

Ueber die volle  
differentiale Sekundärstrahlung in Luft  
für Elektronen mittlerer Geschwindigkeit.

Inaugural-Dissertation  
zur Erlangung der Doktorwürde  
einer hohen naturwissenschaftlich-mathematischen Fakultät  
der  
Ruprecht-Karls-Universität zu Heidelberg.

Vorgelegt von  
Erich Kipphan  
aus Mannheim.

5617-938



Tag der mündlichen Prüfung:  
18. Juli 1931.

Erschienen in Annalen der Physik  
5. Folge, Band 12, 1932.

Gedruckt mit Genehmigung der naturwissenschaftlich-  
mathematischen Fakultät der Universität Heidelberg.

Dekan:  
K. Freudenberg

Referent:  
A. Becker

1931

KNY-20-00641



Meiner Mutter  
in Dankbarkeit gewidmet.

## Inhaltsangabe.

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.)

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 Auffangfläche 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—18). Diese Elektronen gelangen bei den benutzten Gasdrucken trotz der großen Breite des Meßraums 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 Diffusionsbetrachtungen Herrn Lenards (1894) am Phosphoreszenzschirm die Intensitätsverteilung im Strahlquerschnitt festgestellt. Das hier der feineren Photometrierbarkeit wegen mittels der photographischen Platte gewonnene Diffusionsbild ist in völliger Uebereinstimmung mit den Phosphoreszenzbeobachtungen. Der Vorgang der Diffusion kann nur weniger als 3 v. H. 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 Parallellfall 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 siehe 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 Phosphoreszenzschirm 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  $90^\circ$  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 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 Energieverlusts 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).

## Lebenslauf.

Ich, Erich Gustav Kipphan, wurde am 8. Juli 1906 als Sohn des 1917 gefallenen Hauptlehrers Karl Kipphan und seiner Ehefrau Anna geb. Brust zu Mannheim geboren. Ich besitze badische Staatsangehörigkeit.

Nach Besuch der Vorschule trat ich Herbst 1916 in das Realgymnasium II zu Mannheim ein, an dem ich Ostern 1925 die Reifeprüfung ablegte. Darauf bezog ich als Student der Physik die Universität Heidelberg. Seit Juni 1928 bin ich als Hilfsassistent am physikalisch-radiologischen Institut der Universität tätig.

