

Über die volle differentiale Sekundärstrahlung in Luft für Elektronen mittlerer Geschwindigkeit¹⁾

Von E. Kipphan

(Mit 12 Figuren)

I. Einleitung

Bei der Untersuchung von Kathodenstrahlwirkungen in der Materie sind zwei Begriffe streng auseinanderzuhalten²⁾, derjenige des Strahls und derjenige des Elektronenwegs.

1. Als *Kathodenstrahl* oder kurz *Strahl* bezeichnet man eine Gesamtheit von Elektronen, die nach Richtung und Größe gemeinsame Mittelgeschwindigkeit haben. Die Strahllänge in einem Medium ist dann die in Strahlrichtung durchsetzte Schichtdicke desselben.

Der *Elektronenweg* ist demgegenüber die Länge der wirklichen Bahn des Einzelelektrons, die vom Strahlweg abweichen kann.

Betrachtet man im besonderen die Sekundärstrahlung in Gasen, so kommen einige weitere Gesichtspunkte hinzu:

2. Man kann die Zahl der Sekundärelektronen betrachten, die ein Primärelektron auf 1 cm Strahlweg im Parallelfall³⁾ erzeugen kann. Lenard nannte die so definierte Sekundärstrahlung die *direkte differentiale Sekundärstrahlung* s ; sie wird bei kleinem Gasdruck und im seitlich zum Strahl engen Raum gemessen, so daß nur Elektronen in Strahlrichtung zur Sekundärstrahlung beitragen können. Der Wert von s ist für

1) Dissertation aus dem Radiologischen Institut der Univ. Heidelberg, vorgelegt am 18. Juli 1931.

2) P. Lenard, Quantitatives über Kathodenstrahlen, 1925 (abgek.: Q. ü. K.) S. 44. P. Lenard u. A. Becker, Handbuch der Experimentalphysik. Bd. XIV (abgek.: Hdb. XIV). S. 50.

3) Q. ü. K. S. 44. Hdb. XIV. S. 50.

Primärgeschwindigkeiten von Trägerbildungsspannung bis 0,97 Lg bekannt.¹⁾

Statt nach der Sekundärstrahlung auf der Einheit des Strahlwegs kann man auch nach der gesamten Sekundärelektronenzahl fragen, die ein Elektron von bestimmter Anfangsgeschwindigkeit befreien kann, bis es die Fähigkeit, sekundärstrahlbildend zu wirken, verliert. Will man die Sekundärstrahlung unter diesem Gesichtspunkt messen, so verfährt man folgendermaßen: Man läßt Elektronen bekannter Geschwindigkeit in einen weiten Gasraum treten, in dem sie ihre Energie an die Gasmoleküle abgeben können, ohne die Wände zu erreichen. Die unter diesen Bedingungen von einem Elektron erzeugte Trägerpaarzahl wird die *volle totale Sekundärstrahlung* (S_0) genannt.²⁾

3. Schon lange vor der unmittelbaren Messung der totalen Sekundärstrahlung versuchte man, ihren Wert aus den vorhandenen Vorstellungen über die Elektronenwege im trüben Medium und der schon bekannten direkten differentialen Sekundärstrahlung zu berechnen.³⁾ Die so berechneten und die später gemessenen Werte der totalen Sekundärstrahlung stimmten jedoch nicht überein.⁴⁾ Die beobachteten Werte sind größer; es liegt dies daran, daß die Elektronen längere Wege zurücklegen können, als bei der Berechnung angenommen war. Bei der Messung des Absorptionskoeffizienten⁵⁾, der bei der Umrechnung benutzt wird, bezieht man sich aber nur auf Elektronen, die zum Strahl gehören, während die totale Sekundärstrahlung auch Wirkung (unecht) absorbierter Elektronen umfaßt, die außerhalb des Strahls sich befinden.

4. Will man die differentiale Sekundärstrahlung mit der totalen in Zusammenhang bringen, so muß man auch sie unter

1) Literaturzusammenstellung und Ergebnisse: Q. ü. K. S. 143f. Hdb. XIV. S. 224f. Neuere Arbeit: E. Buchmann, Ann. d. Phys. 87. S. 509. 1928.

2) Definition: Hdb. XIV. Zusammenstellung der bisherigen Ergebnisse: A. Eisl, Ann. d. Phys. 3. S. 277. 1929.

3) W. Kossel, Ann. d. Phys. 37. S. 407. 1912.

4) P. Lenard, Ann. d. Phys. 80. S. 17. 1926.

5) Definition und Meßmethode: Q. ü. K. S. 73f. Hdb. XIV. S. 136f.

denselben Bedingungen messen. Es kann dies folgendermaßen geschehen¹⁾: In dem im möglichst allseitig unbegrenzten Medium laufenden Strahl wird durch zwei parallele Netze eine Schicht begrenzt, die sich in Strahlrichtung 1 cm erstreckt, während sie senkrecht zum Strahl unbegrenzt sein soll. Das von diesen beiden Netzen umschlossene Volumen soll im folgenden mit „Meßschicht“ bezeichnet werden. Die in ihr erzeugte Sekundärstrahlung wird die *volle differentiale Sekundärstrahlung* (s_0) genannt; differential, weil die Sekundärstrahlung in Strahlrichtung auf die Einheit des Strahlwegs bezogen wird; voll, weil ein den Strahl nach der Seite verlassendes Elektron ungehindert von Meßraumwänden voll zur Sekundärstrahlenerzeugung ausgenutzt werden kann. Elektronen, die die Meßschicht vor ihrer vollständigen Ausnutzung verlassen, werden mit im folgenden zu prüfender Annäherung durch ebenso viele andere ersetzt, die aus den Nachbarschichten in die Meßschicht gelangen.

Es zeigte sich aber, daß der vollen Durchführung der Messungen auf dem angegebenen Weg Schwierigkeiten entgegenstehen, die zum Teil in der Natur der Dinge liegen. Hierbei konnten aber Ergebnisse erhalten werden, die neue Aufschlüsse über das Verhalten der Elektronen in Gasen liefern. Eine ausführliche Zusammenstellung der Ergebnisse befindet sich am Schluß der Arbeit.

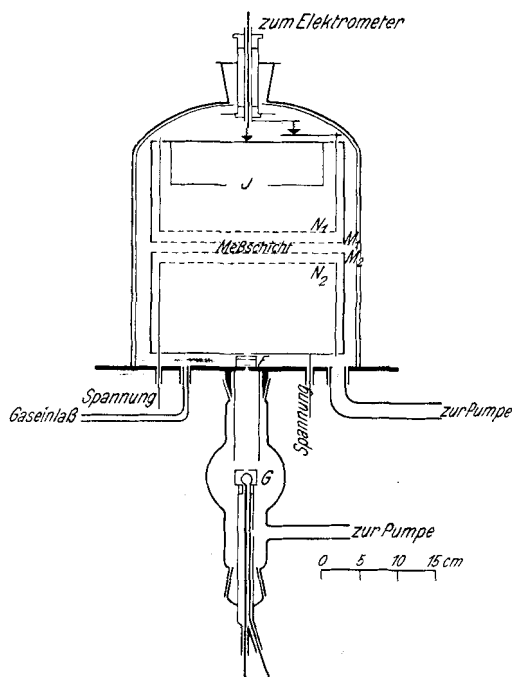
II. Versuchsanordnung und Meßweise

A. Strahlerzeugung

5. *Der Strahlerzeugungsraum* (Fig. 1) war gegen den Gasraum, in dem die Sekundärstrahlung gemessen wurde, durch ein Aluminiumfenster F abgeschlossen. Als Elektronenquelle diente ein Wolframdraht G , dessen Glühstrom einer isoliert aufgestellten Akkumulatorenbatterie entnommen wurde. Zur Zentrierung des Strahls befand sich in 1 cm Entfernung vom Glühdraht eine mit der Kathode verbundene Blende von 0,4 cm Öffnung. Die Glaswand der Röhre war durch ein eingeschobenes geerdetes Messingrohr vor dem Auftreffen von Elektronen geschützt.

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. 80. S. 21. 1926.

Als Spannungsquelle diente eine Stabilivoltanlage. Die Spannungsmessung erfolgte bis 54 kV mit einem Thomson'schen Hochspannungselektrometer, das eine Einstellung der Spannung auf 0,5 v. H. gestattete. Geeicht wurde es mittels eines hochohmigen Flüssigkeitswiderstandes und eines Galvano-



Versuchsanordnung

Fig. 1

möglichste Konstanz des Elektrolyten gesorgt. An der über das Galvanometer geerdeten Anode war das Glasrohr zwischen Flüssigkeitsoberfläche und Elektrodeneinschmelzung durch ein eingeschmolzenes, geerdetes Kupferrohr unterbrochen, wodurch ein Überkriechen von Ladung längs der Glasoberfläche zum Galvanometer unmöglich gemacht war. Vor und nach dem Anschluß der Elektrometerskalenteile an die Galvanometerausschläge erfolgte eine Eichung, indem die direkt gemessene

Das Widerstandsgefäß war eine Kapillare von 0,1 cm Durchmesser und 75 cm Länge; zur Aufnahme der Elektroden waren an beiden Enden rechtwinklig nach oben gebogene weitere Glasröhren angeschmolzen. Die Elektroden waren amalgamierte Cadmiumbleche, der Elektrolyt eine gesättigte Lösung von Jodcadmium in Amylalkohol.¹⁾

Durch Einschmelzen der Elektroden und Abschmelzen der Einfüllöffnung war für

1) W. Hittorf, Wied. Ann. 7. S. 553. 1879.

Spannung einer Akkumulatorenbatterie von 750 Volt an den Widerstand gelegt wurde.

Evakuiert wurde die Erzeugungsröhre durch ein hintereinandergeschaltetes Pumpenaggregat, bestehend aus einer Ölkapselpumpe, einer Quecksilbertrommelpumpe und einer einstufigen Glasdiffusionspumpe. Zwischen Diffusionspumpe und Röhre befand sich ein mit flüssiger Luft gekühltes Ausfriergefäß. Die Anode war in die Röhre eingekittet, nur die Kathode war der leichteren Erneuerung des Glühdrahts wegen mittels eines Schliffs eingeführt.

B. Der Beobachtungsraum

6. *Der Meßraum* (Fig. 1) wurde aus einem Pumpenteller und daraufgesetzter Glocke gebildet. Der Teller war eine eben gedrehte kreisrunde Messingplatte von 40 cm Durchmesser und 2 cm Dicke. Auf ihrer Unterseite war der Anodenschliff zentrisch eingelötet. Ein konisches Loch, das oben 0,1 cm Mindestdurchmesser hatte und dort durch die aufgekittete Fensterfolie verschlossen war, ließ den Strahl vom Erzeugungsraum in den Meßraum treten. In eine zentrisch um die Fensteröffnung gedrehte Rille konnten Blendenrohre gesteckt werden, so daß eine beliebig scharfe Ausblendung des aus dem Fenster diffus austretenden Strahls möglich war. In vier weiteren Durchbohrungen des Tellers waren Messingröhren eingelötet, in die das zur Pumpe führende Rohr, die Gas-einlaß- und Manometerleitung und die Spannungszuführungen eingekittet waren. Um möglichste Dampffreiheit zu erzielen, waren die Kittungen an der Vakuumseite mit Schellack ausgeführt und nur gegen die atmosphärische Luft zu mit dicht schließendem Kitt überzogen. Auch die Kittung des Fensters war mit Schellack überschmolzen. Die Glocke wurde ohne Dichtungsmittel an ihrer Schlifffläche auf den Teller aufgesetzt; dann wurde außenherum ein Kittwulst aufgeschmolzen.

Die Glocke konnte durch eine 4stufige Stahldiffusionspumpe evakuiert werden, die als Vorpumpe eine schnell wirkende Ölkapselpumpe hatte. Da eine Meßreihe aus abwechselnden Messungen im Gas und im Vakuum sich zusammensetzte, so war zur schnellen Evakuierung des Raumes eine kurze, weite Verbindung zwischen Glocke und Pumpe nötig. Das ver-

bindende Rohr hatte 2,6 cm Innendurchmesser; die Bohrung des wegen der Gasmessung notwendigen Abschlußhahns gegen die Pumpe betrug 2,0 cm. Zwischen Hahn und Beobachtungsraum war eine große, mit flüssiger Luft gekühlte kugelige Quecksilberdampffalle eingeschaltet. Als Druckmesser diente ein Kompressionsmanometer bzw. ein gewöhnliches offenes Quecksilbermanometer. Das zu untersuchende Gas wurde über Phosphorpentoxyd und durch ein in flüssige Luft tauchendes Kühlrohr in die Glocke eingelassen. Zur schnellen Einbringung immer derselben Gasmenge war die Zuleitung durch Hähne in mehrere Abteilungen geteilt.

Auf dem Teller war die *Meßanordnung* aufgebaut. Auf drei Bernsteinfüßchen saß eine Messingkreisscheibe von 25 cm Durchmesser und 0,4 cm Dicke. In der Mitte trug sie eine konische Bohrung von 0,9 cm Mindestdurchmesser zum Durchtritt des Strahls. Am Umfang der Scheibe waren senkrecht zu ihr vier Stäbe von 13 cm Länge eingeschraubt, die einen ebenen Messingring trugen, auf den das Netz aufgelötet war. Die Seitenwand dieses Käfigs bildete ein um die Stäbe gelegter dünnwandiger Zylinder aus Messingblech. Dieser Mantel konnte seitlich geöffnet werden, so daß das Käfiginnere für Variationen zugänglich war, ohne daß die gesamte Anordnung auseinandergenommen werden mußte. In den Ring waren drei Bernsteinsäulchen eingelassen, auf denen auf Stellschraubchen ein gleichdimensionierter Käfig ruhte, jedoch mit dem Netz an der Unterseite. Durch diese beiden Netze wurde die Meßschicht begrenzt. Der obere Käfig diente außer als Netzhalter zugleich als Auffangkäfig für die Primärelektronen. Die Netze hatten einen Durchmesser von 21 bzw. 23 cm; ihr Material war eine Kupfer-Silberlegierung; die Drahtdicke betrug 0,05 mm, die Maschenweite 1 mm².

Zur Elektrizitätsmengenmessung (Schaltung vgl. Fig. 2) war der obere Käfig mit einem Binantelektrometer verbunden, das durch zuschaltbare Kapazitäten auf verschiedene Mengenempfindlichkeit gebracht werden konnte. Mit der Elektrometeranordnung war dauernd ein Influenzierungskondensator in Verbindung, so daß die Kapazitätsverhältnisse genau bestimmt werden konnten. Die Elektrometerleitungen wurden bernsteinisoliert durch den oberen Tubus der Glocke geführt;

der Kontakt zwischen den in die Glocke eingekitteten Teilen und dem auf dem Teller aufgebauten oberen Käfig und seinem (weiter unten erwähnten) Innennetz N_1 wurde beim Überstülpen der Glocke hergestellt. Zwei durch Spiralfedern mit den entsprechenden Elektroden der Glocke in Verbindung stehende Messingklötze trugen als Füße je drei eingelötete Nähnadeln, mit denen sie sich auf den Käfig bzw. auf ein von dem Käfig isoliertes, mit dem Innennetz verbundenes Blech aufsetzten. Durch den hohen Druck unter den Nadelspitzen wurde guter Kontakt gewährleistet.

Inneneinrichtung der Glocke, Elektrometer und Zuleitungen waren elektrostatisch geschützt.

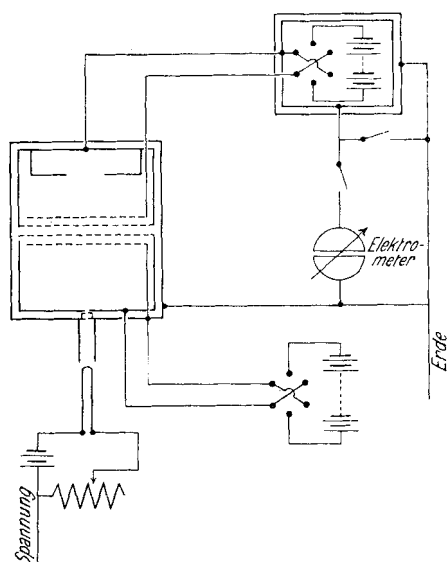
7. Wegen der größeren *Konstanz der Strahlintensität* wurde auch während einer langen Meßreihe Glühstrom und Spannung nie von der Kathode abgeschaltet. Die Messung einer bestimmten Elektrizitätsmenge erfolgte dann so, daß das mit dem Auffangekäfig verbundene Elektrometer durch Erden des Käfigs auf das Potential 0 gebracht wurde, während am unteren Netz eine positive oder negative Spannung lag. Darauf wurde die Erdung aufgehoben, und nach einer gemessenen Zeit das Elektrometer vom Käfig getrennt und letzterer wieder geerdet. Dadurch wurde eine durch Influenzierung störende Weiteraufladung des Elektrometers vermieden. Hatte sich der Ausschlag am Elektrometer eingestellt, so wurde es wieder mit dem geerdeten Käfig verbunden.

C. Trägermessung

8. Bei der Trägermessung sollte das zwischen den 1 cm voneinander entfernten Netzen angelegte Feld die Träger des einen Vorzeichens, die in der Meßschicht entstanden, zum Elektrometerskäfig treiben, worin sie zusammen mit der Primärintensität gemessen werden sollten. Bei dieser einfachen Netzanordnung zeigte sich jedoch, daß die meßbare Elektrizitätsmenge nicht ausschließlich durch die Vorgänge in der Meßschicht bedingt war, sondern daß auch Beiträge aus dem an die Schicht angrenzenden Gasvolumen auftraten, woraus auf nicht genügende elektrische Abgrenzung der Meßschicht zu schließen war. Es war zunächst an *Kraftliniendurchgriff* an den Netzen als Ursache dieser Erscheinung zu denken; In-

fluenzierungen durch ein solches Netz hindurch ergaben aber, daß auf eine 0,3 cm hinter dem Netz befindliche Platte nur noch 2 Proz. der Menge influenziert wurde, die das Netz empfing. In größerer Entfernung hinter dem Netz nahm die influenzierte Menge schnell ab. Die beobachtete Störung war demnach weniger auf durchgreifende elektrische Felder als offenbar auf *Trägerdiffusion* zurückzuführen.

Zwei Wege standen danach noch zur Verfügung, um Träger aus dem Käfiginnern von der Meßschicht fernzuhalten. An Stelle der Netze wurden dünne Aluminiumfolien (0,0005 mm)



Schaltanordnung

Fig. 2

zur Schichtbegrenzung gewählt; diese stellen für Elektronen der betrachteten Geschwindigkeit praktisch kein Hindernis dar, während sie langsame Elektronen und Träger zurückhalten. Da hierbei aber die Diffusion des Strahls im Gas (vgl. Abschn. 19) überlagert wurde von einer in den Folien hinzukommenden, so wurde diese Methode wegen der größeren Korrekturen, die an den Beobachtungswerten anzu bringen gewesen wären, wieder verlassen. Die zweite Möglichkeit der

Beseitigung fremder Träger war die Anbringung von *Feldern* im Innern der Käfige, welche die außerhalb gebildeten Träger verhinderten, in die Meßschicht zu diffundieren.

Durch geeignete Anordnung der trägerverzehrenden Felder konnte man auch den geringfügigen Kraftliniendurchgriff als Fehlerquelle vollständig ausschalten. Der Abstand der Meßschichtnetze betrug 1,00 cm. Stellte man im Innern der Käfige

jedem Netz in ebenfalls 1 cm Entfernung ein gleichbeschaffenes Netz gegenüber (vgl. Fig. 2), das das Potential des Gegenkäfigs hatte, so war der Einfluß des Kraftliniendurchgriffs auf die differentiale Sekundärstrahlung vollständig beseitigt. Griff eine Kraftlinie der Meßschicht ins Innere eines Käfigs durch und führte so zuviel Träger zum Elektrometer, so griff dafür auch eine Kraftlinie des Gegennetzes in die Meßschicht hinein und führte aus der Meßschicht genau so viele Träger weg, die dann bei der Elektrometermessung fehlten. Im Innern des oberen Käfigs mußten die Träger beider Vorzeichen zum Elektrometer geführt werden, so daß sich ihre Ladungen aufhoben. Dazu mußte die das Innenfeld erzeugende Spannungsquelle mit dem Elektrometer in Verbindung sein. Als Spannungsquelle war eine leichte Trockenbatterie gewählt, die auf einem durch Bernsteinfüße isolierten Schemel stand. Über eine gleichfalls isolierte Quecksilberwippe wurden die beiden Pole der Batterie zu dem Käfig und seinem Innennetz geführt. Batterie und Wippe standen in ihrerseits elektrostatisch geschützten Blechkästen, die mit dem einen Pol der Batterie leitend verbunden waren. Die statische Aufladung dieser Kästen wurde mit dem Elektrometer gemessen. Durch die metallische Oberfläche wurde Rückstandsbildung vermieden (vgl. Fig. 2).

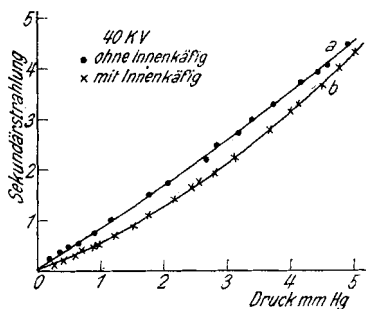
Die Felder waren so gewählt, daß Sättigung des Trägerstromes eintrat aber noch keine Trägerbildung durch schnell bewegte Elektrizitätsträger. Die Felder waren 20 Volt/cm für 0,01 mm Hg bis 70 Volt/cm für 10 mm Hg-Druck.

D. Messung der Primärintensität

9. Die in der Meßschicht gebildete Trägerzahl soll auf die dort vorhandene Intensität bezogen werden. Die Aufladung eines Faradaykäfigs ist ein Maß für die *Strahlintensität* an seiner Öffnung. Trifft jedoch bei der benutzten Anordnung der Strahl auf den Boden des Auffangekäfigs auf, so bleiben nicht alle Elektronen im Käfig, sondern ein Teil der von der Auffangefläche rückdiffundierenden Elektronen kann infolge der hier angewandten weiten Netzöffnung den Käfig wieder verlassen und noch einmal die Meßschicht durchlaufen. Sie entziehen sich also der Primärintensitätsmessung, während sie

andererseits wiederholt zur Trägerbildung beitragen. Beide Fehler wirken in dem Sinn, daß die differentiale Sekundärstrahlung zu groß erscheint (vgl. Kurve *a* der Fig. 3).

Der größte Teil der rückdiffundierenden Elektronen kann durch eine geeignet hinter der Meßschicht befestigte Blende *I* am nochmaligen Erreichen der Schicht gehindert werden. Im



Einfluß der Rückdiffusion

Fig. 3

Elektrometerkäfig ist zu diesem Zweck ein innerer, meist 5,5 cm tiefer Käfig mit enger Öffnung angebracht (vgl. Fig. 1). Der aus der Blendenanordnung sich ergebende geometrische Strahldurchmesser betrug an der Stelle der 6 cm weiten Öffnung des Innenkäfigs 1,5 cm. Die Zentrierung des Strahls auf den Innenkäfig wurde durch eine Strahlphotographie geprüft. An die Außenseite des Innenkäfigs wurde eine gegen Lichtwirkung

durch elektronendurchlässige Aluminiumfolie geschützte photographische Platte geklemmt und im Vakuum bestrahlt. Aus der Lage des geschwärzten Strahlflecks konnte ersehen werden, daß der Strahl wirklich in den Innenkäfig eintrat. Mit dieser Anordnung wurde die Kurve *b* der Fig. 3 beobachtet, die eine geringere Sekundärstrahlung anzeigt. Verschloß man den Innenkäfig durch ein Messingblech, so fand an dieser Auffangefläche Rückdiffusion statt, und es wurde wieder die erhöhte differentiale Sekundärstrahlung der Kurve *a* gemessen, ein Zeichen, daß Elektronen mehrmals die Schicht durchlaufen haben. Durch verschiedene Variationen war es möglich zu prüfen, wie weit auch bei offenem Innenkäfig eine Wirkung der rückdiffundierten Elektronen noch merklich war. Eine Vergrößerung der Öffnung von 3 cm auf 6 cm Durchmesser brachte keine Änderung der gemessenen Sekundärstrahlung mit sich; ebenso war ein Berußen des Käfigbodens einflußlos. Ersetzte man die messingene Innenblende durch eine ebensolche aus Aluminium, so ergab sich auch keine Änderung der gemessenen Sekundärstrahlung. Da die Rückdiffusionskonstante

von Messing 0,43 und die von Aluminium 0,28 beträgt¹⁾, so hätte sich bei dieser Variation eine an der Vorderseite stattfindende Rückdiffusion bemerkbar machen müssen. Schließlich fand sich, daß auch die Verringerung der Tiefe des Innenkäfigs von 5,5 cm auf 2,0 cm, wie sie für einige Versuche erforderlich war, keine vermehrte Rückdiffusion in merklicher Weise mit sich brachte.

Eine Störung der Messung durch rückkehrende Elektronen konnte demnach bei der gewählten Anordnung in allen Fällen als beseitigt gelten.

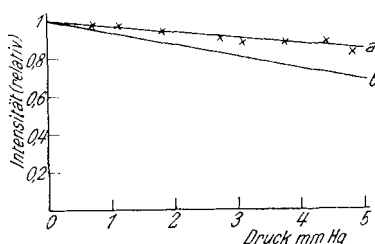
a) Intensitätsmessung im Gas

10. Die Intensität, auf die der in der Meßschicht vorhandene Trägerstrom bezogen werden sollte, wäre am einfachsten durch eine *direkte Messung der Primärintensität im Gas* zu finden gewesen. Bei demselben Gasdruck, bei dem die Träger gemessen wurden, müßte man dann auch die Elektrizitätsmenge bestimmen, die durch die Primärelektronen allein zum oberen Käfig geführt wurde. Da durch Felder zwischen Elektrometerkäfig und Umgebung im leitenden Gas auch Träger des einen Vorzeichens zum Elektrometer getrieben wurden, so waren alle Felder zu vermeiden. Die Innennetze waren mit ihren Käfigen auf dem gleichen Potential; in der Meßschicht war auch die Kontaktpotentialdifferenz durch Anlegen einer Gegenspannung kompensiert. Die Bestimmung der Kontaktpotentialdifferenz geschah durch Isolation des Elektrometers und Messung seiner Aufladung, während das Gas der Meßschicht durch Bestrahlen leitend erhalten wurde. Da auch das Feld des sich aufladenden Elektrometers störend wirkte, so wurde die Intensitätsmessung mittels Galvanometers versucht. Aber trotz dieser Feldfreiheit konnte keine Intensitätsmessung im Gas genügend genau durchgeführt werden; kleine Änderungen der Kontaktpotentialdifferenz, die ständig auftraten, wohl durch Temperaturänderungen, brachten sofort einen großen Fehler mit sich; bei den benutzten hohen Gasdrucken und den breiten sich gegenüberstehenden Netzflächen überlagerte auch bei schwachem Feld ein Trägerstrom von der Größe des Elektronenstroms den letzteren.

1) Q. ü. K. S. 233; Hdb. XIV. S. 368.

b) Intensitätsmessung im Vakuum

11. Ohne Fälschung durch Träger konnte die in die Meßschicht gelangende Intensität im hohen Vakuum gemessen werden, wobei dann die im Gas noch vorhandene Intensität nach dem Absorptionsgesetz errechnet werden konnte. Der Einfluß der im verdiffundierenden Strahl über dem Aluminiumfenster sich befindenden Blenden auf die Intensitätsabnahme im Gas mußte mit einer besonderen Meßanordnung bestimmt werden. Zu diesem Zweck wurde unmittelbar über diesen Blenden ein Paraffinkondensator¹⁾ angebracht, mit dem bekanntlich Inten-



Intensitätsabnahme

Fig. 4

sitätsmessungen im leitenden Gas möglich sind. Der Abstand zwischen der letzten Blende und der Auffangfläche des Kondensators war 0,4 cm, der Durchmesser der Auffangfläche 0,6 cm. Mit dieser Anordnung konnte die aus den Blenden austretende Strahlintensität nacheinander im Vakuum und bei Gasdruck gemessen und das Schwächungsverhältnis durch das Gas bestimmt werden.

Die weitere Intensitätsverringerung auf dem Gasweg bis zur Meßschicht war nach dem Absorptionsgesetz zu berechnen. Das Ergebnis solcher Bestimmungen wird durch Fig. 4 veranschaulicht. Kurve *a* zeigt die mit dem Kondensator gemessene Intensitätsabnahme mit wachsendem Gasdruck unmittelbar über den Blenden, während Kurve *b* die in der Meßschicht wirksame Intensität bei variierten Gasdrucken angibt.

c) Intensitätsbestimmung aus dem Trägerunterschied

12. Ein direkterer und darum auch genauerer Weg ist die gleichzeitige Messung der Primärintensität und der Träger, die in der Schicht gebildet werden. Ist $-e$ die Primärintensität und $+T$ bzw. $-T$ die Trägerzahl eines Vorzeichens, so ist die gemessene Ladung für negatives unteres Netz

$$E_1 = -e - T$$

1) A. Becker, *Ann. d. Phys.* **13**. S. 394. 1904; *Hdb.* XIV. S. 84.

und für positives unteres Netz

$$E_2 = -e + T.$$

Daraus ergibt sich

$$-e = \frac{E_1 + E_2}{2}, \quad |T| = \frac{E_1 - E_2}{2}.$$

Die nach dieser und der vorigen Methode gefundenen Primärintensitäten stimmen für Drucke bis 0,5 mm Hg überein; bei höheren Drucken blieb die aus der Vakuumintensität errechnete Intensität etwas hinter der durch den Mengenunterschied $E_1 - E_2$ gemessenen zurück. Wegen der größeren Einfachheit und Sicherheit des letzten Weges wurde hauptsächlich dieser benutzt. Die Errechnung aus der Vakuumintensität diente nur zur gelegentlichen Kontrolle; bei manchen Variationen der Käfige konnte sie wegen veränderter Blendenanordnung auch gar nicht angewendet werden.

Auch bei bestmöglichem Vakuum ($p < 10^{-4}$ mm Hg) ergab sich beim Umkehren des Feldes zwischen den Netzen eine Änderung der gemessenen Elektrizitätsmenge um 5 Proz. Diese Änderung konnte durch Träger eines *Dampfrestes* und durch *Sekundärstrahlung der Netze* verursacht sein. Durch Variationen der Meßschichtdicke und der Drahtmenge der Netze konnte die Herkunft dieser Elektrizitätsmengen bestimmt werden. Verdoppelte man nämlich den Netzaabstand, ließ jedoch die Drahtzahl unverändert, so ergab sich auch fast eine Verdopplung der Änderung bei der Feldumkehr. Die Änderung war also überwiegend einem Dampfrest zuzuschreiben. Umgekehrt brachte eine Verdopplung der Drahtzahl bei gleichem Netzaabstand eine kleine Zunahme der Änderung mit sich. Bei der Bestimmung der Intensität aus dem Trägerunterschied bewirken Netzstrahlung und Dampfrest eine geringfügige Verschiebung der Kurve nach oben, so daß sie nicht nach dem O-Punkt zielt. Wurde die Primärintensität jedoch im Vakuum bestimmt, so wurde nach der im Gas angewandten Methode die gemessene Intensität von dem kleinen Einfluß der Träger befreit:

$$E_1 = -e - T_{\text{Dampf}} - \sigma_u,$$

$$E_2 = -e + T_{\text{Dampf}} + \sigma_o.$$

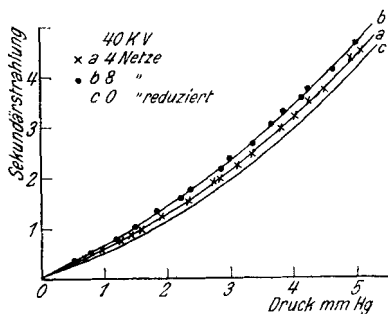
$\sigma_u = \sigma_o$, die Sekundärstrahlung des unteren Netzes wurde gleich der des oberen angenommen:

$$-e = \frac{E_1 + E_2}{2}.$$

E. Netzeinfluß

13. Die in der Meßschicht erzeugte Trägerzahl hing auch davon ab, wieviel Netze der Strahl bis zu seinem Eintritt in die Schicht durchlaufen mußte. Außer durch ihre Sekundärstrahlung konnten die Netze noch durch zwei andere Einwirkungen den Strahl verändern. Elektronen, die Wege in den Netzdrähten zurücklegten, können eine Änderung sowohl ihrer Richtung als auch ihrer Geschwindigkeit erfahren. Beide

Fehler vergrößern den Wert der differentialen Sekundärstrahlung. Die notwendige Zahl der Netze im Strahlweg betrug vier. Verdoppelte man nun die Drahtzahl der Netze, indem man auf jedes Netz ein gleichbeschaffenes so legte, daß sich die Drähte nicht deckten, so wurde der Fehler verdoppelt. Eine Veränderung der Meßschicht trat durch die Doppelnetze nicht ein,



Netzeinfluß auf die Messung

Fig. 5

da ja der Kraftliniendruckgriff kompensiert war, also die Maschenweite einflußlos war. Ist die differentiale Sekundärstrahlung für 4 und für 8 Netze bekannt, so kann man ihren Wert für 0-Netze extrapolieren.

Fig. 5 zeigt die von der Intensitätseinheit innerhalb der Meßschicht erzeugte Sekundärstrahlung als Funktion des Gasdrucks; bei Kurve *a* befanden sich 4 Netze im Strahlweg, während Kurve *b* mit 8 Netzen gewonnen wurde. In Kurve *b* sind die Ordinaten für gleichen Druck gegenüber denen der Kurve *a* erhöht. Mit steigendem Druck wird die relative Ordinatendifferenz beider Kurven kleiner, da dann die Strahldiffusion in dem vor der Meßschicht sich befindenden Gasweg

von 13 cm (vgl. Abschnitt 14) die diffundierende Wirkung der Netze übertrifft. Subtrahiert man von den Ordinaten der Kurve 1 die Ordinatendifferenz, also die Steigerung der Sekundärstrahlung infolge der 4 Netze, so ergibt sich Kurve c, die den von allen Netzeinwirkungen befreiten Gang der Sekundärstrahlung mit dem Druck zeigt.

Für drei auseinanderliegende Geschwindigkeiten wurde so der Netzeinfluß gemessen, und daraus wurde für die übrigen benutzten Strahlgeschwindigkeiten sein Wert durch Interpolation bestimmt.

Bei den Gasmessungen ist noch die Mitwirkung *lichtelektrischer Wirkung* des leuchtenden Gases auf die Netze möglich. Aber bekanntlich wird bei den benutzten Strahlgeschwindigkeiten nur ein gegen die für Sekundärstrahlung verbrauchte Energie geringfügiger Teil der Energie für Lichtemission verbraucht.¹⁾ Ein Gasleuchten konnte auch nicht wahrgenommen werden. Da beide Netze der Meßschicht gleich viel Metalloberfläche hatten, so ist die etwa vorhandene Lichtwirkung auf beide Netze gleich groß; sie äußert sich bei der elektrometrischen Messung als eine Erhöhung der Trägermenge. Bei der Bestimmung der Primärintensität aus dem Trägerunterschied fällt sie infolge der Differenzbildung heraus. Der Einfluß auf die Trägermessung wird ebenfalls durch die Messung mit einfachen und doppelten Netzen eliminiert.

III. Ergebnisse

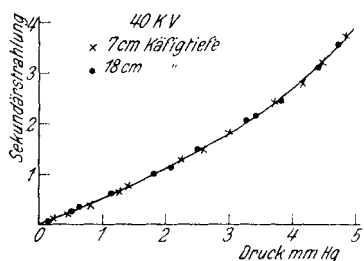
Die jetzt zu betrachtenden Kurven wurden in Luft bei einer Strahlgeschwindigkeit von 40 kV erhalten. Abszisse ist Druck in mm Hg, Ordinate die in der Meßschicht erzeugte Sekundärstrahlung, die auf die Einheit der in die Schicht eintretenden Intensität bezogen ist. Da für den Vergleich der Kurven untereinander die kleine Parallelverschiebung, die durch den Dampfrest und den Netzeinfluß bedingt ist, keine Rolle spielt, so sind diese Korrekturen zunächst noch nicht angebracht.

A. Variation der Käfigtiefen

14. Die Gasräume auf beiden Seiten der Meßschicht sollten dazu dienen, die aus der Schicht ausscheidenden Pri-

1) Q. ü. K. S. 169.

märelektronen durch ebenso viele in die Schicht eindringende zu kompensieren. Durch Variation der Käfigtiefen und des



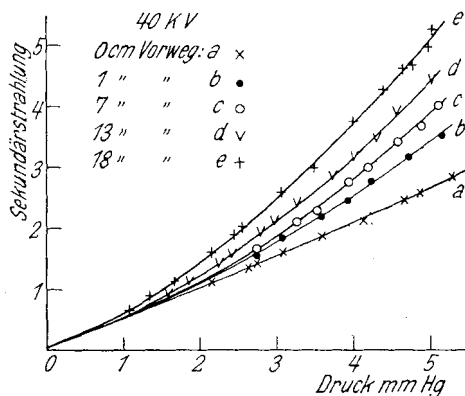
Einfluß der oberen Käfigtiefe
Fig. 6

Gasdrucks konnte man finden, ob die benutzten Räume ausreichend waren.

Bei der Variation der Tiefe des oberen Käfigs befand sich die Meßschicht 2,3 cm über der letzten Blende; der Elektrometerkäfig war 7 cm bzw. 18 cm tief. Der Innenkäfig hatte beide-mal eine Tiefe von 2 cm und 5,5 cm Öffnung. Die in der Schicht gemessene Sekundär-

strahlung (vgl. Fig. 6) zeigt sich unabhängig von dem über der Schicht befindlichen Gasvolumen.

Die Variation der Tiefe des unteren Käfigs erfolgte durch Entfernungsänderungen zwischen letzter Blende und Meß-



Einfluß der unteren Käfigtiefe (Vorweg)
Fig. 7

schicht; es wurden dazu im Käfiginnern in der gewünschten Tiefe weitere Blenden eingesetzt, so daß der für die unbehinderte Strahldiffusion verfügbare Vorraum nur von der letzten dieser Blenden bis zur Meßschicht zu rechnen war. Die Tiefe dieses Raumes wurde in den einzelnen Fällen zu 0¹⁾, 1²⁾, 7, 13 und 18 cm gewählt. Der

obere Käfig behielt dabei unverändert eine Tiefe von 13 cm, der Innenkäfig eine solche von 6 cm bei 5,5 cm Öffnung. Die Primärintensität wurde aus dem Unterschied der Elektrizitäts-

1) Die Strahlblende lag hierbei auf dem Netz M_2 (Fig. 1).

2) Die Strahlblende lag hierbei auf dem Netz N_2 (Fig. 1).

mengen bei gewendetem Feld bestimmt. Die mit diesen Anordnungen beobachtete Sekundärstrahlmenge als Funktion des Gasdrucks ist in den Kurven der Fig. 7 wiedergegeben, in denen zur Vermeidung von Verwirrung nur ein Teil der Beobachtungspunkte eingetragen ist. Die Beobachtungen sind wegen der mit dem Druck wachsenden Schwierigkeit der Intensitätsmessung nur bis zu Drucken von 5 mm verfolgt worden.

Die mit fehlendem Vorweg gemachten Messungen (Kurve *a*) zeigen einen nahezu linearen Zusammenhang zwischen Sekundärstrahlung und Gasdruck. Mit wachsendem Vorweg weichen die Kurven mehr und mehr davon ab, derart, daß zunächst der Anfangsverlauf noch nahezu unverändert bleibt, während mit wachsendem Druck die gemessene Sekundärstrahlung immer mehr beschleunigt zunimmt. Auffällig ist der erhebliche Einfluß, welchen der Ersatz des Vorwegs 0 durch den Vorweg 1 cm ausübt, während weitere Vorwegsteigerung sich relativ weniger bemerkbar macht.

Der erste Anstieg der Kurve *a* darf offenbar der im Parallellfall der Strahlung erzeugten Sekundärstrahlung in der Meßschicht, d. h. der direkten differentialen Sekundärstrahlung zugeschrieben werden. Der mit wachsendem Druck sich bemerkbar machende beschleunigte Anstieg der Kurve zeigt die allmählich einsetzende Diffusion des Strahles an. Die Größe des Diffusionseinflusses auf 1 cm Strahlweg ist andererseits aus der Verschiedenheit zwischen den Kurven *a* und *b* zu ersehen. Im Hinblick auf die Größe dieses Unterschieds fällt die Geringfügigkeit der Krümmung der Kurve *a* auf.

Man muß offenbar schließen, daß neben der vermehrten Trägerbildung infolge der Wegverlängerung der Elektronen innerhalb der Meßschicht ein gewisser Elektronenverlust wegen der begrenzten Breite der ganzen Käfiganordnung auftritt. Die Annahme, daß letzterer bei wachsenden Vorwegen sich immer stärker geltend macht, erklärt es dann auch, daß die beobachtete Sekundärstrahlung trotz gesteigerter Elektronenwege in der Schicht doch mit dem Vorweg erheblich verzögert wächst.

B. Variation der Meßschichtbreite

15. Über den *Einfluß der seitlichen Strahlbegrenzung* konnten besondere Versuche mit eingeführten Blenden Auf-

schluß geben. Erfolgen die Elektronenwege im Gas ohne Störungen durch die Käfigwände, so darf eine Vergrößerung oder eine geringe Verkleinerung des Meßschichtdurchmessers an der zu messenden Sekundärstrahlung nichts ändern. Die Blenden waren dünne Messingscheiben von 10 cm bzw. 1 cm lichter Weite, die auf das Netz M_2 aufgelegt wurden. In Strahlrichtung blieben die Abmessungen der Käfige unverändert. Durch diese Blenden wurden alle Elektronen, die außerhalb eines Zylinders liefen, den man sich durch ihre Öffnung gelegt denken kann, an dem Eindringen in die Schicht verhindert, sofern sie nicht schon wieder Geschwindigkeitskomponenten auf die Strahlachse zu hatten. Da jedoch nur entschieden werden sollte, ob überhaupt und bei welchem Druck Elektronen außerhalb des Strahles waren, so genügte diese Anordnung. Gegen den Gasraum des oberen Käfigs wurde die Meßschicht am Rande nicht gedeckt, da ja die Tiefe des oberen Käfigs einflußlos auf die in der Schicht gemessene Sekundärelektronenzahl war.

16. Bei aufgelegten Ringen war die Metalloberfläche der beiden Meßschichtbegrenzungen verschieden groß; die *lichtelektrische Wirkung* konnte jetzt an ihnen verschieden sein und sich nicht mehr herausheben. Der Einfluß dieses Fehlers konnte für den Netzdurchmesser 9,4 cm durch Primärintensitätsmessungen im Vakuum abgeschätzt werden. Rechnete man mit deren Hilfe die Zahl der positiven und der negativen Träger getrennt aus, so ergaben sich für Drucke unter 2 mm Hg übereinstimmende Werte. Wäre lichtelektrische Wirkung am unteren Blech in merklicher Menge an der gemessenen Sekundärstrahlung beteiligt gewesen, so wäre bei negativem unterem Käfig eine erhöhte Trägerzahl gemessen worden. Für höhere Drucke versagte diese Entscheidung, da sich hier schon die abschirmende Wirkung der Blende auf den diffundierten Strahl bemerkbar machte. Für den Netzdurchmesser 1 cm wurde die Einflußlosigkeit der lichtelektrischen Wirkung anderweitig geprüft. Es wurden zwei Anordnungen verwandt: Bei der einen lag die Blende auf dem unteren Meßschichtnetz, ihre lichtelektrischen Elektronen wurden mitgemessen. Bei der zweiten Anordnung lag die Blende auf dem unteren Innennetz, das dauernd 4 Volt positiver gehalten wurde als der

obere Käfig, so daß keine lichtelektrischen Elektronen von der Blende zum Elektrometerkäfig gelangen konnten. Die mit diesen beiden Anordnungen gewonnenen Kurven zeigen nur solche Verschiedenheit, wie sie der bei der zweiten Anordnung benutzte Vorweg bedingt. Beidemale ergab sich also keine wesentliche lichtelektrische Wirkung an der aufgelegten Blende.

17. Fig. 8 zeigt die Sekundärstrahlung bei 13,5 cm Vorweg und drei verschiedenen Netzdurchmessern. Man erkennt, daß schon bei 0,6 mm Hg eine Verbreiterung des Netzdurchmessers von 10 cm auf 23 cm einen Einfluß auf die in der Schicht gebildete Trägerzahl hat. Da die Sekundärstrahlung auf die in der Schicht gemessene Intensität bezogen ist, so ist ersichtlich, daß die Blende äußere Elektronen abhält, die zwischen den Netzen entweder durch geringere Geschwindigkeit oder durch schiefere

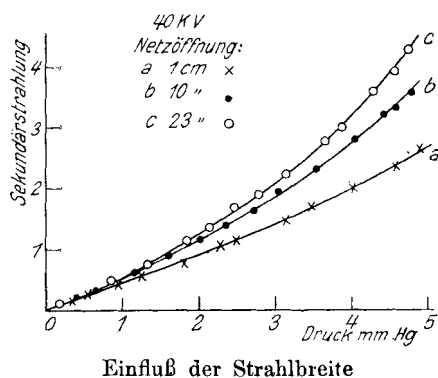
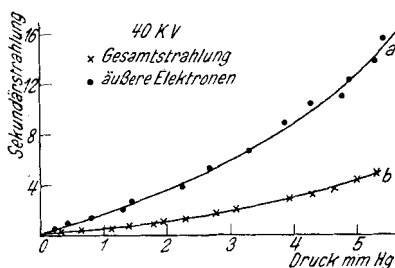


Fig. 8

Wege stärker sekundärstrahlbildend gewirkt hätten. Kennt man die Zahl der vom Ring abgehaltenen Elektronen im Verhältnis zur Gesamtelektronenzahl, so kann man angeben, wievielfach wirksamer ein äußeres Elektron ist als ein inneres. Zur direkten Messung der auf den Ring treffenden Elektronen war keine Einrichtung getroffen, eine Abschätzung der Zahl der abgeschirmten Elektronen ist jedoch möglich: Die Abnahme der Intensität in der Schicht in Abhängigkeit vom Gasdruck ist bekannt, sowohl ohne Ring als auch mit Ring. Der Unterschied zweier Intensitäten bei gleichem Druck rührt dann von den Elektronen her, die der Ring abblendet. Da sich bis zu Drucken von 3 mm Hg kein sicher angebbarer Unterschied des Intensitätsabfalles zeigt, so ist die vermehrte Sekundärstrahlung außerhalb des Strahls nur wenigen, dafür aber wirksameren Elektronen zuzuschreiben.

18. Anstatt der Elektronen des Strahls kann man auch die *Elektronen außerhalb des Strahls* allein zur Trägererzeugung benutzen. Dazu wurde im unteren Käfig eine zentrale Scheibe angebracht, die den Strahl abfangen und nur solche Elektronen in die Meßschicht gelangen lassen sollte, die sich schon um eine Strecke größer als der Scheibenhalmesser von der Strahlachse entfernt hatten. Um möglichst wenig Elektronen von dem Auffangeblech wieder in das Gas rückdiffundieren zu lassen, wurde sein Material und seine Gestalt geeignet gewählt.



Messungen mit Zentralblende

Fig. 9

Der Strahl wurde durch einen Käfig mit enger Öffnung aufgefangen; dieser Käfig war wegen der kleinen

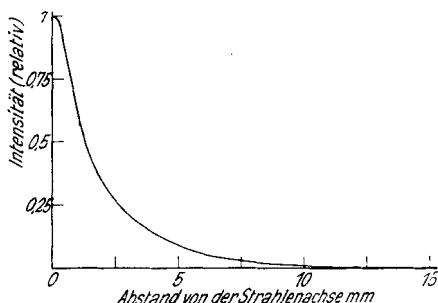
Rückdiffusionskonstanten des Aluminiums aus diesem Material angefertigt; um seine Sekundärstrahlung zurückzuhalten, war er 30 Volt positiv gegen seine Umgebung. Die mit dieser Anordnung gemessene Sekun-

därstrahlung, wie stets auf die Intensitätseinheit in der Meßschicht bezogen, wird durch Kurve *a* der Fig. 9 als Funktion des Drucks angegeben, während die Kurve *b* die mit der Gesamtstrahlung zu findende Sekundärstrahlung anzeigt. Man erkennt, daß die Sekundärstrahlung erheblich vermehrt ist, wenn sie von schon stärker verdifundiert in die Meßschicht eintretenden Strahlen erzeugt wird.

C. Der Einfluß der Diffusion auf die differentiale Sekundärstrahlung

19. Die Diffusion, die allmähliche Richtungsänderung der Elektronen des Strahls bei Atomdurchquerungen, ruft eine Verlängerung der Elektronenwege in der Meßschicht hervor. Durch eine quantitative Betrachtung der Verteilung der Elektronen über den Querschnitt eines verdifundierten Strahls kann man finden, ob die alleinige Annahme dieses Vorgangs ausreichend ist, die bei wachsendem Gasdruck beobachtete Steigerung der Sekundärstrahlung in der Schicht zu erklären.

Die Diffusion des Kathodenstrahls wurde nach Art der Diffusionsuntersuchungen von 1894 beobachtet.¹⁾ Anstatt des Phosphoreszenzschirms wurde der bequemerer Photometrierbarkeit wegen eine photographische Platte als Nachweismittel gewählt. Die Anordnung war folgende: Ein scharf ausgeblendeter Kathodenstrahl von 40 kV Geschwindigkeit trat in Luft von 1,8 mm Hg Druck ein und traf nach einem Weg von 9 cm auf die photographische Platte. Durch Ausphotometrieren des auf der Platte entstandenen verwaschenen Flecks wurde die Schwärzungsverteilung längs eines Durchmessers bestimmt, woraus dann unter Benutzung des Zusammenhangs zwischen Schwärzung²⁾ und Strahlintensität die in Fig. 10 gezeigte Abnahme der Intensität bei wachsender Entfernung von der Strahlachse folgt. Die Strahlverbreiterung und die Intensitätsverteilung im Strahlquerschnitt stimmen mit den von Lenard am Phosphoreszenzschirm beobachteten Diffusionsbildern überein.



Intensitätsverteilung
über den Strahlquerschnitt

Fig. 10

Die Größe der Strahlstreuung erscheint nach diesen Beobachtungsmethoden wesentlich geringfügiger, als sie nach der Ausbeute der Sekundärstrahlung in den verschiedenen Vergleichsfällen zu folgern war. Demgegenüber ist zu beachten, daß überwiegend diejenigen Anteile des Strahls auf den Phosphoreszenzschirm und die photographische Platte wirken, die den Schirm bzw. die photographische Schicht noch unter größerer Steilheit treffen, während die Elektronen außerhalb des Strahls kaum wirken, dagegen bei der Trägererzeugung noch erheblich beteiligt sind. Würde in der Tat nur mit derjenigen Wegverlängerung zu rechnen sein, welche durch den

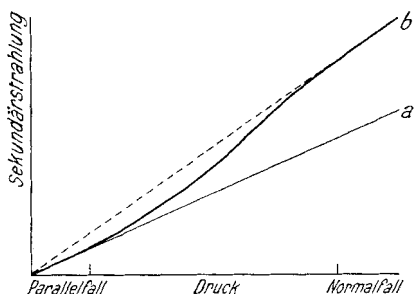
1) Q. ü. K. S. 193; P. Lenard, Wied. Ann. 51. S. 225 1894.

2) A. Becker u. E. Kipphan, Ann. d. Phys. 10. S. 15. 1931.

Diffusionsfleck angezeigt ist, so wäre nur mit einer Vermehrung der Sekundärstrahlung gegenüber der direkten differentiellen Sekundärstrahlung um weniger als 3 v. H. der tatsächlichen Steigerung zu rechnen.

D. Deutung der Kurven

20. Stellt man für einen scharf ausgeblendeten Elektronenstrahl die in der Schicht von je einem Strahlelektron gebildete Sekundärelektronenzahl in Abhängigkeit vom Druck graphisch dar, so müßte sich unter der *Annahme echter Absorption* folgender Kurvenverlauf ergeben (Figur 11): Bei den kleinsten Gasdrucken sind nur Elektronen in Strahlrichtung vorhanden; ihre Sekundärstrahlung stellt die direkte differentiale Sekundärstrahlung dar. Würde die Gestalt und die Geschwindigkeit des Strahls bei steigendem Druck unverändert bleiben,



Druckabhängigkeit der Sekundärstrahlung
bei echter Absorption

Fig. 11

so müßte die differentiale Sekundärstrahlung linear mit dem Druck ansteigen (Kurve *a*). Infolge der Atomdurchquerungen ändert sich aber die Elektronenrichtung im Strahl, der Strahl verdiffundiert. Dadurch legen die Elektronen längere Wege in der Meßschicht zurück, so daß ein mehr als druckproportionales Anwachsen der differentiellen Sekundärstrahlung erfolgt. Aus Absorptions- und Geschwindigkeitsverlustmessungen schloß man, daß nach einem bestimmten Strahlweg die Diffusion einen gleichbleibenden Wert annimmt; es sollte dies dadurch bewirkt werden, daß ein Elektron um so wahrscheinlicher absorbiert wird, je schiefes es läuft. Dieser gleichbleibende verdiffundierte Zustand des Strahls heißt Normalfall, der ursprüngliche Zustand Parallelfall.¹⁾ Die durchschnittliche Weg-

1) Q. ü. K. S. 194, 212; Handb. XIV. S. 50.

verlängerung der Elektronen im Normalfall kann durch einen gewissen Umwegfaktor $B = 1,6$ festgelegt werden.

Ist der Normallauf des Strahls eingetreten, so steigt die Trägerzahl in der Schicht wieder druckproportional an (Kurve b). Die neue Steigung ist gleich der mit dem Umwegfaktor vervielfachten Steigung der Geraden der direkten differentialen Sekundärstrahlung. Diese Kurve wäre zu erwarten, wenn nur Diffusion bei konstant bleibender Elektronengeschwindigkeit auftreten würde und die Meßschicht breiter als der verdifundierte Strahl bliebe.

21. Die beobachteten Kurven zeigen wirklich alle eine Krümmung nach oben, wie sie der Übergang vom Parallelfall zum Normalfall fordert. Die Parallelfalldicke ist für eine Strahlgeschwindigkeit von $0,35 L_g$ in Luft von 3 mm Hg gleich 3 cm.¹⁾ Normallauf tritt ungefähr nach einem Weg von zehnfacher Parallelfalldicke ein. Bei der Anordnung, mit der die Kurven der Fig. 7 gewonnen wurden, hätte danach der Normallauf eintreten müssen

für den Vorweg	beim Druck
18 cm	5 mm Hg
13 cm	6,6 mm „
7 cm	13 mm „
1,7 cm	52 mm „

Bei ausreichend breitem Beobachtungsraum hätten bei diesen Drucken die Kurven ineinanderlaufen und wieder linear ansteigen müssen. Für die beiden längsten Vorwege ist der Kurvenverlauf bis zu den betreffenden Drucken verfolgbar gewesen; aber auch bei höheren Drucken zeigen die Kurven noch eine Krümmung nach oben, die sogar noch stärker wäre, wenn nicht gerade die wirksamsten Elektronen schon durch die Käfigwände abgefangen worden wären, wie in Abschnitt 15 gezeigt wurde. Bei 18 cm Vorweg beträgt die Sekundärstrahlung bei 5 mm Hg Druck schon das 2,2fache der direkten differentialen Sekundärstrahlung, während nach bisheriger Annahme nur das 1,6fache zu erwarten gewesen wäre. Da aber die Absorption unecht erfolgt, so befinden sich außerhalb des Strahls, für den ja nur der Normallauf eintreten soll, noch Elektronen, die das ständige Ansteigen der Kurven bedingen.

1) Q. ü. K. S. 243; Handb. XIV. S. 379.

E. Die direkte differentiale Sekundärstrahlung

22. Für *kleinen Gasdruck* ist die in der Schicht erzeugte Sekundärstrahlung unabhängig vom Vorweg und dem Druck proportional; es sind in überwiegendem Maß Elektronen in Strahlrichtung, die in der Schicht sekundärstrahlbildend wirken. Die Anfangstangente ergibt streng die vom Strahl im Parallelfall beim jeweiligen Gasdruck erzeugte Sekundärstrahlung. Tab. 1 zeigt die so beobachtete direkte differentiale Sekundärstrahlung s für die angegebenen Strahlgeschwindigkeiten. An den Werten sind sämtliche Korrekturen bezüglich des Dampfrestes und des Netzeinflusses (vgl. Abschnitt 12 und 13) angebracht.

Tabelle 1

v Lg	Direkte differentiale Sekundärstrahlung s		
	Q. ü. K.	eigene Messungen	Buchmann
0,29	0,580	0,556	0,510
0,33	0,460	0,440	
0,375	0,370	0,355	
0,40	0,328	0,315	
0,43	0,296	0,281	
0,445	0,280	0,262	
0,47	0,263	0,239	
0,49	0,244	0,223	
0,51	0,227	0,209	

Die Fehlergrenze der s -Werte ist durch die Genauigkeit gegeben, mit der es möglich war, zwei solch große Netze auf überall gleichen, gemessenen Abstand einander gegenüberzustellen. Da trotz vorherigen Pressens die Netzdrähte nicht in einer Ebene lagen, so war der Netzabstand auf maximal $\frac{1}{2}$ mm ungewiß. Der maximale Fehler der s -Werte beträgt daher 5 Proz.

Die für das Geschwindigkeitsgebiet von etwa $\frac{1}{3}$ bis $\frac{1}{2}$ Lichtgeschwindigkeit gefundenen Werte schließen sich recht befriedigend den bereits im Q. ü. K. aus der damaligen Literatur zusammengestellten Daten an. Die neuerdings mitgeteilten Beobachtungen von Buchmann liefern bei den schnellsten von ihm benutzten Strahlen etwas kleinere Werte.

F. Die volle differentiale Sekundärstrahlung

23. Definitionsgemäß soll die volle differentiale Sekundärstrahlung die Trägerpaarzahl sein, die in 1 cm dicker, seitlich unbegrenzter Schicht von der Intensitätseinheit erzeugt wird. Die Zahl der in einer solchen Schicht gebildeten Träger setzt sich aus zwei Beiträgen zusammen: aus der differentialen Sekundärstrahlung der Elektronen des Strahls und aus der Sekundärstrahlung, die von den in der Schicht durch unechte Absorption aus dem Strahl ausgeschiedenen Elektronen herührt. Jedes der letzteren kann nach seinem Ausscheiden aus dem Strahl noch eine Trägermenge erzeugen, die durch seine totale Sekundärstrahlung S_0 gegeben ist. Diese Trägermenge kommt voll zur Messung, falls jedes etwa die Meßschicht verlassende Elektron durch ein dafür neu eintretendes kompensiert würde, eine Voraussetzung, die streng nur bei konstant bleibender Intensität längs des Strahls erfüllt wäre.

Die beim Druck 1 in der Schicht gebildete Trägermenge wäre dann

$$\begin{aligned} T &= J_0 \cdot s + (J_0 - J_0 e^{-\alpha}) S_0 \\ &= J_0 (s + \alpha S_0), \\ s_0 &= \frac{T}{J_0} = s + \alpha S_0. \end{aligned}$$

Die volle differentiale Sekundärstrahlung hätte nach diesem Ausdruck in Luft von 1 mm Hg Druck für die angegebenen Geschwindigkeiten unter Benutzung der anderwärts festgestellten Daten von s , α und S_0 folgende Werte:

Tabelle 2

v Lg	$s_{1 \text{ mm Hg}}$	$\alpha_{1 \text{ mm Hg}}$	$S_0 \left(s = 32,2 \frac{\text{Volt}}{\text{Trägerpaar}} \right)$	$s_0 = s + \alpha S_0$
0,20	1,35	0,059	326	20,5
0,30	0,545	0,0049	770	4,33
0,40	0,328	0,0013	1450	2,21
0,50	0,224	0,00037	2460	1,63

Betrachtet man den Überschuß s'_0 der vollen differentialen Sekundärstrahlung über die direkte differentiale Sekundärstrahlung, so ist

$$s'_0 = s_0 - s = \alpha S_0.$$

In der Kurvendarstellung wäre s_0' die Erhebung der Kurve über ihre Anfangstangente. Der Ausdruck

$$S_0 = \frac{s_0'}{\alpha}$$

ist dem gleichgebaut, der zur Berechnung der direkten totalen Sekundärstrahlung dient.¹⁾ Er sagt aus, daß man die volle totale Sekundärstrahlung erhält, wenn man den Überschuß s_0' auf den in der Schicht 1 zur Absorption kommenden Bruchteil der Strahlintensität bezieht.

24. Man könnte so aus der vollen differentialen Sekundärstrahlung die volle totale Sekundärstrahlung mit Hilfe des Absorptionskoeffizienten berechnen, wenn die obengemachte Voraussetzung der Wirklichkeit entspräche. Dies wird aber nicht der Fall sein, sondern ein Elektron wird unter unbekanntem Winkel den Strahl verlassen und solche große Richtungsänderungen noch oftmals erleiden, bis es zu langsam zur Trägererzeugung geworden ist. Es wird sich von der Mitte der Meßschicht aus nach allen Richtungen bis zum Betrag der Grenzdicke entfernen können. Diese so die Schicht verlassenden Elektronen müssen dann kompensiert werden durch ebensoviele andere Elektronen, die von den Nachbarschichten in die Meßschicht eindringen. Dazu muß die Meßschicht eine Halbbreite vom Werte der Grenzdicke haben und von kompensierenden Schichten von derselben Dicke umgeben sein.

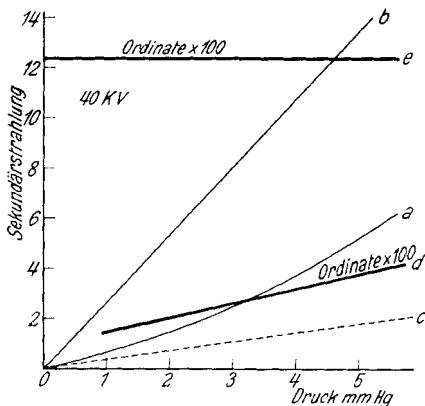
Damit die Kompensation vollständig ist, müßte Geschwindigkeit und Intensität des Strahls auf dem Strahlweg von doppelter Grenzdicke konstant sein. Dies ist jedoch definitionsgemäß unmöglich. Man kann also auch im seitlich unbegrenzten Raum nur Trägermengen messen, welche dem gesuchten Wert der vollen differentialen Sekundärstrahlung s_0 mehr oder weniger nahekommen, ihn aber tatsächlich niemals erreichen werden.

Dieser Folgerung entspricht es, daß die beobachteten Kurven von s_0 , wie besprochen, sowohl mit wachsendem Vorweg als mit wachsendem Druck ständig ansteigen. Um die Annäherung kenntlich zu machen, in welcher diese Kurven die gesuchten wahren Werte wiedergeben, soll aus ihnen rückwärts mit Hilfe

1) W. Kossel, *Ann. d. Phys.* 37. S. 407. 1912; *Hdb. XIV.* S. 261.

der oben angegebenen Beziehung $S_0 = \frac{s_0'}{\alpha}$ die totale Sekundärstrahlung berechnet und mit den unmittelbar beobachteten Werten der Literatur verglichen werden. In Fig. 12 zeigt die Kurve *a* die bei 18 cm Vorweg beobachtete Sekundärstrahlung, die weit unter dem durch Rechnung gefundenen Wert *b* zurückbleibt. Die Ordinaten-differenz der Kurve *a* und der die direkte differentiale

Sekundärstrahlung darstellenden Kurve *c* ist der Überschuß s_0' , der zur Berechnung der totalen Sekundärstrahlung (Kurve *d*) dient. Die errechnete Kurve verläuft in dem betrachteten Druckgebiet weit unterhalb des beobachteten S_0 -Wertes, der als Kurve *e* eingezeichnet ist.



Volle differentiale und volle totale
Sekundärstrahlung

Fig. 12

G. Berechnung des Energieverlustes pro Trägerpaar aus der direkten differentialen Sekundärstrahlung

25. Der Energieverlust eines Primärelektrons bis zur Befreiung eines Sekundärelektrons kann sowohl aus der totalen Sekundärstrahlung, als auch aus der differentialen Sekundärstrahlung und dem Geschwindigkeitsverlust berechnet werden. Die direkte differentiale Sekundärstrahlung gibt die Zahl der trägerbildenden Atomdurchquerungen auf 1 cm Elektronenweg an, und aus dem Geschwindigkeitsverlust kennt man den

Energieverlust dP/dx auf 1 cm Weg. Der Quotient $\frac{dP}{dx}$ stellt

dann die Summe der Energien dar, die das Elektron auf dem Weg bis zur trägerbildenden Durchquerung und bei der Trägerbildung selbst verliert. Da die direkte differentiale Sekundärstrahlung zur Berechnung benutzt wird, so muß auch

der Geschwindigkeitsverlust auf 1 cm Elektronenweg oder 1 cm Strahlweg im Parallellfall genommen werden.

Für die kleinsten Geschwindigkeiten ergibt die so ausgeführte Berechnung einen Energieverlust von $29,2 \frac{\text{Volt}}{\text{Trägerpaar}}$ ¹⁾, der gut mit den bei höheren Geschwindigkeiten aus der totalen Sekundärstrahlung gefundenen $32,2 \frac{\text{Volt}}{\text{Trägerpaar}}$ ²⁾ übereinstimmt. Die für die mittleren Strahlgeschwindigkeiten vorhandenen Geschwindigkeitsverlustwerte³⁾ können als Parallellfallwerte betrachtet werden; denn bei der Messung⁴⁾ des Geschwindigkeitsverlustes wurde der Strahl nach Durchgang durch die Folie wieder einer scharfen Ausblendung in Strahlrichtung unterworfen, und von diesen Elektronen wurde dann das magnetische Geschwindigkeitsspektrum gebildet. Dieser neu ausgeblendete Strahl wird sich fast ausschließlich aus Elektronen zusammensetzen, die die Folie im Parallellfall durchlaufen haben, denn die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron in der Folie infolge Diffusion einen Weg von fast doppelter Foliendicke zurücklegt und beim Austritt gerade wieder die ursprüngliche Strahlrichtung hat, also durch das Blendensystem hinter der Folie hindurch kann, ist so klein, daß solche Elektronen nicht in wesentlicher Menge vorhanden sein können. Die mit dieser Anordnung erhaltenen Geschwindigkeitsverlustwerte sind dann schon Parallellfallwerte und können mit s in Zusammenhang gebracht werden.

In Tab. 3 (dem Q. ü. K. entnommen) sind die auf diese Weise errechneten Energieverluste samt den benutzten Ausgangswerten enthalten.

Die auf diesem Wege gefundenen Energieverluste sind kleiner als die aus der totalen Sekundärstrahlung erhaltenen, und besonders bei den kleineren Geschwindigkeiten ist die Abweichung bedeutend. Es erscheint kaum möglich, die Un-

1) A. Becker, Ann. d. Phys. 81. S. 101. 1926.

2) A. Eisl, a. a. O. Für die kleinsten Geschwindigkeiten ist erst ein mit 25 Proz. Unsicherheit behafteter Wert von $36 \frac{\text{Volt}}{\text{Trägerpaar}}$ bekannt.

J. B. Johnson, Phys. Rev. 10. S. 609. 1917.

3) Q. ü. K. Taf. I. Hdb. XIV. S. 120.

4) A. Becker, Ann. d. Phys. 78. S. 224. 1925.

Tabelle 3

v Lg	Trägerpaare s Elektron cm	$\frac{dv}{dx}$ Lg cm	$\frac{dP}{dx}$ Volt cm	$\frac{dP}{dx}$ Volt s Trägerpaar
	in Luft, 1 mm Hg	in Luft, 1 mm Hg	in Luft, 1 mm Hg	in Luft, 1 mm Hg
0,20	1,35	0,00013	14	10,4
0,30	0,545	0,000044	7,8	14,3
0,40	0,328	0,000024	6,0	18,3
0,50	0,224	0,000012	4,6	20,4

genauigkeit der Ausgangswerte für diese Unterschiede allein verantwortlich zu machen.

Die Abweichung zwischen den beiden Ergebnissen in der beobachteten Richtung ist zu erklären, wenn die plötzlichen Richtungsänderungen der Elektronen mit Energieverlusten verbunden sind.¹⁾ In der Herleitung der Verluststufe aus der totalen Sekundärstrahlung sind diese Verluste enthalten, während bei den Geschwindigkeitsverlustmessungen gerade diese gestreuten Elektronen nicht mit erfaßt werden. Dadurch wäre für den aus der differentialen Sekundärstrahlung errechneten Energieverlust pro Trägerpaar ein kleinerer Wert gefordert, als für den aus der totalen Sekundärstrahlung errechneten.

IV. Zusammenfassung

1. Es wird eine Anordnung beschrieben, bei der ein ausgeblendeter Kathodenstrahl mittlerer Geschwindigkeit in einen weiten Luftraum eintritt. In diesem Raum befindet sich eine ebene, durch zwei parallele Netze begrenzte Schicht senkrecht zur Strahlrichtung (Abschnitt 5 und 6), in der die volle differentiale Sekundärstrahlung s_0 gemessen werden soll. Dies erscheint möglich, denn die in der Schicht von einem Elektron erzeugten Trägerpaare können in Strahlrichtung einer bekannten Wegstrecke zugeordnet werden, während senkrecht zum Strahl möglichst unbegrenzter Raum für seitliche Elektronenwege ist. Da diese differentiale Sekundärstrahlung unter ähnlichen Bedingungen gemessen wird wie die totale Sekundärstrahlung und die Absorption, so muß sie die Verknüpfung dieser drei Größen ermöglichen (Abschnitt 1—4).

1) Wegen der Möglichkeit dieses Vorgangs vgl. A. Becker, Ann. d. Phys. 81. S. 107. 1926.

2. Es werden die Methoden der Primärintensitäts- und der Trägermessung besprochen (Abschnitt 8—12). Der Fehler, der durch das Hineinwandern fremder Träger in die Meßschicht verursacht wird, wird durch trägerverzehrende Felder beseitigt. Dadurch wird gleichzeitig der Kraftliniendurchgriff an den Netzen beseitigt (Abschnitt 8). Durch Variation der Netze kann ihr Einfluß auf die Vorgänge in der Meßschicht bestimmt und in Abzug gebracht werden (Abschnitt 13). Die von der Auffangefläche des zur Intensitätsmessung dienenden Faradaykäfigs rückdiffundierenden Elektronen werden durch eine Blende am nochmaligen Erreichen der Meßschicht verhindert (Abschnitt 9).

3. Die in der Meßschicht erzeugte Sekundärstrahlung steigt zunächst linear mit dem Gasdruck an, um bei größeren Drucken beschleunigt zu wachsen, und zwar um so mehr, je größer der benutzte Vorweg ist (Abschnitt 14).

4. Aus Messungen bei kleinem Druck werden im Geschwindigkeitsgebiet von $\frac{1}{3}$ bis $\frac{1}{2}$ Lg Werte für die direkte differentiale Sekundärstrahlung erhalten, die die schon vorhandene Kenntnis bestätigen (Abschnitt 22).

5. Durch Variation des Meßschichtdurchmessers kann man unmittelbar das Vorhandensein von Elektronen nachweisen, die sich außerhalb des Strahls bewegen und infolge längerer Wege oder niedrigerer Geschwindigkeit in der Meßschicht vermehrt zur Trägererzeugung beitragen (Abschnitt 15 bis 18). Diese Elektronen gelangen bei den benutzten Gasdrucken trotz der großen Breite des Meßraumes an dessen Wände und können so nicht voll zur Trägererzeugung ausgenutzt werden. Die Benutzung größerer Drucke würde aber Meßschichten von so kleiner Dicke erfordern, daß ihre Begrenzungen nicht absehbar zu eliminierende Störungen ergeben würden.

6. Um ein Urteil darüber zu gewinnen, wieweit die Diffusion des Strahls zur Steigerung der Sekundärstrahlung in der Schicht beiträgt, wird nach Art der Diffusionsbeobachtungen Lenards (1894) am Phosphoreszenzschirm die Intensitätsverteilung im Strahlquerschnitt festgestellt. Das hier der feineren Photometrierbarkeit wegen mittels der photographischen Platte gewonnene Diffusionsbild ist in völliger Überein-

stimmung mit den Phosphoreszenzbeobachtungen. Der Vorgang der Diffusion kann nur weniger als 3 Proz. der tatsächlich beobachteten Steigerung der Sekundärstrahlung in der Schicht verursachen (Abschnitt 19).

7. Von den Vorgängen beim Eintritt eines Kathodenstrahls in Gas muß man sich folgendes Bild machen: Die Elektronen des ursprünglich im Parallelfall sich befindenden Strahls treffen mit den Gasmolekülen zusammen. Die meisten Atomdurchquerungen führen einzeln nur zu kleinen Richtungsänderungen der Elektronen, wodurch die strauchartige Verbreiterung des Strahls bewirkt wird. Da diese Elektronen eine nach Größe und Richtung nahezu einheitliche Mittelgeschwindigkeit beibehalten, bilden sie zusammen einen diffusen Strahl (Definitionen vgl. Abschnitt 1). Nur diese Elektronen sind mit dem Phosphoreszenzschirm oder der photographischen Platte ohne weiteres nachweisbar (Abschnitt 19).

Ein Teil der Elektronen unterliegt aber einer anderen Beeinflussung durch die Atome und erfährt eine beliebige große Richtungsänderung (unechte Absorption). Diese Elektronen bewegen sich dann mit ungeordneter Geschwindigkeit (also unter sich keinen Strahl bildend) außerhalb des von ihnen verlassenen Strahls. Wegen ihrer geringen räumlichen Dichte sind sie mittels Phosphoreszenzschirms oder photographischer Platte nicht unmittelbar erfaßbar, wohl aber durch ihre Leitfähigkeitserzeugung in Gasen (Abschnitt 14). Bei einem einzigen derartigen Streuvorgang scheinen Richtungsänderungen von mehr als 90° selten zu sein, da sich kein Einfluß der Tiefe des oberen Käfigs auf die Vorgänge in der Meßschicht zeigt (Abschnitt 14).

8. Den Wert der vollen differentialen Sekundärstrahlung würde man erhalten, wenn sämtliche in der Schicht zur unechten Absorption kommenden Strahlelektronen in ihr voll ausgenutzt werden könnten. Diese s_0 -Werte werden für Strahlgeschwindigkeiten von $\frac{1}{5}$ bis $\frac{1}{2}$ L_g errechnet (Abschnitt 23). Experimentell konnte s_0 nur mit Annäherung gefunden werden, da die unecht absorbierten Elektronen die Meßschicht verlassen, bevor sie in ihr ihre totale Sekundärstrahlung erzeugt haben. Diese Elektronen müßten durch aus den Nachbarschichten in die Meßschicht kommende kompensiert

werden; vollständige Kompensation setzt aber konstante Intensität längs des Strahls voraus, was nicht erreichbar ist. Dementsprechend bleiben die aus den experimentell gefundenen Werten der vollen differentialen Sekundärstrahlung errechneten Werte der totalen Sekundärstrahlung hinter den tatsächlich beobachteten zurück (Abschnitt 23 und 24).

9. Die Berechnung des Energieverlustes eines Primärelektrons bei der Bildung eines Sekundärelektrons aus der differentialen bzw. der totalen Sekundärstrahlung ergibt keine übereinstimmenden Werte. Energieverluste bei der Streuung der Elektronen können diese Unstimmigkeit bedingen (Abschnitt 25).

Vorstehende Arbeit wurde auf Anregung von Hrn. Geh. Rat. Prof. P. Lenard im Physikalisch-radiologischen Institut der Universität Heidelberg ausgeführt. Ich möchte an dieser Stelle meinen hochverehrten Lehrern Hrn. Geh. Rat. Prof. P. Lenard und Hrn. Prof. A. Becker für ihre dauernde Unterstützung meinen herzlichsten Dank aussprechen.

(Eingegangen 9. September 1931)
