7. *Über Schwankungen der radioaktiven Strahlung und eine Methode zur Bestimmung des elektrischen Elementarquantums;*

von Edgar Meyer und Erich Regener.

§ 1. Hat man einen einheitlichen radioaktiven Körper vor sich, so nimmt dessen radioaktive Strahlung bekanntlich mit der Zeit ab, und zwar erfolgt diese Abnahme nach dem Exponentialgesetze:

$$J_t = J_0 \, e^{-\lambda t},$$

wobei J_0 die Anfangsaktivität, J_t die nach Ablauf einer gewissen Zeit t noch vorhandene Aktivität bedeutet. λ ist eine Konstante, die sogenannte „Abklingungskonstante", die für die verschiedenen radioaktiven Substanzen charakteristische Werte besitzt. Dieses Gesetz ist von Rutherford und Soddy aus ihrer Zerfallstheorie abgeleitet worden. Nach den Vorstellungen dieser Theorie sind die Atome der radioaktiven Körper instabil, sie besitzen nur eine bestimmte mittlere Lebensdauer, die durch den Wert $1/\lambda$ gegeben ist.

§ 2. Es wäre nun an sich wohl denkbar, daß bei einem radioaktiven Körper zu einer gewissen Zeit plötzlich alle Atome explosionsartig zerfallen würden. Daß das nicht der Fall ist, liegt daran, daß das Ende der Lebenszeit jedes einzelnen Atoms zu verschiedenen Zeiten erreicht wird. Da wir in dem einzelnen Falle nicht die Gründe dafür anführen können, weswegen ein Atom früher oder später zerfällt, so müssen wir sagen, daß der Zeitpunkt des Zerfalles eines Atoms durch den Zufall bestimmt wird. Hier ist der Begriff des Zufalles so zu nehmen, wie er in der Wahrscheinlichkeitsrechnung definiert wird.[1]) Aus dem Gesagten geht hervor, daß man auf den Zerfall der radioaktiven Atome die Methoden der Wahrscheinlichkeitsrechnung anwenden kann.

---

1) Z. B. Weber u. J. Wellstein, Enzyklopädie der Elementar-Mathematik 3. p. 358. Leipzig 1907.

Das hat nun E. v. Schweidler[1]) in einer Abhandlung „Über Schwankungen der radioaktiven Umwandlung" getan. Er leitet das obige Exponentialgesetz folgendermaßen ab. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Atom in einer gegebenen Zeit zerfällt, wird proportional dieser Zeit sein. Bezeichnet man also die Wahrscheinlichkeit, daß ein Atom in der sehr kleinen Zeit dt zerfällt, mit $\lambda\,dt$, so ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß es in der Zeit t nicht zerfällt, $e^{-\lambda t}$. Bei einer sehr großen Anzahl N gleichartiger radioaktiver Atome wird daher, entsprechend dem Gesetz der großen Zahlen, die Anzahl der nach der Zeit t noch vorhandenen Atome gegeben sein durch

$$n = N e^{-\lambda t}.$$

Das ist aber gleichbedeutend mit dem Gesetze $J_t = J_0\, e^{-\lambda t}$, da die Aktivität eines Stoffes in jedem Momente der Zahl der zu dieser Zeit noch unverwandelt gebliebenen Atome proportional ist.[2])

Hat man aber eine *nicht sehr große* Anzahl radioaktiver Atome vor sich, so wird die Abnahme ihrer Anzahl mehr oder weniger von diesem idealen Exponentialgesetz abweichen, d. h. n und damit J_t wird gewissen Schwankungen unterworfen sein. Die Größe dieser „Streuung" wurde von Hrn. v. Schweidler ebenfalls berechnet. Er verfährt folgendermaßen[3]):

Können in einer Reihe von s Versuchen nur zwei einander ausschließende Ereignisse A und B mit den Wahr scheinlichkeiten p bzw. q eintreten, so ist die Wahrscheinlichkeit W, daß m_1, die Zahl der für A günstigen Fälle zwischen den Grenzen $ps \pm v$ und gleichzeitig m_2, die Zahl der für B günstigen Fälle zwischen den Grenzen $qs \pm v$ liegt, gegeben durch:

$$W = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int\limits_0^{v\sqrt{\frac{1}{2spq}}} e^{-t^2}\,dt.$$

1) E. v. Schweidler, Premier Congrès international pour l'étude de la Radiologie et de l'Ionisation, Liège 1905: „Über Schwankungen der radioaktiven Umwandlung"; Beibl. **31.** p. 356. 1907.

2) Rutherford-Aschkinass, Die Radioaktivität p. 240. 1907.

3) Gegeben nach K. W. F. Kohlrausch, Sitzungsber. d. Wiener Akad. **115.** Abt. II a. p. 673. 1906.

Nach einer Formel der Fehlerrechnung[1]) ist aber die obere Integralgrenze das Produkt aus der Grenze, die der Fehler nicht übersteigen soll, und aus h, dem sogenannten „Maße der Präzision". Aus h ergibt sich der mittlere Fehler zu:

$$\eta = \frac{1}{h\sqrt{2}}.$$

Diese Formel wird nun auf folgenden Fall angewendet. Es seien N radioaktive Atome mit der Abklingungskonstante λ gegeben. Nach einer gewissen Zeit δ ist die Wahrscheinlichkeit für ein bestimmtes Atom noch nicht zerfallen zu sein, $e^{-\lambda\delta}$, die zerfallen zu sein $1 - e^{-\lambda\delta}$. Setzt man

$$1 - e^{-\lambda\delta} = \alpha, \quad e^{-\lambda\delta} = 1 - \alpha,$$

so ergibt sich:

$$s = N; \quad p = 1 - \alpha; \quad q = \alpha.$$

Daher wird die Wahrscheinlichkeit W', daß die Anzahl m_2 der in der Zeit δ zerfallenden Atome zwischen den Grenzen $N\alpha \pm N\alpha\sigma$ liegt:

$$W' = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int\limits_0^{N\alpha\sigma\sqrt{\frac{1}{2N\alpha(1-\alpha)}}} e^{-t^2}\,dt.$$

Da nun $N\alpha\sigma$ die Fehlergrenze ist, so ist

$$h = \frac{1}{\sqrt{2N\alpha(1-\alpha)}}$$

und

$$\eta = \sqrt{N\alpha(1-\alpha)}$$

der mittlere Fehler.

Drückt man noch diesen mittleren Fehler in Bruchteilen des normalen Wertes αN aus, so ergibt sich, wenn man diesen prozentuellen Fehler mit $\bar{\varepsilon}$ bezeichnet:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\eta}{N\alpha} = \sqrt{\frac{1-\alpha}{N\alpha}}.$$

Nimmt man jetzt δ klein gegen die mittlere Lebensdauer $1/\lambda$ eines Atoms, dann ist α sehr klein, $1 - \alpha$ nahe gleich 1, und man erhält:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{1}{\sqrt{N\alpha}} = \frac{1}{\sqrt{Z}};$$

d. h.: *Die mittlere Schwankung ist nur abhängig von der Zahl Z,*

1) Enzyklopädie der mathem. Wissenschaften 1. D. 2.

der Anzahl von Atomen, die bei strenger Gültigkeit des Gesetzes $n = N e^{-\lambda t}$ innerhalb der Zeit δ zur Umwandlung gelangen würden, und zwar gleich der reziproken Wurzel aus dieser Zahl.

§ 3. Diese Schweidlersche Beziehung versuchte K. W. Fritz Kohlrausch[1]) experimentell zu verifizieren. Es sei uns hier erlaubt zu bemerken, daß Hr. K. W. F. Kohlrausch diese Schwankungen der radioaktiven Umwandlung nicht als erster beobachtet hat. Bronson[2]) fand nämlich bei der Verwendung seines radioaktiven Luftwiderstandes bei der „Methode der konstanten Ausschläge" zur Messung an radioaktiven Substanzen, daß die Elektrometernadel nicht ruhig in der abgelenkten Stellung verblieb, sondern noch kleinere unregelmäßige Schwankungen ausführte. Da er auf das sorgfältigste Luftströmungen sowie elektrostatische Störungen ausschloß, kam er selbst zu dem Schlusse: „The most probable explanation seems to be that it is due to exceedingly small and rapid changes in the ionisation current itself".

§ 4. K. W. F. Kohlrausch verwandte bei der Prüfung der Schweidlerschen Beziehung eine Differentialmethode. Zwei Messingkästen waren mit den Enden einer Akkumulatorenbatterie verbunden, deren Mitte geerdet war. Auf den Böden der Kästen befanden sich zwei nahezu gleich starke Poloniumpräparate. In die Kästen ragten Elektroden hinein, die untereinander und mit dem einen Quadrantenpaare eines Dolezalekelektrometers verbunden waren. Da die Poloniumpräparate nicht gleich stark waren, zeigte das Elektrometer langsame Aufladung an. Die Aufladung, die das Elektrometer in einer Minute erfuhr, war nun bei verschiedenen Beobachtungen ganz verschieden, damit Schwankungen der Strahlung der Poloniumpräparate in den Messingkästen anzeigend. Aus einer größeren Anzahl von Beobachtungen rechnet Hr. Kohlrausch die mittlere Abweichung nach der bekannten Formel $\varepsilon = \sqrt{\frac{\Sigma \Delta^2}{n-1}}$ aus. Hr. Kohlrausch zeigt, daß diese Abweichungen und damit die mittlere Schwankung der Strahlung der Polonium-

---

1) K. W. F. Kohlrausch, Sitzungsber. der Wiener Akad. **115**. Abt. IIa. p. 673. 1906.

2) H. L. Bronson, Amer. Journ. Science, Februar 1905; Phil. Mag. (6) **11**. p. 143. 1906.

präparate von der an die Messingkästen angelegten Spannung in der Weise abhängig ist, daß die Schwankungen am kleinsten ausfallen bei der kleinsten an die Kästen angelegten Spannung, um bei höheren Spannungen einem Grenzwerte zuzustreben. Das Aussehen der Kurve, die die Abhängigkeit der Schwankungen von der Spannung widergibt, ist also das gleiche, welches die Abhängigkeit des durch die Kästen fließenden Stromes von der Spannung zeigt. Einen Vergleich der beobachteten Schwankungen mit den nach der Theorie des Hrn. v. Schweidler berechneten lassen die Beobachtungen des Hrn. Kohlrausch aber nur in beschränktem Maße zu, da aus den Beobachtungen nur *ein* Wert zum Vergleich herangezogen werden darf, nämlich der bei Sättigungsstrom. Um nun die Schweidlersche Beziehung allgemein zu prüfen, wurden die folgenden Versuche unternommen. Die Verfasser konnten mit Hilfe einer empfindlichen Versuchsanordnung die Schwankungen leicht nachweisen und die Beziehung $\bar{\varepsilon} = \frac{1}{\sqrt{Z}}$ durch Variieren von Z bestätigen. Auch wurde der Einfluß der Versuchsbedingungen auf die Schwankungen untersucht.

§ 5. Die benutzte Versuchsanordnung war folgende (vgl. Fig. 1). Die untersuchte Radiotellurplatte P, eine Cu-Platte

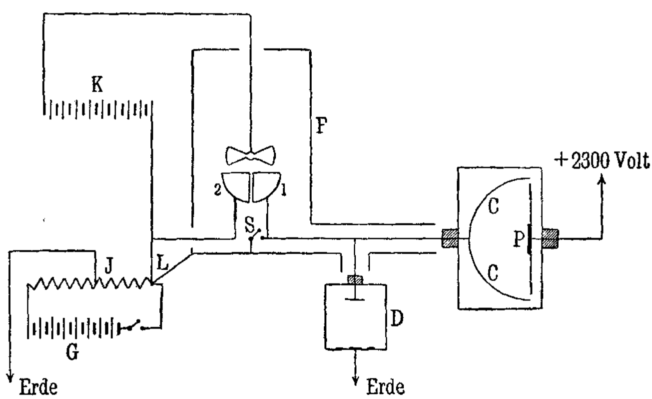

Fig. 1.

von 4 cm Durchmesser, die auf einer Seite mit RaF belegt war (bezogen von Sthamer, Hamburg), war auf einer mit Hartgummi isolierten Messingplatte von 11 cm Durchmesser befestigt. Die von dem RaF ausgehenden α-Strahlen haben in Luft eine Reichweite von ungefähr 4 cm, d. h. sie sind in einer Entfernung von 4 cm vollständig absorbiert. Um die durch die Absorption der Strahlen hervorgerufene Ionisation vollständig zur Messung zu bringen, befand sich der Poloniumplatte P gegenüber die Elektrode CC aus Messing in Form einer Halbkugel. Sie wurde durch eine Isolation von Bernstein getragen. Der Durchmesser der Halbkugel betrug 13 cm, so daß die Entfernung der Halbkugel von der Poloniumplatte überall größer als 4 cm, die Reichweite der α-Strahlen, war. Dadurch wurde auch erreicht, daß Schwankungen von Druck und Temperatur, die die Reichweite der α-Strahlen verändern, ohne Einfluß auf den mit dieser Anordnung gemessenen Ionisationsstrom blieben. Das Ganze befand sich in einem Messingkasten, der geerdet oder auf ein anderes Potential gebracht werden konnte. Auf die Radiotellurplatte konnten noch Blenden aufgeschoben werden. Es waren Messingbleche von 1 mm Dicke, die zentrische Bohrungen von folgenden Dimensionen besaßen:

Blende Nr.	Durchmesser der Bohrung
1	6,1 mm
2	12,5 „
3	18,4 „
4	24,0 „
5	30,1 „
6	36,1 „

Mit Blende 0 soll bezeichnet werden, daß das ganze unbedeckte Präparat strahlte.

Die Messungen wurden immer bei Sättigungsstrom ausgeführt. Um diesen herzustellen, war P mit einer Hochspannungsakkumulatorenbatterie von etwa 2300 Volt verbunden; CC war in leitender Verbindung mit dem einen Quadrantenpaare 1 eines Dolezalekschen Elektrometers F mit Bernsteinisolation. Die Nadel des Elektrometers wurde durch eine besondere Hochspannungsbatterie K meistens auf etwa 210 Volt geladen. Der Aufhängedraht der Nadel war ein dünner Wollastondraht. Die Empfindlichkeit des Instrumentes betrug im allgemeinen etwa 2300 Skt. Ausschlag pro 1 Volt. Es wurde jedoch auch manchmal bei sehr viel geringerer Empfindlichkeit gemessen. Nach jedem Versuch wurde die Empfindlichkeit des Elektrometers neu bestimmt.

CC war gleichzeitig noch mit dem einen Ende eines Widerstandes *D* nach Bronson[1]) verbunden, dessen anderes Ende geerdet war. Er bestand aus einer Messingbüchse *D*, auf deren Boden Poloniumpräparate ausgebreitet wurden. Von oben ragte eine Messingelektrode hinein, die durch Bernstein isoliert war. Es wurde so der durch die Poloniumzelle *P* fließende Strom durch die an den Enden des Bronsonwiderstandes auftretende Potentialdifferenz gemessen. Durch Aufnahme der Stromspannungskurve wurde festgestellt, daß sich der Widerstand innerhalb der Spannungen, die bei unseren Versuchen auftraten, als Ohmscher Widerstand verhielt.[2])

Wir haben im Laufe der Untersuchung eine große Anzahl verschiedener solcher Widerstände benutzt. Immer verwandten wir RaF-Präparate zum Ionisieren. Durch Einlegen von verschiedenen Präparaten konnte man einen Widerstand von passender Größe erhalten. Es empfiehlt sich das besser, als den Plattenabstand zu variieren. Denn es ist günstig, wenn der Ionisationsraum so groß ist, daß alle α-Teilchen ganz in der Luft absorbiert werden. Man ist dann unabhängig von Schwankungen des Luftdruckes und der Temperatur.

§ 6. Um nun Änderungen des Potentials des Quadrantenpaares 1 und mithin des Stromes genau messen zu können, wurde eine Kompensationsmethode verwandt.

G ist eine dritte Hochspannungsbatterie von etwa 140 Volt, bei der aber mehrere Batterien parallel geschaltet waren. Dieses geschah zur Vergrößerung ihrer Kapazität, da es sehr darauf ankam, daß diese Spannung konstant war. Änderte sie sich nur um geringe Bruchteile, so bekam man eine stetige Wanderung der Elektrometernadel, die sich über die zu messenden Stromschwankungen überlagerte. Diese Batterien waren durch einen Widerstand *J* von über 100 000 Ohm geschlossen. An *J* konnte man abzweigen und eine beliebige Spannung an das andere Quadrantenpaar 2 des Elektrometers anlegen. Man kompensierte so die mittlere Spannung, die

1) H. L. Bronson, l. c.

2) Der Sättigungsstrom durch die Bronsonzelle *D* war 12 mal stärker als derjenige, welchen das Poloniumpräparat *P* gab.

sich auf CC ausbildete, und das empfindliche Elektrometer zeigte nur noch die Schwankungen des von P nach CC übergehenden Stromes an. War z. B. die Empfindlichkeit des Elektrometers 2000 mm pro 1 Volt und war die Kompensationsspannung 50 Volt, so entsprach ein Ausschlag des Elektrometers von 1 mm einer Änderung der Spannung des Quadranten 1, mithin des Stromes um

$$\frac{1}{2000 \cdot 50} = 0{,}001 \text{ Proz.}$$

Gleichzeitig ergab diese Kompensationsspannung in Verbindung mit dem Werte des Bronsonwiderstandes (Größenordnung 10^{10} Ohm) auch die Stärke des jeweiligen Sättigungsstromes. Das Elektrometer, die Poloniumzelle, der Bronsonwiderstand, sowie alle Verbindungen waren in leitende, miteinander in Verbindung stehenden Metallhüllen eingebaut.

Da die sich auf CC ausbildenden Spannungen (bis 90 Volt) nicht mehr gegenüber der Nadelspannung des Elektrometers zu vernachlässigen waren, so nahm die Empfindlichkeit des Elektrometers mit Wachsen der Spannung auf CC stark ab. Wir haben diesen Übelstand folgendermaßen verhindert. Das Elektrometergehäuse sowie der zweite Pol der Batterie K, die die Nadel auflud, wurde ebenfalls auf das Potential der Kompensationsspannung gebracht, d. h. es wurde dafür gesorgt, daß in allen Fällen die Potentialdifferenz zwischen der Nadel und den Quadranten dieselbe blieb. Diese Schaltung hat sich sehr bewährt. Die Empfindlichkeit des Elektrometers blieb ganz konstant, wenn auch die Kompensationsspannung von 0,5 Volt auf 90 Volt stieg. Bei der Einstellung der Kompensationsspannung blieb der Schlüssel S zunächst geschlossen. Beim vorsichtigen Öffnen zeigte es sich dann, ob die Kompensationsspannung zu hoch oder zu niedrig war. Durch Änderung des Abzweigwiderstandes J ließ sich die Kompensationsspannung dann leicht einstellen.

Zur Eichung des Elektrometers wurde bei geschlossenem Schlüssel S die Verbindung des Quadrantenpaares 2 mit dem Elektrometergehäuse bei L unterbrochen und dazwischen ein kleiner Teil des Abzweigwiderstandes J gelegt. Mit der entstehenden geringen Potentialdifferenz ließ sich dann die Empfindlichkeit des Elektrometers bestimmen. Dieses geschieht dabei unter genau denselben Bedingungen wie während des Experimentes, d. h. während beide Quadrantenpaare die Kompensationsspannung besitzen.

§ 7. Wurde nun, wie eben beschrieben, die Kompensationsspannung eingestellt, so sollte, falls der Strom durch die Poloniumzelle konstant war, auch das Potential des Quadranten 1 und damit die Stellung der Elektrometernadel

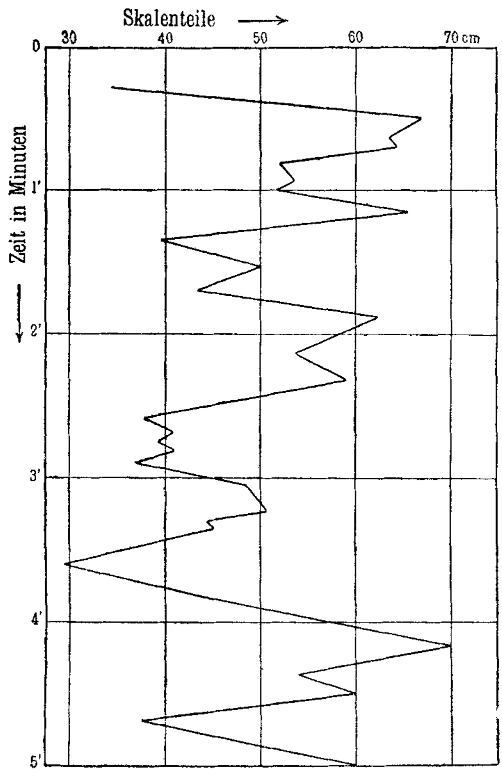

Fig. 2.

konstant bleiben. Da aber die Strahlung des Poloniums Schwankungen zeigte[1]), so war die Elektrometernadel in

1) Wir haben auch qualitative Versuche mit einem Präparat von reinem Radiumbromid (ca. 6 mg) angestellt. Dieselben haben ergeben, daß auch das Radium diese Schwankungen der Aktivität zeigt. Das Radiumbromid war bei diesen Versuchen mit einer Glimmerplatte bedeckt, so daß nur die β- und γ-Strahlen zur Wirksamkeit gelangten.

ständiger und zwar unregelmäßiger Bewegung. Zur Aufzeichnung der Schwankungen wurden die Umkehrpunkte der Elektrometernadel mit den dazugehörigen Zeiten abgelesen. Fig. 2 gibt als Beispiel ein auf diese Weise erhaltenes Bild der Schwankungen. Das Bild ist nur ein angenähertes, da die Umkehrpunkte der Elektrometernadel durch gerade Linien verbunden sind, während in Wirklichkeit die Bewegung der Nadel ungleichförmig war. Aus einer größeren Anzahl von Umkehrpunkten, die durch Beobachtung der Schwankungen über eine längere Zeit (8—15 Min.) erhalten wurden, wurde die mittlere Schwankung nach der Formel

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{\Sigma \Delta^2}{n-1}}$$

berechnet. Wurde die so erhaltene mittlere Schwankung in Skalenteilen mit der Elektrometerempfindlichkeit multipliziert und durch die Kompensationsspannung dividiert, so ergab dies die mittlere prozentische Schwankung, die mit $\bar{\varepsilon}$ bezeichnet werden soll.

§ 8. Zur Prüfung der Schweidlerschen Beziehung $\bar{\varepsilon} = \frac{1}{\sqrt{Z}}$ wurde in folgender Weise verfahren. Das Poloniumpräparat wurde mit den Blenden aus Messingblech, deren Dimensionen oben in § 5 angegeben sind, abwechselnd bedeckt. Dadurch trat von demselben Präparat nur ein Bruchteil der zerfallenden Atome in Wirksamkeit, man konnte also Z variieren und die Abhängigkeit der mittleren Schwankung davon feststellen. Die folgende Tabelle gibt die erhaltenen Resultate:

Blende	i stat.	$\bar{\varepsilon}$ Schwankung Proz.	$\bar{\varepsilon}\sqrt{i}\,.\,10^2$	ε Schwankung in Strom (stat.)
1	0,04	1,28	25,6	0,0005
2	0,22	0,57	26,7	0,0013
3	0,58	0,38	29,2	0,0023
4	1,14	0,29	30,4	0,0033
5	2,02	0,23	33,1	0,0048
6	3,25	0,20	35,1	0,0065
0	4,25	0,16	33,0	0,0070

Die zweite Reihe gibt die (Sättigungs-) Ströme (in statischen Einheiten), die bei diesen Blenden durch die Poloniumzelle flossen. Dieselben wurden bei Blende 0 galvanometrisch gemessen, bei den übrigen Blenden aus der Kompensationsspannung und dem Bronsonwiderstande berechnet. Der Strom bei kleinster Blende entspricht ungefähr 1000, der bei unbedecktem Präparat ungefähr 100000 in der Sekunde zerfallenden Atomen. Die dritte Reihe gibt die mittlere prozentische Schwankung, die für jede Blende aus zwei bis drei Beobachtungsreihen von je 8 Min. erhalten wurde (etwa 200 Umkehrpunkte). Nach der v. Schweidlerschen Theorie soll $\varepsilon\sqrt{Z}$, oder, da Z proportional dem Sättigungsstrome i ist, $\varepsilon . \sqrt{i}$ konstant sein. Wie aus der vierten Reihe ersichtlich, ist dies ziemlich gut der Fall. Der noch vorhandene Gang erklärt sich aus Versuchsfehlern. Zu diesen gehört unter anderen der Einfluß des Bronsonwiderstandes, in dem sich ja Poloniumpräparate, die auch Schwankungen zeigten, befanden.[1]) Diese Schwankungen kommen aber nur in sehr geringem Maße mit zur Beobachtung, da der Bronsonwiderstand bei Spannungen gebraucht wurde, die sehr weit von denen, bei welchen Sättigungsstrom fließt, entfernt waren. Dementsprechend verkleinern sich auch die Schwankungen. Unter Zuhilfenahme der Messungen des Hrn. K. W. F. Kohlrausch[2]) konnte ausgerechnet[3]) werden, daß die Schwankungen des Bronsonwiderstandes diejenigen des Poloniumpräparates bei unbedecktem Präparate nur um einige Prozente vergrößerten. Bei kleineren Blenden kamen die Schwankungen des Bronsonwiderstandes gar nicht in Betracht. Eine zweite Fehlerquelle wird durch kleine Änderungen in der Spannung der Batterie G hervorgerufen. Es werden dadurch die beobachteten Schwankungen scheinbar vergrößert, und zwar kommt dieser Fehler bei den größten Blenden am meisten in Betracht, so daß auch hierdurch der Wert der Konstanten mit zunehmender Blendenöffnung wächst. In der letzten Spalte der obigen Tabelle sind noch die Absolutwerte der

---

1) Die hier behandelten Schwankungen der radioaktiven Strahlung sind vielleicht der Grund für die mehrfach ausgesprochenen Klagen über den Bronsonwiderstand (z. B. Ebert, in der Diskussion zu dem Vortrage von E. Ladenburg auf der Naturforscherversammlung 1907 in Dresden; Physik. Zeitschr. 8. p. 775. 1907).

2) K. W. F. Kohlrausch, l. c.

3) Nach Kohlrausch (l. c.) ist die beobachtete Schwankung $\varepsilon^2 = \varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2$, wobei ε_1 bzw. ε_2 die Schwankungen bedeuten, die von der Poloniumzelle bzw. dem Bronsonwiderstande herrühren. Zu beachten ist auch, daß die Poloniumpräparate in D 12 mal stärker waren als dasjenige in F.

mittleren Schwankungen in Strom, wie sie wirklich auftraten, angegeben. Dieselben sind gleichzeitig mit den prozentischen Schwankungen in den Kurven Fig. 3 (I prozentische Schwankung, II absolute Schwankung) in Abhängigkeit von dem

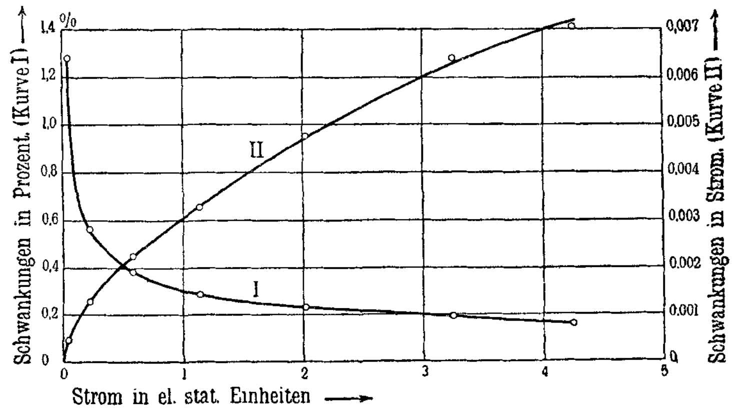

Fig. 3.

Sättigungsstrome i wiedergegeben. Es ist aus diesen Kurven zu ersehen, daß die prozentischen Schwankungen am größten bei kleinster Blende, die absoluten am größten bei unbedecktem Präparat sind. Da also die absoluten Schwankungen bei starken Präparaten am größten sind, so werden sie sich bei diesen, besonders wenn man eine Kompensationsmethode anwendet, am leichtesten beobachten lassen.

§ 9. Die Schwankungen lassen sich vorausberechnen, wenn man in der v. Schweidlerschen Formel $\varepsilon = \frac{1}{\sqrt{Z}}$ an Stelle von Z den Sättigungsstrom i einführt. Bei dem Zerfall eines jeden Atomes wird ein α-Teilchen ausgesandt[1]), das auf seinem Wege in Luft eine gewisse Anzahl Ionen erzeugt. Nach Rutherford[2]) erzeugt ein α-Teilchen, das von Radium selbst

1) Das RaF sendet bekanntlich auch Elektronen von sehr geringer Geschwindigkeit aus. Die durch diese Elektronen erzeugte Ionisation ist gegenüber der durch die α-Partikel hervorgerufenen vernachlässigt.

2) E. Rutherford, Phil. Mag. (6) **10.** p. 207. 1905. Bei dieser Bestimmung ist vorausgesetzt, daß jedes α-Partikel sowie jedes gebildete Ion als Ladung *ein* Elementarquantum trägt. Die Kenntnis des Elementarquantums ist nicht notwendig.

im Zustande seiner Minimalaktivität fortgeschleudert wird, bei seiner Absorption in Luft 86000 Ionenpaare. Unter Berücksichtigung der etwas größeren Reichweite der Poloniumstrahlen, 3,86 cm gegenüber 3,50 cm für die α-Partikel des Radiums selbst[1]), muß man hier etwa 94000 Ionenpaare setzen. Dann ist der durch den Zerfall von Z Atomen in der Sekunde entstehende Strom $i = Z . 94000 . e$, wo e die Ladung eines Ions bedeutet. Ist Z nicht die in der Sekunde zerfallende Anzahl, sondern die in der Zeit δ, so ist

$$i = \frac{Z . 94000 . e}{\delta} \quad \text{oder} \quad Z = \frac{i . \delta}{94000 . e} .$$

Wird dies in die Formel $\bar{\varepsilon} = \frac{1}{\sqrt{Z}}$ eingesetzt, so ergibt sich:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\sqrt{94000 . 3{,}4 . 10^{-10}}}{\sqrt{i \delta}} = \frac{5{,}66 . 10^{-3}}{\sqrt{i . \delta}} .$$

Die Zeit δ ist offenbar die Zeit, über die die Elektrometernadel die Schwankungen vermöge ihrer Trägheit integriert. Hat man eine aperiodische Elektrometernadel, so kann für diese Zeit höchstens die Schwingungsdauer der Nadel in Betracht kommen. Betrachtet man nämlich den Ausschlag der Elektrometernadel zu einer gewissen Zeit t_1, so wird ein Impuls, den die Elektrometernadel zu einer Zeit erhalten hat, die zeitlich weiter zurückliegt als eine ganze Schwingung der Nadel, ohne Einfluß auf den Ausschlag der Nadel zu der Zeit t_1 bleiben. Die Elektrometernadel integriert aber nicht gleichmäßig über die Zeit ihrer Schwingungsdauer, da, wie man leicht sieht, die Impulse, die die Elektrometernadel eine halbe Schwingungsdauer früher empfangen hat, am meisten Einfluß auf den Ausschlag zu der Zeit t_1 haben. Unter Verzicht auf die theoretische Behandlung wurde bei den vorliegenden Beobachtungen für δ zunächst die Schwingungsdauer der Nadel eingesetzt. Man erhält dann für die nach der Formel

$$\bar{\varepsilon} = \frac{5{,}66 . 10^{-3}}{\sqrt{i . \delta}}$$

berechnete Schwankung den unteren Grenzwert, indem δ in dieser Formel zu groß eingesetzt ist.

---

1) M. Levin, Physik. Zeitschr. 7. p. 521. 1906.

§ 10. Die im § 8 mitgeteilten Beobachtungen sind nun wenig zu einer derartigen Berechnung geeignet, indem das dort benutzte Elektrometer nicht aperiodisch war, sondern erst nach etwa vier bis fünf Schwingungen zur Ruhe kam. Für ein solches kann man auch nicht die Schwingungsdauer der Nadel als Grenzwert für die Zeit, über die das Elektrometer die Schwankungen integriert, einsetzen. Es sei nur erwähnt, daß die dort beobachteten Werte etwa drei- bis viermal größer waren als die berechneten, bei denen für δ die ganze Schwingungsdauer der Nadel eingesetzt wurde.

Es wurden deshalb Versuche mit einem Dolezalekelektrometer gemacht, das durch Benutzung einer sehr leichten Nadel und durch Luftdämpfung mit Glimmerblättchen aperiodisch gemacht worden war. Die erhaltenen Resultate sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

Blende	i (stat. Einh.)	$\bar{\varepsilon}$ in Proz.	$\bar{\varepsilon} = \dfrac{5{,}66 \,.\, 10^{-3}}{\sqrt{i \,.\, \delta}}$	$\bar{\varepsilon}\sqrt{i} \,.\, 10^3$
3	0,45 [1]	0,144	0,103	97
4	0,84	0,113	0,075	104
5	1,37	0,087	0,059	102
6	2,02	0,076	0,049	108

Die in Spalte 5 angegebenen Werte von $\bar{\varepsilon} \,.\, \sqrt{i}$ zeigen wieder gute Konstanz. Wie aus Spalte 3 und 4 ersichtlich, sind die beobachteten Werte nur verhältnismäßig wenig größer als die berechneten, bei denen für δ die ganze Schwingungsdauer der Nadel (67″) eingesetzt wurde. Da in Wirklichkeit für δ ein Bruchteil dieser Zeit einzusetzen ist, so werden dann wahrscheinlich die berechneten Werte größer ausfallen

1) Die Sättigungsströme bei den einzelnen Blenden sind in der obigen Tabelle alle kleiner, als die entsprechenden in § 8 angegebenen Sättigungsströme. Das ist die Folge der zeitlichen Abklingung der Aktivität des untersuchten RaF-Präparates. Dieselbe verlief sehr angenähert nach der bekannten Gleichung $J_t = J_0\, e^{-5{,}6 \,.\, 10^{-8} \,.\, t}$. Als Beispiel sei eine nicht ausgewählt gute Messung herausgegriffen. Am 6./8. 1907 wurde der Sättigungsstrom des unbedeckten Präparates zu $14{,}18 \,.\, 10^{-10}$ Amp., am 15./10. 1907 zu $9{,}73 \,.\, 10^{-10}$ Amp. bestimmt. Die Rechnung nach obiger Formel liefert für den 15./10. 1907 den Wert $10{,}11 \,.\, 10^{-10}$ Amp.

wie die beobachteten. Aber auch dies würde noch in Einklang mit den beobachteten Werten stehen, denn, wie im nächsten Paragraphen gezeigt werden wird, sind die beobachteten Werte wegen der Kapazität des Elektrometers um ungefähr 50 Proz. zu klein gefunden worden.

§ 11. Um den Einfluß der Kapazität auf die Schwankungen zu untersuchen, wurden die Schwankungen mit einem Goldblattelektrometer nach Hankel beobachtet, das eine sehr kleine Kapazität besitzt. Die Kapazität desselben wurde dann dadurch vergrößert, daß zu dem Hankelelektrometer noch die Kapazität des Dolezalekelektrometers hinzugeschaltet wurde, das schätzungsweise eine sechs- bis zehnfach so große Kapazität besaß. Es ergab sich, daß, wenn die Schwankungen an dem Hankelelektrometer allein beobachtet wurden, sie fast doppelt so groß ausfielen, als wenn mit dem Hankelelektrometer noch die Kapazität des Dolezalekelektrometers verbunden war. Es wurde z. B. in einem Versuche die prozentige Schwankung mit dem Hankelelektrometer zu 0,17 Proz. beobachtet; wurde zu dem Hankelelektrometer noch das Dolezalekelektrometer hinzugeschaltet, so ergab sich die prozentige Schwankung zu 0,089 Proz. Die im vorigen Paragraphen erwähnten Beobachtungen mit dem aperiodischen Dolezalekelektrometer sind infolge dieses Resultates auch um 50 Proz. zu vergrößern, um noch mehr, wenn auf die Kapazität 0 extrapoliert werden würde. Dieser Einfluß der Kapazität auf die Größe der beobachteten Schwankungen ist zusammengesetzterer Natur. Es kann erstens die Aufladezeit des Elektrometers gegenüber der Zeit zwischen zwei Schwankungsimpulsen in Betracht kommen. Die beobachteten Schwankungen werden dann zu klein ausfallen. Ferner ist eine gewisse Elektrizitätsmenge zum Laden und Entladen der Elektromerkapazität nötig, die dem durch den Bronsonwiderstand fließenden, einer Schwankung entsprechenden Strome verloren geht. (Auch die Schnelligkeit des Ausgleiches der Spannungen durch den Bronsonwiderstand kann in Betracht kommen.) Welcher von diesen Faktoren den von uns beobachteten Einfluß der Kapazität vorwiegend bewirkt hat, läßt sich nicht entscheiden.

§ 12. Fassen wir die erhaltenen Resultate zusammen, so hat sich ergeben:

1. Die v. Schweidlersche Beziehung $\bar{\varepsilon} = \frac{1}{\sqrt{Z}}$ konnte durch Variieren von Z im Verhältnisse 1:100 bestätigt werden.

2. Verkleinerung der Kapazität des angewandten Elektrometers vergrößert bei der benutzten Versuchsanordnung die mit demselben beobachteten Schwankungen.

3. Berechnet man die zu erwartenden Schwankungen aus dem Sättigungsstrom, so stimmen die beobachteten Werte insofern mit den berechneten überein, als die beobachteten größer ausfallen als der kleinste nach der Theorie mögliche, nämlich der, bei dem für die Zeit, über die das Elektrometer die Schwankungen integriert, die Schwingungsdauer des (aperiodischen) Elektrometers eingesetzt wird.

§ 13. Nimmt man die von Hrn. v. Schweidler aufgestellte Beziehung $\bar{\varepsilon} = \frac{1}{\sqrt{Z}}$ durch die vorliegenden Versuche für bestätigt an, so ergibt sich daraus eine einfache Methode zur Bestimmung des elektrischen Elementarquantums.[1] Wurde an Stelle von Z der Sättigungsstrom i eingeführt, so ergab sich (§ 9)

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\sqrt{e \cdot 94000}}{\sqrt{i\,\delta}}.$$

Diese Gleichung ergibt für das Elementarquantum e die Beziehung $e = \frac{\bar{\varepsilon}^2\, i\,\delta}{94000}$. Die beschriebenen Versuche reichen nun noch nicht aus, um daraus einen exakten Wert für e ausrechnen zu können. Einerseits hat die Zeit δ, über die das Elektrometer die Schwankungen integriert, noch nicht genau bestimmt werden können, andererseits sind die Schwankungen wegen der Kapazität der benutzten Elektrometer zu klein ausgefallen. Um aber zu sehen, ob schon jetzt für e wenigstens die richtige Größenordnung herauskommt, wurde aus den Versuchen mit dem Hankelelektrometer e das Elementarquantum ausgerechnet. δ wurde dabei $= 1$ Sek. gesetzt. Es ergab sich $e = 1{,}3 \cdot 10^{-10}$ stat. Einh. Das ist in der Tat ein Wert, der in der Größenordnung sehr gut mit den von anderen Beob-

1) Es wird hier vorausgesetzt, daß das Ionisierungsvermögen der α-Teilchen konstant ist.

achtern gefundenen stimmt. Richarz fand aus der Elektrolyse $1{,}29 \cdot 10^{-10}$, Thomson $3{,}4 \cdot 10^{-10}$, Planck aus der Strahlungstheorie $4{,}69 \cdot 10^{-10}$. Wenn auch auf den oben mitgeteilten Zahlenwert kein Gewicht zu legen ist, so scheint die Übereinstimmung doch zu zeigen, daß die Methode zur Bestimmung des Elementarquantums brauchbar ist.

Diese von uns angegebene Methode hat mit der Thomsonschen Methode den Vorzug, daß bei ihr die Loschmidtsche Zahl nicht verwandt wird. Gegenüber der Thomsonschen Bestimmungsweise aber zeichnet sie sich dadurch aus, daß sie erstens einfacher ist, und zweitens die Versuche in einem vollkommen trockenen Gase angestellt werden.

§ 14. Es sei uns noch folgende Bemerkung gestattet. Ebenso wie man aus den Schweidlerschen Schwankungen[1]) das elektrische Elementarquantum erhalten kann (§ 13), kann man natürlich auch die Konstante berechnen, die angibt, wieviel Ionenpaare von einem α-Teilchen während seiner ganzen Flugbahn in einem Gase erzeugt werden (vgl. § 9). Selbstverständlich muß man dann das elektrische Elementarquantum als bekannt voraussetzen.

Nun ergibt sich aber jene Konstante auch noch durch folgende Überlegung. Bringt man z. B. eine Platte, bezogen mit RaF, in ein sehr gutes Vakuum und mißt den Strom, den die α-Teilchen befördern, so ist dieser

$$i_0 = N e,$$

worin N die Anzahl der pro Sekunde ausgesandten α-Teilchen bedeutet, e das Elementarquantum. Mißt man jetzt den Sättigungsstrom der Ra F-Platte, wenn dieselbe sich in Luft befindet, so ist derselbe $i_l = N e \,.\, C$, wobei C die zu bestimmende Konstante ist. Dabei ist die Ladung $N e$ der α-Teile selbst gegenüber $N e C$ vernachlässigt. Durch Division beider Gleichungen erhält man[2]):

$$C = \frac{i_l}{i_0}\,.$$

Setzt man diesen Wert nun in die Schweidlersche Beziehung ein, so ergibt sich, falls sie erfüllt ist, daß die Glei-

1) Diese Bezeichnung möchten wir für diese ganz charakteristischen Schwankungen radioaktiver Umwandlung vorschlagen.

2) E. Rutherford, l. c.

chung $i_0 = Ne$ zu Recht besteht. Das würde aber besagen, daß jedes α-Teilchen nur die Ladung *eines* Elementarquantums trägt. Auf diese Weise kann man die Anzahl der Hypothesen über das α-Teilchen, ob es besteht aus einem Wasserstoffmolekül in Verbindnng mit einem elektrischen Elementarquantum, oder aus einem zwei Elementarquanta mit sich führenden Heliumatom, oder endlich aus einem halben Heliumatom verbunden mit einem Elementarquantum, einschränken oder sogar bestimmt zwischen ihnen entscheiden. Letzteres wäre dann der Fall, wenn sich aus derartigen Versuchen die Gleichung

$$i_0 = N.2e$$

ergeben würde.

Leider reichen unsere Versuche bis jetzt nicht dazu aus, hier zu entscheiden.

Die Versuche mußten durch den Weggang des einen von uns[1]) abgebrochen werden. Sie sollen von dem anderen speziell auch zur genaueren Bestimmung des Elementarquantums fortgesetzt werden.

Berlin, Physik. Institut d. Universität.

---

1) Edgar Meyer.

(Eingegangen 10. Februar 1908.)