

Über die Häufigkeit unelastischer Zusammenstöße von Elektronen mit Quecksilberatomen.

Von Hertha Sponer in Göttingen.

Mit 13 Abbildungen. (Eingegangen am 15. August 1921.)

In einer Reihe von Arbeiten über Ionisierungs- und Anregungsspannungen¹⁾ von Linien der Absorptionsserien unerregter Atome ist gezeigt worden, daß die von der Bohrschen Theorie geforderte $h\nu$ -Beziehung sich in allen Fällen als gültig erwiesen hat, d. h.: läßt man Elektronen auf Gasatome auffallen, so werden sie elastisch reflektiert, solange ihre kinetische Energie kleiner ist als der Betrag $h\nu$, der nötig ist, um ein Atom von einem Quantenzustand in einen anderen überzuführen. ν bedeutet hierbei die Frequenz des betreffenden Gliedes der Absorptionsserie. Ist die Elektronenenergie gleich $h\nu$ oder größer als $h\nu$, so kann dieser Energiebetrag bei einem Zusammenstoß an das Atom abgegeben und somit ein Quantensprung angeregt werden. Die bisherigen Untersuchungen haben dabei die Frage offen gelassen, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein solcher unelastischer Stoß, der mit Abgabe von Elektronenenergie an das Atom verbunden ist²⁾, vorkommt, d. h.: werden in jedem Augenblick von allen vorkommenden Zusammenstößen Z Stöße von solchen Elektronen gemacht, die den Betrag $h\nu$ besitzen, so fehlt bisher jeder Anhalt darüber, wie viele von diesen Z Stößen tatsächlich zur Anregung eines Quantensprunges geführt haben. Dieser Bruchteil von Z wird ein anderer sein, je nachdem die Elektronen gerade die für einen Quantensprung nötige Energie $h\nu$ besitzen oder einen größeren Betrag. Auf Vorschlag von Herrn Prof. Franck wurde in der vorliegenden Arbeit die Ausbeute an unelastischen Stößen und, soweit möglich, der Gang der Ausbeute mit der Geschwindigkeit, den R. Seeliger Anregungsfunktion nennt, bestimmt. Die Untersuchung wurde für die Resonanzlinie des Quecksilbers 2536,7 Å.-E., die bei 4,9 Volt angeregt wird, durchgeführt. Es ist das langwellige Anfangsglied der Absorptionsserie $1,5 S - mp_2$. Diese Arbeit ist als vorläufige Mitteilung zu betrachten, da bisher nur die Größenordnung der Ausbeute festgestellt werden konnte.

¹⁾ Literaturangabe siehe Zusammenfassende Bearbeitungen von J. Franck und G. Hertz, Phys. ZS. 17, 409, 430, 1916; 20, 132, 1919 und J. Franck ebenda 22, 388, 1921.

²⁾ Auch bei elastischen Stößen erfolgt nach dem Impulssatz eine Abgabe von Elektronenenergie an das Atom. Dieser Betrag wird wegen seiner Kleinheit gegenüber der Energieabgabe bei unelastischen Stößen vernachlässigt.

Die benutzte Schaltung ist die von Franck und Hertz in ihren früheren Arbeiten angegebene.

Elektronen, die aus einem Glühdraht D traten, wurden in einem zwischen Glühdraht und Drahtnetz N liegenden elektrischen Felde beschleunigt. Nach dem Durchlaufen der Gasstrecke von 4 cm zwischen D und N traten sie durch das Drahtnetz hindurch in ein sie verzögerndes Feld ein, das zwischen dem Netz N und einer in geringem Abstand (0,4 cm) dahinter befindlichen Auffangeplatte A lag, die ihrerseits mit einem Galvanometer verbunden war. Die verzögernde Spannung konnte in Stufen von Zehntel zu Zehntel Volt variiert werden.

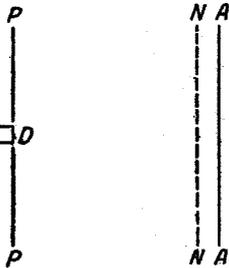


Fig. 1.

Der Glühdraht war in der Mitte einer Platte P angebracht, die zu diesem Zwecke mit einem kleinen Loch versehen war. Platte und Glühdrahtmitte waren miteinander verbunden. Durch diese Lage des Glühdrahtes, sowie dadurch, daß Drahtnetz, Auffänger und Glühdrahtplatte von gleicher Größe waren, wurde eine gröbere Verbiegung der elektrischen Kraftlinien verhindert, so daß man für das Elektron eine mit dem Felde lineare Beschleunigung annehmen konnte. Bei den

Messungen wurde auf große Reinheit des Quecksilbers geachtet. Ferner wurde mit den Beobachtungen nicht eher begonnen, bis nicht die Elektronenemission große Konstanz erreicht hatte.

Es wurde dann bei konstantem Druck und konstanter beschleunigender Spannung die Zahl der auf den Auffänger gelangenden Elektronen in Abhängigkeit von der verzögernden Spannung aufgenommen, also die Geschwindigkeitsverteilung der durch das Drahtnetz auf den Auffänger gelangenden Elektronen bestimmt. Wir wollen uns erst überlegen, was für Kurven wir erwarten sollten, wobei wir annehmen wollen, daß im zweiten Kondensator zwischen N und A praktisch keine Zusammenstöße mehr vorkommen. Fernerhin wollen wir, obgleich die Elektronen mit Maxwell'scher Geschwindigkeitsverteilung den Glühdraht verlassen, die Annahme machen, daß sie alle die gleiche Anfangsgeschwindigkeit hätten, und zwar nehmen wir als solche die der betreffenden Maxwell-Verteilung entsprechende mittlere Anfangsgeschwindigkeit. Solange die beschleunigende Spannung zwischen D und N so klein ist, daß die Elektronengeschwindigkeit unterhalb des kritischen Wertes, der zu einem unelastischen Stoß erforderlich ist — in unserem Falle also 4,9 Volt — bleibt, erhalten wir eine Geschwindigkeitsverteilung, wie sie elastischen Reflexionen

entspricht, bei denen mit großer Annäherung alle Richtungen im Raum gleich oft vorkommen, sobald der Druck genügend hoch gewählt ist.

Fig. 2 zeigt eine derartige Geschwindigkeitsverteilungskurve, wie sie bei einem Hg-Drucke von 1,36 mm aufgenommen wurde¹⁾. Die Ordinate gibt in Zentimetern die Galvanometerausschläge an, die der Zahl der auf den Auffänger gelangenden Elektronen proportional sind. Auf der Abszissenachse sind die verzögernden Spannungen in

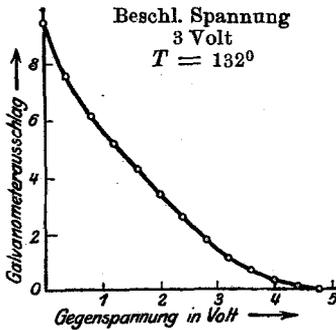


Fig. 2.

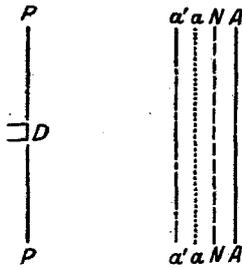


Fig. 3.

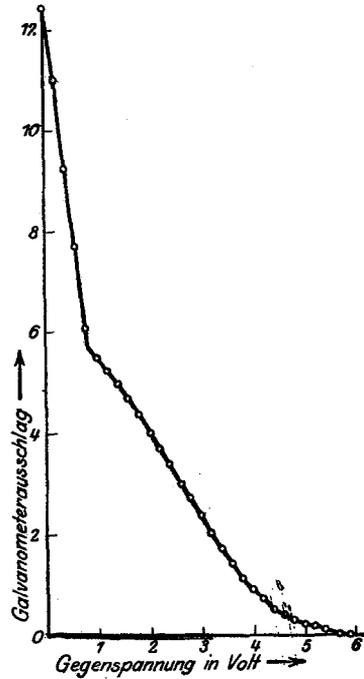


Fig. 4.

Volt aufgetragen. Steigern wir die beschleunigende Spannung so weit, daß die Elektronen an einer gewissen Stelle *a* (Fig. 3) vor dem Drahtnetz bereits die zum unelastischen Stoße nötigen 4,9 Volt besitzen, so besteht von dieser Stelle *a* ab bis zum Drahtnetz die Möglichkeit der Energieabgabe. Diejenigen Elektronen, die in dem Intervall *a*—*N* den Betrag von 4,9 Volt verlieren, werden

¹⁾ Bei dieser Kurve ist allerdings die Voraussetzung, daß im zweiten Kondensator praktisch keine Zusammenstöße mehr stattfinden, nicht erfüllt, da die mittlere freie Weglänge kleiner ist als der Abstand des Drahtnetzes vom Auffänger. Trotzdem wird diese Kurve gebracht, um zu zeigen, daß hierdurch anscheinend keine Änderung ihrer Form hervorgerufen wird.

bis zum Drahtnetz nur noch geringe Geschwindigkeiten erreichen und daher gegen verzögernde Felder oberhalb einer gewissen Grenze nicht mehr anlaufen können. Denken wir in einer Kurve wie in Fig. 2 die Zahl der auf den Auffänger gelangenden Elektronen als Funktion des Gegenfeldes aufgetragen, so wird an der Stelle dieser Grenzgegenspannung ein Knick sein, in dem plötzlich weniger Elektronen die Platte erreichen, als sie es bei nur elastischen Stößen getan hätten. Bei weiterer Erhöhung der beschleunigenden Potentialdifferenz zwischen D und N rückt die Stelle a weiter nach dem Glühdraht zu nach a' . Zwischen a' und N wird jetzt eine größere Anzahl von Stößen, die einen Quantensprung veranlassen können, stattfinden, als zwischen a und N . Die Knickstelle in der Geschwindigkeitsverteilungskurve wird nach höheren Gegenspannungen zu verschoben liegen als beim vorigen Falle, da die Elektronen im ersten Kondensator von der Stelle an, wo sie ihre Energie verloren haben, nun größere Geschwindigkeiten erreichen können als vorhin und daher erst durch größere Gegenfelder abgebremst werden. Um über die Ausbeute etwas aussagen zu können, muß man erstens die Zahl der Zusammenstöße kennen, die ein Elektron auf seinem Wege zwischen dem jeweiligen a und dem Drahtnetz N erleidet, und zweitens wissen, wie viele von allen Elektronen unelastisch gestoßen haben. Während die Bestimmung der Stoßzahl Sache der Rechnung ist, müssen wir den Anteil an Elektronen, die 4,9 Volt verloren haben, aus den Kurven entnehmen. Diesen Prozentsatz kann man auf folgende Weise bestimmen: Wir haben uns eben überlegt, daß die zu erwartende Kurve erst bis zu einer bestimmten Gegenspannung einen steileren Abfall und von dieser Grenzspannung ab einen schwächeren Abfall als Fig. 2 haben wird. Sie wird also eine Gestalt haben, wie sie z. B. Fig. 4 zeigt. Die Ordinate bei der Gegenspannung 0 gibt dabei den Gesamtelektronenstrom an. Kann man sich mit Hilfe dieses Anfangswertes eine Kurve konstruieren, die wie Fig. 2 nur elastischen Reflexionen entspricht, so wird eine Vergleichung dieser theoretischen Kurve mit einer gemessenen ¹⁾ in der Weise vorzunehmen sein, daß man z. B. in Fig. 4 den Teil von 1,6 Volt ab mit dem gleichen Stück der entsprechenden theoretisch konstruierten Kurve vergleicht. Aus der Differenz der Ordinaten kann man dann ohne weiteres schließen, welcher Prozentsatz aller Elektronen unelastisch gestoßen hat. Nun

¹⁾ In Wirklichkeit lagen die Verhältnisse komplizierter, indem an den gemessenen Kurven noch Korrekturen anzubringen waren, bevor sie zu einem Vergleich benutzt werden konnten; doch soll auf diese Dinge erst später bei der Diskussion der beobachteten Kurven eingegangen werden.

hat G. Hertz¹⁾ gefunden, daß Geschwindigkeitsverteilungskurven von Elektronen einer bestimmten mittleren Geschwindigkeit bei nur elastischen Zusammenstößen durch die Funktion $y = 1 - \sqrt{\frac{P}{V}}$ darstellbar sind, wobei vorausgesetzt ist, daß alle Richtungen im Raume gleich oft vorkommen. V bedeutet dabei die erreichte Endspannung und P die jeweilige Gegenspannung. Fernerhin ist bei der Ableitung der Formel vorausgesetzt, daß im zweiten Kondensator keine Zusammenstöße mehr stattfinden. Dieser Bedingung wurde bei den meisten Messungen nicht genügt. Es wird jedoch durch diesen Fehler kaum die Größenordnung der Ausbeute, auf die es in dieser Arbeit nur ankommt, gefälscht werden können.

Im allgemeinen werden bei genügend hohen beschleunigenden Feldern alle möglichen Quantensprünge im Atom angeregt werden können, so daß wir Kurven mit mehreren Knicken erwarten werden. Im Quecksilber liegen die Verhältnisse insofern sehr günstig, als wir aus den darüber vorliegenden Arbeiten²⁾ wissen, daß der Quantensprung bei 4,9 Volt an Intensität die anderen Sprünge weit überragt. Daher traten diese, noch dazu in unserer einfachen Anordnung, nicht hervor und konnten darum vernachlässigt werden. Es ist überhaupt im allgemeinen derjenige Quantensprung, der der kleinsten Energieabgabe entspricht, also der Sprung, der die Resonanzlinie anregt, der stärkste. Im Quecksilber kennen wir allerdings durch die Arbeit von Franck und Einsporn³⁾ noch einen Quantensprung kleinerer Energieabgabe. Durch 4,7 Volt kann nämlich der Übergang $1,5 S - 2 p_3$ erzwungen werden. Dieser nach dem Auswahlprinzip verbotene Quantensprung tritt jedoch mit weit geringerer Intensität auf als der Übergang $1,5 S - 2 p_2$. Einige Bemerkungen über die Anregung dieses Quantensprunges finden sich am Schluß.

Bevor wir auf die beobachteten Geschwindigkeitsverteilungskurven eingehen, wollen wir erst kurz angeben, in welcher Weise man in erster Näherung zu einem Wert für die Stoßzahl gelangen kann. Wir wollen Überlegungen benutzen, wie sie G. Hertz⁴⁾ bei der Berechnung des Energieverlustes bei elastischen Zusammenstößen verwandt hat. Die negative x -Achse zeige die Richtung des elektrischen Feldes an. Ist v die Geschwindigkeit des Elektrons, λ die mittlere

1) G. Hertz, Verh. d. D. Phys. Ges. **19**, 268, 1917.

2) Literaturangabe siehe zusammenfassende Bearbeitungen von J. Franck und G. Hertz, l. c. und J. Franck, l. c.

3) J. Franck und E. Einsporn, ZS. f. Phys. **2**, 18, 1920.

4) G. Hertz, l. c.

freie Weglänge, γ die Beschleunigung des Elektrons im elektrischen Feld, also $\frac{\gamma}{2} t^2$ die während eines freien Weges vt frei durchfallene Strecke, so erhält man das Stück, um welches das Elektron in der Zeiteinheit in der x -Achse vorwärtsgekommen ist, durch Summation der auf den einzelnen freien Wegen frei durchfallenden Strecken, also:

$$\int_0^{\infty} \frac{\gamma}{2} t^2 \frac{v^2}{\lambda^2} e^{-\frac{vt}{\lambda}} dt = \frac{\gamma \lambda}{v} = v_x.$$

Hertz bezeichnet diese Größe als Fortschreitungs geschwindigkeit längs der x -Achse. Zur Berechnung der Stoßzahl müssen wir die Länge des wahren komplizierten Elektronenweges kennen. Während das Elektron ein Element dl des wahren Weges mit der Geschwindigkeit v durchläuft, wobei $v = v(x)$ ist, durchläuft es auf der x -Achse das Stück dx mit der Geschwindigkeit v_x , d. h. $\frac{dl}{dx} = \frac{v(x)}{v_x}$. Setzen wir für v_x seinen Wert ein und summieren wir über alle Wegelemente, so erhalten wir für den wahren Elektronenweg den Ausdruck

$$l = \int_0^L \frac{v^2(x)}{\gamma \lambda} dx.$$

L bezeichnet den Abstand des Glühdrahtes vom Drahtnetz und v ist die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen. Die Stoßzahl erhalten wir durch Division mit λ .

$$Z = \frac{l}{\lambda} = \int_0^L \frac{v^2(x) dx}{\gamma \lambda^2}.$$

Bezeichnet v_0 die Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen, so gilt

$$\frac{m}{2} v(x)^2 - \frac{m}{2} v_0^2 = e V(x),$$

wo $V(x)$ die angelegte Spannung bedeutet, und Z geht über in

$$Z = \frac{1}{\gamma \lambda^2} \int_0^L \left\{ \frac{2 e V(x)}{m} + v_0^2 \right\} dx.$$

Diese Stoßformel gilt für das beschleunigende Feld, also für den ersten Kondensator. Bei kleinen beschleunigenden Spannungen ist die Zahl der Stöße im zweiten Kondensator gegenüber derjenigen im ersten nicht mehr zu vernachlässigen, wie wir bei der Besprechung

der Kurven noch näher diskutieren werden. Um eine Stoßzahl für den zweiten Kondensator zu finden, muß man sich nur überlegen; daß hier die Bewegung des Elektrons längs der x -Achse nicht mehr in Analogie zum freien Falle, sondern zum Wurf nach oben zu setzen ist, da die Elektronen mit einer ziemlich großen Geschwindigkeit durch das Drahtnetz hindurchtreten und nun gegen ein verzögerndes Feld anlaufen. In den meisten Fällen genügt es jedoch, die in Frage kommende Stoßzahl für den ersten Kondensator zu kennen.

Unsere Überlegungen enthalten noch mehrere bisher nicht erwähnte Vernachlässigungen, die wir jetzt besprechen wollen. Z. B. ist λ keine Konstante, sondern es gilt $\lambda = \lambda[v(x)]$. Diese Vernachlässigung ändert an dem Werte des Stoßintegrals sehr wenig, wie man sofort aus gaskinetischen Überlegungen in Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen entnehmen kann. Schwerer dagegen fällt der Umstand ins Gewicht, daß wir die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen vernachlässigt und mit einer mittleren Geschwindigkeit gerechnet haben. Dieser Fehler wird sich besonders bei kleinen beschleunigenden Spannungen bemerkbar machen, weil in diesen Fällen die Geschwindigkeitsverteilung nicht mehr als klein gegen das beschleunigende Feld angesehen werden kann. Eine exakte Rechnung müßte darauf Rücksicht nehmen. Fernerhin ist bei der Berechnung der Fortschritts- geschwindigkeit so getan worden, als ob die Elektronen den Glühdraht mit der Geschwindigkeit 0 verließen. Das ist näherungsweise berechtigt, da ohne beschleunigendes Feld praktisch keine Elektronen den Auffänger erreichen. Werden aber infolge des angelegten Feldes Elektronen durch das Drahtnetz hindurchfliegen, so muß bei diesen natürlich berücksichtigt werden, daß ihr Geschwindigkeitswert nicht lediglich vom Felde herrührt, sondern die Anfangsgeschwindigkeit mit darin enthalten ist, wie auch in der Stoßformel zum Ausdruck kommt. Hätten wir uns die erwähnten Vernachlässigungen nicht erlaubt, so würde jedoch selbst eine vollständig einwandfreie Theorie die Stoßzahl nicht genau angeben können, da die Unsicherheit in der Kenntnis vom Durchmesser des Hg-Atoms ziemlich groß ist und dieser Wert in den Ausdruck für die freie Weglänge eingeht. Eine experimentelle Bestimmung dieser freien Weglänge soll im hiesigen Institut noch ausgeführt werden. Hier wurde als Durchmesser des Hg-Atoms der Wert $3 \cdot 10^{-8}$ cm benutzt, den man aus dem von van Laar¹⁾ angegebenen Wert der Größe b der van der Waalsschen Gleichung sich berechnen kann.

¹⁾ J. J. van Laar, ZS. f. anorgan. Chem. 104, 81, 1918.

Nachdem wir nun wissen, in welcher Weise wir die Zahl der Stöße z. B. in einem Raume zwischen a und N (Fig. 3) berechnen können — wir müssen dazu in dem Stoßintegral nur die entsprechenden Grenzen einsetzen —, wollen wir jetzt aus der Betrachtung der aufgenommenen Kurven den Prozentsatz der Elektronen, die 4,9 Volt verloren haben, bestimmen.

Fig. 5 zeigt eine bei 6,6 Volt konstanter beschleunigender Spannung aufgenommene Geschwindigkeitsverteilung. Die Aufnahme wurde bei 0,45 mm Hg-Druck entsprechend einer Temperatur von 109° gemacht. Die Ordinate — Galvanometerausschläge in Zentimetern — mißt wieder

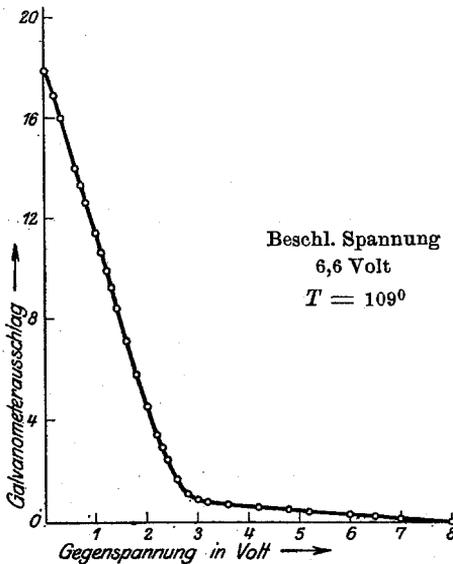


Fig. 5.

die Zahl der auf den Auffänger gelangenden Elektronen und die Abszisse gibt die verzögernden Spannungen in Volt an. Ob diese Kurve noch durch ein Kontaktpotential zu korrigieren sei, wurde folgendermaßen geprüft: Es wurde die Zahl derjenigen Elektronen, die nach Zusammenstoßen mit Hg-Atomen noch kinetische Energie behalten haben, als Funktion der beschleunigenden Spannung aufgenommen — wir wollen diese Stromspannungskurve als partielle bezeichnen —, während eine kleine konstante Gegenspannung zwischen Drahtnetz und Auffangeplatte lag. Eine solche Kurve gibt uns die wahre mittlere Geschwindigkeit, mit der die Elektronen durch das Drahtnetz hindurchtreten, d. h. diejenige Geschwindigkeit, die sie infolge beschleunigender Spannung ihrer Anfangsgeschwindigkeit und eines zwischen Glühdraht und Drahtnetz liegenden Kontaktpotentials besitzen. Da das erste Maximum statt bei 4,9 Volt, bei 3,8 Volt lag (die genaue Deutung solcher Kurven ist von Franck und Hertz früher gegeben worden), wurde für die Summe Anfangsgeschwindigkeit + Kontaktpotential der Wert 1,1 Volt entnommen. Im Gegensatz hierzu liefert die Differentiation einer Geschwindigkeitsverteilungskurve mit nur elastischen Reflexionen, wie sie z. B. Fig. 2 darstellt,

die Geschwindigkeitsverteilung der durch das Drahtnetz hindurchtretenden Elektronen zuzüglich der sie im zweiten Kondensator beeinflussenden Potentialdifferenzen, die außer der angelegten Gegenspannung noch Kontaktpotentiale zwischen Netz und Auffangeplatte enthalten. Benutzt man für die Differentiation eine bei 3 Volt beschleunigender Spannung aufgenommene Kurve, so würde man aus ihr ohne Kenntnis der partiellen Stromspannungskurve auf 3,1 Volt-Elektronen schließen. Die Berücksichtigung dieser partiellen Kurve zeigt jedoch, daß 4,1 Volt-Strahlen durch das Drahtnetz in den zweiten Kondensator eingetreten sind, und daß hier außer der angelegten verzögernden Spannung noch 1 Volt Kontaktpotentialdifferenz die Elektronen abbremst. Da die Kontaktpotentiale für alle unter gleichen Bedingungen aufgenommenen Kurven dieselben sind, so entspricht die Kurve in Fig. 5 tatsächlich einer beschleunigenden Spannung von 7,6 Volt, und die Abszissenwerte liegen alle um 1 Volt zu tief, d. h. der Abszissenwert 0 zeigt in Wirklichkeit bereits 1 Volt Gegenspannung an, so daß wir uns die Kurve auf die wahre Gegenspannung 0 noch extrapolieren müssen. Der Verlauf ist ganz derjenige, wie wir ihn nach unseren früheren Betrachtungen erwartet haben: Der anfänglich steile Abfall der Kurve zeigt, daß ein großer Teil aller Elektronen unelastisch gestoßen und von der Stelle dieses Stoßes ab durch das beschleunigende Feld nur noch kleine Geschwindigkeiten erreicht hat und nur gegen verzögernde Felder unterhalb einer gewissen Grenze anlaufen konnte. Während wir aber die theoretischen Überlegungen für Elektronen einer bestimmten mittleren Geschwindigkeit durchgeführt haben, ist in den gemessenen Kurven die ganze Geschwindigkeitsverteilung enthalten, und der Knick bei 3,0 Volt entspricht keineswegs der mittleren Geschwindigkeit. Vielmehr müssen wir folgendermaßen überlegen: Die aus dem Draht mit der größten Anfangsgeschwindigkeit kommenden Elektronen werden am schnellsten die zum unelastischen Stoß erforderliche Energie gewinnen und daher von allen solchen Elektronen, die 4,9 Volt verloren haben, bis zum Drahtnetz auch wieder die größte Geschwindigkeit erreichen können, so daß sie erst durch verhältnismäßig hohe Gegenspannungen abgebremst werden können. Diese Elektronen sind durch den Knick bei 3,0 Volt gekennzeichnet. Durch folgende Überlegungen habe ich aus diesem Wert die Breite der Geschwindigkeitsverteilung entnommen: Haben die Elektronen, die 4,9 Volt verloren haben, nach ihrem Energieverlust maximal noch 4,0 Volt erwerben können, so erreichen diejenigen, die nur elastische Reflexionen erleiden, $4,9 + 4,0 = 8,9$ Volt. Vom Felde und dem Kontaktpotential rühren 7,6 Volt her, so daß 1,3 Volt schein-

bar die Anfangsgeschwindigkeit der schnellsten Elektronen ist. In diesen 1,3 Volt steckt jedoch noch 0,5 Volt Spannungsabfall am Glühdraht¹⁾, so daß die Breite der Geschwindigkeitsverteilung 0,8 Volt beträgt. Betrachten wir jetzt den zweiten Teil der Kurve von der Knickstelle ab. Er entspricht solchen Elektronen, die keinen unelastischen Stoß erlitten haben, und hat ebenfalls den erwarteten Verlauf. Wenden wir weiter unsere früheren Überlegungen an, so werden wir jetzt zu der gemessenen Kurve und die entsprechende theoretische konstruieren. Die dazu erforderliche mittlere Geschwindigkeit kennen wir nun. Ebenso kennen wir durch die Anfangsordinate der auf die wahre Gegenspannung 0 extrapolierten Kurven die Gesamtzahl aller Elektronen, die die Auffangeplatte erreichen.

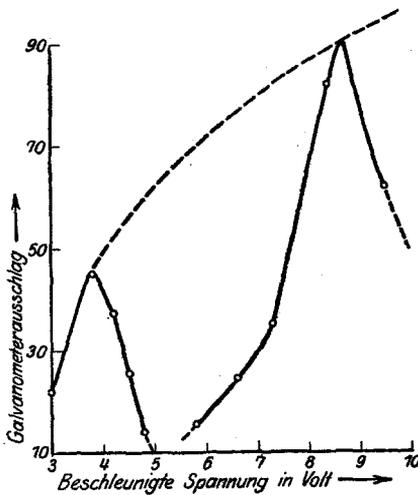


Fig. 6.

im zweiten Kondensator nur noch geringe kinetische Energie geblieben ist, im Gegenfelde 0 nur wenige die Galvanometerplatte erreichen. Dieses Verhalten kann man an den Anfangsordinaten der auf die wahre Gegenspannung 0 extrapolierten Kurven direkt ablesen. Konstruiert man nämlich eine Kurve, bei der als Ordinaten die Anfangsordinaten der verschiedenen Geschwindigkeitsverteilungskurven und als Abszissen die diesen Kurven entsprechenden beschleunigenden Spannungen aufgetragen sind, so erhält man das Bild einer partiellen Stromspannungskurve.

Bei diesen Überlegungen haben wir nicht berücksichtigt, daß im zweiten Kondensator ebenfalls Zusammenstöße stattfinden, die zu einer Energieabgabe führen, und es bleibt zu untersuchen, welchen Einfluß sie auf die Kurven haben werden. Aus der Bestimmung der Fortschrittggeschwindigkeit wissen wir, daß Elektronen mit wenig von Null verschiedenen Geschwindigkeiten ohne angelegtes beschleunigendes Feld in sehr geringer Anzahl zum Drahtnetz gelangen. Folglich werden von solchen Elektronen, denen nach dem Energieverlust von 4,9 Volt

¹⁾ Der gesamte Spannungsabfall betrug 1 Volt; in meiner Anordnung war jedoch, wie schon erwähnt, die Platte mit der Glühdrahtmitte verbunden.

Fig. 6 gibt das Bild dieser Kurve wieder. Da mit wachsender Beschleunigung die Zahl der in den zweiten Kondensator eintretenden Elektronen an und für sich zunehmen muß, etwa in der Form der gestrichelten Kurve, bis Sättigung erreicht ist, so sehen wir aus der Differenz der beiden Kurven den Verlust des gesamten Elektronenstromes, der dadurch bedingt ist, daß die langsamen Elektronen beim

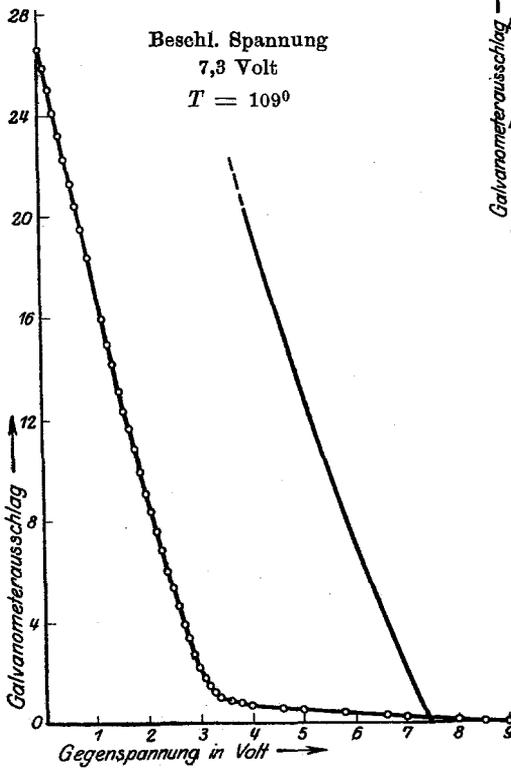


Fig. 7.

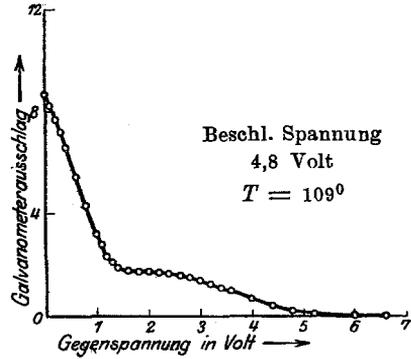


Fig. 9.

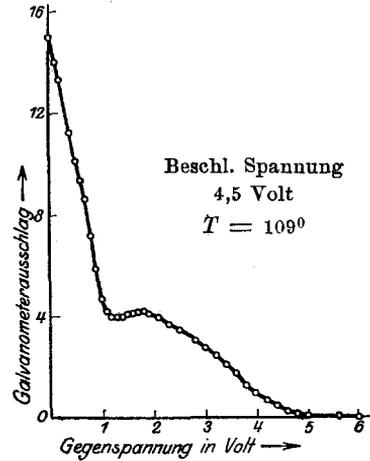


Fig. 8.

Gegenfelde 0 den Auffänger nicht erreichen. Da uns für die Konstruktion der theoretischen Kurven, die wir für den Vergleich mit den gemessenen brauchen, die Gesamtzahl der Elektronen interessiert, die in den zweiten Kondensator eingetreten ist, so werden wir in erster Näherung als Anfangsordinaten die den verschiedenen beschleunigenden Spannungen entsprechenden Werte der gestrichelten Kurve benutzen dürfen. Mit Hilfe dieser Werte wurden die den

verschiedenen gemessenen Kurven entsprechenden theoretischen konstruiert und der Vergleich in der angegebenen Weise durchgeführt. Es ist dabei gleichgültig, ob wir z. B. in Fig. 5 oder in Fig. 7, die durch das Kontaktpotential in Wirklichkeit einer beschleunigenden Spannung von 8,3 Volt entspricht, diesen Vergleich für eine Stelle bei 5 Volt oder 6 Volt oder 7 Volt Gegenspannung durchführen, wenn wir uns nur jenseits des Knickes befinden.

In Fig. 7 ist ein Teil der theoretischen Kurve eingezeichnet. Wir werden zwar für die verschiedenen Stellen nicht genau den gleichen Prozentsatz an Elektronen, die 4,9 Volt verloren haben, bekommen, aber dadurch, daß die Stoßzahl im zweiten Kondensator sich ebenfalls mit der Gegenspannung ändert, bleibt die Ausbeute konstant. Folgende Tabelle gibt an, von welcher Größenordnung der Prozentsatz der Elektronen ist, die unelastisch gestoßen haben. Die Werte entsprechen einem Hg-Druck von 0,45 mm.

Geschwindigkeit der Elektronen in Volt	8,4	7,7	6,9	5,9	5,6	5,4
Prozentsatz der unelastisch stoßenden Elektronen .	95	92	92	82	66	42

Bevor wir an die Berechnung der Ausbeute gehen, wollen wir noch einige Kurven bei kleinen beschleunigenden Spannungen betrachten.

Die Fig. 8 und 9 stellen derartige (noch unkorrigierte) Kurven dar. Sie zeigen einen ähnlichen Verlauf wie die früher betrachteten,

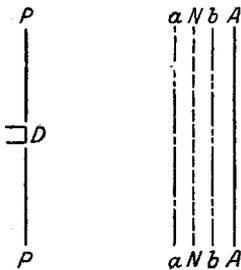


Fig. 10.

nur fällt in Fig. 8 ein Maximum auf und Fig. 9 enthält eine schwache Andeutung eines Maximums. Dieses Maximum rührt daher, daß bei kleinen beschleunigenden Spannungen die Größe der Stoßzahl im zweiten Kondensator mit jener im ersten vergleichbar wird. Man kann sich das folgendermaßen vorstellen:

An der Stelle *a* möge ein Elektron 4,9 Volt Geschwindigkeit erlangt haben und es herrsche ein solches beschleunigendes Feld, daß es durch das Drahtnetz mit 5,5 Volt Geschwindigkeit hindurchfliegen kann. Ist das der Fall, so kann es nun im zweiten Kondensator *N—A* unelastisch mit einem Hg-Atom zusammenstoßen. Je nach der Größe der Gegenspannung wird der Weg im zweiten Kondensator, auf dem es die Möglichkeit der Energieabgabe hat, verschieden lang sein. Bei den eben betrachteten Verhältnissen sind bei kleinen Gegenspannungen der Weg von *a* bis *N* im beschleunigenden Feld und der Weg von *N* bis *b*, wo es bei *b* infolge des verzögernden Feldes wieder 4,9 Volt erreicht hat, von gleicher Größenordnung,

so daß auch die Zahl der Stöße in beiden Kondensatoren von ungefähr gleicher Größenordnung ist, wie die Rechnung gezeigt hat. Bei Steigerung der verzögernden Spannung kommen immer weniger elastisch stoßende Elektronen auf die Platte, wie wir aus Fig. 2 schon wissen. Andererseits verkleinern wir mit wachsendem Gegenfeld den Stoßraum $N - b$ im zweiten Kondensator und geben damit den Elektronen weniger oft Gelegenheit, 4,9 Volt zu verlieren, als bei kleinem Gegenfeld, so daß ein Teil Elektronen, der vorher unelastisch stieß, jetzt nur elastische Reflexionen erleidet. Wir haben also hier zwei sich entgegenarbeitende Effekte, durch deren Überlagerung ein Maximum entstehen kann, wie Fig. 8 zeigt. Daß das Maximum bei höheren Spannungen nicht auftritt, liegt daran, daß in diesen Fällen die Stoßzahl im beschleunigenden Felde sehr viel größer ist als diejenige im verzögernden, so daß die Energieabgabe meistens im ersten Kondensator erfolgt.

Nachdem wir die experimentellen Verhältnisse genau erläutert haben, wollen wir an die Berechnung der Ausbeute herangehen, die wir natürlich auch nur im Mittel angeben können. Den Prozentsatz derjenigen Elektronen, die 4,9 Volt verloren haben, haben wir für die verschiedenen Geschwindigkeiten in der Tabelle angeführt. Zu jedem Wert wurde dann die Zahl der Stöße, die ein Elektron machen kann, solange seine Energie nicht unterhalb von 4,9 Volt liegt, berechnet. Bezeichnet man diese Stoßzahl mit Z und ist n_0 die Gesamtzahl der Elektronen, n die Zahl derjenigen, die nach Z Zusammenstößen übrig bleiben, ohne einen unelastischen Stoß erlitten zu haben, so gilt $n = n_0 (1 - a)^Z$. Dabei bedeutet a die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Elektron mit einer Energie $\geq 4,9$ Volt bei seinem Zusammenstoß den Quantensprung anregt. Bei den Verhältnissen, unter denen Fig. 7 aufgenommen wurde, beträgt diese Stoßzahl annähernd 800, d. h. ein Elektron macht, während seine Geschwindigkeit von 4,9 auf 8,4 Volt steigt, rund 800 Stöße¹⁾. Unter diesen Verhältnissen stoßen nach der Tabelle 95 Proz. aller Elektronen unelastisch. In diesem Beispiel berechnet sich aus der angegebenen Formel der Wert für a zu 0,38 Proz. Das scheint zunächst eine sehr geringe Ausbeute zu sein. Es ist das aber keineswegs der Fall. Wir brauchen uns nur zu überlegen, daß z. B. die Wahrscheinlichkeit der Energieabgabe unter anderem abhängen kann von dem Winkel, unter dem das Elektron auf das Atom

¹⁾ Da der Prozentsatz von 95 Proz. (s. Tabelle) bei 7 Volt Gegenspannung gewonnen wurde, konnte die Stoßzahl im zweiten Kondensator vernachlässigt werden, weil bei diesem stark verzögernden Felde die Geschwindigkeit sehr schnell von 8,4 auf 4,9 Volt herabsinkt.

auffällt. Da alle Winkel von $0 - \pi$ vorkommen, ist es immerhin viel, wenn von 1000 unter beliebigen Winkeln auffallenden Elektronen vier wirksam stoßen. Die auf diese Weise für die verschiedenen Geschwindigkeiten bei einem Quecksilberdruck von 0,45 mm gewonnenen Ausbeuten sind in der anfangs ausgezogenen und dann punktiert fortgesetzten Kurve der Fig. 11 aufgetragen.

Die Ordinate zeigt die prozentuale Ausbeute an und die Abszisse die in Volt gemessenen Elektronengeschwindigkeiten. Zur Gewinnung der Kurve ist folgendes zu sagen: Bei der Berechnung der Stoßzahl haben wir eine bestimmte mittlere Geschwindigkeit verwendet, die wir aus den Kurven, wie angegeben, entnommen haben. Mit Hilfe dieser mittleren Geschwindigkeit wurden auch die theoretischen Kurven konstruiert zur Gewinnung des Prozentsatzes an unelastisch stoßenden Elektronen. Beide Verfahren werden nun ungenau für Elektronengeschwindigkeiten, die wenig über 4,9 Volt liegen, d. h. bei welchen

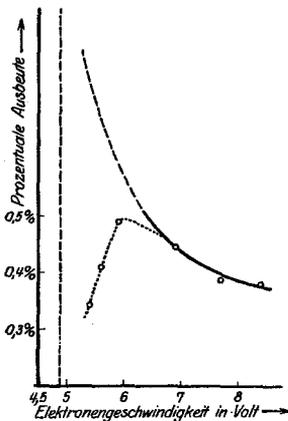


Fig. 11.

die Breite der Geschwindigkeitsverteilung nicht mehr als klein gegen die mittlere Elektronengeschwindigkeit anzusehen ist. Wir müssen also sagen, daß die ersten drei Punkte der Ausbeutekurve, die punktiert miteinander verbunden sind, vollkommen unsicher sind und für den Kurvenverlauf gar nichts bedeuten. Die Punkte bei höheren Elektronengeschwindigkeiten geben die Größenordnung der mittleren Ausbeute wohl annähernd richtig wieder, ebenso ihre Abhängigkeit von der Geschwindigkeit. Vermutlich wird die Kurve in dem gestrichelten Sinne ihre Fortsetzung finden, wonach wir ein Maximum der mittleren Ausbeute bei 4,9 Volt erwarten dürfen. Überlegt man sich nämlich, daß bei den verschiedenen Verfahren zur Messung von Anregungs- und Ionisierungsspannungen sich immer wieder erwiesen hat, daß für alle Quantensprünge sich die gesamte Voltskala um den gleichen, durch Anfangsgeschwindigkeit und Kontaktpotentiale bedingten Wert verschiebt, so ist das nur möglich, wenn für alle Quantensprünge die maximale Ausbeute gerade an der Stelle der kritischen Geschwindigkeit liegt, die für den betreffenden Übergang als Mindestenergie notwendig ist, oder an einer Stelle, die für alle Quantensprünge um den gleichen Voltbetrag nach höheren Geschwindigkeiten zu verschoben ist. Da die letztere Möglichkeit äußerst unwahrscheinlich ist, wird man

zu der durch die Extrapolation der Kurve angegebenen Deutung neigen. Ein Vergleich dieser Schlüsse mit denen, die Seeliger¹⁾ aus der Stärke der Lichtanregung an verschiedenen Stellen einer Entladungsbahn für die Anregungsfunktion zieht, ist nicht möglich, da meine Untersuchung den Bereich kleiner Elektronengeschwindigkeiten zum Gegenstand hat, während R. Seeliger in seinen Arbeiten sich mit dem Gebiete von 50 bis 200 Volt Geschwindigkeit beschäftigt.

Analoge Messungen, wie bei dem Hg-Druck von 0,45 mm sind auch bei tieferen Drucken ausgeführt worden. Hier fällt der oben erwähnte Fehler, daß noch Zusammenstöße im zweiten Kondensator stattfinden, fort. Dafür zeigt sich, daß die Elektronen sich nicht mehr so bewegen, daß alle Richtungen im Raume gleich oft vorkommen, vielmehr ist infolge der größeren freien Weglänge die Zahl der Stöße bereits so gering geworden, daß eine Vorzugsrichtung in Richtung des Feldes sich bemerkbar macht. Als Resultat ergibt sich ein Wert, der

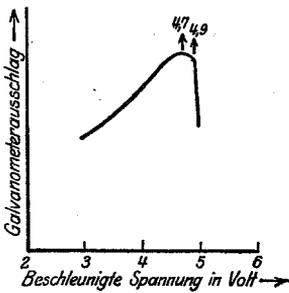


Fig. 12.

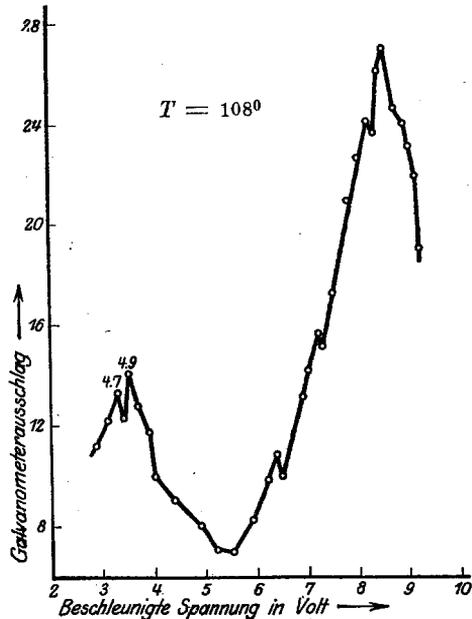


Fig. 13.

drei- bis fünfmal größer ist als der bei 0,45 mm Druck berechnete. Geht man zu höheren Drucken über, so sinkt der nach dem gleichen Rechenverfahren gewonnene Wert der Ausbeute wesentlich herunter. Eine Erklärung dieser Ergebnisse wird erst durch eine Theorie möglich sein, die von den erwähnten Vernachlässigungen frei ist.

Außer diesen vorläufigen Ergebnissen über die Anregungsfunktion der Linie 2536,7 Å.-E., die dem Übergang $1,5S - 2p_2$ entspricht, sollen

¹⁾ R. Seeliger, ZS. f. Phys. 2, 409, 1920.

noch einige Angaben gemacht werden, über den Übergang $1,5 S - 2 p_3$, der durch 4,7 Volt angeregt wird. Sein Auftreten ist zuerst von Franck und Einsporn¹⁾ lichtelektrisch und durch Aufnahme einer partiellen Stromspannungskurve nachgewiesen worden. In dieser Arbeit ist die partielle Stromspannungskurve noch einmal aufgenommen worden, da man auch daraus Schlüsse für die Anregungsfunktion dieses Quantensprunges ziehen kann. Würde sie sich nämlich ähnlich verhalten wie die Anregungsfunktion des 4,9 Volt-Quantensprunges, so müßten wir folgende partielle Stromspannungskurve erwarten (Fig. 12), wobei das Maximum bei 4,7 Volt und die Stelle des jähen Abfalls bei 4,9 Volt liegen muß. Aufgenommen wurde bei 108° jedoch die in Fig. 13 abgebildete Kurve. Die konstante Gegenspannung betrug zuzüglich eines geringen Kontaktpotentials 0,5 Volt. Daß bereits $\frac{1}{10}$ Volt nach dem Maximum bei 4,7 Volt wieder ein Ansteigen des Elektronenstromes erfolgt, ist so zu verstehen, daß der Anregungsbereich für den durch 4,7 Volt angeregten Übergang $1,5 S - 2 p_2$ sehr schmal sein muß, d. h. sich praktisch nur über wenige Zehntel Volt erstrecken kann. Ob dieses interessante Ergebnis im Zusammenhang damit steht, daß der Übergang $1,5 S - 2 p_3$ ein quantentheoretisch verbotener ist, möge dahingestellt bleiben.

Zusammenfassung:

Fassen wir den Inhalt obiger Ausführungen kurz zusammen, so ergibt sich, daß die Ausbeute an unelastischen Stößen, die zur Anregung der Resonanzlinie $2536,7 \text{ \AA.-E.}$ im Hg führen, also 4,9 Volt Energie an das Atom übertragen, bis zur Größenordnung von einigen Prozenten ansteigen kann.

Fernerhin wurde geschlossen, daß der Anregungsbereich für den Übergang $1,5 S - 2 p_3$, der durch 4,7 Volt angeregt wird, sich praktisch nur über wenige Zehntel Volt erstrecken kann.

Anscheinend liegt die maximale Ausbeute immer an der Stelle der kritischen Geschwindigkeit, die zur Anregung des betreffenden Quantensprunges als Mindestenergie erforderlich ist.

Der experimentelle Teil der Arbeit wurde im Kaiser Wilhelm-Institut für Physikalische Chemie und Elektrochemie in der damaligen physikalischen Abteilung ausgeführt.

Göttingen, Physikalisches Institut, Juli 1921.

¹⁾ J. Franck u. E. Einsporn, l. c.