

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta

**Band:** 10 (1937)

**Heft:** IV

**Artikel:** Über die Streuung der Ionisation einzelner -Teilchen

**Autor:** Ürményi, Ladislaus

**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-110747>

#### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

#### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

#### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 16.01.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

# Über die Streuung der Ionisation einzelner $\alpha$ -Teilchen\*)

von Ladislaus Ürményi in Bern.

(17. V. 37.)

*Zusammenfassung.* Die von E. RAMELET beobachtete grosse Streuung der Registrierausschläge bei der Registrierung von  $\alpha$ -Teilchen hatte ihre Ursache im unregelmässigen Arbeiten seines Verstärkers. Registrierungen mit einem neuen Verstärker ergaben, dass die Streuung der Ionisation einzelner  $\alpha$ -Teilchen eines Po-Präparates am Anfang der Reichweite in  $\text{CO}_2$  mit dem aus der BOHR'schen Theorie berechneten Wert ungefähr übereinstimmt, dagegen wurde in Luft ungefähr das 1,1fache, in  $\text{O}_2$  das 0,8fache, in  $\text{N}_2$  das 1,4fache des berechneten Wertes beobachtet.

Im Jahre 1926 hat GREINACHER<sup>1)</sup> gezeigt, dass es möglich ist, die von einem einzelnen  $\alpha$ -Strahl erzeugten Ionen allein durch Anwendung von Elektronenröhren, also ohne Zuhilfenahme der Stossionisation, so weit zu verstärken, dass sie im Lautsprecher hörbar oder durch einen Oszillographen registrierbar werden. Etwas später gelang es ORTNER und STETTER<sup>2)</sup> und GREINACHER<sup>3)</sup> auch  $H$ -Strahlen nach der gleichen Methode zu registrieren. Seit-her wurde diese Methode vielfach bei der Untersuchung ver-schiedenster Probleme der Radioaktivität und Atomzertrümmerung angewendet.

In ihren Publikationen über die neue Zählmethode gelangen GREINACHER<sup>3)</sup> und RAMELET<sup>4)</sup> zu dem unerwarteten Ergebnis, dass die Ionisation einzelner  $\alpha$ -Strahlen erhebliche Schwankungen aufweist. Dieses Resultat war umso bemerkenswerter, da HOFF-MANN<sup>5)</sup> und ZIEGERT<sup>6)</sup> mit dem Hoffmann'schen Duantenelek-trometer eine wesentlich geringere Schwankung beobachteten. Auch ORTNER und STETTER<sup>7)</sup> fanden, mit der Greinacher'schen Methode arbeitend, eine viel kleinere Schwankung. PICCARD und STAHEL<sup>8)</sup> untersuchten die verschiedenen Ursachen, welche Ionisationsschwankungen der  $\alpha$ -Strahlen erzeugen können und zeigten, dass keine derselben zur Erklärung der von GREINACHER und RAMELET beobachteten Schwankungen ausreicht.

\*) Die Arbeit wurde bereits im Sommer 1934 abgeschlossen. Ihre Veröffent-lichung konnte jedoch aus äusseren Gründen erst jetzt erfolgen.

### Ein Orientierungsversuch.

Um die Ursachen der Streuung aufzuklären, wurde die von RAMELET<sup>4)</sup> benutzte Anordnung möglichst genau rekonstruiert. Bei der Registrierung von  $\alpha$ -Teilchen eines Po-Präparates konnte wieder eine überaus grosse Streuung der Ausschläge beobachtet werden. Eine Prüfung der Apparatur mittelst elektrischer Spannungsstösse, welche durch Tasten an einer Widerstands-Kapazitäts-Anordnung erzeugt und über eine kleine Kapazität dem Gitter der Eingangsröhre zugeführt wurden, hat zu dem Ergebnis geführt, dass die Apparatur verschieden grosse Stösse registriert, auch wenn die dem Eingang zugeführten Stösse einander gleich sind. Wenn in gleichen Zeitabständen getastet wurde, war die Streuung geringer, als bei unregelmässigem Tasten. Wurde der zeitliche Verlauf der getasteten Stösse langsamer gewählt und in gleichmässigen Zeitabständen getastet, dann war die Streuung noch geringer. Die Apparatur zeigt also ein ungleiches Verhalten, je nach dem ob die Stösse langsam oder rasch verlaufen und ausserdem hängt die registrierte Stossgrösse auch von den vorangegangenen Stössen ab. Der von RAMELET angestellte Tropfenversuch, bei welchem herabfallende, elektrisch geladene Wassertropfen die zur Prüfung der Apparatur benutzten Spannungsstösse erzeugten, sagt über das Verhalten der Apparatur bei der Registrierung von  $\alpha$ -Teilchen nichts aus, weil die durch die Tropfen erzeugten Stösse langsam verliefen und in gleichen Zeitabständen aufeinander folgten. Um die Eigenschaften, welche die Apparatur bei der Registrierung von  $\alpha$ -Teilchen zeigt, einwandfrei zu studieren, müssen die  $\alpha$ -Stösse in ihrem zeitlichen Verlauf wie auch das statistische Aufeinanderfolgen der einzelnen Stösse nachgeahmt werden.

Der Spannungsverlauf, welcher durch ein in die Zählkammer gelangendes  $\alpha$ -Teilchen am Gitter der Eingangsröhre des Verstärkers erzeugt wird, ist nach ORTNER und STETTER durch folgende Gleichungen beschrieben:

$$E = \frac{rq}{T} \left(1 - e^{-\frac{t}{rc}}\right) \text{ für } t < T$$

$$E = \frac{rq}{T} \left(1 - e^{-\frac{T}{rc}}\right) \text{ für } t > T$$

wo  $r$  = innerer Gitterableitwiderstand,  $C$  = Gitterkapazität + Kammerkapazität,  $q$  = zugeführte Ladung,  $T$  = Aufladezeit. Für den Fall, dass  $T \ll r \cdot C$ , ergibt sich ein zeitlicher Verlauf der Spannung am Gitter nach Fig. 1.

### Die Prüfapparatur.

Es wurde eine Prüfapparatur gebaut, welche elektrische Spannungsstöße erzeugt, die in sehr guter Annäherung den in Fig. 1 dargestellten zeitlichen Verlauf haben.

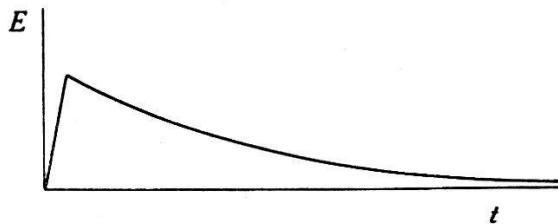


Fig. 1.

Das gesamte Schaltschema der Prüfapparatur ist in Fig. 2 ersichtlich. Die linke Hälfte des Schemas, enthaltend die Röhren  $V_1$  bis  $V_4$  arbeitet in einer Kippschaltung, der sog. Kallirotronschaltung von TURNER. Die Röhre  $V_1$  besitzt eine reine Wolfram-Kathode, welche so schwach geheizt wird, dass der Sättigungsstromwert bereits bei wenigen Volt Anodenspannung erreicht wird. Nach dem Einschalten wird der Kondensator  $C_1$  über die Ventilröhre  $V_1$  auf die volle Spannung von 280 Volt aufgeladen.

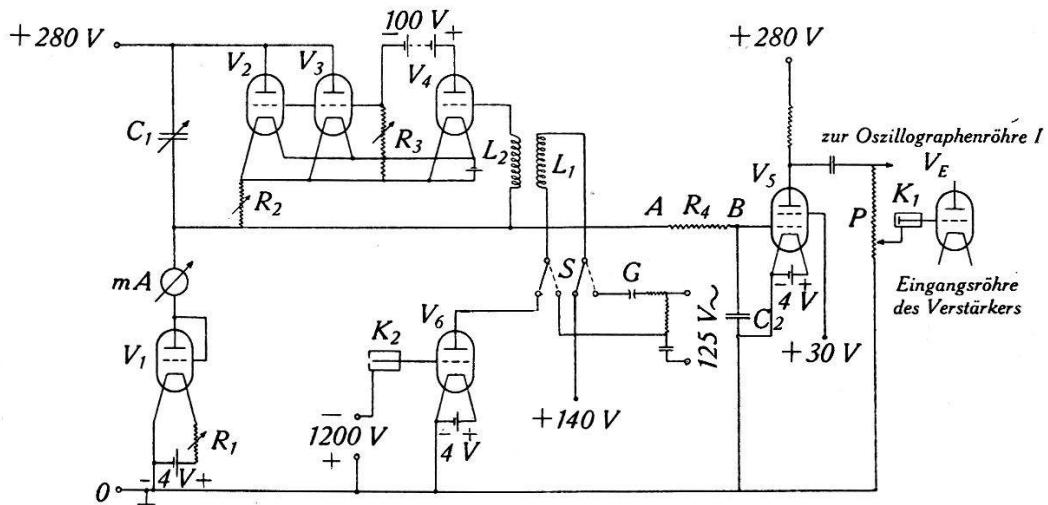


Fig. 2.

Der Anodenstrom der Röhre  $V_4$  erzeugt am Widerstand  $R_3$  einen Spannungsabfall, der als negative Vorspannung den Gittern der beiden parallel geschalteten Röhren  $V_2$  und  $V_3$  zugeführt wird. Der Widerstand  $R_3$  wird so eingestellt, dass die negative Vorspannung gerade ausreicht, um den Anodenstrom der beiden Röhren  $V_2$  und  $V_3$  zu sperren. Wird dem Gitter der Röhre  $V_4$  ein negativer Spannungsstoß erteilt, so sperrt die Röhre  $V_4$ , der Spannungsabfall an  $R_3$  verschwindet, die Röhren  $V_2$  und  $V_3$

leiten und der Kondensator  $C_1$  wird über die Röhren  $V_2$  und  $V_3$  und über den Widerstand  $R_2$  in sehr kurzer Zeit entladen. Der Spannungsabfall am Widerstand  $R_2$  liefert für die Röhre  $V_4$  eine negative Vorspannung, durch welche die Röhre  $V_4$  so lange gesperrt bleibt, bis der Kondensator  $C_1$  fast vollständig entladen ist. Bei fortgeschrittener Entladung sinkt der Entladestrom und damit der Spannungsabfall am Widerstand  $R_2$ , die Röhre  $V_4$  wird leitend, der Spannungsabfall an  $R_3$  sperrt die Röhren  $V_2$  und  $V_3$  und der Kondensator  $C_1$  wird über das gesättigte Elektronenventil  $V_1$  aufgeladen. Die Ladezeit lässt sich durch Änderung des Heizstromes der Röhre  $V_1$  und in noch viel weiteren Grenzen durch Änderung der Kapazität  $C_1$  einstellen. Wenn man dafür sorgt, dass der Entladestrom gross ist gegenüber dem Ladestrom, dann bleibt auch bei jeder Einstellung von  $C_1$  die Entladezeit klein gegenüber der Ladezeit. Eine ausführliche Beschreibung der Wirkungsweise dieser Schaltung und der Betriebsbedingungen ist von BRENZINGER<sup>9)</sup> gegeben worden.

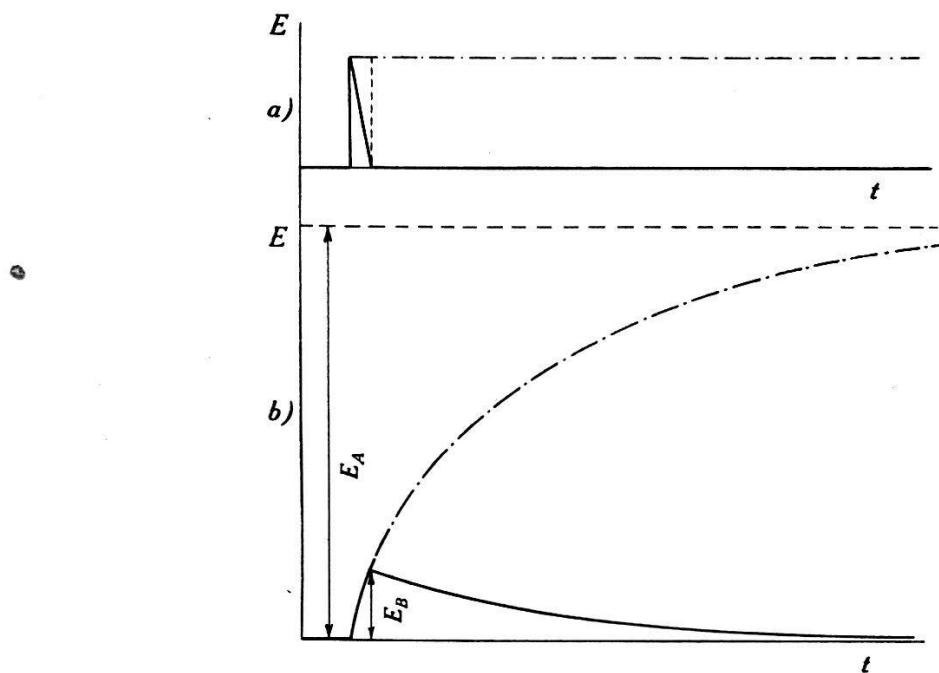


Fig. 3.

Zwischen dem Punkte  $A$  und Erde entsteht während eines einmaligen Kippens ein Spannungsstoss von der Form der voll ausgezogenen Linie in Fig. 3a. Vor dem Kippen ist die Spannung am Punkte  $A$  gegen Erde angenähert gleich Null. Infolge der Entladung des Kondensators  $C_1$  wächst die Spannung praktisch momentan bis fast 280 Volt an, um nachher während des Aufladevorganges linear bis auf den früheren Wert wieder abzunehmen. Dieser Spannungsstoss wird mittelst des Widerstandes  $R_4$  und

Kondensators  $C_2$  so umgeformt, dass zwischen dem Punkte  $B$  und Erde ein Spannungsverlauf entsteht, der in sehr guter Annäherung derjenigen der Fig. 1 entspricht. Das Zustandekommen dieser Spannungskurve kann folgenderweise übersehen werden: Würde die durch die Entladung des Kondensators  $C_1$  am Punkte  $A$  entstandene Spannung aufrechterhalten bleiben (strichpunktierter Linie in Fig. 3a), so würde der Kondensator  $C_2$  über den Widerstand  $R_4$  nach einer Exponentialfunktion aufgeladen (strichpunktierter Linie in Fig. 3b). Würde dagegen die Spannung am Punkte  $A$  nach einer gewissen Zeit plötzlich wieder Null werden, etwa nach der gestrichelten Linie in Fig. 3a, dann würde in diesem Moment die Aufladung des Kondensators  $C_2$  aufhören und eine exponentielle Entladung einsetzen über  $R_4$  (ausgezogene Kurve in Fig. 3b). Der Umstand, dass der tatsächlich auftretende Spannungsverlauf am Punkte  $A$  nicht der rechteckigen, gestrichelten Kurve in Fig. 3a, sondern der voll ausgezogenen Kurve entspricht, verursacht an der voll ausgezogenen Kurve der Fig. 3b eine geringe Abbiegung des ansteigenden Kurventeiles und eine ebenfalls geringe Abstumpfung der Kurvenspitze beim Maximum. Der Spannungsstoss wurde mittelst einer Schirmgitterröhre  $V_5$  weiter verstärkt und einem Spannungsteiler  $P$  zugeführt.

Ein auf einem Kathodenstrahloszillographen aufgenommenes Bild eines solchen künstlichen Stosses ist auf der Tafel, Aufnahme a), wiedergegeben. Zur Aufnahme dieses Bildes wurde der gesamte am Spannungsteiler vorhandene Spannungsstoss an die Oszillographenröhre gelegt. Die Zeitablenkung erfolgte mit dem städtischen Wechselstrom, 50 Perioden. Sie ist also nicht linear, sondern sinusförmig. In der mittleren Gegend des Bildes ist aber die Abweichung von einer linearen Ablenkung sehr gering, so dass die Aufnahme doch ein recht gutes Bild des Stosses darstellt. Außerdem hat diese Darstellung den Vorteil, dass die Stossdauer aus dem Bilde ohne weiteres ermittelt werden kann. Auch die notwendige Synchronisierung der Ablenkung und des Stosses liefert direkt das Wechselstromnetz, auf folgende Weise: Eine Glimmlampe  $G$  (Fig. 2) wird durch das Wechselstromnetz 100mal in der Sekunde gezündet. Der Strom der Glimmlampe wurde über eine Hochfrequenzspule  $L_1$  (200 Windungen) geschickt, welche mit einer gleichen Spule  $L_2$  lose gekoppelt ist. Da nur ein negativer Spannungsstoss am Gitter der Röhre  $V_4$  ein Kippen einleitet, wurde die Anordnung 50mal in der Sekunde zum Kippen gebracht. Um den Stoss in der Mitte des Bildes zu bekommen, wurde durch Reihenschaltung eines Kondensators und eines Widerstandes eine Phasenverschiebung von fast  $90^\circ$  erreicht.

Bezüglich der Übertragung der Stösse auf die Röhre  $V_4$  ist noch zu bemerken, dass dazu ein Niederfrequenztransformator nicht geeignet ist. Der negative Spannungsstoss am Gitter der Röhre  $V_4$  muss kürzer oder höchstens gleich lang dauern, als die Entladezeit des Kondensators  $C_1$ , ansonst würden erstens die Röhren  $V_2$  und  $V_3$  während der Aufladung nicht vollständig sperren, wodurch der in Fig. 3a dargestellte Kurvenverlauf verzerrt würde, zweitens würde noch vor Beendigung der Aufladung ein nochmaliges Kippen hervorgerufen, das sich so lange immer wiederholt, bis das Gitter der Röhre  $V_4$  gegenüber dem Punkte  $A$  nicht mehr negativ ist. Da die Brennzeit der Glimmlampe gross ist gegenüber der Dauer der beabsichtigten Stösse, würde mittelst eines Niederfrequenztransformators ein langsamer Stoss übertragen. Der Hochfrequenztransformator überträgt dagegen nur einen kurzen Stoss mit namhafter Amplitude, entsprechend dem Stromstoss beim Zünden der Glimmlampe.

Diese Anordnung wurde jedesmal gebraucht, wenn die Stossdauer der künstlichen Stösse bestimmt werden sollte, dann zur Kontrolle des einwandfreien Funktionierens der ganzen Prüfanordnung bzw. zur Einstellung derselben und auch zur Prüfung des Verstärkers, wenn sein Verhalten bei der Registrierung von Stössen, die gleichmässig aufeinander folgen, untersucht werden sollte.

Zur Untersuchung des Verstärkers mit statistisch aufeinander folgenden Stössen wurde folgende Anordnung verwendet: Ein GEIGER'scher Spitzenzähler  $K_2$  (Fig. 2) wurde auf bekannte Weise an eine Elektronenröhre  $V_6$  geschaltet, deren Anodenstrom durch die Spule  $L_1$  geleitet wurde. Vor dem Spitzenzähler wurde ein Po-Präparat aufgestellt. Jedesmal, wenn ein  $\alpha$ -Teilchen in den Spitzenzähler gelangt, entsteht eine stossweise Änderung des Anodenstromes der Röhre  $V_6$ , welche ein Ansprechen der Kippschaltung hervorruft. Vom Spitzenzähler wird dabei nur die Statistik des zeitlichen Aufeinanderfolgens der in den Zähler gelangenden  $\alpha$ -Teilchen auf die künstlichen Stösse übertragen, da der ganze Kippvorgang von der Dauer, Form und Amplitude des auf das Gitter der Röhre  $V_4$  gelangenden Stosses unabhängig ist. Auch hier war die Anwendung eines Hochfrequenztransformators zur Übertragung der Stösse auf das Gitter der Röhre  $V_4$  notwendig.

Zur Registrierung wurde eine Kinoaufnahmekamera der Phönix-Werke Wien mit einem Objektiv von Hugo Meyer & Co. Görlitz Trioplan 1:3,  $F = 75$  mm verwendet. Der Antrieb erfolgte durch einen Elektromotor. Das Greifersystem wurde aus der

Kamera entfernt, wodurch ein gleichmässiges Laufen des Filmstreifens erreicht wurde.

Es wurden gleichzeitig zwei Kathodenstrahlloszillographen auf den gleichen Film fotografiert. Die Anordnung ist aus Fig. 4 ersichtlich. Der künstliche Stoss wurde mit der ganzen, am Spannungsteiler  $P$  (Fig. 2) zur Verfügung stehenden Amplitude der einen Oszillographenröhre zugeführt. Ein geringer Bruchteil des künstlichen Stosses wurde am Spannungsteiler abgegriffen, über die Kapazität der Ionisationskammer  $K_1$  dem Gitter der Eingangs-röhre  $V_E$  des Verstärkers zugeführt und nach der Verstärkung zur zweiten Oszillographenröhre geleitet. Somit konnte der gleiche künstliche Stoss vor und nach der Verstärkung übereinander auf

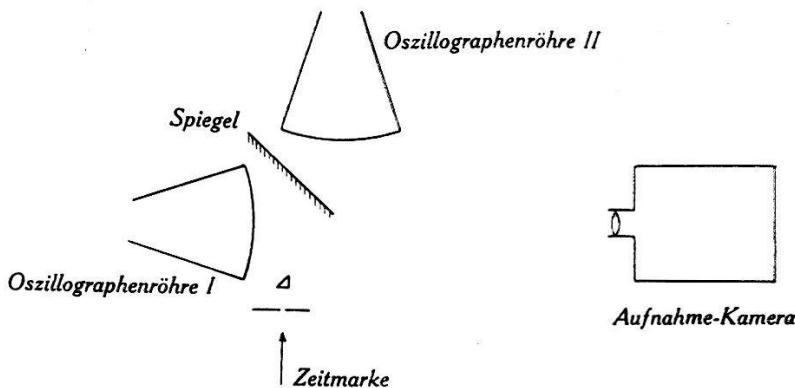


Fig. 4.

dem gleichen Film aufgenommen werden. Die in Fig. 4 angedeutete Zeitmarke wurde folgenderweise erzeugt: Vor einer mit Projektionslinsen versehenen Punktlichtlampe befinden sich zwei Lochblenden, von welchen die eine fest montiert ist, die andere an einer auf 100 Hertz abgestimmten Feder befestigt ist. Die Feder wird durch einen Elektromagneten, der vom Wechselstromnetz gespeist wird, in ihrer Eigenfrequenz erregt. Die zwei Blenden decken sich 200mal in der Sekunde. Vor der Aufnahmekamera befindet sich an geeigneter Stelle eine weitere Lochblende und ein Prisma, mit deren Hilfe 200mal in der Sekunde ein Lichtpunkt auf dem Film abgebildet wird.

#### Prüfung des Ramelet'schen Verstärkers.

Die Anwendung des Kinoapparates für die Registrieraufnahmen brachte einige Schwierigkeiten mit sich. Das vom Kinoapparat erzeugte Geräusch und die von den Funken am Kollektor des antreibenden Elektromotors verursachten Störungen waren so gross, dass der von RAMELET angewendete akustische und mechanische Schutz, der wieder neu aufgestellt wurde und darin

bestand, dass die Ionisationskammer und der Verstärker mit den Batterien in mit Blech ausgeschlagenen Holzkisten untergebracht waren, nicht mehr ausreichte. Die Kisten mussten mit Watte ausgefüttert und auf elastische Unterlagen gestellt werden. Ein nicht zu stark aufgepumpter Autopneu erwies sich als günstige Unterlage. Der Elektromotor wurde mittelst Blockkondensatoren entstört, die Zuleitung abgeschirmt. Die von der Hochspannungsquelle zur Ionisationskammer führende Leitung hat trotzdem noch viel Störungen vom Motor aufgenommen. Ein innerhalb der einen Kiste aufgestellter Blockkondensator, der zwischen die Hochspannungsleitung und Abschirmblech geschaltet war, hat Abhilfe geschaffen.

Es wurden 25 verschiedene Aufnahmen gemacht, wobei geändert wurden: Stossdauer und Amplitude der künstlichen Stösse bei statistisch verteilten und bei regelmässig aufeinanderfolgenden

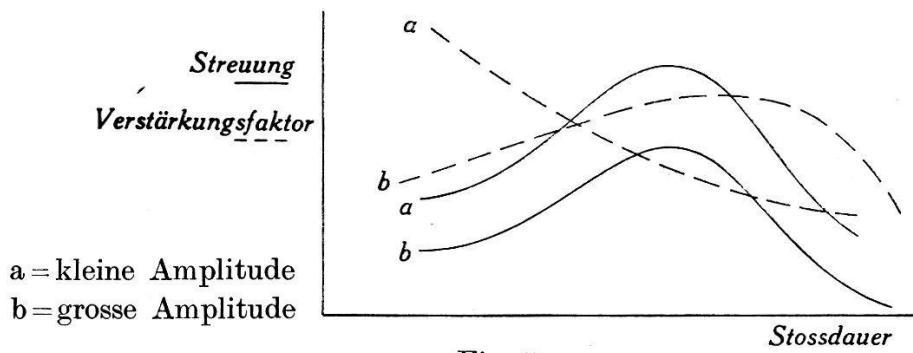


Fig. 5.

Stössen und der Verstärkungsfaktor des Verstärkers. Der Verstärkungsfaktor konnte geändert werden durch Änderung des Heizstromes der einzelnen Röhren, hauptsächlich der stark unterheizten Eingangsröhre, sowie durch Änderung der Gittervorspannungen. Der Verstärkungsfaktor war auch von der Dauer und Amplitude der Stösse abhängig. Aufnahme b) der Tafel zeigt eine Probe aus den Prüfaufnahmen.

Die Ausmessung dieser sowie aller späteren Aufnahmen erfolgte sehr genau, indem die Filme in 8,7facher Vergrösserung auf ein Millimeterpapier projiziert wurden. Die Ergebnisse sind in den Kurven der Fig. 5 zusammengestellt. Sie gelten für statistisch aufeinanderfolgende Stösse. Bei regelmässiger Stossfolge war die Streuung unter sonst gleichen Bedingungen wesentlich kleiner. Man ersieht aus den Kurven, dass die Streuung mit zunehmender Stossdauer zuerst zunimmt, dann nach Erreichen eines flachen Maximums stark absinkt. Bei genügend grosser Amplitude und Stossdauer verschwindet sie ganz. Bei regelmässiger Stossfolge verschwindet die Streuung schon bei kleinerer Stossdauer. Der

Verstärkungsfaktor ändert sich auch mit der Stossdauer und zwar nimmt er bei kleinen Amplituden mit wachsender Stossdauer ab, bei grossen Amplituden zu.

Bezüglich der Form der registrierten Stösse konnte festgestellt werden, dass gleichzeitig mit dem der Eingangsröhre erteilten künstlichen Stoss nur ein ganz kleiner Ausschlag registriert wird und um ca.  $10^{-3}$  Sek. später, wenn also der künstliche Stoss bereits zum grossen Teil abgeklungen ist, erfolgt ein grosser Ausschlag, der aber in seiner Form mit dem künstlichen Stoss nichts mehr gemeinsam hat.

Dieses merkwürdige Verhalten des RAMELET'schen Verstärkers lässt sich nicht aus einem einzigen Fehler erklären, es ist vielmehr das Ergebnis zahlreicher Konstruktionsfehler, wie z. B. das freie Gitter der Endröhre, die sehr verschiedenen, teilweise viel zu kleinen Zeitkonstanten der abgeleiteten Gitterkondensatoren, das Fehlen jeglicher Entkopplung zwischen den einzelnen Verstärkerstufen, das aus Widerstandsdräht als mehrlagige Zylinderspule gewickelte Potentiometer zur Abnahme der verschiedenen Gittervorspannungen für sämtliche Röhren usw.

Auch das Auftreten von Haltepunkten in den RAMELET'schen Registrierungen ist auf einfache Weise als mechanische Schwingung des von RAMELET verwendeten Schleifenoszillographen aufgeklärt worden. Die Schwingungsdauer konnte durch Änderung der mechanischen Spannung der Aufhängefäden und durch Belastung der Schleife geändert werden. Aufnahmen mit der Kathodenstrahlloszillographenröhre zeigten keine Haltepunkte.

### Die neue Apparatur.

Nachdem es nachgewiesen wurde, dass die von RAMELET gefundene grosse Streuung der Registrierausschläge durch die mangelhafte Konstruktion des Verstärkers verursacht war, wurde eine neue Apparatur gebaut, um die Streuung des Ionisationseffektes einzelner  $\alpha$ -Strahlen einwandfrei zu studieren.

### Die Ionisationskammer.

Ein Schnitt durch die Ionisationskammer ist in Fig. 6 ersichtlich. Die Auffangelektrode  $A$  ist als Scheibe ausgebildet. Sie ist mit Bernstein isoliert und unmittelbar mit dem Gitter der Eingangsröhre des Verstärkers verbunden. Um das Feld in der Nähe der Elektrode homogen zu gestalten, ist die Elektrode mit einem breiten Schutzring  $S$  umgeben. Der Schutzring ist an

ein Rohr befestigt, welches den die Elektrode tragenden Stift umschliesst und an die Gehäusewand gelötet ist. Dadurch werden einerseits Kriechströme von der Elektrode ferngehalten, anderseits wird der Raum hinter der Elektrode feldfrei gemacht. Die in diesen Raum hineintretende Strahlung verursacht keine Störung. Zwei ineinander verschiebbare Rohre führen die Kammerspannung. Das äussere Rohr  $R_1$  ist an einem Hartgummiring befestigt, das innere  $R_2$  trägt eine zur Auffangelektrode parallel gerichtete Messingplatte. In die mittlere Bohrung dieser Platte können verschiedene Blenden eingesetzt werden. Mit Ausnahme dieser zwei Rohre sind alle Metallteile der Kammer über eine kleine Batterie

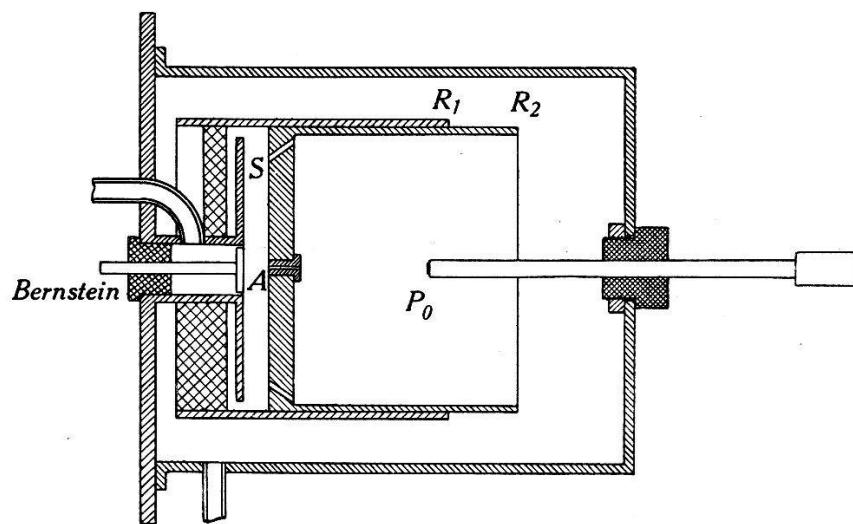


Fig. 6.

geerdet und führen das gleiche Potential, wie die Auffangelektrode. In der Gehäusewand gegenüber der Blende sitzt in einem Hartgummizapfen verschiebbar ein mit Millimeterteilung versehener Messingstab, auf welchem das Präparat  $P_0$  aufgekittet ist. Als Strahlenquelle wurde ein vom Wiener Radiuminstitut bezogenes Poloniumpräparat verwendet. Es bestand aus einem kleinen Platinblättchen, das auf elektrolytischem Wege mit Polonium überzogen war. Die  $\alpha$ -Strahlen verlaufen auf ihrer ganzen Bahn im gleichen Gase. Zur Einfüllung verschiedener Gase führen zwei Rohre in die Kammer.

#### Die Eingangsröhre.

Als Eingangsröhre wurde die Bernsteinröhre von Siemens & Halske benutzt. Das Steuergitter dieser Röhre ist am oberen Teil des Kolbens hinausgeführt. Die Oberflächenleitung des Glases an der Ausführstelle wird durch ein angeschmolzenes  $P_2O_5$ -Gefäß klein gehalten. Die Zuleitung ist über einen Bernsteinzapfen nach

aussen geführt. Der Isolationswiderstand bei kalter Kathode ist in der Grössenordnung von  $10^{14}$  Ohm. Der innere Gitterableitwiderstand ist wesentlich kleiner und wurde durch besondere Messungen bestimmt. Bei der geringen Anodenspannung von ca. 7 Volt findet keine merkliche Ionisation der Gasreste statt, weshalb der innere Gitterwiderstand recht hoch, in der Grössenordnung von  $10^{13}$  Ohm gehalten werden kann. Zur Erhöhung des Anodenstromes ist noch ein Raumladegitter angebracht, dem ungefähr Anodenpotential erteilt wird.

Für quantitative Messung der an das Gitter der Eingangsröhre gelangenden Ionen ist ausser dem Verstärkungsfaktor der Apparatur noch der Kenntnis der wirksamen Gitterkapazität der Eingangsröhre sowie der Kapazität der mit dem Gitter verbundenen Teile, wie Kammer, Zuleitung usw. erforderlich. Diese Kapazitäten wurden bei kalter Kathode mit einer mit einem WAGNER-Kreis versehenen Kapazitätsbrücke nach der Substitutionsmethode gemessen. Mit Hilfe des WAGNER-Kreises konnte die Gitter-Anoden-Kapazität ausgeschaltet werden. Es ergab sich für die Kapazität der Kammer + Gitterkapazität bei 5 mm Kammertiefe ohne die Gitter-Anodenkapazität der Wert  $6,89 \mu\mu\text{F}$ , mit der Gitter-Anodenkapazität  $8,27 \mu\mu\text{F}$ , also Gitter-Anodenkapazität allein  $1,38 \mu\mu\text{F}$ . Die wirksame Gitter-Anodenkapazität lässt sich aus der statischen berechnen nach der Formel

$$C_{ga \text{ wirksam}} = C_{ga \text{ statisch}} \cdot \left( 1 + \frac{1}{D} \frac{1}{1 + \frac{R_i}{R_a}} \right).$$

Die Aufnahme der statischen Charakteristik der Bernsteinröhre ergab für die Konstanten der Röhre im Arbeitspunkt

$$\begin{aligned} S &= 32 \mu\text{A/V} \\ D &= 50\% \\ R_i &= 61000 \text{ Ohm} \end{aligned}$$

Der äussere Widerstand war  $R_a = 50000$  Ohm. Somit

$$\begin{aligned} C_{ga \text{ wirksam}} &= C_{ga \text{ statisch}} \cdot \left( 1 + \frac{1}{0,5} \frac{1}{1 + \frac{61000}{50000}} \right) = \\ &= 1,38 \cdot 1,91 = 2,64 \mu\mu\text{F} \end{aligned}$$

und die gesamte wirksame Kapazität

$$C_w = 6,89 + 2,64 = 9,53 \mu\mu\text{F}.$$

Es wurde auch eine andere Messung der Kapazitäten vorgenommen, welche zugleich die Gitterspannungs-Gitterstromcharakteristik und den wirksamen Gitterableitwiderstand (innerer + äusserer Gitterwiderstand) lieferte. Wird dem Gitter eine so grosse negative Ladung erteilt, dass der Anodenstrom vollständig gesperrt wird, so entlädt sich das Gitter über den wirksamen Gitterwiderstand und der Anodenstrom wächst an so lange, bis sich für den Anodenstrom ein konstanter Wert einstellt und der Gitterstrom Null wird. Wird die Funktion  $I_a = f(t)$  aufgenommen (der Vorgang ist so langsam, dass er sich mittelst einer Stoppuhr verfolgen lässt), so kann daraus mit Hilfe der statischen Charakteristik die Funktion  $E_g = f(t)$  und durch Differenzbildung  $E_g = f\left(\frac{\Delta E_g}{\Delta t}\right)$  gebildet werden. Da  $I_g = \frac{dQ}{dt}$   $C = \frac{dE_g}{dt}$  ist, kann bei bekannter Kapazität die Funktion  $E_g = f(I_g)$  gewonnen werden. Die Steilheit dieser Kurve am Arbeitspunkt, wo also  $I_g = 0$  ist, gibt den wirksamen Gitterwiderstand. Es wurde für den wirksamen Gitterableitwiderstand der sehr hohe Wert von  $1,1 \cdot 10^{13}$  Ohm gefunden.

Da  $I_g$  von  $C$  unabhängig ist und nur von  $E_g$  abhängt, muss im Falle einer  $n$ -fachen Kapazität von  $C$  eine  $n$ -mal kleinere Änderungsgeschwindigkeit von  $E_g$  eintreten. Es wurde zu der Gitterkapazität noch ein speziell für diesen Zweck konstruierter Zylinderkondensator von  $13,0 \mu\mu F$  parallel geschaltet und aus dem Verhältnis der Änderungsgeschwindigkeiten von  $E_g$  mit und ohne Zusatzkondensator die gesamte wirksame Kammer + Gitterkapazität bestimmt. Es ergab sich ein mit dem direkt gemessenen übereinstimmender Wert.

### Der Verstärker.

Der Verstärker ist als Widerstandsverstärker ausgebildet, der ausser der Eingangsröhre noch weitere 4 Stufen enthält. Das Schaltschema ist in Fig. 7 wiedergegeben. Um bei grosser Registriergeschwindigkeit eine Überlagerung rasch aufeinanderfolgender Stöße und eine dadurch verursachte Übersteuerung der Endröhre zu vermeiden, ist es erwünscht, dass die durch einen  $\alpha$ -Strahl am Gitter der Eingangsröhre erzeugte Ladung möglichst rasch wieder abfliesst. Die Verwendung eines Gitterableitwiderstandes (die Grössenordnung von  $10^9$  Ohm wäre günstig) verbietet sich wegen des JOHNSON-Effektes<sup>10)</sup>. Dieser entsteht durch die Wärmebewegung der in einem Leiter eingeschlossenen Elektronen und äussert sich in einer zufällig schwankenden EMK

an den Enden eines grossen Widerstandes. Diese EMK ist proportional  $(RT)^{\frac{1}{2}}$  ( $R$  = Widerstand,  $T$  = abs. Temperatur) und ist unabhängig von der Natur des Widerstandes. Bei sehr grossen Widerstandswerten wird der JOHNSON-Effekt von der Eigenkapazität des Widerstandes stark unterdrückt. Ein maximaler Effekt entsteht bei Werten von ca.  $10^8$ — $10^9$  Ohm. Im Interesse eines ruhigen Nullpunktes muss also das Gitter der Eingangsrohre frei bleiben. Als gute Lösung wurde die Zeitkonstante des Gitterkomplexes der zweiten Röhre zu  $5 \cdot 10^{-3}$  sec. gewählt, mit einem Gitterkondensator von  $5000 \mu\mu F$  und einem Ableitwiderstand von 1 Megohm. Bei den Registrieraufnahmen wurde mit einer Kammerspannung von 1850 Volt bei einer Kammertiefe von 5 mm ge-

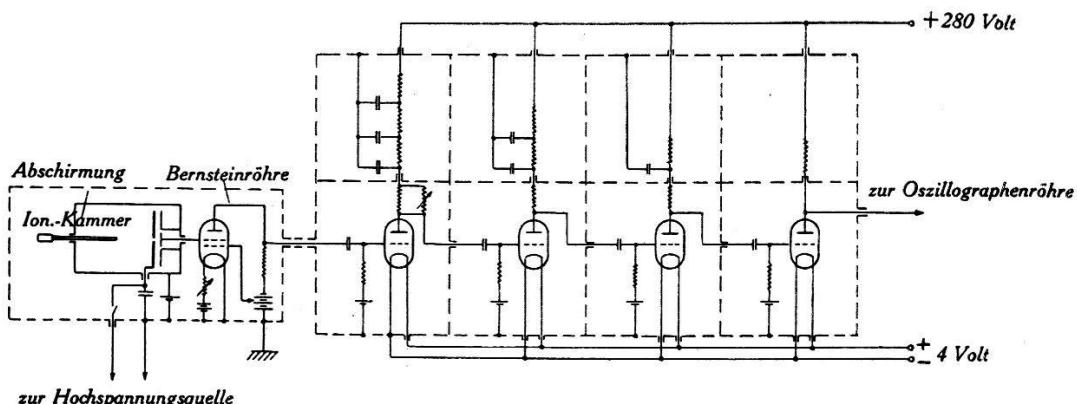


Fig. 7.

arbeitet. Dem entspricht eine Aufladezeit des Gitters von ca.  $5,8 \cdot 10^{-4}$  sec., wenn man die kleinste bei den ausgeführten Registrierungen vorkommende Beweglichkeit, nämlich  $0,8 \frac{\text{cm/sec}}{\text{Volt/cm}}$  für positive Ionen der Kohlensäure, in Rechnung zieht, also immer noch um eine Größenordnung kleiner als die Zeitkonstante des Gitterkomplexes der zweiten Röhre. Somit wird der von einem  $\alpha$ -Strahl erzeugte Anstieg des Gitterpotentials der ersten Röhre formgetreu und unter Berücksichtigung der Verstärkung der Eingangsrohre amplitudengetreu auf das Gitter der zweiten Röhre übertragen. Der Abfall dagegen, der an der Eingangsrohre noch verhältnismässig langsam erfolgt (Zeitkonstante ca.  $10^{-11} F \times 10^{13}$  Ohm =  $10^2$  sec.), wird wesentlich beschleunigt. Die Überlagerung der Aufladungen an der Eingangsrohre bleibt ohne weitere Konsequenzen; denn, wenn man 100  $\alpha$ -Strahlen in der Sekunde registriert, gelangen ca.  $100 \times 20000 = 2 \cdot 10^6$  Ionen in der Sekunde auf das Gitter. Dies entspricht einem Strom von  $2 \cdot 10^6 \cdot 1,59 \cdot 10^{-19} \sim 3 \cdot 10^{-13}$  Ampère, wodurch das Gitterpotential, aus der  $I_g = f(E_g)$ -Charakteristik entnommen, nur um  $2 \cdot 10^{-2}$  Volt verschoben wird. Diese geringe Verschiebung verursacht noch keine merkliche

Änderung in der Verstärkung der Röhre. An der zweiten Röhre erfolgt dann, wegen des beschleunigten Abfalles des Gitterpotentials, keine Überlagerung mehr. Um den Spannungsstoss, der am Gitter der zweiten Röhre entsteht, formgetreu weiter zu verstärken, wurde die Zeitkonstante der folgenden Stufen hoch, zu  $10^{-1}$  sec. gewählt ( $0,1 \mu F \times 1$  Megohm). Den Heizstrom und Anodenstrom für die Eingangsröhre lieferten Akkumulatoren, welche von den übrigen Verstärkerstufen getrennt waren. Die weiteren Stufen wurden aus einem gemeinsamen Akkumulator geheizt. Die Anodenspannung wurde einem mit einer Glimmröhre stabilisierten Netzanschlussgerät entnommen. Für die Entkopplung der einzelnen Stufen wurde durch Siebketten in den Anodenkreisen gesorgt.

Dem akustischen und elektrischen Schutz musste wieder besondere Aufmerksamkeit geschenkt werden. Die Bernsteinröhre zeigte eine wesentlich grössere Empfindlichkeit gegenüber akustischen Störungen, als eine gewöhnliche Verstärkerröhre, wie sie von RAMELET als Eingangsröhre verwendet wurde. Deshalb wurde die Kinoaufnahmekamera in einem besonderen, vollständig abgeschlossenen Zimmer untergebracht. In diesem Zimmer mussten naturgemäß die beiden Kathodenstrahlzoszillographen und die ebenfalls nicht ganz ohne Geräusche funktionierende Vorrichtung zur Erzeugung der Zeitmarke aufgestellt werden. Im benachbarten Zimmer war die Prüfapparatur, der Verstärker und die verschiedenen Netzanschlussgeräte für die Kammerspannungen und Anodenspannungen aufgestellt.

Die Ionisationskammer und die Eingangsröhre befanden sich in einem besonderen, schweren Kupferkasten. Dies war nötig, um die Kapazitätsmessungen an Kammer und Bernsteinröhre bei gut definierten Verhältnissen vornehmen und diese Verhältnisse auch später beibehalten zu können. Zum Schutz gegen Erschütterungen des Bodens wurde die Kupferkiste auf ein Brett gelegt, das mittelst Gummischnüren an der Decke einer mit Blech ausgeschlagenen Kiste aufgehängt war. Die Kiste selbst wurde auf einen Autopneu gestellt und mit einem Gewicht von 25 kg beschwert. Sie enthielt ausser der Kammer und der Bernsteinröhre die Messinstrumente zur Messung von Heizstrom, Anodenstrom und Anodenspannung, Regulierwiderstände, Akkumulatoren und einen Blockkondensator, der die Kammerspannung lieferte. Der Blockkondensator wurde vom Hochspannungsgerät aufgeladen, dann auf die Dauer der Aufnahme sich selber überlassen, um jede Zuleitung von aussen in die Kiste zu vermeiden. Wurde nämlich die Zuleitung nicht gelöst, so wirkte sie als Antenne zur Aufnahme

zahlreicher Störungen, die hauptsächlich vom Motor des Kinoapparates und auch vom Lichtnetz verursacht waren. Die Spannung des Kondensators hat sich während einer Aufnahme nicht merklich geändert. Eine Aufnahme dauerte ca. 15 sec.

Die übrigen Verstärkerstufen, die in einem Aluminiumkasten eingebaut waren, waren gegen Erschütterungen etwas weniger empfindlich, doch war ein guter Schutz auch hier unentbehrlich. Eine Schicht aus Gummischwamm, darüber eine schwere Marmorplatte, dann wieder Gummischwamm usw. hat sich gut bewährt. Bei Verwendung von drei Schichten Gummischwamm und dazwischen zwei schwere Platten waren die Erschütterungen des Bodens nicht mehr spürbar.

### Die Prüfung des Verstärkers.

Um den Nullpunktsfehler der Kathodenstrahlloszillographen zu eliminieren, wurde der Nullpunkt durch geeignete Vorspannung in Richtung der Ausschläge verschoben, so dass die Kathodenstrahlen auf ihren Ablenkungsbahnen das nichtlineare Gebiet in der Nullpunktsnähe nicht passierten.

Die zahlreichen Aufnahmen, welche bei verschiedenen Stossdauern und Amplituden der künstlichen Stösse gemacht wurden, zeigten ein streng lineares Arbeiten des Verstärkers. Bei Stossdauern von  $1/800$ ,  $1/2000$ ,  $1/4000$  und  $1/10000$  Sekunde war der Verstärkungsfaktor unabhängig von der Stossdauer. Die Aufnahmen *c* und *d* der Tafel sind Proben aus den Prüfaufnahmen. Da die künstlichen Stösse nicht genau gleiche Amplituden haben (es konnte eine mittlere Streuung von ca.  $\pm 2\%$  festgestellt werden), mussten bei der Auswertung sowohl die primären, wie auch die verstärkten Stösse ausgemessen werden. Das Verhältnis der beiden Stösse war bis auf die Ablesungsfehler konstant. Der Ablesungsfehler betrug im Mittel  $\pm 0,3$  mm, direkt an der Oszillographenröhre gemessen. Die primären Stösse konnten wegen der ruhigen Nulllinie genauer ausgemessen werden, als die verstärkten.

Zur Bestimmung des Verstärkungsfaktors der Apparatur wurden die künstlichen Stösse vom Spannungsteiler der Prüfapparatur direkt auf das Gitter der Bernsteinröhre geführt (nicht über die Kammerkapazität, wie das bei den übrigen Aufnahmen geschah). Der Spannungsteiler wurde dann nicht geerdet, sondern mit dem Kammergehäuse verbunden, welches, wie bereits erwähnt, auf das gleiche Potential gebracht war, wie das Ruhepotential des Gitters der Bernsteinröhre. Für den Verstärkungsfaktor (Spannungsverstärkung) wurde der Wert von 95 000 gefunden.

Eine Elementarladung ( $1,592 \cdot 10^{-19}$  Coulomb) auf das mit der Kammer verbundene Gitter der Eingangsrohre gebracht (wirksame Kapazität  $9,53 \cdot 10^{-12}$  Farad) erzeugt eine Spannungsänderung am Gitter von  $\frac{1,592 \cdot 10^{-19}}{9,53 \cdot 10^{-12}} = 1,67 \cdot 10^{-8}$  Volt und eine Spannungsänderung am Ausgang von  $1,67 \cdot 10^{-8} \cdot 95000 = 1,587 \cdot 10^{-3}$  Volt.

Zur Ausmessung wurden die Filme, wie bereits erwähnt, in 8,7facher Vergrösserung auf ein Millimeterpapier projiziert. Da der Leuchtschirm der Oszillographenröhre in 2,9facher Verkleinerung fotografiert wurde, wurde in der Projektion das  $\frac{8,7}{2,9} = 3$  fache der ursprünglichen Ausschläge auf der Oszillographenröhre ausgemessen. Die Empfindlichkeit der Oszillographenröhre betrug 2,5 Volt für 1 mm Ausschlag, das sind in der Projektion  $\frac{2,5}{3} = 0,833$  Volt für 1 mm. Dem entsprechen  $\frac{0,833}{1,587 \cdot 10^{-3}} = 525$  Elementarladungen am Eingang. Dieser Wert ist bis auf 1% genau. Eine Schwankung des Verstärkungsfaktors konnte nicht beobachtet werden.

### Die Registrierungen.

Es wurden insgesamt 94 Aufnahmen gemacht und dazu 120 m Film verbraucht. Ausgemessen wurden rund 10000 Ausschläge. 37 Aufnahmen dienten der Prüfung der Apparatur,

Tabelle 1.

Registrieraus- schläge in mm	Anzahl Ausschläge	Registrieraus- schläge in mm	Anzahl Ausschläge
60	1	69	37
61	1	70	42
62	2	71	21
63	0	72	24
64	1	73	14
65	6	74	4
66	3	75	4
67	16	76	1
68	34	77	1

57 Aufnahmen waren Registrierungen von  $\alpha$ -Strahlen in verschiedenen Gasen und an verschiedenen Stellen der Reichweite. Die Ionisationskammer wurde vor jeder Registrierung  $\frac{1}{2}$  Stunde lang mit dem als Kammerfüllung verwendeten Gas durchspült. Als Kammerfüllung wurden verwendet: Luft,  $N_2$ ,  $O_2$  und  $CO_2$ . Die Ergebnisse sind in den Figuren 8 bis 13 und in den Tabellen 1 bis 6 zusammengestellt. Die Aufnahmen e), f), g) und h) der

Tafel zeigen Registrierungen von  $\alpha$ -Strahlen in Luft,  $N_2$ ,  $O_2$  und  $CO_2$ . Die Auswertung der Registrierungen soll an einem Beispiel erläutert werden. Bei Verwendung von  $CO_2$  als Kammerfüllung und bei einem Präparatabstand ( $\delta$ ) von 2,13 cm (als Präparatabstand ist der Abstand des Präparates von der Mitte der Kammer angegeben) wurden die in der Tabelle 1 angegebenen Registrierausschläge gemessen. Die graphische Darstellung dieser Werte in Fig. 8 gibt die „Stossverteilungskurve“. Die Streuung ( $\zeta_g$ ) der Ausschläge sei definiert durch die Breite der Stossverteilungskurve in  $1/e$ -tel Höhe dividiert durch den wahrscheinlichsten Ausschlag  $\alpha$ , also in unserem Falle  $\zeta_g = \frac{4,6}{70} = 6,5\%$ .

Tabelle 2.

Gas	$n$	$J_{eV}$	$\sqrt{2PAx}$	$6,2852 \cdot 10^{11}$ $\cdot \sqrt{2PAx}$	$R_0$	$k$	$\frac{k}{k_{Luft}}$
Luft	14,39	15,1	$3,195 \cdot 10^{-8}$	$2,01 \cdot 10^4$	3,67	$1,49 \cdot 10^5$	1
$N_2$	14	15,8	$3,15 \cdot 10^{-8}$	$1,98 \cdot 10^4$	3,70	$1,46 \cdot 10^5$	0,98
$O_2$	16	12,5	$3,37 \cdot 10^{-8}$	$2,12 \cdot 10^4$	3,46	$1,57 \cdot 10^5$	1,055
$CO_2$	22	14,4	$3,95 \cdot 10^{-8}$	$2,48 \cdot 10^4$	2,50	$1,455 \cdot 10^5$	0,977

Um vergleichbare Werte zu bekommen, wurde die Streuung für 5 mm Kammertiefe bei 0° C und 760 mm Druck umgerechnet nach der Formel

$$\zeta_{g, 0,760} = \zeta_g \sqrt{\frac{0,001315 \cdot p}{1 + 0,00366 \cdot t}}.$$

Der Ablesungsfehler betrug  $\pm 0,9$  mm (wegen der dreifachen Vergrösserung bei der Ausmessung entspricht das einem Fehler in der Ablesung der wirklichen Ablenkungen des Kathodenstrahls von  $\pm 0,3$  mm). Der Ablesungsfehler in % der Ausschläge ausgedrückt beträgt  $f\% = \pm 0,9/\alpha$ . Dieser Fehler vergrösserte die Streuung der Ablesungen. Die um die Messfehler verminderte Streuung  $\zeta'_{g, 0,760}$  wurde berechnet nach der Formel

$$\zeta'_{g, 0,760} = \sqrt{(\zeta_{g, 0,760})^2 - f\%^2}.$$

Die Anzahl Ionenpaare  $U$ , welche in der Kammer erzeugt wurden, konnte aus der Beziehung

$$U = 525 \alpha$$

\*

**Tabelle 3.**  
Kammerfüllung Luft,  $t = 19,5^{\circ}\text{C}$ ,  $p = 703,0$  mm Hg.

**Tabelle 4.**  
Kammerfüllung Stickstoff,  $t = 19,0^{\circ}\text{C}$ ,  $p = 708,9 \text{ mm Hg.}$

Tabelle 5.  
Kammerfüllung Sauerstoff,  $t = 19,0^\circ\text{C}$ ,  $p = 705,5 \text{ mm Hg.}$

**Tabelle 6.**  
Kammerfüllung Kohlensäure,  $t = 18,7^{\circ}\text{C}$ ,  $p = 715,1$  mm Hg.

berechnet werden. Dieser Wert wurde auf 5 mm Kammertiefe bei 0° C und 760 mm Druck umgerechnet nach der Formel

$$U_{0,760} = U \frac{0,001315 \cdot p}{1 + 0,00366 \cdot t}.$$

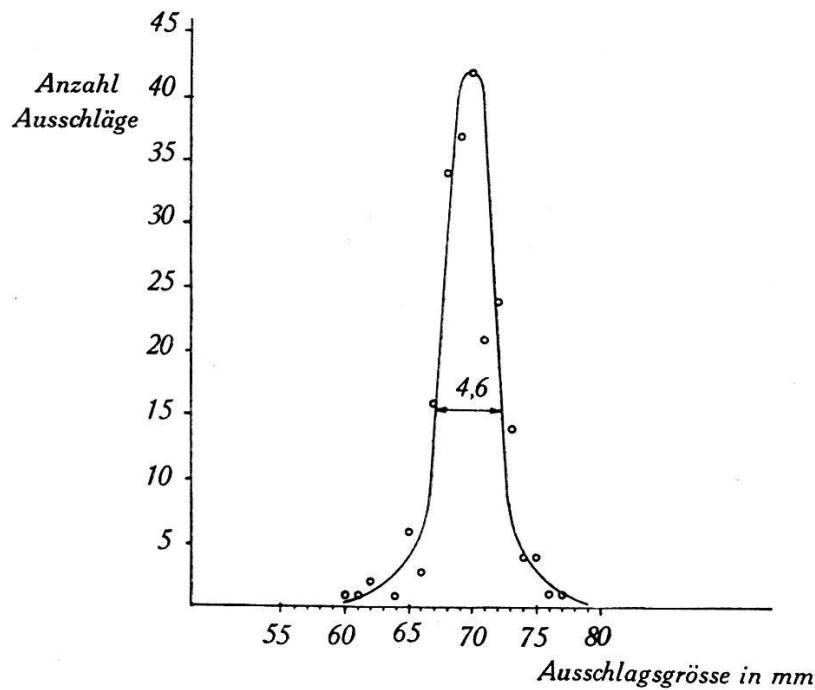


Fig. 8.

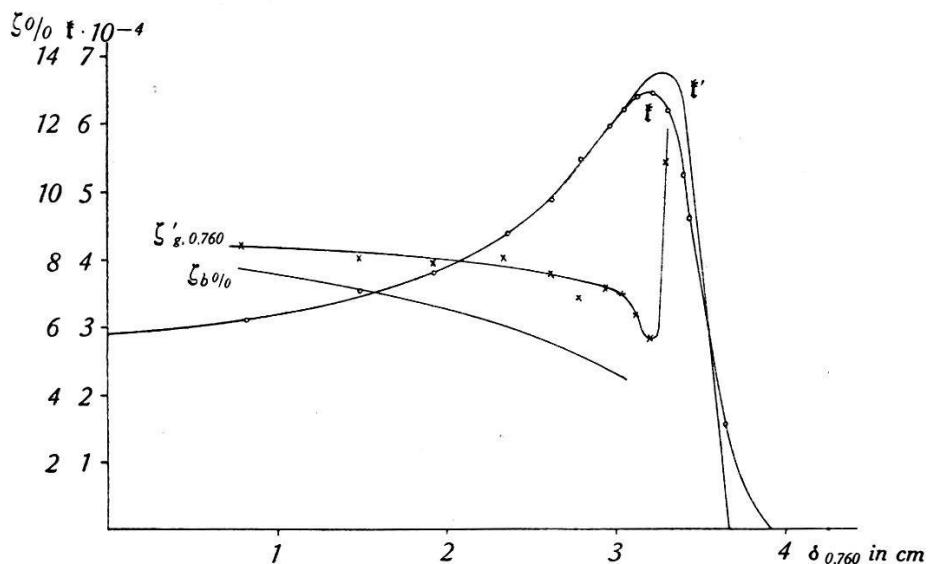


Fig. 9.

Ionisierungskurve und Streuungskurve. Kammerfüllung Luft.

Diese Formel setzt einen linearen Zusammenhang zwischen Kammertiefe und Ionenzahl voraus. Der Fehler, der dabei gemacht wird, ist auf dem ansteigenden Teil der Ionisierungskurve

vernachlässigbar klein und wird erst merklich, wenn die Stelle der maximalen Ionisierung sich innerhalb der Kammer befindet. Bei der graphischen Ermittlung der Ionisierungskurve auf die im Folgenden angegebene Weise fällt dieser Fehler wieder heraus.

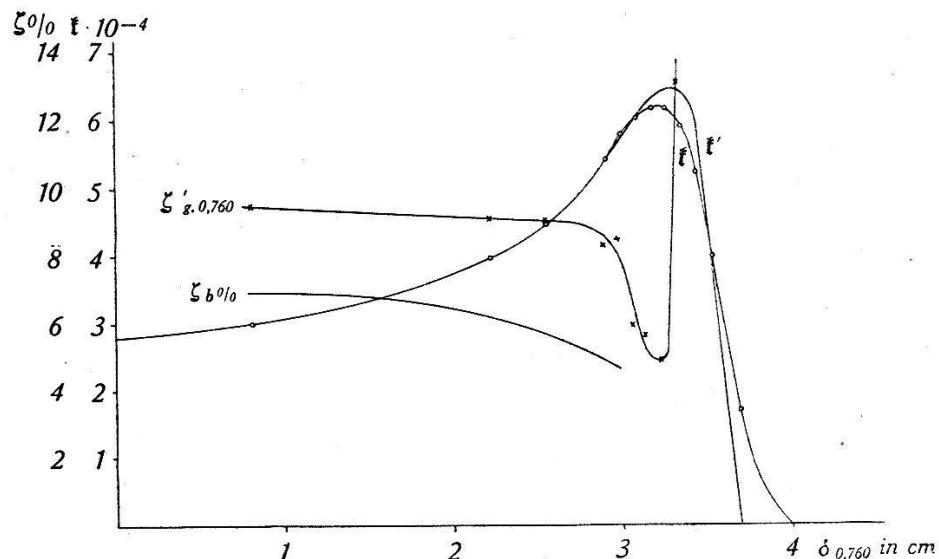


Fig. 10.

Ionisierungskurve und Streuungskurve. Kammerfüllung Stickstoff.

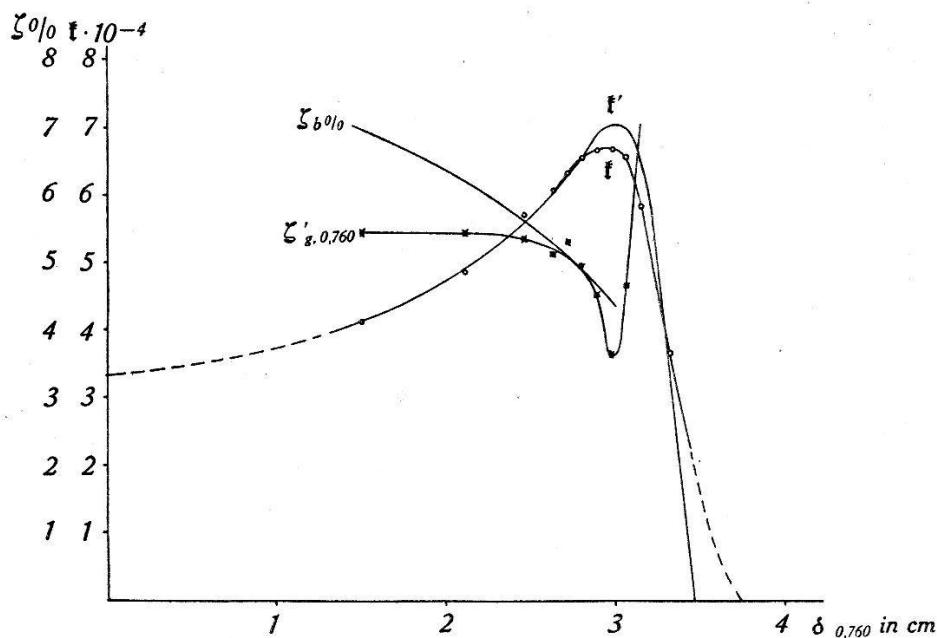


Fig. 11.

Ionisierungskurve und Streuungskurve. Kammerfüllung Sauerstoff.

In Fig. 12 ist die Funktion  $\xi = 2 \cdot U_{0,760} = f(R)$  graphisch aufgetragen, wo  $R$  die Restreichweite bedeutet. Aus dieser Funktion kann auf graphischem Wege durch wiederholtes Probieren die Ionisierungskurve, d. i. die spezifische Ionisation  $\xi'$  in Funktion der Restreichweite  $R$ , gewonnen werden. Die spezifische Ionisation

an einer Stelle der Reichweite ist definiert durch den Quotienten aus der Anzahl der um die betreffende Stelle auf einem kleinen Weg erzeugten Ionenpaare dividiert durch die Länge dieser Weg-

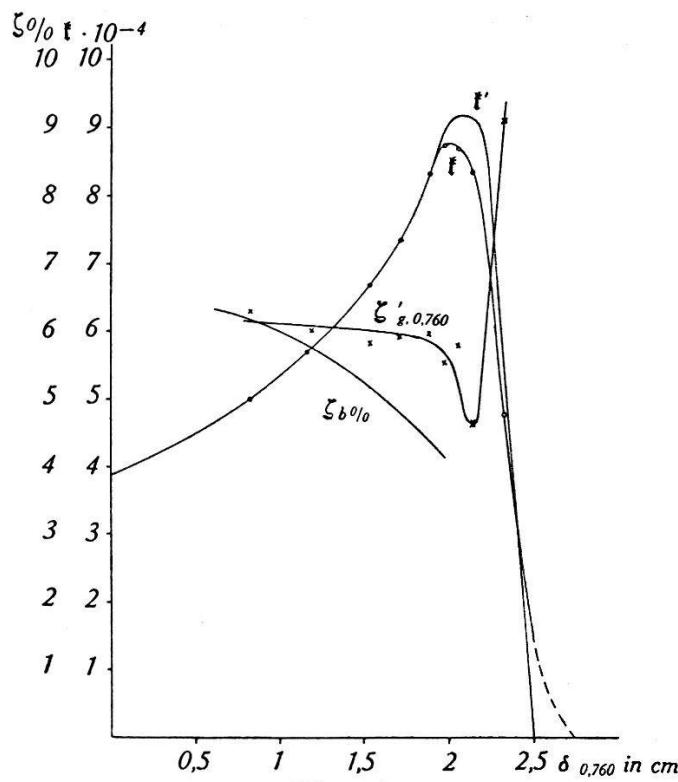


Fig. 12.

Ionisierungskurve und Streuungskurve. Kammerfüllung Kohlensäure.

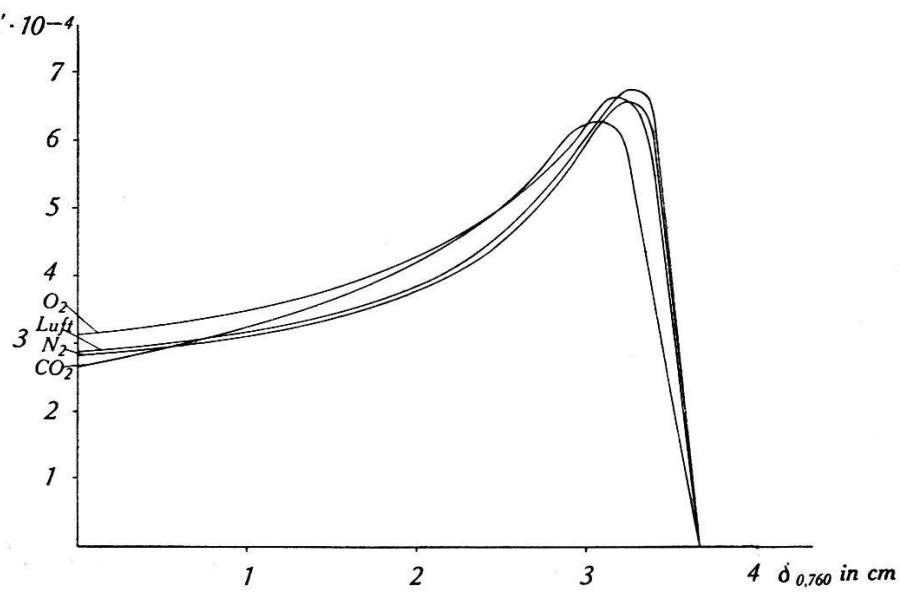
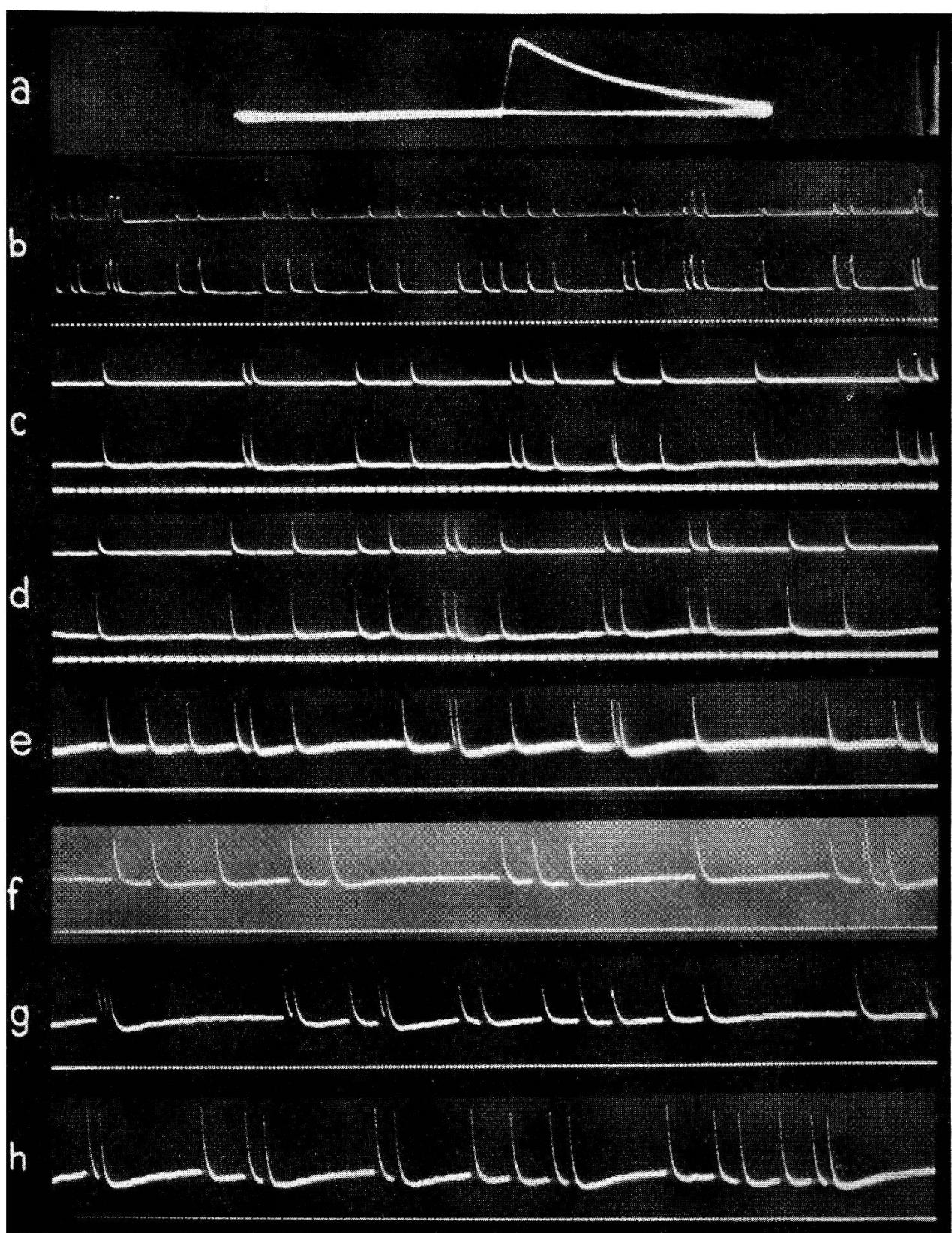


Fig. 13.

Ionisierungskurven auf gleiche Reichweite  $R_0 = 3,67$  cm reduziert.

strecke. Die Werte von  $U$  entsprechen dem Flächenintegral der Ionisierungskurve zwischen zwei Werten von  $R$ , welche durch die jeweilige Lage der Ionisationskammer gegeben sind. Die Kurve



$\mathfrak{k}' = f(R)$  wurde durch Probieren gefunden und erfüllt die obige Bedingung; sie ist somit die Ionisierungskurve. Aus der Ionisierungskurve konnte durch Extrapolieren die Reichweite bestimmt werden. Durch Planimetrierung der Ionisationskurve wurde die Gesamtzahl  $k$  der von einem  $\alpha$ -Teilchen im Mittel erzeugten Ionenpaare bestimmt.

Die experimentell gefundene Streuung der Ionisation wurde mit den aus der BOHR'schen Theorie<sup>11)</sup> der Energieverluste berechneten Werten verglichen. Die Theorie gilt nur für schnelle Teilchen, deshalb wurden auch die Werte nur für den ersten Teil der Reichweite berechnet. Aus der Theorie folgt für den absoluten Wert der Streuung  $\Delta T - \Delta_0 T$  um die mittlere Energieabgabe  $\Delta_0 T$  pro Weg  $\Delta x$

$$\Delta T - \Delta_0 T = \sqrt{2P\Delta x} \text{ in Erg bzw. } 6,2852 \cdot 10^{11} \sqrt{2P\Delta x} \text{ in eV}$$

wo  $P = 16 \pi e^4 N n$

wo  $N$  = Zahl der Moleküle in ccm

$n$  = Zahl der Hüllenelektronen im Molekül.

Die Division dieses Wertes durch die zur Erzeugung eines Ionenpaars aufgewendeten Arbeit  $A_{\text{ev}}$ , ausgedrückt in eV, gibt den absoluten berechneten Wert  $\zeta_{b, \text{abs.}}$  der Streuung. Um  $A_{\text{ev}}$  zu erhalten, wurde zunächst die Energie  $E$  des  $\alpha$ -Teilchens aus der Formel

$$E = 3,73 \cdot 10^9 (\eta - 1) \text{ in eV}$$

$$\text{wo } \eta = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

für verschiedene Werte von  $v$  ausgerechnet.  $v$  selbst wurde aus der GEIGER'schen Beziehung

$$v^3 = 1,1015 \cdot 10^{27} R$$

berechnet. Aus der Funktion  $E = f(R)$  wurde durch Differenzenbildung graphisch die Funktion  $\frac{dE}{dx} = f(R)$  gewonnen und schliesslich aus

$$\frac{\frac{dE}{dx}}{\mathfrak{k}'} = A_{\text{ev}}$$

die Werte für  $A_{\text{ev}}$  gefunden.

Aus  $\zeta_{b, \text{abs.}}$  wurden durch Division mit  $U_{0,760}$  die Werte für  $\zeta_{b\%}$  ermittelt. Diese Werte beziehen sich auf die mittlere Ab-

weichung vom wahrscheinlichsten Wert, also auf die halbe Breite der Verteilungskurve in  $1/e$ -tel Höhe. Da wir als „Streuung“ die ganze Breite der experimentell aufgenommenen Stossverteilungskurve in  $1/e$ -tel Höhe definiert haben, müssen die Werte von  $\zeta_b\%$  noch mit 2 multipliziert werden, wenn sie mit den Werten von  $\zeta_g, 0,760$  verglichen werden sollen.

In der letzten Kolonne der Tabellen 2 bis 5 ist das Verhältnis  $\frac{\zeta_g, 0,760}{2 \zeta_b\%}$  angegeben. Man sieht daraus, dass am Anfang der Reichweite die berechneten und beobachteten Werte der Streuung in  $\text{CO}_2$  gut übereinstimmen; in Luft ist die beobachtete Streuung ungefähr das 1,1fache, in Sauerstoff das 0,8fache und in Stickstoff das 1,4fache des berechneten Wertes.

### Zusammenfassung.

Es wird eine Anordnung angegeben, welche die durch den Ionisationseffekt von  $\alpha$ -Teilchen in einer Ionisationskammer erzeugten Spannungsstösse genau nachahmt und zwar sowohl im zeitlichen Verlauf des von einem einzigen  $\alpha$ -Teilchen hervorgerufenen Spannungsstosses, wie auch im zufälligen (statistischen) Aufeinanderfolgen der einzelnen Stösse. Diese Anordnung ist geeignet zur Prüfung von Verstärkern, welche für die Verstärkung der von  $\alpha$ -Teilchen hervorgerufenen Spannungsstösse bestimmt sind.

Der von E. RAMELET zur Registrierung der Ionisation einzelner  $\alpha$ -Teilchen benutzte Verstärker wurde mit obiger Anordnung untersucht und gefunden, dass die von RAMELET gefundene grosse Streuung der Registrierausschläge durch unregelmässiges Arbeiten seines Verstärkers verursacht wurde.

Es wurde ein neuer Verstärker gebaut, dessen zuverlässiges Arbeiten festgestellt wurde. Aus Registrierungen von  $\text{Po-}\alpha$ -Strahlen in Luft,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_2$  und  $\text{N}_2$  wurden ermittelt für obige Gase: Reichweite, Zahl der von einem  $\alpha$ -Teilchen erzeugten Ionenpaare, die spezifische Ionisation für verschiedene Punkte der Reichweite (Ionisierungskurve), die zur Erzeugung eines Ionenpaars aufgewandte Arbeit an verschiedenen Stellen der Reichweite und die Streuung der Ionisation.

Aus der BOHR'schen Theorie wurde die zu erwartende Streuung der Ionisation für den ersten Teil der Bahn berechnet und gefunden, dass die beobachtete Streuung am Anfang der Bahn in  $\text{CO}_2$  mit der berechneten gut übereinstimmt. In Luft ist die beobachtete Streuung ungefähr das 1,1fache, in  $\text{O}_2$  das 0,8fache und in  $\text{N}_2$  das 1,4fache des berechneten Wertes.

An dieser Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. H. GREINACHER für die Anregung zu dieser Arbeit, für sein stetes Interesse an deren Fortgang und für die Bereitstellung der Mittel des Institutes meinen verbindlichsten Dank aussprechen. Ich danke Herrn Priv. Doz. Dr. H. KÖNIG für zahlreiche anregende Diskussionen und Herrn Priv. Doz. Dr. V. WEISSKOPF für einen theoretischen Hinweis. Ich bin weiterhin dem Eidg. Amt für Mass und Gewicht, welches mir durch gelegentliche Ausleihung von Apparaten wertvolle Hilfe leistete, sowie Herrn R. Wyss, der mir einige Hilfsapparate für die Registrieraufnahmen zur Verfügung stellte, zum besonderen Dank verpflichtet.

Bern, Physikalisches Institut der Universität.

#### Literaturverzeichnis.

- <sup>1)</sup> H. GREINACHER, Zeitschr. f. Phys. **36**, S. 364, 1926.
- <sup>2)</sup> G. ORTNER und G. STETTER, Phys. Zeitschr. **28**, S. 70, 1926.
- <sup>3)</sup> H. GREINACHER, Zeitschr. f. Phys. **44**, S. 319, 1927. H. P. A. **1**, 534, 1928.
- <sup>4)</sup> E. RAMELET, H. P. A. **1**, 296, 1928.
- <sup>5)</sup> G. HOFFMANN, Phys. Zeitschr. **28**, 729, 1927.
- <sup>6)</sup> H. ZIEGERT, Zeitschr. f. Phys. **46**, 668, 1928.
- <sup>7)</sup> G. ORTNER und G. STETTER, Zeitschr. f. Phys. **54**, 449, 1929.
- <sup>8)</sup> PICCARD und STAHEL, H. P. A. **1**, 437, 1928.
- <sup>9)</sup> BRENZINGER, Arch. f. El.-Techn. **24**, 80, 1930.
- <sup>10)</sup> JOHNSON, Phys. Rev. **29**, 367, 1927; **32**, 97, 1928.
- <sup>11)</sup> N. BOHR, Phil. Mag. (6) **30**, 581, 1915. BRIGGS, Proc. Soc. L. (A) **114**, 313, 1927.
- <sup>12)</sup> WYNN-WILLIAMS and WARD, Proc. Roy. Soc. L. (A) **131**, 391, 1931.
- <sup>13)</sup> HAUSSER, JAEGER und VAHLE, Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Konzern, **2**, 325, 1922.