

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 1 (1928)
Heft: IX

Artikel: Über die photoelektrische Endaufladung ultramikroskopischer Partikel
Autor: Olsufjew, Maria von
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-109188>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 30.03.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Über die photoelektrische Endaufladung ultramikroskopischer Partikel

von Maria von Olsufjew.

(30. XI. 28.)

Zusammenfassung: Es wird versucht, die maximale Aufladung eines mit dem unzerlegten Lichte einer Hg-Lampe bestrahlten ultramikroskopischen Metallpartikelchens als Funktion des im Millikan-Kondensator herrschenden Feldes zu berechnen. Hierbei wird in Vervollständigung einer von Yang angegebenen Theorie die Influenzladung berücksichtigt, die durch das Kondensatorfeld auf dem Teilchen hervorgerufen wird.

A. Einleitung.

Ein positiv geladenes, ultramikroskopisches Teilchen von der Masse m lässt sich bekanntlich in einem Millikan-Kondensator schwebend halten, wenn zwischen der nach unten wirkenden Schwerkraft $m \cdot g$ und der das Teilchen an die obere, negativ geladene Kondensatorplatte ziehenden Kraft $e \mathfrak{E}$ (e = Ladung des Teilchens, $\mathfrak{E}$ = Feldstärke im Kondensator) die Beziehung besteht:

$$m g = e \mathfrak{E}$$

Wird ein solches schwebend gehaltenes Teilchen mit ultravioletttem Licht bestrahlt, so lädt es sich unter Aussendung von Photoelektronen stärker auf. Diese Aufladung folgt jedoch der Bestrahlung nicht momentan; die Aufladezeit ist um so grösser, je grösser die Ladung des Teilchens wird. Ferner existiert ein Maximalbetrag, über den hinaus das Teilchen sich auch bei beliebig langer Bestrahlung nicht aufladen lässt. Für die Verzögerungszeit, d. h. die Zeit, die zwischen dem Beginn der Bestrahlung und der Loslösung eines Photoelektrons verstreicht, und für die Existenz einer Maximalaufladung haben MEYER und GERLACH¹⁾, die den Effekt fanden, eine sehr einleuchtende Erklärung gegeben, die uns später noch eingehender beschäftigen wird.

Dem Prinzip nach handelt es sich um folgendes: Ein Elektron wird nur dann das bestrahlte Metallpartikelchen verlassen können, wenn es eine genügende Energie besitzt, um die anziehenden Kräfte des positiv geladenen Teilchens zu überwinden; es muss, wie später gezeigt wird, mindestens eine bestimmte, berechenbare, kritische Strecke im Gegenfeld des Teilchens zurücklegen können, sonst fällt es nach der Loslösung durch das Licht wieder auf die emittierende Oberfläche zurück.

¹⁾ EDGAR MEYER und W. GERLACH. Ann. d. Phys. **45**, 177. 1914.

Nun hat YANG¹⁾ vor einigen Jahren untersucht, ob sich diese kritische Entfernung verkleinern und damit die Maximalaufladung vergrössern lässt, wenn man das Teilchen bestrahlt, während es unter der Wirkung eines *starken* elektrischen Feldes steht. Wird nämlich bei gegebener Ladung des Teilchens und damit gegebener rücktreibender Kraft diese kritische Entfernung kürzer, so müssen noch weitere Elektronen fähig sein, die Arbeit im Gegenfeld zu leisten und die Teilchensphäre zu verlassen, die ohne starkes äusseres Feld wieder an die Oberfläche zurückgezogen worden wären; damit wäre dann die Möglichkeit höherer positiver Aufladung des Teilchens gegeben. Da aber bei Anwendung hoher, gleichgerichteter Felder das geladene Partikelchen mit grosser Geschwindigkeit an die negative Platte wandern, also der Beobachtung entgehen würde, so legte YANG an seinen Kondensator Wechselfspannungen, welche der Gleichspannung, die das Teilchen in der Schwebe hielt, überlagert wurden. Er erreichte damit, dass das Teilchen um seine Ruhelage Schwingungen ausführte, ohne seinen Schwerpunkt im Mittel zu verschieben. Ähnliche Überlagerungen von Wechselfeldern über das Gleichfeld in Millikan-Kondensatoren sind schon öfter in der Literatur erwähnt²⁾.

Das Anlegen hoher Wechselfelder während der Bestrahlung ergab das erwartete Resultat: die Verzögerungszeit wurde herabgesetzt und gleichzeitig die maximale Aufladung vergrössert. YANG versuchte auch, sich theoretisch über den Betrag der Endaufladung Rechenschaft zu geben, doch waren trotz qualitativer Übereinstimmung von Theorie und Erfahrung quantitative Diskrepanzen vorhanden. Es ist das Ziel der vorliegenden Arbeit zu zeigen, wie durch eine genauere Rechnung und Vermeidung von Fehlerquellen in der experimentellen Methode sich innerhalb der Messgenauigkeit eine vollständige Übereinstimmung der beobachteten und der berechneten Werte für die Endaufladung erzielen lässt.

B. Theorie.

Im folgenden soll berechnet werden, wie die Endaufladung eines mit einer konstanten, ultravioletten Lichtquelle bestrahlten Metallpartikels sich mit dem elektrischen Felde, in dem es sich befindet, verändert. Ob das Feld, im Falle einer an den Kondensator gelegten Gleichspannung, unendlich lange wirkt, oder im Falle einer Wechselfspannung nur jeweils während eines Bruch-

¹⁾ YÜ CHEN YANG. Ann. d. Phys. **76**, 333. 1925.

²⁾ W. A. SHEWHART. Phys. Rev. **9**, 425, 1917. R. ABBOTT. Phys. Rev. **12**, 381, 1918. R. FÜRTH. Ann. d. Phys. **63**, 521, 1920.

teiles der Dauer einer Periode, kommt wegen der geringen Trägheit der Elektronen für die Rechnung nicht in Betracht.

Da die Rechnung zeigen wird, dass die Endaufladung des Teilchens mit dem Felde steigt, so ist für uns auch nur der maximale Wert des Feldes von Bedeutung. Denn eine in irgend einem Felde erworbene Ladung kann nur in einem *grösseren* Felde anwachsen, kann sich aber in einem kleineren nicht verringern;

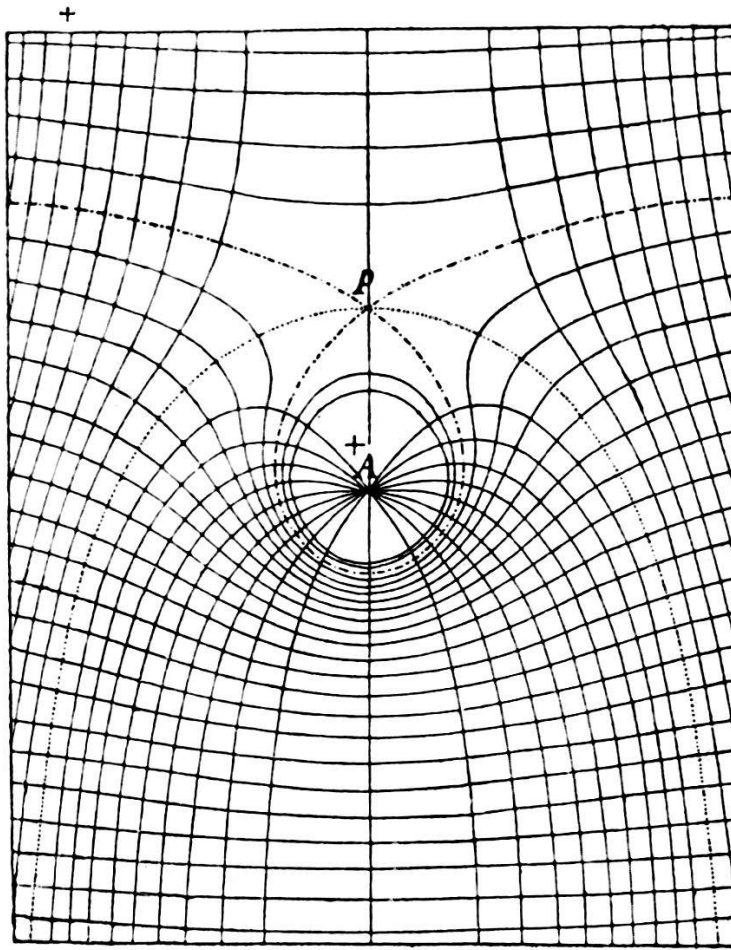


Fig. 1.

mit anderen Worten: die letzten Elektronen werden nur aus dem Teilchen herausgezogen, während die maximale Spannung am Kondensator liegt, d. h. während desjenigen Teiles einer Periode, wo die Wechselspannung ihren Scheitelwert erreicht hat und ausserdem in derselben Richtung liegt wie die Gleichspannung.

a) Wir berechnen zunächst die Energie, die ein ausgelöstes Photoelektron mindestens besitzen muss, um das verzögernde Teilchenfeld zu überwinden und dadurch an die positive Kondensatorplatte zu gelangen.

Fig. 1 ist das bekannte Maxwell'sche Bild¹⁾ des Kraftlinien- und Niveauflächenverlaufes in einem planparallelen Kondensator, in dessen Mitte sich ein geladener Punkt A befindet. Eine der Niveauflächen hat einen vielfachen Punkt P , in dem die Feldstärke Null herrscht. Die durch P gelegte und durch die punktierte Linie angedeutete Fläche teilt den Raum derartig in zwei Teile, dass ein Elektron ohne Anfangsgeschwindigkeit von jedem Punkt innerhalb der Begrenzungsfläche nach A gezogen wird, ausserhalb der Fläche aber längs der Kraftlinien an die positive Platte wandert. Soll ein in A ausgelöstes Elektron an die positive Platte geführt werden, so muss es eine Anfangsgeschwindigkeit besitzen, die ausreicht, um mindestens die Strecke AP im Gegenfeld zurücklegen zu können, andernfalls fällt es nach der Auslösung wieder auf A zurück. Es muss also, wenn V_A bzw. V_P das Potential in A und P und ε die Elementarladung bedeutet, die Energie

$$\frac{1}{2} m v^2 \geq \varepsilon (V_A - V_P)$$

sein. Nun ist der Anfangsgeschwindigkeit eines durch ultraviolettes Licht ausgelösten Photoelektrons eine obere Grenze durch die Einstein'sche Beziehung

$$h(\nu - \nu_0) = \frac{1}{2} m v^2$$

gesetzt, wo ν die photoelektrisch wirksame Frequenz und ν_0 die langwellige Grenze der Partikelsubstanz bedeutet. Da sich mit wachsender positiver Ladung des Teilchens auch das von ihm erzeugte Gegenfeld vergrössert, so muss schliesslich ein Zustand erreicht werden, bei dem kein Elektron mehr eine genügende Geschwindigkeit besitzt, um den Weg AP zurücklegen zu können, oder im Grenzfalle, für das letzte Elektron, das das Teilchen noch endgültig verlassen kann, wird die Beziehung gelten:

$$h \cdot (\nu - \nu_0) = \frac{1}{2} m v^2 = \varepsilon \cdot (V_A - V_P). \quad (1)$$

Die nach Verlust der Photoelektronen erreichte Endaufladung des positiv zurückbleibenden Teilchens sei im folgenden mit e_m bezeichnet.

Das Maxwell'sche Bild ist für unseren Fall noch einer Korrektur zu unterziehen. Das Metallteilchen ist nicht punktförmig, es besitzt, wenn es als kugelförmig angesehen werden darf, einen endlichen Radius a , ferner wird durch das Kondensatorfeld eine Ladung auf ihm influenziert. Die Berechnung der Potentialdifferenz $V_A - V_P = \Delta V$, wo V_A das Potential an der Oberfläche der leitenden Kugel ist, entnehmen wir einer Arbeit von

¹⁾ MAXWELL'S Lehrbuch der Elektrizität, Bd. I, Tafel IV.

Frl. TAUBES¹⁾, in der dieser Wert für den ganz gleichen Fall bestimmt wurde. Ist k der Abstand zwischen Teilchenmittelpunkt und P , und bedeutet $\mathfrak{E}$ das ungestörte Kondensatorfeld, so wird:

$$h \cdot (v - v_0) = \varepsilon \cdot \Delta V = \varepsilon \cdot \left\{ \frac{e_m}{a} - \frac{e_m}{k} - \mathfrak{E} \cdot \left(1 - \frac{a^3}{k^3} \right) \cdot k \right\}, \quad (2)$$

wobei k durch die kubische Gleichung definiert ist:

$$\mathfrak{E} + 2 \mathfrak{E} \frac{a^3}{k^3} - \frac{e_m}{k^2} = 0. \quad (3)$$

Gleichung (3) bedeutet das Verschwinden des Feldes im Punkte P . Das Feld $\mathfrak{E}$ ohne Teilchen wird kompensiert durch $\frac{e_m}{k^2}$, das Feld des Teilchens allein, von dem das Glied $2 \mathfrak{E} \frac{a^3}{k^3}$, das durch die Influenzladung hervorgerufen wird, noch abzuziehen ist.

$\mathfrak{E}$ berechnet sich, falls an dem Kondensator nur die Gleichspannung V_G liegt, wenn diese in Volt abgelesen wird, und d den Plattenabstand bedeutet, in elektrostatischen Einheiten zu

$$\mathfrak{E} = \mathfrak{E}_G = \frac{V_G}{300 d}.$$

Liegt nur eine Wechselspannung am Kondensator vom Effektivwert V_W und ist s der Scheitelfaktor, so ist das maximale Wechselfeld analog:

$$\mathfrak{E} = \mathfrak{E}_W = \frac{V_W \cdot s}{300 d}.$$

Somit herrscht im Falle, dass beide Spannungen einander überlagert sind, im Maximum das Feld:

$$\mathfrak{E} = \mathfrak{E}_G + \mathfrak{E}_W = \frac{1}{300 d} (V_G + V_W \cdot s).$$

b) Aus der in Gleichung (2) angegebenen Energie des letzten Elektrons, das bei gegebener Frequenz des eingestrahlten Lichtes das verzögernde Feld des positiv geladenen Teilchens noch überwinden kann, soll jetzt die Maximalaufladung des Teilchens als Funktion der am Kondensator anliegenden Spannung berechnet werden. Gleichung (2) mit 2 multipliziert und von der mit k erweiterten Gleichung (3) abgezogen, ergibt nach e_m aufgelöst:

$$e_m = (2 \Delta V + 3 \mathfrak{E} \cdot k) \frac{a k}{2 k - a}. \quad (4)$$

Hierin ist $\Delta V = \frac{h}{\varepsilon} (v - v_0)$ als eine Konstante anzusehen, $\mathfrak{E}$, das Feld im Plattenkondensator, ist berechenbar, a , der *Teilchenradius*,

¹⁾ S. TAUBES, Ann. d. Phys. **76**, 629, 1925.

wird aus der Fallzeit des Teilchens bestimmt (siehe unter c), während k noch unbekannt ist. Eliminiert man aus Gleichung (3) und Gleichung (4) das e_m , so erhält man:

$$\frac{k^4}{a^4} - 2 \frac{k^3}{a^3} - \frac{\Delta V}{a \mathfrak{E}} \frac{k^2}{a^2} + 2 \frac{k}{a} - 1 = 0.$$

Oder setzt man für $\frac{k}{a} = x$ und für $\frac{\Delta V}{a \mathfrak{E}} = a$, so erhält man:

$$x^4 - 2 x^3 - a x^2 + 2 x - 1 = 0. \quad (5)$$

Diese Gleichung lässt sich als Schnittpunkt der beiden folgenden Kurven interpretieren und graphisch auswerten:

$$\begin{array}{ll} \text{I.} & x^4 - 2 x^3 + 2 x - 1 = y_1(x) \\ \text{II.} & a x^2 = y_2(x). \end{array}$$

Da k und a positive Grössen sind, ferner $k/a = x \geq 1$ sein muss, so interessiert nur der einzige Schnittpunkt, den die Kurve $y_1(x)$ mit $y_2(x)$ für $x > 1$ besitzt. ($y_1(x)$ steigt für $x > 1$ monoton an, schneidet also die Parabel $y_2(x)$ für $x > 1$ nur einmal.) Kurve I braucht nur einmal gezeichnet zu werden, während Kurve II für jedes Teilchen und jedes Feld neu berechnet werden muss; jedoch zeigt eine Überschlagsrechnung schnell, wo ungefähr der Schnittpunkt der beiden Kurven zu suchen ist, und der gesuchte Abschnitt der Parabel II lässt sich nach genauer Berechnung einiger weniger Punkte zu beiden Seiten der Kurve I mit hinreichender Genauigkeit zeichnen.

Ist x in dieser Weise ermittelt, so ist damit auch für bekanntes a der Wert von k gefunden und damit e_m als Funktion der Feldstärke $\mathfrak{E}$.

c) Der Teilchenradius kann in bekannter Weise aus der Fallzeit des Teilchens im feldfreien Kondensator nach dem Stokes-Cunningham'schen Gesetz bestimmt werden. Es ist:

$$m \cdot g = 6 \pi \mu a v \cdot \left(1 + A' \frac{l}{a}\right)^{-1}, \quad (6)$$

wo m die Masse des Teilchens, $m = 4 \frac{\pi}{3} a^3 \sigma$, σ seine Dichte, μ der Koeffizient der inneren Reibung, l die mittlere freie Weglänge des umgebenden Gases und v die Fallgeschwindigkeit des Teilchens bedeutet. A' , die Cunningham'sche Konstante, ist nach MILLIKAN¹⁾ druckabhängig, und zwar beträgt:

$$A' = A + B \cdot e^{-1,25 a/l}.$$

¹⁾ R. A. MILLIKAN, Proc. Nat. Ac. 9, 67, 1923.

Für Argon und Argon-Luftgemisch, die beiden Gase, mit denen die vorliegende Arbeit ausgeführt wurde, ist für die benützten Drucke (40—60 cm Hg) und Teilchengrößen ($a \sim 10^{-5}$ bis 10^{-4} cm) der Ausdruck $B \cdot e^{-1,25 a/l}$ gegen A bei der erreichten Messgenauigkeit (für a 1—2,5%) zu vernachlässigen, es kann also $A' = A$ gesetzt werden. Dann ergibt sich aus (6)

$$a = \frac{-Al}{2} + \sqrt{\frac{(Al)^2}{4} + \frac{9}{2} \frac{\mu v}{\sigma g}}. \quad (6a)$$

d) ΔV sollte nach der Gleichung $\Delta V = \frac{1}{\varepsilon} \cdot h (v - v_0)$ für alle Teilchen aus ein und demselben Material konstant sein, solange die Lichtquelle ungeändert bleibt. Wird, wie in der vorliegenden Arbeit, das unzerlegte Licht einer Quecksilberlampe zur Bestrahlung verwendet, und ist weiter die langwellige Grenze v_0 nicht genau bekannt, wie in unserem Falle für Selen, so muss der Wert experimentell bestimmt werden. Dies wurde in der Weise ausgeführt, dass dem Teilchen, *während es im Gleichfeld schwebend* gehalten wurde, durch Bestrahlung seine maximale Aufladung e_0 erteilt wurde. (Bestimmung von e_0 und e_m siehe unter e.) Wie eine Überschlagsrechnung zeigt, ist für $a \sim 10^{-4}$ bis 10^{-5} cm und die kleinen Gleichstromfelder $\mathfrak{E} = \mathfrak{E}_G$, die zum Ausschweben der Teilchen notwendig sind, $k \gg a$ oder $\frac{a^3}{k^3} \ll 1$. Dadurch vereinfachen sich Gleichung (2) und (3) und wir erhalten:

$$\varepsilon \cdot \Delta V = \varepsilon \cdot \left(\frac{e_0}{a} - \frac{e_0}{k} - \mathfrak{E} \cdot k \right) \quad (2')$$

und

$$0 = \mathfrak{E} - \frac{e_0}{k^2}. \quad (3')$$

Aus (3') folgt:

$$k = \sqrt{\frac{e_0}{\mathfrak{E}}}$$

und weiter:

$$\varepsilon \Delta V = \varepsilon \cdot \left(\frac{e_0}{a} - 2 \cdot \sqrt{e_0 \mathfrak{E}} \right) \quad (7)$$

$$\Delta V = \frac{e_0}{a} - 2 \cdot \sqrt{e_0} \cdot \sqrt{\frac{V_G}{300 d}}.$$

Bei den Versuchen zeigte sich nun, dass ΔV für ein und dasselbe Teilchen zwar bei beliebig langer Versuchsdauer konstant blieb, dass jedoch für verschiedene Teilchen der Wert zu stark

schwankte, um mit *einem* Mittelwert rechnen zu können. Vielleicht ist die Oberflächenbeschaffenheit der verschiedenen hier verwendeten Selenteilchen nicht genau die gleiche, oder die Teilchen gehören verschiedenen Selenmodifikationen an, so dass die langwellige Grenze ν_0 sich von einer Partikel zur anderen verschiebt. Aus diesem Grunde wurde ΔV für jedes Teilchen gesondert berechnet.

Hiermit sind alle Grössen bestimmt, die in Gleichung (4) auftreten. Der theoretische Wert von e_m als Funktion des gesamten Feldes, in dem sich das Teilchen befindet ($\mathfrak{E} = \mathfrak{E}_G + \mathfrak{E}_W$), lässt sich vollständig auswerten.

e) Soll die Theorie an der Erfahrung geprüft werden, so muss e_m , die Endaufladung des Teilchens, als Funktion des Feldes auch experimentell bestimmt werden. Die Ladung kann nach Ausschalten des Wechselfeldes stets aus dem Haltepotential (der Schwebespannung) HP des Teilchens gefunden werden:

da

$$m g = e \mathfrak{E} ,$$

also

$$\frac{4\pi}{3} a^3 \sigma g = e \frac{HP}{300 d} ,$$

so gilt für die Endaufladung e_m :

$$e_m = \frac{300 d}{HP} \cdot \frac{4\pi}{3} a^3 \sigma g . \quad (8)$$

C. Messanordnung.

Da die Versuche angestellt wurden, um die noch vorhandenen Unstimmigkeiten in der Arbeit von YANG¹⁾ aufzudecken, so wurde die Messanordnung zunächst fast getreu der früher von YANG beschriebenen nachgebildet. Fig. 2 gibt das Schaltungsschema wieder, dessen Bedeutung aus diesem Grunde hier nur kurz skizziert zu werden braucht.

Das Licht der Quarzquecksilberlampe Q fällt durch ein kurz-brennweitiges Linsensystem L_1 mit dazwischen geschalteter Blende B und durch ein Quarzfenster in den Millikan-Kondensator K , in dem sich die ultramikroskopischen Teilchen befinden, und lädt diese auf. Von der gegenüberliegenden Seite her werden die Teilchen zur Erzeugung einer Dunkelfeldbeleuchtung mit dem Lichte eines Kohlebogens belichtet. W , ein planparalleler Trog,

¹⁾ a. a. O.

in dem sich eine Lösung von Mohr'schem Salz in Wasser befindet, hält die Wärmestrahlen ab, L_2 focussiert das Licht. Die Teilchen werden senkrecht zu beiden Beleuchtungsrichtungen durch ein kurzbrennweitiges Fernrohr (Vergrößerung etwa 12fach linear) beobachtet. Zur Messung der Fallzeiten diente eine gute Stoppuhr. Die an den Kondensator anzulegende, regulierbare Gleichspannung wurde auf folgende Weise hergestellt. Zu einer Hochspannungsbatterie HB_1 von 360 Volt, abstufbar zu je 40 Volt, lag in Serie ein Doppel-Potentiometer P_1, P_2 , das seinerseits durch die Akkumulatorenbatterie HB_2 , von 70 Volt und grosser Kapazität, gespeist wurde. Die am Voltmeter V ablesbare Gleich-

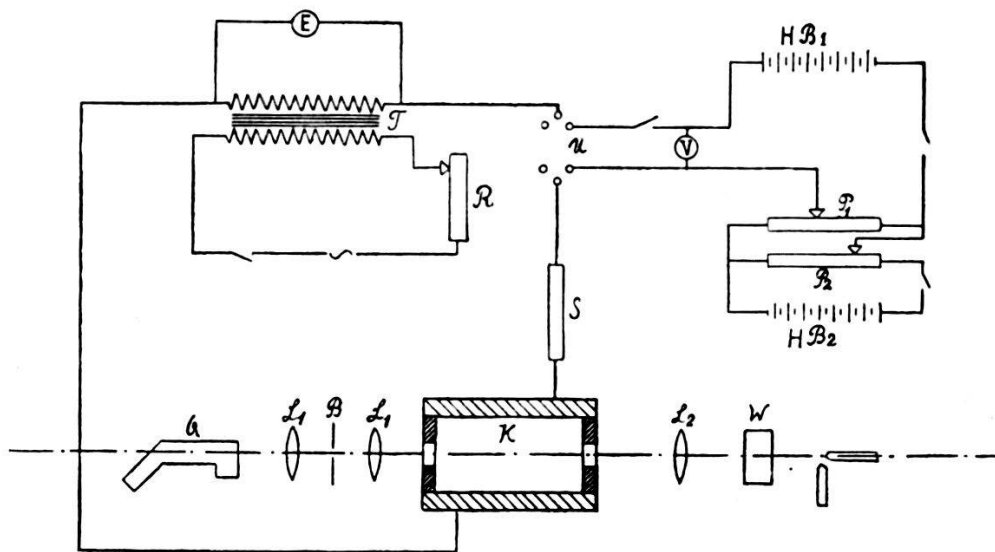


Fig. 2. Schaltungsschema.

spannung, von 0—430 Volt veränderlich, war auf $\frac{1}{10}$ Volt genau einzustellen. Die Leitung der Gleichspannung führte über den Umschalter U , an dem die Gleichspannung auch kommutiert werden konnte, durch die Sekundärspule des Transformators T zu den Platten des Millikan-Kondensators. Die Primärspule von T wurde während eines Teiles der Untersuchung mit dem städtischen Lichtstrom gespeist (Periodenzahl 50), später mit dem Strom, den ein Einankerumformer lieferte. Die Sekundärspannung konnte mit einem statischen Braun'schen Elektrometer E (Messbereich bis 3500 bzw. 10,000 Volt) gemessen werden; ihre Höhe wurde durch den Widerstand R im Primärkreis reguliert. Um den Kondensator zu schützen, falls bei zu grosser Spannung eine Glimmentladung einsetzen sollte, lag in Serie zu ihm ein hoher Widerstand S (Silit) von ca. $10^6 \Omega$.

Das Voltmeter V war vermitteltst eines Kompensationsapparates geeicht worden. Die Eichung der Braun'schen Elektro-

meter E geschah in der folgenden Weise: für den Bereich von 0—3000 Volt konnten die Elektrometer direkt mit einem Siemens-Halske-Drehspulinstrument verglichen werden. Als Stromquelle für diese Messungen diente eine Hochspannungsmaschine. Für den Bereich von 3000—10,000 Volt stand zur direkten Messung kein Drehspulinstrument (mit genügend hohem Vorschaltwiderstand) zur Verfügung, es musste deshalb die Weiterreichung mit Wechselstrom vorgenommen werden, und zwar nach der folgenden Methode: Durch zwei hintereinandergeschaltete, statisch gut isolierte Kapazitäten wurde Wechselstrom von genügend hoher Spannung hindurchgesandt. Parallel zu den beiden Kapazitäten lag das zu eichende 10,000 Volt-Elektrometer, parallel zu der einen das empfindlichere, mit Gleichstrom bereits geeichte Instrument. Da die beiden Elektrometer schon bis zu 3000 Volt geeicht waren, konnte das Verhältnis der beiden Kapazitätensysteme leicht aus ihrem Spannungsabfall im Bereich bis 3000 Volt ermittelt werden. Mit der Kenntnis des Kapazitätenverhältnisses wurde dann das unempfindlichere Instrument bis zu 10,000 Volt geeicht.

Da für die Berechnung der Endaufladung im Wechselfeld die Maximalwerte der angelegten Spannung bekannt sein müssen, war es notwendig, auch den Scheitelfaktor des verwendeten Wechselstromes bei verschiedenen Spannungen zu untersuchen. Zu diesem Zwecke wurde der vom Transformator T gelieferte Wechselstrom in einer Glühkathodenröhre gleichgerichtet und mit diesem gleichgerichteten Strom eine Kapazität aufgeladen. Die dabei an der Kapazität auftretenden Spannungen sind gleich dem Maximalwert der gleichgerichteten Wechselspannung. Mit zwei Elektrometern, wovon das eine an der Kapazität, das andere direkt an der Sekundärspule des Transformators lag, konnte so das Verhältnis der Scheitelspannung zum Effektivwert bestimmt werden. Es ergab sich bei diesen Versuchen ein Wert für den Scheitelfaktor von $s = 1,47$, der für die verschiedenen Spannungen recht gut konstant war.

Als Material für die ultramikroskopischen Teilchen wurde Selen verwendet. Ein kleines Stückchen amorphes oder kristallines Selen wurde mit einem Bunsenbrenner in einem Hartglaskölbchen erhitzt und die aufsteigende und sich kondensierende Dampf- wolke durch einen kurzen Vakuumschlauch mit einer Gaspump- vorrichtung in den Kondensator getrieben.

Als Füllgas wurde aus Gründen, die in Abschnitt D noch erläutert werden, Argon verwendet, und zwar Rohargon (aus einer Bombe von Linde) und ein Gemisch von Argon und Luft. Eine

Anordnung, um das Gas in der Apparatur rundzupumpen, wurde der von Frl. TAUBES¹⁾ nachgebildet (vergl. Fig. 3 der zitierten Arbeit). Zunächst wurde die Apparatur mit einem Hochvakuum-Pumpenaggregat ausgepumpt, dann Argon in ein Reservoir eingelassen, das durch Hähne nach zwei Seiten hin gegenüber der Rundpumpeinrichtung abschliessbar war. Eine Geissler-Pumpe ermöglichte, stets den einen Teil der Apparatur auf höherem Druck zu halten als den anderen, und so, wenn z. B. eine Selenwolke in den Kondensator gebracht werden sollte, diese durch einen kleinen Überdruck hinüberzutreiben. Der Gasdruck wurde an einem angeschlossenen Manometer abgelesen. Um den Druck auch während der Beobachtung eines und desselben Teilchens variieren zu können, musste das Gas sehr langsam fortgepumpt werden. Der Kondensator war darum am oberen Ende an eine Kapillare angeschlossen, die dem Fortströmen des Gases genügenden Widerstand entgegensetzte. Da der Kondensator von Zeit zu Zeit nachjustiert werden musste, war an seiner einen Seite in der Rundpump-Vorrichtung eine Kundt-Warburg'sche Glasfeder angebracht, an der anderen Seite befand sich der schon erwähnte Vakuum-schlauch, beide zusammen gestatteten kleine Verschiebungen des Millikan-Kondensators.

D. Untersuchung der Fehlerquellen und ihre Umgehung.

Wie schon erwähnt, war es das Ziel dieser Arbeit, die experimentellen und die rechnerischen Ungenauigkeiten aufzudecken, die in der Untersuchung von YANG eine Diskrepanz zwischen der theoretischen Endaufladung eines in hohen Feldern bestrahlten ultramikroskopischen Teilchens und der beobachteten Endaufladung hervorgerufen hatten.

In Abschnitt B haben wir bereits darauf hingewiesen, dass wir bei der Berechnung des vom Teilchen selbst hervorgerufenen Feldes die Influenzladung, die an der Teilchenoberfläche durch das Kondensatorfeld hervorgerufen wird, berücksichtigt haben, während YANG diese Korrektur vernachlässigen zu können glaubte. Die Einführung der Influenzladung ändert sowohl den Ausdruck für die vom Elektron auf der Strecke AP (siehe Fig. 1) zu leistende Arbeit als auch die Lage des feldfreien Punktes P . Wir stellen noch einmal die zwei Bedingungsgleichungen für $\epsilon \Delta V$ und für die Lage von P und den aus diesen Gleichungen errechneten Wert für die Endaufladungen e_m als Funktion des im teilchenfreien Kondensator herrschenden Feldes zusammen und vergleichen sie

¹⁾ a. a. O.

mit den analogen Gleichungen von YANG (nach Einführung der gleichen Bezeichnungsweise). In Anlehnung an die Berechnungen von Frl. TAUBES erhalten wir:

$$\varepsilon \Delta V = \varepsilon \left\{ \frac{e_m}{a} - \frac{e_m}{k} - \mathfrak{E} k \cdot \left(1 - \frac{a^3}{k^3} \right) \right\}$$

$$0 = - \frac{e_m}{k^2} + \mathfrak{E} \cdot \left(1 + 2 \frac{a^3}{k^3} \right)$$

und hieraus:

$$e_m = (2 \Delta V + 3 \mathfrak{E} k) \frac{a k}{2 k - a},$$

während YANG berechnet (seine Gleichungen [17] resp. [18]):

$$\varepsilon \Delta V = \varepsilon \left\{ \frac{e_m}{a} - \frac{e_m}{k} - \mathfrak{E} k \cdot \left(1 - \frac{a}{k} \right) \right\}$$

$$0 = - \frac{e_m}{k^2} + \mathfrak{E}$$

und hieraus bei analoger Rechnungsweise:

$$e_m = \left\{ 2 \Delta V + 3 \mathfrak{E} k \cdot \left(1 - \frac{2}{3} \frac{a}{k} \right) \right\} \frac{a k}{2 k - a}.$$

Um zu zeigen, welche Bedeutung der geänderten Berechnung zukommt, haben wir ein beliebig herausgegriffenes, von YANG gemessenes und berechnetes Selenteilchen (Nr. 202 Se. in der Arbeit von YANG) nach unseren Formeln umgerechnet. Fig. 3 und Tab. 1 zeigen das Resultat. Während sich die theoretische und die experimentelle Kurve nach YANG schneiden, liegt jetzt

Tabelle 1.

Nr.	$a \cdot 10^5$	$V_{\text{eff.}}$	$V_{\text{max.}}$	$HP^1)$	$V_m + HP$	$e_m \cdot 10^7$ beob.	$e_m \cdot 10^7$ ber. n. Yang	neu berechnet	
								$e_m \cdot 10^7$	$\varepsilon \Delta V$ $\cdot 10^{13}$
202 Selen	9,2	0	0	41,9	41,9	1,46	1,48	(1,46)	7,22
		500	707	27,2	734,2	2,26	2,25	2,59	
		1500	2121	17,0	2138	3,61	3,10	3,84	
		3000	4242	13,0	4255	4,72	4,09	5,45	
		6000	8484	11,0	8495	5,58	5,72	8,30	

die berechnete Kurve vollständig oberhalb der beobachteten, und

¹⁾ HP ist das Haltepotential in Volt.

zwar nimmt die Abweichung systematisch mit steigendem Felde zu. Es liess sich aus der Fig. 3 zunächst schliessen, dass, falls unsere Rechnungsweise als richtig angenommen werden darf, die Endaufladungen der Teilchen in den Untersuchungen von YANG nie vollständig erreicht waren, vielmehr mussten aus irgend einem Grunde die Elektronen ihre Energie teilweise verloren haben, bevor sie das verzögernde Teilchenfeld verlassen konnten.

Die einfachste Annahme war die, dass die Elektronen durch unelastische Zusammenstösse mit den Gasmolekülen einen Energieverlust erleiden. (YANG hatte seine Messungen in Luft ausgeführt.) Aus diesem Grunde haben wir für unsere Versuche ein

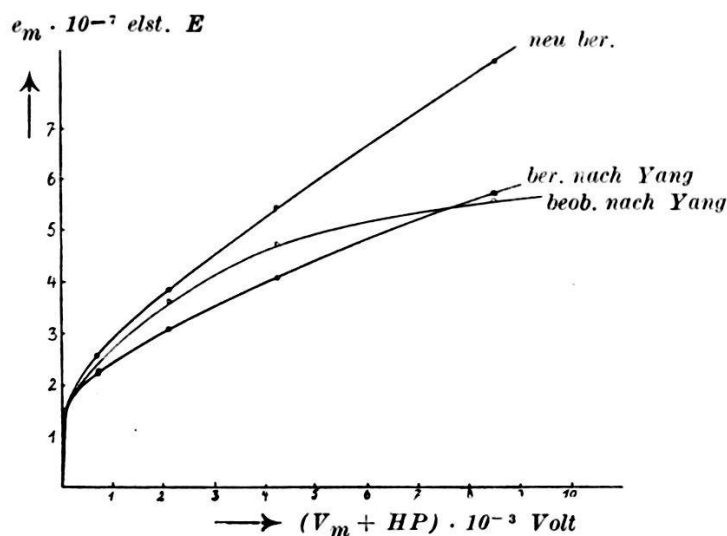


Fig. 3. Selenteilchen Nr. 202 aus der Arbeit von Yang.

Edelgas als Füllgas verwendet, bei dem die Zusammenstösse bei den verwendeten Spannungen und Drucken als elastisch vorausgesetzt werden dürfen, und zwar wurde Argon gewählt. Nachdem Frl. TAUBES gezeigt hatte, dass die Endaufladung eines Teilchens in spektralreinem Argon die gleiche ist wie in Rohargon, haben wir das einer Bombe entnommene Edelgas keiner weiteren Reinigung mehr unterzogen. Als zweites Füllgas verwendeten wir ein Gemisch von Argon und Luft, um bei sukzessivem Zusatz des unedlen Gases einen eventuellen Einfluss unelastischer Zusammenstösse zu beobachten. Allerdings zeigte sich (vergl. die Messresultate unter E), dass bei Zusatz bis zu 10% Luft die theoretische Endaufladung tatsächlich genau so gut wie in Rohargon erreicht wurde, so dass eine Wirkung unelastischer Zusammenstösse nicht zu konstatieren war.

Wir haben schon früher darauf hingewiesen, dass die kritische Arbeit $\epsilon \Delta V$ für jedes Teilchen gesondert berechnet werden musste,

wahrscheinlich deshalb, weil die langwellige photoelektrische Grenze von Teilchen zu Teilchen verschieden war. Ob der Grund in den verschiedenen Modifikationen des Selen zu suchen ist, oder in unkontrollierbaren Änderungen der Oberflächenbeschaffenheit, muss dahingestellt bleiben, wenn auch Tab. 2, in der verschiedene Werte von $\varepsilon \cdot \Delta V$ zusammengestellt sind, mehr zugunsten der zweiten Annahme spricht.

Tabelle 2.

Argon + Luft		Argon	
Teilchen Nr.	$\varepsilon \cdot \Delta V$ $\cdot 10^{13}$	Teilchen Nr.	$\varepsilon \cdot \Delta V$ $\cdot 10^{13}$
39	7,58	52	10,16
40	7,41	53	10,41
41	13,53	54	10,72
44	9,73	170	10,67
47	8,11	171	10,08
48	10,83	173	10,58
49	10,20		
50	11,43		
51	10,61		

Denn, wie man aus Tab. 2 ersieht, betragen die Abweichungen der einzelnen Werte in Argon nur wenige Prozente, während sie in Argon-Luft-Gemisch fast 100 % erreichen.

Die ersten Versuche in Argon ergaben bei Anwendung ver-

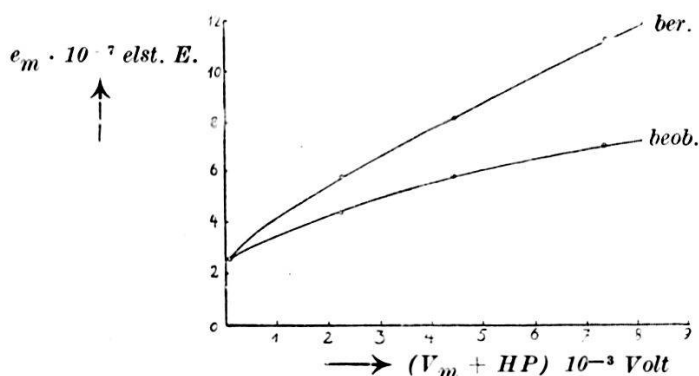


Fig. 4. Teil. Nr. 32 Endaufladung in Argon + Luft.

schieden hoher Wechselfelder genau die gleichen Abweichungen zwischen Theorie und Erfahrung, die auch bei YANG vorgelegen hatten. Fig. 4 und Tab. 3 geben ein Beispiel.

Tabelle 3.

Nr.	$a \cdot 10^5$	HP	$V_{\text{eff.}}$	$V_{\text{max.}}$	$V_m +$ HP	$e_{\text{beob.}}$ $\cdot 10^7$	$e_{\text{ber.}}$ $\cdot 10^7$	$\varepsilon \Delta V$ $\cdot 10^{13}$
32	12,57	79,8	0	0	79,8	2,61	(2,61)	8,15
		47,2	1500	2205	2252	4,42	5,79	
		35,8	3000	4410	4446	5,85	8,17	
		29,7	5000	7350	7380	7,02	11,15	

Die beobachteten Endaufladungen lagen stets unter den berechneten.

Einige Versuche zeigten nun, dass bereits aufgeladene Teilchen sich bei weiterer Belichtung entluden, ohne Belichtung jedoch ihre Ladung behielten, ein Zeichen dafür, dass das geladene Selenpartikelchen Photoelektronen bzw. negative Ionen auffing, die an anderen Stellen des Kondensators ausgelöst waren. Diese Erklärung für die in der Literatur als „inverser Effekt“ bekannte Erscheinung¹⁾ hatte bereits Frl. TAUBES²⁾ gegeben. Als solche Lichtelektronen aussendende Stellen können sowohl die Kondensatorplatten als auch die Quarzfenster in Betracht kommen, die sich beide im Laufe einer Reihe von Versuchen leicht mit Selen beschlagen. Während die letztere Fehlerquelle durch häufiges Reinigen der Fenster beseitigt werden kann, musste zur Umgehung der ersteren der Kondensator einer prinzipiellen Änderung unterzogen werden. Der in den endgültigen Versuchen verwendete Kondensator hatte *grösseren* Plattenabstand, als der früher von YANG benutzte. Seine Dimensionen betrugen:

Plattendurchmesser 9 cm
 Plattenabstand 2 cm
 Fensteröffnungen 1,5 cm.

Der Strahlengang des ultravioletten Lichtes konnte nun in diesem grösseren Kondensator so justiert werden, dass das Strahlenbündel nirgends mehr irgendwelche Metallteile streifte. Ferner wurden optisch sehr reine und gut planparallele Quarzplatten als Fenster ausgesucht, bei denen die innere Lichtzerstreuung stark herab-

¹⁾ F. LUCHSINGER, Arch. d. Genève, I, 544, 1919; R. BÄR u. F. LUCHSINGER, Phys. Zt. **22**, 225, 1921; M. HAKE, Zt. f. Phys. **15**, 110, 1923; E. WASSER, Zt. f. Phys. **27**, 203, 1924; E. J. LORENZ, Phil. Mag. (7), **1**, 499, 1926; K. SCHARF, Zeitschr. f. Phys. **49**, 827, 1928.

²⁾ a. a. O.

gesetzt war. Auch an Stelle des hinteren, dem Kohlebogen zugewendeten Glasfensters wurde ein Quarzfenster verwendet, weil Quarz ultraviolette Licht weniger stark reflektiert als Glas. Trotzdem bleibt auch bei sorgfältigster Justierung des Strahlenganges ein gewisser Teil schädlichen Streulichtes übrig, das am Metall der Kondensatorplatten Photoelektronen auslöst. Es war darum notwendig, die Kondensatorplatten aus einem das für Licht der Quecksilberlampe möglichst photoelektrisch unempfindlichen Material herzustellen. Daneben sollte aber doch die Plattenoberfläche ein guter Leiter sein, da vermieden werden musste, dass sich elektrische Doppelschichten an den Kondensatoroberflächen ausbilden, die das Feld in unkontrollierbarer Weise verzerrt hätten. (Aus diesem Grunde kam ein Russüberzug nicht in Betracht.) Die photoelektrische Empfindlichkeit von verschiedenem Plattenmaterial wurde in der Weise geprüft, dass man eine mit einem Elektrometer verbundene und negativ aufgeladene Platte dem Lichte der Quecksilberlampe aussetzte und die Entladungszeiten bestimmte. Die in willkürlichen Einheiten gemessenen photoelektrischen Empfindlichkeiten gibt Tab. 4 an.

Tabelle 4.

Eisenoxyd	1
Eisen	1,5
Kupferoxyd.	2,5
Messing	3,3
Selen.	6,6

Da hiernach sich Eisenoxyd als das günstigste Material erwies, und da es auch die zweite Bedingung, ein genügender Leiter zu sein, hinreichend erfüllte, wie ein besonderer Versuch zeigte, so wurden die Kondensatorplatten aus Eisen hergestellt, auf dem durch Glühen im Sauerstoffstrom eine oberflächliche Oxydschicht angebracht worden war. Die übrige Einrichtung des Kondensators, Gaszufuhr und Auspumpeinrichtung, blieb die gleiche. Wurde dieser Kondensator öfters gereinigt, das heisst, der sich am Boden ansammelnde Selenstaub entfernt, so konnte auch bei langer Belichtung nie mehr ein Entladen des Teilchens beobachtet werden.

Es zeigte sich einige Male, dass, wenn ein und dasselbe Teilchen mehrere Stunden lang beobachtet wurde, seine Fallgeschwindigkeit mit der Zeit zunahm, und zwar trat diese Anomalie stets dann auf, wenn die Apparatur kurz vorher geöffnet und noch

nicht gut wieder getrocknet worden war. Tab. 5 gibt ein Beispiel an drei verschiedenen Teilchen:

Tabelle 5.

Zeit der Messung	Fallzeit
13 ^h 20'	2,67 sek.
15 ^h 30'	3,50 sek.
14 ^h 05'	6,65 sek.
15 ^h —	7,00 sek.
16 ^h —	7,70 sek.
10 ^h 30'	1,42 sek.
11 ^h 20'	1,67 sek.

Die hierin ausgedrückte scheinbare Verkleinerung der Teilchen ist schon mehrfach in der Literatur beobachtet worden¹⁾. Wir wollen von einer Deutung des Phänomens absehen, jedenfalls

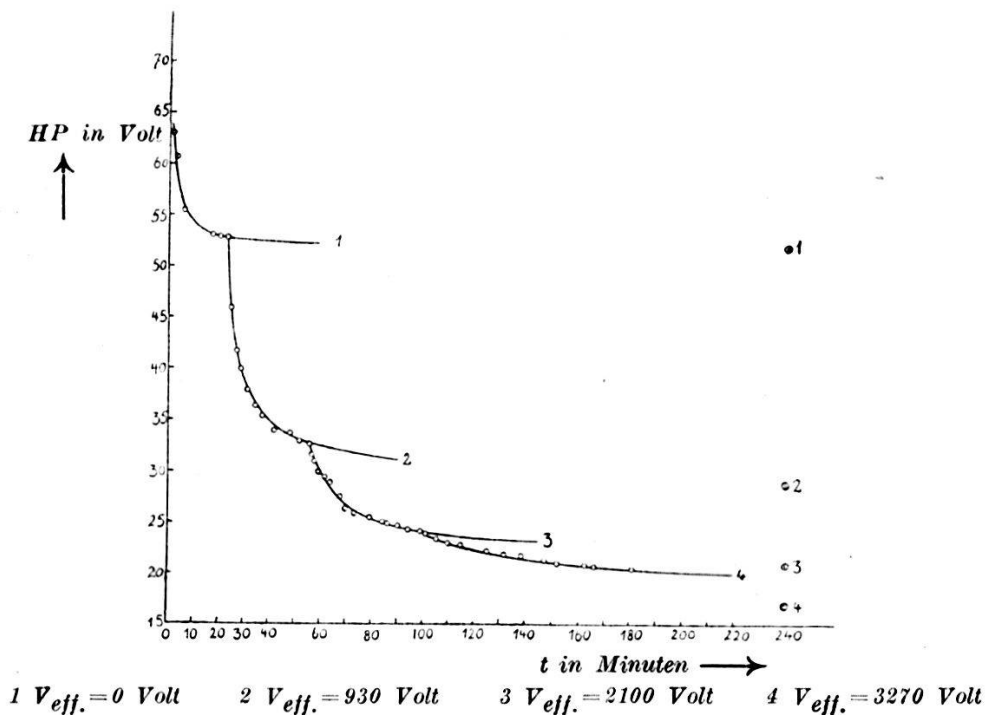


Fig. 5. Haltepotential als Funktion der Zeit. Teil. Nr. 39.

lässt es sich vermeiden, wenn das Gas sehr trocken ist. Aus diesem Grunde wurden in die Apparatur einige mit P_2O_5 gefüllte Röhren eingeschaltet, um das Gas durch mehrfaches Rundpumpen sorgfältig zu trocknen.

¹⁾ E. REGENER, Berl. Ber. 1920, 632. R. BÄR und F. LUCHSINGER, Phys. Zt. **22**, 225, 1921. S. TAUBES, Ann. d. Phys. **76**, 629, 1925.

Eine in der so vorbereiteten Apparatur gemessene Aufladung eines Teilchens zeigt Fig. 5, und zwar gibt die Figur das Haltepotential als Funktion der Zeit, wenn nacheinander die effektiven Wechselspannungen 0, 930, 2100, und 3270 Volt an den Kondensator angelegt wurden. Man sieht, wie beim Anlegen einer höheren Spannung jedesmal das Teilchen sich weiter auflädt (das Haltepotential wird kleiner), um sich nach einiger Zeit einem konstanten Wert zu nähern. Während jedoch im ersten Stadium (Kurventeil 1 der Fig. 5), wo nur ein Gleichfeld am Kondensator liegt, nach einer halben Stunde das Haltepotential sich kaum mehr ändert, nimmt es, wenn Wechselfelder auf das Teilchen wirken, auch bei längerer Bestrahlung dauernd ab. So ist z. B. in dem letzten Kurventeil 4 der Fig. 5 noch eine Abnahme des Haltepotentials von etwa 0,5 Volt in 20 Minuten (Zeitkoordinate 160—180) zu beobachten, trotzdem das Teilchen vorher schon eine Stunde lang bei der angelegten Wechselspannung von 3270 Volt bestrahlt worden war. Eine Extrapolation dieser letzten Kurven auf $t = \infty$ würde zu grossen Unsicherheiten führen. Der Grund für die im Wechselfeld scheinbar wachsende Verzögerungszeit ist leicht einzusehen. Während das Gleichfeld ununterbrochen seine Wirkung auf das Teilchen ausübt, kommt für das Wechselfeld nur die Spannung in Betracht, die das Teilchen noch höher aufzuladen vermag; das wirksame Feld herrscht, wenn die Endaufladung fast erreicht ist, nur während der Zeit einer Spitzenspannung. Um trotzdem mit genügender Sicherheit den Endwert des Haltepotentials angeben zu können, ohne durch sehr bedeutend erhöhte Messzeiten andere Unsicherheiten in die Methode zu bringen, wurde ein Extrapolationsverfahren eingeschlagen, das von H. FONOVIČ¹⁾ angegeben ist. Statt das Haltepotential selbst als Funktion der Zeit in eine Kurve aufzutragen, berechnet man den Quotienten des Haltepotentials und einer vorläufig noch beliebigen Funktion der Zeit und trägt diesen als Funktion des Haltepotentials auf. Die graphische Extrapolation der Kurven bis zum Schnittpunkt mit der Abszissenachse ergibt dann das Haltepotential zur Zeit $t = \infty$. Nach einigem Ausprobieren zeigte sich die Funktion: Haltepotential/Zeit als die günstigste, d. h. diejenige, die die gestrecktesten Kurven ergab. In den endgültigen Versuchen ist dieses Extrapolationsverfahren stets durchgeführt worden. Um die möglichen Fehlergrenzen anzugeben, wurden in den meisten Fällen zwei extrapolierte Kurven gezeichnet, von denen die eine das nach den experimentellen Daten mögliche maximale Haltepotential, die andere das minimale angibt. Fig. 6a

¹⁾ H. FONOVIČ, Wien. Ber. (IIa) **128**, 761, 1919.

zeigt das Haltepotential mit seinen extrapolierten Endwerten für das Teilchen Nr. 39, das auch in Fig. 5 dargestellt war, Fig. 6b das gleiche für ein weiteres, beliebig herausgegriffenes Teilchen. Die Kreuze auf der Abszissenachse bedeuten die Haltepotentiale,

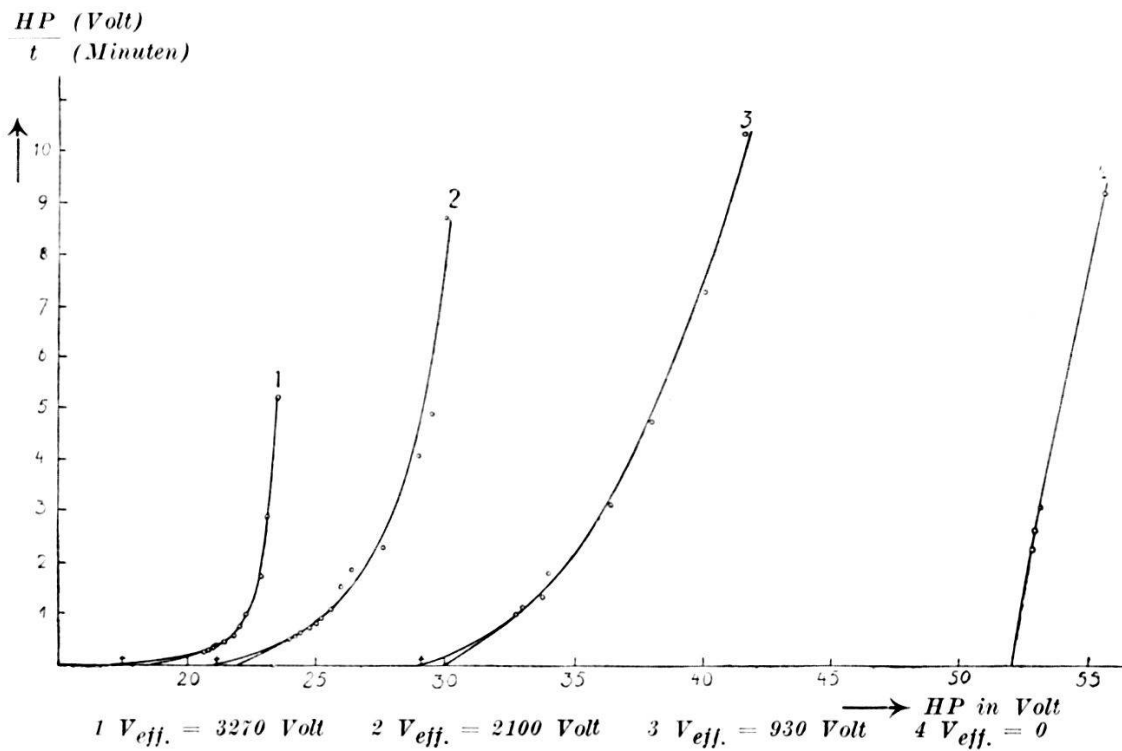


Fig. 6a. Sättigungskurven Teil. Nr. 39 in Argon + Luft.

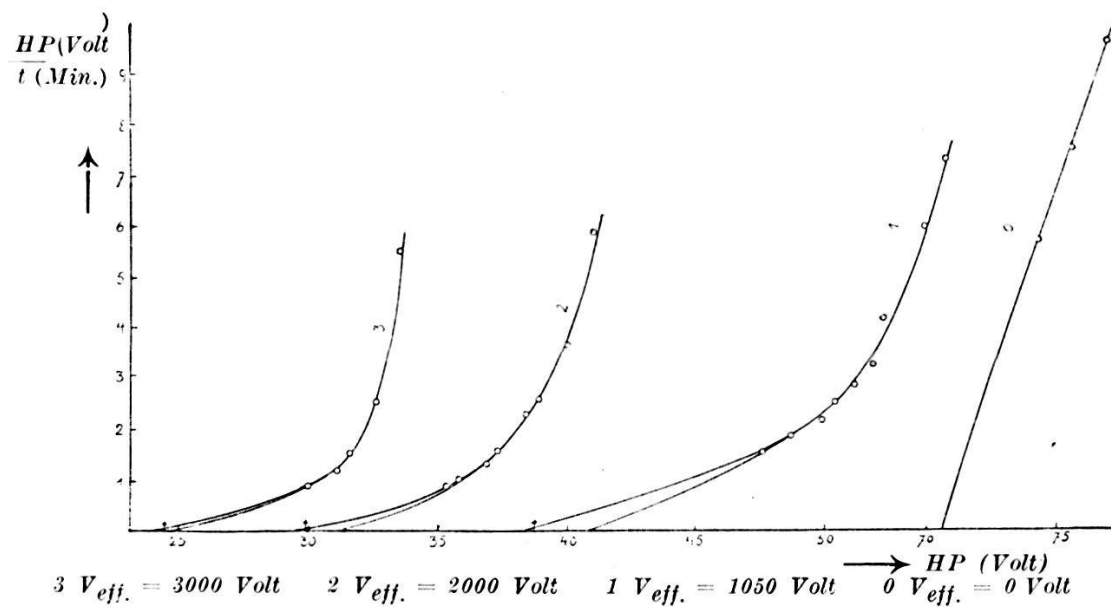


Fig. 6b. Sättigungskurven Teil. Nr. 44 in Argon + Luft.

die aus den nach Gleichung (4) berechneten, theoretischen Endaufladungen gefunden werden. Die in Fig. 5 am rechten Rand eingezeichneten Kreise geben die Endhaltepotentiale, nach dem neuen Verfahren extrapoliert, an und zeigen deutlich, um wie viel

die letzten beobachteten Haltepotentiale sich noch von den wirklichen Endwerten unterscheiden; ferner lässt sich ungefähr abschätzen, eine wie lange Belichtungszeit noch nötig gewesen wäre, um dem Teilchen die volle Endaufladung zu erteilen. In Tab. 6 sind die experimentellen Daten (Zeit und Haltepotential, sowie der Quotient Haltepotential: Zeit) für die gleichen Teilchen Nr. 39 und Nr. 44 zusammengestellt.

Tabelle 6.

Haltepotential als Funktion der Zeit.

Teilchen Nr. 39						Teilchen Nr. 44					
<i>t</i>	<i>HP</i>	<i>HP/t</i>	<i>t</i>	<i>HP</i>	<i>HP/t</i>	<i>t</i>	<i>HP</i>	<i>HP/t</i>	<i>t</i>	<i>HP</i>	<i>HP/t</i>
0 <i>V</i> _{eff.}			2100 <i>V</i> _{eff.}			0 <i>V</i> _{eff.}			2000 <i>V</i> _{eff.}		
0	73,0		0	32,7		0	96,0		0	47,6	
1,5	63,0	42,0	1	31,7	31,7	1	90,0	90,0	2,5	44,3	17,7
3	60,7	20,2	2	31,0	15,5	2,5	85,2	34,1	5	42,5	8,5
6	55,5	9,2	3,5	30,0	8,6	5	80,2	16,0	7	41,0	5,85
17	53,1	3,1	6	29,5	4,9	6,5	78,2	12,0	11	40,0	3,6
20	52,9	2,65	8	29,0	3,63	8	76,8	9,6	15	38,9	2,59
23	52,8	2,3	12	27,6	2,3	10	75,5	7,55	17	38,4	2,26
			14	26,4	1,88	13	74,3	5,7	24	37,3	1,55
			17	26,0	1,53				29	36,9	1,27
			23	25,6	1,1				36	35,8	0,99
			28	25,2	0,9	1050 <i>V</i> _{eff.}			40	35,3	0,88
			30	25,0	0,83	0	74,3				
930 <i>V</i> _{eff.}			34	24,8	0,73	1	66,3	66,3	3000 <i>V</i> _{eff.}		
0	52,8		38	24,4	0,64	2	64,1	32,0	0	35,3	
1,5	46,0	30,7	43	24,2	0,56	3	58,5	19,5	2	35,0	17,5
3,8	41,5	10,9	45	24,0	0,53	4	57,0	14,2	6	33,5	5,58
5,5	40,0	7,3				7,5	54,6	7,28	13	32,6	2,5
8	38,0	4,75				9	53,8	5,98	21	31,6	1,5
11	36,4	3,3	3270 <i>V</i> _{eff.}			12,5	52,2	4,18	28	31,1	1,11
14	35,2	2,5	0	24,0		16	51,9	3,24	33	30,0	0,9
18,5	34,0	1,84	4,5	23,5	5,2	18	51,2	2,84			
25	33,8	1,35	8	23,1	2,9	20	50,4	2,52			
28,5	33,0	1,15	13	22,9	1,76	23	49,9	2,12			
32,5	32,7	1,0	23	22,3	0,97	27	48,7	1,80			
			29,5	22,0	0,74	32	47,6	1,49			
			36,5	21,8	0,6						
			45	21,4	0,47						
			50	21,1	0,42						
			60	21,0	0,35						
			64	20,8	0,32						
			79	20,6	0,26						

E. Messergebnisse.

In den Fig. 7, 8, 9 und den Tab. 7, 8, 9 sind die endgültigen Messergebnisse angegeben.

Es bedeutet:

- Nr. = die Nummer des beobachteten Teilchens;
 a = seinen aus der Fallzeit berechneten Radius;
 HP = das mittlere beobachtete Haltepotential, gemittelt aus den beiden extrapolierten Endhaltepotentialen: $HP_{\max.}$ und $HP_{\min.}$;
 $V_{\text{eff.}}$ = die Effektivspannung des überlagerten Wechselstroms;
 $V_{\max.}$ = den Scheitelwert der Wechselstromspannung;
 $HP + V_{\max.}$ = die wirkliche, am Kondensator liegende Maximalspannung;
 $e_{\text{beob.}}$ = die beobachteten Endaufladungen, wobei $e_{\max.}$ und $e_{\min.}$ aus den beiden extrapolierten Werten von $HP_{\max.}$ und $HP_{\min.}$ berechnet sind;
 $e_{\text{ber.}}$ = die nach Formel (4) berechnete Endaufladung;
 $\varepsilon \Delta V$ = die Arbeit, die ein Elektron mindestens leisten muss, um das Teilchen verlassen zu können, berechnet nach den Angaben in Abschnitt B, d);
 p = den Druck des Füllgases.

Tabelle 7.
In Argon.

Nr.	$a \cdot 10^5$	$\frac{HP_{\max.} + HP_{\min.}}{2}$	$V_{\text{eff.}}$	$V_{\max.}$	$V_{\max.} + HP$	$e_{\text{beob.}} \cdot 10^7$		$e_{\text{beob.}} \cdot 10^7$ mittel	$e_{\text{ber.}} \cdot 10^7$	$\varepsilon \Delta V \cdot 10^{13}$	p_{cm}
						max.	min.				
52	10,44	47,5	0	0	47,5	2,51	2,51	2,51		10,16	44,3
		26,5	1170	1720	1746	4,65	4,35	4,50	4,60		
		21,9	2000	2940	2962	5,70	5,25	5,47	5,65		
		17,7	3000	4410	4428	6,88	6,65	6,76	6,81		
53	9,16	34,8	0	0	34,8	2,32	2,32	2,32		10,41	56,4
		21,1	1180	1735	1756	3,97	3,70	3,83	3,93		
		17,5	2000	2940	2957	4,76	4,50	4,63	4,68		
		15,5	3000	4410	4425	5,40	5,05	5,22	5,39		
54	7,20	22,6	0	0	22,6	1,74	1,74	1,74		10,72	45,0
		14,5	1100	1617	1631	2,88	2,54	2,71	2,88		
		11,6	2000	2940	2952	3,48	3,26	3,38	3,45		
		9,8	3000	4410	4420	4,20	3,84	4,02	4,07		

Tabelle 7 (Fortsetzung).
In Argon.

Nr.	$a \cdot 10^5$	$\frac{HP_{\max} + HP_{\min}}{2}$	$V_{\text{eff.}}$	$V_{\max.}$	$V_{\max.} + HP$	$e_{\text{beob.}} \cdot 10^7$		$e_{\text{beob.}} \cdot 10^7$ mittel	$e_{\text{ber.}} \cdot 10^7$	$\varepsilon \Delta V \cdot 10^{13}$	p_{cm}
						max.	min.				
170 ¹⁾	13,68	73,7	0	0	73,7	3,64	3,64	3,64		10,67	47,2
		42,7	1010	1428	1471	6,48	6,10	6,29	6,36		
		33,0	1970	2793	2826	8,38	7,90	8,14	8,38		
		25,9	3180	4500	4526	10,58	10,14	10,38	10,58		
171 ¹⁾	8,88	31,5	0	0	31,5	2,33	2,33	2,33		10,08	47,0
		20,3	930	1316	1336	3,74	3,46	3,60	3,74		
		16,4	1880	2660	2676	4,70	4,27	4,48	4,63		
		13,2	3010	4258	4271	5,73	5,40	5,56	5,60		
173 ¹⁾	9,60	39,3	0	0	39,3	2,37	2,37	2,37		10,58	41,7
		23,6	1050	1485	1509	4,04	3,83	3,93	4,04		
		19,4	1900	2688	2707	4,96	4,66	4,81	4,96		
		15,4	3250	4597	4612	6,30	5,84	6,07	6,26		

Tabelle 8.
In Argon + Luft.

Nr.	$a \cdot 10^5$	$\frac{HP_{\max} + HP_{\min}}{2}$	$V_{\text{eff.}}$	$V_{\max.}$	$V_{\max.} + HP$	$e_{\text{beob.}} \cdot 10^7$		$e_{\text{beob.}} \cdot 10^7$ mittel	$e_{\text{ber.}} \cdot 10^7$	$\varepsilon \Delta V \cdot 10^{13}$	p_{cm}
						max.	min.				
39	9,53	52,0	0	0	52,0	1,75	1,75	1,75		7,58	52,6
		29,5	930	1367	1398	3,13	3,03	3,08	3,12		
		21,5	2100	3087	3108	4,33	4,13	4,23	4,31		
		17,7	3270	4807	4825	5,35	4,93	5,14	5,34		
40	9,96	57,4	0	0	57,4	1,81	1,81	1,81		7,42	43,7
		31,2	1000	1470	1501	3,39	3,26	3,32	3,36		
		23,7	2000	2940	2964	4,48	4,27	4,37	4,46		
		19,6	3000	4410	4430	5,46	5,08	5,27	5,43		
41	14,91	69,2	0	0	69,2	5,03	5,03	5,03		13,53	47,0
		40,0	1120	1646	1686	8,93	8,50	8,71	8,86		
		32,2	2000	2940	2972	11,20	10,50	10,85	11,19		
		27,2	3000	4410	4437	13,40	12,25	12,82	13,40		

¹⁾ Während der Messung der Teilchen Nr. 170, 171, 173 diente als Spannungsquelle ein Einanker-Umformer. Für den Scheitelfaktor dieser Spannung wurde der Wert $\sqrt{2} = 1,41_5$ angenommen.

Tabelle 8 (Fortsetzung).

In Argon + Luft.

Nr.	$a \cdot 10^5$	$\frac{HP_{\max.} + HP_{\min.}}{2}$	$V_{\text{eff.}}$	$V_{\max.}$	$V_{\max.} + HP$	$e_{\text{beob.}} \cdot 10^7$		$e_{\text{beob.}} \cdot 10^7$ mittel	$e_{\text{ber.}} \cdot 10^7$	$\varepsilon \Delta V \cdot 10^{13}$	p_{cm}
						max.	min.				
44	12,86	70,6	0	0	70,6	3,16	3,16	3,16		9,73	50,3
		39,8	1050	1543	1583	5,78	5,46	5,62	5,76		
		30,3	2000	2940	2970	7,57	7,16	7,36	7,46		
		24,2	3000	4410	4434	9,38	9,08	9,23	9,15		
47	7,93	35,0	0	0	35,0	1,50	1,50	1,50		8,11	46,3
		19,7	1160	1705	1725	2,77	2,57	2,67	2,74		
		15,6	2000	2940	2956	3,50	3,24	3,37	3,36		
		12,7	3000	4410	4423	4,30	4,01	4,16	4,02		
48	9,54	38,0	0	0	38,0	2,40	2,40	2,40		10,83	50,4
		22,5	1150	1690	1712	4,25	3,88	4,06	4,24		
		18,7	2000	2940	2959	5,16	4,76	4,96	5,17		
		15,4	3000	4410	4425	6,16	5,70	5,93	6,14		

Tabelle 9.

In Argon + Luft.

Nr.	$a \cdot 10^5$	$\frac{HP_{\max.} + HP_{\min.}}{2}$	$V_{\text{eff.}}$	$V_{\max.}$	$V_{\max.} + HP$	$e_{\text{beob.}} \cdot 10^7$		$e_{\text{beob.}} \cdot 10^7$ mittel	$e_{\text{ber.}} \cdot 10^7$	$\varepsilon \Delta V \cdot 10^{13}$	p_{cm}
						max.	min.				
49	10,35	46,6	0	0	46,6	2,50	2,50	2,50		10,20	46,5
		26,7	1180	1735	1762	4,55	4,20	4,37	4,58		
		21,4	2000	2940	2961	5,65	5,24	5,45	5,61		
		17,5	3000	4410	4427	6,86	6,48	6,67	6,72		
50	8,00	26,0	0	0	26,0	2,07	2,07	2,07		11,43	49,0
		15,6	1160	1705	1721	3,52	3,36	3,44	3,54		
		12,9	2000	2940	2953	4,30	4,10	4,20	4,18		
		10,7	3000	4410	4421	5,16	4,88	5,02	4,94		
51	8,40	30,4	0	0	30,4	2,04	2,04	2,04		10,61	47,9
		18,2	1160	1705	1723	3,53	3,28	3,40	3,56		
		15,0	2000	2940	2955	4,34	3,92	4,13	4,28		
		12,2	3000	4410	4422	5,15	4,95	5,05	5,05		

In den Figuren bedeuten die ausgezogenen Kurven die nach Gleichung (4) theoretisch berechneten Werte der maximalen End-

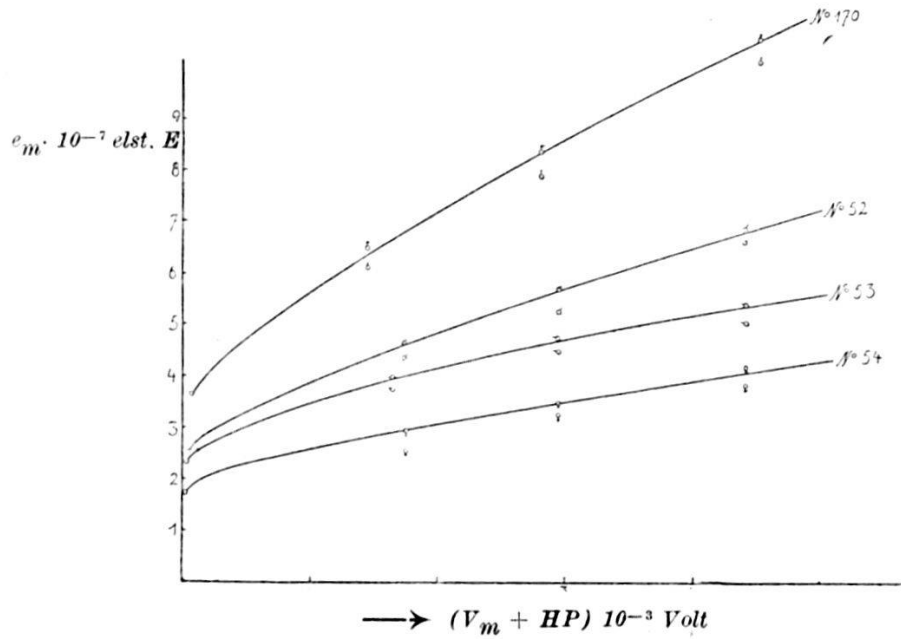


Fig. 7. Endaufladung in Argon.

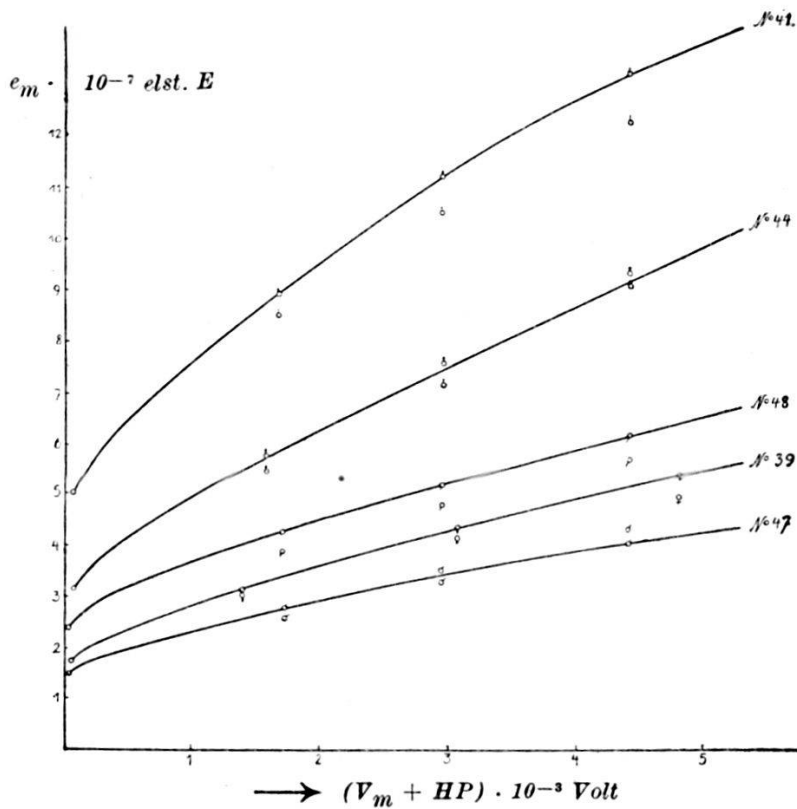


Fig. 8. Endaufladung in Argon + Luft.

aufladungen e_m , die Kreise geben die Grenzen an, zwischen denen die experimentellen Werte bei verschiedenen Extrapolationen

liegen können. Wie man sieht, schliessen diese beobachteten Grenzen meist die berechnete Kurve ein, einige Male fällt die obere Grenze mit dem theoretischen Wert zusammen, niemals aber liegen beide Grenzen der gemessenen Werte um mehr, als der Messgenauigkeit entspricht, unterhalb des berechneten.

F. Zusammenfassung.

Es wird versucht, die maximale Aufladung eines mit dem unzerlegten Lichte einer Quecksilberlampe bestrahlten ultramikroskopischen Metallpartikelchens als Funktion des im Millikan-

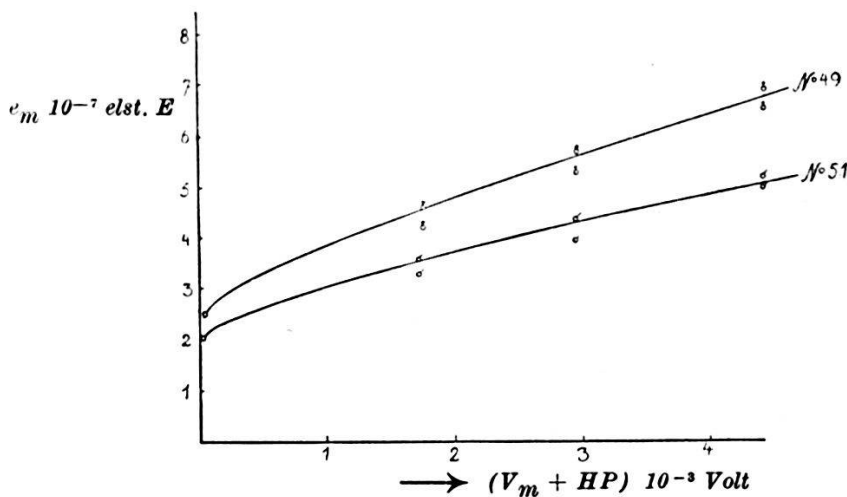


Fig. 9. Endaufladung in Argon + Luft.

Kondensator herrschenden Feldes zu berechnen. Hierbei wird in Vervollständigung einer von YANG angegebenen Theorie die Influenzladung berücksichtigt, die durch das Kondensatorfeld auf dem Teilchen hervorgerufen wird.

Zur experimentellen Bestimmung der Endaufladung werden an der von YANG angegebenen Messanordnung einige prinzipielle Änderungen angebracht:

a) Als Füllgas wird ein Edelgas verwendet, um unelastische Stöße der Elektronen zu vermeiden und damit zu verhindern, dass die Elektronen einen Teil ihrer Energie verlieren, bevor sie die kritische Zone des vom Teilchen selbst hervorgerufenen verzögernden Feldes verlassen haben. Als Edelgas wird Argon verwendet und weiter ein Gemisch von Argon und Luft. Der Luftzusatz zeigt aber im Vergleich zu Rohargon kein prinzipiell anderes

Verhalten, die theoretisch berechneten Endaufladungen sind der aus einer Extrapolation gefundenen gleich.

b) Der Kondensator wird weiter gebaut (2 cm statt 1,5 cm Plattenabstand), der Strahlengang sauberer justiert, so dass das Bündel ultravioletten Lichtes keine Metallteile trifft und dort Photoelektronen auslöst, die das bereits aufgeladene Teilchen wieder entladen. Aus demselben Grunde werden die Kondensatorplatten, die trotz aller Sorgfalt im Justieren von Streulicht getroffen werden können, aus Eisenoxyd hergestellt, das sich dem Lichte der Hg-Lampe gegenüber photoelektrisch als besonders unempfindlich erweist. Der sogenannte „inverse Photoeffekt“ wird dadurch vermieden.

c) Die Apparatur wird vor jeder Messung sehr sorgfältig getrocknet.

d) Es wird eine Methode angegeben, um aus den während endlicher Zeiten beobachteten Aufladungen die Endaufladung für die Zeit $t = \infty$ zu extrapolieren. Dies ist mit einer Unsicherheit von einigen Prozenten zu erreichen, indem man nicht das Haltepotential als Funktion der Zeit graphisch aufträgt, sondern den Quotienten Haltepotential/Zeit als Funktion des Haltepotentials.

e) Die so gefundenen Endaufladungen stimmen innerhalb der Messgenauigkeit sowohl in Argon als auch in Argon-Luft-Gemisch als Füllgas mit den berechneten überein.

Die in dieser Arbeit verwendeten Konstanten sind:

σ (Dichte) = 4,26 für Selen. (R. BÄR und F. LUCHSINGER, Phys. Zeitschr. **22**, 225. 1921.)

μ (Koeffizient der inneren Reibung) = $2,19 \cdot 10^{-4}$. (Y. JSHIDA, Phys. Rev. **28**, 550. 1923.)

A (Cunningham'sche Konstante für Argon) = 0,868. (Y. JSHIDA, l. c.¹⁾.)

l (mittlere freie Weglänge in Argon) = $9,72 \cdot 10^{-6}$. (Y. JSHIDA, Phys. Rev. **28**, 550. 1923.)

¹⁾ Der Wert $A = 0,868$ gilt für Öl-Tröpfchen in Argon. H. TREBITSCH (Zeitschr. f. Phys. **39**, 607, 1926) hat für Selen-Teilchen in Luft $A = 1,034$ gemessen. Der Wert der Konstanten A für Selen-Teilchen in Argon ist aber nicht bekannt. Doch kommt es für die vorliegende Untersuchung nicht sehr auf den Wert von A an. Denn ändert man A von 0,70 auf 1,25, so ändert sich der Wert von $e_{\text{beob.}}/e_{\text{ber.}}$ bei den kleinen Teilchen ($a = 8 \cdot 10^{-5}$ cm) um nur etwa 2%, bei den grossen Teilchen ($a = 15 \cdot 10^{-5}$ cm) um weniger als 1%.

Die Untersuchung wurde teilweise mit Mitteln ausgeführt, die der Aluminiumfonds der Eidg. Technischen Hochschule in Zürich dem Institute zur Verfügung gestellt hatte. Der Kommission der Stiftung sei für die Unterstützung der Arbeit der beste Dank ausgesprochen.

Herrn Prof. Dr. Edgar Meyer bin ich für die Anregung zu dieser Arbeit und das fördernde Interesse, das er derselben stets entgegengebracht hat, zu grossem Danke verpflichtet. Ebenso danke ich herzlichst Frl. Dr. Stücklen, Herrn Prof. Dr. Bär sowie Herrn Dr. Frey für die vielfache Unterstützung.

Zürich, Physikalisches Institut der Universität.
