

Elektronenvervielfacher als Elektronenzähler.

Von **Z. Bay** in Budapest.

Mit 7 Abbildungen. (Eingegangen am 15. November 1940.)

Eine neue, auf die sekundäre Elektronenvervielfachung gegründete Methode der Zählung von Elektronen wird beschrieben. Die zu diesem Zweck verwendbaren Elektronenvervielfacher müssen einen kleinen Nulleffekt aufweisen. Dies war auf zwei Wegen zu erreichen: a) durch Kühlung der Elektroden mit flüssiger Luft, oder b) bei Verwendung von Elektroden mit hoher Austrittsarbeit. — Als sekundäremittierende Elektroden wurden die bekannte Ag-Cs₂O-Cs-Elektrode, Legierungen von Cu und Zn (Messing), Ag und Mg, Fe und Cr (letztere nach vorangegangener Wärmebehandlung und Oxydierung) verwendet. Der erhaltene Koeffizient der sekundären Emission betrug 4,5 bis 6 bei einer primären Elektronengeschwindigkeit von 200 Volt. — Verglichen mit den Methoden, wo sich die Zählung in einer Gasatmosphäre abspielt, zeichnet sich die beschriebene Methode dadurch aus, daß nur Vakuumvorgänge verwendet werden. Dadurch erklärt sich das hohe, die bekannten Methoden mit einigen Größenordnungen übersteigende Auflösungsvermögen und die gute Reproduzierbarkeit. Der Einfluß einer Nachverstärkung auf das Auflösungsvermögen wird ausführlich untersucht. Die Methode wurde auf Licht-, α -, β -, γ - und Röntgen-Strahlen angewendet.

Einleitung.

In zwei kurzen Notizen^{1) 2)} habe ich das Prinzip eines neuen Korpuskularzählers angegeben. Dem Zählverfahren lag die Idee der Vervielfachung von Elektronen durch sekundäre Emission zugrunde. Im Gegensatz zu den bisherigen elektrischen Zählmethoden, die alle von der Ionisation einer Gasatmosphäre Gebrauch machen, verwendet das neue Verfahren nur Vakuumprozesse. Infolgedessen ergibt sich eine Reihe von Vorteilen, die folgenderweise zusammengefaßt werden können:

1. Es ist keine Gasatmosphäre vorhanden; eine sekundäre Wirkung derselben kommt deshalb nicht in Frage.
2. Infolge der Abwesenheit von schweren Teilchen verkürzte sich die zum Zählprozeß notwendige Zeit um zwei bis drei Zehnerpotenzen, d. h. das zeitliche Auflösungsvermögen wird stark vergrößert.

Naturgemäß gestattet das neue Verfahren die Zählung aller Elektronen auslösender Prozesse (s. S. 242). In den erwähnten zwei kurzen Notizen behandelte ich die Zählung von Licht- und γ -Quanten, seitdem dehnte

¹⁾ Z. Bay, Nature **141**, 284, 1938. — ²⁾ Z. Bay, ebenda S. 1011.

ich meine Untersuchungen auf die Zählung von α - und β -Korpuskeln und auf Röntgenstrahlen aus. Neuerdings hat sich Allen¹⁾ auch derselben Methode zugewendet und verwendete sie — in Verbindung mit einem Massenspektrographen — auf Atomstrahlen. Als Ergebnis dieser Untersuchungen hat sich das Prinzip der Multiplikation mittels sekundärer Elektronen als Zählmethode universell bewährt.

Elektronen-Vervielfacher.

Slepian²⁾ war der erste, der das Prinzip der Sekundäremission auf die Konstruktion eines Elektronenvervielfachers anwandte. Seine Anordnung gestattete die primären Elektronen durch wiederholte sekundäre Emission, zu vervielfachen. Bezeichnet m das Verhältnis der Zahl der entstandenen sekundären Elektronen zu jener der primären, dann beträgt die Gesamtzahl der Elektronen in der letzten Stufe m^n , wenn n Stufen verwendet werden. Diese optimale Zahl kann aber nur dann erhalten werden, wenn Sorge getragen wird, daß praktisch alle in einer Stufe entstandenen Elektronen die nächste Stufe tatsächlich erreichen. Das ist erst von Zworykin³⁾ verwirklicht worden, dem es durch eine zweckmäßige Anordnung der Elektroden und durch Anwendung elektronenoptischer Mittel gelang, die eine emittierende Fläche verlassenden Elektronen auf die nächste zu fokussieren. Die Technik des Fernsehens kennt manche praktischen Ausführungsformen des Zworykinschen „Multiplier“. Die untere Grenze der Lichtempfindlichkeit solcher Röhren liegt — infolge der in der Röhre sich abspielenden Stromverstärkung — bei ungefähr um zwei Größenordnungen kleineren Intensitäten, als bei gewöhnlichen Photozellen mit nachfolgender Röhrenverstärkung.

Im Laufe der Versuche wurden verschiedene Vervielfacher (einige von der Radio Corporation in Amerika hergestellte zehnstufige Röhren mit magnetischer Fokussierung und verschiedene in unserem Laboratorium hergestellte Röhren mit magnetischer und elektrostatischer Fokussierung) verwendet. Die Art und die Herstellung der Elektroden der selbstgemachten Röhren wird später beschrieben; die innere Konstruktion derselben ersieht man aus den Fig. 1, 2, 3. Vom Standpunkte unseres Problems: Zählung der Elektronen, spielt die Geometrie der Elektroden und die Art der Fokussierung der Elektronen keine entscheidende Rolle. Demgegenüber sind folgende Gesichtspunkte von großer Wichtigkeit:

¹⁾ J. S. Allen, Phys. Rev. **55**, 966, 1939. — ²⁾ J. Slepian, U. S. A.-Pat. Nr. 1450265, 1923. — ³⁾ V. K. Zworykin, Proc. Inst. Radio Eng. **24**, 351, 1936.

1. Der Nulleffekt soll so klein wie möglich sein.
2. Die Feldemission soll außerordentlich klein sein bei den angewendeten Spannungen.
3. Die Isolation der Ausgangselektrode soll möglichst hoch und ihre Kapazität möglichst niedrig gehalten werden (s. insbesondere Tabelle 2 auf S. 239).

Die auf dem Markte erhältlichen Vervielfacher entsprechen nicht den obigen Forderungen. So wurde ein zehnstufiges Exemplar der bekannten Vervielfacherröhre mit Ag—Cs₂O—Cs-Elektroden untersucht. Die Zahl der von einer solchen Fläche ausgesandten Richardson-Elektronen beträgt bei Zimmertemperatur [$A = 9,8 \cdot 10^{-2}$ Amp./cm² · grad² $\varphi = 0,75$ Volt], $N = 10^{10}$ El · cm⁻² sec⁻¹, und infolge der Vervielfachung tritt ein Strom von $1,7 \cdot 10^{-5}$ Amp. an der Anode auf, dessen statistische Schwankung bereits viel größer ist als die Amplitude des durch die Vervielfachung eines einzigen Elektrons zu erwartenden Stoßes.

Zwei Wege stehen zur Verfügung, die thermische Emission bzw. den Nulleffekt herabzusetzen:

Methode a): *Erniedrigung der Temperatur*¹⁾. Bei Zimmertemperatur beträgt die thermische Emission der erwähnten Ag—Cs₂O—Cs-Schicht 10^{10} El · cm⁻² sec⁻¹, dieselbe wird zu $8,7 \cdot 10^{-4}$ El · cm⁻² sec⁻¹ bzw. zu $2,8 \cdot 10^{-10}$ El · cm⁻² sec⁻¹ reduziert bei 150° K, bzw. 120° K. Durch Kühlung mit flüssiger Luft läßt sich also die Forderung 1 gut verwirklichen.

Methode b): *Anwendung von sekundäremittierenden Flächen mit hoher Austrittsarbeit*. Es sei verlangt, daß die Zahl der bei Zimmertemperatur emittierten thermischen Elektronen nicht mehr als 10/min pro cm² betrage. Gesucht ist eine entsprechende emittierende Schicht, charakterisiert durch den Wert der Austrittsarbeit bei gegebenem Wert der Richardsonschen Konstante A . Die in Betracht kommenden Werte sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Infolge der Unsicherheit, die den Bestimmungen der Richardson-Konstanten anhaftet, gibt die Tabelle nur einen ungefähren Anhaltspunkt zur Auswahl der geeigneten Schichten. Die Streuung der in der Literatur vorkommenden Werte wird verständlich, wenn man bedenkt, daß die erwähnten zwei Konstanten, insbesondere die Austrittsarbeit, stark von der Art der Herstellung der emittierenden Flächen abhängen.

Tabelle 1.

A Amp/cm ² grad ²	10	1	10^{-1}	10^{-2}	10^{-3}	10^{-4}
φ Volt	1,48	1,42	1,36	1,30	1,25	1,19

¹⁾ Vgl. R. Schulze, ZS. f. Phys. 90, 63, 1934.

Versuche nach Methode a). Am Anfang der Arbeit hatte ich nur eine beschränkte Anzahl kommerzieller Caesiumvervielfacher zur Verfügung. Auch war das Erscheinungsgebiet der sekundären Emission nicht soweit erforscht, daß man mit Sicherheit die Wahl derjenigen Elektrode hätte treffen können, die einen geeigneten Wert des Koeffizienten der sekundären Emission und einen hohen Wert der Austrittsarbeit vereint aufweist. Die ersten Versuche schienen gerade das Gegenteil des Gewünschten zu beweisen, nämlich, daß ein hoher Wert des Koeffizienten der sekundären Emission gewöhnlich mit einem *niedrigen* Wert der Austrittsarbeit begleitet ist. Das ist der Grund gewesen, der die ersten Versuche der Methode a) zulenkte. Die thermische Emission der Ag—Cs₂O—Cs-Schicht konnte durch Kühlung

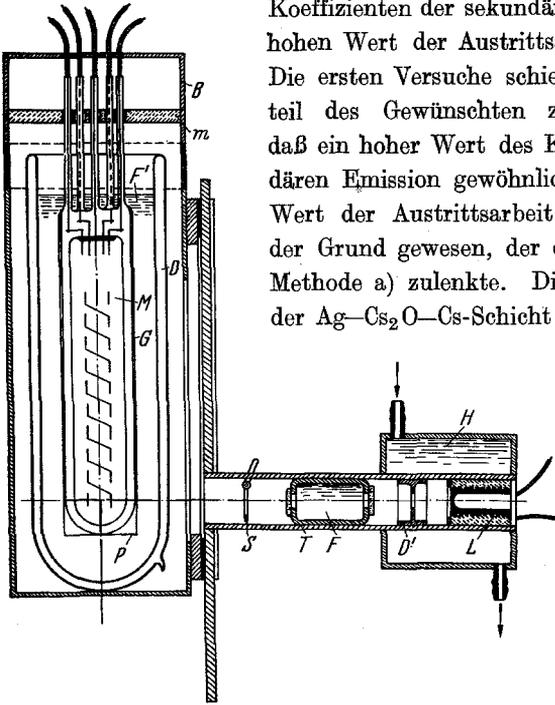


Fig. 1. Methode a). Vervielfacherröhre mit magnetischer Fokussierung, gekühlt mit flüssiger Luft. Anordnung für Zählung von Photonen.

mit flüssiger Luft fast vollständig beseitigt werden und da es gelang, eine gute Isolierung der Ausgangselektrode zu erreichen und die Feldemission nicht störte, war die Möglichkeit gegeben, das Prinzip der sekundären Emission als Zählmethode auf ihre Brauchbarkeit nachzuprüfen.

Fig. 1 zeigt die verwendete experimentelle Anordnung. Die Vervielfacherröhre war in flüssige Luft getaucht, die in der Dewar-Flasche *D* enthalten war. Das fokussierende magnetische Feld, dessen Kraftlinien auf die Ebene der Zeichnung senkrecht stehen, wurde von einem Elektromagnet (nicht gezeichnet) geliefert. Die Zuführungsdrähte der Elektroden gehen isoliert durch eine Messingkappe *B* durch. Der Vervielfacher *M* ist in eine Glashülle *G* eingebaut, oben mit langen Ansätzen für die Zuleitungen versehen; um eine gute Isolation zu erreichen und etwaige Kondensation zu vermeiden, wurde der Zwischenraum zwischen *M* und *G* mit getrocknetem Stickstoff gefüllt. *G* ist in schwarzes Papier *P* eingehüllt und taucht direkt

in die flüssige Luft. P dient teilweise dazu, um diffus reflektiertes Licht abzufangen, teils dazu, die Kühlung der im Vakuum der Röhre untergebrachten, durch Strahlung allein gekühlten Elektroden zu beschleunigen. Auch schützt es die Röhre von der Strahlung des auf Zimmertemperatur befindlichen Micalex-Ringes m und der Messingkappe B . Am schwarzen Papier und an der Versilberung des Dewar-Gefäßes waren entsprechende Fenster angebracht, die dem Licht der im Seitenrohr T enthaltenen Lichtquelle L (kleine Glühlampe, oder schwarzer Körper) freien Durchgang gestatteten. Die langwellige ultrarote Strahlung wurde vom Wasserfilter F absorbiert; das Seitenrohr T war vom Wasserkühler H gekühlt. D' ist ein Diaphragma, S ein Lichtverschluß.

Die an der Anode des Vervielfachers entstehenden Spannungstöße wurden durch einen Dreiröhrenverstärker mit veränderlicher Bandbreite verstärkt, wodurch die Stöße bereits in einem Lautsprecher hörbar waren. Die visuelle Beobachtung am Schirm der Kathodenstrahlröhre, oder die Betätigung eines Telephonzählers erfordert noch einen weiteren Verstärker. Zum Betrieb des Telephonzählers dient eine Thyatronröhre.

Der Gang der Beobachtungen war wie folgt: Bei Zimmertemperatur fließt ein Gleichstrom von $17 \mu\text{A}$, der durch die thermische Emission der Caesiumelektroden verursacht wird, durch den Anodenwiderstand. Da der Gleichstrom nicht registriert wird, zeigt der Leuchtschirm der Kathodenstrahlröhre nur die Schrotschwankung an. Mit der Fortschreitung der Kühlung vermindert sich diese Schwankung, da die thermische Emission abnimmt. Man sieht bei Verwendung einer horizontalen Zeitachse Stöße, die sich auf beide Seiten der Horizontale, nach unten und oben gleicherweise erstrecken. In ungefähr 10 Minuten ändert sich das Bild: die Stöße verlieren ihren alternierenden Charakter und werden immer mehr *einseitig*. Wenn die Endtemperatur erreicht ist, vermindert sich die Zahl dieser Stöße auf eine kleine Anzahl pro Minute und bleibt nahe konstant. Das ist der Nulleffekt der Anordnung. Die Höhe der übrig gebliebenen Stöße ist bei dem verwendeten Vervielfacher (Gesamtvervielfachung 10^4) um eine Größenordnung größer als jene des Schroteffektes des Verstärkers, der sich als eine dauernde kleine Schwankung der Nulllinie kundgibt. Die von der Seitenröhre T ausgehenden Photonen erhöhen die Anzahl der beobachtbaren Stöße und können gezählt werden (s. S. 241).

Es mußte Sorge getragen werden, akustische und elektrische Störungen durch entsprechenden Aufbau und Abschirmung zu beseitigen.

Versuche nach Methode b). Für diesen Zweck wurde eine zehnstufige Röhre gebaut, deren emittierende Flächen die Zusammensetzung Ni—Ba O—Ba

hatten (hergestellt nach dem bei den Radioröhren üblichen Verfahren). Der Vervielfachungsfaktor wurde $m = 2,5$ gefunden (bei einer primären Geschwindigkeit von 200 V), die totale Verstärkung 10^4 . Die thermische Emission war verschwindend klein, der Nulleffekt ungefähr 5 pro Minute. Es war möglich, die von einer Lichtquelle ausgelösten, oder von einem eingebauten Hitzdraht kommenden individuellen Elektronen zu zählen. Weitere Versuche zeigten gewisse Unregelmäßigkeiten, die eine gute Reproduzierbarkeit nicht gestatteten. Die Austrittsarbeit der Schicht lag in ziemlicher Nähe des durch Tabelle 1 geforderten Wertes und die kleinste Schwankung derselben — die von unkontrollierbaren Ursachen bei der Herstellung herrührt — bringt die thermische Emission zum Vorschein, die eine Erhöhung des Nulleffektes bis auf etwa 1000/min herbeiführen kann. Schichten, wo an Stelle von BaO, SrO oder eine Mischung der Oxyde von Ba, Sr und Ca verwendet wird, zeigen ähnliches Verhalten. Möglicherweise sind die erwähnten Unregelmäßigkeiten durch die grobkörnige Struktur der verwendeten Materialien bedingt. Es wurde deshalb nach einem Material gesucht, dessen Oxydschicht mikrokristallinische Struktur aufweist. Legierungen von Mg wurden neuerdings von Zworykin als Elektroden von Vervielfachern vorgeschlagen. Das zu verwendende Material soll vor dem Einbau in die Röhre in Vakuum erhitzt werden. Bei Wiederholung der entsprechenden Versuche fand ich, daß stabilere Werte der Sekundäremission erhalten werden können, wenn man die Wärmebehandlung in einer Sauerstoffatmosphäre an Stelle des Vakuums ausführt. Zur Erklärung dieser Tatsache könnte angenommen werden, daß die Wärmebehandlung die Diffusion von Mg an die Oberfläche begünstigt und die freie Mg-Fläche im Sauerstoff zu MgO oxydiert wird. Die MgO-Oberfläche hat entweder für sich bessere sekundär emittierende Eigenschaften als die Legierung, oder die erhöhte sekundäre Elektronenemission ist eine Folge der Eigenschaft der Fläche, Alkalien — die als Verunreinigungen immer vorhanden sind — besser binden zu können. Letztere Vermutung wird durch die Beobachtung unterstützt, daß, wenn absichtlich Alkalien auf die Fläche aufgetragen werden, der sekundäre Emissionskoeffizient dadurch erhöht wird. Als günstigste Vorbehandlung erwies sich ein halbstündiges Erhitzen auf 400° C in einer Sauerstoffatmosphäre von 0,2 bis 0,3 mm Hg. Aus so behandeltem Material verfertigte Elektroden haben einen Multiplikationsfaktor von 4,5 bis 6 bei 200 bis 300 Volt Primärgeschwindigkeit und besitzen reproduzierbare Eigenschaften. Eine primäre (Richardson) Emission war bei Zimmertemperatur nicht zu beobachten. Der größte Vorteil solcher Elektroden ist die Möglichkeit, sie in der freien Luft, ohne die Gefahr, ihre

sekundären Emissionseigenschaften zu verlieren, aufbewahren zu können. Auf diese Weise verfertigte Röhren können beliebig oft geöffnet und wieder ausgepumpt oder an irgendeine Vakuumapparatur für Meßzwecke angeschlossen werden.

Eine vor kurzem gebaute zwölfstufige Vervielfacherröhre (mit emittierenden Elektroden aus Mg—Ag-Legierung) hatte folgende Eigenschaften: gemessene Gesamtmultiplikation: 10^8 , Gesamtspannung 3000 Volt, Isolation etwa 10^{14} Ohm. Der letztgenannte hohe Wert erklärt sich aus dem Umstande, daß kein Getter verwendet wurde, da es sich bei den Versuchen herausstellte, daß zum einwandfreien Funktionieren der Röhre als Zähler

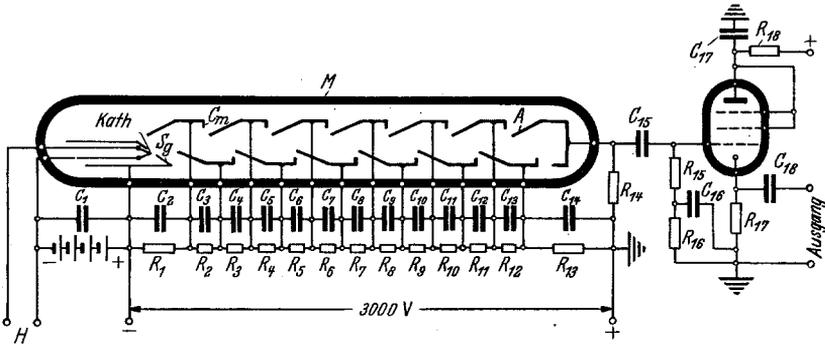


Fig. 2. Methode b). Vervielfacherröhre mit elektrostatischer Fokussierung und Einröhrenverstärker. Sg = Schutzgitter, H = Glühkathode.

kein sehr gutes Vakuum erforderlich ist. Es genügt, daß in der Röhre keine Glimmentladung entsteht. Bei den verwendeten Spannungen war keine Feldemission zu beobachten.

Die obenerwähnte Erklärung, wonach die gute sekundäre Emission dadurch entsteht, daß diejenige Komponente der Legierung, die den niedrigeren Schmelzpunkt hat, aus der Legierung herausdiffundiert und auf der Oberfläche oxydiert wird, wurde durch weitere Versuche unterstützt. Es zeigte sich, daß die gute sekundäre Emission nicht an das Vorhandensein von Mg geknüpft ist, und daß ähnlich hohe Vervielfachungsfaktoren mit Zn- und Cu- (Messing) und mit Fe- und Cr-Legierungen nach ähnlicher Vorbehandlung zu erreichen sind. Vervielfacherelektroden aus Messing zeigten einen Vervielfachungsfaktor von 5, der auch nach einer tausendstündigen makroskopischen Stromentnahme erhalten blieb.

Wenn keine Kühlung mit flüssiger Luft verwendet wird, vereinfacht sich die ganze Einrichtung wesentlich. Der hohe Wert des Koeffizienten der sekundären Emission gestattet eine beträchtliche Vereinfachung der

elektrischen Schaltung. Keine elektrische Abschirmung ist mehr nötig und sämtliche früher notwendigen Vorsichtsmaßnahmen, die Mikrophonie zu bekämpfen, sowie die Isolation zu verbessern, sind nun entbehrlich. Der Dreiröhrenverstärker der Methode a) vereinfacht sich auf eine Verstärkerröhre. Fig. 2 gibt die prinzipielle Schaltung an; der Apparat ist immer betriebsbereit und registriert reproduzierbar und automatisch die zu zählenden Partikeln. Das volle Auflösungsvermögen der Methode kann ausgenutzt werden (s. S. 239).

In allen Fällen — mit Ausnahme der Zählung von ultraroten Photonen — (s. S. 241) gibt Methode b) einen einfacheren Aufbau der Einrichtung und eine bequemere Arbeitsmöglichkeit als Methode a).

Der Nulleffekt.

Um festzustellen, welcher von den möglichen Ursachen — thermische Emission, Feldemission, kosmische Strahlen — der noch übriggebliebene kleine Nulleffekt zuzuschreiben ist, wurden die Temperatur der Röhre, sowie die verwendete Spannung systematisch erniedrigt. Man kann annehmen, daß jener Teil des Nulleffektes, der sich bei weiterer Erniedrigung der Temperatur und der Röhrenspannung nicht mehr ändert, von kosmischen Strahlen herührt. Diese Folgerung wird dadurch bestätigt, daß die Größe des Nulleffektes von derselben Größenordnung ist als die Anzahl der Stöße,

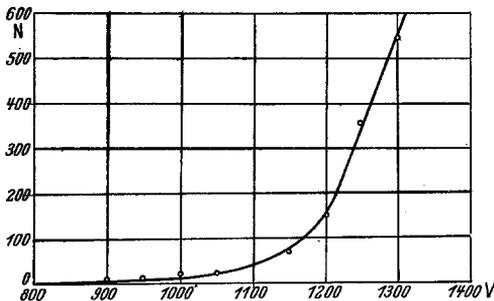


Fig. 3. Änderung des Nulleffektes einer Caesiumröhre mit der Gesamtspannung.

als die Anzahl der Stöße, die erwartungsgemäß von kosmischen Strahlen ausgelöst werden. Auch ist die Amplitude der Nulleffektstöße größer als jene, die man individuellen Elektronen zuschreiben könnte, was damit in Einklang steht, daß unter dem Einfluß der kosmischen Strahlen eine gleichzeitige Auslösung von mehreren Elektronen aus der Kathode zu erwarten ist. Je nach Dicke und Material der Kathode war ein Nulleffekt von 1 bis 5 Stößen pro Minute beobachtet.

Fig. 3 deutet an, wie der Nulleffekt eines Cs-Vervielfachers sich unter dem Einfluß der Feldemission ändert. Solange die Elektrodenspannung unter 950 Volt bleibt, beträgt der Nulleffekt, wie es der Anfang der Kurve anzeigt, nicht mehr als ein Stoß pro Minute. Mit Erhöhung der Spannung

Fig. 3 deutet an, wie der Nulleffekt eines Cs-Vervielfachers sich unter dem Einfluß der Feldemission ändert. Solange die Elektrodenspannung unter 950 Volt bleibt, beträgt der Nulleffekt, wie es der Anfang der Kurve anzeigt, nicht mehr als ein Stoß pro Minute. Mit Erhöhung der Spannung

vergrößert sich auch der Nulleffekt, zuerst langsam, dann schneller. Hiermit ist die Möglichkeit gegeben, die Feldemission bis zu extrem schwachen Strömen frei von Nebenerscheinungen studieren zu können.

Amplitudenverteilung.

Die Amplituden der an der Anode des Vervielfachers entstandenen Spannungsstöße zeigen eine statistische Schwankung. Zur Untersuchung dieser Erscheinung wurden die Stöße mittels einer Kathodenstrahlröhre auf photographischem Film registriert und ausgemessen. Eine so gewonnene Verteilungskurve ist in der Fig. 4

wiedergegeben. Daß der Vervielfachungsfaktor des Multiplikators eine Schwankung zeigt, liegt wohl in der Natur der Erscheinung. Einerseits weist die sekundäre Elektronenemission als Elementarakt eine Streuung auf, andererseits ist die Fokussierung der Elektronen in den verschiedenen Stufen ebenfalls mit einer Streuung verknüpft. Diese Frage ist von Zworykin, Morton und Malter¹⁾, sowie von Schokley und Pierce²⁾ behandelt worden. Letztgenannte Autoren haben nachgewiesen, daß aus der im makroskopischen Falle gewonnenen

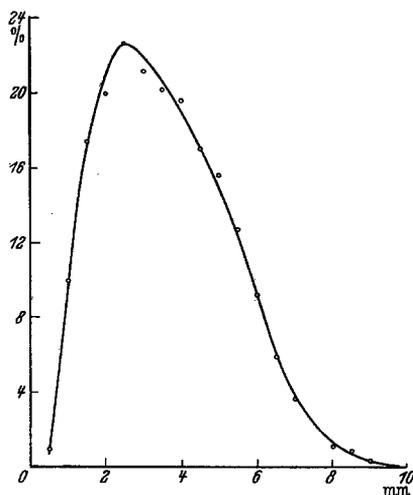


Fig. 4. Amplitudenverteilung der Stöße.
Ordinate: Prozentzahl der Stöße pro 0,5 m/m
Abzissenintervall.

Stromschwankungsmessungen der mittlere Wert und die Streuung der sekundären Emission bestimmt werden kann. In dem uns interessierenden Falle (mikroskopischer Fall) wird eine nähere Untersuchung der Amplitudenverteilung die *Wahrscheinlichkeitskurve* der sekundären Emission ergeben. Diesbezügliche Untersuchungen sind in Angriff genommen worden.

Für die Zwecke der vorliegenden Untersuchung ist von prinzipieller Wichtigkeit der experimentell gewonnene Befund, daß (wie z. B. aus Fig. 4 zu ersehen) die Verteilungskurve der Amplituden ein *außerhalb* der Null-

¹⁾ V. K. Zworykin, G. A. Morton u. L. Malter, Proc. I. R. E. **24**, 351, 1936. — ²⁾ W. Schokley and I. R. Pierce, Proc. I. R. E. **26**, 321, 1938.

stelle befindliches *Maximum* zeigt. Wird die Verstärkung erhöht, so erreicht die Zahl der beobachteten Stöße eine Sättigung. Erst dadurch ist die Möglichkeit gegeben, einen Vervielfacher als Zähler verwenden und die Ausbeute der Elektronen auslösenden Prozesse bestimmen zu können (s. S. 243).

Das Auflösungsvermögen.

In Gegensatz zu gasgefüllten Auslösezählern nimmt der Anodenstrom der Vervielfacherröhre proportional der Zahl der die Kathode verlassenden Elektronen zu, wenn die Anzahl der zu zählenden Elektronen beliebig erhöht wird. Der Zähler geht also stetig in einen *Intensitätsmesser* über.

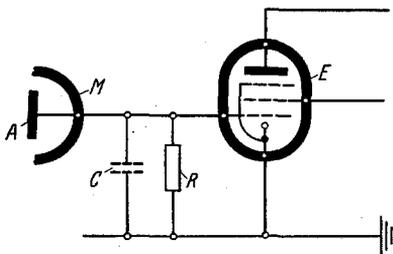


Fig. 5. Prinzipielle Schaltung einer Vervielfacherröhre und Eingangsstufe eines Verstärkers.

Abgesehen von diesem Vorteil ist das zeitliche *Auflösungsvermögen* bei der neuen Zählmethode größer als jenes von *allen* bisher existierenden Zählern. Das Auflösungsvermögen wird mit dem Zeitintervall definiert, welches notwendigerweise nach einem eingeleiteten Zählvorgang vergehen muß, um den nächstfolgenden Zählvorgang getrennt beobachten zu

können. Diese Zeitdauer ist bei den gasgefüllten Zählern jedenfalls nicht kleiner als 10^{-4} sec, da die Stoßdauer unter optimalen Bedingungen von der gleichen Größenordnung ist¹⁾.

Nach Zworykin (l. c.) arbeitet eine Vervielfacherröhre bei Frequenzen von 10^8 sec⁻¹ noch ohne Verzerrung. Hieraus folgt, daß das notwendige Zeitintervall, welches zwei einzelne Stöße beim Zählen trennen muß, kleiner ist als 10^{-8} sec. Dieses Zeitintervall wird nur durch die Laufzeit der Elektronen bedingt. Wir können also diese Zeitdauer — solange weitere diesbezügliche Messungen fehlen — 10^{-8} sec als das Auflösungsvermögen der Vervielfacherröhre akzeptieren. Es fragt sich nun, ob und inwieweit dieses bei nachfolgender Röhrenverstärkung ungünstig beeinflusst wird. Diese Fragestellung ist von Wichtigkeit, solange man nicht imstande ist, eine Röhre zu bauen, die ohne Nachverstärkung die Registrierung der Spannungstöße ermöglicht. Die nachfolgenden Überlegungen zeigen, daß das hohe Auflösungsvermögen der Röhre nur dann ausgenutzt werden kann, wenn die Vervielfachung einen bestimmten, gut angebbaren Wert übertrifft. Ist das nicht der Fall, so sind wir zwar imstande, durch entsprechende

¹⁾ A. Trost, ZS. f. Phys. **105**, 399, 1937; J. M. Lyshade u. J. C. Madsen, ebenda **108**, 777, 1938.

Nachverstärkung die Spannungstöße zu beobachten, erhalten aber notwendigerweise ein kleineres Auflösungsvermögen.

Fig. 5 zeigt die prinzipielle Schaltung einer Vervielfacherröhre und Eingangsstufe eines Verstärkers. Die Ladung q an der Anode der Röhre ladet die Kapazität C auf, die durch den Widerstand R entladen wird. Die untere Grenze von C ist die Summe der Ausgangskapazität des Vervielfachers und der Eingangskapazität der Verstärkerröhre, die obere Grenze von R wird durch den größtmöglichen Isolationswiderstand der Vervielfacheranode und des Gitters der Eingangsröhre gegeben. Der Spannungstoß kann als Funktion der Zeit durch folgende Gleichungen beschrieben werden:

$$\left. \begin{aligned} V &= \frac{Rq}{t_0} \left(1 - e^{-\frac{t}{RC}} \right) && \text{wenn } 0 \leq t < t_0, \\ V &= \frac{Rq}{t_0} \left(1 - e^{-\frac{t_0}{RC}} \right) e^{-\frac{t-t_0}{RC}} && \text{wenn } t_0 < t. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Hier ist $t_0 \sim 10^{-8}$ sec die Aufladezeit der Anode (während der der Ladestrom als konstant betrachtet werden kann). C ist ungefähr gleich 10^{-11} F, für R war ein Wert von 10^{12} Ohm leicht zu erreichen, so daß die Zeitkonstante $RC \sim 10$ sec beträgt. Da die Werte von t_0 und RC von ganz verschiedener Größenordnung sind, hat die maximale Spannung einen angenäherten Wert von q/C und die Kurve kann mit sehr großer Annäherung durch den folgenden *Sprung* dargestellt werden:

$$\left. \begin{aligned} V &= 0 && \text{wenn } t < 0, \\ V &= \frac{q}{C} = a && \text{wenn } t \geq 0. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Die Resonanzkurve des Verstärkers möge die einfache Form des idealen Bandfilters haben, nämlich $r(\omega) = 1$ im Innern des Intervalls $\omega_1 \leq \omega \leq \omega_2$ und $r(\omega) = 0$ außerhalb desselben.

Küpfmüller¹⁾ hat gezeigt, daß

1. Wenn $\omega_1 = 0$, hat die Ausgangskurve eine ähnliche Form, als jene von (2) mit dem Unterschiede, daß die Amplitude a erst in der Zeit von

$$\tau = \frac{\pi}{\omega_2} \quad (3)$$

erreicht wird.

2. Wenn $\omega_1 \neq 0$, wird die Amplitude der Ausgangskurve

$$x_{max} = \frac{a}{\pi \Omega} (\omega_2 - \omega_1), \quad \Omega = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}. \quad (4)$$

¹⁾ K. Küpfmüller, Elektr. Nachrichtentechnik 1, 141, 1924.

Die Zeit, in der das Maximum erreicht wird, wird in diesem Falle von Küpfmüller nicht berechnet; eine nähere Berechnung gibt als Minimum dieser Zeit:

$$\tau = \frac{\pi}{\omega_2 - \omega_1}. \quad (5)$$

(3) ist also auch in diesem Falle gültig und die zur Messung notwendige Zeit ist in beiden Fällen umgekehrt proportional der Bandbreite.

Nun hängen die bekannten Störgeräusche des Verstärkers ebenfalls von der Bandbreite ab. Der Johnson-Effekt, der — infolge des Nebenschlusses von R und C — auch von der Frequenz abhängt, kann durch eine entsprechende Erhöhung von R verschwindend klein gemacht werden. Das mittlere Quadrat der Amplitude des Schrot- und Flicker-Effektes beträgt:

$$\overline{y^2} = \frac{2 k T}{\pi} R_{ae} (\omega_2 - \omega_1), \quad (6)$$

wo R_{ae} den vom Standpunkte der Geräusche der Röhre äquivalenten R ohrenwiderstand bezeichnet.

Die Bedingung der Meßbarkeit von x_{max} ist

$$x_{max} > \varrho \sqrt{\overline{y^2}}, \quad (7)$$

wo $\varrho > 1$ die Genauigkeit der Messung kennzeichnet.

Die Bedingung der Meßbarkeit lautet also im Falle (1) aus den Gleichungen (3), (6) und (7)

$$a \sqrt{\tau} \geq \varrho \sqrt{2 k T R_{ae}} \quad (8)$$

im Falle (2) [aus (4), (5), (6), (7)]

$$a \sqrt{\tau} \geq \varrho \sqrt{2 k T R_{ae}} \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\omega_2 + \omega_1}{\omega_2 - \omega_1}. \quad (9)$$

Die kleinste Amplitude, die noch gemessen werden kann, ist im Falle (1) kleiner als im Falle (2). Das zeigt den Vorteil der Niederfrequenzverst arkung. Bei der Verstärkung von sehr niedrigen Frequenzen treten gewisse Schwierigkeiten auf, aber es genügt, wenn der Bedingung $\omega_1 \ll \omega_2$ entsprochen wird ¹⁾.

Gleichung (8) ist die Ausdehnung der bekannten Regel der Theorie des Galvanometers auf Röhrenverstärker. Bekanntlich wird die Empfindlichkeit des Galvanometers nach unten durch die Brownsche Bewegung

¹⁾ Wenn $\omega_1 = 0$ gibt (9) in der Grenze (8), aber multipliziert mit $\pi/2$. Diese Abweichung erklärt sich durch die nur angenäherte Gültigkeit von (4). Eine genauere Vergleichung der beiden Fälle (1) und (2) hat die Frequenzabhängigkeit von R_{ae} in Betracht zu ziehen. Bei niedrigeren Frequenzen muß man den Flicker-Effekt besonders in Rechnung ziehen.

des Systems begrenzt, dessen Energie bei einem Freiheitsgrade bis auf $\frac{1}{2} k T$ unbestimmt bleibt. Die Rolle des Widerstandes des Galvanometers übernimmt hier der Schroteffekt der ersten Röhre, bzw. der äquivalente Widerstand der Geräusche. (Ein genauere Vergleich der Konstanten in beiden Fällen würde nur bei identischen Resonanzkurven möglich sein.)

Man sieht aus Gleichung (8), daß es bei einem Röhrenverstärker zwar durch Verminderung der Bandbreite möglich ist, beliebig kleine Spannungstöße (Ladungen) zu messen, jedoch nur unter Verlängerung der Beobachtungszeit, also in unserem Falle auf Kosten des Auflösungsvermögens. Bei einer gegebenen Empfindlichkeit eines Registrierapparates ist es also im Interesse des Auflösungsvermögens günstig, die Stromverstärkung der Vervielfacherröhre höher und die Spannungsverstärkung des Nachverstärkers niedriger zu wählen. Dadurch ergibt sich der prinzipielle Vorteil der Vervielfacherröhre gegenüber einem Röhrenverstärker.

Tabelle 2. Zusammenhang zwischen Mindestamplitude und Beobachtungszeit.

Beobachtungszeit sec	Untere Frequenzgrenze sec ⁻¹	Obere Frequenzgrenze sec ⁻¹	Untere Grenze der meßbaren Ladung Elektron	Minimaler Widerstand ϱ
10 ⁻⁸	10 ³	5 · 10 ⁷	5 · 10 ³	*)
10 ⁻⁷	10 ³	5 · 10 ⁶	1,6 · 10 ³	2,6 · 10 ⁶
10 ⁻⁶	10 ³	5 · 10 ⁵	5 · 10 ²	6,3 · 10 ⁷
10 ⁻⁵	10 ³	5 · 10 ⁴	1,6 · 10 ²	6,3 · 10 ⁸
10 ⁻⁴	~ 5 · 10 ³	5 · 10 ³	5 · 10	~ 10 ¹⁰
10 ⁻³	~ 5 · 10	5 · 10 ²	1,6 · 10	~ 10 ¹²
10 ⁻²	~ 5	5 · 10	5	~ 10 ¹⁴

Die Tabelle 2 gibt die Mindestamplituden an, die bei verschiedenen Beobachtungszeiten mit einem Röhrenverstärker noch beobachtbar sind, berechnet bei einem äquivalenten Störwiderstand der Eingangsröhre von 2000 Ohm. (Entsprechend ungefähr dem heutigen Stande der Röhrentechnik. Die Frequenzabhängigkeit wurde vernachlässigt.) Die Tabelle bezieht sich auf $\varrho = 1$. Die Mindestamplituden sind in Elektronenzahlen angegeben, wobei $C = 2 \cdot 10^{-11}$ F gesetzt wurde. Die in der vierten Reihe angegebenen Mindestwerte von R sind so berechnet, daß der effektive Wert des Johnson-Effektes dem des Schroteffektes gleichkommt.

Aus der Tabelle ersieht man, daß man, um das volle Auflösungsvermögen ($\tau \sim 10^{-8}$ sec) erhalten zu können, einen Bandfilter benutzen muß, dessen

*) Der Johnson-Effekt ist unabhängig vom verwendeten Widerstande immer kleiner als der Schroteffekt.

Bandbreite größer ist als 10^7 sec^{-1} . Wenn $\varrho = 10$ gesetzt wird, so findet man $5 \cdot 10^4$ Elektronen als untere Grenze der Ladung, die gemessen werden kann. Infolge der Schwankung der Stoßamplituden der Röhre, die einen Fehler von einer Größenordnung verursachen kann, muß man eine Vervielfachung von ungefähr $5 \cdot 10^5$ zur Verfügung haben, um ein Auflösungsvermögen von der Ordnung 10^{-8} sec erhalten zu können. Dieser Wert war mit Hilfe der oben beschriebenen Röhre (s. S. 232) bereits zu erreichen. Ein kleinerer Wert der Vervielfachung kann zwar mit Hilfe der nachträglichen Verstärkung ausgeglichen werden, so daß die Beobachtung der Stöße möglich ist, aber nur auf Kosten des Auflösungsvermögens.

Photonenzählung.

Der Geiger-Müller-Zähler, das für die Zählung von energiereichen Photonen geeignete Instrument, zeigt in seiner Anwendung auf sichtbare und ultrarote Photonen gewisse Schwierigkeiten. Diese stammen hauptsächlich von der an der Alkalikathode adsorbierten Gasschicht^{1) 2)}, sowie von einer durch Ionenproduktion verursachten Änderung der Austrittsarbeit³⁾. Das durch die Entladung verursachte Licht wirkt im Ablauf der Entladung mit⁴⁾ und kann die Stoßdauer verlängern⁵⁾. Infolge des niedrigen Wertes der Austrittsarbeit ist die Breite des „Spannungsplateaus“ nicht größer als 10 bis 100 Volt⁶⁾. Infolge der kleinen Austrittsgeschwindigkeit kehrt ein erheblicher Teil der Photoelektronen nach Zusammenstoßen mit Gasmolekülen zur Kathode zurück und entzieht sich dem Zählvorgang⁷⁾. Dadurch verringert sich die Empfindlichkeit des Zählers. Es ist zwar Kiepenhauer (l. c.) gelungen, diese Schwierigkeiten durch Trennung des Zählraumes von der Austrittsstelle zu beseitigen, jedoch ohne Erhöhung des Auflösungsvermögens.

Die Methode der Elektronenvervielfachung ist frei von den genannten Schwierigkeiten und gibt reproduzierbare Werte. Die Bedingung des kleinen Nulleffektes ergibt hier für die Photoelektrode dieselbe Forderung, die wir oben (s. S. 229, Tabelle 1) für die sekundäremittierenden Schichten gestellt haben. Daraus folgt, daß die Austrittsarbeit bei Zimmertemperatur den Wert von $\varphi = 1,3 \text{ Volt}$ nicht überschreiten darf. Dadurch wird den bei Zimmertemperatur zählbaren Photonen mit $\lambda = 9500 \text{ \AA}$ eine Grenze gesetzt.

¹⁾ Gordon L. Locher, Phys. Rev. **42**, 525, 1932. — ²⁾ W. Christoph, Ann. d. Phys. **23**, 747, 1935. — ³⁾ K. O. Kiepenhauer, ZS. f. Phys. **107**, 145, 1937. — ⁴⁾ W. Christoph u. W. Hanle, Phys. ZS. **34**, 644, 1933. — ⁵⁾ K. H. Kreuchen, ZS. f. Phys. **94**, 549, 1935 und **97**, 625, 1935. — ⁶⁾ Gordon L. Locher, l. c.; W. Christoph, Ann. d. Phys. l. c. — ⁷⁾ Gordon L. Locher, l. c.; W. Christoph, Phys. ZS. **37**, 265, 1936.

Photonen von größerer Wellenlänge können prinzipiell nur unter Kühlung der Photokathode gezählt werden¹⁾.

Die Zählung von ultraroten Photonen geschah mit Hilfe eines Caesium-vervielfachers, der in flüssige Luft getaucht wurde [s. S. 229, Methode a)]. Dank der hohen Empfindlichkeit der Ag—Cs₂O—Cs-Schicht stellt der Apparat auch im Sichtbaren den zur Zeit empfindlichsten Lichtzähler dar.

Fig. 6 beweist die Unabhängigkeit der Zählung von der verwendeten Spannung. Die Messungen erstreckten sich auf ein Intervall von 250 Volt und die Zahl der beobachteten Stöße war unabhängig von der benutzten Spannung gefunden. Bei höheren Spannungen ist die durch die Feldemission verursachte Vergrößerung

des Nulleffektes in Betracht zu ziehen (siehe S. 234). Zur Empfindlichkeitsbestimmung des Apparates diente die Strahlung eines schwarzen Körpers²⁾, bei dem die Verteilung der Photondichte im Spektrum nach der Planckschen Formel berechnet werden kann. Ein

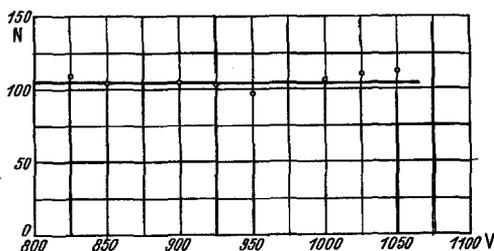


Fig. 6. Unabhängigkeit der Zählung von der Röhrenspannung.

Wasserfilter diente zur Verhinderung der Erwärmung der Kathode. Der Apparat war imstande, das außerordentlich geringe „Licht“, das ein schwarzer Körper von 0,5 cm² Oberfläche und von der Temperatur von 200° C in einem Raumwinkel von $d\Omega = 1,45 \cdot 10^{-5}$ aussendet, anzuzeigen. Die Empfindlichkeit des Apparates ist — wenn man die bekannte Absorptionskurve des Wassers und die relative Empfindlichkeit der Ag—Cs₂O—Cs-Schicht der Berechnung zugrunde legt — in der Gegend der Wellenlänge $\lambda = 8000 \text{ \AA}$ (rotes Maximum der Caesiumkurve) zu

$$E = 75 \text{ Photon/Elektron}$$

bestimmt worden.

Laut Barness und Czerny³⁾ beträgt die untere Grenze der Empfindlichkeit des menschlichen Auges (bei $\lambda = 5300 \text{ \AA}$, maximale Augenempfindlichkeit) 80 bis 150 Photon/sec. Die Beobachtungen von Buisson⁴⁾

¹⁾ Vgl. Gordon L. Locher, Phys. Rev. **53**, 333, 1938. — ²⁾ Z. Bay, Math. u. Naturw. Anz. ung. Akad. d. Wiss. LVII, 513, 1938; I. L. Roich, C. R. Moskau **24**, 687, 1939; Phys. Ber. **21**, 891, 1940. — ³⁾ R. Bowling, Barness and M. Czerny, ZS. f. Phys. **79**, 436, 1932. — ⁴⁾ H. Buisson, Journ. d. Phys. **7**, 67, 1917.

geben 350 Phot/sec, jene von Russel¹⁾ 215 Phot/sec und diejenigen von Reeves²⁾ 400 Phot/sec als untere Grenze.

Wird der obige Wert von E auf Grund der Cs-Empfindlichkeitskurve auf $\lambda = 5300 \text{ \AA}$ umgerechnet, so erhält man 90 Phot/El. Wird auch der Nulleffekt (ungefähr $1/60 \text{ El} \cdot \text{sec}^{-1}$) berücksichtigt, so kommt man zum Schlusse, daß die von unserem Apparat *meßbare* Lichtintensität erheblich kleiner ist als jene, die vom menschlichen Auge wahrgenommen werden kann.

Zum Vergleiche mit der Empfindlichkeit der photographischen Platten kann die Angabe von Minnaert³⁾ herangezogen werden, wonach beim Schwellenwert der Augenempfindlichkeit im Grünen eine Belichtungszeit von 30 Stunden notwendig ist. Derselbe Lichtstrom kann mit unserem Photonenzähler innerhalb 20 sec mit dem mittleren Fehler von 20% *gemessen* werden.

Will man sich auf die Zählung der sichtbaren Photonen beschränken, so ist natürlich eine Kühlung unnötig und eine in die Röhre destillierte Kaliumkathode leistet gute Dienste. Der Nulleffekt dieser Kathode ist ebenfalls klein (2 bis 10/min), ihre Empfindlichkeit wurde in Übereinstimmung mit Kiepenhauer zu 4000 Phot/El geschätzt (blaues Licht).

Die Lichtempfindlichkeit der BaO-Schicht ist zwar hoch, ist aber wegen der bereits erwähnten Unregelmäßigkeit des Nulleffektes nicht reproduzierbar.

Weitere Untersuchungen, eine Photokathode (mit zusammengesetzter Schicht) von höherer Empfindlichkeit im Sichtbaren und ohne Kühlung mit kleinem Nulleffekt zu finden, sind im Gange.

Zählung von Korpuskeln und Photonen hoher Energie.

Das wichtigste Bauprinzip der beschriebenen Elektronenvervielfacher liegt in der Anwendung der Elektronenfokussierung, dimensioniert für einige 100 Volt Geschwindigkeit. Elektronen *hoher* Geschwindigkeit werden nicht fokussiert, für solche hat also die Zählung eine kleine Ausbeute. Danach ist zu erwarten, daß nur Elementarprozesse, die Elektronen *kleiner* Geschwindigkeit auslösen, mit der neuen Methode gezählt werden können.

Bekanntlich lösen α -Teilchen aus Metalloberflächen Elektronen kleiner Geschwindigkeit aus⁴⁾, es ist also die unten beschriebene Zählbarkeit

¹⁾ H. N. Russel, *Astrophys. Journ.* **45**, 60, 1917. — ²⁾ P. Reeves, ebenda **46**, 167, 1917. — ³⁾ M. Minnaert, *ZS. f. Astrophys.* **4**, 358, 1932. — ⁴⁾ H. Geiger, *Handb. d. Phys.* **22/2**, 219, 1933; E. Rutherford, J. Chadwick, C. D. Ellis, *Radiations f. Rad. Subst.* **147**, 1; G. A. Hill, W. W. Buechner, J. S. Clark and J. B. Fisk, *Phys. Rev.* **55**, 463, 1939.

von α -Teilchen nicht überraschend. Dasselbe bezieht sich auf Ionen hoher Geschwindigkeit, deren Zählbarkeit mit dieser Methode Allen¹⁾ gezeigt hat. Dasselbe gilt für Elektronen hoher Geschwindigkeit und für β -Teilchen²⁾, deren Zählung in dieser Arbeit beschrieben wird.

Für Photonen hoher Energie (γ - und Röntgenstrahlen) kann nicht einfach eine ähnliche Folgerung gezogen werden. Trotzdem zeigen die unten beschriebenen Untersuchungen, daß diese mit der Vervielfachermethode ungefähr mit derselben Empfindlichkeit zählbar sind, wie mit dem Geiger-Müllerschen Zählrohr. Die Erklärung hierfür liegt offenbar darin, daß die primär ausgelösten Compton- und Photoelektronen beim Austritt aus der Metalloberfläche sekundäre Elektronen kleiner Geschwindigkeit mit auslösen.

Die Zählung von α - und wahrscheinlich auch von β -Teilchen erwies sich als quantitativ. Die vergleichsweise angestellten Untersuchungen erfolgten mit Hilfe von identischen Po- und RaE-Präparaten unter identischen Raumwinkeln. Die Präparate waren in Metallhülsen mit kleinem Öffnungswinkel untergebracht, die Enden derselben waren mit Aluminiumfolie bedeckt, um das Entweichen der vom Röhreninnern ausgelösten Elektronen zu verhindern. Die Metallhülsen waren auf die Kathode zu gerichtet, und es sind Vorkehrungen getroffen worden, um die Vervielfacherelektroden von der einfallenden Strahlung zu schützen. Messing, Wolfram und Silber dienten als Kathodenmaterial. Die Stoßzahl war bei der Zählung von α -Teilchen im Falle des Vervielfachers und in dem des Spitzenzählers gleich groß. Bei der Zählung von β -Teilchen ergaben sich im Vervielfacher mehr Stöße, als im Spitzenzähler, was wahrscheinlich durch die schwierige Einstellbarkeit des Spitzenzählers für β -Strahlen zu erklären ist.

Die Empfindlichkeit der Zählung von γ - und Röntgenquanten war von derselben Größenordnung, wie bei einem Geiger-Müllerschen Zählrohr. Kathodenplatten aus verschiedenen Materialien, oder Platten aus demselben Material, jedoch mit verschiedener Vorbehandlung (Oxydieren) zeigten abweichende Empfindlichkeit. Diesbezügliche weitere Untersuchungen sind im Gange.

Die Zahl der durch die Photonen oder Korpuskeln ausgelösten langsamen Elektronen kann durch die Amplituden der Stöße bestimmt werden.

Die Amplituden der einzelnen Stöße sind infolge der bereits erwähnten statistischen Schwankungen nicht einfach proportional der Anzahl der die

¹⁾ J. S. Allen, l. c. — ²⁾ E. Rutherford, J. Chadwick, C. D. Ellis, l. c. 153 l.

Kathode verlassenden Elektronen, und es existiert keine maximale Amplitude (s. Fig. 4) — im Gegensatz zu den Behauptungen von Allen¹⁾ — die die maximale Anzahl der ausgelösten Elektronen bestimmen könnte. Die Amplitudenverteilung gibt nur über die durchschnittliche Zahl der im untersuchten Prozeß ausgelösten Elektronen Aufschluß. Die Wahrscheinlichkeitstheorie der Amplitudenverteilung würde aber auch die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Zahl der durch die primären Teilchen ausgelösten sekundären Elektronen liefern (s. S. 235).

Bezeichne $\varphi(x)$ die Wahrscheinlichkeitsdichte der Amplitudenverteilung, dann gibt das Integral

$$Q. = N \int_0^{\infty} \varphi(x) dx$$

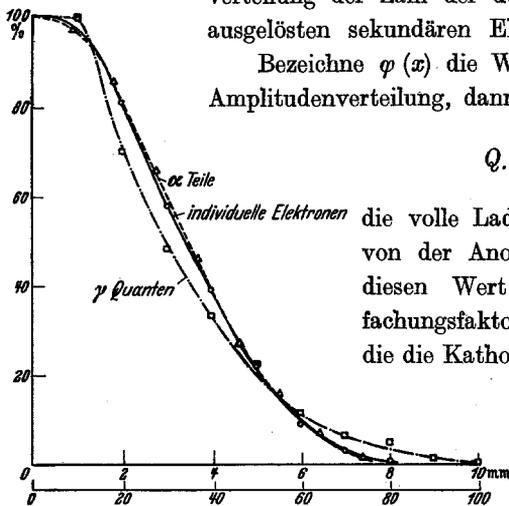


Fig. 7.

die volle Ladung, die während N Stöße von der Anode abfließt. Dividiert man diesen Wert mit dem Gesamtvervielfachungsfaktor der Röhre, so erhält man die die Kathode verlassende volle Ladung

und daraus die einem einzigen Teilchen zukommende Zahl der Elektronen. Eine genauere Bestimmung ergibt sich, wenn man an Stelle der

totalen Vervielfachung jene Ladung der Berechnung zugrunde legt, die an der Anode entsteht, wenn unter der Wirkung von sichtbaren Photonen oder einer Erhitzung aus der Kathode N individuelle Elektronen austreten.

Fig. 7 gibt die Resultate, die bei Benutzung von Po α - und Ra γ -Strahlen gewonnen waren. Die Kurven sind aus ähnlichen der Fig. 4 durch Integration gewonnen. Die zu irgendeiner Abszisse gehörige Ordinate gibt die prozentuelle Anzahl jener Stöße an, die größer sind als die Abszisse, so daß der Flächeninhalt unterhalb der Kurve der Ladung Q proportional ist. Die Kurven der Fig. 7 stellen das Ergebnis von je einigen tausend beobachteten Stößen dar. Jene Kurven, die sich auf Richardsonsche Elektronen und γ -Strahlen beziehen, haben einfache, jene der α -Teilchen eine zehnfache Abszissenskale.

Aus Fig. 7 ersieht man, daß ein α -Teilchen aus einer Messingelektrode durchschnittlich 10 Elektronen auslöst, dagegen in einem erfolgreichen

¹⁾ J. S. Allen, l. c. S. 969.

γ -Stoß durchschnittlich nur ein Elektron ausgelöst wird. Die Elektronenkurve und die γ -Kurve haben etwas abweichende Form; das hängt wahrscheinlich damit zusammen, daß der benutzte γ -Bündel (trotz der Abblendung durch ein Bleirohr) nicht genügend eng war und es bestand die Möglichkeit, daß nicht nur aus der Kathode, sondern auch aus den ersten Vervielfachungselektroden Elektronen austreten können. Da die weitere Vervielfachung dieser geringer ist, so wird die Zahl der Stöße mit geringer Amplitude größer.

Was die β - und Röntgenstrahlen betrifft, sind ähnliche Kurven wie bei den γ -Strahlen zu erwarten. Die vorläufigen — nur qualitativen — Beobachtungen scheinen diese Folgerung zu bestätigen. Die beobachteten Amplituden sind von derselben Größenordnung als jene, die sich im Falle der individuellen Elektronen zeigten.

Der Verfasser wünscht auch an dieser Stelle dem Herrn G. Papp, sowie den Herren Angestellten der Tungstam A. G. in Ujpest: A. Budincsevits, G. Dallos, G. Grünwald, A. Horváth, Z. Szepesi seinen Dank für die wertvolle Hilfe, die er im Laufe der Untersuchung von den genannten Herren erhalten hat, auszusprechen.

Budapest, Atomphysikalisches Institut d. K. ung. Universität f. technische u. Wirtschaftswissenschaften.
