

# Lumineszenz-photometrische Messungen der Energieabsorption im Strahlungsfeld von Elektronenquellen Eindimensionaler Fall in Luft

Von A. E. GRÜN

Aus dem Hochspannungslaboratorium Hechingen, Abt. des Max-Planck-Instituts

für Physik der Stratosphäre

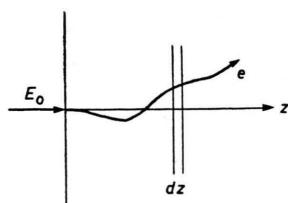
(Z. Naturforsch. 12 a, 89—95 [1957]; eingegangen am 6. Dezember 1956)

Es wurde die Energie-Absorption  $\alpha(z)$  von Luft im Strahlungsfeld einer speziellen Elektronenquelle als Funktion der Eindringtiefe  $z$  gemessen („Tiefendosiskurven“). Als Maß für die Absorption wurde die Lumineszenz der Luft verwendet. Die Elektronenquelle lieferte ein Elektronenbündel, das durch eine dynamische Druckstufenecke aus dem Vakuum in die Luft überführt wurde. Die Anfangsenergie  $E_0$  der Elektronen wurde von 5—54 keV variiert. Für die Reichweite  $R$  der Elektronen als Funktion von  $E_0$  wurde ein Potenzgesetz gefunden. Über  $z/R$  als Abszisse aufgetragen und geeignet normiert, zeigen die gemessenen Funktionen  $\alpha(z)$  nur eine geringe Abhängigkeit von  $E_0$ . Zahlenwerte für die Bremsung  $-dE/ds$  der Elektronen, die sich aus den Meßkurven entnehmen lassen, zeigen gute Übereinstimmung mit der BETHEschen Theorie.

In dieser Arbeit wird ein Sonderfall des folgenden allgemein formulierten Problems behandelt:

Gegeben sei eine beliebige Elektronenquelle, eingebettet in ein homogenes Medium, z.B. in ein Gas. Gefragt ist nach der Energie-Absorption  $A(r)$  im Medium als Funktion des Orts im Strahlungsfeld der Quelle. Unter der Energie-Absorption soll die auf die Masseneinheit des Mediums bezogene Leistung verstanden werden, die von den primären Elektronen und deren Sekundären durch Stöße\* an die Moleküle des Mediums abgegeben wird (Dimension: eV/g sec)\*\*.

Bremsung und Vielfachstreuung der primären Elektronen und deren Sekundären sind die grundlegenden Prozesse im Strahlungsfeld. In dieser Arbeit beschränken wir uns nun auf die Lösung eines in diesem Zusammenhang auftretenden, verhältnismäßig einfachen Teilproblems, nämlich des folgenden (Abb. 1):



Ab. 1. Zur Definition von  $\alpha(z)$ .

Ein Elektron der Energie  $E_0$  trete bei  $z=0$  in Richtung der positiven  $z$ -Achse in ein homogenes Medium ein. Das Medium erfülle den ganzen Raum. Gefragt ist nach der Energie  $\alpha(z) dz$ , die das Elektron und seine Sekundären im Mittel zwischen den Ebenen  $z$  und  $z+dz$  durch Stöße an das Medium abgibt („Tiefendosiskurve“). Wird die Eindringtiefe  $z$  in g/cm<sup>2</sup> ausgedrückt, so hat  $\alpha(z)$  die Dimension eV pro g/cm<sup>2</sup>.

$\alpha(z)$  ist folgendermaßen normiert:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \alpha(z) dz = E_0. \quad (1)$$

Das Ziel dieser Arbeit ist die Bestimmung von  $\alpha(z)$  in Luft für primäre Elektronenenergien von  $E_0 = 5 - 54$  keV. Die Kenntnis dieser Funktion ist wichtig für die Behandlung von Dosierungsproblemen im Strahlungsfeld von Elektronenquellen ganz allgemein; sie ist aber auch von speziellem Interesse für einige spektroskopische und reaktionskinetische Anwendungen der später beschriebenen Elektronenquelle.

In neuerer Zeit sind Ansätze zur theoretischen Analyse der Struktur von Elektronen-Strahlungsfeldern ausgearbeitet worden<sup>1</sup>. Von ihnen ausgehend, wurde von SPENCER<sup>2</sup> ein Verfahren zur Be-

\* Elastische und unelastische Stöße werden hier nicht gesondert betrachtet, da die Primärenergie, die in elastischen Stößen umgesetzt wird, vernachlässigbar klein ist gegenüber der in unelastischen Stößen umgesetzten Energie. Bremsstrahlungsverluste werden vernachlässigt.

\*\* Diese Definition entspricht dem in anderem Zusammenhang gebräuchlichen Begriff der Dosisleistung.

<sup>1</sup> H. W. LEWIS, Phys. Rev. **78**, 526 [1950].

<sup>2</sup> L. V. SPENCER, Phys. Rev. **98**, 1597 [1955].



rechnung von  $\alpha(z)$  entwickelt. Numerische Ergebnisse liegen vorerst nur für einige feste Substanzen vor. Messungen der Funktion  $\alpha(z)$  sind bisher ebenfalls nur an festen Substanzen gemacht worden<sup>3</sup>. Unsere Messungen sollen nun unter anderem auch die Möglichkeit geben, diese Rechenverfahren für den Fall der Luft als Streusubstanz mit einer Genauigkeit und Vollständigkeit nachzuprüfen, wie dies für kondensierte Stoffe wohl kaum möglich sein wird.

Für die experimentelle Bestimmung von  $\alpha(z)$  benötigt man eine monochromatische, telezentrische Elektronenquelle, d. h. also eine Quelle, die Elektronen einheitlicher Energie und Anfangsrichtung liefert. Damit sich das Strahlungsfeld ungestört ausbilden kann, ist für den Idealfall zu fordern, daß die Quelle die Rückstreuung der Elektronen nicht behindert. Von besonderer Bedeutung sind in diesem Zusammenhang zwei idealisierte Formen solcher Quellen:

1. Die ebene, unendlich ausgedehnte, unendlich dünne Flächenquelle konstanter Emissionsdichte. Die Absorption  $A_z(z)$  im Strahlungsfeld dieser idealen Quelle ist eine Funktion der „Eindringtiefe“  $z$  allein (mit  $E_0$  als Parameter) und proportional zu  $\alpha(z)$ . Die Quelle wird näherungsweise dargestellt durch ein (im Vergleich zur Reichweite  $R$ ) breites Bündel monoenergetischer Elektronen (Energie  $E_0$ ) einheitlicher Bewegungsrichtung (positive  $z$ -Richtung) und konstanter Stromdichte, das bei  $z=0$  senkrecht auf die ebene Grenzfläche des den Halbraum  $z>0$  ausfüllenden Mediums fällt.

Diese Darstellung ist vor allem deshalb eine schlechte Näherung, weil sie der Rückstreuung in den Halbraum  $z<0$  keine Rechnung trägt. (Die „Störung“ des Strahlungsfeldes durch die Mediengrenze bei  $z=0$  erstreckt sich aber auch ein Stück weit nach positiven  $z$ -Werten.) In Gasen läßt sie sich nicht realisieren.

2. Im Hinblick auf die Realisierbarkeit sind die Aussichten einer anderen idealisierten Quelle günstiger, die man als Elementarquelle\* bezeichnen könnte. Sie wird dargestellt durch ein schmales Bündel (Bündeldurchmesser  $d$  klein gegen die Reichweite  $R$  der Elektronen) monoenergetischer Elektronen (Energie  $E_0$ ), das bei  $z=0$  in Richtung der positiven  $z$ -Achse in das Medium eintritt. Die Me-

diengrenze verläuft hier in der Umgebung der negativen  $z$ -Achse; im Grenzfall  $d \rightarrow 0$  verschwindet ihr Einfluß auf das Strahlungsfeld.

Die Absorption  $A(z, r)$  im rotationssymmetrischen Strahlungsfeld dieser Quelle ist eine Funktion der Eindringtiefe  $z$  und des Abstandes  $r$  des Aufpunkts  $P$  von der  $z$ -Achse (Abb. 2). Bezieht man  $A(z, r)$  auf den Einstrom von 1 Primärelektron [Dimension von  $A(z, r)$ : eV/g], so gilt offensichtlich

$$\alpha(z) = \iint_{z=\text{const}} A(z, r) d\sigma. \quad (2)$$

Das Doppelintegral ist über die Fläche  $z=\text{const}$  zu erstrecken, praktisch also über die ganze Querausdehnung des Strahlungsfeldes.

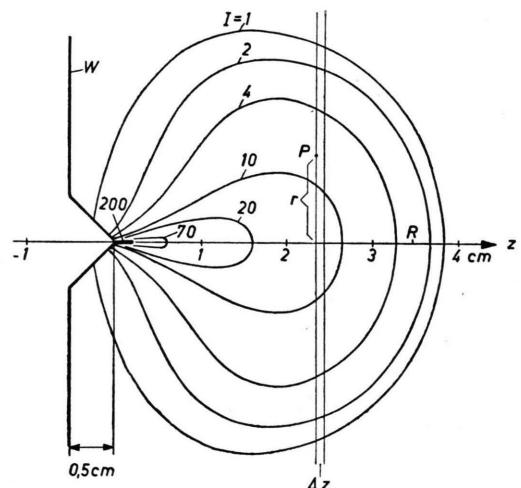


Abb. 2. Absorption im Strahlungsfeld einer „Elementarquelle“ in Luft, dargestellt durch die Kurven gleicher Beleuchtungsstärke  $I$  in einem optischen Bild des Strahlungsfeldes im Lichte der Gaslumineszenz. Die Kurven wurden durch photographische Photometrie gewonnen.  
Anfangsenergie der Elektronen  $E_0 = 32$  keV;  
Luftdruck  $p = 363$  Torr; Temperatur  $20^\circ\text{C}$ .

Diese Quelle läßt sich auch in Gasen mit guter Näherung realisieren. Die Beziehung (2) gibt dann, zusammen mit dem Folgenden, eine Meßvorschrift für  $\alpha(z)$ .

#### A. Lumineszenz als Maß für die Absorption in Gasen

Als Maß für die Absorption in Gasen wird im allgemeinen die Ionisation betrachtet, da erfahrungs-

<sup>3</sup> J. FLEEMAN, Nat. Bur. Stand., Circ. 527 [1954]. — F. FRANTZ, Meßergebnisse zitiert bei SPENCER I. c. <sup>2</sup>.

\* Beliebige flächenhafte Elektronenquellen lassen sich aus einer Mannigfaltigkeit von Elementarquellen zusammensetzen.

gemäß zur Bildung eines Ionenpaares dem Gas im Mittel immer dieselbe Energie zugeführt werden muß, in weiten Grenzen unabhängig vom Gaszustand und von der Energie der Primärelektronen. Ionisationsmessungen erfordern aber immer das Einbringen von materiellen Sonden in das Gas. Bei der räumlichen Vermessung der Ionisation in Elektronen-Strahlungsfeldern läßt es sich nun aber nicht vermeiden, daß die Sonden das Strahlungsfeld stören, teils weil sie eine Inhomogenität in das Streumedium hineinbringen, teils weil an ihnen Sekundärelektronen ausgelöst werden.

In dieser Arbeit soll nun gezeigt werden, daß die mit der Absorption verknüpfte Lumineszenz des Gases in gewissen Fällen mit Vorteil zur Messung der Absorption herangezogen werden kann. Es wird dabei von der Annahme ausgegangen, daß die von einem Volumelement emittierte Lumineszenzstrahlung proportional zu der in diesem Element absorbierten Energie ist, wie dies analog für die Ionisation auch angenommen wird. Diese Annahme ist sicher richtig, solange an der Lumineszenz keine langlebigen Anregungszustände beteiligt sind, durch die Anregungsenergie über merkliche Strecken verfrachtet werden kann.

Die Bedeutung der Gaslumineszenz für die allgemeine Dosimetrie in Gasen steht allerdings hinter der Bedeutung der Ionisation weit zurück. Die Gründe hierfür sind klar: Erstens ist die Nachweisempfindlichkeit der lumineszenz-photometrischen Methode geringer<sup>4</sup>, und zweitens hängt die Lichtausbeute stark vom Zustand und von der Zusammensetzung des Gases ab<sup>5</sup>, so daß Absolutmessungen der Absorption nur auf indirektem Weg möglich sind. Für Absorptionsmessungen in Strahlungsfeldern „weicher“ Elektronenquellen hat aber die lumineszenz-photometrische Methode entscheidende Vorteile:

1. Es brauchen keine materiellen Sonden in das Strahlungsfeld eingebracht zu werden.

2. Es ist (mit Einschränkungen) möglich, das Meßvolumen einfach und genau mit den Hilfsmitteln der geometrischen Optik außerhalb des Strahlungsfeldes abzugrenzen. Dadurch erreicht man ein gutes räumliches Auflösungsvermögen.

3. Das Problem der „Sättigung“ existiert nicht, d. h., man kann sicher sein, daß die ganze Lumines-

zenzstrahlung eines herausgegriffenen Volumens das Gas ungestört verläßt. Dies gilt allerdings nur so lange, als die Strahlung vom Gas selbst nicht absorbiert wird. Notfalls muß eine Strahlung geeigneter Wellenlänge zur Messung herausgefiltert werden.

## B. Die Elektronenquelle

Eine monochromatische telezentrische Elementarquelle läßt sich bequem mit einem künstlich beschleunigten Elektronenbündel herstellen. Besondere Vorkehrungen erfordert lediglich die Überführung des Bündels aus dem evakuierten Beschleunigungsraum in den gasgefüllten Absorptionsraum. Die „Trennwand“ zwischen diesen Räumen muß so dünn sein, daß sie die Energie- und Richtungshomogenität des Bündels nicht merklich beeinflußt. Diese Forderung läßt sich am besten erfüllen, wenn man auf die Verwendung einer festen Wand (Folie) überhaupt verzichtet und statt dessen das Prinzip der *dynamischen Druckstufen* anwendet, das von SCHOPPER und SCHUMACHER<sup>6</sup> für Messungen an weichen Elektronenstrahlen eingeführt und von SCHUMACHER<sup>7</sup> und LORENZ<sup>8</sup> technisch vervollkommen wurde.

Die hier verwendete Elektronenquelle ist in Abb. 3 schematisch dargestellt. Sie ist eine speziell für Meßzwecke geeignete Abwandlung der von SCHUMACHER und LORENZ (l. c.) angegebenen Elektronengeneratoren. Das Elektronenbündel tritt durch den Düzensatz  $D_3$ ,  $D_2$ ,  $D_1$

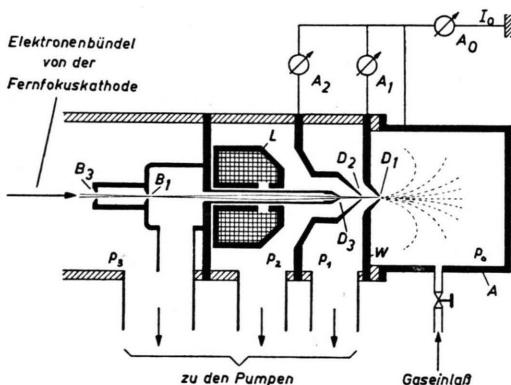


Abb. 3. Schematischer Schnitt durch die verwendete Elektronenquelle. Erläuterungen s. Text. Typische Betriebsdaten der Druckstufenstrecke:

Pumpen: Stufe 1: Drehkolbenpumpe S 150 (Leybold);  
Stufe 2: Roots-Pumpe VP-R 150 (Heraeus);  
+ Drehkolbenpumpe S 10 (Leybold);

Stufe 3: Diffusionspumpe VP-D 250 (Heraeus).  
Düsendurchmesser:  $D_1 = 0,6 \text{ mm}$ ;  $D_2 = 0,8 \text{ mm}$ ,  $D_3 = 1,0 \text{ mm}$ .  
Drucke bei Betrieb mit Luft ( $p_1$  und  $p_2$  gemessen unmittelbar hinter den Zwischenkammern):  $p_0 = 700 \text{ Torr}$ ;  $p_1 = 0,7 \text{ Torr}$ ;  
 $p_2 = 5 \cdot 10^{-2} \text{ Torr}$ ;  $p_3 = 2 \cdot 10^{-5} \text{ Torr}$ .

<sup>7</sup> B. SCHUMACHER, Optik 10, 116 [1953].

<sup>8</sup> A. LORENZ (Fa. W. C. Heraeus GmbH, Hanau), Vortrag auf der Physikertagung in Bad Nauheim am 27. 4. 1956.

<sup>4</sup> A. E. GRÜN u. E. SCHOPPER, Z. Naturforschg. 6a, 698 [1951].

<sup>5</sup> A. E. GRÜN u. E. SCHOPPER, Z. Naturforschg. 9a, 134 [1954].

<sup>6</sup> E. SCHOPPER u. B. SCHUMACHER, Z. Naturforschg. 6a, 700 [1951].

der Druckstufenstrecke in das gasgefüllte Absorptionsgefäß A ein. Charakteristisch für die Anordnung ist die Einbeziehung des Düzensatzes  $D_1 - D_3$  in einen elektro-nenoptischen Strahlengang in folgender Weise: Eine Fernfokuskathode<sup>9</sup> beleuchtet durch die Blende  $B_3$  die Blende  $B_1$ . Eine magnetische Elektronenlinse L bildet  $B_1$  in die äußere Druckstufendüse  $D_1$  ab. Die Anordnung ist dabei so getroffen, daß gleichzeitig  $B_3$  in die innerste Druckstufendüse  $D_3$  abgebildet wird. Der Zweck dieser Anordnung ergibt sich aus dem Folgenden:

Die Verwendung der Elektronenquelle für Meßzwecke setzt voraus, daß der in das Gas eintretende Elektronenstrom  $I_0$  genau gemessen und kontrolliert werden kann. Ohne besondere Vorkehrungen ist aber eine solche Messung unmöglich, weil sich das Elektronenbündel auf seinem ganzen Weg durch das Gas in einem gut leitenden Plasma befindet, das es selbst erzeugt. Dadurch treten besonders zwei Störeffekte auf:

1. Die im Gas abgebremsten Primärelektronen erzeugen ein elektrisches Raumladungsfeld, das einen dem Primärstrom entgegengesetzten Strom langsamere Plasmalelektronen zur Folge hat, der zum größten Teil über die Ränder der Düsen  $D_1$  und  $D_2$  abfließt.

2. Zwischen dem Absorptionsgefäß A und den Düsen  $D_1$  und  $D_2$  besteht eine leitende Verbindung. Die unvermeidlichen Kontaktpotentiale zwischen dem Plasma und den angrenzenden Leitern haben einen Kontaktstrom zwischen A und  $D_1 - D_2$  zur Folge, der ebenfalls über die Düsen abfließt.

Diese Störquellen werden dadurch beseitigt, daß die Düsen  $D_1$  und  $D_2$  von Erde isoliert und mit dem Absorptionsgefäß A leitend verbunden werden. A,  $D_1$  und  $D_2$  bilden nun gewissermaßen die Wände eines FARADAYSchen Käfigs, der nur noch über den dünnen Plasma-faden zwischen  $D_2$  und  $D_3$  mit Erde Verbindung hat (zum Teil allerdings auch noch über das von den Pumpen abgesaugte ionisierte Gas). Der Übergangswiderstand zwischen A+ $D_1+D_2$  und der Erde ist bei der ausgeführten Apparatur und bei einem Strahlstrom von  $I_0 = 1 \text{ mA}$  und den in Abb. 3 angegebenen Betriebsdaten  $> 100 \text{ k}\Omega$ . Er ist somit hoch genug, um eine genaue Strommessung mit einem Drehspulinstrument  $A_0$  zu ermöglichen.

Diese Anordnung mit den isolierten Düsen bringt nun aber die Gefahr mit sich, daß Primärelektronen, die infolge ungenauer Justierung oder infolge Streuung am Restgas der Zwischenkammern auf die Düsenwände gelangen, zu dem von  $A_0$  angezeigten Strahlstrom  $I_0$  beitragen, so daß  $A_0$  nicht mehr den tatsächlich in das Absorptionsgefäß A eintretenden Strom mißt. Dieser Gefahr wurde durch die erwähnte elektro-nenoptische Anordnung begegnet. Letztere erfordert, wenn sie wirksam sein soll, Möglichkeiten zur genauen Justierung. Die Düsen  $D_1$  und  $D_2$ , die Linse L und die Kathode können deshalb während des Betriebs auf die optische Achse justiert werden, wobei das Ergebnis der Justierbewegungen (bei evakuiertem Absorptionsgefäß A) mit den  $\mu\text{A}$ -Metern  $A_1$  und  $A_2$  kontrolliert werden kann.

Um die Streuung in den Zwischenkammern klein zu halten, wurden die Abstände zwischen den Düsen so klein gemacht, als es die Strömungsverhältnisse in den Zwischenkammern erlaubten; außerdem wurden zur Sicherheit die Durchmesser der Düsen um  $1/10 \text{ mm}$  größer gemacht als der durch  $B_1$  und  $B_3$  begrenzte Bündelquerschnitt am Ort der Düsen maximal betragen kann. Dadurch wird weiterhin vermieden, daß von den Düsenrändern gestreute Primärelektronen oder von dort ausgehende Sekundärelektronen sich dem Primärbündel beimischen.

Das Absorptionsgefäß A hatte 85 mm Durchmesser und war zur Beobachtung mit einer Planglasscheibe G (s. Abb. 4) abgeschlossen. Seine Innenwände wurden berußt. Die Gasdichte wurde so eingestellt, daß die Reichweite  $R$  der Elektronen etwa 35 mm war. Damit ist die Störung des Strahlungsfeldes durch die seitlichen Gefäßwände unmerklich (s. Abb. 2).

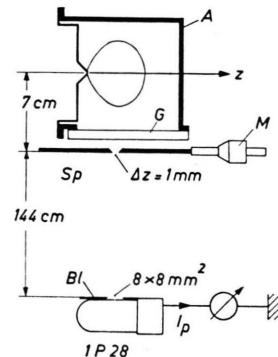


Abb. 4. Anordnung zur Messung von  $\varphi(z)$ .  
Erläuterungen s. Text.

Durch die kegelförmige Düse  $D_1$  und die hinter ihr liegende Wand W (Abb. 2 und 3) wird das Strahlungsfeld im Bereich  $z < 0$  natürlich etwas gestört. Diese Störung ist jedoch sehr gering. Die Auslösung von Sekundärelektronen an der Wand W wird durch die Berußung weitgehend unterdrückt.

### C. Anordnung zur Messung von $\alpha(z)$

Die in der Schicht  $\Delta z$  absorbierte Energie  $\alpha(z) \Delta z$  (Abb. 2) erzeugt eine Lumineszenzintensität  $\varphi(z) \Delta z$ . Nach dem in Abschnitt A Gesagten wird

$$\alpha(z) \Delta z \sim \varphi(z) \Delta z \quad (3)$$

gesetzt. Zur Messung von  $\varphi(z) \Delta z$  wurde aus dem im Strahlungsfeld emittierten Lumineszenzlicht ein flaches Bündel der Dicke  $\Delta z = 1 \text{ mm}$  ausgeblendet. Es wurde einerseits begrenzt durch einen Spalt Sp von  $\Delta z = 1 \text{ mm}$  Breite (s. Abb. 4), der mit Hilfe einer Mikrometerschraube M unmittelbar vor dem Absorptionsgefäß A in  $z$ -Richtung verschoben werden konnte; andererseits durch eine quadratische

<sup>9</sup> K. H. STEIGERWALD, Optik 5, 469 [1949].

Blende Bl unmittelbar vor der Photokathode eines Photoelektronen-Vervielfachers Type 1 P 28, dessen verstärkter Photostrom  $I_p$  in dieser Anordnung mit guter Näherung proportional zu  $\varphi(z) \Delta z$  und damit nach (3) auch zu  $\alpha(z) \Delta z$  ist.

Besonderer Wert wurde auf die Linearität und Konstanz der photoelektrischen Meßeinrichtung gelegt. In einer besonderen Anordnung wurde geprüft, bis zu welchen Photoströmen  $I_p$  Proportionalität zwischen  $I_p$  und dem durch die Blende Bl tretenden Lichtstrom besteht. Die zeitliche Konstanz der Empfindlichkeit konnte während des Betriebs mit Hilfe einer konstanten Vergleichslichtquelle kontrolliert werden; letztere bestand aus einem NaJ-Kristall, der von einem 3 mg-Ra-Präparat zur Fluoreszenz angeregt wurde.

Die im folgenden mitgeteilten Messungen wurden in trockener Luft gemacht. Die Lumineszenz besteht in dem für die Messung wirksamen Spektralbereich aus den negativen Banden des N<sub>2</sub>; daneben werden schwächer die positiven Banden des N<sub>2</sub> und einige Linien des O-Atoms emittiert. Langlebige Anregungszustände sind an der Lumineszenz nicht beteiligt.

Messungen an Strahlungsfeldern sind nur solange für die Ausbreitung von Elektronen im ungestörten Gas repräsentativ, als durch die Elektronen selbst der Zustand und die Zusammensetzung des Gases nicht zu stark verändert werden (z. B. durch Erwärmung oder durch Bildung einer zu hohen Konzentration von Dissoziationsprodukten und Ionen). Bei Lumineszenzmessungen ist außerdem zu fordern, daß diese Einflüsse die Lichtausbeute nicht merklich verändern. Als ausreichendes Kriterium für die Abwesenheit solcher störenden Einflüsse wurde das Vorhandensein der Proportionalität zwischen dem primären Elektronenstrom  $I_0$  und dem Photostrom  $I_p$  betrachtet. Für die Messungen genügten primäre Elektronenströme von  $I_0 = \text{maximal } 50 \mu\text{A}$ ; merkliche Abweichungen von der Proportionalität traten erst bei 10-mal größeren Strömen  $I_0$  auf.

#### D. Meßergebnisse für $\alpha(z)$

Die Gewinnung der Funktion  $\alpha(z)$  sei an einem Beispiel für eine Primärenergie der Elektronen von  $E_0 = 32 \text{ keV}$  erläutert. Gemessen wird der Photostrom  $I_p$  als Funktion der Stellung  $z$  des Spaltes Sp (Abb. 4) bei konstant gehaltenem Elektronenstrom  $I_0$ . Die Meßergebnisse sind in Abb. 5 über  $z$  als Abszisse eingetragen; als Maßstab für  $z$  wurde dabei

die Flächendichte in mg/cm<sup>2</sup> gewählt. Der Photostrom  $I_p$  ist proportional zu  $\alpha(z) \Delta z$ . Die in Abb. 5 eingezeichnete Kurve stellt bereits  $\alpha(z)$  dar; sie enthält zwei Korrekturen, die in der Umgebung von  $z = 0$  an den Meßwerten anzubringen sind und folgendes betreffen: Erstens den Einfluß der endlichen Spaltbreite  $\Delta z$  und zweitens den Einfluß der endlichen „Vorschaltdicke“, d. h. der Bremsung der Elektronen im Restgas in den Zwischenkammern der Druckstufenstrecke. Die Vorschaltdicke wurde auf Grund der bekannten Strömungsverhältnisse in den Zwischenkammern abgeschätzt. Sie ist sehr klein und beträgt etwa 0,6% der Reichweite  $R$ .

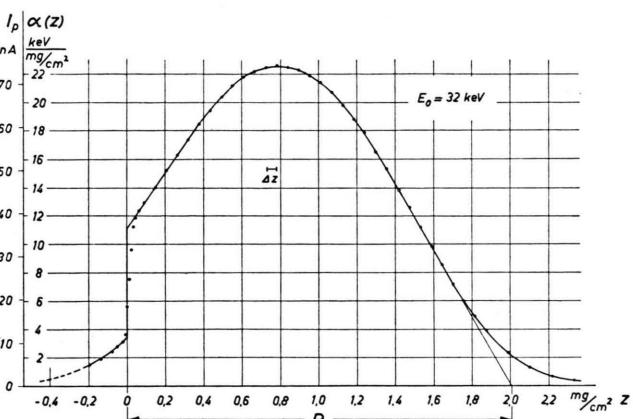


Abb. 5.  $\alpha(z)$  in Luft. Primäre Elektronenenergie 32 keV.

Der Ordinatenmaßstab wurde aus der Normierungsbedingung (1) durch Integration der Meßkurve gewonnen, also auf indirektem Weg. Dazu wurde der von der Messung nicht mehr erfaßte Anteil der rückgestreuten Elektronen durch die in Abb. 5 gestrichelt angedeutete Extrapolation berücksichtigt.

An Hand der Funktion  $\alpha(z)$  läßt sich, wie üblich, eine „praktische Reichweite“  $R$  definieren, nämlich als Schnittpunkt der Wendetangente mit der Abszisse.

In der beschriebenen Weise wurde nun die Funktion  $\alpha(z)$  für Primärenergien von  $E_0 = 5, 7, 9, 12, 15, 18, 24, 32, 41$  und  $54 \text{ keV}$  gemessen. Die Reichweiten  $R$  variierten dabei von 0,074 bis  $4,92 \text{ mg pro cm}^2$ . In Abb. 6 sind die gemessenen Reichweiten in ein doppelt-logarithmisches Netz eingetragen. Für die Abhängigkeit der Reichweite von der Primärenergie ergibt sich innerhalb der Meßgenauigkeit ein Potenzgesetz:

$$R = 4,57 \cdot 10^{-3} \cdot E_0^{1,75}, \quad (4)$$

$$R \text{ in } \text{mg/cm}^2; \quad E_0 \text{ in keV.}$$

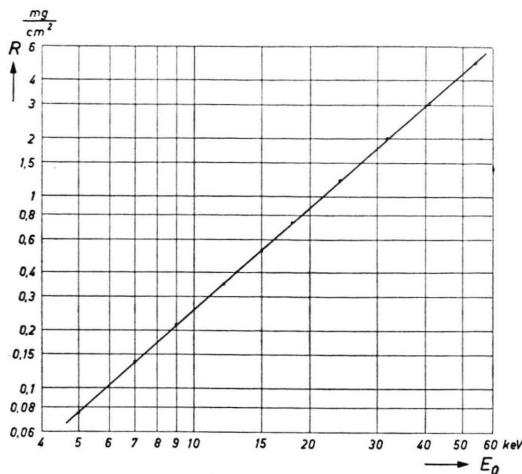


Abb. 6. Reichweite  $R$  von Elektronen (Definition s. Abb. 5) als Funktion der Anfangsenergie  $E_0$ .

Daß sich die Funktion  $R(E_0)$  im vorliegenden Energiebereich durch ein Potenzgesetz darstellen läßt, ist eine schon früher bemerkte Tatsache<sup>10</sup>, die sich auch theoretisch begründen läßt<sup>11</sup>. Überraschend ist die große Genauigkeit, mit der das Potenzgesetz über den ganzen untersuchten Energiebereich gilt.

Um die Beschreibung der „Tiefendosiskurven“  $\alpha(z)$  zu vereinfachen, ist es zweckmäßig, für  $\alpha(z)$  die folgende Darstellungsform zu wählen:

$$\alpha(z) = \frac{E_0}{R} \lambda(z/R). \quad (5)$$

Hierin ist  $\lambda(z/R)$  eine dimensionslose Verteilungsfunktion der dimensionslosen Variablen  $z/R$ ; sie ist auf 1 normiert:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \lambda(z/R) d(z/R) = 1. \quad (6)$$

Die Bedingung (1) für  $\alpha(z)$  bleibt damit erfüllt.

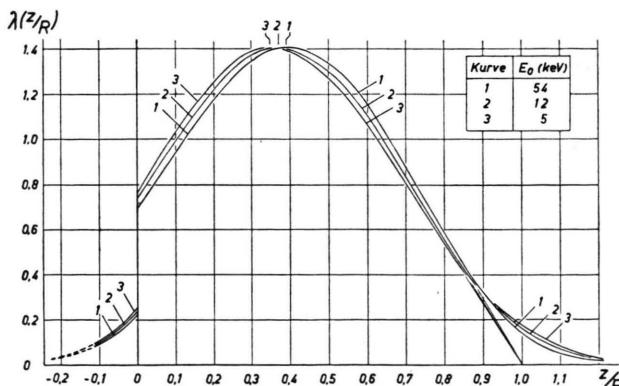


Abb. 7. Verteilungsfunktionen  $\lambda(z/R)$  in Luft für primäre Elektronenenergien von  $E_0 = 5, 12$  und  $54$  keV.

In Abb. 7 sind nun drei der insgesamt zehn gemessenen Verteilungsfunktionen dargestellt.

Es ist bemerkenswert, wie unempfindlich die Verteilungsfunktion  $\lambda$  gegenüber Änderungen von  $E_0$  ist. Es ist dies Ausdruck eines theoretisch begründbaren Ähnlichkeitsgesetzes für die Struktur von Elektronen-Strahlungsfeldern<sup>11</sup>, das besagt, daß die Beschreibung von Strahlungsfeldern von  $E_0$  weitgehend unabhängig wird, wenn man die Ortskoordinaten durch Division mit  $R$  dimensionslos macht. Unsere gemessenen Kurven  $\alpha(z)$  zeigen diese Unempfindlichkeit bei den höheren Primärenergien ( $E_0 > 12$  keV) stärker als bei niedrigen.

### E. Die Bremsung der Elektronen

Der Absorptionsverlauf  $\alpha(z)$  kommt durch das Zusammenwirken von Vielfachstreuung, Bremsung und Sekundärenproduktion der Elektronen zustande. Die Bremsung allein wird beschrieben durch den Energieverlust  $-dE/ds$ , den ein Elektron an der Stelle  $s$  seiner Bahn erleidet.  $s$  ist dabei eine Koordinate längs der wahren Bahn des Elektrons. Wenn die Streuung innerhalb eines betrachteten Volumenelements vernachlässigbar klein bleibt, d. h. also, wenn in ihm nur solche primäre Elektronen der Anfangsenergie  $E_0$  einen „Stoß“ machen, die parallel zur  $z$ -Achse fliegen, dann wird die Bahnkoordinate  $s$  mit der  $z$ -Koordinate identisch und es ist die Absorption im Bereich des Parallelbündels:

$$\alpha(z) = -dE/ds. \quad (7)$$

Im Strahlungsfeld der hier verwendeten Elektronenquelle ist ein paralleles Bündel an der Stelle  $z=0$  vorhanden. Die Elektronen haben hier die Energie  $E_0$ . Es ist gerade der Beitrag dieses Parallelbündels, der den Sprung von  $\alpha(z)$  an der Stelle  $z=0$  verursacht. Es ist also die Höhe dieses Sprunges

$$\Delta\alpha(0) = \frac{E_0}{R} \Delta\lambda(0) = - \left( \frac{dE}{ds} \right)_{E=E_0}. \quad (8)$$

Dieser Zusammenhang erlaubt es, aus den gemessenen Kurven  $\lambda(z/R)$  die Bremsung  $-dE/ds$  als Funktion der Energie  $E_0$  zu entnehmen. Die so erhaltenen Werte sind in Abb. 8 eingetragen.

Bisher wurde stillschweigend angenommen, daß die Energie  $dE$ , die dem Primärbündel längs des Weges  $ds$  entzogen wird, auch tatsächlich innerhalb der Schicht der Dicke  $ds \equiv dz$  durch Stöße an das

<sup>10</sup> R. GLOCKER, Z. Naturforsch. 3a, 147 [1948].

<sup>11</sup> C. H. BLANCHARD, Nat. Bur. Stand., Circ. 527 [1954].

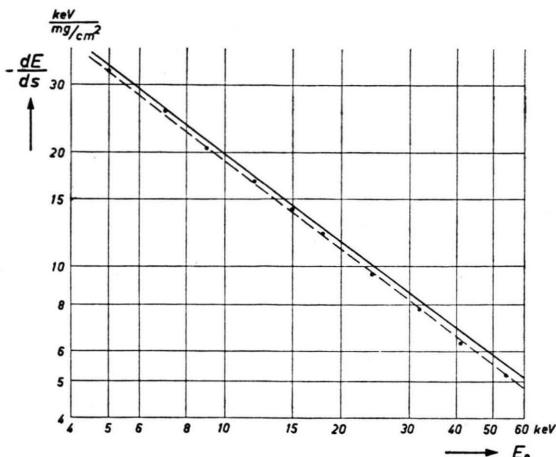


Abb. 8. Bremsung  $-\frac{dE}{ds}$  eines Elektrons als Funktion seiner Energie  $E_0$ . Beide Achsen sind logarithmisch geteilt. Eingezeichnete Punkte: Gemessene Werte.

Ausgezogene Kurve: Theoretische Werte nach BETHE.

Gas abgegeben wird. In Wirklichkeit ist das aber natürlich nicht ganz der Fall; vielmehr wird ein kleiner Teil der Energie  $dE$  durch schnelle Sekundäre in andere Tiefen  $z$  verfrachtet und kommt erst dort zur Wirkung. Dieses Problem ist eng verknüpft mit der Frage, wie rasch sich das Gleichgewicht zwischen dem Primärbündel und den begleitenden Se-

kundären einstellt. Eine Abschätzung zeigt, daß dieses Gleichgewicht sich schon nach Strecken von der Größenordnung 1% der Reichweite  $R$  nahezu eingestellt haben sollte. Diese Strecke ist kleiner als das Auflösungsvermögen unserer Anordnung und verschwindet zum Teil auch in der „Vorschalldicke“. Da zur Gewinnung unserer  $\Delta\alpha(0)$ -Werte bereits eine, wenn auch kurze, Extrapolation nötig war (vgl. Abb. 5), dürfte der störende Einfluß schneller Sekundärer auf  $\Delta\alpha(0)$  sehr gering sein; er wirkt in der Richtung, daß die Bremsung zu klein gemessen wird.

Da für die Bremsung eine ausführliche Theorie existiert<sup>12</sup>, die sich bis jetzt bewährt hat, können wir an dieser Stelle unsere Ergebnisse mit Bekanntem vergleichen. In Abb. 8 ist deshalb als Kurve die Bremsung  $-\frac{dE}{ds}$  als Funktion von  $E_0$  eingezeichnet, wie sie sich nach der BETHESchen Theorie (unter Berücksichtigung relativistischer Effekte) ergibt. Als „mittlere Anregungsspannung“ der Luft wurde dabei der Wert 80,5 eV genommen. Die Übereinstimmung zwischen den theoretischen und den gemessenen Werten ist befriedigend. Wir dürfen deshalb erwarten, daß die lumineszenz-photometrische Methode zur Messung der Absorption keine prinzipiellen Fehler enthält.

Die Arbeit wurde durch Sachmittel der Deutschen Forschungsgemeinschaft unterstützt.

<sup>12</sup> H. A. BETHE, Handbuch der Physik, Bd. 24, Teil 1, Verlag Springer 1933.