

Arbeit pro Ionenpaar von Gasen und Gasmischungen für -Teilchen

Autor(en): **Haeberli, W. / Huber, P. / Baldinger, E.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **26 (1953)**

Heft II

PDF erstellt am: **12.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-112405>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Arbeit pro Ionenpaar von Gasen und Gasmischungen für α -Teilchen

von **W. Haeberli***, **P. Huber** und **E. Baldinger**, Basel.

(20. II. 1953.)

Part I: Absolute values of the average energy loss W per ion pair of Po- α -particles are measured for A, He, N₂, O₂, CO₂, using an ionisation chamber with ion collection, pulse amplifier, and pulse height analyser. The influence of recombination, self absorption in the source of the α -particles and the frequency gain characteristic of the amplifier are discussed.

The following values of W were evaluated: A (99,7%) $26,25 \pm 0,12$ eV; He (99%) $29,6 \pm 0,3$ eV; N₂ (99,9%) $36,30 \pm 0,15$ eV; O₂ (98,5%) $32,17 \pm 0,15$ eV; CO₂ (99,8%) $33,5 \pm 0,3$ eV. The purity of the gases used has been determined by means of mass spectrometer.

Part II: Relative values of the average energy loss W per ion pair of mixtures of two gases were studied. The experimentally determined dependence of W on the mixing ratio was compared with the behaviour expected on the assumption of independent ionization of the components. Deviations amounting to as much as 4% were observed.

In order to understand these deviations one must assume the existence of interactions between the two gases. Considering only the influence of secondary electrons and using a greatly simplified model of the ionization processes, we were able to account for the observed behaviour of W by a suitable choice of the parameters entering the calculations.

I. Absolutwerte der Arbeit pro Ionenpaar von Po- α -Teilchen in A, He, N₂, O₂, CO₂.

1. Einleitung.

Die Energiemessung geladener Teilchen in der Ionisationskammer beruht auf einer Messung der Zahl n der im Füllgas der Kammer erzeugten Ionenpaare. Um aus der gemessenen Ladung $q = ne$ auf die Energie E des Teilchens schliessen zu können, muss die Arbeit pro Ionenpaar W

$$W = \frac{E}{n}$$

bekannt sein.

Die Messungen der letzten Jahre ¹⁻⁴) befassen sich zum grossen Teil mit der Frage der Energieabhängigkeit von W , ohne auf Absolutwerte Rücksicht zu nehmen. Daneben liegen aber die Absolut-

*) Gegenwärtig an der University of Wisconsin, Madison Wisconsin.

werte von W noch keineswegs fest. So zeigen die in der Literatur angegebenen Werte der Arbeit pro Ionenpaar, z. B. für Po- α -Teilchen, in Argon Unterschiede bis 16%^{5, 6)}. Wir haben deshalb für einige Gase die Arbeit pro Ionenpaar neu bestimmt.

Zur Messung dient eine Ionisationskammer, ein Impulsverstärker und ein Impulsspektrograph. Die in der Ionisationskammer erzeugte Ladung wird durch Vergleich mit Eichladungen, welche auf den Verstärkereingang influenziert werden, bestimmt. Aus der Sättigungsladung und der bekannten Energie der Po- α -Teilchen lässt sich die Arbeit pro Ionenpaar berechnen.

Ionisationskammer und Verstärker sind für Ionensammlung gebaut.

2. Apparat.

2.1. Ionisationskammer und Po- α -Quelle.

Es wurde eine Parallelplatten-Ionisationskammer mit Schutzring verwendet. Die Elektroden bestehen aus Eisen. Der Plattenabstand beträgt je nach den Messungen 1 oder 2 cm, der Durchmesser der Auffängerelektrode 4 cm. Zur Druckmessung dient ein Röhrenfedermanometer mit einem Messbereich von 0—20 ata. Die Eichung des Manometers wurde im Bereich von 0—5 ata durch Vergleich mit einem Quecksilbermanometer kontrolliert. Dabei zeigt es sich, dass der Fehler des Manometers kleiner ist als $\pm 0,02$ ata.

Die Kammer Spannung von max. 11 kV wird von einem Netzgerät geliefert. Die Genauigkeit der angegebenen Feldstärken beträgt etwa 1%.

In der Mitte der Auffängerelektrode ist als Träger der Po-Quelle ein Nickelstift von 2 mm Durchmesser eingeschraubt. Die Oberfläche ist gut poliert und entfettet. Brauchbare Quellen konnten dadurch erhalten werden, dass aus einer wässrigen Lösung von RaD-Nitrat, welche Po im Gleichgewicht enthielt, ein sehr kleiner Tropfen auf den Träger gebracht wurde. Die Lösung enthält etwa $5 \mu\text{C}$ RaD pro cm^3 . Bei einer Ausdehnung des Tropfens von einigen Zehntelsmillimetern erhält man, nachdem das Lösungsmittel verdunstet ist, die gewünschten Quellen von ungefähr 50 α -Teilchen pro Minute.

2.2. Verstärker.

Der schon früher beschriebene Impulsverstärker ^{7) 8)} besteht aus einer an die Ionisationskammer angebauten Vorstufe mit freiem Gitter und einem sechsstufigen RC-Verstärker. Das Frequenzband ist nach oben und unten durch je ein RC-Glied variabler Zeitkonstante begrenzt. Das Verhältnis Signal zu Rauschen wird dann

optimal, wenn die beiden Zeitkonstanten einander gleich sind⁹⁾. Für die Messungen wurden Zeitkonstanten in der Grössenordnung von 10^{-3} s benützt.

Bei den späteren Rechnungen wird vernachlässigt, dass die obere und untere Zeitkonstante einander nicht genau gleich sind. Sie weichen etwa 4% voneinander ab. Ebenfalls nicht berücksichtigt ist die zusätzliche Begrenzung des Frequenzbandes durch den differentiellen Gitterableitwiderstand nach ganz tiefen und durch Schaltkapazitäten nach ganz hohen Frequenzen. Die entsprechenden Zeitkonstanten sind etwa $2 \cdot 10^{-2}$ s und $1,5 \cdot 10^{-5}$ s.

2.3. Eichgerät.

Die zur Ladungseichung verwendete Anordnung ist in Fig. 1 schematisch dargestellt. An der Verbindung zwischen Auffängerelektrode der Ionisationskammer und Gitter der ersten Röhre ist

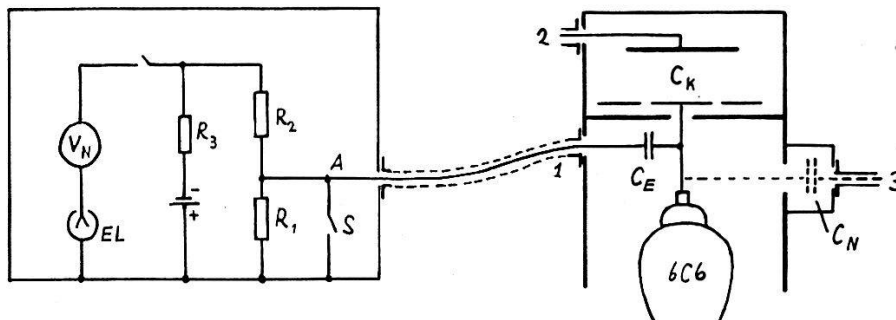


Fig. 1.
Eichgerät.

ein Kondensator C_E (~ 1 pF) angebracht. Wird das Potential des Punktes A um ΔV geändert, so erhält die Schaltkapazität C_S des Gitterkreises einen Spannungssprung der Grösse $\Delta V \cdot C_E / C_S$. Der Spannungssprung ΔV am Punkt A entspricht also der wahren Ladung

$$Q = \Delta V \cdot C_E$$

auf dem Gitter.

Die Spannungssprünge ΔV werden erzeugt, indem ein stromdurchflossener Präzisionswiderstand R_1 ($\sim 100 \Omega$) mit einer Quecksilberwippe kurzgeschlossen wird. Der Widerstand R_3 soll so gross sein, dass der Spannungsabfall über $R_1 + R_2$ gleich ist der Spannung eines Normalelementes V_N . Die Gleichheit dieser beiden Spannungen wird durch ein Vibrationselektrometer EL auf 10^{-4} V genau festgestellt. Damit sind Spannungssprung ΔV und Ladung Q gegeben durch

$$\Delta V = \frac{R_1}{R_1 + R_2} V_N, \quad Q = \frac{R_1}{R_1 + R_2} V_N \cdot C_E.$$

Das Normalelement wurde vom Amt für Mass und Gewicht kontrolliert. Die Schaltung wurde in bezug auf Kontaktpotentiale und Übergangswiderstände geprüft.

Um die Kapazität C_E zu messen, wird vorerst C_E mit der Kammerkapazität C_K verglichen, indem die Spannungssprünge abwechselungsweise auf eine der beiden Kapazitäten gegeben werden, währenddem die andere geerdet ist. Die Grösse der Spannungssprünge wird so gewählt, dass die Impulse am Verstärkerausgang in beiden Fällen einander gleich sind. Das Kapazitätsverhältnis ist damit gegeben als reziprokes Verhältnis der Spannungssprünge. Nun wird C_E geerdet, ein (in Fig. 1 punktiert gezeichneter) Normalkondensator C_N aufgesetzt und das Verhältnis von C_N zu C_K in derselben Weise bestimmt. Damit ist, bei bekannter Kapazität C_N , auch C_E festgelegt. Dieser Umweg über C_K ist nötig, weil in unserer Anordnung durch das Aufstecken des Normalkondensators die Kapazität C_E des Eichkondensators verändert wird.

Der Normalkondensator ist ein zylindrischer Schutzringkondensator. Seine Kapazität wurde vom Amt für Mass und Gewicht zu $C_N = 1,139 \pm 0,0015$ pF bestimmt, was übereinstimmt mit dem etwas ungenaueren Wert, welcher aus der Geometrie des Kondensators berechnet wurde.

Die Kapazitätsmessung wurde kontrolliert, indem wir auch die Kapazität C_K berechneten und mit dem Normalkondensator verglichen. Beide Werte stimmen überein. Schliesslich bestimmten wir noch das direkte Verhältnis von C_E und C_N . Dazu wurde die Kapazität C_K kurzgeschlossen und C_N am Punkt 2 der Fig. 1 angeschlossen.

Aus diesen Messungen folgt die Kapazität C_E zu $1,490 \pm 0,0025$ pF mit einem wahrscheinlichen Fehler von $\pm 0,15\%$. Daneben fällt die Unsicherheit von ΔV nicht in Betracht, so dass sich für die Eichladungen ein Fehler von etwa $\pm 0,2\%$ angeben lässt.

2.4. Impulsspektrograph.

In einem photographischen Impulsspektrographen ⁸⁾¹⁰⁾¹¹⁾ werden diejenigen Ausgangsimpulse des Verstärkers, welche einen bestimmten Diskriminatorpegel überschreiten, nach Zahl und Grösse sortiert. Fig. 2 zeigt eine Amplitudenverteilung der Impulse von Po- α -Teilchen in Helium. Gleichzeitig mit den α -Teilchen werden Eichladungen registriert.

Die den Po- α -Impulsen entsprechende Impulshöhe wird durch lineare Interpolation zwischen den Eichmarken bestimmt. Der

mittlere Fehler des Amplitudenverhältnisses von Po- α -Impuls und Eichimpuls beträgt für jede Aufnahme etwa 0,1%. Die Linearität und die Konstanz der Anordnung wurden mit Eichladungen wiederholt geprüft.

Im zweiten Teil dieser Arbeit werden als Quelle der α -Teilchen Uransichten verwendet. Eine Amplitudenverteilung der U- α -Impulse ist in Fig. 3 dargestellt. Die drei Gruppen von Impulshöhen entsprechen α -Teilchen der drei natürlichen Uranisotopen.

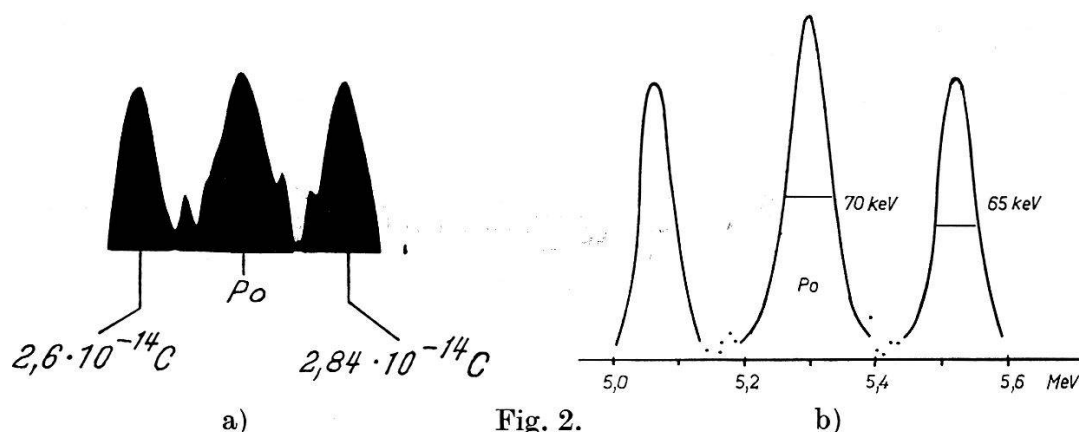


Fig. 2. Impulsspektrum von Po- α -Teilchen im Vergleich mit Eichladungen. Heliumfüllung 14 ata, Feldstärke 4 kV/cm.

- a) Kopie einer Originalaufnahme. Die Ordinate gibt den Logarithmus der Impulszahl.
 b) Ausgewertete Aufnahme mit linearem Maßstab der Impulszahl.

3. Reinheit der Gase.

Die Reinheit der Gase wurde mit Hilfe eines Massenspektrographen bestimmt*). Die Ergebnisse sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Die Auflösung des Massenspektrographen reichte nicht aus, um zwischen N_2 und CO-Verunreinigungen zu unterscheiden. Im

Tabelle 1.

Gas	Verunreinigungen in ‰				
	O ₂	CO ₂	N ₂ , CO	A	andere
A	0,1	0,3	2,2		Kr, Xe 0,1
He	6	0,1	30 ± 5	0,1	H ₂ O
N ₂	0,025	0,2		0,3	
O ₂			10	5	
CO ₂	0,5		2		

*) Herrn Dr. BÄRTSCH vom Physikalisch-Chemischen Institut der Universität Basel danken wir für die Gasanalysen.

Falle von Helium haben wir uns mit Hilfe der $N^{14} (n, \alpha) B^{11}$ -Reaktion überzeugt, dass die Verunreinigung zur Hauptsache aus Stickstoff besteht. Bei der Analyse von CO_2 im Massenspektrographen besteht die Schwierigkeit, dass durch Dissoziation des Gases CO-Ionen auftreten, so dass der CO- und Stickstoffgehalt von CO_2 nicht zuverlässig bestimmt werden konnte. Die Angabe der Stickstoffverunreinigung von CO_2 ist einer Gasanalyse der Lieferfirma entnommen.

4. Bestimmung der von den α -Teilchen erzeugten Ladung.

Zur Bestimmung der Arbeit pro Ionenpaar $W = E/n$ ist die Zahl n der entstehenden Ionenpaare und die Energie E der α -Teilchen zu kennen. Um diese Grössen ermitteln zu können, sind verschiedene Korrekturen zu berücksichtigen, die folgenden Einflüssen entstammen:

1. Rauschen.
2. Selbstabsorption in der α -Quelle.
3. Rekombination.
4. Durchlassbereich des Verstärkers.

4.1. Rauschen.

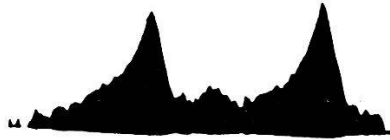
Durch das Rauschen der ersten Verstärkerröhre zeigen die Amplituden von verstärkten Eichladungen (Fig. 2) eine gewisse Streuung. Diese Amplitudenverteilung kann gut durch eine Gauss'sche Kurve dargestellt werden. Ihre Halbwertsbreite liegt für die verwendeten Röhren und Betriebsbedingungen zwischen 2,4 und $3,3 \cdot 10^{-16}$ C (55–75 keV in N_2).

4.2. Selbstabsorption in der Quelle.

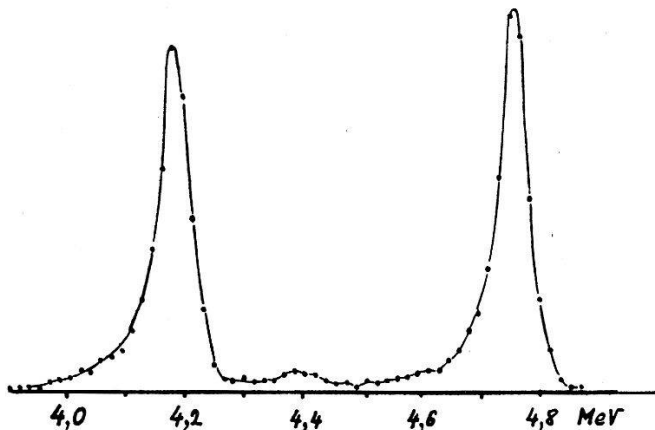
Wird das α -Teilchen aus einer Schicht endlicher Dicke emittiert, so steht zur Ionisierung des Gases nicht mehr seine volle Energie zur Verfügung. Die Energieverteilung der aus einer dünnen, homogenen Schicht austretenden α -Teilchen wurde unter der Voraussetzung berechnet, dass der Energieverlust in der Schicht proportional dem durchlaufenen Weg sei. Das Spektrum der α -Teilchen berechnet sich zu

$$\left. \begin{aligned} dn &= \frac{N_0}{2 \Delta E} dE && \text{für } E > E_0 - \Delta E \\ dn &= \frac{N_0 \cdot \Delta E}{2 (E_0 - E)^2} dE && \text{für } E < E_0 - \Delta E . \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Es bedeuten ΔE der Energieverlust für die Schichtdicke, E_0 die Maximalenergie der α -Teilchen, dn die Zahl der Teilchen, welche die Quelle mit einer Restenergie E verlassen und N_0 die Zahl der emittierten α -Teilchen. Die Verteilung ist in Fig. 4a dargestellt. Das Integral über die Verteilung ist etwas kleiner als N_0 , da der Bruchteil $\Delta E/2 E_0$ aller Teilchen ganz in der Schicht stecken bleibt.



a) Kopie einer Originalaufnahme.



b) Ausgewertete Aufnahme mit linearem Maßstab der Impulszahl.

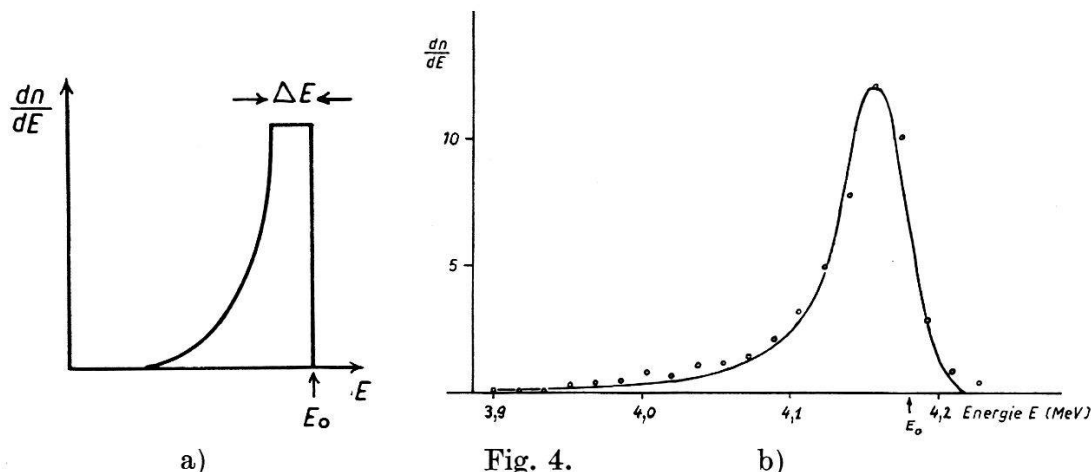
Fig. 3.

Impulsspektrum der α -Teilchen von natürlichem Uran.

Stickstofffüllung 4 ata, Feldstärke 10 kV/cm, Zeitkonstante des Verstärkers $3,38 \cdot 10^{-3}$ s. Es sind 12000 α -Teilchen registriert.

Dieses Ergebnis soll mit der in Fig. 3 gezeigten Amplitudenverteilung von U - α -Teilchen verglichen werden. Die Versuchsbedingungen sind so gewählt, dass nur das Rauschen und die Selbstabsorption zu berücksichtigen sind. Aus der Interferenzfarbe der Schicht schliesst man auf eine homogene U -Schicht der Dicke 30 keV. Die aus Schichtdicke und Rauschen berechnete Amplitudenverteilung ist in Figur 4b eingezeichnet und stimmt mit den Messpunkten gut überein. Aus der bekannten Aktivität und den Halbwertszeiten berechnet sich eine viermal kleinere Dicke, was darauf schließen lässt, dass die Quelle stark mit nichtaktiver Substanz verunreinigt ist.

Die Amplitudenverteilungen der verwendeten Po- α -Quellen zeigen keine Verbreiterung durch Selbstabsorption. Als obere Grenze der Schichtdicke kann 5 keV angegeben werden. Eine Verbreiterung tritt erst ein, wenn die Quellen einige Monate alt sind. Sie wird wahrscheinlich dadurch verursacht, dass die aktive Substanz in den Träger hineindiffundiert¹²⁾.



a) Spektrum der aus einer homogenen Schicht der Dicke ΔE austretenden α -Teilchen.

b) Verbreiterung der Amplitudenverteilung durch Selbstabsorption.

Die Messpunkte sind aus Fig. 3b entnommen. Die eingezeichnete Kurve ist mit $\Delta E = 30$ keV berechnet, unter Berücksichtigung des Rauschens (50 keV Halbwertsbreite).

4.3. Rekombination.

Die vom α -Teilchen im Gas erzeugten Ionen werden teilweise durch Rekombination vernichtet, so dass die gemessene Ladung q etwas kleiner ist als die tatsächlich freigewordene Ladung q_0 . Nach der von G. JAFFÉ entwickelten Theorie der Kolonnenionisation¹³⁾¹⁴⁾ gilt

$$q = \frac{q_0}{1 + \frac{\alpha \cdot n_0}{b \cdot u \cdot E \cdot \sin \varphi} \cdot 0,1 f(x)} \quad \text{mit} \quad x = \frac{b \cdot u \cdot E \cdot \sin \varphi}{D} . \quad (2)$$

Es bedeuten

- α : Wiedervereinigungskoeffizient der beiden Ionensorten.
- n_0 : Zahl der Ionenpaare pro cm.
- b : Ein Mass für den Radius der Ionenkolonne.
- u : Mittlere Beweglichkeit der beiden Ionenarten.
- E : Feldstärke.
- φ : Winkel zwischen Teilchenspur und Feldrichtung.
- D : Mittlerer Diffusionskoeffizient der beiden Ionenarten.

Die Funktion $f(x)$, welche die Abnahme der Ionendichte durch Diffusion berücksichtigt, wächst mit zunehmendem Argument und hat als obere Grenze den Wert eins. Für Drucke von einigen Atmosphären und Feldstärken von einigen kV/cm ist aber der Grenzwert schon beinahe erreicht, falls der Winkel zwischen Feld und Teilchenspur nicht allzu klein wird. So ist beispielsweise bei Sauerstoff von 6 ata $f(x)$ weniger als 2% von eins verschieden, falls $E \cdot \sin \varphi$ grösser als 350 V/cm ist. Für das Folgende können wir in guter Näherung $f(x) = 1$ setzen.

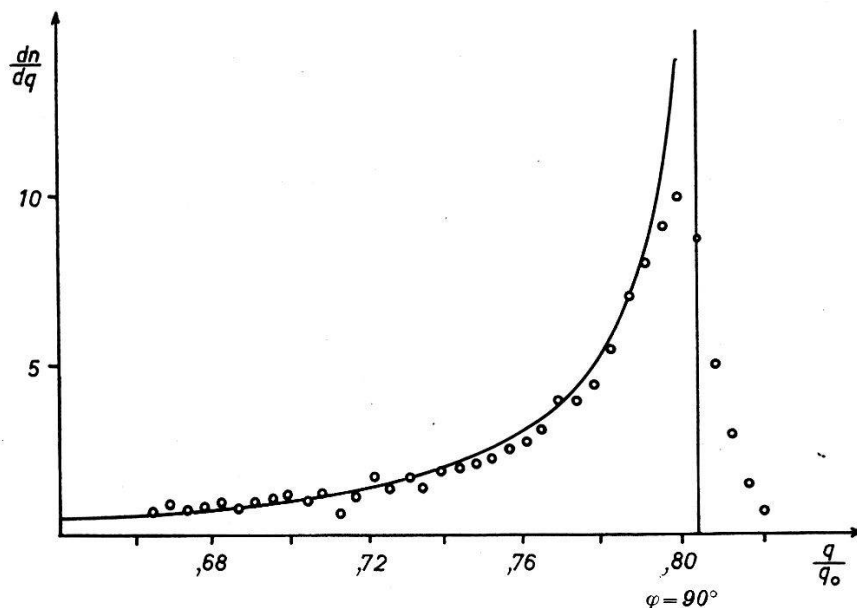


Fig. 5.

Einfluss der Rekombination auf das Impulsspektrum.

- Messpunkte aus einer Aufnahme mit Sauerstofffüllung. $p = 6$ ata, Feldstärke 2,75 kV/cm. Es sind 3000 α -Teilchen registriert.
- Berechnete Kurve. Für die Rechnung wurde der Wert $k = 1,24$ verwendet. Das Rauschen ist nicht berücksichtigt.

a) Winkelabhängigkeit: Nach Gleichung 2 hängt die auf den Elektroden gesammelte Ladung davon ab, unter welchem Winkel zur Feldrichtung das α -Teilchen läuft. In unserer Näherung $f(x) = 1$ ist für gegebene Feldstärke und Druck

$$q = \frac{q_0}{1 + \frac{k}{\sin \varphi}}.$$

Die Konstante k bedeutet das Sättigungsdefizit für $\varphi = 90^\circ$.

Da die Zahl der α -Teilchen pro Winkелеlement bekannt ist,

$$dn = N_0 \cdot \sin \varphi \cdot d\varphi$$

kann daraus berechnet werden, wie häufig eine bestimmte Ladung auftritt. Es ergibt sich

$$\frac{dn}{dq} = \frac{N_0 \cdot k^2}{q_0 \left(1 - \frac{q}{q_0}\right)^2 \sqrt{\left(1 - \frac{q_0}{q}\right)^2 - k^2}}. \quad (3)$$

Am häufigsten kommt die Ladung vor, die dem Winkel $\varphi = 90^\circ$ entspricht.

Fig. 5 zeigt den Vergleich mit einer experimentell bestimmten Verteilungskurve. Der Verstärker ist so eingestellt, dass der Ausgangsimpuls und die Ladung q einander proportional sind, unabhängig von der Sammelzeit der Ionen. (Vgl. 4.4.) Der zur Berechnung benützte Wert von k ist der Sättigungskurve Fig. 6 entnommen. Die berechnete Verteilungskurve stimmt gut mit der gemessenen Amplitudenverteilung überein.

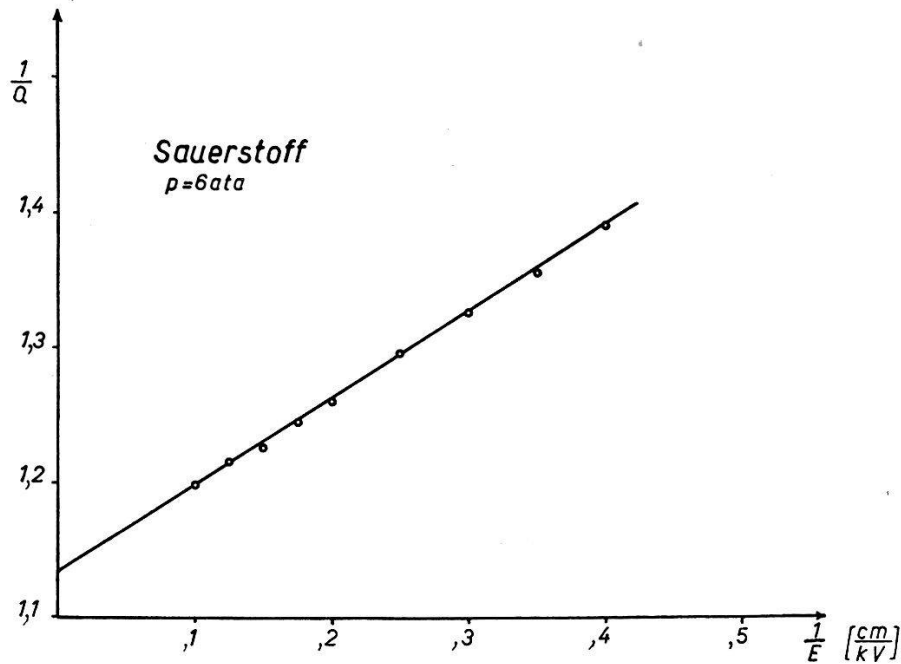


Fig. 6.

Sättigungskurve von Sauerstoff.

Der reziproke Wert der gemessenen Ladung (in willkürlichen Einheiten) ist in Abhängigkeit der reziproken Feldstärke aufgetragen.

Umgekehrt ist es möglich, das Sättigungsdefizit k aus einer solchen Amplitudenverteilung zu bestimmen. Die Variation des Winkels ersetzt dann die bei der üblichen Messung der Sättigungskurve vorzunehmende Feldstärke- oder Druckvariation. Diese Möglichkeit wird hier nicht weiter benützt, da die Sättigungsladung damit nicht sehr genau bestimmt werden kann und häufig auch noch andere Erscheinungen die Amplitudenverteilung beeinflussen.

b) Feldstärkeabhängigkeit: Die Feldstärkeabhängigkeit der Rekombination lässt sich nach Gleichung 2 für konstante Beweglichkeit der Ionen beschreiben durch

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{q_0} \left(1 + \frac{\text{const}}{E} \right), \quad (4)$$

wenn ein fester Winkel zwischen Teilchenspur und Feldrichtung betrachtet wird und die Feldstärke einen gewissen Wert nicht unterschreitet. Zur Kontrolle dieser Beziehung wird es geeignet sein, den reziproken Wert der gemessenen Ladung in Abhängigkeit der reziproken Feldstärke aufzutragen. Die Sättigungsladung q_0 ergibt sich daraus, indem wir linear auf $1/E = 0$ extrapolieren.

Fig. 6 zeigt eine gemessene Sättigungskurve. Die Messungen beziehen sich auf einen Winkel $\varphi = 90^\circ$, da als Ladung q jeweils die am häufigsten vorkommende Ladung betrachtet wird. Die mittlere quadratische Abweichung der Messpunkte von der erwarteten Geraden beträgt nur etwa 0,2%, so dass die Sättigungsladung zuverlässig bestimmt werden kann.

Gelegentlich wird zur Aufnahme von Sättigungskurven statt der Feldstärke der Gasdruck variiert. Für diesen Fall kann aus der Theorie von JAFFÉ kein einfaches Extrapolationsverfahren angegeben werden, da der Rekombinationskoeffizient in komplizierter Weise vom Druck abhängt.

4.4 Einfluss des Verstärkers auf die Ladungsmessung.

Bei der Ladungsmessung mit Hilfe eines Impulsverstärkers wird die Amplitude des Ausgangsimpulses als Mass für die Ladung betrachtet. Wirkt am Verstärkereingang ein δ -Stoss der Ladung q , so hat der Ausgangsimpuls eine bestimmte, vom Verstärkungsgrad abhängige Amplitude A_0 . Für einen länger andauernden Eingangsstoss derselben Ladung wird die Amplitude A etwas kleiner:

$$A = A_0(1 - b). \quad (5)$$

Die Grösse b , die als ballistisches Defizit der Messung bezeichnet wird, hängt von der Form und Dauer des Eingangsimpulses und vom Frequenzgang des Verstärkers ab. Das ballistische Defizit ist klein, wenn die Dauer der Eingangsimpulse kurz ist verglichen mit den Zeitkonstanten des Verstärkers. Dagegen treten bei kleinen Feldstärken in der Ionisationskammer so grosse Ionenlaufzeiten auf, dass sich leicht ein ballistisches Defizit nachweisen lässt.

Fig. 7 zeigt den Einfluss des ballistischen Defizites auf die Messung einer Sättigungskurve. Die Kurven (a) und (b) wurden mit zwei verschiedenen Zeitkonstanten des Verstärkers aufgenommen. Es zeigt sich deutlich, dass sich die Änderung der Zeitkonstante dann stark auswirkt, wenn die Feldstärke klein, d. h. die Dauer des Stromstosses gross ist.

Für eine quantitative Diskussion muss der zeitliche Verlauf des Stromes in der Ionisationskammer bekannt sein. Wir haben unter 4.3 gezeigt, dass bei vorwiegendem Sättigungsdefizit das Maximum der Amplitudenverteilung den senkrecht zum Feld laufenden α -Teilchen zuzuordnen ist. Als Stromverlauf am Verstärkereingang betrachten wir demnach einen Rechteckimpuls. Die Impulsdauer τ ist durch die Laufzeit der negativen Ionen bestimmt, da sich in unserem Fall das Präparat auf der negativen Elektrode befindet und durch Elektronenanlagerung negative Ionen gebildet werden.

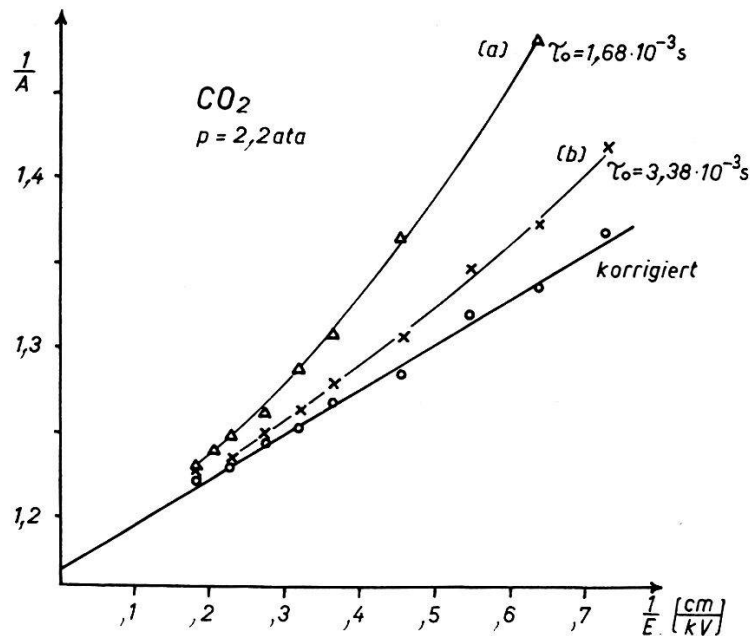


Fig. 7.

Einfluss des ballistischen Defizites auf die Messung einer Sättigungskurve. Es ist der reziproke Wert der Impulshöhe am Verstärkerausgang in Abhängigkeit der reziproken Feldstärke aufgetragen.

Für einen solchen Stromstoss am Eingang eines RC-RC-Verstärkers mit der Zeitkonstanten τ_0 berechnet sich die Amplitude A des Impulses am Verstärkerausgang in Form einer Potenzreihenentwicklung zu

$$A = A_0 \left[1 - \frac{1}{24} \left(\frac{\tau}{\tau_0} \right)^2 + 1,91 \cdot 10^{-3} \left(\frac{\tau}{\tau_0} \right)^4 \dots \right]. \quad (6)$$

A_0 bedeutet wiederum die für einen ladungsgleichen δ -Stoss ($\tau = 0$) zu erwartende Ausgangsamplitude. Nähere Angaben zur Rechnung

sind in einem Anhang am Schluss des ersten Teils dieser Arbeit enthalten.

Die in Fig. 7 dargestellten Sättigungskurven lassen sich mit der angegebenen Formel vergleichen. Aus der Differenz der zur gleichen Feldstärke gehörenden Messpunkte kann auf die Ionenlaufzeit τ und auf das ballistische Defizit geschlossen werden. Die Sättigungskurve, die man erhält, wenn das ballistische Defizit berücksichtigt wird, ist ebenfalls in Fig. 7 eingezeichnet. Sie zeigt den nach der Theorie von JAFFÉ erwarteten linearen Verlauf. Die Ionengeschwindigkeiten, die sich aus diesen Messungen ergeben, steigen proportional zur Feldstärke, in Übereinstimmung mit direkten Messungen. Dagegen ergibt sich die Ionenbeweglichkeit, verglichen mit Tabellenwerten¹⁵⁾, um etwa 20% zu hoch. Weitere Messungen im Druckbereich von 1,5 bis 5 ata CO₂ zeigen, dass diese Abweichungen mit zunehmendem Druck abnehmen. Oberhalb 3,8 ata stimmen die aus dem ballistischen Defizit bestimmten Ionenbeweglichkeiten mit den Tabellenwerten überein.

Diese Abweichungen, welche im gleichen Sinne auch bei Messungen an Sauerstoff auftreten, lassen sich verstehen, wenn auch noch die Winkelabhängigkeit des ballistischen Defizites berücksichtigt wird. Das Maximum der Amplitudenverteilung entspricht dann nicht mehr den senkrecht zum Feld laufenden α -Teilchen, sondern einem etwas kleineren Winkel. Statt des Rechteckimpulses wäre dann ein etwas komplizierterer Stromverlauf zu betrachten, der ein kleineres ballistisches Defizit ergibt (vgl. Anhang). Für grossen Druck, d. h. kleine Reichweite der α -Teilchen, verglichen mit dem Plattenabstand, stellt der Rechteckimpuls die bessere Näherung dar als für kleine Drucke.

Bisher haben wir Gase betrachtet, bei denen die negativen Ladungsträger aus Ionen bestehen. Für Gase mit wenig Elektronen-anlagerung hat das ballistische Defizit keinen Einfluss auf den Verlauf der Sättigungskurve, falls sich das Präparat auf der negativen Elektrode der Ionisationskammer befindet. Die Diskussion der Amplitudenverteilung zeigt in diesem Fall, dass die am häufigsten vorkommende Amplitude immer den senkrecht zum Feld verlaufenden Spuren entspricht (vgl. Anhang). Es tragen dann praktisch nur die Elektronen zum Stromverlauf bei, so dass sich eine sehr kurze Impulsdauer und für den hier verwendeten Verstärker kein messbares ballistisches Defizit ergibt. Experimentell bestätigt es sich, dass durch Verkleinern der Zeitkonstanten einzig die Amplitudenverteilung breiter wird, ohne dass sich die Lage des Maximums ändert.

5. Messungen und Ergebnisse.

Es wurden die Sättigungskurven der Gase O_2 , CO_2 , He, N_2 und A bei verschiedenen Drucken für Feldstärken bis 11 kV/cm untersucht. Die Messungen sind mit einer Verstärkerzeitkonstanten von $\tau_0 = 3,38 \cdot 10^{-3}$ s durchgeführt. Für Feldstärken oberhalb 4 kV/cm tritt praktisch kein ballistisches Defizit auf. Bei jeder Sättigungskurve wurden einige Punkte mit einer zweiten Verstärkereinstellung von $\tau_0 = 1,68 \cdot 10^{-3}$ s gemessen. Damit lässt sich, wie unter 4.4 gezeigt wurde, das bei kleinen Feldstärken auftretende ballistische Defizit korrigieren. Die Korrekturen sind bei den in Fig. 8 bis 10

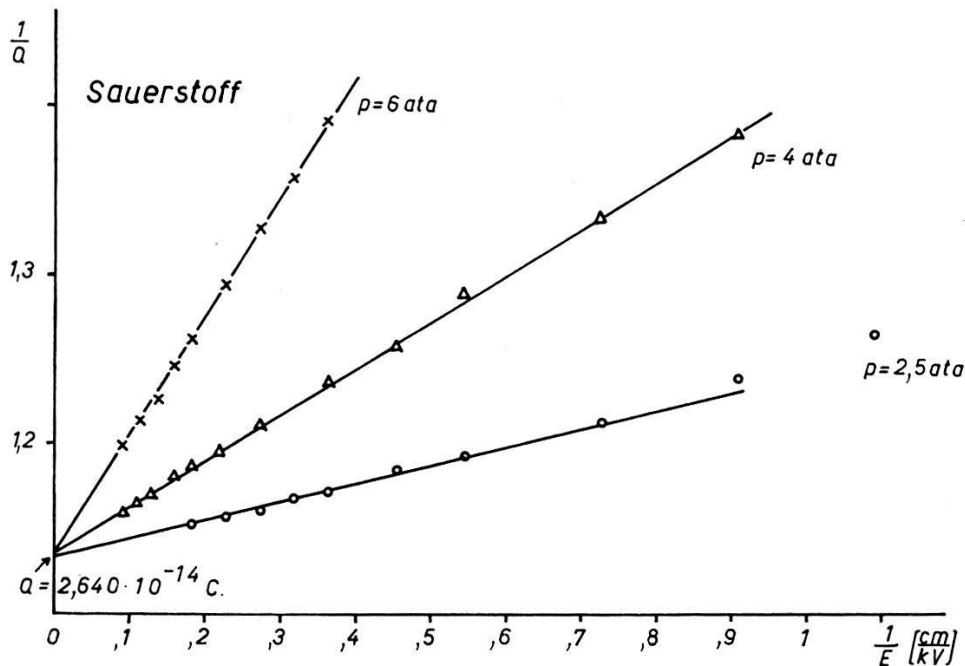


Fig. 8.

Sättigungskurven von Sauerstoff.

Reziproke Ladung (willkürliche Einheiten) in Abhängigkeit der reziproken Feldstärke. Der Absolutwert der Sättigungsladung ist angegeben.

gezeigten Sättigungskurven bereits angebracht, betragen aber auch bei den kleinsten verwendeten Feldstärken erst etwa 2–3%. Durch eine grössere Zeitkonstante des Verstärkers von über 10^{-2} s hätte das ballistische Defizit ganz vermieden werden können. Die Ausgangsimpulse werden dann aber so lang, dass nur noch kleine Impulsfrequenzen zulässig sind, wenn die Überlagerung von Impulsen vermieden werden soll. Ausserdem nimmt das Rauschen des Verstärkers unterhalb $\tau_0 \sim 10^{-3}$ s mit zunehmender Zeitkonstante τ_0 zu.

Zu den einzelnen Sättigungskurven sei folgendes bemerkt:

Sauerstoff (Fig. 8): Die Sättigungskurven von Sauerstoff zeigen den nach 4.3 erwarteten linearen Verlauf. Die mittlere quadratische

Abweichung von den Geraden beträgt etwa 0,2%. Der Wert der Sättigungsladung ist innerhalb $\pm 0,2\%$ druckunabhängig. Die Neigung der Sättigungskurven wächst quadratisch mit dem Sauerstoffdruck. Das bedeutet, dass sich der Rekombinationskoeffizient α in Gleichung 2 umgekehrt proportional zum Druck ändert. Annähernd dasselbe Verhalten zeigen die Sättigungskurven von CO_2 , was mit andern Messungen des Rekombinationskoeffizienten in diesem Druckgebiet übereinstimmt¹⁶).

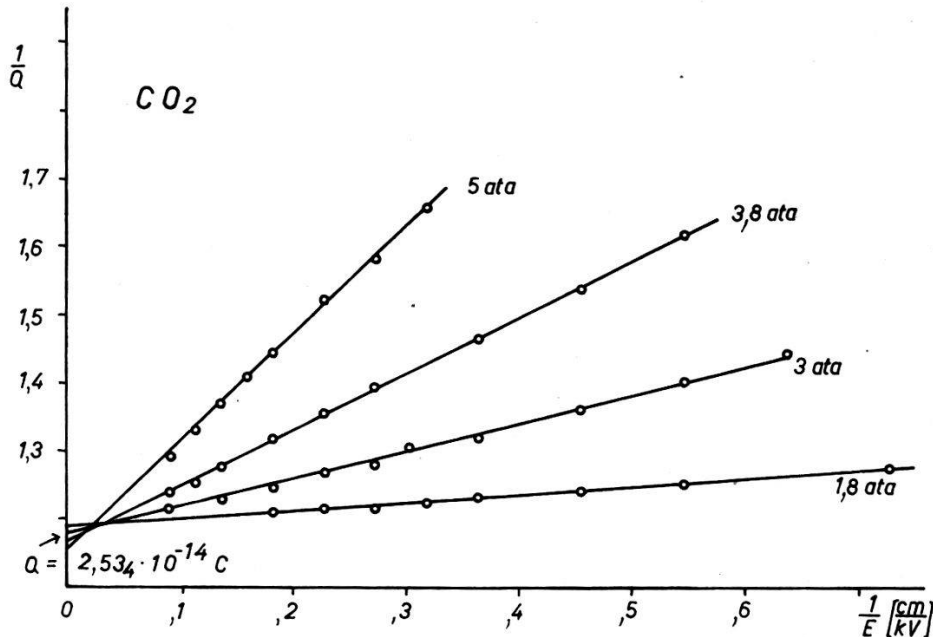


Fig. 9.

 Sättigungskurven von CO_2 .

Reziproke Ladung (willkürliche Einheiten) in Abhängigkeit der reziproken Feldstärke. Der Absolutwert der Sättigungsladung ist angegeben.

CO_2 (Fig. 9): Hier ist das Sättigungsdefizit verhältnismässig gross, so dass bei hohen Drucken der Wert der Sättigungsladung etwas unsicher ist. Auffallend ist immerhin, dass die Sättigungsladung systematisch mit abnehmendem Druck kleiner wird. Die Unterschiede sind zu gross, um allein aus der Unsicherheit der gemessenen Ladungen erklärt zu werden. Möglicherweise rührt der Effekt davon her, dass das Maximum der Amplitudenverteilung nicht immer dem Winkel $\varphi = 90^\circ$ entspricht, sondern mit zunehmendem ballistischem Defizit einem etwas kleineren Winkel. Dadurch könnte die Neigung der Sättigungsgeraden etwas falsch bestimmt worden sein.

Helium (Fig. 10): Bei Helium ist das Sättigungsdefizit klein, dagegen entstehen wegen der Sauerstoffverunreinigung negative Ionen, deren Laufzeit infolge des hohen Druckes so gross ist, dass ein starkes ballistisches Defizit auftritt. Um die Grösse der ange-

brachten Korrekturen zu zeigen, sind auch die unkorrigierten Messungen in die Figur eingetragen.

Stickstoff (Fig. 11): Die Sättigungskurven von Stickstoff sind stark gekrümmt. Das verwendete Gas ist genügend sauerstofffrei, so dass als negative Ladungsträger zur Hauptsache Elektronen auftreten. Durch Variation der Zeitkonstante des Verstärkers über einen grossen Bereich kann eindeutig festgestellt werden, dass kein ballistisches Defizit vorliegt.

Für Gase mit wenig Elektronenanlagerung ist nicht ein linearer Verlauf der Sättigungskurven zu erwarten, da die Beweglichkeit

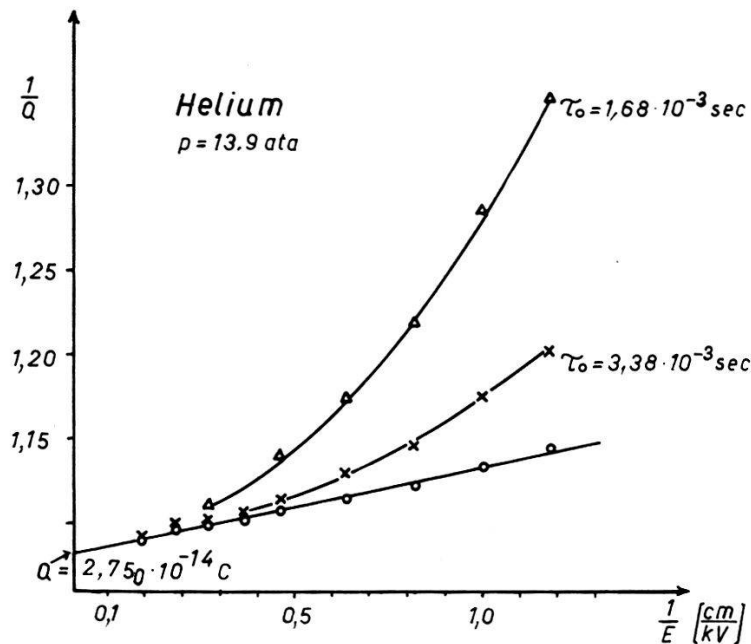


Fig. 10.

Sättigungskurve von Helium.

Reziproke Ladung (willkürliche Einheiten) in Abhängigkeit der reziproken Feldstärke. Die unkorrigierten Kurven sind ebenfalls eingezeichnet. Der Absolutwert der Sättigungsladung ist angegeben.

der Elektronen feldstärkeabhängig ist und die Diffusion nicht als klein angenommen werden kann. Es zeigt sich aber, dass Gleichung 2, Seite 152, auch unter Berücksichtigung dieser Einflüsse den Verlauf der Sättigungskurven in Stickstoff nicht richtig wiedergibt. Allerdings ist in der Theorie von JAFFÉ¹³⁾ angenommen, dass die negativen Ladungsträger denselben Diffusionskoeffizienten und dieselbe Beweglichkeit haben wie die positiven Ionen. Das bedeutet, dass durch Elektronenanlagerung negative Ionen gebildet werden sollen. Die Rechnung lässt sich aber in derselben Weise für Gase ohne Elektronenanlagerung durchführen. Dabei wird man annehmen, dass in der Zeit, während der die Rekombinationsvorgänge

stattfinden, nur die Elektronen diffundieren und sich im Feld bewegen, dagegen die Kolonne der positiven Ionen starr bleibt. Unter diesen Voraussetzungen erhält man wiederum Gleichung 2, wobei für u die halbe Elektronenbeweglichkeit, für D der halbe Diffusionskoeffizient zu setzen ist. Wir sind somit nicht in der Lage, mit der Theorie von JAFFÉ die Sättigungskurven von Stickstoff zu erklären. Dagegen sei auf folgenden Zusammenhang hingewiesen. Die Sättigungskurven Fig. 11 zeigen die Gesetzmässigkeit, dass sich bei

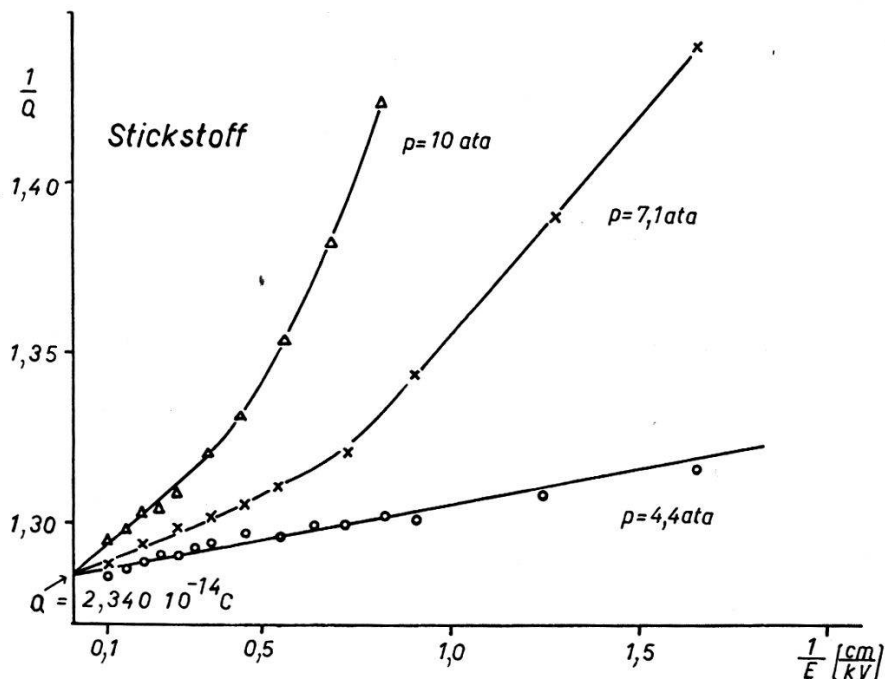


Fig. 11.

Sättigungskurven von Stickstoff.

Reziproke Ladung (willkürliche Einheiten) in Abhängigkeit der reziproken Feldstärke. Der Absolutwert der Sättigungsladung ist angegeben.

gleichen Werten von E/p die Sättigungsdefizite wie die Drucke verhalten. Dies bedeutet, dass die Sättigungskurven dann durch Formel 2 beschrieben werden können, wenn man an Stelle von $f(x)$ eine neue, geeignete Funktion $g(x)$ einführt und annimmt, dass sich die Grössen α , b , D , $1/n_0$ wiederum umgekehrt proportional zum Druck ändern. Natürlich ist vorausgesetzt, dass die Bewegungsgeschwindigkeit $u \cdot E$ der Ladungsträger nur von E/p abhängt.

Bei hohen Feldstärken zeigen die Sättigungskurven von Stickstoff einen Bereich linearer Abhängigkeit, den wir zur Extrapolation benutzt haben. Die so bestimmte Ladung erweist sich innerhalb 0,2% als druckunabhängig.

Argon (Fig. 12): Die Messpunkte liegen gut auf Geraden, obschon auch in diesem Falle die negativen Ladungsträger Elektronen sind.

Die Messungen erstrecken sich nicht bis zu den höchsten zur Verfügung stehenden Feldstärken, weil vorher Durchschläge auftreten. Bei $p = 5$ ata tritt etwas unter der Durchschlagsspannung deutlich Gasmultiplikation auf.

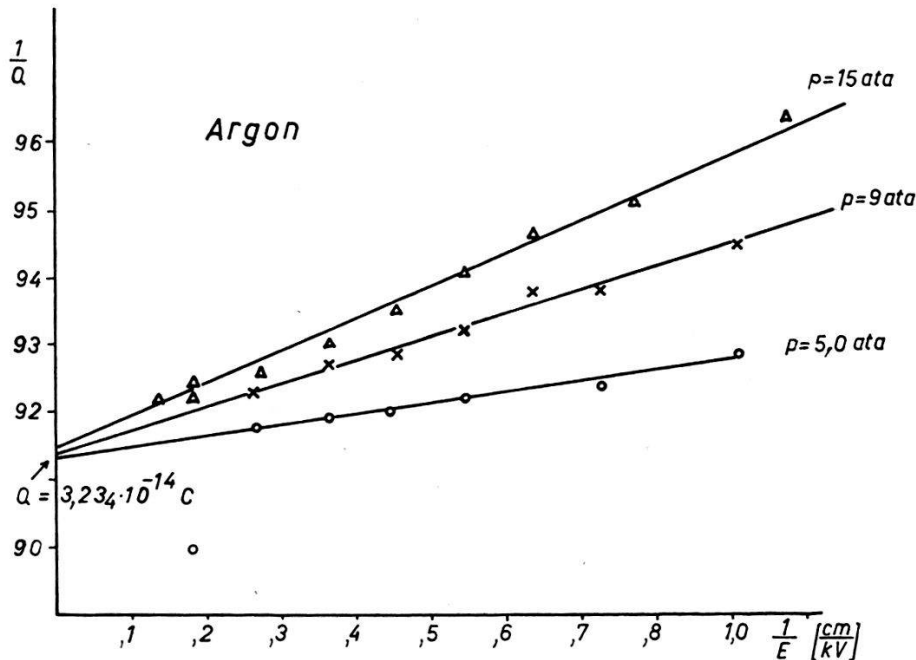


Fig. 12.

Sättigungskurven von Argon.

Reziproke Ladung (willkürliche Einheiten) in Abhängigkeit der reziproken Feldstärke. Der Absolutwert der Sättigungsladung ist angegeben.

Ergebnisse: Mit einer Energie der Po- α -Teilchen von $5,300_3 \text{ MeV}^{17)}$ ergeben sich aus diesen Messungen für die Arbeit pro Ionenpaar die in Tabelle 2 enthaltenen Werte.

Tabelle 2.

Gas	Reinheit in %	Arbeit pro Ionenpaar in eV
He	96	$30,86 \pm 0,2$
A	99,7	$26,25 \pm 0,12$
N ₂	99,9	$36,30 \pm 0,15$
O ₂	98,5	$32,17 \pm 0,15$
CO ₂	99,8	$33,5 \pm 0,3$

Die angegebenen Fehler sind zur Hauptsache durch die Unsicherheit in der Extrapolation der Sättigungskurven bedingt. Bei CO₂ haben wir den Messungen bei kleinen Drucken entsprechend dem kleineren Sättigungsdefizit ein grösseres Gewicht beigelegt.

Das verwendete Helium enthält 3% Stickstoff und 1% Sauerstoff. Da diese Verunreinigungen ein etwa fünfmal grösseres Bremsvermögen für α -Teilchen haben als Helium, wird sich die Arbeit pro Ionenpaar für reines Helium merklich von unserem Wert unterscheiden. Den Einfluss der Stickstoffverunreinigung kann man abschätzen, indem man die im zweiten Teil dieser Arbeit beschriebenen Messungen an N_2 -He-Mischungen zu Hilfe nimmt. Durch Extrapolation einer für den Stickstoffgehalt von Helium korrigierten Mischkurve erhalten wir $W = 29,6$ eV für He + 1% O_2 .

In der folgenden Tabelle sind unsere Ergebnisse mit den Messungen anderer Autoren verglichen. JESSE und SADAUSKIS¹⁸⁾ haben kürzlich die Arbeit pro Ionenpaar für sehr reines Helium zu 41,3 eV bestimmt. Sie konnten zeigen, dass dieser Wert durch einen Argon-

Tabelle 3.

	K.SCHMIEDER 6)	G. STETTER 5)	L. DICK et al. ²⁰⁾	JESSE et al ¹⁸⁾ J. SHARPE ¹⁹⁾	Unsere Messungen
He				29,7 ¹⁸⁾	29,6
A	24,37	28,5		26,3 ¹⁹⁾	26,25
N_2	36,1	37,2	33,7	36,4 ¹⁹⁾	36,30
O_2	32,4		28,5	32,9 ¹⁹⁾	32,17
CO_2	33,9		31,2	34,2 ¹⁹⁾	33,5

zusatz von einigen 0,01% stark beeinflusst wird. W scheint mit zunehmendem Argongehalt einem Sättigungswert zuzustreben, der für 0,13% Argon nahezu erreicht ist. Der Effekt wird darauf zurückgeführt, dass in Helium metastabile Zustände angeregt werden, welche bei Argonzusatz durch



zusätzlich Ladung erzeugen. Entsprechende Prozesse sollten bei Stickstoff- oder Sauerstoffzusatz auftreten. Unser Wert von $W = 29,6$ eV (Helium mit Sauerstoff „gesättigt“) stimmt gut überein mit dem von JESSE und SADAUSKIS bestimmten Wert ($W = 29,7$ eV für Helium mit Argon gesättigt). Die kürzlichen Messungen der Arbeit pro Ionenpaar durch J. SHARPE¹⁹⁾ stimmen für A und N_2 ausgezeichnet mit unseren Werten überein. Für O_2 und CO_2 findet J. SHARPE 2% höhere Werte, was mit den schlechten Sättigungseigenschaften dieser Gase, im Falle von CO_2 eventuell mit einer unzulässigen Extrapolation zusammenhängen könnte.

6. Anhang: Übertragung von Ionisationskammerimpulsen durch einen RC-RC-Verstärker.

Im Zusammenhang mit den vorliegenden Messungen haben wir für einige bei der Ionisationskammer vorkommende Impulsformen berechnet, wie bei fester Ladung des Stromstosses die Amplitude am Verstärkerausgang vom zeitlichen Verlauf des Ionisationskammerstromes abhängt.

Als Verstärker ist ein RC-RC-Verstärker gleicher Zeitkonstanten τ_0 vorausgesetzt (vgl. 2.2). Die Übertragungsfunktion (Frequenzgang) ergibt sich aus dem Ersatzschema Fig. 13 zu

$$G(p) = \frac{\tau_0}{(1+p\tau_0)^2} e \quad p = i\omega. \quad (7)$$

Dabei haben wir die Eingangskapazität C und den Verstärkungsgrad geeignet normiert.

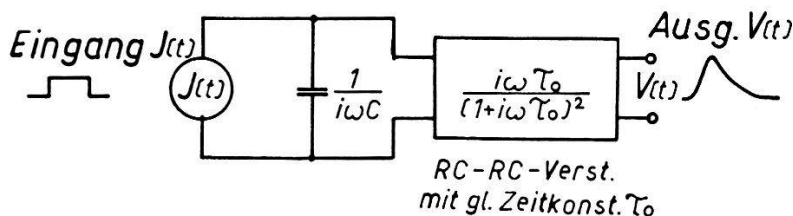


Fig. 13.

Ersatzschema der Verstärkeranordnung.

Für einen gegebenen Stromverlauf $J(t)$ am Verstärkereingang können wir die Ausgangsspannung $V(t)$ berechnen, indem wir das Fourierspektrum von $J(t)$ bilden. Durch Multiplikation mit $G(p)$ erhalten wir das Spektrum des Ausgangsimpulses. Addieren wir alle Frequenzen phasenrichtig, so ergibt sich der gesuchte Spannungsverlauf $V(t)$. Die Rechnungen werden am besten mit Hilfe der Laplace-Transformation durchgeführt^{21) 9)}.

Wählen wir als Eingangsimpuls $J(t)$ vorerst einen δ -Stoss der Ladung eins, so ergibt sich für den zeitlichen Verlauf der Spannung am Verstärkerausgang

$$V(t) = \frac{t}{\tau_0} \cdot e^{-t/\tau_0}. \quad (8)$$

Das Maximum der Ausgangsspannung wird zur Zeit $t = \tau_0$ erreicht. Der Scheitelwert ist eins, unabhängig von der Zeitkonstante des Verstärkers. Die Normierung der Übertragungsfunktion $G(p)$ war also gerade so gewählt, dass, wenn kein ballistisches Defizit auftritt, eine Ladung $q = 1$ am Verstärkereingang die Amplitude $V_m = 1$ am Verstärkerausgang erzeugt.

a) *Impulsform bei Gasen mit wenig Elektronenanlagerung.*

Gehen wir zu dem in Fig. 14 aufgezeichneten Stromstoss über. Diese Impulsform tritt in einer Ionisationskammer mit parallelen Platten auf, wenn sich die α -Quelle auf der negativen Elektrode befindet und die Ladungsträger aus Elektronen und positiven Ionen bestehen. Wegen der kurzen Laufzeit der Elektronen können wir $J^-(t)$ als δ -Stoss betrachten, währenddem wir den Stromverlauf $J^+(t)$ der Ionen durch das eingezeichnete flächengleiche Dreieck

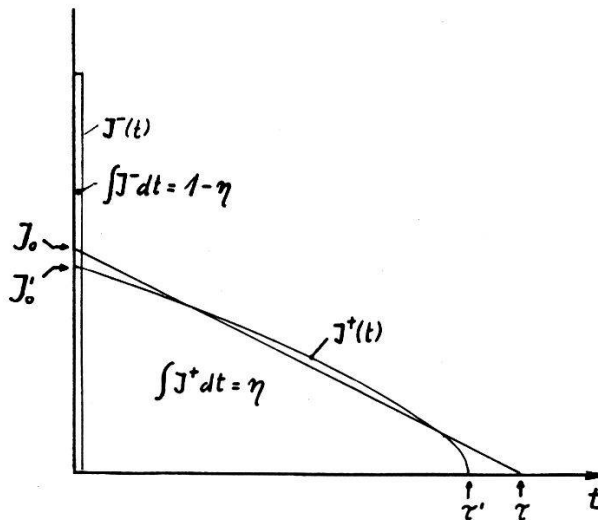


Fig. 14.

Stromverlauf in der Ionisationskammer.

$J^-(t)$: Stromverlauf verursacht durch die Bewegung der Elektronen.

$J^+(t)$: Stromverlauf verursacht durch die Bewegung der positiven Ionen.

Der Stromverlauf $J^+(t)$ ist durch ein flächengleiches Dreieck angenähert, das so gewählt ist, dass $\tau = 1,15 \tau'$, $J_0 = 1,1 J'_0$.

annähern können. Die Gesamtfläche des Stromstosses, also die zu registrierende Ladung, sei auf eins normiert und der Beitrag des Ionenstromes mit η bezeichnet (Fig. 14).

Die Rechnung ergibt in diesem Falle für den zeitlichen Verlauf des Ausgangsimpulses:

$$\text{Für } t > \tau \quad V(t) = \left(A_1 \frac{t}{\tau_0} + B_1 \right) \cdot e^{1-t/\tau_0} \quad (9)$$

$$\text{mit } \begin{cases} A_1 = (1 - \eta) - 2 \frac{\eta}{a} \left(1 + \frac{1}{a} - \frac{e^a}{a} \right) \\ B_1 = 2 \frac{\eta}{a} \left[(e^a - 1) \left(\frac{2}{a} - 1 \right) - 2 \right] \\ a = \frac{\tau}{\tau_0} . \end{cases}$$

$$\text{Für } t < \tau \quad V(t) = \left(A_2 \frac{t}{\tau_0} + B_2 \right) \cdot e^{1-t/\tau_0} - \left(C_2 \frac{t}{\tau_0} + e B_2 \right) \quad (10)$$

$$\text{mit } \begin{cases} A_2 = (1 - \eta) - \frac{2}{a} \left(1 + \frac{1}{a} \right) \\ B_2 = -2 \frac{\eta}{a} \left(1 + \frac{2}{a} \right) \\ C_2 = 2 \frac{\eta}{a^2} e, \quad a = \frac{\tau}{\tau_0}. \end{cases}$$

Wird das Maximum des Ausgangsimpulses zu einer Zeit $t_m > \tau$ erreicht, was mindestens bis $a = 1$ der Fall ist, so gilt nach (9) für die Amplitude V_m

$$V_m = B_1 \cdot e^{A_1/B_1}. \quad (11)$$

Im andern Fall, d. h. wenn das Maximum des Ausgangsimpulses erreicht wird, bevor der Eingangsimpuls zu Ende ist, kann die Amplitude V_m nicht mehr explizit angegeben werden.

Einen besser brauchbaren Ausdruck für (11) erhält man durch Entwickeln nach Potenzen von τ/τ_0 :

$$V_m \simeq 1 - \frac{\eta}{6} \left(\frac{\tau}{\tau_0} \right)^2 \left(\frac{1}{2} - \frac{\eta}{3} \right). \quad (12)$$

Das ballistische Defizit steigt zunächst quadratisch mit der Impulsdauer. Selbst wenn die Zeitkonstante τ_0 des Verstärkers gleich der Sammelzeit der Ionen ist, übersteigt das ballistische Defizit drei Prozent nicht.

Da η und τ vom Winkel zwischen Feldrichtung und Spur des α -Teilchens abhängen, wird durch das ballistische Defizit die Amplitudenverteilung beeinflusst. Ein extremer Fall ist in Fig. 15 gezeigt. Die aus (12) und für $t_m < \tau$ aus der numerischen Auswertung von (10) berechnete Verteilung ist eingezeichnet. Der Berechnung von τ liegt für Stickstoff von 4,5 ata eine Ionenbeweglichkeit von $0,29 \text{ cm}^2/\text{Vs}^{22}$, der Berechnung von η eine Reichweite der α -Teilchen von $0,84 \text{ cm}^6$) zugrunde. Die berechnete Verteilung stimmt gut mit der Messung überein.

Die obere Grenze der Amplituden entspricht den senkrecht, die untere den parallel zum Feld laufenden Teilchen. Mit abnehmender Zeitkonstante des Verstärkers wird die untere Grenze nach kleineren Amplituden verschoben. Dagegen bleibt die obere Grenze fest, da die Impulse der senkrecht zum Feld laufenden Teilchen keinen Ionenanteil und damit kein ballistisches Defizit haben. Die Breite der Amplitudenverteilung entspricht somit dem ballistischen Defizit der parallel zum Feld verlaufenden Spuren. Sie wurde bei festem

Druck in Abhängigkeit der Feldstärke und der Zeitkonstanten des Verstärkers gemessen. Die Kurve zeigt den nach der Rechnung erwarteten Verlauf. Die beobachtete Verbreiterung der Amplitudenverteilungen bei kleinen Feldstärken oder kleiner Zeitkonstante des Verstärkers lässt sich somit quantitativ deuten.

Für die Ladungsmessung interessiert nur die Lage des Maximums der Amplitudenverteilung. Dem Maximum der Verteilungsfunktion entsprechen aber gerade diejenigen Teilchen, die senkrecht zum Feld laufen und deshalb kein ballistisches Defizit aufweisen.

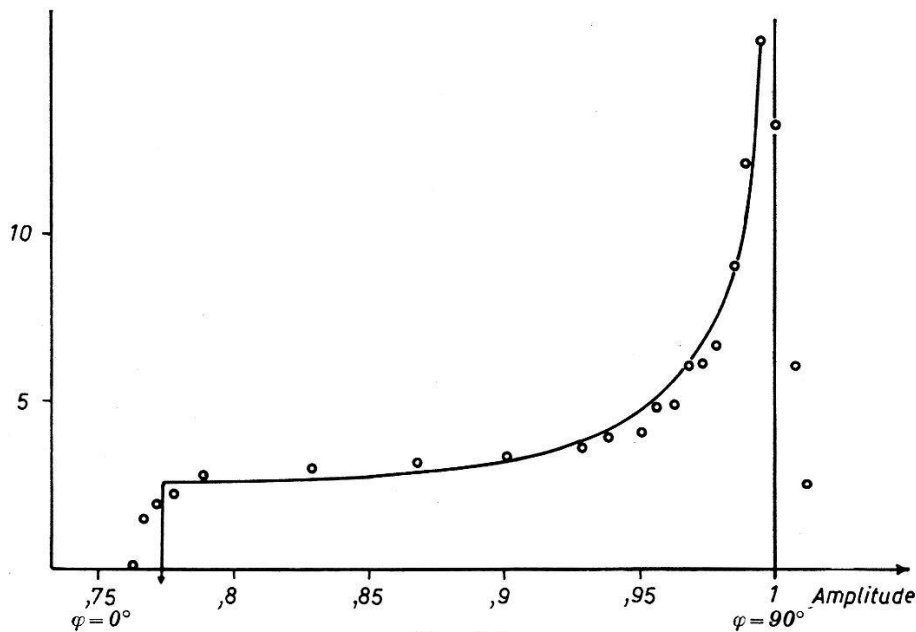


Fig. 15.

Einfluss der Ionenlaufzeit auf das Amplitudenspektrum. Die Figur zeigt das Amplitudenspektrum von Po- α -Teilchen bei Stickstofffüllung $p = 4,5$ ata, Feldstärke 750 V/cm, Plattenabstand 1 cm, Zeitkonstante $\tau_0 = 1,68 \cdot 10^{-3}$ s. Die berechnete Verteilung ist eingezeichnet. Der Einfluss des Rauschens (70 keV) und der Rekombination (2% Defizit bei $\varphi = 90^\circ$) ist nicht berücksichtigt.

Es sei noch bemerkt, dass derartige Überlegungen dazu benützt werden können, um in einer Ionisationskammer Spuren verschiedener Richtung voneinander zu unterscheiden. Um das Prinzip anzudeuten, betrachten wir die in Fig. 15 gezeigte Verteilung, bei der jeder Amplitude ein bestimmter Winkel entspricht. Bei umgekehrter Polarität der Ionisationskammerspannung und kleinerer Zeitkonstante werden die Amplitudenunterschiede noch grösser. Verwenden wir gleichzeitig zwei Verstärker, so bietet sich die Möglichkeit, mit einem Verstärker kleiner Zeitkonstante ein Winkelintervall auszuwählen und die Energie der α -Teilchen in diesem Intervall mit einem Verstärker grosser Zeitkonstante zu messen. Dieses Ver-

fahren wurde versuchsweise verwendet, um die Verbreiterung der Amplitudenverteilung durch Selbstabsorption in der Quelle (Fig. 4 b) herabzusetzen. Werden die unter grossem Winkel zur Feldrichtung emittierten Teilchen nicht registriert, so verschwindet die Verschmierung nach kleinen Energien.

b) *Impulsform bei elektronegativen Gasen.*

Betrachten wir als Stromstoss am Verstärkereingang einen Rechteckimpuls der Dauer τ und der Ladung eins. Diese Impulsform entsteht beispielsweise, wenn ein von der einen Elektrode emittiertes

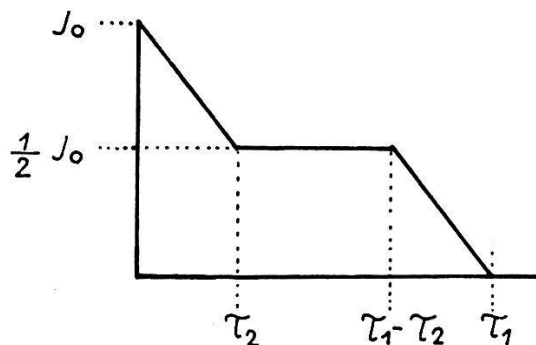


Fig. 16.

Ionisationskammerimpuls in einer Parallelplattenkammer bei gleicher Beweglichkeit der positiven und negativen Ionen und homogener Ionisierung längs der Spur. Die α -Quelle soll sich auf der einen Elektrode befinden.

α -Teilchen die Parallelplattenkammer senkrecht zur Feldrichtung durchläuft. Für die Amplitude am Verstärkerausgang ergibt sich

$$V_m = \frac{e}{a} (e^a - 1) \cdot e^{-\frac{a}{1-e^{-a}}} \quad \text{mit} \quad a = \frac{\tau}{\tau_0}. \quad (13)$$

Der Geltungsbereich ist hier nicht auf kleine Werte von a eingeschränkt. Entwickeln wir wiederum nach Potenzen von $a = \tau/\tau_0$, so erhält man

$$V_m \simeq 1 - \frac{1}{24} \left(\frac{\tau}{\tau_0} \right)^2. \quad (14)$$

Das ballistische Defizit nimmt auch hier quadratisch mit der Impulsdauer zu. Bis $a = 1$ genügt es, das angegebene quadratische Glied zu berücksichtigen. Als nächster Term kommt $+1,91 \cdot 10^{-3} a^4$ hinzu.

Für einen beliebigen Winkel zwischen Teilchenspur und Feldrichtung ergeben sich näherungsweise Stromstösse nach Fig. 16.

Die Ausgangsamplitude berechnet sich für einen solchen Stromverlauf in der quadratischen Näherung zu

$$V_m = 1 - \frac{1}{72} a^2 (3 - 9b^2 + 12b^3 - 4b^4) \text{ mit } a = \frac{\tau_1}{\tau_0}; b = \frac{\tau_2}{\tau_0}. \quad (15)$$

τ_0 bedeutet wiederum die Zeitkonstante des Verstärkers. Die übrigen Bezeichnungen sind aus der Figur 16 zu entnehmen.

Eine Formel für das ballistische Defizit, die sich nicht auf spezielle Impulsformen und Übertragungsfunktionen beschränkt, ist an anderer Stelle angegeben²⁷⁾.

II. Arbeit pro Ionenpaar von Gasmischungen.

1. Einleitung.

Im zweiten Teil dieser Arbeit soll untersucht werden, wie die Arbeit pro Ionenpaar einer zweikomponentigen Gasmischung vom Mischverhältnis abhängt^{23) 24)}. Die Messungen wurden an Gemischen der Gase A, He, N₂, O₂ und CO₂ mit Uran- α -Teilchen durchgeführt. Über ähnliche Experimente mit Elektronen wurde kürzlich von Valentine⁴⁾ berichtet.

2. Apparatur, Messungen.

Die verwendete Apparatur ist bereits im ersten Teil beschrieben. Einzig das Eichgerät war etwas einfacher gebaut, da uns hier die genaue Messung des Absolutwertes der Arbeit pro Ionenpaar weniger interessiert. Als α -Quellen benutzten wir natürliches Uran, da damals keine geeigneten Po-Quellen zur Verfügung standen. Die Uranquellen haben den Vorteil, dass sie keine Alterungserscheinungen aufweisen und dass ihre Intensität bei der Herstellung leicht zu dosieren ist.

Die Gasmische wurden hergestellt, indem die Komponenten nacheinander in die Kammer eingefüllt wurden. Aus dem Partialdruck des zuerst eingefüllten Gases und dem Gesamtdruck ergibt sich das Mischverhältnis.

Zur Kontrolle wird für jedes Mischverhältnis die Arbeit pro Ionenpaar zweimal bestimmt, wobei für die zweite Messung die Gase in umgekehrter Reihenfolge eingefüllt werden. Der Gesamtdruck ist immer so gewählt, dass die Reichweite der 4,8 MeV- α -Teilchen 0,8 cm (bzw. 1,2 cm bei den He-Mischungen) beträgt. Der Plattenabstand der Ionisationskammer ist für die He-Mischungen 2 cm, für alle andern 1 cm.

Zu jeder Füllung werden Sättigungskurven, mindestens aus vier Messpunkten bestehend, aufgenommen. Ein Messpunkt entspricht einer Aufnahme mit etwa 1200 α -Teilchen. Ein Beispiel zeigt Fig. 17.

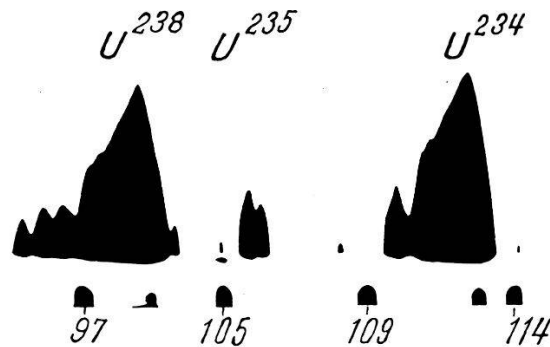


Fig. 17.

Aufnahme im Impulsspektrographen.

Es sind 1200 α -Teilchen von natürlichem Uran registriert. Die Abszisse entspricht der Impulshöhe, die Ordinate dem Logarithmus der Impulszahl. Am untern Rand der Aufnahme sind Eichmarken angebracht, deren Ladung in willkürlichen Einheiten angegeben ist.

Die Messungen an zwei reinen Gasen und an ihren Mischungen werden in einer zusammenhängenden Messreihe durchgeführt. Die Auswertung der Sättigungskurven erfolgt in der früher beschriebenen Weise.

3. Vergleich der Messergebnisse mit dem Verhalten bei unabhängiger Ionisierung der Komponenten.

Ein α -Teilchen durchlaufe ein Gasgemisch der Komponenten 1 und 2 und verliere darin seine volle Energie E_0 . E_0 setzt sich zusammen aus den zwei Energiebeträgen E_1 und E_2 , welche das α -Teilchen an die Komponenten 1 und 2 der Mischung abgibt. Das Verhältnis E_1/E_2 ist abhängig von den Verhältnissen der Partialdrucke p_1/p_2 und der Bremsvermögen s_1/s_2

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{s_1}{s_2} \frac{p_1}{p_2} . \quad (16)$$

Dieser Ausdruck stellt eine Näherung dar. Um das Verhältnis E_1/E_2 exakt zu erhalten, müsste das differentielle Bremsvermögen eingeführt und die differentielle Energieaufteilung dE_1/dE_2 über die ganze Bahn des α -Teilchen integriert werden. Es kann aber hier in genügender Näherung das Verhältnis der differentiellen Bremsvermögen zweier Gase als energieunabhängig betrachtet werden, woraus sich die angegebene Formel ergibt.

Mit $E_1 + E_2 = E_0$ folgt aus Gleichung (16):

$$\begin{aligned} E_1 &= z \cdot E_0 \\ E_2 &= (1 - z) E_0 \end{aligned} \quad \text{mit } z = \frac{s_1 p_1}{s_1 p_1 + s_2 p_2}. \quad (17)$$

Nehmen wir nun an, dass die Ionisierungsvorgänge in den Gas-
komponenten unabhängig voneinander verlaufen. Dann wird die
Zahl der Ionen beider Gassorten

$$n_1 = \frac{E_1}{W_1}, \quad n_2 = \frac{E_2}{W_2}. \quad (18)$$

W_1 und W_2 bedeuten die Arbeit pro Ionenpaar der Komponenten
für ein α -Teilchen der Energie E_0 . Da in der Mischung insgesamt
 $n_M = n_1 + n_2$ Ionen gebildet werden, wird die Arbeit pro Ionenpaar
für die Mischung $W_M = E_0/n_M$. Setzen wir E_0 und n_M aus (17) und
(18) ein, so ergibt sich

$$\frac{1}{W_M} = \left(\frac{1}{W_1} - \frac{1}{W_1} \right) z + \frac{1}{W_2} \quad \text{mit } z = \frac{s_1 p_1}{s_1 p_1 + s_2 p_2}. \quad (19)$$

$1/W_M$ ist unter den Annahmen (16) und (18) linear abhängig von der
Grösse

$$z = \frac{s_1 p_1}{s_1 p_1 + s_2 p_2}.$$

Dabei haben wir nicht vorausgesetzt, dass die zu mischenden
Komponenten aus reinen Gasen bestehen müssen. Ist eine der
Komponenten aus mehreren Gasen zusammengesetzt, so werden
wir als ihr Bremsvermögen s das additiv aus den Bestandteilen be-
rechnete Bremsvermögen in Formel 19 einführen. Für die Brems-
vermögen benützen wir die Werte $s_{N_2} = 0,99$, $s_A = 0,95$, $s_{O_2} = 1,07$,
 $s_{CO_2} = 1,496$, $s_{He} = 0,182^{25}$). Damit ergibt sich für unser „Helium“
(96% He, 3% N₂, 1% O₂)

$$s_{(He)} = 0,96 s_{He} + 0,03 s_{N_2} + 0,01 s_{O_2} = 0,215.$$

Bei den andern Gasen ist der Einfluss der Verunreinigungen klein,
so dass wir die angegebenen Tabellenwerte benützen.

Die experimentellen Ergebnisse für die N₂-He und A-He-
Mischungen sind in den Figuren 18 und 19 zusammengefasst. Zum

Vergleich mit Formel 19 sind die gemessenen Werte von $1/W_M$ in Abhängigkeit von z aufgetragen, so dass die berechneten Werte auf einer Geraden liegen. Entsprechende Kurven für die Mischungen

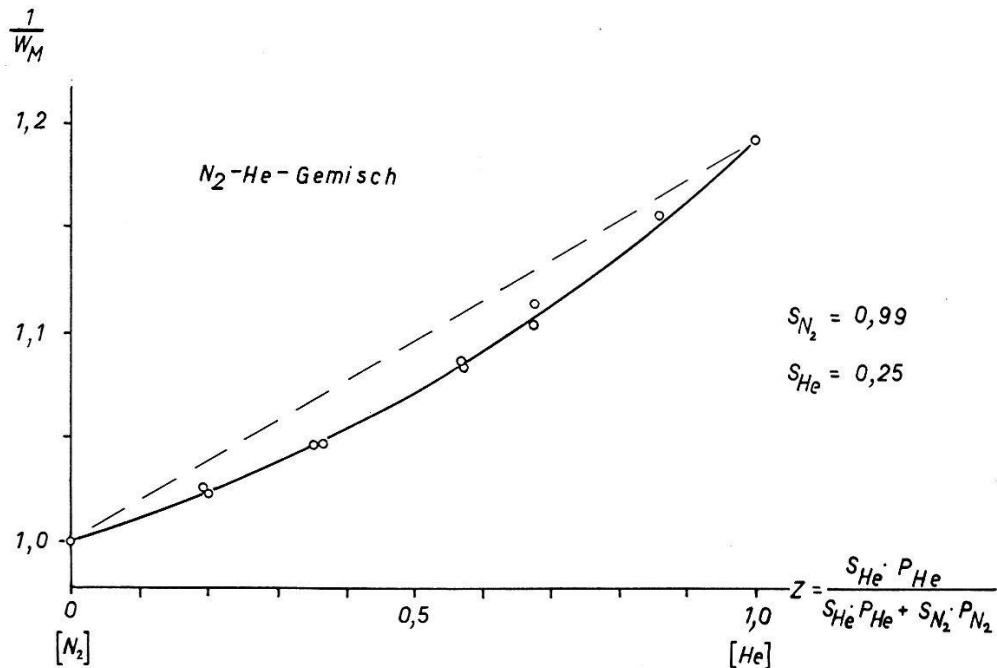


Fig. 18.

Arbeit pro Ionenpaar für N_2 -He-Mischungen in Abhängigkeit vom Mischverhältnis. Es ist $1/W_M$ als Funktion von $z = s_{He} p_{He} / (s_{He} p_{He} + s_{N_2} p_{N_2})$ aufgetragen. W_{N_2} ist auf eins normiert. Die Gerade entspricht dem Verlauf, den man bei unabhängiger Ionisierung der Komponenten erwarten würde.

O_2 -A, N_2 - O_2 und N_2 -A sind in einer früheren Arbeit enthalten²⁴). Bei den dort angegebenen Heliumkurven ist der N_2 - und O_2 -Gehalt von Helium nicht berücksichtigt.

Tabelle 4.

Mischung $z = 0,5$		W_M/W_1	
Gas 1	Gas 2	gemessen	berechnet
CO_2	N_2	1,026	1,038
O_2	CO_2	1,016	1,02
A	CO_2	1,085	1,125
He	O_2	1,046	1,035

Weitere Ergebnisse sind in Tabelle 4 zusammengefasst. Im Gegensatz zu den obigen Messungen ist hier nur *ein* Mischverhältnis, nämlich $z = 0,5$, ausgemessen.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass die Messpunkte bis 4% von den berechneten Werten abweichen. Diese Abweichungen können nicht auf die Unsicherheit der Verhältnisse s_1/s_2 zurückgeführt werden, sondern dürften ihren Grund in einer nicht unabhängigen Ionisierung haben. Eine Variation von s_1/s_2 um 5% hat auf die Berechnung von W_M im ungünstigsten Falle (A-N₂-Mischung bei $z = 0,5$) einen Einfluss von 0,4%.

4. Versuch einer Deutung der experimentellen Ergebnisse.

Bei den Ionisationsprozessen werden durch das α -Teilchen an den Gasatomen δ -Elektronen („Sekundärelektronen“) ausgelöst, welche ihrerseits wieder ionisieren können. Der Energieinhalt aller längs der Spur des α -Teilchens ausgelösten Sekundärelektronen beträgt 50—70% der α -Energie²⁶). Dadurch, dass ein in einem Gasatom der Sorte 1 ausgelöstes Sekundärelektron auch im Gas 2 ionisieren kann und umgekehrt, entsteht eine Wechselwirkung zwischen den beiden Gasen, die in Formel (19) nicht berücksichtigt ist.

Es soll im folgenden versucht werden, auf Grund von stark vereinfachenden Annahmen die Arbeit pro Ionenpaar eines Gemisches unter Berücksichtigung der Wechselwirkung durch Sekundärelektronen anzugeben.

4.1. Berechnung der Abhängigkeit der Arbeit pro Ionenpaar vom Mischverhältnis.

Wir wollen annehmen, dass die Ionisierung nur durch das α -Teilchen selbst und die von ihm ausgelösten δ -Elektronen erfolge. Tertiärionisation, Ionisation durch Lichtquanten usw. sollen nicht betrachtet werden.

Die Aufteilung des Energieverlustes des α -Teilchens auf die beiden Komponenten der Mischung sei weiterhin durch Gleichung (18) beschrieben:

$$E_1 = z \cdot E_0, \quad E_2 = (1 - z) E_0. \quad (20)$$

Ein Bruchteil k_1 der Energie E_1 wird sich in den vom Gas 1 ausgelösten Sekundärelektronen wiederfinden. Für jede der beiden Komponenten soll k als fest angenommen werden, so dass sich für die Gesamtenergie E_s aller Sekundärelektronen ergibt

$$E_s = k_1 E_1 + k_2 E_2. \quad (21)$$

Es kann leicht gezeigt werden, dass dies dann richtig ist, wenn die Primärprozesse unabhängig sind und das Verhältnis s_1/s_2 sich über die Bahn des α -Teilchens nicht ändert.

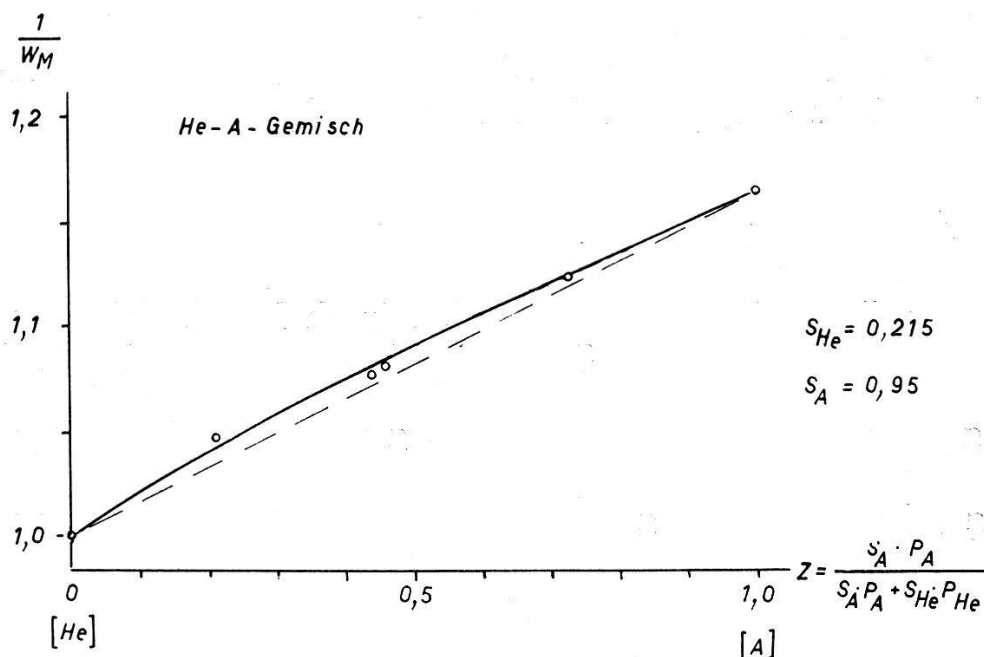


Fig. 19.

Arbeit pro Ionenpaar für He-A-Mischungen in Abhängigkeit vom Mischverhältnis. Es ist $1/W_M$ als Funktion von $z = s_A P_A / (s_A P_A + s_{He} P_{He})$ aufgetragen. W_{He} ist auf eins normiert. Die Gerade entspricht dem Verlauf, den man bei unabhängiger Ionisierung der Komponenten erwarten würde.

Von der Energie E_s wird ein Teil $E_{s,1}$ an die erste, der Rest $E_{s,2}$ an die zweite Komponente der Mischung abgegeben. Für $E_{s,1}$ und $E_{s,2}$ soll ein entsprechender Ansatz gelten, wie er auch für die Aufteilung der Energie E_0 des α -Teilchens angenommen wurde:

$$E_{s,1} = z' E_s \quad \text{mit } z' = \frac{\sigma_1 p_1}{\sigma_1 p_1 + \sigma_2 p_2} \quad (22)$$

$$E_{s,2} = (1 - z') E_s$$

σ bedeutet also ein mittleres Bremsvermögen für alle vorkommenden Energien der Sekundärelektronen.

Um die Zahl der sekundär gebildeten Ionenpaare zu bestimmen, setzen wir für jede Komponente die Zahl der Ionen proportional der absorbierten Energie:

$$n_{s,1} = \frac{E_{s,1}}{W_{s,1}}, \quad n_{s,2} = \frac{E_{s,2}}{W_{s,2}} \quad (23)$$

Dabei sind $W_{s,1}$ und $W_{s,2}$ die mittleren Arbeiten pro Ionenpaar für die Sekundärelektronen. Sie werden im allgemeinen von der Energieverteilung der δ -Elektronen und damit auch vom Mischverhältnis der Gase abhängen, sollen aber hier als charakteristische Konstanten der Gase betrachtet werden.

Um dies zu rechtfertigen, betrachten wir die Energieverteilung der in einem bestimmten Gas vom α -Teilchen ausgelösten Sekundärelektronen. Wird der einzelne Ionisierungsprozess als klassischer Stossvorgang zwischen einem α -Teilchen und einem Elektron betrachtet, so hängt die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen nur wenig von der Art des Gases ab. Unterschiede treten vor allem bei kleinen Elektronenenergien auf, weil dort die auf das Elektron übertragene Energie nur wenig über der Abtrennarbeit liegt, so dass die Verschiedenheiten des Ionisierungspotentials der Bremssubstanzen in Erscheinung treten. Wählen wir aber Bremssubstanzen, deren Ionisierungspotentiale nicht stark verschieden sind, so können wir für beide Komponenten einer Mischung eine gleiche Energieverteilung der Sekundärelektronen annehmen. Diese Annahme ist umso berechtigter, als die δ -Elektronen sehr kleiner Energie nicht weiter ionisieren können, uns also in diesem Zusammenhang nicht interessieren.

Unter den in den Gleichungen 20 bis 23 enthaltenen Voraussetzungen lässt sich die Arbeit pro Ionenpaar W_M einer Mischung berechnen.

$$\frac{1}{W_M} = \left(\frac{1}{W_1} - \frac{1}{W_2} \right) z + \frac{1}{W_2} + \left(\frac{1}{W_{s,1}} - \frac{1}{W_{s,2}} \right) (k_2 - k_1 \cdot \gamma_{12}) \frac{z(1-z)}{\gamma_{12} + z(1-\gamma_{12})} \quad (24)$$

$$\text{mit } \gamma_{12} = \frac{s_1}{s_2} \frac{\sigma_2}{\sigma_1} \quad \text{und } z = \frac{s_1 p_1}{s_1 p_1 + s_2 p_2}.$$

Die ersten beiden Summanden sind identisch mit dem bei unabhängiger Ionisierung erhaltenen Ausdruck (19). Der letzte Summand gibt die durch die Wechselwirkung der Sekundärelektronen zusätzlich erzeugte Zahl von Ionenpaaren pro Energieeinheit des α -Teilchens:

$$\Delta(z) = \left(\frac{1}{W_{s,1}} - \frac{1}{W_{s,2}} \right) (k_2 - k_1 \cdot \gamma_{12}) \frac{z(1-z)}{\gamma_{12} + z(1-\gamma_{12})}. \quad (25)$$

In Fig. 20 sind einige Kurven $\Delta = \Delta(z)$ aufgezeichnet. Die Form der Kurve hängt nur vom Parameter γ ab. Die Kurven sind so normiert, dass die maximale Abweichung eins beträgt.

Die Parameter σ und W_s sind streng genommen als Integralmittelwerte über das Spektrum der Sekundärelektronen zu betrachten, wurden hier aber als algebraische Grössen behandelt. Natürlich kann die Rechnung in derselben Weise auch differentiell formuliert werden. Der numerischen Auswertung stehen aber dann Schwierigkeiten entgegen, weil dazu die Energieabhängigkeit der Parameter für Elektronen bis zu sehr kleinen Energien bekannt sein müsste.

4.2. Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen.

a) Vergleich des Verlaufes $\Delta(z)$.

Nach der angegebenen Formel (25) sollten sich die gemessenen Abweichungen darstellen lassen durch Kurven der Form

$$\Delta(z) = A \frac{z(1-z)}{\gamma + z(1-\gamma)}. \quad (26)$$

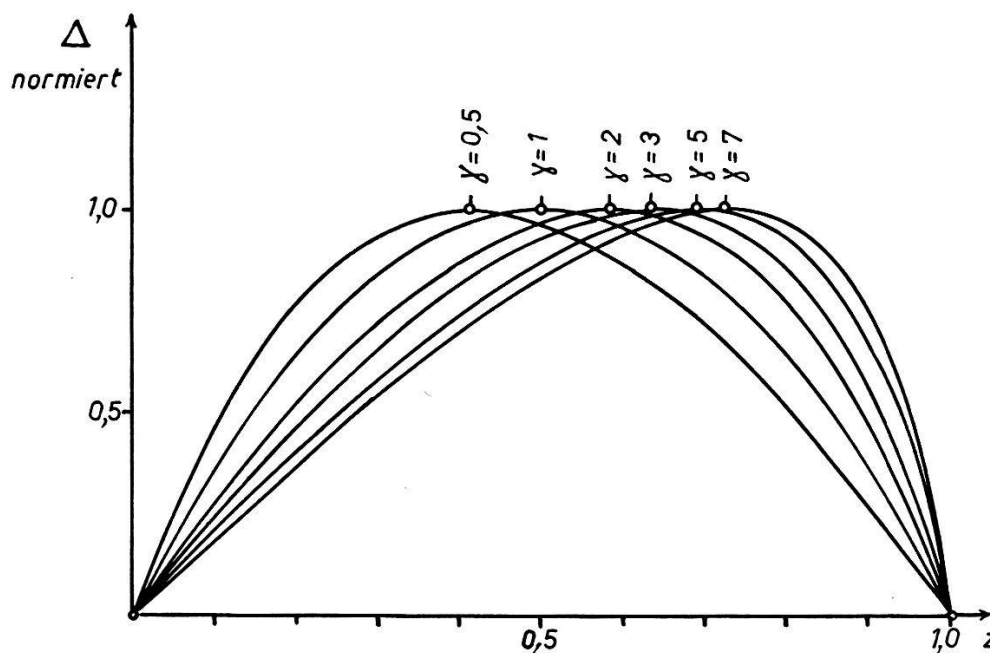


Fig. 20.

$\Delta = \Delta(z)$ nach Gleichung 25 für verschiedene Werte des Parameters γ . Die Ordinate ist normiert.

In Fig. 21 sind die experimentell bestimmten Abweichungen Δ in Abhängigkeit von z aufgetragen. Der mit einem geeigneten Wert von γ berechnete Verlauf ist eingezeichnet. Die Messpunkte lassen sich dadurch befriedigend darstellen. Die für γ gewählten Werte

sind $\gamma_{A, N_2} = 3,6$; $\gamma_{O_2, N_2} = 0,72$, $\gamma_{A, O_2} = 5$; $\gamma_{He, N_2} = 1$. Bei den He-A-Mischungen sind die Abweichungen zu klein, um γ zu bestimmen.

Nach der Rechnung sind die Werte von γ verschiedener Mischungen nicht unabhängig voneinander. Aus der Definition von γ muss man die Beziehung erwarten

$$\gamma_{2,3} = \gamma_{21} \cdot \gamma_{13} \quad (27)$$

Die für die Mischungen der Gase A, N_2 , O_2 angegebenen Werte erfüllen tatsächlich diese Bedingung. Es ist also innerhalb der Fehlergrenzen der Messungen möglich, die Werte von γ so auszugleichen, dass der verlangte Zusammenhang erfüllt ist.

b) Vergleich der Grösse der Abweichungen.

Um zu kontrollieren, ob die Rechnung den Betrag der Abweichungen richtig wiedergibt, müssten die Parameter W_s und k bekannt sein. Nach BETHE²⁶⁾ ist für Helium $k = 0,5$ für alle schwereren Gase in der Gegend von 0,7. Über die Werte von W_s kann

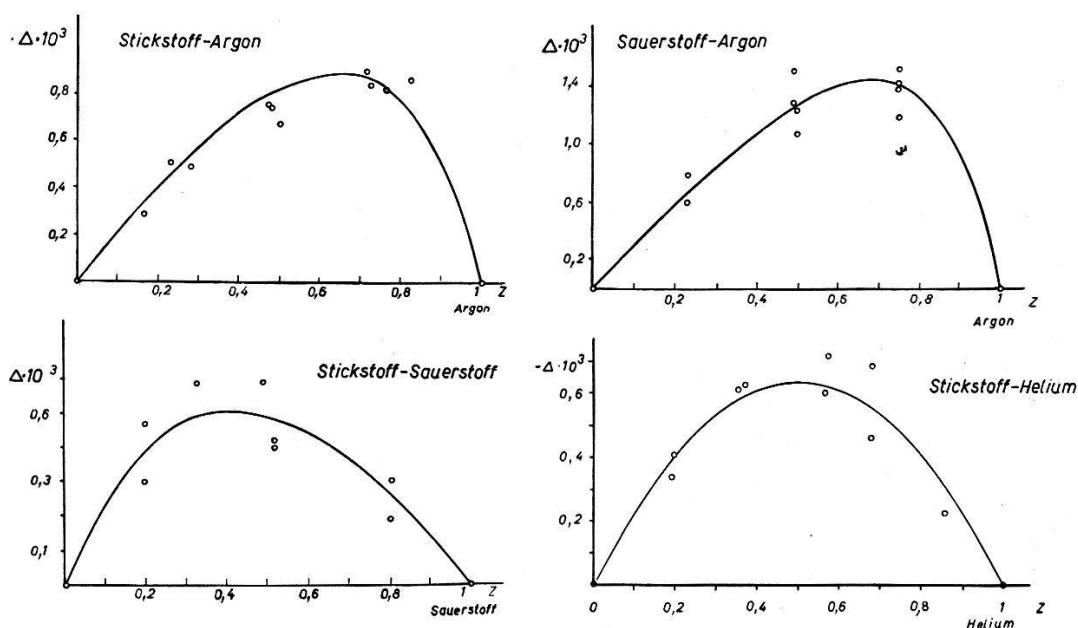


Fig. 21.

Einfluss der Sekundärprozesse auf die Arbeit pro Ionenpaar.

z ist ein Mass für das Mischverhältnis (vgl. Formel 24), Δ ein Mass für die Abweichung vom Verhalten bei unabhängiger Ionisierung (vgl. Formel 25). Der Maßstab auf der Ordinate ist in Einheiten 1/Elektronvolt angegeben.

kaum etwas Zuverlässiges ausgesagt werden, da sie die Bedeutung von Mittelwerten haben und nicht aus andern Messungen entnom-

die W_s so zu bestimmen, dass sich die gemessenen Abweichungen ergeben.

Wir beschränken uns vorerst auf die Gase A, O₂, CO₂, N₂ und setzen für $k = 0,7$. Um für alle 6 Kombinationen die Abweichungen nach (25) berechnen zu können, müssen drei unabhängige Verhältnisse $\gamma_{i,k}$ und drei unabhängige Differenzen $(1/W_{s,i} - 1/W_{s,k})$ bekannt sein. Zwei unabhängige γ -Werte sind bekannt, so dass wir vier weitere Parameter so zu bestimmen haben, dass für alle sechs Mischungen die gemessenen Abweichungen richtig dargestellt werden. Das Gleichungssystem ist also überbestimmt.

Tabelle 5.

$$\begin{array}{l} \gamma_{\text{CO}_2, \text{N}_2} = 0,8 \quad \frac{1}{W_{s, \text{CO}_2}} - \frac{1}{W_{s, \text{N}_2}} = 9,5 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{eV}} \\ \gamma_{\text{O}_2, \text{N}_2} = 0,72 \quad \frac{1}{W_{s, \text{O}_2}} - \frac{1}{W_{s, \text{N}_2}} = 9,6 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{eV}} \\ \gamma_{\text{A}, \text{N}_2} = 3,6 \quad \frac{1}{W_{s, \text{A}}} - \frac{1}{W_{s, \text{N}_2}} = 4,1 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{eV}}. \end{array}$$

Es lässt sich nun wirklich ein Parametersystem so angeben, dass die berechneten Abweichungen innerhalb 0,3% mit den gemessenen Werten übereinstimmen. Die Zahlenwerte sind in Tabelle 5 angegeben.

Die Differenzen der $1/W_s$ sind von derselben Grössenordnung, wie sie auch für α -Teilchen auftreten. Wählen wir willkürlich $W_{s, \text{N}_2} = 40$ eV, so ergeben sich für die andern Gase die in der folgenden Tabelle angegebenen W_s -Werte, welche zwischen 28,9 und 40 eV liegen. Durch diese Festlegung ist die Zahl der sekundär gebildeten Ionenpaare $n_s = E_s/W_s$ gegeben. Da nach unserer Annahme E_s 70% der Anfangsenergie E_0 des α -Teilchens beträgt, bleibt zur Bildung der $n_p = n - n_s$ primären Ionenpaare die Energie $0,3 E_0$. Damit erhält man für die Arbeit pro primäres Ionenpaar $W_p = E_p/n_p$ die in Tabelle 6 angegebenen Werte. Natürlich wird man verlangen, dass für keines der Gase weder W_p noch W_s tiefer als das Ionisierungspotential sein soll.

Durch diese Bedingung ist die Wahl von W_{s, N_2} auf einen Bereich von 30 bis 44 eV begrenzt. In Tabelle 6 sind auch die aus den γ erhaltenen Bremsvermögen für Sekundärelektronen anmen werden können. Es soll deshalb umgekehrt versucht werden,

gegeben. Der Wert für Argon weicht auffallend stark von den andern Gasen ab.

Tabelle 6.

Gas	W_s	W_p	Ionisierungspotential	$\sigma_{\text{Gas}}/\sigma_{\text{N}}$
N ₂	40	29,8	15,5	1
A	34,4	16,9	15,7	0,27
O ₂	28,9	43,9	12,5	1,5
CO ₂	29,0	52,6	14,4	1,9

Für Helium konnten keine Parameter σ und W_s gefunden werden, welche alle Messungen gleichzeitig befriedigen. Diese Unstimmigkeit lässt sich nicht damit erklären, dass das verwendete Helium etwa 4% Fremdgase enthält, da für die Rechnung nicht vorausgesetzt wurde, dass die zu mischenden Komponenten aus reinen Gasen bestehen müssen. Eine mögliche Erklärung liegt darin, dass sich das Ionisierungspotential von Helium stark von dem der andern Gase unterscheidet, und dass deshalb die Voraussetzung gleicher Spektren der Sekundärelektronen für die Heliummischungen nicht mehr erfüllt ist. Daneben könnte hier auch die Anregung metastabiler Zustände in Helium von Bedeutung sein. Die erwähnten Messungen von JESSE und SADAUSKIS (vgl. Seite 163) haben gezeigt, dass ein beträchtlicher Bruchteil der Energie des α -Teilchens für solche Prozesse aufgewendet wird.

Literaturverzeichnis.

- 1) W. P. JESSE, H. FORSTAT und J. SADAUSKIS, Phys. Rev. **77**, 782 (1950).
- 2) T. E. CRANSHAW und J. A. HARVEY, Can. Journ. Res. A **26**, 243 (1948).
- 3) P. R. TUNICLIFFE und B. G. WARD, Proc. Phys. Soc. A **65**, 233 (1952).
- 4) J. M. VALENTINE, Proc. Roy. Soc. **211**, 75 (1952).
- 5) G. STETTER, Zs. f. Phys. **120**, 639 (1943).
- 6) K. SCHMIEDER, Ann. d. Phys. V **35**, 445 (1939).
- 7) E. BALDINGER, W. HÄLG, P. HUBER und A. STEBLER, Helv. Phys. Acta **19**, 423 (1946).
- 8) H. BICHSEL, W. HÄLG, P. HUBER und A. STEBLER, Helv. Phys. Acta **25**, 119 (1952).
- 9) W. C. ELMORE, Nucleonics **2**, 4 (1948).
- 10) D. MAEDER, Helv. Phys. Acta, **20**, 139 (1947).
- 11) D. MAEDER, P. HUBER und A. STEBLER, Helv. Phys. Acta **20**, 230 (1947).
- 12) W. C. WADEY, Phys. Rev. **74**, 1846 (1948).
- 13) G. JAFFE, Ann. d. Phys. **42**, 303 (1913).

- 14) G. JAFFE, Phys. Zs. **30**, 849 (1929).
 - 15) L. B. LOEB, in International Critical Tables, 1929, Vol. VI, p. 111.
 - 16) J. DOSSE und G. MIERDEL, „Der elektrische Strom im Hochvakuum und in Gasen“. Hirzel, Leipzig 1945.
 - 17) W. B. LEWIS und B. V. BOWDEN, Proc. Roy. Soc. A **145**, 235 (1934).
 - 18) W. P. JESSE und J. SADAUSKIS, Phys. Rev. **88**, 417 (1952).
 - 19) J. SHARPE, Proc. Phys. Soc. A **65**, 859 (1952).
 - 20) L. DICK, P. VALK-VAIRANT und J. ROSSEL, Helv. Phys. Acta **20**, 357 (1947).
 - 21) G. E. VALLEY und H. WALLMAN, „Vacuum Tube Amplifiers“, Radiation Laboratory Series, Vol. 18, New York 1948.
 - 22) B. ROSSI und H. STAUB, „Ionization Chambers and Counters“, New York 1949.
 - 23) P. HUBER, E. BALDINGER und W. HAEBERLI, Helv. Phys. Acta **23**, Suppl. III, 85 (1950).
 - 24) W. HAEBERLI, P. HUBER und E. BALDINGER, Helv. Phys. Acta **23**, 481 (1950).
 - 25) R. NAIDU, Ann. de Phys. **1**, 72 (1934).
 - 26) H. A. BETHE, Ann. d. Phys. V **5**, 325 (1930).
 - 27) E. BALDINGER und W. HAEBERLI, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften **27**, 248 (1953).
-