

#### 4. *Bewegung und Ladung kleiner Teilchen im ionisierten elektrischen Feld;* *von F. v. Hauer.*

Gelegentlich von Versuchen<sup>1)</sup> über den Einfluß von  $\alpha$ -Strahlung auf die Bewegung ultramikroskopischer, in einem luftgefüllten Kondensator schwebender Teilchen (Zigarettenrauch, Öltröpfchen usw.) wurde beobachtet, daß diese Teilchen völlig andere Bewegungserscheinungen zeigen, wenn der Kondensatorraum mit  $\alpha$ -Strahlung erfüllt ist, als ohne diese.

Normalerweise (d. h. ohne  $\alpha$ -Strahlung) zeigen solche Teilchen, wie bei den bekannten Versuchen von Ehrenhaft, Millikan u. a., ohne elektrisches Feld neben starker Brown-scher Bewegung eine mehr oder weniger ausgeprägte Fallbewegung. Bei Einschalten eines elektrischen Feldes wird der Bewegungszustand eines Teiles der Teilchen nicht geändert (ungeladene), während ein anderer Teil, je nach dem Sinne der elektrischen Ladung der Teilchen, einen Geschwindigkeitszuwachs in der Richtung des elektrischen Feldes oder gegen diese erfährt. Man sieht dabei deutlich, wie die offenbar teils positiv, teils negativ geladenen Teilchen mit konstanter Geschwindigkeit aneinander vorbeischwebend der negativen bzw. positiven Kondensatorplatte zueilen.

Ist der Raum zwischen den Kondensatorplatten jedoch stark ionisiert, so ändert sich das Bild völlig. Beim Einschalten des elektrischen Feldes wandern die Teilchen nicht aneinander vorbei, sondern es bildet sich ungefähr in der Mitte des Kondensators eine Grenzfläche aus und alles, was ober dieser Grenzfläche ist, wandert gegen die obere Kondensatorplatte,

1) Die ursprüngliche Absicht war, den Stoß und die Umladung durch das  $\alpha$ -Teilchen zu beobachten und so zu Ehrenhafts „elektrischer Wage“ mit Hilfe der bekannten Ladung des  $\alpha$ -Teilchens gleichsam „elektrische Gewichte“ zu schaffen.

alles, was unterhalb ist, gegen die untere Platte. Die Geschwindigkeit eines einzelnen Teilchens bleibt längs seines Weges nicht konstant, sondern wird mit abnehmender Entfernung von der Platte, auf welche das Teilchen zueilt, stets größer. Da die gleiche Erscheinung, wie ich annehme, auch bei dem von Przibram<sup>1)</sup> angegebenen Versuch zur Demonstration der Reichweite der  $\alpha$ -Strahlen auftritt und möglicherweise auch den Wanderungssinn kolloider Teilchen bei der Elektrolyse beeinflusst, sei es mir gestattet, hierauf etwas näher einzugehen.

Als Ursache für das erwähnte Verhalten müssen wir die durch das Anlegen des elektrischen Feldes gestörte Ionenverteilung ansehen, die einerseits durch Ausbildung einer entgegengesetzt geladenen Ionenschicht an jeder Elektrode die Feldstärke ändert, andererseits die in dieser Schicht befindlichen ultramikroskopischen Teilchen durch Ionenadsorption aufladet.

Um Ionenverteilung und Verlauf der Feldstärke im Kondensator zu berechnen, schreiben wir<sup>2)</sup>:

$$\begin{aligned} n_1 - n_2 &= \frac{1}{4\pi e} \frac{dX}{dx}, \\ n_1 e c_1 X + n_2 e c_2 X &= i, \\ q - \alpha n_1 n_2 &= c_1 \frac{d}{dx} (n_1 X), \\ q - \alpha n_1 n_2 &= -c_2 \frac{d}{dx} (n_2 X). \end{aligned}$$

Dabei bedeuten  $n_1$  und  $n_2$  die Ionendichten (Anzahl in einem bestimmten Volumen, dividiert durch dieses Volumen) der positiven bzw. negativen Ionen,  $e$  die Ladung des Elementarquantums ( $= -4,7 \cdot 10^{-10}$  elst. E.),  $X$  die elektrische Kraft in der  $x$ -Richtung, d. h. senkrecht zu den Kondensatorplatten;  $c_1$  und  $c_2$  die Beweglichkeiten der positiven bzw. negativen Ionen,  $i$  die Stromdichte im Kondensator,  $q$  die Zahl der im  $\text{cm}^3$  pro Sekunde erzeugten Ionen jedes Vorzeichens und  $\alpha$  den Wiedervereinigungskoeffizienten.

1) Karl Przibram, Wien. Ber. 121. II A. S. 221. 1912 und Elster-Geitel-Festschrift.

2) Vgl. J. J. Thomson, Elektrizitätsdurchgang in Gasen, S. 65.

Setzen wir näherungsweise  $c_1 = c_2 = c$  und  $\alpha = 0$  (Sättigungsstrom), so ergeben die obigen Gleichungen

$$n_1 = \frac{1}{2} \left( \frac{i}{ec} \frac{1}{X} + \frac{1}{4\pi e} \frac{dX}{dx} \right)$$

und

$$q = c \frac{d}{dx} \left( \frac{i}{ec} + \frac{1}{4\pi e} X \frac{dX}{dx} \right) = \frac{c}{4\pi e} \frac{d}{dx} \left( X \frac{dX}{dx} \right);$$

daraus erhalten wir durch Integration

$$X \frac{dX}{dx} = X_0 \left( \frac{dX}{dx} \right)_0 + \frac{4\pi e q}{c} x$$

(Index 0 für die entsprechenden Werte an der in  $x = 0$  befindlichen Kondensatorplatte) und durch nochmalige Integration

$$X^2 = \frac{4\pi e q}{c} x^2 + 2 X_0 \left( \frac{dX}{dx} \right)_0 x + X_0^2$$

oder da

$$X_0^2 = X_d^2$$

(Index  $d$  für die entsprechenden Werte an der zweiten in  $x = d$  befindlichen Platte) ergibt sich

$$2 X_0 \left( \frac{dX}{dx} \right)_0 = - \frac{4\pi e q}{c} d$$

und daher schließlich

$$(A) \quad X^2 = \frac{4\pi e q}{c} (x^2 - x d) + X_0^2.$$

Setzen wir den hieraus abzuleitenden Ausdruck für  $X \frac{dX}{dx}$  in die Gleichung für  $n_1$  ein, so erhalten wir

$$(B) \quad n_1 = \frac{1}{2X} \left[ \frac{i}{ec} + \frac{q}{2} (2x - d) \right]$$

und aus den Ausgangsgleichungen

$$(C) \quad n_1 - n_2 = \frac{q}{c} \frac{1}{X} (2x - d).$$

Die Gleichungen (A) bis (C) geben uns den Verlauf der elektrischen Feldstärke, der Ionendichte und des aus der ungleichen Ionenverteilung resultierenden Ladungsüberschusses als Funktion der Entfernung von der einen Platte. Die elektrische Feldstärke hat ihren maximalen Wert  $X_0$  an den Kondensatorplatten ( $x = 0$  und  $x = d$ ) und nimmt gegen die Mitte zu ab bis zum kleinsten Wert ( $X_{\min}$ ) in  $x = d/2$ , wo

$$X^2 = X_{\min}^2 = X_0^2 - \frac{\pi e q}{c} d^2.$$

Die positiven Ionen sind vor der negativen Kondensatorplatte und die negativen Ionen vor der anderen Platte stark verdichtet, so daß sich vor jeder Kondensatorplatte eine Ionenatmosphäre mit einer Raumladung von entgegengesetztem Vorzeichen befindet. Die Dichte dieser Raumladung ist durch Gleichung (C) gegeben.

Denken wir uns nun in diesen Kondensatorraum ein kleines Teilchen (etwa Zigarettenrauch) eingeführt, so kann dieses aus verschiedenen Ursachen einen Bewegungsantrieb erfahren. Die Influenz kann, da das elektrische Feld jetzt nicht homogen ist, eine Bewegung zur nächststehenden Kondensatorplatte veranlassen oder es kann das Teilchen infolge einer wahren elektrischen Ladung gezwungen sein, dem Felde zu folgen. Diese wahren elektrischen Ladungen müssen (abgesehen von den schon bei der Erzeugung der Teilchen entstandenen Ladungen, die ja zu andern schon eingangs beschriebenen Bewegungen führen) der das Teilchen umgebenden Ionenatmosphäre entstammen. Es werden aus diesen Ionen beiderlei Vorzeichens gegen das Teilchen durch das elektrische Feld des Kondensators geführt, und zwar, wenn das Teilchen näher der positiven Platte ist, mehr negative Ionen als positive, da der Raum zwischen dem Teilchen und der negativen Platte, aus dem alle negativen Ionen zum Teilchen wandern, größer ist, als der zwischen der positiven Platte und dem Teilchen, aus dem alle positiven Ionen gegen das Teilchen geführt werden. Es resultiert somit aus diesem Ionenstrom eine elektrische Aufladung des Teilchens, die das entgegengesetzte Vorzeichen hat, wie die nächststehende Kondensatorplatte und somit eine Anziehung gegen diese. Endlich können die molekularen Stöße der Wärmebewegung oder, wenn man so sagen will, der Gasdruck Ionen gegen das Teilchen treiben, wobei dann das Teilchen natürlich eine Ladung des gleichen Vorzeichens wie die umgebende Ionenatmosphäre erhalten muß, woraus ebenfalls eine Anziehung gegen die nächststehende Platte resultiert.

Um nun diese verschiedenen Ursachen quantitativ zu überblicken, betrachten wir einen speziellen Fall, der ungefähr den von mir realisierten Versuchsbedingungen entspricht. Wir setzen nämlich

$$c = 1,4 \frac{\text{cm}}{\text{sec}} / \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}, \quad q = 6,10^7, \quad d = 0,1 \text{ cm}$$

und die an den Kondensator angelegte Potentialdifferenz gleich 100 Volt ( $= \frac{1}{3}$  der absoluten Einheit). Es wäre demnach die elektrische Feldstärke im nichtionisierten Kondensator

$$\bar{X} = \frac{10}{3} \text{ abs. E.}$$

und es wird

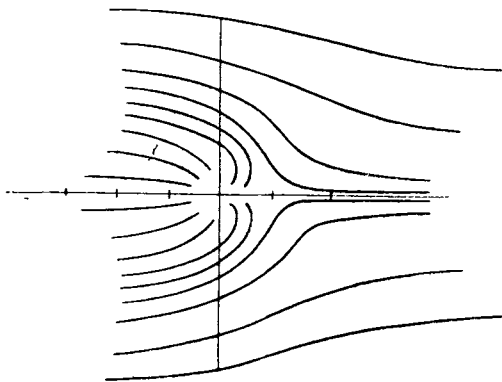
$$X_0^2 - X_{\min}^2 = \frac{\pi e q}{c} d^2 = 2,10^{-6}.$$

(Alles in abs. st. Einh. ausgedrückt.)

Die Differenz zwischen maximalem und minimalem Wert der Feldstärke ist also so klein, daß das Feld praktisch doch als homogen angesehen werden kann. Die Wirkung dieser geringen Inhomogenität auf die Influenzladungen kleinerer Teilchen (Radius  $r = 10^{-4}$  bis  $10^{-5}$  cm) ist zu vernachlässigen; denn man sieht leicht, daß diese Influenzladungen von der Größenordnung  $r^2 X$  sind und, da ihr Abstand ungefähr gleich  $r$  und sehr klein, ist die auf das Teilchen wegen der Influenz ausgeübte Kraft von der Größenordnung  $r^3 X \frac{dX}{dx}$ , was nach Gleichung (A) zu Kräften von  $10^{-17}$  Dyn führt, die gegen die Schwerkraft schon zu vernachlässigen sind, die beobachteten Kräfte aber sind wesentlich größer als die auf die Teilchen wirkende Schwerkraft.

Wir haben es demnach mit einer wahren Ladung des Teilchens zu tun, wie dies auch durch einen weiter unten angegebenen Versuch mit einem größeren Probekörper bestätigt wird. Wir haben nun zu untersuchen, inwieweit diese Ladung durch den oben erwähnten Ionenstrom hervorgerufen sein kann. Auf das ungeladene Teilchen (mit dem Radius  $r$ ) in der Entfernung  $x$  müssen durch das Feld alle Ionen eines Vorzeichens, die in dem Zylinder mit der Grundfläche  $r^2 \pi$  und der Höhe  $x$  erzeugt werden, getrieben werden, also in der Sekunde  $r^2 \pi x q$  Ionen. Vom entgegengesetzten Vorzeichen werden in der Sekunde  $r^2 \pi (d - x) q$  Ionen gegen des Teilchen getrieben, also erhält es pro Sekunde eine Ladung von  $r^2 \pi (d - 2x) q$  Ionen, d. h. mit unseren Zahlenwerten höchstens 0,2 Ionen pro Sekunde. Dies reicht nicht hin, um die beobachteten Bewegungserscheinungen zu erklären, denn innerhalb einiger Sekunden wird ein Teilchen dabei unter wachsender Geschwindigkeit an die

Platte bewegt; es muß also in dieser Zeit eine ganze Anzahl von Ionenladungen übernommen haben, was durch diesen Ionenstrom um so weit bewirkt werden kann, als eine auf dem Teilchen vorhandene geringe Ladung bereits das Feld in der nächsten Umgebung so deformiert, daß weitere Aufladung durch Ausweichen des Ionenstromes verhindert wird (vgl. Fig. 1, wobei jedoch der Dichte der Kraftlinien keine Bedeutung zukommt.)



Störung des elektrischen Feldes um eine Ladung von  $70 e$   
(1 Sek. =  $10^{-4}$  cm).

Fig. 1.

Als weiterer Grund zur Ausbildung einer elektrischen Ladung wurde der Zusammenstoß mit Ionen infolge der Wärmebewegung derselben genannt. Gleichung (C) ergibt unmittelbar an der Platte einen Überschuß von  $5,10^3$  Ionen (pro  $\text{cm}^3$ ) eines Vorzeichens nach Einsetzen der angegebenen Zahlenwerte. Behandeln wir nun die Ionen wie gewöhnliche Gasmolekel, so wird durch den Stoß dieser Ionen gegen das Teilchen, wenn  $N$  die Zahl der Gasmolekel im  $\text{cm}^3$ ,  $\nu$  die Zahl der Stöße gegen ein  $\text{cm}^2$  der Wand bedeutet, in der Sekunde die Ladung von  $4 r^3 \pi \nu \frac{n_1}{N}$  Ionen dem Teilchen mitgeteilt, das ist mit  $\nu = 1,6 \cdot 10^{23}$ ,  $N = 2,10^{19}$  die Ladung von einem Ion pro Sekunde. Dabei ist noch zu bedenken, daß eine bereits vorhandene Ladung des Teilchens abstoßend wirkt, während andererseits die durch das Ion selbst auf dem Teilchen hervorgerufene Influenz es gegen das Teilchen treibt. Der erste

Umsa die Aufladung nur wenig behindern, da die gesamte die nötig ist, um ein Ion (Ladung  $e$ ) auf ein Teilchen mit der Ladung von etwa  $10e$  zu bringen, nur  $\frac{10e^2}{r}$  Erg beträgt, also mit  $r = 10^{-4}$  cm gleich  $2,10^{-14}$  ist, während die mittlere lebendige Kraft eines Gasmolekels bei Zimmertemperatur etwa dreimal so groß ist. Dieser letztgenannte Grund kann demnach im Verein mit dem vorher genannten die Ladung mehrerer Ionen auf ein kleines Teilchen bringen, und damit eine Bewegung desselben zur nächststehenden Kondensatorplatte verursachen.

Die experimentelle Beobachtung der erwähnten Erscheinung wurde in folgender Weise durchgeführt. Auf einen Objektträger wurden zwei etwa 1 mm dicke und 3 mm breite Messing-

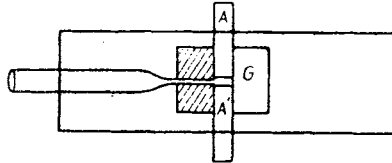


Fig. 2.

streifen ( $A A'$ ) im Abstand von 1 mm aufgeklebt, rechts davon ein ebenso dickes Glasplättchen ( $G$ ) und links eine Schicht Pizein, in der ein feines Kapillarröhrchen einen Luftzugang in den so gebildeten Hohlraum gestattete. Der Hohlraum wurde noch durch ein darüber gelegtes eingefettetes Deckgläschen geschlossen. Diese Kammer wurde nun vor das horizontal stehende Mikroskop gebracht und von rechts durch das Glasplättchen ( $G$ ) mit dem konzentrierten Lichtkegel einer Bogenlampe beleuchtet. Bläst man durch die Kapillare Tabakrauch usw. ein, so beobachtet man in diesem Dunkelfeld die Brownsche Bewegung der Teilchen und schaltet man an  $A A'$  eine Potentialdifferenz, so sieht man die Trennung der Teilchen in positiv und negativ geladene, wie sie von Ehrenhaft und anderen beschrieben wurde. Nun wurden die durch die Messingplättchen gebildeten Teile der Kammerwände mit zwei Platinblechen ( $1 \times 3$  mm) überdeckt, auf denen ca.  $14,10^{-10}$  g Po niedergeschlagen war. Um ungefähr die Stärke der durch die Po-Strahlung hervorgerufenen Ionisierung angeben zu können,

wurde angenommen, daß in dem Volumen  $v$  der Bruchteil  $\frac{v}{V} J$  Ionen erzeugt werde, wobei  $v$  der dieser Po-Menge pro Sekunde erzeugte Ionenmenge und  $V$  das Volumen einer Kugel bedeutet, deren Radius gleich ist der Reichweite der Po-Strahlung. (Der Fehler, der in dem Umstande liegt, daß die Dichte der  $\alpha$ -Strahlung mit dem Quadrate der Entfernung abnimmt, wird teilweise dadurch korrigiert, daß die Zahl der erzeugten Ionen längs des Strahles mit der Entfernung zunimmt.) So wurde die oben verwendete Zahl  $q$  berechnet. Durch das (nach unten weitere) Kapillarröhrchen konnte leicht Tabaksqualm eingeblasen werden. Da man es dabei aber mit einer schlecht definierten Substanz zu tun hat, nahm ich auch Na-, Hg- und Öldampf; von diesen wurde ein Tröpfchen in einem in der Mitte erweiterten Glasröhrchen kräftig erwärmt und ihr Dampf durch die ausgezogene Spitze des Glasröhrchens in die Kapillare geblasen. Ohne  $\alpha$ -Strahlung waren die Öltröpfchen fast alle ungeladen, bei Anwesenheit der Strahlung aber zeigten alle genannten Substanzen das gleiche Verhalten: Beim Einschalten des elektrischen Feldes wurden alle Teilchen mit wachsender Geschwindigkeit gegen die näherstehende Kondensatorplatte befördert (gegen  $A$  und  $A'$ ).

Um auch noch den experimentellen Beweis zu führen, daß in einem ionisierten elektrischen Feld suspendierte Teilchen eine wahre elektrische Ladung erhalten, bediente ich mich folgender Anordnung: In einem Glasröhrchen von 20 cm Länge war an einem Kokonfaden ein Klümpchen Klebwachs aufgehängt; zu beiden Seiten desselben waren innerhalb des Röhrchens zwei Blechstreifen, die mit den Polen einer Akkumulatorbatterie (130 Volt) verbunden werden konnten. Unterhalb des Glasröhrchens wurde ein Ra-Präparat gelegt (dasselbe war mit einem Deckgläschen zugedeckt, so daß hier keine  $\alpha$ -Strahlen, sondern nur  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlen wirkten); auf der Vorderseite des Röhrchens war ein Fensterchen (ein Deckgläschen) angebracht, durch welches mit einem schwach vergrößerndem Mikroskop die Ablenkungen des Kokonfadens, d. h. des Wachs-klümpchens beobachtet werden konnten. Durch Ein- und Ausschalten des elektrischen Feldes bzw. der Strahlung war es leicht möglich, sich zu überzeugen, daß dieses grobe Teilchen



sich qualitativ gleich verhält, wie die kleinen und daß die Ursache hiervon eine wahre Ladung ist, die auch nach Entfernung des Ra auf dem Teilchen bleibt, aber rasch verschwindet, wenn die Ra-Strahlung ohne Gegenwart des elektrischen Feldes ionisiert. Die Aufladung des Teilchens ging hier ganz allmählich vor sich, die positive langsamer als die negative. In dieser Weise sollen die Versuche noch weiter fortgesetzt werden.

Zum Schlusse sei noch darauf hingewiesen, daß die beschriebene Erscheinung eine Fehlerquelle bei Potentialmessungen in ionisierten Gasräumen mit Hilfe von Sonden darstellt. Die Voraussetzung bei diesen Messungen ist, daß die eingeführte Sonde, abgesehen von der durch ihre Ausdehnung hervorgerufenen Störung, das Potential der Stelle, an der sie sich befindet, annimmt, so wie es vor Einführung der Sonde war. Eine *isolierte* Sonde müßte dies natürlich ohne Ladungsaufnahme tun, die Elektrizitätsaufnahme ist nur nötig, wenn mit der Sonde noch andere Körper (Elektrometerblättchen, Zuleitung) verbunden sind und daher ebenfalls auf das Potential der Sonde gebracht werden müssen. Nimmt aber, wie aus obigem hervorgeht, auch eine isolierte Sonde Ladung auf, so hat sie nicht das Potential, das an der betreffenden Stelle vor ihrer Einführung herrschte, und ein mit ihr verbundener Elektrometer ebensowenig.

#### **Zusammenfassung.**

In einem ionisierten elektrischen Feld suspendierte Teilchen nehmen aus der sie umgebenden Ionenatmosphäre eine elektrische Ladung auf, deren Vorzeichen durch die Lage des Teilchens im Feld bestimmt ist. Die Ursache hiervon dürfte in der Hauptsache in der Ausbildung von einseitig geladenen Ionenschichten durch die Wirkung des Feldes und der Adsorption bzw. Entladung dieser Ionen an dem suspendierten Teilchen bestehen. Um neben der Wärmebewegung und der elektrostatischen Anziehung der Ionen gegen das durch die Ladung des Ions influenzierte Teilchen noch andere besondere Adsorptionskräfte anzunehmen, liegt hierbei keine Notwendigkeit vor.

Die gleiche Erscheinung liegt dem Przibramschen Kondensator zur Demonstration der Reichweite der  $\alpha$ -Strahlen zugrunde. Sie muß ferner die Ladung suspendierter Teilchen in Flüssigkeiten beeinflussen und ist wohl die Ursache, daß manche Kolloide bei der Elektrolyse nach beiden Elektroden wandern; sie muß bei der Ladung sehr großer Ionen in Luft mitspielen und Potentialmessungen in ionisierten Feldern stören.

Freiburg im Uechtland, September 1919.

(Eingegangen 9. September 1919.)