Firma Friedrichsfeld eingesetzt. Sie sind mit dem Kammergehäuse mittels Elektronenstrahlschweißung verschweißt.

Details über den weiteren Aufbau der Spezialkammer sowie photographische Abbildungen und eine Tabelle der technischen Daten sind Anhang B zu entnehmen.

3.1.2.2 Reinigung und Zusammenbau

Eine gründliche Reinigung der Kammer ist für die Lebensdauer der freigesetzten Ladungsträger wichtig. Die Spezialkammer wurde daher in ihren Einzelteilen vor dem Zusammenbau zuerst in einem Ultraschallbad mit Ethanol von Fett befreit. Danach erfolgte eine weitere Ultraschallreinigung in einem auf ca. 70°C erwärmten alkalischen Bad. Anschließendes gründliches Abspülen mit entmineralisiertem Wasser mit einer spezifischen Leitfähigkeit von $0.05 \mu\text{S}/\text{cm}$, gefolgt von einer Trocknung in einem Trockenschrank bei 70°C , bildeten die Vorbereitungen vor dem Zusammenbau, der in einer staubfreien, ventilierten Reinbank durchgeführt wurde. Der Naßreinigung schließt sich eine Plasmareinigung an. Hierbei wird die Kammer mit 3 mbar Argon gefüllt und kurzzeitig eine Spannung von 250 V an die Elektroden gelegt. Dies führt zum Zünden einer Glimmentladung in der Kammer, womit Oberflächenlagen

desorbiert und anschließend abgepumpt werden. Der Strom wird hierbei auf ca. $70 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ begrenzt, wodurch gewährleistet ist, daß das negative Glimmlicht sich vollständig über der gesamten Innenfläche der Kammer ausbreitet (hierfür sind ca. $50 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ ausreichend). Die Glimmentladung wird für 15 Sekunden aufrechterhalten, anschließend wird das Argon abgepumpt. Der gesamte Vorgang wurde insgesamt ca. 100 mal durchgeführt, wobei bei der Folienkammer zwischen den einzelnen Vorgängen die Polarität der angelegten Spannung gewechselt wird, um sowohl eine Reinigung der Kammerinnenwände, als auch der Folie zu erreichen. Bei der Netzkammer verzichteten wir auf die Änderung der Polarität, um das Netz nicht durch mögliche Bogenentladungen zu beschädigen. Hier wurden mit Hilfe der Plasmareinigung nur die Kammerinnenwände gereinigt. Abschließend wurde die Kammer mit 1 bar Argon bis zur Beschickung mit TMS beaufschlagt.

Die anschließende Füllung der Spezialkammer erfolgte an der TMS-Reinigungs- und Füllanlage, die in [Get88] ausführlich beschrieben ist. Die Kammer wurde hierzu mehrmals gespült und anschließend endgültig abgefüllt und - im Gegensatz zu den KASCADE-Kammern - mit einem Federbalgventil verschlossen, so daß spätere Öffnungen jederzeit möglich sind. Die Reinheit des aus der Destillationsanlage kommenden TMS ist besser als 4 ppb oxy (Sauerstoffäquivalente, siehe Abschnitt 2.3.2), was einer Lebensdauer von über 50 μs entspricht. Geringere Lebensdauern, die sich bei den Messungen mit der Spezialkammer ergaben, sind auf Verunreinigungen aus den Kammerwänden zurückzuführen.

3.2 Durchführung der Messungen

Die Untersuchungen wurden mit Hilfe von Tritonen von 95.77 MeV bzw. Deuteronen von 94.38 MeV durchgeführt. In einer 7 mm starken TMS-Schicht, wie sie typischerweise in den KASCADE-Kammern vorliegt, haben die Tritonen ein mittleres Massenbremsvermögen $\langle dE/dx \rangle$ von $(23 \pm 1) \text{ MeV}/\text{gcm}^{-2}$ und die Deuteronen von $(15 \pm 1) \text{ MeV}/\text{gcm}^{-2}$. Diese Unterschiede erlauben eventuelle Abhängigkeiten der Parameter vom Bremsvermögen zu überprüfen.

Die Erzeugung der Tritonen bzw. Deuteronen erfolgt über die Präparation eines Sekundärstrahles mit Hilfe einer (α, t) - bzw. (α, d) -Reaktion an einem Aluminium-

target. Bei einem Targetstrom von $100 \mu\text{A}$ erhält man ca. 400 Tritonen bzw. 100 Deuteronen pro Sekunde. Kernphysikalische Details über die Bereitstellung des Teilchenstrahles sind in Anhang C zusammengestellt.

3.2.1 Experimentelle Anordnung

Fig. 6 zeigt den experimentellen Aufbau. Von den an einem Al-Target gestreuten Teilchen, wird mit Hilfe eines Magnetspektrographen ("Little John", Linsensystem QQDS, [Gil89]) die gewünschte Teilchensorte und der Impuls unter einem Winkel von 2° gegenüber der Primärstrahlrichtung selektiert. Der so präparierte Sekundärstrahl tritt durch ein $50 \mu\text{m}$ Kaptonfenster aus, was für die Tritonen zu einem Energieverlust von 0.15 MeV , für die Deuteronen von 0.11 MeV führt.

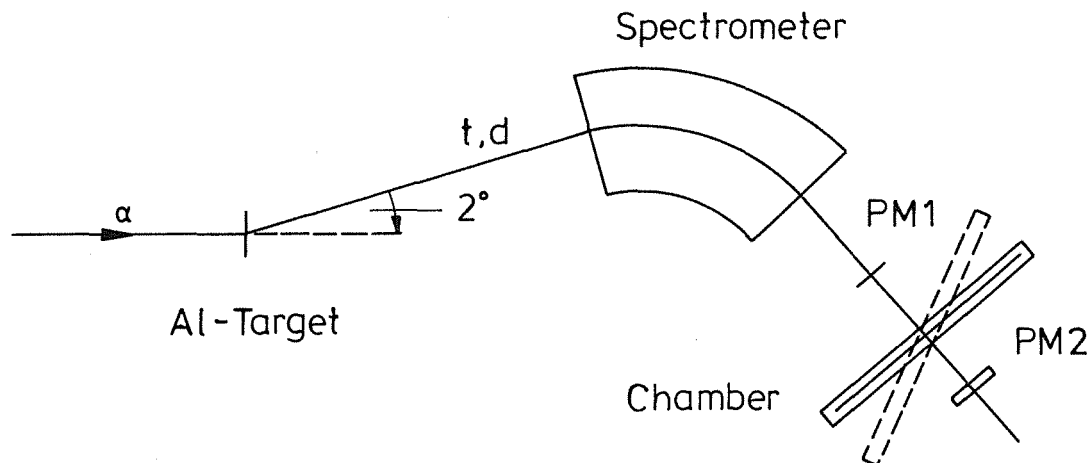


Fig. 6: Schema des experimentellen Aufbaus. Die über eine (α,t) - bzw. (α,d) -Reaktion erzeugten Tritonen bzw. Deuteronen werden mit Hilfe eines Spektrometers selektiert und auf die Ionisationskammer fokussiert. Das Spektrometer ist vereinfacht als Dipol dargestellt. PM1 und PM2 sind Szintillationszähler mit Photomultiplier zur Diskriminierung gegen den Untergrund.

Nach Passieren von ca. 15 cm Luft durchläuft der Strahl einen dünnen Szintillator (0.5 mm NE102), daraufhin die eigentliche Detektorkammer und anschließend einen weiteren Szintillator (1 mm NE102). Die beiden Szintillationszähler triggern die Messungen und diskriminieren gegen den Untergrund in der Experimentierhalle. Die Detektorkammer befindet sich auf einem Drehtisch mit Gradeinteilung für genau definierte Messungen unter verschiedenen Einfallswinkeln des Strahles in die Kammer. Es wurde darauf

geachtet, daß der Mittelpunkt der Kammer, der Drehpunkt des Drehtisches und der Brennpunkt der Strahlfokussierung zusammenfallen.

3.2.2 Meßelektronik

Die Signale werden aus den Kammern über einen Kondensator ausgekoppelt, und mit Hilfe eines ladungsempfindlichen Vorverstärkers für die weitere Signalverarbeitung aufbereitet (siehe Fig. 7). Es handelt sich dabei um eine hybridisierte Weiterentwicklung des in [Kei81] beschriebenen Vorverstärkers, der direkt auf den Kammern angebracht ist. Das Elektronenrauschen liegt bei einer kapazitiven Eingangslast von 600 pF, wie sie für KASCADE-Kammern typisch ist, bei 0.25 fC (rms) oder 1500 Elektronen. Für die Spezialkammer findet ein leicht modifizierter Vorverstärker Verwendung. Ein Schaltbild des Vorverstärkers ist in Anhang D ersichtlich. Die Beschreibung der Komponenten und ihre Wirkung kann [Kei81, Bol90] entnommen werden.

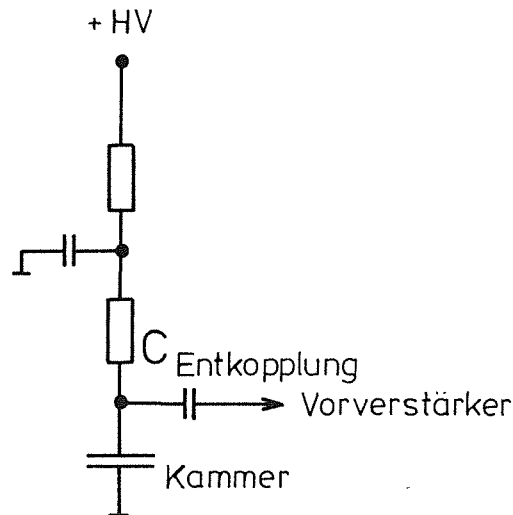


Fig. 7: HV-Anschluß der Kammern. Das aus der Kammer kommende Signal wird über einen Koppelkondensator in den Vorverstärkereingang eingespeist. Dadurch wird eine galvanische Abkopplung des Verstärkereingangs von der für den Betrieb der Ionisationskammer erforderlichen Hochspannung erreicht.

Für eine gleichbleibende Übertragung der Signale ist die Konstanz der Koppelkapazität über den gesamten Hochspannungsbereich zu gewährleisten. Deshalb fand bei der Spezialkammer ein Glimmerkondensator Verwendung, der diese Forderung erfüllt.

Bei den KASCADE-Kammern werden aus Kostengründen keramische Scheibenkondensatoren verwendet. Diese haben eine von der Spannung abhängige Kapazität, wie aus Fig. 8 zu ersehen ist. Die Signale der KASCADE-Kammern sind deshalb anhand des gemessenen HV-Verlaufes zu korrigieren.

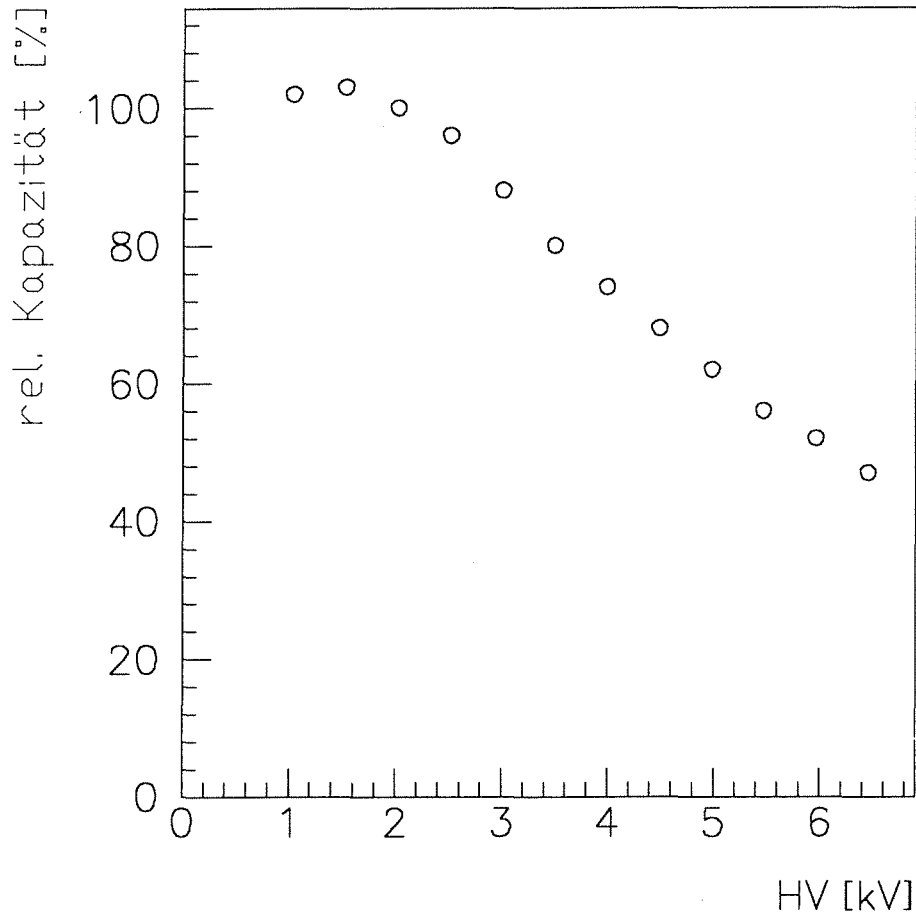


Fig. 8: Experimentell bestimmte Hochspannungsabhängigkeit der Koppelkondensatoren. Keramische Kondensatoren haben einen negativen Kapazitätsverlauf. Mit zunehmender Spannung wird daher ein immer geringerer Teil des Signals in den angeschlossenen Vorverstärker eingekoppelt. Auf diesen Signalverlust ist zu korrigieren.

In Fig. 9 ist die Signalverarbeitung als Blockschaltbild wiedergegeben. Das Signal der beiden Photomultiplier wird über zwei Schwellendiskriminatoren (LeCroy, Model 623) koinzident verknüpft (Koinzidenzeinheit LeCroy, Modell 465) und als Triggersignal verwendet. Das Kammersignal wird über einen Hauptverstärker (Ortec, Modell 572) geführt und in einem Vielkanalanalysator (Nuclear Data, Spectrum88) analysiert, der mit dem Triggersignal aktiviert wird. Im Falle der Spezialkammer wird ein Differenzausgang des Vorverstärkers verwendet, der mit einem Differenzverstärker (Ortec, Modell 672) als Hauptverstärker gekoppelt ist. Letzterer ist direkt neben der Kammer, innerhalb der Experimentierhalle installiert, um lange Kabelwege zwischen Vor- und

Hauptverstärker zu vermeiden. Die Differenzverstärkung und die kürzeren Signalwege einerseits, die kleinere Baugröße und geringere Kapazität andererseits, führen bei der Spezialkammer zu einem besseren Auflösungsvermögen der Signale verglichen mit den Ergebnissen der KASCADE-Kammern. Das rms-Rauschen der Signale wird dadurch um den Faktor 3 verringert.

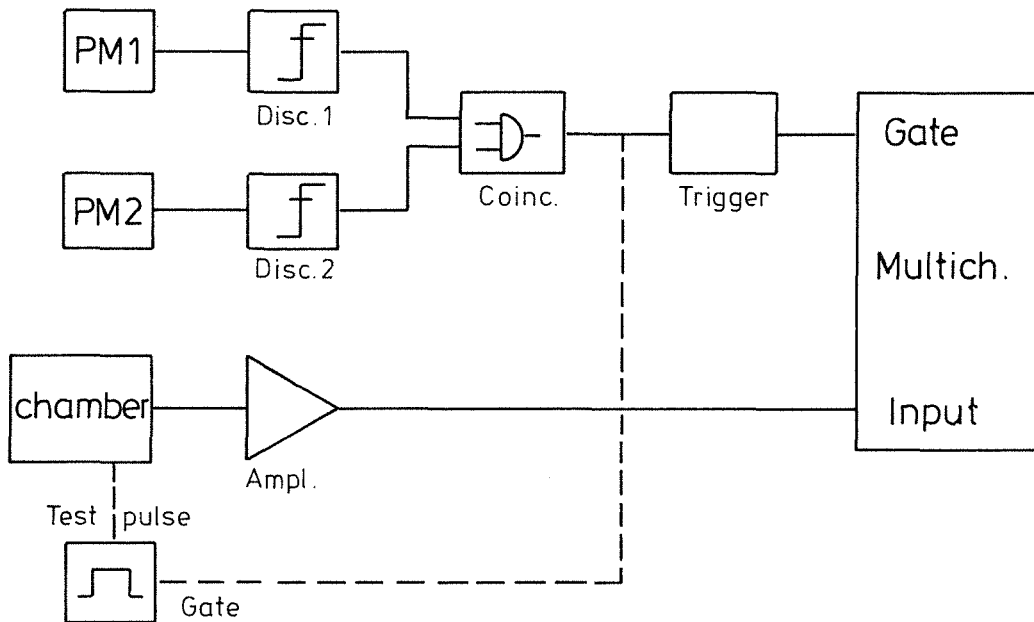


Fig. 9: Prinzipschaltung der verwendeten Meßelektronik. Die gestrichelt eingezeichnete Verbindung wird nur zur Eichung des Signals der Ionisationskammern verwendet.

Zur Eichung der Elektronik werden definierte Testpulse (Pulsgenerator Hewlett-Packard, Modell HP8112A) über einen auf dem Vorverstärker befindlichen Eichkondensator in den Eingang des Vorverstärkers eingekoppelt. Um elektromagnetische Einstreuungen weitgehend auszuschließen, wird der Testpuls im Bereich von 0.2 bis 0.8 Volt über Koaxialkabel in die Experimentierhalle geleitet und unmittelbar vor der Kammer mittels Abschwächer um den Faktor 400 abgeschwächt. Während des Eichvorgangs wird der Vielkanalanalysator ebenfalls durch den Testpuls aktiviert, so daß diese Kalibration unter Strahlbedingungen durchgeführt werden konnte. Die Kammern sind dabei an eine Hochspannung von 2 kV gelegt. Bei dieser Eichung werden Nullpunktverschiebungen infolge hohen Teilchenuntergrundes in der Experimentierhalle berücksichtigt.

3.2.3 Meßprogramm

Das durchgeführte Meßprogramm kann in drei Teile gegliedert werden:

- 1.) Aufzeichnung der Kammersignale bei unterschiedlicher Hochspannung, sogenannte Hochspannungskurven, unter senkrechtem Einschub des Tritonenstrahles in die Kammern.
- 2.) Aufnahme von Hochspannungskurven unter Einschub des Tritonenstrahles mit verschiedenen Winkeln gegenüber der Senkrechten.
- 3.) Aufnahme von Hochspannungskurven unter senkrechtem Einschub des Deuteronenstrahles in die Kammern.

Die Hochspannungskurven werden aufgenommen, indem die Spannung an der jeweiligen Kammer schrittweise um 0.5 kV bzw. 1.0 kV erhöht wird und das zugehörige Signal mit Hilfe des Vielkanalanalysators protokolliert wird. Bei 2.0 kV wird eine Eichung des Kammersignals mittels Testpulsen durchgeführt. Eine auf diese Weise erhaltene Hochspannungskurve ist in Kapitel 4, Fig. 10 wiedergegeben.

Die maximal mögliche Hochspannung liegt für KASCADE-Kammern bei 8 kV, was bei einem Elektrodenabstand von typischerweise 3.5 mm zu einer elektrischen Feldstärke von 23 kV/cm führt. Die Spezialkammer ist für maximal 6 kV ausgelegt, was bei einem Elektrodenabstand von 4 mm zu einer elektrischen Feldstärke von 14 kV/cm führt.

Die Winkelmessungen wurden bei den KASCADE-Kammern in 10°-Schritten bis 40° durchgeführt. Wesentlich genauere Untersuchungen konnten mit der Spezialkammer erzielt werden, bei der in 5°-Schritten bis 60° gemessen wurde. Für jede Winkeleinstellung wird hierbei eine vollständige Hochspannungskurve, wie für die 0°-Messung beschrieben, aufgenommen.

Mit Deuteronen wurden lediglich Untersuchungen unter 0° vorgenommen. Sie sollen eine eventuelle Abhängigkeit der Rekombinationsprozesse vom Bremsvermögen dE/dx aufklären helfen.

3.2.4 Signaleichung

Die Eichung erfolgte über einen Eichkondensator von $2.2 \text{ pF} + 0.37 \text{ pF}$ Streukapazität. Im Idealfalle sollten die eingekoppelten Testpulse am Vorverstärkereingang denselben Signalverlauf erzeugen, wie die Signale der Tritonen bzw. Deuteronen. Aufgrund der Überlegungen in Abschnitt 2.4 ist der Signalverlauf durch die dort abgeleitete Funktion $f(\tau, t_d)$ gegeben. Die Testpulse müssten daher die Form des Integrales über $f(\tau, t_d)$ besitzen, da sie über den Eichkondensator differenziert werden. Da ein solcher Signalverlauf schwierig zu erzeugen ist, wurde eine rein ballistische Eichung vorgenommen, d. h. die Zeit der Ladungseinkopplung war kurz gegen die Integrationszeit des Verstärkers. Die Testpulse hatten eine steile Anstiegsflanke von 100 ns und eine flache Abstiegsflanke von $1 \text{ }\mu\text{s}$.

Die Eichung wurde mit Testpulsen durchgeführt, die Ladungsmengen simulieren, wie sie auch von den verwendeten Teilchenstrahlen in den Kammern erzeugt werden, und zwar wurden jeweils 5.14 fC , 2.57 fC und 1.285 fC eingekoppelt. Die Regressionsanalysen ergaben Eichgeraden mit einer Linearität von besser als 1% . Die Genauigkeit der Absoluteichung der Ladungsmessung wird auf 1.5% für KASCADE-Kammern und 0.5% für die Spezialkammer abgeschätzt.

3.2.5 Signalformung

Der verwendete Vorverstärker besitzt ein Differenzier- und ein Integrierglied. Im Interesse einer möglichst vollständigen Ladungssammlung und Minimierung des seriellen Transistorrauschens sind lange Integrationszeiten erwünscht. In der Praxis steht dies im Gegensatz zu möglichst störfreien Signalen, die kurze Integrationszeiten verlangen. Das Integrierglied nach der Eingangsstufe auf dem Vorverstärker arbeitet mit einer Zeitkonstanten von ca. $2 \text{ }\mu\text{s}$. Die Pulsformung des angeschlossenen Hauptverstärkers wurde ebenfalls auf $2 \text{ }\mu\text{s}$ eingestellt.

Langsame Signale treten bei großen Driftstrecken und niedrigen elektrischen Feldern in den Kammern auf. Der durchschnittliche Elektrodenabstand einer KASCADE-Kammer liegt bei 3.5 mm . In TMS ergibt dies bei 0.5 kV eine maximale Driftzeit t_d von ca. $1.8 \text{ }\mu\text{s}$.

Mit Hilfe unterschiedlicher Pulsformung des Verstärkers und verschiedener Anstiegsflanken der Testpulse können die durchschnittlichen Verluste infolge ballistischen Defizits bestimmt werden. Es ergibt sich für unsere Messung eine Korrektur der Meßwerte, die bei 1.0 kV eine 5%-ige Anhebung der errechneten Ladungen und bei 1.5 kV eine 1.0%-ige Anhebung notwendig macht.

Im Falle der Spezialekammer wurde die Erdung zwischen Vor- und Hauptverstärker dadurch verbessert, daß der Hauptverstärker direkt neben der Kammer, innerhalb der Experimentierhalle plazierte wurde, woraus sich kurze Kabelwege ergaben. Durch zusätzliche Verwendung eines Differenzverstärkers konnte das Signalrauschen weiter minimiert werden, so daß mit einer Integrationszeit von 6 μ s gemessen werden konnte. Ein ballistisches Defizit trat dabei nicht auf.

4. Ergebnisse und Vergleich mit der erweiterten Onsager-Theorie

Fig. 10 zeigt eine typische Hochspannungskurve, wobei durch die Meßpunkte eine Ausgleichskurve nach der modifizierten Onsager-Theorie gelegt wurde. Dabei wurden alle fünf Parameter der Theorie an die Daten angepaßt. Die darüber dargestellte Kurve zeigt den theoretischen Verlauf der sich im Falle einer gegen die Driftzeit sehr großen Lebensdauer ergeben würde. Es ist daraus ersichtlich, daß die Anfangskrümmung für niedrige elektrische Felder im wesentlichen von der Lebensdauer bestimmt wird.

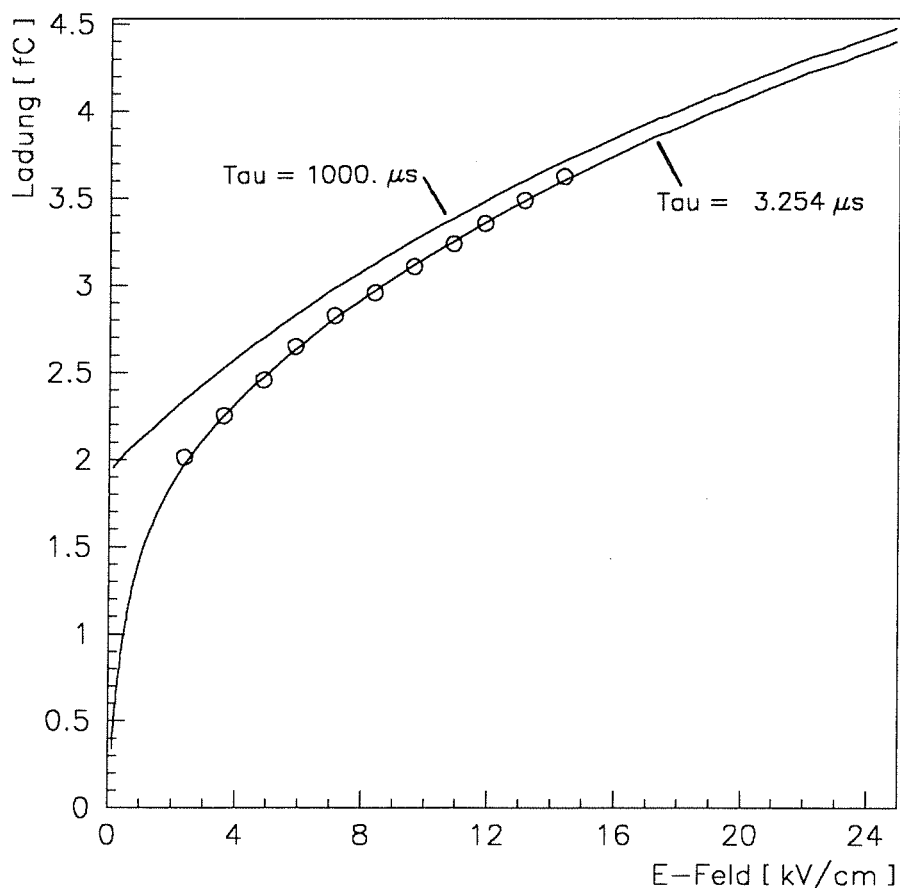


Fig. 10: Experimentell bestimmte Ladungswerte einer typischen Kammer. Die Fehlerbalken sind kleiner als die eingezeichneten Meßpunkte. Die Kurven sind nach der modifizierten Onsagertheorie berechnet.

Die Meßpunkte in Fig. 10 sind mit einem statistischen Fehler behaftet, der ungefähr dem dargestellten Punktdurchmesser entspricht. Er ist der Fehler des Mittelwertes der Gaußverteilung, mit der jeder einzelne Meßpunkt bestimmt

wurde. Zusätzlich treten noch Unsicherheiten bei der Bestimmung der Dicke der Ionisationskammern auf, die mit Hilfe eines Schnelltasters unmittelbar im Anschluß an jede Messung bestimmt wurde. Wir schätzen den Gesamtfehler aus Ablesefehler und Toleranz des Schnelltasters auf ca. 2%, bei einer durchschnittlichen Kammerdicke von 10 mm. Zusammen mit dem Fehler aus der Ladungseichung, ergibt sich ein systematischer Fehler von 3.0%.

4.1 Bestimmung des mittleren Thermalisationsabstandes und des W-Wertes

In einem ersten Schritt der Auswertung ist es notwendig, durch eine Ausgleichsrechnung, bei dem alle fünf Parameter der modifizierten Onsager-Theorie gleichzeitig an die Meßdaten angepaßt werden, einen mittleren Wert für W und den Thermalisationsabstand B zu finden. Eine solche Anpassung ist aufgrund der aufwendigen Integrale und Summen, die in der neuen Theorie auftreten, sehr rechenintensiv. Daher mußte ein Kompromiß zwischen vertretbarem Rechenaufwand und hinreichender Statistik gewählt werden, so daß die Fehler mit denen B und W bestimmt wurden, optimiert werden können. Die Anpassung wurde mit dem Programm MINUIT aus der CERN-Bibliothek durchgeführt.

Unter den gemessenen Hochspannungskurven wurden nur solche für die Auswertung herangezogen, die bis mindestens 5 kV aufgenommen wurden. Zusätzlich wurde für die Bestimmung von B und W Kammern mit unterschiedlicher Lebensdauer τ berücksichtigt, da τ keinen Einfluß auf B oder W haben sollte. Es ergibt sich aus der Auswertung von 7 KASCADE-Kammern, mit einer Lebensdauer zwischen 3 μ s und 20 μ s, ein Mittelwert für B und W von:

$$\begin{aligned}\langle B \rangle &= (230 \pm 30) \text{ \AA} \\ \langle W \rangle &= (29 \pm 5) \text{ eV}\end{aligned}$$

Der so bestimmte mittlere Thermalisationsabstand liegt in guter Übereinstimmung mit Ergebnissen anderer Experimentatoren, die mit minimal ionisierenden Elektronen gemessen haben, wie [Get88] mit $B = 240 \text{ \AA}$ oder [Vat91] mit $B = 170 \text{ \AA}$. Es wurden hier nur Referenzen aufgeführt, die ebenfalls eine gaußgewichtete Verteilungsfunktion für den Thermalisationsabstand zugrunde

gelegt haben, weswegen die TMS-Messungen von H. Jungbluth [Jun75] u.a. nicht vergleichbar sind.

Der W-Wert läßt sich weniger gut bestimmen. Dies liegt daran, daß bei der Ausgleichsrechnung die modifizierte Entkommwahrscheinlichkeit in der Lage ist, Fluktuationen im Ionenabstand S (über den der W-Wert bestimmt wird) durch den Rekombinationsradius κ in gewissem Umfang zu kompensieren. Deshalb liegt die Unsicherheit bei der Bestimmung des W-Wertes mit ca. 17% des mittleren Wertes relativ hoch. Auf der anderen Seite fügt sich der Mittelwert von 29 eV gut in die Ergebnisse anderer Autoren ein, wie einer Tabelle in [Sta65] zu entnehmen ist. Nach dortigen Angaben liegen die W-Werte typischerweise zwischen 25 eV und 35 eV (in der Gasphase). I. Lopes [Lop87] erhält für TMS 24 eV.

Da B und W unabhängig vom Bremsvermögen der Projektile sind, zeigt die gute Übereinstimmung, daß die modifizierte Onsager-Theorie die Verhältnisse für stark ionisierende Teilchen korrekt beschreibt.

Mit der Bestimmung des mittleren Thermalisationsabstandes und des W-Wertes liegen zwei der fünf Parameter fest. Insbesondere der W-Wert gestattet es, die Dichte der Ionisationsspur, d.h. den mittleren Ionenabstand S , zu errechnen. In allen weiteren, nun folgenden Auswertungsschritten (Ausgleichsrechnungen, in denen nur noch die drei Größen Lebensdauer τ , Rekombinationsradius κ und der Normierungsfaktor F freie Parameter sind), wird B und W festgelegt. Hierzu wird der Ionenabstand S für jede Kammer, durch Integration des Bremsvermögens über die Spur, unter Zugrundelegung des gefundenen W-Wertes, errechnet. Wir berechnen für dE/dx bei senkrechtem Einfall von Tritonen der Energie 93 MeV in die KASCADE-Kammern einen gemittelten Wert von $(23.4 \pm 0.8) \text{ MeV/gcm}^{-2}$. Dies ist das Mittel der in beiden Spalten auftretenden Energieverluste. Für die Spezialkammer finden wir bei $\alpha = 0^\circ$ ein mittleres $\langle dE/dx \rangle$ von $(20.2 \pm 0.4) \text{ MeV/gcm}^{-2}$.

4.2 Bestimmung des Rekombinationsradius

Zur Bestimmung des Rekombinationsradius κ wurden in einem ersten Schritt Messungen herangezogen, in denen der Teilchenstrahl senkrecht in die

Detektorkammern eingeschossen wurde. Wir finden bei $\alpha = 0^\circ$ für die Spezialkammer:

$$\langle \kappa \rangle = (456 \pm 35) \text{ \AA}$$

Aus den Daten, die für größere Winkel gemessen wurden, ergibt sich eine lineare Abhängigkeit. Die Werte sind in Tab. 1 aufgeführt und in Fig. 11 graphisch dargestellt. Eine lineare Regressionsanalyse $\kappa = m_\kappa \alpha + c_\kappa$ mit:

$$m_\kappa = (2.90 \pm 0.52) \cdot \text{\AA} / ^\circ$$
$$c_\kappa = (468 \pm 18.3) \cdot \text{\AA}$$

ergibt einen Korrelationskoeffizient von 0.984.

Winkel [°]	κ [Å]
00	456
05	474
10	510
15	513
20	529
25	560
30	559
35	578
40	564
45	598
50	610
55	632
60	648

Tab. 1: Änderung des Rekombinationsradius mit dem Einschußwinkel für die Spezialkammer.

Die Tatsache, daß der Rekombinationsradius κ keine Konstante bezüglich des Winkels ist, sondern mit diesem wächst, bedeutet, daß mit wachsendem Winkel immer mehr Nachbarionen der Ionenkolonne in die Rekombination

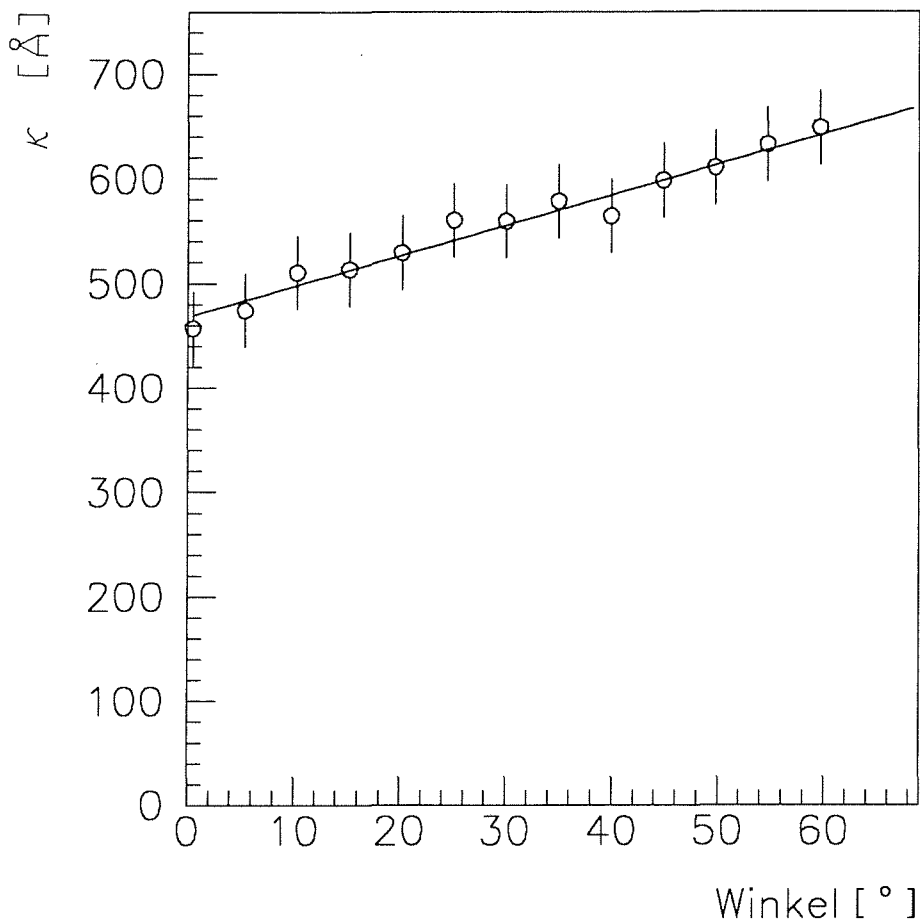


Fig. 11: Änderung des Rekombinationsradius mit dem Einschußwinkel für die Spezialkammer. Die Werte liegen entlang der eingezeichneten Ausgleichsgeraden.

miteinbezogen werden müssen, um die Verhältnisse korrekt wiedergeben zu können. Dies läßt sich dadurch erklären, daß im Falle von 0° das Elektron unmittelbar am benachbarten Ion vorbeidriftet und die Wahrscheinlichkeit sehr groß ist, mit diesem zu rekombinieren. Weiter entfernte Ionen spielen dann nur noch eine untergeordnete Rolle, da das Elektron von der Kolonne wegdriftet. Es dominieren somit die Rekombinationen mit den unmittelbaren Nachbarionen. Die Verhältnisse stellen sich bei größeren Winkeln anders dar. Im extremsten Fall, bei $\alpha = 90^\circ$, entfernt sich das Elektron senkrecht von der Ionisationsspur und wird keinem Ion nähergebracht. Hier können die unmittelbaren Nachbarionen nicht diese Dominanz auf die Rekombination ausüben. Folglich müssen auch weiter entfernte Ionen im Verhältnis stärker berücksichtigt werden.

4.3 Bestimmung des Normierungsfaktors

In den bislang dargestellten Auswertungsverfahren wurde F als freier Parameter jeder Messung bestimmt. Für 0° und Tritonen mit einem Bremsvermögen von $dE/dx = 20.2 \text{ MeV/gcm}^{-2}$ finden wir bei den Messungen mit der Spezialkammer $F = 0.474 \pm 0.033$. Die Werte für Winkel von 0° bis 60° sind Tab. 2 zu entnehmen, eine graphische Auftragung zeigt die Fig. 12.

Winkel [°]	F
00	0.47
05	0.60
10	0.76
15	0.83
20	0.87
25	1.04
30	1.05
35	1.16
40	1.13
45	1.22
50	1.36
55	1.41
60	1.53

Tab. 2: Änderung des Normierungsfaktors mit dem Winkel für die Spezialkammer.

Auffällig ist der lineare Zusammenhang von F und α . Eine lineare Regressionsanalyse der gemessenen Daten $F = m_F \alpha + c_F$ führt auf:

$$m_F = (0.016 \pm 0.001) \cdot 1 / ^\circ$$

$$c_F = (0.551 \pm 0.029)$$

und einem Korrelationskoeffizient von 0.990. Möglicherweise spiegelt sich in dieser linearen Abhängigkeit lediglich der lineare Zusammenhang des

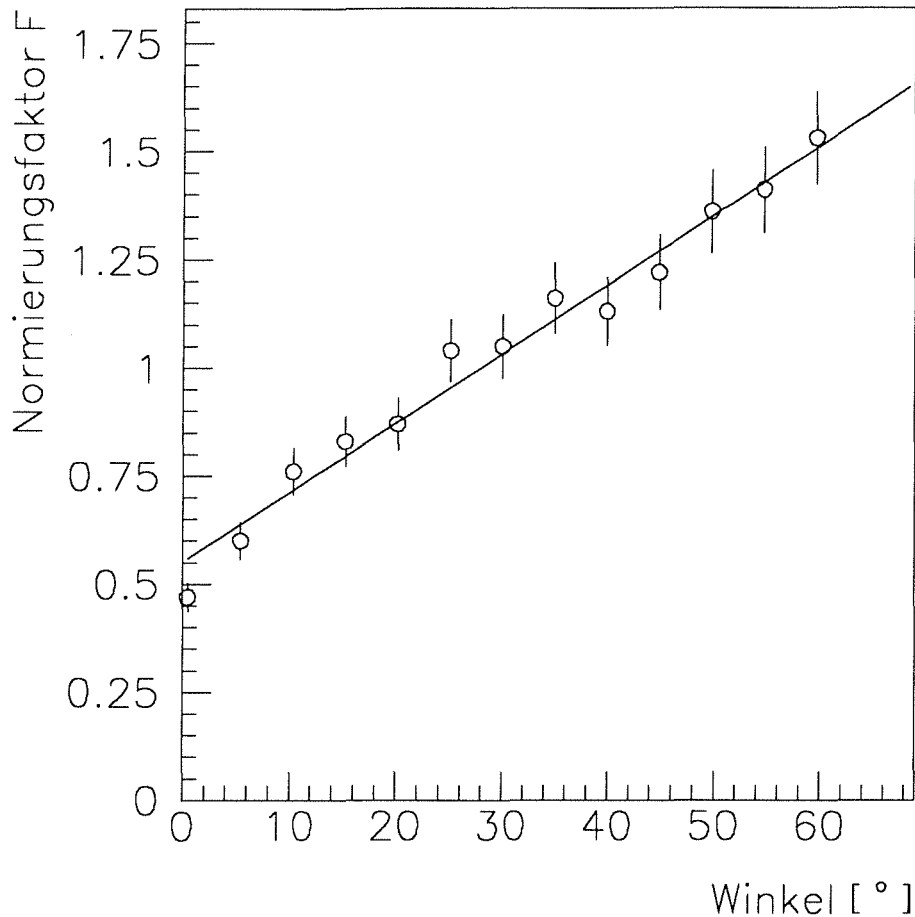


Fig. 12: Abhängigkeit des Normierungsfaktors vom Einschußwinkel für die Spezialkammer. Die Werte liegen entlang der eingezeichneten Ausgleichgeraden.

Rekombinationsradius κ mit dem Winkel α wider. Auf eine Erklärung dieser Zusammenhänge wird in Anhang A eingegangen.

Ein weiterer interessanter Aspekt ist die Abhängigkeit von F vom Bremsvermögen dE/dx . Da wir lediglich zwei Stützstellen gemessen haben, kann der funktionale Zusammenhang nicht näher studiert werden. Der Wert aus den Messungen mit Deuteronen unter 0° ($dE/dx = 15.5 \text{ MeV/gcm}^{-2}$) ist $F = 0.511 \pm 0.1$, was sich innerhalb der Fehlergrenzen mit dem Wert für Tritonen deckt.

Zusammenfassend läßt sich über den Normierungsfaktor F sagen, daß er linear vom Winkel α zwischen Ionenspur und elektrischem Feld abhängt und daß im Rahmen der in dieser Arbeit durchgeführten Messungen eine Abhängigkeit vom Bremsvermögen dE/dx nicht erkennbar ist.

4.4 Bestimmung der Lebensdauer

Die Lebensdauer τ der Elektronen beschreibt über die Driftfunktion $f(\tau, t_d)$ den Einfluß der Verunreinigungen auf das Signal und variiert je nach Reinheitsgrad der Kammer. Ihre Angabe hat für die Erklärung der Rekombinationsprozesse in einer Flüssigkeitsionisationskammer wenig Bedeutung.

Für die Spezialkammer ergab sich eine Lebensdauer von 3.3 μs , was einer Verunreinigungskonzentration von 68 ppb oxy entspricht. Die in den Untersuchungen benutzten KASCADE-Kammern hatten Lebensdauern von 3 μs bis über 20 μs , was einer Verunreinigungskonzentration von 75 ppb oxy bis unter 11 ppb oxy entspricht.

Kammern mit großen Lebensdauern wiesen durchgehend einen größeren Rekombinationsradius auf als mit kleinen Lebensdauern. Diese Beobachtung wird erwartet.

5. Schlußbemerkungen

Diese Arbeit zielt darauf ab, die Rekombinationstheorie von Onsager für minimal ionisierende Teilchen auf den Fall stark ionisierender Teilchen auszudehnen und die wesentlichen Parameterabhängigkeiten für das im KASCADE-Experiment verwendete aktive Medium TMS experimentell zu verifizieren.

Entscheidend für die theoretische Erweiterung des Onsager'schen Ansatzes ist die Einführung eines Rekombinationsradius κ mit der Berücksichtigung der abschirmenden Wirkung negativ geladener Moleküle von Verunreinigungen, repräsentiert durch die Lebensdauer τ . Als zusätzliche Parameter erscheinen neben dem Rekombinationsradius κ der Ionenabstand S und der Normierungsfaktor F . Mit einer solchen Parametrisierung der Signalbildung ist es möglich geworden, die Rekombination für einen großen dynamischen Bereich des Bremsvermögens korrekt wiederzugeben. Ein interessanter Aspekt ist die Tatsache, daß die Theorie eine verminderte Signalausbeute bei Überschreiten eines Grenzreinheitsgrades des Ionisationsmediums vorhersagt. Wo diese Grenze liegt, müßte in zukünftigen Messungen geklärt werden.

Die wesentlichen Ergebnisse der vorgelegten Untersuchungen sind folgende:

- 1.) Das Bremsvermögen des ionisierenden Teilchens wird bereits im Ansatz, bei der Berechnung der Rekombination, berücksichtigt. Dabei legt dE/dx über den W -Wert den mittleren Ionenabstand S fest, der innerhalb der neuen Theorie direkt in die Kolonnenrekombination eingeht. Bei den Messungen konnte keine Abhängigkeit der übrigen Parameter vom dE/dx -Wert beobachtet werden. Dadurch werden Korrekturen, wie sie beim Birks'schen Ansatz notwendig sind, insbesondere der unerklärbare Anstieg des k_B -Faktors mit fallendem dE/dx -Wert, vermieden.
- 2.) Die beiden Parameter Rekombinationsradius κ und Normierungsfaktor F , zeigen lineare Abhängigkeiten vom Einschußwinkel α .
- 3.) Soweit ein Vergleich möglich ist, sind die Werte der Parameter der neuen Rekombinationstheorie in Übereinstimmung mit in der Literatur veröffentlichten Werten. So wurde der mittlere W -Wert in TMS zu 29 eV und der mittlere Thermalisationsabstand zu 230 Å bestimmt. Diese Werte

entsprechen denen, die mit minimal ionisierenden Teilchen erhalten wurden.

- 4.) Ein bemerkenswerter Erfolg der neuen Rekombinationstheorie ist die Tatsache, daß keine explizite Abhängigkeit der Modellparameter vom elektrischen Feld in der Ionisationskammer besteht. Dies beweist, daß die Verhältnisse besser wiedergegeben werden, wenn die Einflüsse der Nachbarionen der Kolonne bereits im Ansatz, d.h. beim Übergang von der Keim- auf die Kolonnenrekombination, berücksichtigt werden. Korrekturen, die hierfür beim Birks'schen Ansatz über die Abhängigkeit des k_B -Faktors vom elektrischen Feld notwendig waren, entfallen. In [Bol92] wird bereits die Ursache der E-Feld-Abhängigkeit des k_B -Faktors in einer Unmöglichkeit der Separation zwischen Keimrekombination und Birks'scher Signaldämpfung vermutet.

Zur Überprüfung der Theorie wurden Messungen mit 95.77 MeV Tritonen und mit 94.38 MeV Deuteronen an Ionisationskammern, die mit Tetramethylsilan gefüllt waren, durchgeführt. Zusätzlich zu den im Rahmen des KASCADE-Projektes entwickelten Kammern wurde eine Spezialkammer entwickelt, mit der Messungen unter großen Einfallswinkeln durchgeführt werden konnten.

Obwohl die entwickelte theoretische Formulierung die Meßergebnisse sehr gut parametrisiert und in der Lage ist, auf empirischem Wege die wesentlichen Zusammenhänge aufzuzeigen, ist es wünschenswert die Theorie auf eine fundierte Grundlage zu stellen. Insbesondere sollte der Debye'sche Abschirmradius direkt eingearbeitet werden und durch Ableiten und Lösen der Onsager'schen Differentialgleichung die Parameter der neuen Rekombinationstheorie vollständig auf physikalische Größen zurückgeführt werden. Dieser Aspekt wird in Anhang A ausgeführt.

Anhang A: Ausblicke

Bei der dieser Arbeit zugrunde liegenden theoretischen Erweiterung der Onsager-Theorie wurde analog zum Debye'schen Abschirmradius D ein Rekombinationsradius κ eingeführt, der die Modifikation der Entkommwahrscheinlichkeit repräsentiert. Dabei besteht ein Zusammenhang dieses Rekombinationsradius mit dem Grad der Verunreinigung durch elektronegative Moleküle, die mit dem Parameter τ dargestellt wird. Dieser Zusammenhang ist aus der Definition von κ verständlich. Im Falle einer größeren Lebensdauer liegt eine niedrigere Konzentration an Verunreinigungen im Medium vor. Daher wird dieselbe abschirmende Wirkung erst auf größeren Distanzen erreicht.

Ferner wurde bereits auf einen möglichen Zusammenhang zwischen der Winkelabhängigkeit von κ und der des Normierungsfaktors F hingewiesen. Eine solche Übertragung kann dadurch zustande kommen, daß nicht der Debye'sche Abschirmradius selbst in die Rechnungen einging, sondern ein Analogon, nämlich der Rekombinationsradius κ . Die Onsager-Entkommwahrscheinlichkeit wird durch Integration der Differentialgleichung Gl. (1) erhalten. Die Abschirmung wirkt aber auf das Coulomb-Potential des Mutterions und muß daher vor der Ausführung der Integration der Differentialgleichung in den Formalismus eingebracht werden, und zwar genaugenommen bereits bei der Herleitung der Differentialgleichung selbst [Ons34]. Zieht man den Term $\exp(-r/\kappa)$ vor die Lösung der Gleichung, so entsteht mit Sicherheit eine Ungenauigkeit aus der Vernachlässigung des Integrationsfaktors, die der Normierungsfaktor F kompensieren kann. Auf diese Weise kann sich die Winkelabhängigkeit von κ auf den Normierungsfaktor übertragen. Durch Kombination der beiden Ausgleichsgeraden $F = m_F \alpha + c_F$ und $\kappa = m_\kappa \alpha + c_\kappa$ sieht man unmittelbar den linearen Zusammenhang, d.h. F erweist sich von κ abhängig:

$$F = \frac{m_F}{m_\kappa} (\kappa - c_\kappa) + c_F .$$

Um die vermuteten Zusammenhänge ohne ad-hoc Annahmen und Einführung heuristischer Parameter in einer Theorie zu behandeln, erscheint es notwendig, von Beginn an bei der Ableitung der Onsager'schen Differentialgleichung Gl. (1) das korrekte Abschirmpotential zu verwenden.

Um die Ableitung dieses Potentials zu skizzieren, gehen wir von einer Linienladung (Ionenkolonne) aus, welche die in Fig. 13 gezeigte Verteilung hat. Die Verteilung ist symmetrisch und unendlich ausgedehnt, wobei sich in äquidistanter Stelle x_i im Abstand Δx je die Punktladung $Q_i = Q$ befindet.

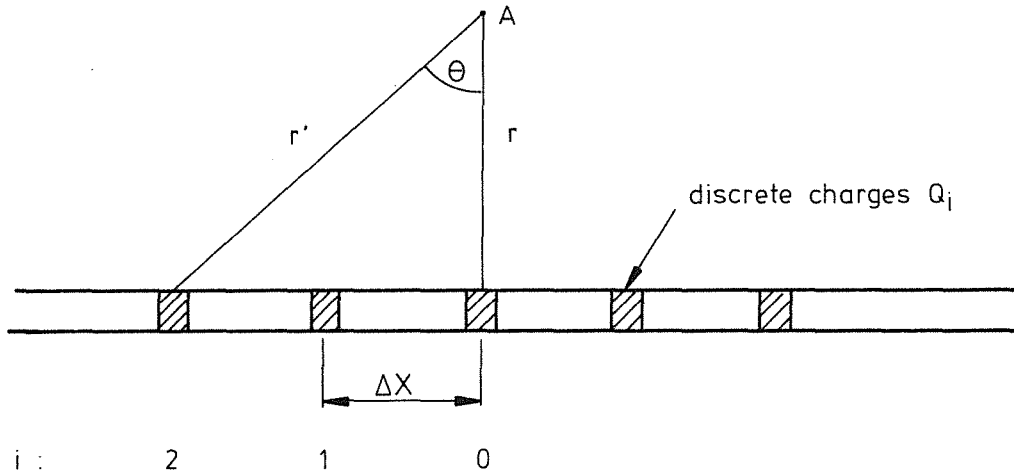


Fig.13: Diskrete Linienladung. Im Punkt A befindet sich ein Elektron im senkrechten Abstand r zur Ionenkolonne.

Die Feldstärke im Aufpunkt A ist

$$\begin{aligned}
 E &= E_0 + 2 \sum_{i=1}^{\infty} E_{i,\perp} \\
 &= \eta \frac{Q}{r^2} + 2 \eta \sum_{i=1}^{\infty} \frac{Q_i}{r_i^2} \cos \Theta_i \\
 \eta &= \frac{1}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon_r} \quad , \quad \cos \Theta_i = \frac{r}{r_i} \\
 E &= \eta \frac{Q}{r^2} + 2 \eta Q \sum_{i=1}^{\infty} \frac{r}{r_i^3} \\
 &= \eta \frac{Q}{r^2} + 2 \eta Q \sum_{i=1}^{\infty} \frac{r}{((i \Delta x)^2 + r^2)^{3/2}}
 \end{aligned}$$

$$E = \eta \frac{Q}{r^2} \left(1 + 2 \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{\left(\left(\frac{i \Delta x}{r} \right)^2 + 1 \right)^{3/2}} \right).$$

Wir überprüfen die beiden Grenzfälle Punktladung und homogene Linienladung.

a) Punktladung e am Ort $x = 0$:

$$Q = e, \Delta x \rightarrow \infty$$

Daraus folgt:

$$\sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{\left(\left(\frac{i \Delta x}{r} \right)^2 + 1 \right)^{3/2}} \rightarrow 0$$

und somit:

$$E \rightarrow \eta \frac{e}{r^2} \quad (\text{q.e.d.}) \quad (19)$$

b) Homogene Linienladung mit Linienladungsdichte λ :

$$\Delta x \rightarrow dx, \lambda = dQ / dx, Q \rightarrow dQ = \lambda dx, i \Delta x = x, \Sigma \rightarrow \int$$

Daraus folgt:

$$\begin{aligned} E &= \eta \frac{1}{r^2} \left[dQ + 2 \int_{dx}^{\infty} \frac{\lambda dx}{\left(\left(\frac{x}{r} \right)^2 + 1 \right)^{3/2}} \right] \\ &= \eta \frac{1}{r^2} 2 \lambda \int_0^{\infty} \frac{r^3 dx}{\left(x^2 + r^2 \right)^{3/2}} \\ &= 2 \eta \lambda r \left| \frac{x}{r^2 (x^2 + r^2)^{1/2}} \right|_0^{\infty} \end{aligned}$$

$$E = 2 \eta \frac{\lambda}{r} \quad (\text{q.e.d.}) \quad (20)$$

In der Ableitung der Onsager'schen Differentialgleichung Gl. (1) geht statt des Feldes E das Potential ϕ ein. Dieses ergibt sich in unserem Falle zu:

$$\begin{aligned} \phi &= - \int_r^{\infty} E dr \\ &= - \eta \frac{Q}{r} - 2 \eta Q \int_r^{\infty} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{r^2 \left(\left(\frac{i \Delta x}{r} \right)^2 + 1 \right)^{3/2}} dr . \end{aligned}$$

Falls die unendliche Reihe absolut konvergent ist, darf man das Integral und die Summe vertauschen. Es ergibt sich:

$$\begin{aligned} 0 < \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{r^2 \left(\left(\frac{i \Delta x}{r} \right)^2 + 1 \right)^{3/2}} &= \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{\left(\left(\frac{i \Delta x}{r^{1/3}} \right)^2 + r^{4/3} \right)^{3/2}} \\ &< \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{\left(\left(\frac{i \Delta x}{r^{1/3}} \right)^2 \right)^{3/2}} \\ &= \frac{r}{\Delta x^3} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{i^3} \\ &< \frac{r}{\Delta x^3} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{i^2} \quad (21) \end{aligned}$$

Die Reihe (21) ist absolut konvergent und damit auch die ursprüngliche Reihe.

Für das Potential ϕ ergibt sich deshalb:

$$\phi = - \eta \frac{Q}{r} - 2 \eta Q \sum_{i=1}^{\infty} \int_r^{\infty} \frac{1}{r^2 \left(\left(\frac{i \Delta x}{r} \right)^2 + 1 \right)^{3/2}} dr .$$

Mit der Substitution $y = i \Delta x / r$ folgt:

$$\begin{aligned} \phi &= -\eta \frac{Q}{r} + 2 \eta Q \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{i \Delta x} \int_{\frac{i \Delta x}{r}}^0 \frac{1}{(y^2 + 1)^{3/2}} dy \\ &= -\eta \frac{Q}{r} \left(1 + 2 \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{\left(\left(i \frac{\Delta x}{r} \right)^2 + 1 \right)^{1/2}} \right) \end{aligned} \quad (22)$$

Geht man von einem Ionisationsprozeß aus, der in Δx gerade die Elementarladung e deponiert (bei gleichmäßiger Ladungsverteilung kann Δx stets so gewählt werden), so gilt im Mittel:

$$dE / dx \frac{\Delta x}{W} \equiv 1$$

$$\Delta x = \frac{W}{dE / dx}$$

Mit diesem Ausdruck für Δx in Abhängigkeit von dE/dx erhalten wir schließlich für das Potential:

$$\phi(r, dE / dx) = -\eta \frac{e}{r} \left(1 + 2 \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{\left(\left(i \frac{W}{dE / dx r} \right)^2 + 1 \right)^{1/2}} \right), \quad (23)$$

was sich auch als

$$\phi(r, dE / dx) = \phi_0(r) + \phi_S(r, dE / dx)$$

mit

$$\phi_0(r) = -\eta \frac{e}{r} \quad , \quad \phi_S(r, dE / dx) = -2 \eta \frac{e}{r} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{\left(\left(i \frac{W}{dE / dx r} \right)^2 + 1 \right)^{1/2}}$$

(ϕ_0 = herkömmliches Potential einer einzigen Elementarladung, ϕ_S = Störpotential) schreiben läßt.

Beim Störpotential ist allerdings zu beachten, daß im Falle der Summation für i bis ∞ , die Summe divergiert. Dies ist auch zu erwarten, da im Grenzfalle einer homogenen Linienladung sich das Potential einer Linienladung ergeben muß, welches ebenfalls divergent ist (es sei denn, der Nullpunkt wird nicht ins Unendliche gelegt). Für unsere Zwecke spielt dies allerdings keine Rolle, da die Ionisationsspur in natura nicht unendlich ausgedehnt ist und somit die Anzahl der Ionisationsakte begrenzt bleibt (i läuft nur bis N).

Im nächsten Schritt ist nun in das Potential die Abschirmung nach dem Debye'schen Zusammenhang einzubringen, um zum endgültigen Potential zu gelangen:

$$\phi(r, dE/dx) = -\eta \frac{e}{r} \left(e^{-\frac{r}{D}} + 2 \sum_{i=1}^{\infty} e^{-\frac{r_i}{D}} \frac{1}{\left(\left(i \frac{W}{dE/dx r} \right)^2 + 1 \right)^{1/2}} \right). \quad (24)$$

Hierin ist D der in Abschnitt 2.2.2 eingeführte Debye'sche Abschirmradius.

Die Ausführung dieses theoretischen Grundgedanken verlangt sofort die Überprüfung, inwieweit das Potential Gl. (24) vereinbar ist mit der Ableitung der Onsager'schen Differentialgleichung Gl.(1) und ob diese Gleichung eine Lösung hat. Sollte sich eine Lösung finden lassen, dann könnte ein physikalisch fundierter Zusammenhang zwischen dem Debye'schen Abschirmradius D und der Lebensdauer τ sowie dem Normierungsfaktor F hergestellt werden. Dabei wären D und F keine Anpassungsparameter mehr, sondern direkt berechenbar. Unter Zugrundelegung des gefundenen Thermalisationsabstandes B und des W -Wertes hätte die Theorie nur noch einen einzigen empirischen Parameter: die Lebensdauer τ .

Durch Aufdeckung der oben zitierten Zusammenhänge wäre es möglich, einen "Grenzreinheitsgrad" zu errechnen, oberhalb dessen die Signalausbeute, infolge mangelnder Abschirmung der Rekombinationszentren, wieder abnimmt.

Experimentell könnte eine solche Theorie mit Teilchen stark unterschiedlichen Bremsvermögens getestet werden. Insbesondere der Anschluß an den Bereich minimal ionisierender Teilchen würde ein guter Prüfstein darstellen.

Anhang B: Details zur Spezialkammer

In diesem Anhang werden einige Details der Spezialkammer näher ausgeführt sowie Angaben zu den technischen Daten gemacht.

Um bei einer notwendigen Evakuierung der Kammer zu verhindern, daß die Edelstahlfenster nach innen gezogen oder gar zerstört werden, existieren zwei konisch geformte Deckel, die in die trichterförmige Vertiefung der Außenwand über den Fenstern eingesetzt werden können (Fig. 14). Durch Evakuierung des Zwischenraumes zwischen Deckel und Fenster legen sich die Edelstahlbleche an die Deckel an und der Kammerinnenraum kann gefahrlos gepumpt werden.

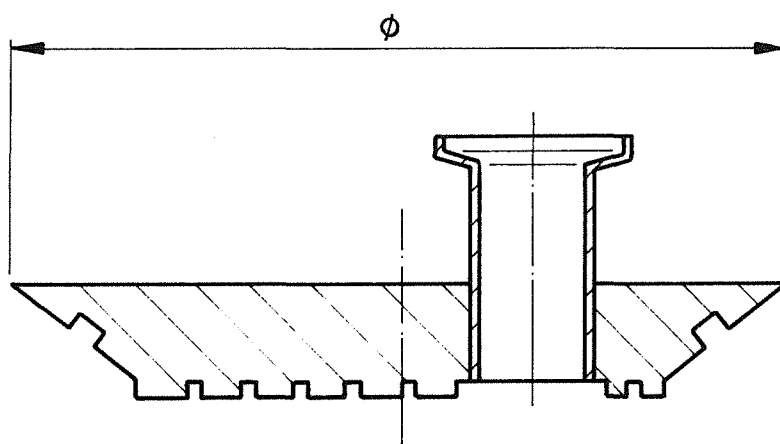


Fig. 14: Evakuierungsdeckel. Sie verhindern das Eindrücken der Edelstahlfenster während der Evakuierung des Kammerinnenraumes.

Als Hochspannungsdurchführungen werden Zylinderdurchführungen (Typ 551-0454) der Firma Friedrichsfeld verwendet. Hierbei handelt es sich um Keramikdurchführungen (Fig. 15), bei denen der Innenleiter von einer 1.2 mm starken Keramikhülse ummantelt ist, die wiederum mit einem Flansch aus einer speziellen Edelstahllegierung hart verlötet ist. Diese Durchführungen eignen sich für die hier gestellten Anforderungen in besonderem Maße, da sie einerseits einen kleinen Durchmesser, andererseits aber genügend mechanische Stabilität besitzen um als konstruktives Element eingesetzt werden zu können. Sie sind mit dem Kammergehäuse mittels Elektronenstrahlschweißung verschweißt.

Der Spannring besteht aus einem dreiteiligen Ringsystem (Fig. 16). Die beiden unteren Ringe sind paßgenau abgeschrägt und nehmen das eigentliche Netz bzw. die Folie auf. Durch die Schräge wird beim Zusammenschrauben der Ringe ein

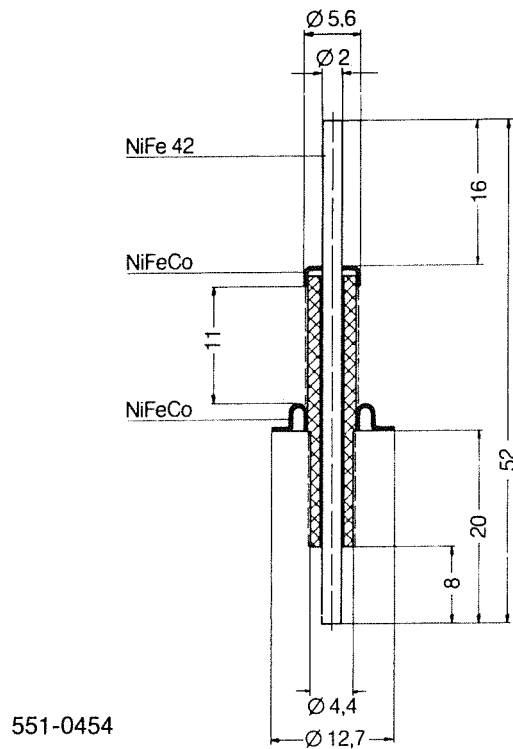


Fig. 15: Die verwendeten Hochspannungsdurchführungen.

gleichmäßiger Zug des Spannungsgutes in radialer Richtung erzeugt. In der Praxis erwies sich dieser Spannungsvorgang im Falle des Netzes allerdings als äußerst schwierig, da die Ringe einerseits bis zum Anschlag verschraubt werden müssen (Position des Netzes innerhalb der Kammer), andererseits aber das Netz leicht überspannt wird und reißt. Die besten Ergebnisse erzielten wir hier durch vorheriges Abkühlen des Spannrings mittels Trockeneis und vorsichtigem Einspannen des Netzes in den kalten Ring.

Der dritte, obere Ring dient schließlich als Gegenstück beim Einbau in die Kammer und hat lediglich eine arretierende Funktion.

Der Tab. 3 sind die technischen Daten der Spezialkammer zu entnehmen. Die Fig. 17 und 18 zeigen Photographien der Kammer.

	Netzkammer	Folienkammer
Volumen der Kammer	250 ml	250 ml
Fensterdurchmesser	70 mm	70 mm
Kapazität (evakuiert)	67 pF	67 pF
Kapazität (mit TMS)	128 pF	128 pF
Gapweitenverhältnis	1:1	1:1
Elektrorendurchmesser	104 mm	104 mm
Elektrodenmaterial	Nickel	VA
Elektrorendicke	20 μm	50 μm
Drahtabstand	26 μm	-

Tab. 3: Technische Daten der Spezialkammer.

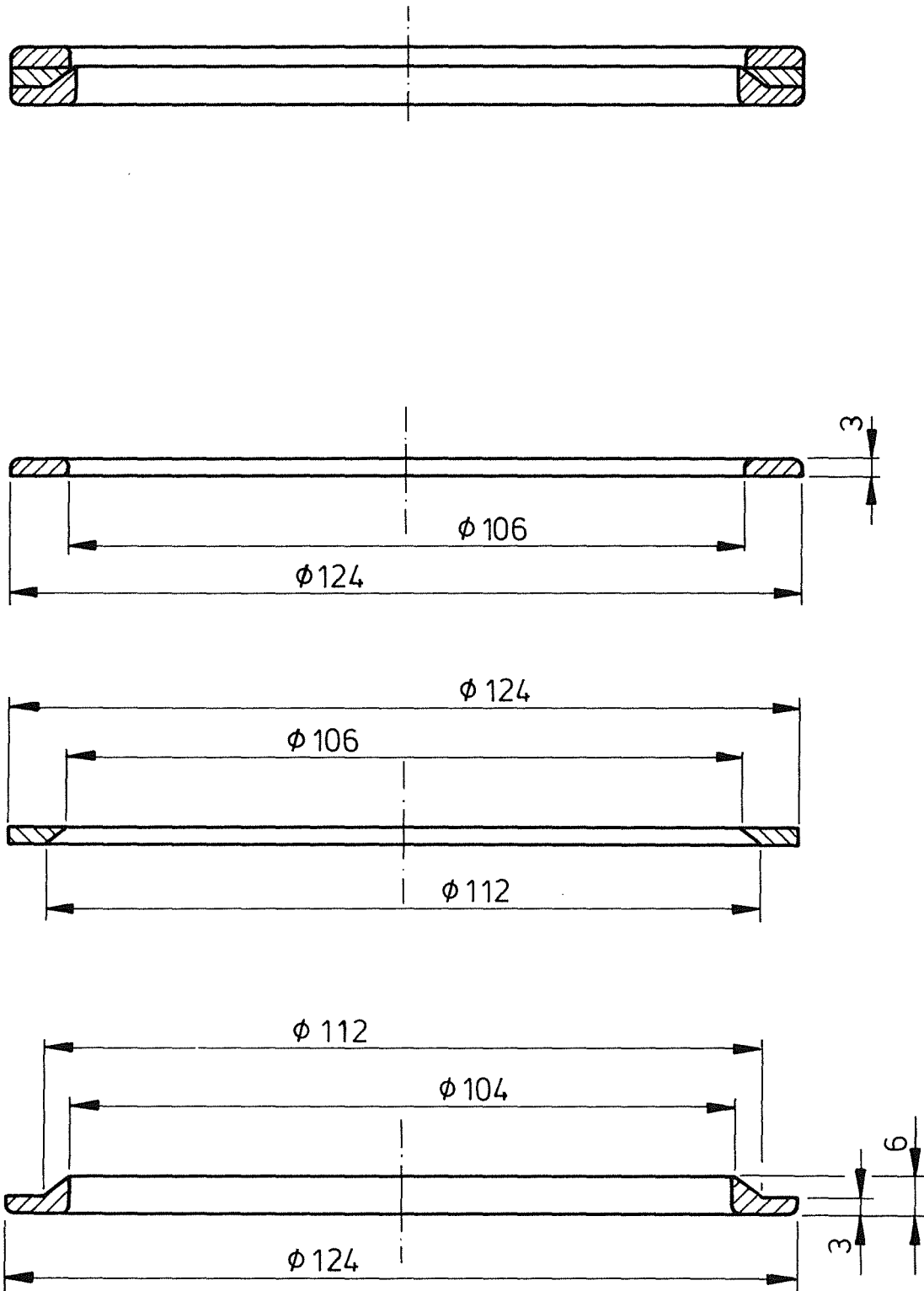


Fig. 16: Das Spannringsystem. Es dient der Fixierung der Innenelektrode in der Spezialkammer.

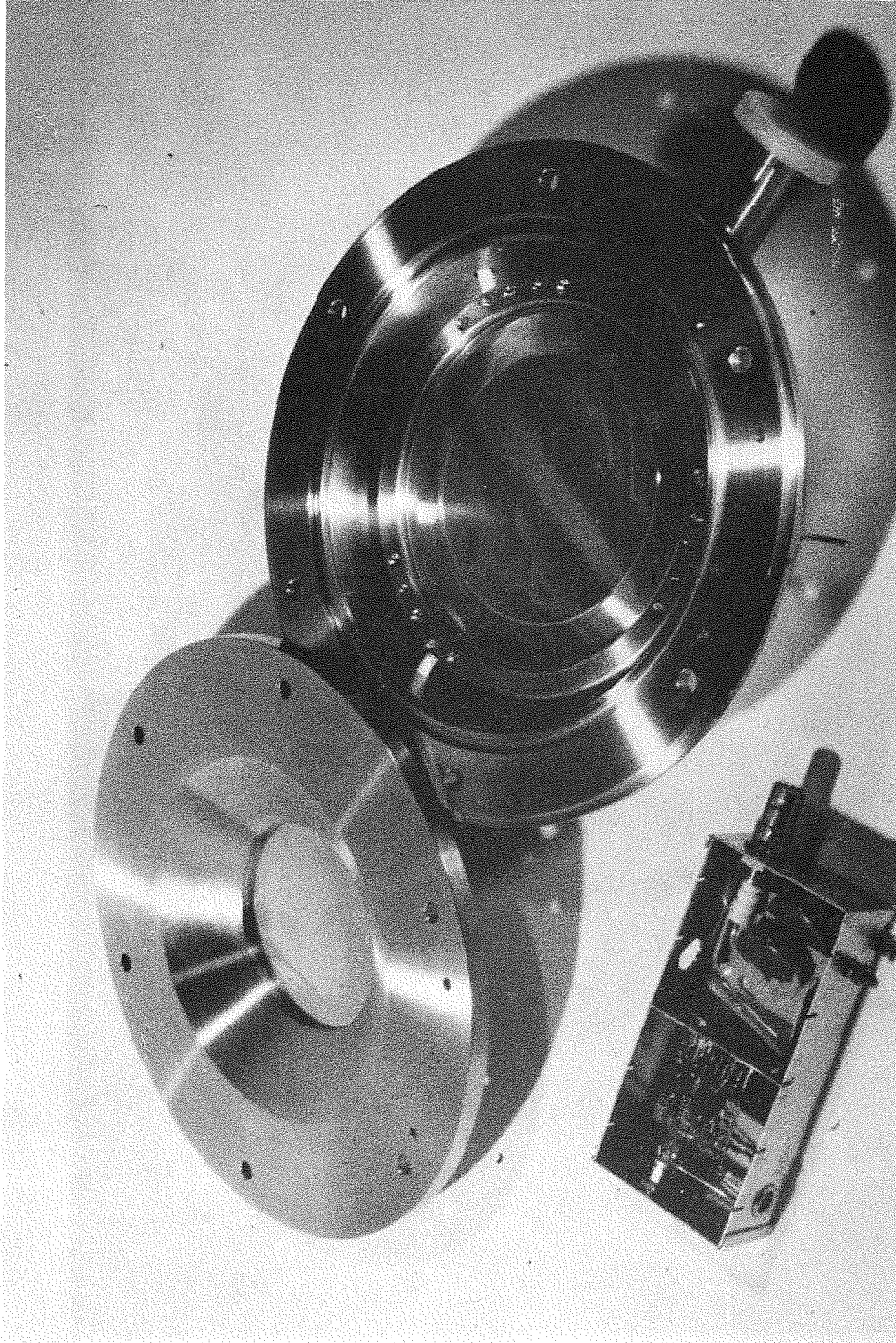


Fig. 17: Spezialkammer in geöffnetem Zustand.

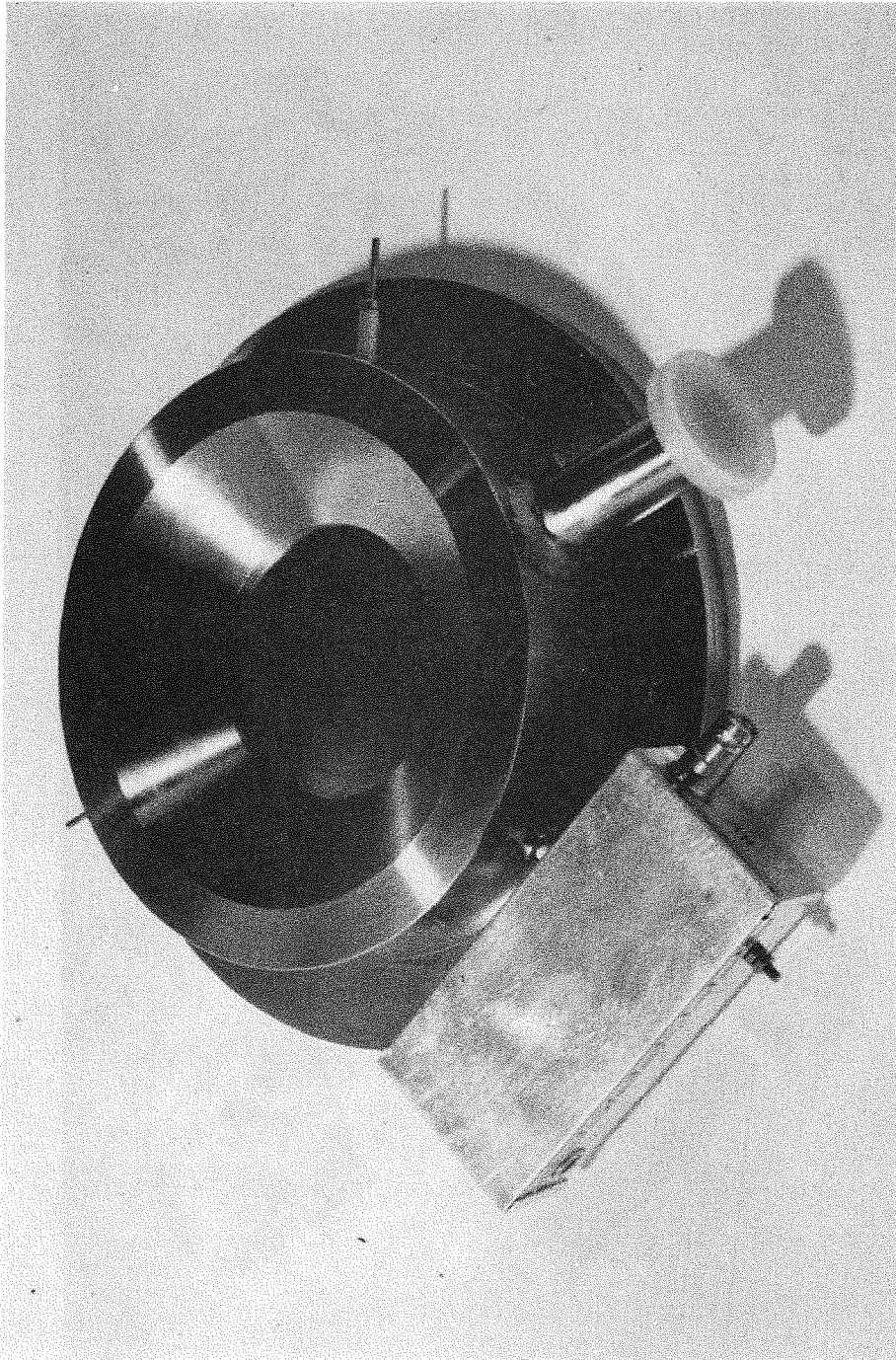


Fig. 18: Spezialekammer in geschlossenem Zustand.

Anhang C: Strahlpräparation

Im Kernforschungszentrum Karlsruhe steht ein Isochron-Zyklotron zur Verfügung, das geladene Teilchen mit einem e/m -Verhältnis von 1:2 auf 26 MeV / Nukleon beschleunigen kann. Neben Protonen und Deuteronen kann ein externer Strahl von α -Teilchen und ${}^6\text{Li}^{3+}$ -Teilchen extrahiert werden. Da sowohl α -Teilchen von 104 MeV als auch ${}^6\text{Li}^{3+}$ -Teilchen von 156 MeV die Detektorkammern nicht vollständig durchdringen, wurde ein Sekundärstrahl präpariert. Die hohe Intensität des α -Teilchen-Strahles genügt, einen ausreichend intensiven Sekundärstrahl von hochenergetischen Tritonen und Deuteronen zu erzeugen, die mit einem Magnetspektrometer selektiert werden.

Unter den möglichen Reaktionen mit hinreichend hohem Wirkungsquerschnitt fand in dieser Arbeit eine (α,t) - bzw. eine (α,d) -Strippingreaktion an einem Al-Target (4.7 mg/cm^2) zur Erzeugung von Tritonen bzw. Deuteronen Verwendung. Man erhält auf diese Weise Tritonen mit einer maximalen Energie von 95.77 MeV und Deuteronen von maximal 94.38 MeV. Tab. 4 stellt die Reaktionskinetik zusammen.

		${}^{27}\text{Al}(\alpha,t){}^{28}\text{Si}(0^+)$	${}^{27}\text{Al}(\alpha,d){}^{29}\text{Si}(0^+)$
Q_m	[MeV]	-8.230	-6.010
E_α	[MeV]	104.0	104.0
E_t/E_d	[MeV]	95.77	97.90

Tab. 4: Reaktionskinetik der (α,t) -Reaktion [Hau72], der (α,d) -Reaktion [Skw81].

Tritonen der Energie 95.77 MeV führen in einer Schicht von 7 mm TMS zu einem mittleren Massenbremsvermögen $\langle dE/dx \rangle$ von $(23 \pm 1) \text{ MeV/gcm}^{-2}$.

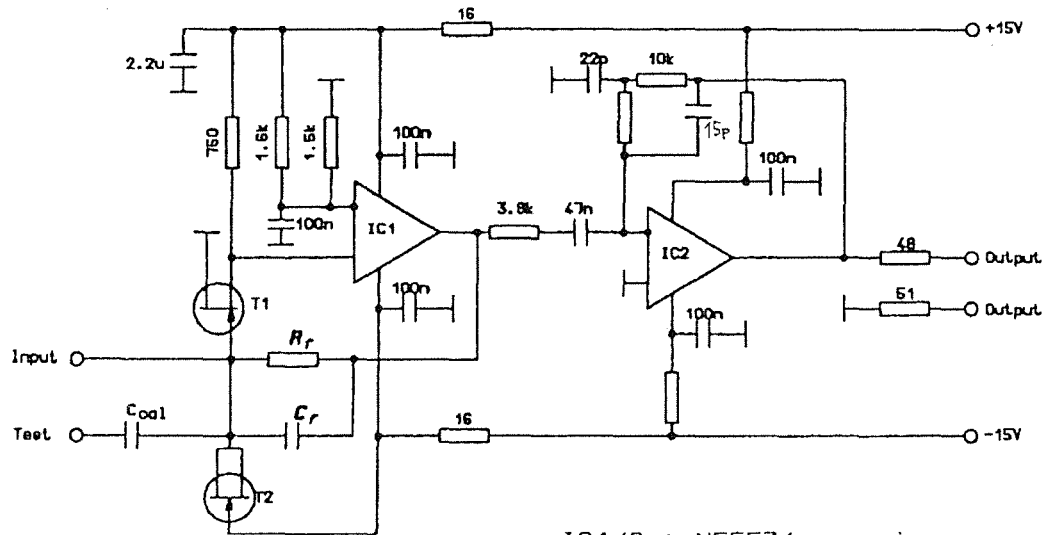
Bei der Deuteronenreaktion werden verschiedene Anregungszustände des ${}^{29}\text{Si}$ -Kernes bevölkert (Tab. 5). Den größten Wirkungsquerschnitt besitzt die Reaktion zum fünften Anregungszustand, so daß diese für die Untersuchungen selektiert wurde. Die Reaktion führt auf eine Deuteronenenergie von 94.38 MeV mit einem mittleren Massenbremsvermögen $\langle dE/dx \rangle$ von ca. $(15 \pm 1) \text{ MeV/gcm}^{-2}$ in einer Schicht von 7 mm TMS.

Anregungszustand (I^P)	Anregungsenergie [MeV]
1^+	1.273
2^+	2.028
3^+	2.426
4^+	3.067
5^+	3.623

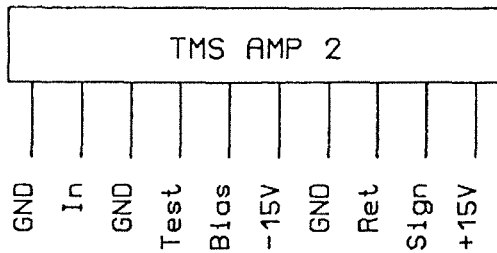
Tab. 5: Anregungszustände des ^{29}Si -Kernes nach [Skw81].

Anhang D: Vorverstärker

Das Schaltbild des verwendeten Vorverstärkers zeigt die Fig. 19. Es ist ein ladungsempfindlicher Vorverstärker mit bipolarer Pulsformung, der ein aktives Integrier- und Differenzierglied enthält. Details sind [Kei81] zu entnehmen.



- IC1/2 : NE5534
- T1 : 2SK371 (Toshiba)
- T2 : BSR58
- R_r = 20 M Ω
- C_r = 2.2 pF
- C_{cool} = 2.2 pF



Charge-sensitive Preamplifier with bipolar pulse shaping

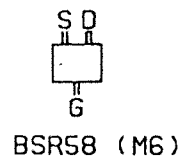
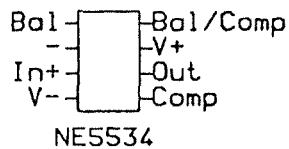


Fig. 19: Schaltbild des verwendeten Vorverstärkers und Bauteiltypen.

Referenzen

- Att68 F.H. Attix, Radiation Dosimetry Vol. 1, Academic Press (1968)
- Bec78 R. Becker, Theorie der Wärme, bearbeitet von W. Ludwig, Springer Verlag (1978)
- Bir64 J. B. Birks, The Theorie and Practice of Scintillation Counting, Pergamon Press 1964
- Bol90 J. Bolz, Untersuchungen an Flüssigkeitsionisationskammern mit stark ionisierenden Teilchen, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1990)
- Bol92 J. Bolz, J. Engler, H.J. Gils, H. Keim, J. Knapp, H. Rebel, K. Shmakhov und R. Supper, Signal Damping of Strongly Ionizing Particles in Liquid Ionization Chambers, Nuclear Instruments and Methods, zur Publikation angenommen (1992)
- CER88 Ionization Chambers with Room-Temperature Liquids for Calorimetry, CERN-EP / 88-36 (1988)
- Dol90 P. Doll et al., The Karlsruhe Cosmic Ray Project KASCADE, KfK 4686 (1990)
- Eng86 J. Engler, H. Keim and B. Wild, Performance Test of a TMS Calorimeter, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A252 (1986) 29-34
- Get88 M. Gettert, Eine Gitterionisationskammer als Monitorsystem für die Reinheit von TMS, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1988)
- Gil89 H.J. Gils, J. Buschmann, S. Zagromski, J. Krisch and H. Rebel, The QQDS Magnetic Spectrograph "Little John" at the Karlsruhe Cyclotron I. Design and Construction, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A276 (1989) 151

- Hau72 G. Hauser, R. Löhken, G. Nowicki, H. Rebel, G. Schatz, G. Schweimer and J. Specht, (α , τ) and (α , t) Reactions with 104 MeV α -Particles, Nuclear Physics A182 (1972) 1
- Igo53 G.J. Igo, D.D. Clark and R.M. Eisberg, Statistical Fluctuations in Ionisation by 31.5-MeV-Protons, Physical Review 89 (1953) 879
- Jaf13 G. Jaffé, Zur Theorie der Ionisation in Kolonnen, Annalen der Physik 42 (1913) 303
- Jun75 H. Jungbluth, Untersuchungen der durch ^{60}Co - γ - Strahlung in dielektrischen Flüssigkeiten induzierte Ionisationsströme, Diplomarbeit, Universität Berlin (1975)
- Kei81 H. Keim, J. Engler, G. Schmidt, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1981), unveröffentlichter Bericht
- Kit69 C. Kittel, Einführung in die Festkörperphysik, 2. verbesserte Auflage, R. Oldenbourg Verlag (1969)
- Kra52 H.A. Kramers, On a Modification of Jaffé's Theorie of Column-Ionisation, Physica XVIII 10 (1952) 665
- Lop87 I. Lopes, H. Hilmert, W.F. Schmidt, Ionization of some Molecular Gases by ^{60}Co - γ -Radiation: W-Values, Radiation of Physics Chemistry 29 (1987) 93
- Moz74 A. Mozumder, Effect on a External Electric Field on the Yield of Free Ions, Journal of Chemical Physics, 60 (1974) 4300 + 4305
- Nuc64 Studies in Penetration of Charged Particles in Matter, Nuclear Science Series Report Number 39, National Academy of Sciences (1964) Publication 1133
- Ons34 L. Onsager, Deviations from Ohm's Law in Weak Electrolytes, Journal of Chemistry and Physics 2 (1934) 599

- Ons38 L. Onsager, Initial Recombination of Ions, *Physical Review* 54 (1938) 554
- Sch88 K. Schiffmann, Nachweis von Protonen und Elektronen in einer TMS-Flüssigkeitskammer und Vergleich der Onsager- und Jaffé Theorien der Ladungsrekombination, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1988)
- Shi79 E. Shibamura, T. Takahashi, S. Kubota and T. Doke, Ratio of Diffusion Coefficient to Mobility for Electrons in Liquid Argon, *Physical Review A* 20 (1979) 2547
- Skw81 I. Skwirczynska, E. Kozik, A. Budzanowski, J. Ploskonka and A. Strzalkowski, On the Mechanism of the $^{27}\text{Al}(\alpha, d)^{29}\text{Si}$ Reaction, *Nuclear Physics A* 371 (1981) 288
- Sow76 U. Sowada, Driftmessungen an Überschusselektronen in unpolaren dielektrischen Flüssigkeiten, Dissertation, Universität Berlin (1976)
- Sta64 S. V. Starodubtsev and A.M. Romanov, The Passage of Charged Particles Through Matter, Israel Program for Scientific Translations (1965)
- Ter72 J. Terlecki and J. Fiutak, *Int. J. Rad. Phys. Chem.* 4 (1972) 469
- Vat91 G. Vater, Untersuchungen an Ionisationskammerflüssigkeiten, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1991)

Danksagung

Diese Arbeit wurde am Institut für Kernphysik III in Zusammenarbeit mit dem Institut für Kernphysik I des Kernforschungszentrums Karlsruhe ausgeführt. Herrn Prof. Dr. G. Schatz und Herrn Prof. Dr. B. Zeitnitz danke ich dafür, daß sie die Durchführung dieser Arbeit ermöglicht haben.

Den Mitgliedern der Arbeitsgruppe, insbesondere Frau S. Burkhardt, Herrn R. Dittmann, Herrn Dr. J. Engler, Herrn Priv.-Doz. Dr. H.-J. Gils, Herrn V. Masuch, Herrn Dipl.-Phys. H.-J. Mathes, Herrn Prof. Dr. H. Rebel, Herrn Dr. T. Thouw und Herrn Dipl.-Ing. S. Zagromski möchte ich für die Unterstützung bei der Durchführung dieser Arbeit sowie für viele hilfreiche Diskussionen danken.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. J. Engler und Herrn Prof. Dr. H. Rebel, die durch ihre ständige Unterstützung und unermüdliche Diskussions- und Hilfsbereitschaft zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Priv.-Doz. Dr. H.-J. Gils und Herrn Dipl.-Phys. G. Gsottschneider darf ich für die Einführung in die Bedienung des Spektrometers sowie Herrn Dipl.-Ing. S. Zagromski für die Unterstützung bei technischen Problemen danken. Herrn J. Biber und der Betriebsgruppe des Karlsruher Isochron-Zyklotrons gilt mein Dank für ihren Einsatz zur Bereitstellung des α -Teilchen-Strahls.

Bei Frau S. Burkhardt möchte ich mich für ihre freundliche Hilfsbereitschaft bei der Durchführung der Messungen und vielerlei Hilfen bei der Anfertigung dieser Arbeit bedanken.

Herrn Dipl.-Phys. H.-J. Mathes gilt mein Dank für seine zahlreichen Anregungen und Hinweise, insbesondere bei festkörperphysikalischen Fragen.

Für die Einführung in die physikalische Motivation des KASCADE-Experiments danke ich Herrn Dr. T. Thouw.