

**Zeitschrift:** Bulletin de l'Association suisse des électriciens  
**Herausgeber:** Association suisse des électriciens  
**Band:** 13 (1922)  
**Heft:** 11

**Artikel:** Ionen und Elektronen  
**Autor:** Greinacher, H.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-1058319>

### **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:** 18.01.2025

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

in Fig. 5 dargestellt. Als weiteres daraus folgendes Charakteristikum ist die Erhöhung der Spannungen im Korrosionsgebiet und die Verminderung der Spannungen im Einzugsgebiet zu erwähnen. Immerhin sind, als Ganzes genommen, die Unterschiede gegenüber den im Vergleichsbeispiel, Fig. 5, angegebenen Potentialwerten gering.

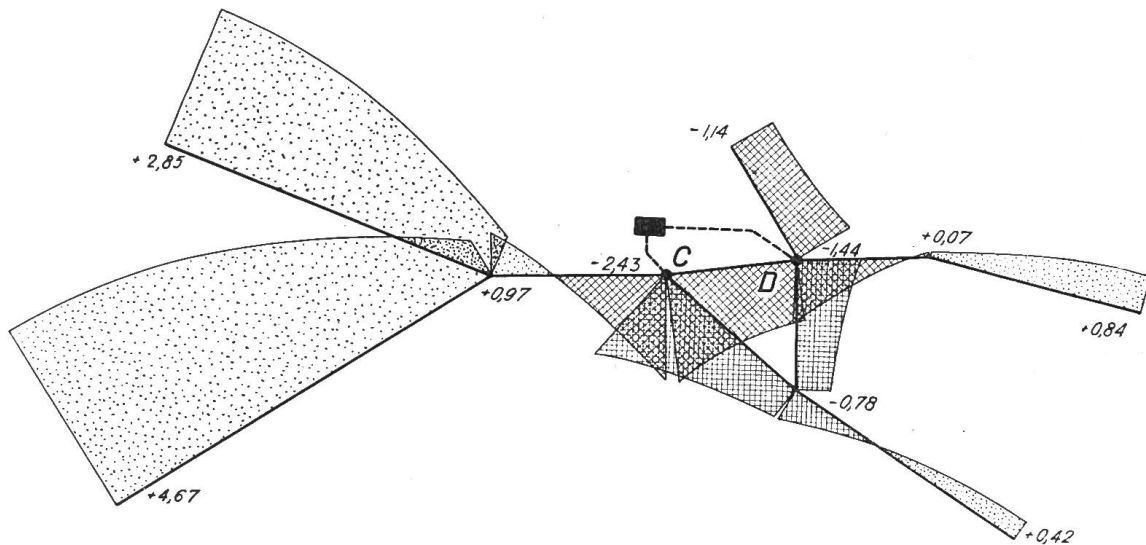


Fig. 8

Die durch Anwendung dieser exakteren Methode erzielte, scheinbar grössere Genauigkeit ist indessen illusorisch, weil die, in dem zugrunde gelegten extremen Falle durch Vernachlässigung der tatsächlich vorhandenen Erdströme bedingten Ungenauigkeiten mindestens von derselben Grössenordnung sind, wie die oben erwähnten bei Annahme geradlinig verlaufenden Spannungsabfalles. Wir ersehen hieraus, dass es sich in der Tat nicht lohnen würde, an Stelle der zuerst angewandten Methode diese kompliziertere und bedeutend mehr Zeit beanspruchende zu wählen.

## Ionen und Elektronen.

Von Prof. Dr. H. Greinacher, Zürich.

*Mit der vorliegenden Arbeit, deren Veröffentlichung in den folgenden Bulletins fortgesetzt wird, bezweckt der Autor, den Lesern des Bulletin eine Einführung in die Ionentheorie zu geben. Einleitend werden die Grundgesetze der Ionisierung behandelt, worauf Angaben über die Messung der Ionenströme gemacht werden.*

*A l'aide du présent travail, dont la publication sera continuée dans les prochains bulletins, l'auteur veut mettre le lecteur au courant de la théorie actuelle sur les ions. Il commence par donner les lois fondamentales sur les courants ioniques et leur mesure.*

### I. Einleitung.

Es ist bekanntlich die Theorie der elektrolytischen Leitfähigkeit, die uns zum Begriff der Ionen geführt hat. Nach Clausius-Arrhenius versteht man darunter jene kleinsten elektrisch geladenen Teilchen, die den Stromdurchgang durch die Elektrolyte vermitteln, und die man sich durch die spontane Dissoziation der gelösten Moleküle entstanden denkt. Nach neueren Forschungen sind diese Ionen indessen keineswegs nur dissoziierte Moleküle, sondern sind infolge der Anlagerung von einer mehr oder minder grossen Zahl von Molekülen des Lösungsmittels als weit grössere Teilchen anzusehen. Was aber alle Ionen ausnahmslos auszeichnet, ist ihre Eigenschaft, eine ganz bestimmte elektrische Ladung zu besitzen, die infolge verschiedener Wertigkeit der Ionen jedoch um gewisse Multipla grösser sein kann

als die kleinste vorkommende Ladung, wie sie z. B. durch das Wasserstoff-Ion repräsentiert wird. Diese kleinste Ladung nennt man elementare elektrische Ladung oder Elementarquantum, auch Atomelektrizität. Sie besitzt nach den neuesten Messungen den Wert  $e = 4,77 \cdot 10^{-10}$  elektrostatische Einheiten. Es lag ausserordentlich nahe, die Ionentheorie auch auf die metallische Leitfähigkeit übertragen zu wollen. Dies ist allerdings bis auf den heutigen Tag nicht mit vollem Erfolg gelungen. Anders bei der Elektrizitätsleitung in Gasen, deren mannigfaltige Erscheinungsformen durch die Ionen- und Elektronenlehre in wundervoller Weise sich zusammenfassen lassen. An der Bedeutung, die hier der Ionenbegriff und damit die Auffassung einer diskontinuierlichen Erscheinungswelt erlangt hat, ändert die Tatsache nichts, dass es auch hier an Problemen, die noch zu lösen sind, nicht fehlt.

Die Ausdehnung des durch die Ionentheorie zu umfassenden Gebietes werden wir am besten gewahr, wenn wir die mannigfachen Vorgänge aufzählen, durch welche Luft leitend gemacht werden kann. Da sind z. B. die radioaktiven Stoffe mit ihren verschiedenen Strahlenarten ( $\alpha$ -,  $\beta$ -,  $\gamma$ -Strahlen) und die Röntgenstrahlen, welche Luft zum Leiter machen. Ferner erlangt die Luft Leitfähigkeit in der Nähe von Körpern, die entweder stark erhitzt oder mit Licht bestrahlt oder aber in chemischer Reaktion befindlich sind. So zeigen alle Arten von Flammen eine starke Leitfähigkeit. In untergeordnetem Masse kommt auch die Elektrizitätserregung beim Zerspritzen von Flüssigkeiten, des Gases in statu nascendi usw. in Betracht. Dann ist noch jene grosse Menge von Erscheinungen, bei denen sog. selbständige elektrische Entladungen auftreten, zu nennen. Da ist der elektrische Funke, die stille elektrische Entladung (Ausströmung aus Spitzen, Drähten [Coronaeffekt]), der elektrische Lichtbogen, wo wir es überall mit Ionisierungsvorgängen zu tun haben. Hier ist es das starke elektrische Feld, welches nach der Theorie der Stossionisation den Ionisator spielt.

Wir werden nun in der Folge zeigen, wie sich die Ionenlehre als souveränes Rüstzeug bei den verschiedenen Fällen bewährt hat. Da wir uns bei der enormen Ausdehnung des Gebietes notwendig beschränken müssen, wollen wir uns vornehmlich mit den unselbständigen elektrischen Entladungen beschäftigen: Ionisierung durch Radium- und Röntgenstrahlen, durch chemische Prozesse (Flammengase), durch Licht (lichtelektrischer Effekt) und durch hohe Temperaturen (Thermioneneffekt).<sup>1)</sup> Hierin können wir wiederum zwei verschiedene Arten von Ionisierung unterscheiden. Es können die Ionen entweder im ganzen Luftvolumen gebildet werden oder aber nur direkt an der Oberfläche von Körpern entstehen. Je nachdem redet man von Volumen- oder Oberflächenionisierung. Dabei gibt es natürlich auch Vorgänge, bei denen beide Wirkungen zusammen vorhanden sind. Wieso man aber in allen Fällen die Entstehung geladener Teilchen annehmen muss, das können erst die hinterher besprochenen Erscheinungen rechtfertigen. Es gibt aber ein einfaches Experiment, das unmittelbar für unsere Anschauung spricht. Bestrahlt man die Luft zwischen zwei Metallplatten, zwischen denen eine Potentialdifferenz herrsche, etwa mit Röntgenstrahlen, so beobachtet man den Uebergang eines elektrischen Stromes. Befinden sich die Metallplatten in einem Glasgefäss, das man allmählich auspumpt, so wird der Strom immer kleiner und verschwindet schliesslich ganz. Der Strom ist völlig an das Vorhandensein der Luft gebunden. Die Luftteilchen werden so verändert, dass Leitung entsteht. Da erstere aber diskontinuierlich sind, so auch die gebildeten elektrischen „Träger“, die Ionen. Im einzelnen denkt man ihre Entstehung folgendermassen: Die von Strahlen getroffenen Luftteilchen werden in zwei Teilchen gespalten, wobei das eine eine positive, das andere eine negative Elementarladung trägt. Die Teilchen können sich mit einer Anzahl neutraler Luftmoleküle vereinigen und bilden so Ionen. Naturgemäss werden immer gleichviel positive wie negative Ionen gebildet.

<sup>1)</sup> Eine spezielle „Einführung in die Ionen- und Elektronenlehre der Gase“ mit Beschreibung vieler Versuche wird demnächst bei P. Haupt, Bern, unter genanntem Titel erscheinen und dürfte als Ergänzung zu vorstehenden Ausführungen willkommen sein.

## II. Die Volumenionisierung.

### 1. Strom und Spannung. Wiedervereinigung der Ionen.

In dem Luftraum zwischen den Platten  $P_1$  und  $P_2$  sollen in jedem  $\text{cm}^3$  pro Sekunde  $q$  Ionenpaare gebildet werden (homogene Volumenionisierung). Infolge der Potentialdifferenz  $V$  (Batterie  $B$ , Fig. 1) wandern die positiven Ionen nach  $P_1$ , die negativen Ionen nach  $P_2$ . Der Strom, der infolgedessen zwischen  $P_1$  und  $P_2$  fließt und an einem hochempfindlichen Galvanometer  $G$  gemessen werden kann, berechnet sich sehr leicht, wenn man es nur mit Ionenbildung und Ionenwanderung zu tun hat. In einer Stromröhre von  $q \text{ cm}^2$  Querschnitt (Fig. 1) und  $a \text{ cm}$  Länge,

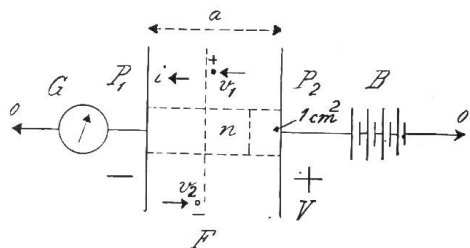


Fig. 1

werden pro Sekunde  $qa$  positive Ionen gebildet und ebenso viele wandern in der gleichen Zeit nach  $P_1$ ; ebenso viele negative Ionen ( $qa$ ) gehen nach  $P_2$ . Da das Galvanometer nur die an die Platte  $P_2$  abgegebene elektrische Ladung misst, so ist der Strom  $qae$ , wobei  $e$  das Elementarquantum bedeutet. Beträgt die Oberfläche von  $P_1$  bzw.  $P_2$   $f \text{ cm}^2$ , so ist der gesamte Ionisierungsstrom

$$J = f q a e \tag{1}$$

Was an diesem Ausdruck auffällt, ist die völlige Unabhängigkeit des Stromes von der Spannung  $V$ . Ist das immer richtig? Sicher ist, dass der Ionisierungsstrom nie grösser sein kann als Gleichung (1) entspricht. Der Wert repräsentiert eine Art Sättigung. Die Frage ist aber, muss der Strom nicht bei kleinen Spannungen  $V$  schliesslich abnehmen?

Betrachten wir den Grenzfall, dass die Batterie  $B$  ganz entfernt wird, dass also  $V = 0$  ist. Dann kann offenbar gar kein Strom fließen. Die Ionen wandern nicht. Hingegen werden sie sich infolge ihrer gegenseitigen Anziehung und Abstossung bewegen. Positive und negative Ionen werden sich infolge Wiedervereinigung neutralisieren. Die Ionisierung wird fortwährend wieder rückgängig gemacht. So kommt es, dass niemals alle Luftmoleküle ionisiert werden, ja, dass selbst bei starker Röntgenstrahlung in jedem Moment vielleicht nur der billionste Teil der Luftmoleküle ionisiert ist! Befinden sich in  $1 \text{ cm}^3$  Luft zu irgend einem Zeitpunkt  $n$  positive und  $n$  negative Ionen, so ist die pro Sekunde durch Wiedervereinigung verschwindende Ionenmenge proportional  $n^2$ , denn sie ist proportional der Anzahl der positiven und der negativen Ionen, also proportional  $n \times n$ . Für die Ionendichte  $n$  gilt, falls keine Ionenwanderung vorhanden ist, die Beziehung

$$q - a n^2 = \frac{dn}{dt} \tag{2}$$

$\frac{dn}{dt}$  ist die Änderung der Ionendichte pro Sekunde,  $q$  die gebildete und  $a n^2$  die wiedervereinigte Ionenzahl.  $a$  nennt man den Wiedervereinigungskoeffizienten. Er beträgt für Luft ungefähr  $10^{-6}$ .

a) Wir werden nun zuerst den Fall behandeln, dass in Gleichung (2)  $q = 0$  ist, d. h., dass man das ionisierende Agens entfernt. Nehmen wir an, dass in diesem Moment die Ionendichte  $n_0$  sei, d. h. also  $n = n_0$  für  $t = 0$ , so liefert die Integration von (2)

$$\frac{1}{n} - \frac{1}{n_0} = a t \tag{3}$$

Dies ist die Gleichung einer gleichseitigen Hyperbel, wie man sich leicht durch die Verlegung des Nullpunktes der Zeitmessung um  $t' = t + \frac{1}{a n_0}$  überzeugt. Es ist



bemerkenswert, dass die Ionenkonzentration infolge der Wiedervereinigung nicht exponentiell abklingt. In diesem Falle würde sie nämlich prozentual gleich schnell abfallen für starke und schwache Anfangsionisierung. Gemäss Formel (3) erfolgt vielmehr das Verschwinden einer schwachen Ionisierung ausserordentlich viel langsamer als dasjenige einer starken. Es kann Minuten dauern, bis eine Röntgenstrahlenionisierung praktisch abgeklungen ist.

b) Wichtig ist nun der Fall, dass wir stationären Zustand zwischen Ionenbildung und Wiedervereinigung haben. Es ist dann  $\frac{dn}{dt} = 0$  und Formel (2) wird

$$q = a n^2 \quad (4)$$

Darnach lässt sich  $q$  aus  $n$  und umgekehrt berechnen. Man kann aber noch weitergehen und den Ionisierungsstrom für kleine Spannungen  $V$  berechnen. Es ist anzunehmen, dass für schwache Ionisierungsströme  $i$ , die nur einen kleinen Bruchteil des durch (1) wiedergegebenen maximalen Stroms betragen, Formel (4) noch erfüllt ist. Dies kommt darauf hinaus, anzunehmen, dass bei kleinem Strom d. h. geringer Ionenwanderung der Gleichgewichtszustand zwischen Ionenbildung und Wiedervereinigung nur unmerklich gestört wird. In diesem Falle können wir folgende Betrachtung anstellen. Wir denken uns eine beliebige Trennungsfläche  $F$  zwischen  $P_1$  und  $P_2$  (Fig. 1). Bewegen sich die positiven Ionen mit der Geschwindigkeit  $v_1$  durch  $F$  hindurch, so ist die gesamte pro Sekunde und pro  $\text{cm}^2$  hindurchgehende Ionenmenge  $n v_1$ . Dies entspricht einem Transport positiver Elektrizität von  $n v_1 e$ . Analog tritt durch  $F$  von links eine negative Elektrizitätsmenge  $n v_2 e$  hindurch, wenn  $v_2$  die Geschwindigkeit der negativen Ionen bezeichnet. Dieser negative Elektrizitätstransport nach rechts ist aber gleichbedeutend einem gleich grossen positiven nach links. Daher beträgt der gesamte Ionisierungsstrom pro  $\text{cm}^2$

$$i = n e (v_1 + v_2) \quad (5)$$

Setzt man aus Gleichung (4) den Wert für  $n$  hier ein, so wird

$$i = e \sqrt{\frac{q}{a}} (v_1 + v_2) \quad (6)$$

Wollen wir nun die Abhängigkeit des Stromes  $i$  von der Spannung  $V$  feststellen, so müssen wir noch den Zusammenhang zwischen  $V$  und  $(v_1 + v_2)$  kennen. Bewegen sich die Ionen mit grosser Reibung wie in einem Elektrolyten, so darf man die Geschwindigkeit in jedem Moment proportional der herrschenden Feldstärke  $X = \frac{dV}{dx}$  setzen, d. h.  $v_1 = u_1 X$  und  $v_2 = u_2 X$ .  $u_1$  und  $u_2$  bedeuten dabei die Geschwindigkeiten, welche die Ionen im elektrischen Felde 1 (1 Volt pro cm) annehmen würden. Man nennt  $u_1$  und  $u_2$  die Beweglichkeit der positiven und negativen Ionen. Im Falle eines dichten Gases darf dieselbe Beziehung als erfüllt angesehen werden, so dass unter Berücksichtigung des Umstandes, dass für den Plattenkondensator einfach  $X = \frac{V}{a}$  ist, Gleichung (6) die Gestalt annimmt:

$$i = \frac{e \sqrt{\frac{q}{a}} (u_1 + u_2)}{a} V \quad (7)$$

D. h. es gilt das ohmsche Gesetz. Als ohmschen Widerstand haben wir dabei den Ausdruck

$$r = \frac{a}{e \sqrt{\frac{q}{a}} (u_1 + u_2)} \quad (8)$$

Diese einfache Beziehung gilt nun nicht mehr, wenn wir  $V$  über einen gewissen Wert hinaus wachsen lassen. Die Ionenkonzentration kann dann nicht mehr den ungeänderten, durch Gleichung (4) bestimmten Wert haben. Da durch Ionenwanderung immer mehr Ionen entfernt werden, muss die Ionenkonzentration  $n$  allmählich abnehmen. Das bedingt aber, wie aus Gleichung (5) ersichtlich, dass  $i$  gegenüber dem Wert der Gleichung (6) immer kleiner ausfällt. Mit andern Worten: es gehen immer mehr Ionen an die Platten, und immer weniger Ionen haben Gelegenheit und Zeit sich wieder zu vereinigen; und im Grenzfall, wo die Wiedervereinigung ganz aufhört, da gilt die Beziehung (1), d. h. da haben wir Sättigungsstrom. Die Stromspannungscharakteristik hat daher den in Fig. 2 angedeuteten Verlauf. Die Tangente an den

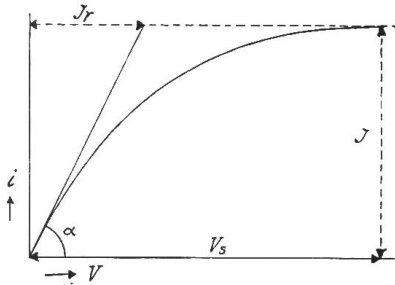


Fig. 2

untern (ohmschen) Teil der Kurve ist  $tg \alpha = \frac{i}{V} = \frac{1}{r}$ .

Der Schnittpunkt mit der Horizontalen  $J = const.$  schneidet das Stück  $Jctga = Jr$  ab. Der Sättigungs-

strom wird praktisch schon bei einer endlichen Spannung, der Sättigungsspannung  $V_s$ , erreicht. Wie ich gezeigt habe <sup>1)</sup>, lässt sich die Kurve analytisch durch den bequemen Näherungsausdruck

$$i = J \left( 1 - e^{-\frac{V}{Jr}} \right) \tag{9}$$

wiedergeben. Wie leicht sich mit diesem Ausdruck rechnen lässt, habe ich bereits früher bei der Durchrechnung meines Radium-Perpetuum mobile <sup>2)</sup> und meines Differentialionometers <sup>3)</sup> gezeigt. In Wirklichkeit lässt sich der Ausdruck für die Sättigungsstromkurve gar nicht exakt berechnen. Denn geht man auf die Vorgänge näher ein, so gelangt man zu ziemlich komplizierten Differentialgleichungen.

### 2. Der Potentialverlauf zwischen den Elektroden.

Vor allem haben wir bis jetzt die wichtige Tatsache völlig ausser acht gelassen, dass sich zwischen den Platten  $P_1$  und  $P_2$  (Fig. 1) freie Ladungen bilden. Saugt man etwa die ionisierte Luft in der Nähe der Anode ( $P_2$ ) ab, so findet man sie negativ geladen, und analog ist sie in der Nähe der Kathode ( $P_1$ ) positiv geladen. In einem  $cm^3$  befinden sich also nicht wie oben angenommen, stets gleichviel positive und negative Ionen. Wir müssen eine Dichte der positiven und der negativen Ionen  $n_1$  und  $n_2$  unterscheiden. Diese beim Stromdurchgang entstehende Ungleichheit kommt in drastischer Weise durch den Verlauf des Potentials zwischen  $P_1$  und  $P_2$  zum Ausdruck. Dieses steigt nicht wie bei einem ohmschen Widerstand linear von  $P_1$  nach  $P_2$  an, sondern zeigt den in Fig. 3 skizzierten Verlauf.  $X = \frac{dV}{dx}$  ist nicht konstant, d. h. es ist  $\frac{d^2V}{dx^2} \neq 0$ . Nach den Gesetzen der Elektrostatik ist die freie Ladungsdichte  $\rho$  gegeben durch

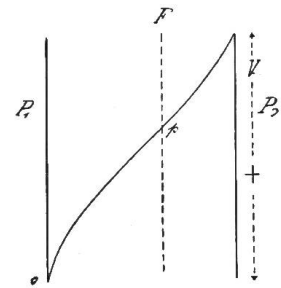


Fig. 3

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -4\pi\rho \tag{10}$$

Die Feldänderung  $\frac{dX}{dx}$  ist also direkt proportional der freien Ladung  $\rho$ . Diese ist aber  $e(n_1 - n_2)$ , so dass die Poissonsche Gleichung (10) hier lautet

<sup>1)</sup> Annal. d. Physik, Bd. 37, Seite 561, 1912.

<sup>2)</sup> Bulletin des Schweiz. Elektrotechnischen Vereins, 1912, Heft No. 9, Seite 221.

<sup>3)</sup> Bulletin des Schweiz. Elektrotechnischen Vereins, 1922, Heft No. 8, Seite 356.

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -4\pi e(n_1 - n_2) \tag{11}$$

Nimmt der Gradient  $X^1)$  zu, d. h. ist  $\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{dX}{dx} > 0$ , so ist  $n_2 > n_1$  und umgekehrt.

Somit haben wir links der durch den Wendepunkt  $p$  der Potentialkurve gelegten Fläche  $F$  einen Ueberschuss an positiven und rechts einen solchen an negativen Ionen. Je grösser der Unterschied in der Beweglichkeit der positiven und negativen Ionen ist, um so weniger liegt  $F$  in der Mitte zwischen  $P_1P_2$ . Da die Beweglichkeit  $u_2$  nur wenig grösser als  $u_1$  ist, so liegt  $F$  ein Weniges näher an  $P_2$ . Den charakteristischen Potentialverlauf Fig. 3 findet man nun bei allen Volumionisierungen, besonders ausgeprägt in Flammgasen. Dort geht der Unterschied zwischen der Geschwindigkeit der positiven und negativen Ionen so weit, dass  $F$  ganz nahe an  $P_2$  liegt und der Potentialanstieg an der Kathode den an der Anode um das Vielfache übertrifft. Dies ist ein indirektes, aber untrügliches Zeichen dafür, dass die negativen Ionen sich dort sehr viel rascher bewegen als die positiven und somit viel kleiner sein müssen. Wir werden noch mehrere Beispiele kennen lernen, wo das negative Ion besonders klein werden kann und schliesslich zum Elektron wird.

### 3. Diffusion der Ionen.

Die Vorgänge werden noch weiter dadurch kompliziert, dass die Ionen infolge ihrer lokalen Dichteänderung wandern d. h. diffundieren. Beträgt die Dichteänderung  $\frac{dn}{dx}$ , so ist die Diffusionsgeschwindigkeit diesem Betrage proportional. Ist  $D$  der Diffusionskoeffizient der Ionen in Luft, so hat man  $v = D \frac{dn}{dx}$ . Die Diffusion spielt

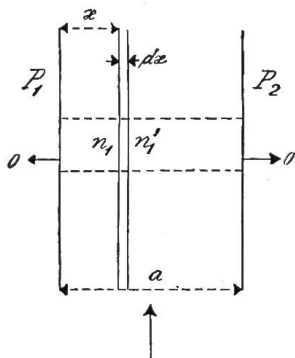


Fig. 4

eine besonders grosse Rolle, wenn nur Ionen *eines* Vorzeichens vorhanden sind. Die Wiedervereinigung der Ionen fällt dann weg, und die Ionisierung in einer geschlossenen Metallhülle kann dann einzig und allein durch Ionendiffusion verschwinden. Die Ionen an der Metallwand werden durch die dort induzierten Ladungen angezogen und neutralisiert. Es bildet sich ein Konzentrationsgefälle von der Mitte nach dem Metall hin und damit ein Diffusionsstrom. Dieser ist *cet. par.* um so grösser, je grösser die Beweglichkeit der Ionen ist. Es lässt sich sogar die Beweglichkeit der Ionen direkt aus Diffusionsmessungen berechnen nach der Formel

$$D = 0,024 \cdot u \tag{12}$$

Wir wollen folgendes Beispiel der Ionendiffusion kurz behandeln. Zwischen zwei Metallen  $P_1P_2$  (Fig. 4) werden pro  $\text{cm}^3$  und Sekunde  $q$  positive Ionen gebildet. Es werden solche etwa von unten (Pfeilrichtung) in konstantem Strom hindurchgeblasen. Frage: welche Konzentrationsverteilung bildet sich senkrecht zur Pfeilrichtung aus ( $X$ -Richtung). In das Volumenelement  $1 \text{ cm}^3$  und Dicke  $dx$  treten von links  $-D \frac{dn_1}{dx}$  Ionen ein. Rechts treten  $-D \frac{dn_1'}{dx}$  Ionen aus. Da  $n_1'$  nur wenig von  $n_1$  verschieden, so ist  $n_1' = n_1 + \frac{dn_1}{dx} dx$ , und der Ionenüberschuss, der pro Sekunde im Volumenelement eintritt, ist  $-D \frac{dn_1}{dx} + D \frac{dn_1'}{dx} = +D \frac{d^2n_1}{dx^2} dx$ . Da anderer-

<sup>1)</sup> Wir bezeichnen mit  $X$  nicht die eigentliche Feldstärke  $-\frac{dV}{dx}$ , sondern deren negativen Betrag d. h.  $X = \frac{dV}{dx}$ .

seits pro Sekunde  $q dx$  Ionen hinzukommen, so ist im stationären Zustand

$$q + D \frac{d^2 n_1}{dx^2} = 0 \quad (13)$$

da die gesamte pro Sekunde entstehende Ionenmenge 0 sein muss. Die Integration liefert

$$\frac{dn_1}{dx} = -\frac{q}{D}x + k$$

Die Konstante  $k$  bestimmt sich dadurch, dass aus Symmetriegründen  $\frac{dn_1}{dx}$  für  $x = \frac{a}{2}$  0 sein muss. Man erhält so  $0 = -\frac{q}{D}\frac{a}{2} + k$  und

$$\frac{dn_1}{dx} = \frac{q}{D}\left(\frac{a}{2} - x\right) \quad (14)$$

Die zweite Integration ergibt  $n_1 = -\frac{q}{2D}x^2 + \frac{q}{2D}ax + k'$ . Da in der Nähe der Platten, also für  $x = 0$  und  $x = a$   $n_1 = 0$  ist, so hat man  $k' = 0$  und

$$n_1 = \frac{qx}{2D}(a - x) \quad (15)$$

Die Ionenverteilung zwischen  $P_1$  und  $P_2$  ist also parabolisch.

#### 4. Allgemeine Ionengleichungen.

Es ist klar, dass die Ionendiffusion auch bei der Volumenionisierung eine Rolle spielt. Immerhin überwiegt, namentlich bei nicht zu kleinem Elektrodenabstand, die Wiedervereinigung. Wir wollen nun noch die allgemeinen Ionengleichungen unter Berücksichtigung sämtlicher Faktoren anschreiben. Diese müssen wir für positive und negative Ionen getrennt anschreiben. Wir stellen die Ionenbilanz für ein Volumenelement  $1 \text{ cm}^2$  und  $dx$  (siehe etwa wieder Fig. 4) auf. Die gebildete positive Ionenmenge ist  $q dx$ , die durch Wiedervereinigung hinzukommende  $-an_1n_2$ . Nehmen wir  $P_2$  positiv an, so treten durch Ionenwanderung links  $n_1 u_1 X$  aus und rechts  $n_1' u_1 X'$  ein. Die Differenz ist  $u_1(n_1'X' - n_1X) = u_1 \frac{d(n_1X)}{dx} dx$ . Durch Ionendiffusion

kommt nach Abschnitt 3 hinzu  $+D \frac{d^2 n_1}{dx^2} dx$ . Die Bilanz lautet

$$q - an_1n_2 + u_1 \frac{d(n_1X)}{dx} + D \frac{d^2 n_1}{dx^2} = 0 \quad (16)$$

Und analog erhält man für die negativen Ionen

$$q - an_1n_2 - u_2 \frac{d(n_2X)}{dx} + D \frac{d^2 n_2}{dx^2} = 0 \quad (17)$$

dazu kommen dann noch als weitere Bedingungsgleichungen der Ausdruck für den Strom

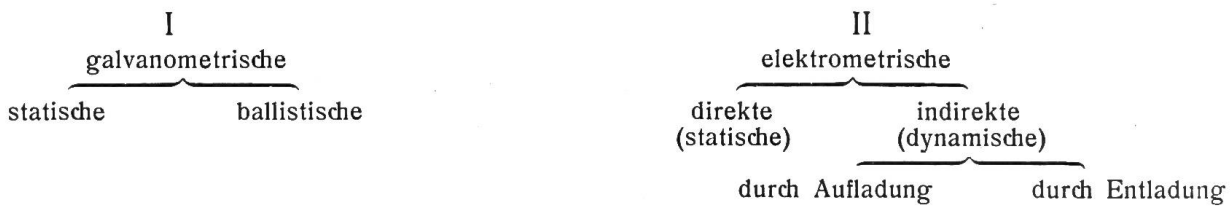
$$i = eX(u_1n_1 + u_2n_2) \quad (18)$$

und die Poissonsche Gleichung (11) hinzu. Wie man sieht, sind schon die Gleichungen für das eindimensionale Problem (Plattenkondensator) so kompliziert, dass eine strenge Behandlung wenig Aussicht bietet. Man muss sich daher mit Näherungen begnügen.

### III. Messung der Ionenströme.

#### 1. Galvanometrische Methoden.

Die einfachste Anordnung, Ionisierungsströme zu messen, ist unzweifelhaft die schon in Fig. 1 skizzierte. Die Ionisierungseffekte sind indessen vielfach so schwach, dass man selbst mit den empfindlichsten Galvanometern nicht mehr auskommt. Mit Drehspulinstrumenten kann man etwa noch  $10^{-10}$  Amp., mit dem Dubois-Rubensschen Panzergalvanometer  $10^{-11}$  und bestenfalls mit einem elektromagnetischen Saitengalvanometer noch  $10^{-12}$  Amp. nachweisen. Es müssen hier also vielfach besondere Verfahren zur Anwendung kommen, und es ist daher das Problem, Ionisierungsströme zu messen, zum grossen Teil identisch mit demjenigen der Messung kleinster elektrischer Ströme. Eine zusammenfassende Darstellung über dieses Gebiet, das für die elektrische Radiometrie äusserst wichtig ist, habe ich seinerzeit gegeben.<sup>1)</sup> Hier seien nur einige wichtige Methoden beschrieben. Diese lassen sich etwa einteilen in



Durch die ballistische Methode kann man mit Galvanometern eine grössere Stromempfindlichkeit erreichen. Das Wesentliche der Anordnung zeigt Fig. 5. Um den Strom  $i$  zwischen  $P_1$  und  $P_2$  zu messen, ladet man mit diesem den Präzisionskondensator  $C$  während einer gewissen Zeit auf. Der Umschalter  $U$  ist in der gezeichneten Stellung, der Erdkontakt  $K$  wird hochgehoben. Nach einer Zeit  $t$  Sekunden legt man  $U$  um und entlädt die im Kondensator angesammelte Elektrizitätsmenge durch das ballistische Galvanometer  $G$ . Um eine genügende Ladung ohne grosse Aufladespannung zu erreichen, wird man eine möglichst grosse Kapazität  $C$  wählen ( $e = CV$ ). Während der Kondensatoraufladung ändert sich dann die Potentialdifferenz  $P_1 P_2$  nicht wesentlich.

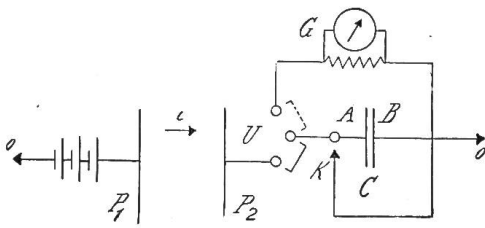


Fig. 5

Die entladene Elektrizitätsmenge  $e$  ist gleich  $ca$ , wo  $a$  der ballistische Ausschlag,  $c$  die ballistische Konstante bedeuten. Der Ionisierungsstrom ist andererseits  $i = \frac{e}{t}$ , also  $i = \frac{ca}{t}$ . Die ballistische Konstante erhält man unmittelbar, wenn man  $C$  auf ein bekanntes Potential  $V'$  auflädt und dann ballistisch entlädt. Ist in diesem Fall die entladene Elektrizitätsmenge  $e'$ , so ist  $e' = CV'$ , und man hat  $ca' = e' = CV'$ . Drückt man  $C$  in Farad aus, so erhält man  $i$  ohne weiteres in Amp.

#### 2. Elektroskopische Entlademethode.

Die einfachste elektrometrische Methode besteht darin, die Entladung eines Elektroskops durch ionisierte Luft zu beobachten. Entweder ionisiert man die Luft im Elektroskop selbst, oder man verbindet das Elektroskop mit einer besonderen Ionisierungskammer. Schematisch wird das durch Fig. 6 angedeutet, wo der meist gebräuchliche Fall des Plattenkondensators angenommen ist. Vielfach verwendet man aber auch Zylinder- und Halbkugelkondensatoren,<sup>2)</sup> je nach dem Zwecke der Messung.

<sup>1)</sup> Zeitschrift für Röntgenkunde, Bd. XII, Seite 254, 1910.

<sup>2)</sup> Physikal. Zeitschrift, Bd. 12, Seite 209, 1911.



Um den Strom  $i$  (Fig. 6) zu messen, beobachtet man den Rückgang des Elektroskopblättchens  $B$ . Die Anordnung ist speziell zur Messung des Sättigungsstromes gedacht und besonders zur Messung radioaktiver oder Röntgenstrahlung geeignet, da die Strahlenintensität dem Sättigungsstrom proportional ist. Zur Aufladung der Elektroskope braucht es nämlich immer ziemlich hohe Spannungen (200 und mehr Volt), so dass die Voraussetzung der Stromsättigung in der Ionisierungskammer I meist erfüllt ist. Dies hat ferner zur Folge, dass während des Blättchenrückgangs, während welchem das Potential abnimmt, der Strom  $i$  praktisch ungeändert bleibt. Beträgt die etwa mit der Stoppuhr beobachtete Zeit für die Blättchenwanderung zwischen den Marken 2 und 1  $t$  Sekunden, so ist der Strom gegeben durch  $i = \frac{e_2 - e_1}{t}$ . Beträgt das Potential bei der Blättchenstellung 2  $V_2$  und bei 1  $V_1$  Volt, so ist der Ladungsverlust  $e_2 - e_1 = C(V_2 - V_1)$ .  $C$  ist die für alle Blättchenstellungen als konstant vorausgesetzte Kapazität des Messsystems (Elektroskop + I). Man hat daher auch

$$i = \frac{C(V_2 - V_1)}{t} \tag{19}$$

$C$  in Farad ausgedrückt, gibt wiederum  $i$  in Amp. Beträgt beispielsweise  $C = 10 \text{ cm e. s. E.}$ , d. h.  $\frac{10}{9 \cdot 10^{11}}$  Farad und beobachtet man etwa  $t = 100''$  für  $V_2 - V_1 = 10$  Volt, so wäre  $i = \frac{10 \cdot 10}{9 \cdot 10^{11} \cdot 100} \approx 10^{-12}$  A. Man kommt also mit Leichtigkeit auf eine Empfindlichkeit, die diejenige der besten Galvanometer übersteigt.

Man erkennt auch sofort, wie die Stromempfindlichkeit gesteigert werden kann. Einmal, indem man die Elektroskopempfindlichkeit hoch und dann die Kapazität  $C$  möglichst klein macht. Mit den Blättchenelektroskopen lässt sich dies freilich nur in beschränktem Masse erreichen. Zur Erhöhung der Messgenauigkeit kann man statt der direkten Ablesung ein Ablesemikroskop mit Okularteilung vorsetzen, oder man beobachtet mittels Lupe und Spiegelskala. D. h. die Vorderwand der Glaswand ist, wie beim Elster & Geitel'schen Elektroskop (Fig. 7) in der unteren Hälfte versilbert, und davor befindet sich die Skala ( $M$ ). Diese scheint dann parallaxenfrei an den Blättchen anzuliegen. Allein diese Verbesserung ist begrenzt, da die Blättchen häufig Unregelmässigkeiten zeigen, die sich durch sprunghafte Bewegungen (*cri-cri* Erscheinung) äussern.

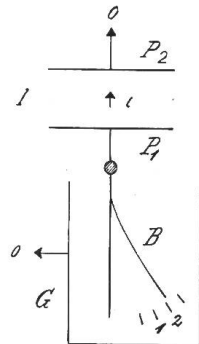


Fig. 6

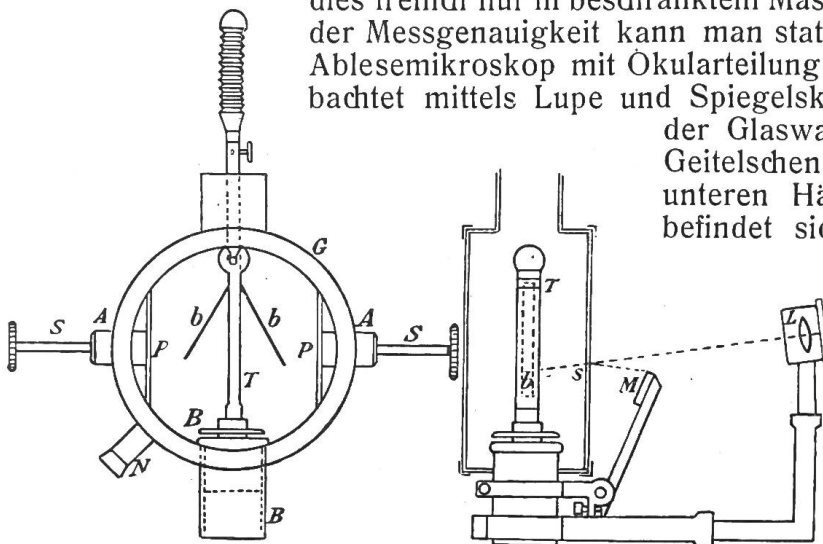


Fig. 7

Fadenelektroskope. Man unterscheidet solche mit frei beweglichem Faden (platinierter Quarzfäden). Das Wiechertsche Elektrometer besitzt zwei nach Art der Blättchen herabhängende Fäden; das Einfadeninstrument nach Elster und Geitel weist nur einen Faden auf, der nach Art des Hankelschen Elektroskops angeordnet ist. Dann gibt es solche mit fixiertem Faden, dessen Spreizung in der Mitte man beobachtet.

Einen grossen Fortschritt bedeuteten da die



Die Anziehung gegen eine Seitenbacke beobachtet man im Lutz-Edelmanschen Instrument und im Vibrationselektrometer<sup>1)</sup>. Die Spreizung zweier Fäden benützt das Wulfsche Elektrometer. Alle diese Instrumente zeichnen sich nun durch ein präzises Arbeiten, dann aber namentlich sowohl durch erhöhte Spannungsempfindlichkeit als auch kleine Kapazität aus. Man gelangt so zu Apparaturen, welche die kleinsten Ionisierungsströme noch zuverlässig zu messen erlauben. So kann man mit ihnen die äusserst geringe natürliche Leitfähigkeit der Atmosphäre noch quantitativ untersuchen. Man bedenke, dass im  $\text{cm}^3$  Luft gewöhnlich nicht mehr als zehn Ionenpaare enthalten sind! Natürlich wird es immer zweckmässig sein, die zu messenden Ionisierungsströme möglichst gross zu erhalten. Das kann vielfach erreicht werden, indem man die Ionisierungskammern recht gross wählt. Der Sättigungsstrom wächst, wie wir oben für einen Plattenkondensator gesehen haben, mit  $qa$ , d. h. dem Luftvolumen zwischen den Elektroden. Das gilt für beliebig gestaltete Ionisierungsgefässe, und man wird sich diese Eigentümlichkeit nach Möglichkeit zu Nutze machen. Ist die Ionenbildung nur auf einen engen Raum beschränkt, so hat es allerdings keinen Zweck, das Ionisierungsgefäss grösser als diesen zu machen. Das ist z. B. der Fall, wenn man mit den  $\alpha$ -Strahlen fester, radioaktiver Stoffe arbeitet. Die Reichweite dieser Strahlen bemisst sich ja nur nach wenigen Zentimetern.

### 3. Das Aufladeverfahren.

Wir wenden uns nun dem ebenfalls sehr wichtigen Aufladeverfahren zu. Die hier hauptsächlich zur Verwendung kommenden Quadrantelektrometer (nach Dolezalek) besitzen zwar eine weit grössere Kapazität (50–100 cm gegenüber 2 cm beim Wulfschen Elektrometer). Dieser Nachteil wird aber bei weitem durch die grössere Empfindlichkeit (mehrere tausend Skalenteile pro Volt) aufgewogen. Zudem kann

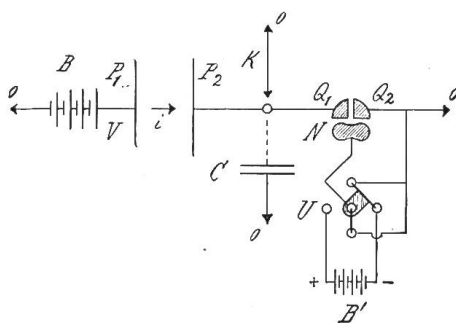


Fig. 8

hier die Anordnung so getroffen werden, dass man nicht auf die Messung der Sättigungsströme beschränkt bleibt. Wir geben das Wesentliche der Methode in Fig. 8 wieder.  $P_2$  wird mit dem einen Quadrantenpaar  $Q_1$  des Elektrometers verbunden, während das andere  $Q_2$  an Erde liegt. Die „Nadel“  $N$  wird auf ein hohes Potential aufgeladen, z. B. 100 Volt. Das geschieht etwa mittels einer Krügerschen Normalbatterie  $B'$ . Um das Elektrometer zu justieren, muss man an  $N$  bald Erde, bald den positiven oder den negativen Pol von  $B'$  anlegen können. Das kann bequem mittels eines Umschalters  $U$  von der gezeichneten Anordnung geschehen, indem man diesen um den Mittelpunkt je um  $90^\circ$  dreht. Das Messsystem  $P_2 Q_1$  ist mittels des Kontaktes  $K$  geerdet. Es kann zur Aenderung der Messempfindlichkeit mit einem Präzisionskondensator  $C$  von passender Grösse ( $0,001 \div 1$  Mikrofarad) verbunden werden. Der Messvorgang ist nun folgender: Man zieht den Erdkontakt  $K$  weg und beobachtet den Lichtzeiger des Elektrometers. Dieser setzt sich infolge der einsetzenden Aufladung des Systems in Bewegung. Hat er eine gleichförmige Geschwindigkeit erreicht, so beginnt die eigentliche Messung, d. h. man beobachtet mit der Stoppuhr die Zeit, die der Lichtzeiger zur Durchwanderung einer beliebigen Anzahl Skalenteile benötigt. Der durchwanderte Weg sei  $n$  mm lang. Hernach legt man  $K$  wieder an. Die Ladungsänderung, die den  $n$  mm entspricht, ist  $e = CV$ , wenn  $V$  die entsprechende Potentialänderung,  $C$  die Kapazität des Messsystems ist. Ist  $k$  die Spannungsempfindlichkeit des Elektrometers, so ist  $V = kn$  und der gemessene Ionisationsstrom berechnet sich aus

$$i = \frac{knC}{t} \quad (20)$$

<sup>1)</sup> Elektrotechnik und Maschinenbau, Heft 20. 1914.

$C$  ist in Farad einzusetzen, wenn  $i$  in Ampere erhalten werden soll. Hat man eine grosse Kapazität zugeschaltet, so kann deren nomineller Wert in Gleichung (20) eingesetzt werden, unter Vernachlässigung der Kapazität der Messleitung ( $P_2 Q_1$ ). Da die Aufladepotentiale  $V$  nur sehr klein sind, so wird während der Messung die Potentialdifferenz zwischen  $P_1$  und  $P_2$  nicht merklich geändert. Man kann daher Ströme  $i$  messen, die nicht gesättigt sind (Aufnahme einer Sättigungsstromkurve!). Die Methode verlangt, soll sie gute Resultate geben, gewissenhafte Ausführung und sorgfältige Behandlung des Quadrantelektrometers. Um störende Einwirkungen von aussen auf Messleitung und Messinstrument zu vermeiden, sind diese ganz in geerdete Metallhüllen (-röhren) einzubetten und vorzüglich zu isolieren (Paraffin u. dergl.). Infolge Rückstandsbildung sind die Kontaktflächen zwischen Messleitung und Isolierstützen möglichst klein zu halten. Das Luftvolumen der Schutzhüllen ist ebenfalls klein zu halten (enge, kurze Röhren). Denn auch zwischen Schutzhüllen und Leitung können Ionisierungsströme fliessen. Diese nehmen aber mit dem Luftvolumen ab! Eine Potentialdifferenz zwischen Schutzhüllen und Messleitung ist infolge der Kontaktpotentiale immer vorhanden.

Um die Kontaktpotentiale zu demonstrieren, kann gerade eine Anordnung nach Fig. 8 benützt werden. Man legt  $P_1$  an Erde und wählt  $P_1 P_2$  etwa aus demselben Material ( $Cu$ ) und bestrahle die Luft dazwischen mit einer radioaktiven Substanz, etwa Polonium. Beim Hochziehen von  $K$  wird man keine oder nur eine kleine Änderung des Nullpunktes beobachten. Man hänge jetzt an  $P_1$  eine andere Metallscheibe, z. B.  $Zn$ , sodass die  $Cu$ -Fläche durch eine  $Zn$ -Fläche ersetzt ist. Sofort gibt das Elektrometer einen grossen Ausschlag. Es stellt sich infolge der ionisierten Luft eine Potentialdifferenz ein, die der Kontaktpotentialdifferenz zwischen  $P_1$  und  $P_2$  ( $Zn/Cu$ ) entspricht.

Soll die Auflademethode ihre höchste Empfindlichkeit erreichen, so muss  $C$  klein sein. Dann aber ist es auch schwieriger, diese Grösse zu bestimmen. Um die Kapazitätseichung zu umgehen, ist die Methode auch so abgeändert worden, dass man das Elektrometer direkt auf Ladung eichte.  $e$  braucht dann nicht indirekt aus  $CV$  berechnet zu werden. Das kann im Prinzip so geschehen, dass man einen Hilfskondensator (Harmsscher Kondensator) mit der Messleitung in Verbindung setzt und nun durch elektrostatische Induktion eine berechenbare Ladung auf der Messleitung induziert. Oder man verbindet die Leitung mit einer Belegung, die auf einem piezoelektrischen Quarz angebracht ist. Auf dieser Belegung wird dann durch einen messbaren Zug am Quarzkristall eine berechenbare freie Ladung erzeugt. Man misst dann die zugehörigen Ausschläge am Elektrometer. Beide Verfahren können auch direkt zur Ausführung einer Nullmethode dienen: Man kompensiert zu diesem Zweck die in einer bestimmten Zeit von  $P_1$  nach  $P_2$  übergegangene Elektrizitätsmenge durch eine gleich grosse von entgegengesetztem Vorzeichen. Und diese erzeugt man entweder durch elektrostatische Induktion (Lattès) oder den piezoelektrischen Quarz (Curie) leicht in der gewünschten Grösse.

#### 4. Methode der konstanten Ausschläge.

Alle die beschriebenen Verfahren haben nun den Nachteil, dass man den Strom mittels einer Zeitmessung bestimmen muss. Man erhält zeitliche Mittelwerte und kann zeitlich sich rasch ändernde Ströme nicht messen. Diesen Uebelstand suchen die direkten elektrometrischen Methoden der Strommessung zu vermeiden. Diese haben zudem den namentlich für die Praxis grossen Vorteil, dass der Strom sich durch eine feste Zeigereinstellung beobachten lässt. Das Prinzip ist das in Fig. 9 dargestellte. Man legt zu den beiden Quadranten des Elektrometers einen grossen Widerstand  $R$  parallel. Hebt man den Erdkontakt  $K$  in die Höhe, so fängt sich, wie früher, der Quadrant  $Q_1$  an aufzuladen, zugleich fliesst aber durch  $R$  ein Teil der Ladung wieder ab. Es stellt sich schliesslich ein Endwert für die Aufladung ein, der bei einem gewissen Potential  $V$  erreicht wird und der dadurch gekennzeichnet

ist, dass durch  $R$  so viel Elektrizität abfließt, als von  $P_1$  nach  $P_2$  nachströmt. Der Strom  $i$  zwischen  $P_1$  und  $P_2$  ist dabei merklich derselbe, ob  $K$  anliegt oder hochgehoben wird, da ja  $V$  klein gegenüber  $V_0$  angenommen wird. Der Strom  $i$  berechnet sich unmittelbar aus  $i = \frac{V}{R}$ , d. h. der Elektrometerschlag gibt direkt den Strom an. Die Schnelligkeit der Einstellung hängt dabei, wie leicht ersichtlich, von der Kapazität der Messleitung ab. Diese muss möglichst klein gehalten werden. Im übrigen aber spielt hier für die Messung von  $i$  die Kapazität keine Rolle. Die experimentelle Schwierigkeit dieses auf der Hand liegenden Verfahrens – denn in der Praxis bestimmt man gelegentlich schon lange Ströme voltmetrisch – bestand seinerzeit darin, einen geeigneten hohen Widerstand  $R$  aufzutreiben. Denn Widerstände von  $10^{10}$  Ohm und mehr, die genügend konstant und polarisationsfrei sind, herzustellen, war lange ein ungelöstes Problem. Bronson schlug seinerzeit mit Erfolg vor, für  $R$  einen Ionisierungswiderstand zu verwenden. Ein solcher ist ja nach unseren Ausführungen (Kapitel II, Abschnitt 1) für kleine  $V$  als ein ohmscher zu betrachten. Neuerdings ist es aber gelungen, auch metallische hochohmige Widerstände herzustellen. Dies geschieht durch feine Metallbestäubung von Bernsteinzylindern, in die man zur Vergrößerung des Leitungsweges eine Spirale einritz. Diese Krügerschen Widerstände, die bis  $10^{11}$  Ohm hergestellt werden, sind für Messzwecke sehr gut geeignet. Mit  $10^{11}$  Ohm und einer mässigen Spannungsempfindlichkeit des Elektrometers von 1000 mm pro Volt erhält man bereits eine Stromempfindlichkeit von  $\frac{10^{-3}}{10^{11}} = 10^{-14}$  Amp. pro mm.

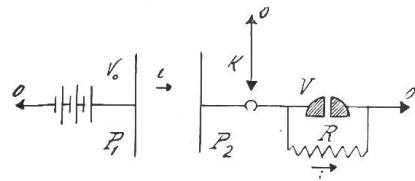


Fig. 9

Eine Vorsichtsmassregel, die bei der Messung so kleiner Ströme stets angewandt werden soll, sei hier noch erwähnt. Es ist die Verwendung von Ionisierungskammern mit sog. Schutzring. Am besten erläutert das eine Zeichnung (Fig. 10). Die innere Elektrode des Zylinderkondensators  $S$ , die mit der Messleitung verbunden wird, ist durch eine doppelte Isolierung von dem unter der Spannung  $V$  befindlichen Gehäuse  $Z$  isoliert. Zwischen den beiden Bernstein- oder Ambroidzapfen (auch hochglanzpolierter Ebonit ist verwendbar) befindet sich der „Schutzring“  $R$ . Dieser ist mit Erde verbunden. Dadurch erreicht man, dass keine Ladung über die Isolation vom Gehäuse nach der Messelektrode  $S$  fließen kann. Man ist so sicher, nur den Ionisierungsstrom zwischen  $S$  und  $Z$  zu messen.

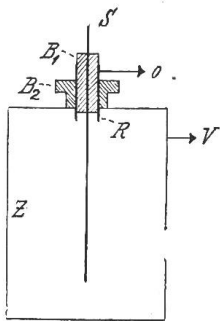


Fig. 10

So vorteilhaft sich nun auch die Bronsonsche Strommessmethode der konstanten Ausschläge gegenüber den andern ausnimmt, so ist sie doch der nötigen Finessen wegen als typische Laboratoriumsmethode anzusprechen. Es möge hier daher noch ein Apparat Erwähnung finden, der ebenfalls die Ströme direkt abzulesen erlaubt, dabei aber leicht aufzustellen und zu handhaben ist. Es ist das von mir „Ionometer“ benannte Instrument. <sup>1)</sup> Dieses besteht im wesentlichen aus vier Teilen: 1. der Ionisierungskammer  $I$  (Fig. 11), wobei das Gehäuse  $G$  nach Bedarf auch weggenommen werden kann und die Stiftelektrode  $S$  frei in die ionisierte Atmosphäre hineinragt; 2. dem

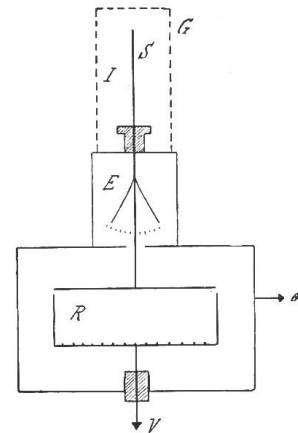


Fig. 11

1) Physikal. Zeitschrift, Bd. 15, Seite 410, 1914. Bulletin des Schweiz. Elektrotechnischen Vereins, No. 6, Seite 265. 1914.

Blättchenelektroskop  $E$ ; 3. dem Luftwiderstand  $R$ , der aus zwei mit Uranoxyd überzogenen Platten besteht, und 4. der Spannungsquelle  $V$  (200–300 Volt), die zweckmässig durch einen Gleichrichter dem Wechselstromnetz entnommen wird. Ist die Luft in  $I$  nicht ionisiert, so lädt sich  $E$  durch den Luftwiderstand  $R$  auf die volle Spannung  $V$  auf. Fliesst aber ein Ionisierungsstrom, so sinkt das Potential an  $E$  so weit, bis ein stationärer Zustand eingetreten ist. Das ist dann der Fall, wenn durch  $R$  soviel Elektrizität nachfliesst, wie von  $S$  nach  $G$  abfliesst. Je stärker also der Ionisierungsstrom, eine um so kleinere Spannung zeigt das Elektroskop an. Zur Erhöhung der Präzision kann man übrigens  $E$  durch ein Fadeninstrument und  $R$  durch einen Krügerschen Widerstand ersetzen. Will man sich andererseits der Ionometeranordnung für Demonstrationszwecke bedienen, so lässt sich diese mit den einfachsten Mitteln improvisieren. Man nimmt als grossen Widerstand  $R$  ein (nicht ganz ausgetrocknetes) Streichhölzchen, um dessen Ende Zuleitungsdrähte gewickelt sind und verbindet dieses einerseits mit der Spannung  $V$ , andererseits mit einem gewöhnlichen Blattelektroskop. Verbindet man dieses beispielsweise mit einer frisch geputzten  $Zn$ -Scheibe und bestrahlt diese mit Bogenlicht (ultra-violett), so kann man sehr schön den lichtelektrischen Ionenstrom am Rückgang des Elektroskopblättchens beobachten.

(Fortsetzung folgt.)

### Technische Mitteilungen. — Communications de nature technique.

**Wanderausstellung von elektrischen Apparaten.**  
Die Elektrizitätswerke des Kantons Zürich haben eine Wanderausstellung von elektrischen Apparaten

Gewerbetreibende und Landwirte auf die Möglichkeiten der Anwendung der elektrischen Energie in ihrem täglichen Arbeitsgebiete aufmerksam



Fig. 1

für Haushalt, Gewerbe und Landwirtschaft organisiert die erstmals vom 12. ÷ 15. Oktober dieses Jahres in der Turnhalle des Schulhauses in Kilchberg bei Zürich zu sehen war.

Die Ausstellung bezweckt den Konsum elektrischer Energie zu heben, indem Hausfrauen,

gemacht werden sollen. Sie fällt zusammen mit einer Preisreduktion für die elektrische Energie von ca. 15% für Tagesstrom und ca. 30% für Nachtstrom.

Um es gleich vorweg zu sagen: der Zweck wurde durch geschickte Auswahl der zur Schau