

Bausteine der Atome.

Von

Prof. Dr. H. GREINACHER.

Mit 18 Textbildern.

Neujahrsblatt der Naturforschenden Gesellschaft in Zürich

auf das Jahr 1924.

126. Stück.

Druck von Gebr. Fretz A. G. in Zürich.

In Kommission bei Beer & Co. in Zürich.

Bausteine der Atome.

1. Materie und Elektrizität.

Die Fragen nach dem Wesen der Materie und der Elektrizität sind unlösbar miteinander verknüpft. Diese Erkenntnis ist indessen erst im Laufe des letzten Jahrhunderts heraufgedämmert und durch die neueren Forschungen der Radioaktivität und Elektronik zur Gewissheit geworden. Nicht etwa, weil elektrische Erscheinungen nicht schon lange bekannt gewesen wären. Schon THALES VON MILET soll ausser dem Magnetstein auch die elektrische Anziehungskraft des geriebenen Bernsteines (griechisch: Elektron) gekannt haben. Allein weder THALES noch spätere Beobachter wie ein THEOPHRASTUS und ARISTOTELES sind dieser Eigenschaft auf den Grund gekommen, ebensowenig etwa, als sie die elektrische Natur einer seit Menschengedenken bekannten Erscheinung, nämlich des Blitzes, erkannt hätten. Aber auch von dem Moment an, als der geniale WILLIAM GILBERT im 16. Jahrhundert den Begriff der Elektrizität schuf, dauerte es noch lange, bis man dem Zusammenhang auf die Spur kam. Bis in die jüngere Zeit war Elektrizität höchstens eine Eigenschaft der Materie, ein Fluidum, das dieser gelegentlich beigemischt ist. Heute wissen wir, dass einesteils Elektrizität frei für sich bestehen kann, andernteils aber keine Materie ohne Elektrizität existiert: Elektrizität ist Baustoff der Materie.

Den Ausgangspunkt zu dieser Erkenntnis bildeten gewissermassen die Faradayschen Gesetze der Elektrolyse. Diese sagen aus, dass eine elektrolytisch abgeschiedene Metallmenge stets proportional der durch den Elektrolyten gesandten Elektrizitätsmenge ist, und weiter, dass gleiche Elektrizitätsmengen in verschiedenen Elektrolyten stets Metallmengen abscheiden, die dem Atomgewicht (geteilt durch die Wertigkeit) proportional sind. Eine Deutung dieser fundamentalen Sätze konnte nicht ausbleiben, nachdem einmal die Molekular- und Atomtheorie der Materie vorhanden war. Der ursprünglich rein philosophische Begriff eines Demokrit von der endlichen Teilbarkeit der Materie und damit von den Ur-Teilen oder Atomen derselben war nicht zum wenigsten durch die Triumphe der kinetischen Theorie der Gase schon längst zu einer experimentell erhärteten Erkenntnis geworden. Nachdem ferner die Ionentheorie der Elektrolyte durch Clausius-Arrhenius begründet war, bedurfte es zu dem zuerst von Helmholtz 1880 ausgesprochenen Satze von der atomistischen Struktur der Elektrizität nur noch eines Schrittes. In der Tat: Besteht der elektrische Strom in der Wanderung kleiner elektrisch geladener Masseteilchen, so besagt das erste Faradaysche Gesetz, dass jedes abgeschiedene Metallatom mit derselben gleichen elektrischen Ladung verknüpft ist, und das zweite sagt aus, dass überdies auch verschiedene Metallatome (bezogen auf die Wertigkeit 1) stets eben dieselbe Ladung tragen. Die elektrische Ladung eines Ions ist also von universeller Grösse. Sie ist äusserst klein. Denn sie berechnet sich aus der Elektrolyse (unter Zugrundelegung der Loschmidtschen Zahl) zu $4,77 \cdot 10^{-10}$ elektrostatischen Einheiten. Es lag also nahe, in diesen kleinsten elektrischen Quanten den atomistischen Bestandteil der Elektrizität zu sehen. Man erkannte die Verwandtschaft zwischen Elektrizität und Materie darin, dass beide aus kleinsten Bausteinen (diskontinuierlich) aufgebaut seien, wobei zunächst nur ein äusserer Unterschied hervortrat, nämlich der, dass es zwar viele chemische Atome aber nur ein Atom Elektrizität gebe. Die Folgezeit mit ihren erstaunlichen Entdeckungen der Kathoden-, Röntgen- und Radiumstrahlen gaben dieser Ansicht völlig recht. Zunächst zeigte es sich, dass bei allen Erscheinungen, wo Ionen auftreten, stets dieselbe Elementarladung der Elektrizität vorhanden

ist. Insbesondere waren es die elektrischen Entladungen in den Gasen und im Vakuum, welche stets auf neue die Universalität der elektrischen Elementarladung offenbarten, ja schliesslich zur Isolierung derselben, d.h. Trennung von jeglichem Stoff, führten. Das Produkt war das Elektron. Aber mit dieser Trennung und der Erkenntnis von der atomistischen Verwandtschaft war man noch keineswegs am Ziel. Jetzt galt es zu zeigen, dass Elektron und Atom nicht zwei wesensfremde Dinge, sondern genetisch miteinander verbunden sind. Wie das Elektron als konstitutioneller Bestandteil des Atoms aufzufassen ist, haben die erfolgreichen elektrooptischen Forschungen der jüngsten Zeit, die sich an die Aufstellung des Rutherford-Bohrschen Atommodells anschliessen, gezeigt. Aber wir haben in der Radioaktivität, wie wir sehen werden, auch direkte Kunde davon, dass das Atom Elektronen enthält.

Wollten wir nun das ganze Gebiet umfassend behandeln, so müssten wir uns mit der gesamten modernen Elektronentheorie und der sogenannten Kernphysik des Atoms befassen. Wir werden uns aber in bescheidenem Rahmen halten und der Anschaulichkeit durch Beschreibung einiger Versuche noch Raum gönnen können, wenn wir die Elektronenoptik weglassen. Im wesentlichen werden wir uns daher mehr der Betrachtung der Bausteine und ihrer Zusammensetzung als ihrem funktionellen Mechanismus zuwenden.

2. Die Ionen.

Dass die Elektrizität zumeist an der Materie haftet, ist uns eine wohlbekannte Tatsache. Sprechen wir doch von elektrisch geladenen Körpern. Während uns die Elektrizität in Metallen mehr oder weniger den Anschein einer Beimischung erweckt, zeigen uns die Isolatoren die innige Verbindung zwischen den Molekülen und der Elektrizität. Dies lehrt uns schon der erste und älteste Versuch des Thales. Wir wiederholen ihn in modernem Gewand. Ein geriebener Füllfederhalter werde einem kleinen Papierschneitzel genähert, das auf einer leitenden Unterlage z. B. einer Tischplatte liege. Das Blättchen wird lebhaft angezogen und bleibt kleben, falls es gut isoliert, fällt hingegen nachträglich ab, wenn es etwas leitet (feucht machen) und beginnt daher, weil der Vorgang sich wiederholt, zwischen Federhalter und Tisch hin und her zu tanzen. Im Falle des Isolators kann die Elektrizität nicht auf den Prüfkörper fließen. Es findet eine intramolekulare Scheidung der Elektrizität, eine dielektrische Verschiebung statt. Infolge der elektrischen Orientierung der Moleküle kommt im ganzen eine solche resultierende elektrische Verteilung zustande, dass eine anziehende Wirkung entsteht. Beim leitenden Teilchen jedoch findet eine Scheidung infolge Fliessens der Influenzelektrizität statt. Beim Berühren mit dem geladenen Ebonit erfolgt daher auch eine Neutralisation der Influenzelektrizität und damit ein Wiederabfallen des Prüfkörperchens.

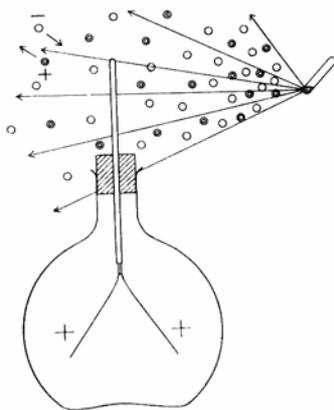


Fig. 1

Ionisierung der Luft durch Radium.

Ebenso wie in festen und flüssigen Körpern finden wir die Elektrizität zumeist auch bei den gasförmigen mit der Materie verbunden. Wir können geladene Teilchen, sog. Ionen, auf die mannigfachste Weise in Gasen erzeugen. Aber immer sind es unter gewöhnlichen Verhältnissen Masse-Teilchen! Was alle diese Ionen gemeinsam haben, ist die wichtige Eigenschaft, dass sie stets die gleiche elektrische Ladung tragen und zwar die oben genannte, bei den Elektrolyten gefundene!

Doch wir wollen einige einfache Versuche über die Erzeugung von Gasionen machen. Wir brauchen hierzu nur ein kleines Elektroskop (Fig. 1), wie man sich das etwa leicht selber herstellen kann. So wie wir über ein, wenn auch nur schwaches Radiumpräparat verfügen, bringen wir dies in die Nähe des geladenen Elektroskops. Wir bemerken, wie die Blättchen allmählich zusammenfallen. Hier haben sich unter Wirkung der Strahlen geladene Teilchen in der Luft, sog. Ionen gebildet. Die negativen wandern dann an die Elektroskopstange und neutralisieren allmählich die positive Ladung des Elektroskops. Die Elektrizität ist aus den Luftmolekülen abgetrennt worden. Denn man kann zeigen, dass bei Ausschluss von Luft (im Vakuum) keine Ionen

Fig. 1 Ionisierung der Luft durch Radium.

entstehen. Man kann auch das Substantielle der Ionen auch auf folgende einfache Weise zeigen. Man hält neben das geladene Elektroskop in etwa 20 Zentimeter Entfernung ein brennendes Streichholz und bläst darüber hinweg nach dem Elektroskop. Die sofort einsetzende Entladung zeigt, dass die Ionen der Verbrennungsgase im Luftstrom mitgeführt werden.

Eines der am längsten bekannten Ionisierungsphänomene ist die Ionisierung durch Hitze. Macht man etwa einen Eisennagel im Bunsenbrenner glühend und hält ihn ans geladene Elektroskop, so beobachtet man wie oben eine Entladung, die dann allerdings während der Abkühlung kleiner und kleiner wird. Bemerkenswert ist hier der polare Unterschied, indem ein negativ geladenes Elektroskop viel rascher entladen wird, als ein positiv geladenes. Man muss also annehmen, dass bei der Thermionisierung in freier Luft viel mehr positive Ionen als negative gebildet werden. Umgekehrt ist das bei einem weiteren Ionisierungseffekt: dem lichtelektrischen Phänomen. Dies zeigen wir so. Wir befestigen (hängen) an den Elektroskopstift eine frisch geschmirgelte Zinkscheibe und belichten diese mit einer Bogenlampe aus vielleicht 1 Meter Entfernung. Hat man das Elektroskop - geladen, so beobachtet man eine lebhaft Entladung, ist es aber + aufgeladen, so zeigt sich keine Spur einer Wirkung. Beim lichtelektrischen Effekt gehen somit stets negative Ionen von der bestrahlten Platte aus. Es sind ferner vorzüglich die ultravioletten Strahlen, die wirksam sind. Denn jede Wirkung verschwindet, wenn man in den Strahlengang eine Glasplatte (z.B. einen Kondensator) bringt.

Eine weitere Ionisierungserscheinung zeigen wir so. Wir befestigen an der Elektroskopstange eine Nadelspitze (ein scharfes Drahtendchen genügt auch). Jetzt bringen wir den geriebenen Hartgummistab in die Nähe und entfernen ihn wieder nach einigen Sekunden. Und siehe: das Elektroskop hat sich dauernd geladen. Es ist vom Hartgummistab negative Elektrizität durch die Luft auf jenes hinüber geflossen. Hier sind die Ionen durch das elektrische Feld, das insbesondere an der Spitze intensiv ist, gebildet worden. Starke elektrische Kräfte sind fähig, Ionen eine solche Geschwindigkeit zu erteilen, dass diese selbst wieder neue Luftmoleküle ionisieren können. Die wenigen in der Luft stets vorhandenen Ionen können sich also durch die elektrischen Kräfte so vermehren; dass eine selbständige Entladung, z. B. ein sog. Spitzenstrom, einsetzen kann. Bei genügender Intensität bekommen wir sogar Funken. Im Gegensatz zu diesen eigentlichen Entladungen nennt man die vordem beschriebenen Erscheinungen unselfständige Entladungen.

In allen Fällen aber handelt es sich um Ionisierungsphänomene 1). Und zwar kommt nicht nur immer dieselbe Ionenladung ins Spiel, sondern auch die Natur, z. B. die Grösse der Ionen, ist mehr oder weniger immer dieselbe. Ionisierte Luft ist sozusagen ein Gasgemisch, dem als neue gasförmige Bestandteile positiv und negativ geladene Partikel beigemischt sind. Immerhin ist der Partialdruck selbst bei sehr starker Ionisierung unmessbar klein. Da nämlich ausser der Ionenbildung auch stets ein Verbrauch an Ionen vorhanden ist, erreicht der Ionisierungsgrad meist kaum den Bruchteil 1:1 Billion. Die Entionisierung kann erfolgen durch gegenseitige Neutralisation (Wiedervereinigung) der Ionen und durch die Wanderung der Ionen an die Elektroden, die selbst ohne Vorhandensein besonderer elektrischer Kräfte infolge Diffusion eintritt.

Die Luftionen sind als Massenaggregate vom 2-3 fachen Durchmesser der Luftmoleküle aufzufassen. Ihrer Bewegung durch elektrische Kräfte setzt sich demzufolge ein nicht unerheblicher Luftwiderstand entgegen. Gleich wie ein Regentropfen, der aus grosser Höhe fällt, keine Beschleunigung durch das Erdfeld mehr aufweist, sondern mit gleichförmiger Geschwindigkeit fällt, ebenso bewegen sich auch die viel kleineren Ionen in einem gleichförmigen elektrischen Feld mit konstanter Geschwindigkeit. Diese beträgt, falls auf einer Wegstrecke von 1 Zentimeter eine Kraft von 1 Volt wirkt, etwa 1 Zentimeter pro Sekunde. Denkt man sich also zwei gegenüberliegende Wände eines Zimmers von 6 Meter Länge auf eine Spannungsdifferenz von 6000 Volt geladen, und erzeugt man in der Nähe der einen Wand Ionen, so brauchen diese zum Durchwandern des Zimmers eine volle Minute!

1) Ausführlicher sind solche beschrieben in der kürzlich im Verlag von P. Haupt, Bern, erschienenen Arbeit: Einführung in die Ionen- und Elektronenlehre der Gase.

Die Ionen repräsentieren daher ein sehr konkretes Fluidum. Immerhin sind die Verhältnisse nicht in allen Gasen dieselben. Bei den Edelgasen hat sich ergeben, dass die Ionenbeweglichkeit um das Mehrhundertfache grösser sein kann als in Luft! Aber stets ist es nur das negative Ion, das diese über-grosse Beweglichkeit aufweist, das positive hat in allen Gasen eine normale Geschwindigkeit. In Helium z.B. würde das negative Ion zum Durchlaufen des Zimmers nur 1/50 Sekunde brauchen! Der Reibungs-widerstand der Luft hat hier also ungeheuer abgenommen! Wir schliessen hieraus, dass die negativen Ionen in Helium viel kleiner sind als gewöhnliche Ionen und daher subatomaren Charakter tragen müs-sen. Wir kennen nur eine Sorte solcher Teilchen: die Elektronen. Nun haben wir gesehen, wie fest Elek-trizität gewöhnlich an der Materie haftet. Hier haben wir jetzt ein Beispiel, wo dies nicht der Fall ist! Die Edelgase zeigen nur sehr geringe Elektronenaffinität, ein Umstand, der mit der chemischen Trägheit dieser Elementengruppe Hand in Hand geht.

Der Fall der Edelgase gibt uns nun einen Fingerzeig, wie wir uns überhaupt die Ionisierung zu denken haben: Diese besteht primär immer in der Abtrennung von Elektronen aus dem Molekül bzw. dem Atom! Sekundär können sich dann die Elektronen wieder an neutrale Moleküle anlagern. Sowohl das Molekül, das ein Elektron verloren hat, assoziiert sich mit neutralen Molekülen zu einem positiven Ion, und ebenso bildet sich um das Elektron ein Molekülkomplex: Es entsteht ein negatives Masse-Ion. Und nur in den Edelgasen bleibt das Elektron in Freiheit. Hier begegnen wir endlich den Elektrizitäts-atomen. Wichtig für uns bleibt das Resultat, dass die Ionisierung ein Mittel abgibt, um Atome bis zu einem gewissen Grade zu zerlegen, im speziellen, die Elektronen als Bausteine der Atome nachzuwei-sen.

3. Die Isolierung und Analyse des Elektrons.

Dass wir bei der Ionisierung in Luft gemeinhin die Bausteine nicht in Freiheit finden, liegt an der Elektronenaffinität des Sauerstoffs. Um diese zu vermeiden, gibt es aber ausser der Verwendung von Edelgasen noch ein sehr einfaches Mittel: Man schliesst nach Möglichkeit jedes Gas aus! Eine eigentli-che Ionisierung durch Radium- und Röntgenstrahlen ist dann zwar nicht möglich; aber durch Licht und Hitze können wir leicht im Vakuum Elektronen auslösen. Wahrscheinlich ist der verehrte Leser selbst in der Lage, nach Belieben Elektronen zu erzeugen. Man braucht ja nur seine elektrische Studierlampe anzudrehen, und schon hat man in der evakuierten Glühlampe die schönste Elektronenproduktion. Diese gehen von den leuchtenden Fäden zu Myriaden aus! Aber wie lässt sich das plausibel machen, wird man mit Recht fragen? Nun wir wollen ein sehr einfaches Experiment ausführen, das uns wenigstens be-

weist, dass Elektrizität vom Glühdraht ins Vakuum übertritt und zwar fast ausschliesslich nur negative. Wir schneiden uns ein Bändchen Schokoladenstanniol von einigen Zenti-metern Breite und binden den Streifen mit einem Drähtchen um den Bauch unserer Glühlampe 1) (Fig:2). Das eine Ende des Drahtes verbinden wir dann mit unserem oben schon vielfach benützten Elektroskop. Die Lampe soll vorerst nicht brennen. Nun laden wir das Elektroskop mitsamt dem Stan-niolring positiv auf. Das geschieht direkt mit einer geriebenen Glasstange oder mit dem Hartgummi indirekt durch Influenz.

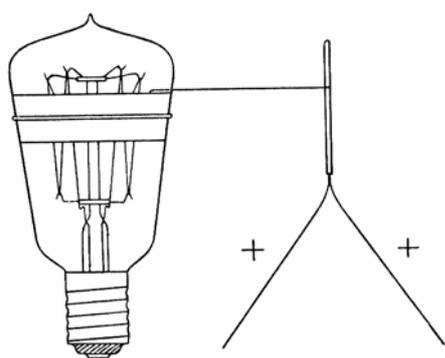


Fig. 2

Freie Elektronen in Glühlampen.

Jetzt drehen wir das Licht an. Im selben Moment fallen die Elektroskopblättchen zusammen! Was ist passiert? Die negativ geladenen Elektronen, die aus dem Glühdraht kommen, sind gegen den positiv geladenen Stanniolring gestürzt, allerdings aufgehalten durch die innere Glaswand

der Glühbirne. Diese hat sich negativ aufgeladen und hat durch Influenz fast die ganze positive

2) Am besten nimmt man eine noch wenig gebrauchte, d.h. nicht geschwärzte Glühlampe. Hält sich der Elektroskopauschlag infolge schlechter Isolation nicht, so ist die Glühbirne etwas mit Spiritus abzuwaschen.

Fig. 2 Freie Elektronen in Glühlampen.

Elektrizität auf dem Stanniolring gebunden. Die freie Ladung des Elektroskops selbst ist daher fast ganz verschwunden. Man kann auch so sagen: Im Anfang bildet der Stanniolring mit dem Glühfaden einen elektrischen Kondensator von sehr kleiner Kapazität. Diese steigt nun beim Einschalten der Lampe gewaltig an, da jetzt die Glaswand innen zur zweiten Belegung wird. Da aber anderseits die Ladung auf dem Elektroskop unverändert bleibt, so muss das Potential sinken. Das Elektroskop geht daher auf einen kleineren Ausschlag zurück.

Nun wollen wir gleich noch feststellen, ob der Glühfaden auch positive Ionen abgibt. Wir wiederholen das Experiment, mit dem einzigen Unterschied, dass wir das Elektroskop - aufladen. Wir finden zu unserer Überraschung, dass beim Einschalten der Glühlampe das Elektroskop nicht muckt! Vielleicht, dass eine sehr langsame Entladung einsetzt, da infolge unvermeidlicher Gasreste in der Glühlampe noch eine schwache positive Thermionisierung vorhanden ist. Diese positive Ionisierung in der Luft ist uns ja durch ein früheres Experiment bekannt. Wir sehen also den Satz illustriert, dass auch bei der Thermionisierung die Ablösung von Elektronen das Primäre ist.

Ähnlich ist es beim lichtelektrischen Effekt, der sich im übrigen, nicht nur auf die Bestrahlung mit eigentlichem Licht beschränkt. Er besteht ganz allgemein darin, dass elektromagnetische Wellen Elektronen aus dem Atom befreien können. Wir haben schon gesehen, dass die kurzwelligen Strahlen (ultraviolett) besonders wirksam sind. Ganz ebenso erzeugen die noch viel kürzeren Wellen der Röntgen- und γ -Strahlen des Radiums einen intensiven lichtelektrischen Effekt, hier bekannt unter der Bezeichnung: Sekundäre Elektronenstrahlung. Also auch hier ist das Primäre stets die Ablösung von Elektronen. Ihre Austrittsgeschwindigkeit kann eine ganz beträchtliche sein. Die kinetische Energie der Elektronen ist nebenbei bemerkt nach dem Einsteinschen Gesetz einfach der reziproken Wellenlänge des erregenden Lichtes proportional. Relativ kleiner sind die Austrittsgeschwindigkeiten beim Thermioneneffekt.

Doch wird man vielleicht mit Recht fragen, woher kennt man überhaupt die Geschwindigkeiten, und wie erkennt man die elektronische Natur der Partikeln? Wir haben ein einfaches Mittel, um frei bewegte Ionen zu untersuchen. Erstens sind sie durch elektrische Kräfte beeinflussbar, zweitens aber ebensoviele durch magnetische. Denn bewegte Ionen repräsentieren fließende Elektrizität, und auf solche übt ein Magnet eine mechanische Kraft aus (Biot-Savartsches Gesetz). Am besten zeigen wir das an einem Kathodenstrahlrohr, das wir in der Braun-Wehnelt'schen Ausführung in Fig. 3 sehen. Wir erzeugen eine elektrische Entladung, indem wir an die Metallplatte K und den Zylinder A die Spannung eines kleinen Induktoriums anlegen. Die Luft im Rohr sei soweit verdünnt, dass

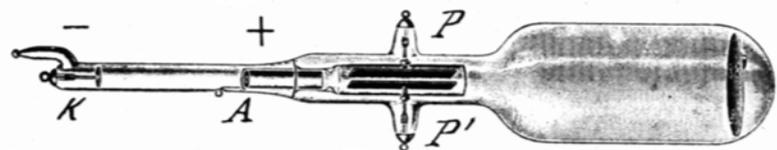


Fig. 3

Kathodenstrahlröhre nach Braun-Wehnelt

die von der Platte K ausgehenden Ionen durch die Luftreste nur wenig gebremst und daher im elektrischen Felde zwischen K und A stark beschleunigt werden. Sie erlangen dann eine solche Geschwindigkeit, dass sie durch das zentrale Loch in A hindurchfliegen und schliesslich auf die Glaswand auftreffen. Den Ionenstrahl sehen wir durch das Leuchten der von ihm durchsetzten Gasreste; und beim Aufprallen auf die Glaswand beobachten wir einen intensiv grünen Fluoreszenzfleck. Einen lebhaft blauen Aufstosspunkt erhält man, wenn vor das Glas ein Fluoreszenzschirm aus Calciumwolframat gesetzt wird (Fig. 3). Der Strahl besteht, wie aus der Wahl der Polarität von K zu erwarten ist, aus negativen Ionen. Man kann dies aber auch leicht feststellen. Ladet man die eingeschmolzenen Kondensatorplättchen PP' auf eine Spannungsdifferenz von einigen hundert Volt auf, so biegt sich der Strahl nach dem positiv geladenen Plättchen hin.

Die Ablenkung, die der Leuchtfleck auf dem Fluoreszenzschirm erfährt, lässt sich zahlenmässig angeben, wenn man die Rohrdimensionen und die Potentialdifferenz an den Plättchen P P' kennt, unter der Voraussetzung, dass jedem Ion eine Ladung e, eine Masse m und eine Geschwindigkeit v

zukomme. Ganz ebenso bekommen wir eine Ablenkung des Strahles, wenn wir einen Hufeisenmagneten heranbringen. Befindet sich etwa der Nordpol unten, der Südpol oben, so würde der Strahl vorne aus der Zeichnungsebene heraustreten. Man kann bei definierten Verhältnissen wiederum eine Beziehung angeben, in der neben den Rohrdimensionen und der Stärke des Magnetfeldes auch die Grössen e , m und v vorkommen. Diese Grössen aus zwei Beziehungen zu berechnen, ist natürlich nicht möglich. Indessen treten in den Formeln e und m nur in der Verbindung e/m auf. Man hat also eigentlich nur zwei unbekannte Grössen: e/m und v , und diese lassen sich infolgedessen nach der klassischen Methode der elektrischen und magnetischen Ablenkung bestimmen. e/m ist die Ladung pro Masseneinheit oder die spezifische Ionenladung. Sofern man nun annehmen darf, dass die Ladung e bei allen Ionen die gleiche sei, kann man die Masse verschiedener Ionen einfach dadurch miteinander vergleichen, dass man e/m für beide Ionenarten bestimmt. Man kann z. B. im Prinzip an der gleichen Röhre m (Fig. 3) die Masse positiver und negativer Ionen miteinander vergleichen. Verbindet man nämlich K mit dem $+$ - und A mit dem $-$ Pol des Induktors, so treten aus dem Diaphragma positive Ionenstrahlen, sog. Kanalstrahlen, aus. Für diese Strahlen hat man gefunden, dass höchstens den Wert 9650 elektromagnetischer Einheiten pro Gramm haben kann. Dies ist der Wert, der für das Wasserstoff-Ion der Elektrolyse gilt. Das positive Ion hat daher stets mindestens eine Masse, die gleich dem des leichtesten Atoms ist, es sind also Massestrahlen; meist Atome, die ein Elektron verloren haben. Bei den Kathodenstrahlen aber hat sich ergeben, dass e/m den hohen Wert $1,77 \cdot 10^7$ hat. Die negativen Teilchen besitzen daher eine Masse, die im Verhältnis zum Wasserstoffatom beträgt: $9650/1,77 \cdot 10^7 = 1/1830$. Dadurch wird es uns aber zur Gewissheit, dass die Elektronen wirklich subatomaren Charakter haben.

Die Methode der elektrischen und magnetischen Ablenkung lässt sich auch für lichtelektrische und Thermionen anwenden. In allen Fällen hat sich gezeigt: elektrische Ladung im Vakuum besteht aus Elektronen. Ob man Elektronen oder Masse-Ionen vor sich hat, lässt sich meist schon ohne quantitative Bestimmung entscheiden. Da für Elektronen die spezifische Ladung e/m sehr gross ist, so ist die Ablenkung bereits durch kleine magnetische Kräfte ausführbar, im Gegensatz zu den Massestrahlen, die stets schwer ablenkbar sind.

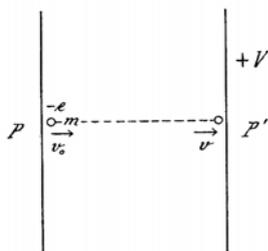


Fig. 4
Messung von Elektronengeschwindigkeiten.

Über die Geschwindigkeit der Elektronen in den verschiedenen Fällen gibt die elektrische und magnetische Ablenkung ebenfalls Auskunft. Vielfach kann man aber aus folgender einfacher Betrachtung auf diese Grösse schon schliessen. Fliegt ein negatives Ion von einer Elektrode P (Fig. 4) im Vakuum zu einer zweiten P' , die auf $+V$ Volt geladen sei, so nimmt infolge der elektrischen Beschleunigung die kinetische Energie des Ions zu. Der Zuwachs ist $m/2 \cdot v^2 - m/2 \cdot v_0^2$, falls man mit v_0 die Anfangsgeschwindigkeit, mit v die Ankunfts geschwindigkeit bezeichnet.

Dieser Energiezuwachs ist aber gleich der vom elektrischen Feld an der Ladung e des Ions geleisteten Arbeit. Diese ist Ve . Somit haben wir

$$Ve = \frac{m}{2} \cdot (v^2 - v_0^2) \quad (1)$$

Bei einem Kathodenstrahl z.B. dürfen wir $v_0 = 0$ ansetzen und erhalten aus dieser Beziehung dann

$$v = \sqrt{2V \cdot \frac{e}{m}} \quad (2)$$

Fig. 4 Messung von Elektronengeschwindigkeiten.

Beträgt z. B. für ein weiches Entladungsrohr die Entladungsspannung 10000 Volt, also $10000 \cdot 10^8$ elektromagnetische Spannungseinheiten, so hat man $v = \sqrt{2 \cdot 10^{12} \cdot 1.77 \cdot 10^7} = 6 \cdot 10^9$ Zentimeter pro Sekunde. Diese Geschwindigkeit beträgt, an der Lichtgeschwindigkeit ($c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/sec) gemessen, etwa 1/5.

Ebenso gelangt man auch beim lichtelektrischen und Thermioneneffekt durch eine Spannungsmessung zu den Elektronengeschwindigkeiten. Sei wiederum P die lichtelektrische Platte, welche Elektronen mit der Anfangsgeschwindigkeit v_0 aussende. Wir laden P' nunmehr auf eine negative Spannung, d.h. - V Volt auf. Dann werden die Elektronen nicht beschleunigt, sondern gebremst. Man kann - V so hoch wählen, dass die Elektronen P' gerade nicht mehr erreichen, ein mit P' verbundenes Galvanometer also keinen Strom mehr anzeigen würde. Alle Elektronen fallen wieder zu P zurück, ganz ebenso wie aufwärts geworfene Spielbälle, wenn sie in der Höhe nicht aufgefangen werden, wieder zum Spieler zurückkehren. Die Elektronen sollen also an P' die Geschwindigkeit $v = 0$ haben. Beziehung (1) ergibt daher

$$-Ve = -\frac{m}{2} \cdot v_0^2$$

oder wiederum

$$v_0 = \sqrt{2V \cdot e / m} \tag{2a}$$

Ist V, wie für die genannten Effekte, von der Größenordnung von 1 Volt, so berechnet sich hieraus eine Geschwindigkeit von 595 Kilometer pro Sekunde. Im übrigen sei nicht verschwiegen, dass in Wirklichkeit die Verhältnisse wesentlich komplizierter liegen, schon aus dem Grunde, weil die Elektronen nie mit einer einheitlichen Geschwindigkeit emittiert werden.

4. Die Elektronenröhren.

Bevor wir uns weiter mit dem Begriff der Elektronen beschäftigen, wollen wir der Anschaulichkeit halber erst an einigen Beispielen zeigen, wie man sich die Eigenschaften der freien Elektronen zunutze gemacht hat. Eine erste Anwendung erlaubt die oben schon beschriebene BRAUN-WEHNELT'sche Kathodenstrahlröhre. Sie dient zur Untersuchung des zeitlichen Verlaufs von elektrischen Strömen und Spannungen. Die Ablenkung des Fluoreszenzflecks erfolgt ja in jedem Moment proportional den ablenkenden elektrischen bzw. magnetischen Kräften. Sofern diese also zeitlich variieren, wird der Leuchtpunkt gewisse Kurven beschreiben. Da die Bewegung sozusagen trägheitsfrei erfolgt, können so selbst die raschen Schwingungen der drahtlosen Telegraphie ohne Schwierigkeit aufgelöst und analysiert werden. Wir wollen in Fig. 5 ein Bild für die Spannungsänderung an einem Kondensator wiedergeben, wenn dieser durch eine Gleichrichteranordnung mittels Wechselstrom aufgeladen wird.

Die Klemmen des Kondensators wurden bei dem Versuch einfach mit den Metallplättchen PP' der Braunschen Röhre (Fig.3) verbunden. Man sieht in Fig. 5a, wie der Leuchtpunkt sich ruckweise aus der Stellung A in die Stellung B bewegt hat. Wäre er gleichmässig gewandert,

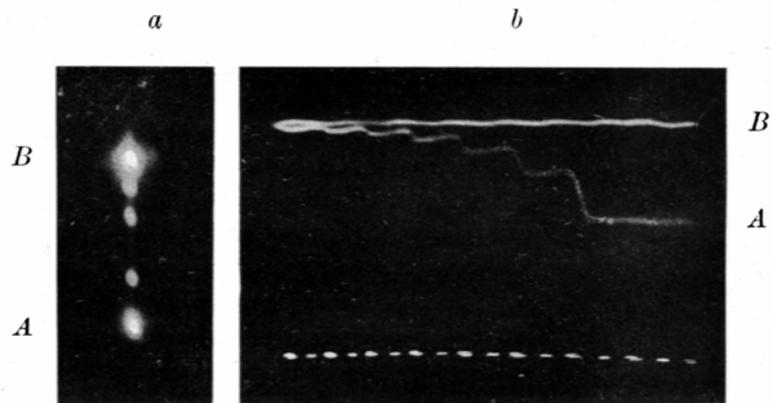


Fig. 5
Spannungsanalyse mittels der Kathodenstrahlröhre.

Fig. 5 Spannungsanalyse mittels der Kathodenstrahlröhre.

so hätte sich eine leuchtende Linie abbilden müssen. Noch besser sieht man die Bewegung, wenn man sie im rotierenden Spiegel betrachtet. Man erhält dann das Bild Fig. 5b. Der Spannungsanstieg erfolgt treppenförmig vom Wert A zum Wert B, und die Spannung bleibt dann auf der Höhe von B. Die Reihe von Lichtpunkten unten markieren die Zeitmarken im Abstand von je $1/100$ Sekunde und lassen erkennen, dass die Kondensatorspannung alle $1/50$ Sekunde ruckweise angestiegen ist.

Weiter erwähnen wir den Elektronengleichrichter (das Kenotron), in dem nicht nur die geringe Trägheit der Elektronen, sondern auch die Unipolarität der Elektronenströme verwertet ist. Er besteht im wesentlichen aus einem Glühdraht, dem eine kalte Elektrode gegenübersteht. Legt man an den Glühdraht Wechselspannung an, so werden Elektronen nach der kalten Platte abgestossen, solange die negative Spannungsphase, aber zurückgehalten, wenn die positive Phase wirkt. Man erhält also Stromstösse nur in einer Richtung, d.h. pulsierenden Gleichstrom. Durch Benützung zweier solcher elektrischer Ventile kann man auch beide Phasen des Wechselstroms ausnützen. Ferner kann man durch passende Schaltung mit Kondensatoren sogar einen kontinuierlichen Gleichstrom von der doppelten Spannung des Wechselstroms erhalten. Wir werden einen solchen Gleichrichter bei den später beschriebenen Versuchen benützen.

Legt man an den Glühdraht hochgespannten Wechselstrom an, so erhält man nicht nur eine Gleichrichtung des Stroms, sondern überdies eine solche Beschleunigung der Elektronen, dass diese zu Kathodenstrahlen werden. Lässt man diese daher auf eine Antikathode aufprallen, so entstehen Röntgenstrahlen. Die nach diesem Prinzip gebauten, nach dem Amerikaner Coolidge benannten Röntgenröhren haben gegenüber den gewöhnlichen den Vorteil, dass die Betriebsspannung und damit (gemäss Gleichung 2) die „Härte“ der Strahlen gewählt werden kann, während bei den Ionenröhren die Entladungsspannung durch ihren Gasinhalt bestimmt ist.

Es ist vornehmlich der Thermioneneffekt, der bis jetzt grosse praktische Bedeutung erlangt hat, während die Lichtelektrizität sich auf die Anwendung zu optischen Helligkeitsmessungen beschränken musste und im allgemeinen die Rolle der früher beliebten Selenzellen zu übernehmen berufen erscheint. Der Hauptgrund liegt wohl darin, dass man Thermionenströme leicht in viel grösseren Intensitäten herstellen kann. Ein Quadratcentimeter weissglühenden Wolframs (2000°) ist fähig, einen Elektronenstrom von etwa $1/10$ Ampere abzugeben. Das entspricht einer sekundlichen Emission von fast einer Trillion Elektronen. Und mit steigender Temperatur nimmt die Ausbeute noch ganz beträchtlich zu. Neuerdings sind im Lande der unbegrenzten Möglichkeiten bereits Hochleistungs-Vakuumpatronen von 50 Ampere Elektronenstrom realisiert worden!



Fig. 6
Die Elektronen-
Verstärkerröhre.

Bei allen Thermionenapparaturen bedeutet die Notwendigkeit eines Glühstromkreises gewissermassen eine Komplikation. Es lässt sich dies zwar vermeiden, wenn man den emittierenden Körper ohne Stromzuführung mittels Wirbelströmen erhitzt. Immerhin verdienen die Versuche, auf kaltem Wege Elektronen abzutrennen, ein besonderes Interesse. Lilienfeld hat gezeigt, dass man im äussersten Vakuum aus kaltem Metall durch ein starkes elektrisches Feld Elektronen herausziehen kann. Es sind hierzu beträchtliche Spannungen (20 000 Volt und mehr) und eine Verstärkung der Wirkung durch Zuspitzen des emittierenden Metalles nötig. Das Prinzip dieser autolektronischen oder besser kalten Elektronen-Entladung ist vornehmlich zur Erzeugung von Röntgenstrahlen geeignet.

Schliesslich wollen wir noch jener Art von Elektronenröhren gedenken, die gegenwärtig auf dem Gebiet der drahtlosen Telegraphie und Telephonie eine ausschlaggebende Rolle spielt. Eine Verstärkerröhre, wie wir sie in Fig. 6 sehen, enthält neben dem Glühdraht und der Anode noch eine dritte siebartige Elektrode. Infolge dieses „Gitters“ wird sie befähigt, ausser Gleichrichterdiensten auch Relaisdienste zu tun, d. h. man kann mittels sehr schwacher Ströme starke Ströme auslösen. Zahlreich sind die Schaltungen zur Verstärkung von Wechselströmen, die man in der reichhaltigen Literatur der „Drahtlosen“ findet. Etwas weniger bekannt dürfte jedoch die Gleichstromverstärkung sein. So wollen wir denn eine solche Anordnung beschreiben, zumal wir mit ihr noch einige Versuche

Fig. 7 Schaltung zur Gleichstromverstärkung mittels Elektronenröhren.

zu unserem Thema ausführen können. Fig. 7 gibt die Schaltung und Fig. 8 den fertigen Apparat zur Verstärkung schwacher Ionenströme. Wir haben im Anfang gesehen, dass wir diese mittels eines Elektroskops nachweisen können. Die Verstärkungseinrichtung bewirkt nun, dass wir sie wie gewöhnliche Ströme an einem Galvanometer ablesen können.

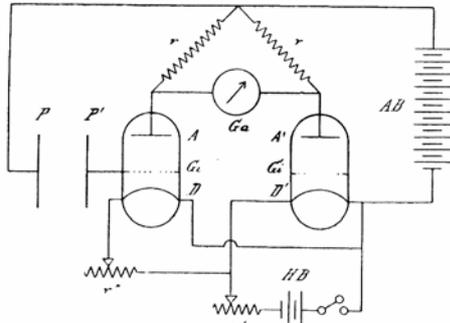


Fig. 7

Schaltung zur Gleichstromverstärkung mittels Elektronenröhren.

Wir haben zwei Verstärkerröhren, wovon die zweite nur dazu dient, um möglichst symmetrische Verhältnisse zu schaffen. Die Ionisierungskammer, in welcher der Ionenstrom fließt, ist durch die beiden Platten PP' in Fig. 7 angedeutet. Das Galvanometer, an dem der verstärkte Strom abgelesen

wird, ist Ga. Wir bemerken die Glühdrähte D und D' der beiden Verstärker, die durch eine gemeinsame Heizbatterie HB geheizt werden, wobei der Heizstrom mittels der Widerstände r' und r'' eingestellt wird. Von den Drähten fließen Elektronen nach oben durch die Öffnungen der rostartigen Gitterelektroden Gi und Gi' hindurch nach den kalten Elektroden (Anoden) A und A'. Beschleunigt werden die Elektronen durch die Anodenbatterie A B. Denkt man sich zunächst die Platten PP' weg, so ist alles symmetrisch.

Durch die beiden Verstärker fließt gleich viel Strom. Und da überdies die beiden Drahtwiderstände r r gleich gewählt sind, so zeigt das Galvanometer keinen Strom an. Wir haben sozusagen eine WHEATSTONEsche Brücke, die stromlos ist.

Zu beachten ist, dass auch die Gitter von Elektronen getroffen werden. Da sie isoliert sind, werden sie sich negativ aufladen, aber nicht beliebig hoch. Schliesslich ist ihre Ladung hinreichend, um alle Elektronen abzustossen. In Wirklichkeit ist jedoch stets eine kleine Elektronenaufnahme vorhanden, da die Gitter infolge nicht vollkommener Isolierfähigkeit auch immer wieder etwas negative Ladung verlieren, die nun durch Elektronenaufnahme wieder ergänzt werden muss. Es bildet sich also eine stationäre negative Gitterspannung aus. Diese ändert sich auch nicht, wenn das Ionisierungsgefäß PP' angeschaltet wird, vorausgesetzt, dass P' gut isoliert und die Luft zwischen PP' nicht ionisiert ist.

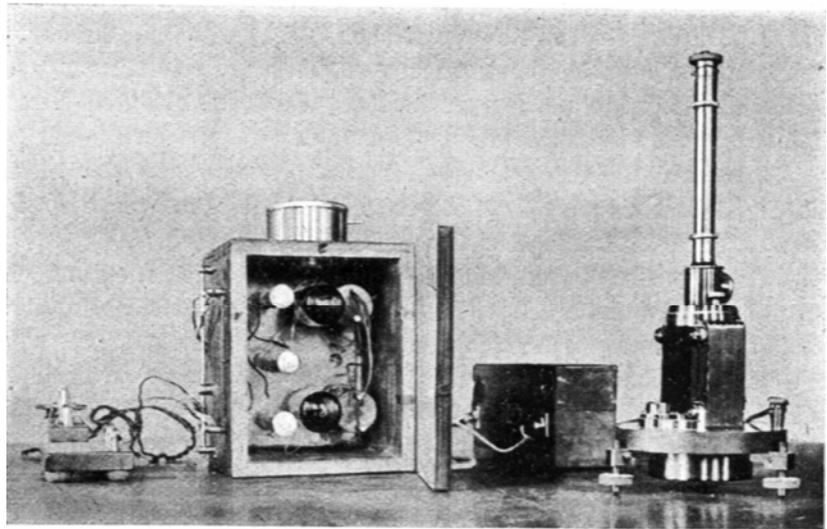


Fig. 8

Das Ultragalvanometer.

Was passiert nun aber, wenn man etwa mit einem Radiumpräparat herankommt? Da P durch A B positiv geladen ist, fließen + - Ionen auf die Platte P'. Die negative Gitterladung wird teilweise neutralisiert, d. h. die Gitterspannung gegen den Glühdraht D nimmt an Intensität ab, und stellt sich auf einen umso kleineren neuen Endwert ein, je stärker der Ionisierungsstrom ist. Durch die Grösse der Gitterspannung wird aber andererseits der Elektronenstrom, der durch die Gittermaschen hindurchfließt, bestimmt. Je kleiner die abstossende Wirkung des Gitters, um so mehr kann die anziehende Wirkung der Anode durch das Gitter hindurch auf die Glühelctronen wirken, um so stärker wird der Anodenstrom. Ist aber der Anodenstrom links

Fig. 8 Das Ultragalvanometer.

gegen den rechts verstärkt, so zeigt das Galvanometer Ga den Überschuss an. Der Galvanometerauschlag ist praktisch proportional dem zu messenden Ionenstrom.

In Fig. 8 sehen wir nun oben die flachzylindrische Ionenkammer, deren Deckel durch ein dünnes Aluminiumblatt gebildet wird. Die beiden Verstärker, die Widerstände rr und drei feste Vorschaltwiderstände sind in einem Holzkästchen untergebracht, an dem sich rechts Anschlussklemmen für die Anodenbatterie AB und das Spiegelgalvanometer Ga befinden. Links am Kästchen ist der Regulierwiderstand r' befestigt, und daneben befindet sich noch der Widerstand r'' zur Feinabgleichung des Heizstroms. Während des Gebrauchs ist das Kästchen geschlossen. Sobald der Kreis der Heizbatterie HB von 2 Akkumulatoren (in der Figur nicht wiedergegeben) geschlossen wird, ist nach Einregulieren des Galvanometers der Apparat betriebsbereit 1).

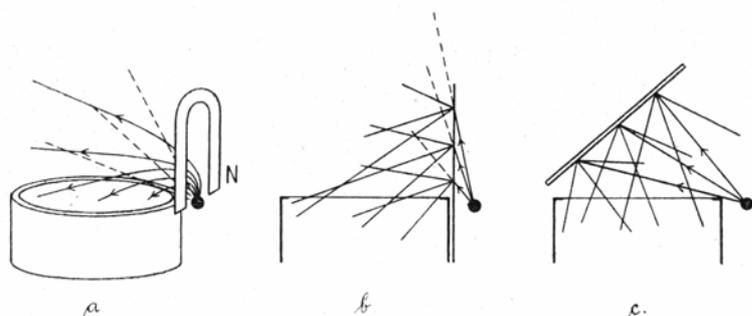


Fig. 9

Die Ablenkung der β -Strahlen: a) Magnetische Ablenkung.
b) u. c) Elektrische Ablenkung im Atomfeld.

ist nach Einregulieren des Galvanometers der Apparat betriebsbereit 1).

Mit diesem Apparat ist es nun leicht, Versuche über Ionenströme auszuführen. Wir beschreiben einige wenige, die uns auf die elektrische Natur der Atome hinweisen. Wir legen neben die Ionenkammer in die Nähe des oberen Randes ein Radiumpräparat von vielleicht 1 Milligramm (Fig. 9a). Die Strahlen gehen dann über das Gefäss hinweg und

dringen nur zum kleinen Teil durch die dicke Seitenwand hindurch. Das Galvanometer zeigt demgemäss nur einen kleinen Ausschlag. Nun halten wir über das Präparat einen Handmagneten, den Bügel nach oben, die Pole nach unten und derart, dass die über den Topf wegfliegenden Strahlen zwischen den Polen hindurchgehen. Sofort vergrössert sich der Galvanometerstrom beträchtlich, wenn, von oben gesehen, der Nordpol rechts liegt, aber gar nicht, wenn die Magnetpole vertauscht werden. Im ersten Fall werden also die Radiumstrahlen, die vorher über das Gefäss hinweg reichen, nach unten in dieses hinein abgelenkt, und wir erhalten Ionisierung. Eine Ablenkung nach oben hingegen ergibt nichts. Der Richtungssinn der Ablenkung sowohl als die leichte Ablenkbarkeit beweisen, dass es die β -Strahlen des Radiums sind. Diese sind Elektronensplitter der zerfallenden Atome.

Aber auch nichtradioaktive „neutrale“ Atome enthalten elektrische Ladungen. Das können wir mit den β -Partikeln als Prüfkörper zeigen. Schicken wir diese durch Materie hindurch, so müssen die elektrischen Kräfte der durchquerten Atome eine ablenkende Wirkung ausüben. Die meisten β -Teilchen werden daher beim Durchgang aus ihrer Richtung abgelenkt sein. Diese Streuung der β -Strahlen, die einer elektrostatischen Ablenkung durch die Atomfelder gleichkommt, können wir unmittelbar zeigen. Wir stellen ein Aluminiumblatt von etwa 1/100 Millimeter Dicke zwischen Radium und Kammer (Fig. 9b): Das Galvanometer zeigt einen beträchtlichen Strom an; denn ein Teil der sonst über das Gefäss wegstreichenden β -Strahlen ist durch die Aluminium-Atome nach unten in den Topf hineingeworfen worden. Einschalten eines absorbierenden Blattes bewirkt also scheinbar paradoxerweise eine Verstärkung der Wirkung.

1) Da sich die stationären Verhältnisse in den Verstärkern nur allmählich ausbilden, stellt sich eine konstante Nullstellung des Galvanometers erst nach einiger Zeit (1/2 Stunde) ein. Als Verstärkerröhren sind hier Telefunken-Niederfrequenzlampen Type RE 16 gewählt (Rotkappchenröhren). rr sind 2 möglichst gleiche Drahtwiderstände von je 10 000 Ohm. AB ist eine Geinoz-Akkumulatorenbatterie von 20 Volt. Das Galvanometer besitzt eine Empfindlichkeit von $7 \cdot 10^{-10}$ Amp./mm bei 1 m Skalenabstand. Seine Empfindlichkeit wird anfänglich während des Einregulierens von r' r'' zweckmässig durch einen Shunt herabgesetzt. Um elektrostatische Störungen, auch drahtlose Wellen, möglichst fernzuhalten, ist das Kästchen mit Metallblech ausgekleidet, das mit dem - Pol von AB in Verbindung steht. Eine besondere Erdung ist nicht erforderlich. Bei mässiger Vergrösserung von einigen tausend Mal sind die Störungen indessen unbedeutend.

Fig. 9 Die Ablenkung der β -Strahlen: a) Magnetische Ablenkung.
b) & c) Elektrische Ablenkung im Atomfeld.

Die Streuung kann so stark sein, dass die β -Teilchen rückwärts geschleudert werden. Man erhält eine Reflexion. Hält man schräg über den Topf den ankommenden Strahlen entgegen (Fig. 9c) eine Metallscheibe, so werden β -Teilchen nach unten reflektiert. Wenn man als Reflektor die menschliche Hand nimmt, so beobachtet man noch sehr wohl die Zunahme des Galvanometerstroms. Dadurch wird aber zugleich nach dem Prinzip von actio und reactio demonstriert, dass die β -Strahlen auch eine Wirkung auf den menschlichen Körper ausüben müssen.

5. Eigenschaften der Elektronen.

Nachdem wir uns mit den Elektronenphänomenen etwas vertraut gemacht haben, ist es nun an der Zeit, dass wir uns mit dem Wesen des elektrischen Urteilchens selbst noch etwas näher befassen. Was wir vom Elektron wissen, ist eigentlich nur seine spezifische Ladung und sofern wir seine Ladung kennen, seine Masse selbst. Befinden sich freie Elektronen im Vakuum, so verhalten sie sich genau so wie ein Gas. Die Teilchen werden sich wie Gasmoleküle unaufhörlich hin- und herbewegen. Man wird unter Voraussetzung des Avogadro'schen Gesetzes auch die Dichte dieses Elektronengases angeben können. Diese beträgt, da Wasserstoff die Dichte 0,0695 hat, bei Atmosphärendruck $2/1830 \cdot 0,0695 = 0,000076$. Dies entspricht pro Kubikmeter einem tatsächlichen Gewicht von $1/10$ Gramm. Denn wir müssen annehmen, dass die Elektronen nicht nur träge, sondern auch schwere Masse besitzen. Ein Elektron fällt daher im Vakuum genau mit derselben Geschwindigkeit wie jeder andere Körper. Auch befolgen die Elektronen, die zweifellos von der glühenden Sonne auf unsere Erde zufliegen, dieselben mechanischen Gesetze wie unser Planetensystem. Sie werden allerdings durch die geringsten Hemmungen aufgehalten und bleiben daher in den obersten Schichten der Erdatmosphäre hängen, nicht ohne uns durch Leuchterscheinungen wie das Polarlicht Kunde von sich zu geben. Die Elektronenaufnahme der Erde ist übrigens nur eine sehr beschränkte. Sie muss aufhören, sobald ihr Potential soweit unter das der Sonne gesunken ist, dass die Sonnen-Elektronen abgestossen werden. Dieser Elektronenüberschuss der Erde kann übrigens nur einen verschwindend kleinen Beitrag zu Erdmasse ausmachen.

Es ist nicht uninteressant, sich zu überlegen, auf welche Spannung die Erde sich aufladen müsste, so wir ihr nur 1 Milligramm Elektronen einverleiben könnten. Die elektrostatische Kapazität einer Kugel ist einfach gleich ihrem Radius (r), und andererseits ist ganz allgemein die Elektrizitätsmenge (e) eines geladenen Körpers gegeben durch das Produkt aus Spannung (V) und Kapazität. In unserem Fall ist also

$$e = Vr. \quad (3)$$

Nun kennen wir aber die Elektronenladung pro Masseneinheit d.h. pro 1 Gramm. Sie beträgt $1,77 \times 10^7$ elektromagnetische Einheiten; also elektrostatisch, wenn wir mit der Lichtgeschwindigkeit $c = 3 \cdot 10^{10}$ Zentimeter pro Sekunde multiplizieren: $1,77 \cdot 10^7 \times 3 \cdot 10^{10}$. Die Ladung von 1 Milligramm Elektronen ist daher $0,001 \cdot 1,77 \cdot 10^7 \times 3 \cdot 10^{10} = 5,31 \cdot 10^{14}$ elektrostatische Einheiten. Wir haben somit $Vr = 5,31 \cdot 10^{14}$. Unter Berücksichtigung, dass der Erdradius $r = 6,4 \cdot 10^8$ Zentimeter beträgt, erhält man $V = 5,31 \cdot 10^{14} : 6,4 \cdot 10^8$ statische Einheiten. Da 1 statische Einheit 300 Volt sind, so entspricht dies also einer Spannung von rund 250 Millionen Volt! Eine Spannungsänderung der Erde um einige Volt durch Glüh-Elektronen würde dementsprechend vielleicht den hundertmillionsten Teil eines Milligramms ausmachen!

Es ist also begreiflich, wenn wir selbst bei der Elektrisierung ausgedehnter Körper niemals eine Gewichtsänderung feststellen können. Ist ja eine solche selbst bei unserem grössten Konduktor, dem Erdball, nicht wahrnehmbar. Man könnte nun zunächst noch daran denken, die Wägung der Elektronen an geladenen Kondensatoren zu ermöglichen. Mit Hilfe von Wickelkondensatoren würde man z. B. ohne Schwierigkeit an die Kapazität der Erde, die etwa 700 Mikروفarad ausmacht, herankommen. Aber die Sache ist zum vorneherein aussichtslos. Denn geladene Kondensatoren ent-

halten gar nicht mal wesentlich mehr Elektronen als ungeladene. Lade ich die eine Belegung z.B. negativ auf und verbinde ich, wie erforderlich, die andere mit der Erde, so fliesst hier ebensoviel negative Elektrizität zur Erde ab. Die gesamte Elektronenmenge im Kondensator bleibt also praktisch ungeändert.

Während also die schwere Masse des Elektrons der direkten Beobachtung unzugänglich erscheint, ist uns die Trägheit seiner Masse durch die mannigfaltigsten Erscheinungen wohl bekannt. Immer wenn ein Elektron in Bewegung gesetzt oder sonst in seiner Bewegung beeinflusst wird, tritt seine Trägheit auf, d.h. wir brauchen Energie, um es zu beschleunigen. Wie müssen wir uns das nun denken? Haben wir ein elektrisches Teilchen vor uns, das im Sinne der klassischen Mechanik ausserdem noch eine gewisse mechanische Masse mit sich führt? Jedenfalls lässt eine Theorie des Elektrons unter Annahme einer bewegten Ladung und einer bewegten „Masse“, wie sie ursprünglich von Abraham u. a. durchgeführt wurde, an Vollständigkeit nichts zu wünschen übrig. Danach wären dem Elektron zweierlei Massen zuzuschreiben, einmal die gewöhnliche und dann eine „scheinbare“ infolge der bewegten elektrischen Ladung. Denn, wenn eine solche beschleunigt werden soll, muss, wie im Falle einer mechanischen Masse, Arbeit geleistet werden. Bewegte Ladung repräsentiert ja elektrischen Strom, und um diesen herum bildet sich zwangsläufig ein sog. magnetisches Feld aus. Es muss also bei einer Elektronenbeschleunigung Energie in das sich ausbildende Magnetfeld hineingesteckt werden. Die Bewegung einer Ladung, wie die einer Masse, verlangt somit eine gewisse Kraftanstrengung. In der Folge versuchte man, die Mechanik des Elektrons unter Weglassung seiner mechanischen Masse auf Grund der ausschliesslichen elektromagnetischen Trägheit durchzuführen. Und siehe da, es ging ausgezeichnet! Die Trägheit der elektrischen Ladung genügt zur Erklärung der elektromagnetischen Elektronenmasse! Allerdings zeigte es sich, dass bei dieser Auffassung diese Masse keine konstante sein konnte, sondern mit der Geschwindigkeit der Bewegung grösser werden musste! Diese im Sinne der klassischen Mechanik ungeheuerliche Behauptung wurde aber aufs glänzendste bestätigt durch die e/m -Bestimmungen an den Kathoden- und β -Strahlen, bei denen infolge ihrer hohen Geschwindigkeiten die Massenvergrösserung besonders eklatant hervortrat. Für Geschwindigkeiten der Elektronen, die klein gegen die Lichtgeschwindigkeit sind, aber an unseren irdischen Bewegungsvorgängen gemessen, noch ungeheuer sein können (z. B. 1000 km pro sec) ist e/m vom Ruhewert, den wir oben schon benützten, nicht merkbar verschieden. Unter der Annahme, dass das Elektron ein elektrisch geladenes Kügelchen sei, liefert die Elektronentheorie für die elektromagnetische Masse den einfachen Ausdruck

$$m = \frac{2e^2}{3ac^2} \quad (4)$$

Hierin bedeuten e die elektrostatische Ladung des Elektrons und a sein Radius. Diese Beziehung ist die einzige, die uns erlaubt, etwas über die Grösse des Elektrons auszusagen. Wir dürfen uns dabei nicht verhehlen, dass die Berechnung des Elektronenradius a aus Gleichung (4) nur unter der unbewiesenen Annahme bindend ist, dass die Elektronenladung auf einer Kugeloberfläche verteilt ist, eine Anschauung, die uns allerdings aus unserer makroskopischen Erfahrung geläufig ist. Lösen wir (4) nach a auf, so kommt

$$a = \frac{2}{3} \times \frac{e}{c} \times \frac{3}{mc} \quad (5)$$

Da e die elektrostatische Ladung bedeutet, sind e/c und $e/(mc)$ die elektromagnetische Ladung bez. spezifische Ladung. Erstere beträgt $4,77 \cdot 10^{10} : 3 \cdot 10^{10} = 1,59 \cdot 10^{-20}$ elektromagnetische Einheiten, letztere kennen wir schon ($1,77 \times 10^7$). Also folgt $a = \frac{2}{3} \times 1,59 \times 10^{-20} \cdot 1,77 \times 10^7 = 1,88 \times 10^{-13}$ Zentimeter. Dies ist, selbst im Vergleich zu den Atomradien, die immerhin etwa 10^{-8} Zentimeter betragen, eine ausserordentlich kleine Zahl. Wir ersehen hieraus wiederum, dass das Elektron subatomare Grösse besitzt!

Kennen wir nun einmal den Elektronenradius, dann lassen sich auch weitere Grössen berechnen. Beispielsweise die elektrische Spannung, die auf einem Elektron herrschen muss. Dieselbe Gleichung (3), die wir für die Erdkugel angewandt haben, können wir ja auch für das Elektron verwenden. Man erhält $V=e/r = 4,77 \times 10^{-10} : 1,58 \times 10^{-13} = 2,54 \times 10^3$ statische Einheiten, was uns mit 300 multipliziert 762 000 Volt liefert. Jedes Elektron ist also ein gewaltiger Hochspannungsapparat! Auch ein Wert für die Dichte des Elektrons lässt sich angeben, wenn man seine Masse durch sein Volumen ($4/3 \times \pi a^3$) dividiert. Man erhält den ungeheuren Wert $3,28 \times 10^{10}$, was einer im Vergleich zu den Atomen unerhörten Massenkonzentration entspricht.

6. Energie und Masse.

Wir haben gesehen, dass es keine Schwierigkeiten bietet, die Elektronenmasse elektromagnetisch aufzufassen. Immer wenn ein Elektron beschleunigt wird, muss eine Kraft aufgewendet werden, und der Quotient aus der Kraft und der erzielten Beschleunigung ist das Mass für die Masse des Elektrons. In dieser Art ist auch Beziehung (4) abgeleitet worden. Was wird nun aber aus unserer Elektronenmasse, wenn das Elektron gar nicht bewegt ist, also die Trägheit, das Kennzeichen der elektromagnetischen Masse, verschwindet? Besitzt das völlig ruhende Elektron auch noch Masse infolge seiner Ladung? Hier ist nun der Moment, um zu zeigen, in welcher einfacher und eleganter Weise uns das Einsteinsche Relativitätsprinzip diese und ähnliche Fragen beantwortet. Nach der speziellen Relativitätstheorie besitzt jede Energie Trägheit, hat also die Eigenschaft der Materie. Energie und Masse sind einander äquivalent. D. h. kennen wir den Energieinhalt einer Masse, so wissen wir die Grösse ihrer Masse. Es besteht die einfache Beziehung

$$\text{Energie} = \text{Masse} * c^2 \quad (6)$$

Hier ist c wieder die Lichtgeschwindigkeit. Damit ist implizite auch gesagt, dass mit jeder Energieänderung notwendig auch eine Massenänderung verknüpft sein muss, die sich dann ebenso nach diesem Gesetz berechnet. Eine Ableitung der fundamentalen Beziehung (6) können wir in diesem Rahmen nicht geben. Indessen sei wenigstens auf die dimensionelle Zulässigkeit einer solchen Gleichung hingewiesen. Dass eine Energie immer als das Produkt aus einer Masse und dem Quadrat einer Geschwindigkeit aufgefasst werden kann, ersieht man nämlich unmittelbar an dem speziellen Fall einer kinetischen Energie ($m/2 * v^2$)

Gleichung (6) gilt nun für jede Energieform, also auch für die Energie des ruhenden Elektrons. Diese ist aber rein potentieller Art. Die elektrische Masse des Elektrons zu bestimmen, haben wir daher nur seine gesamte potentielle Energie (Arbeitsfähigkeit) zu berechnen und dann durch c^2 zu dividieren. Wir machen wieder die Annahme, dass das Elektron eine elektrisch geladene Kugel im freien Raume sei. Zum Laden eines Konduktors brauchen wir eine Energie

$$E = eV/2 \quad (7)$$

wenn e die aufgeladene Elektrizitätsmenge, V die elektrische Spannung bedeuten. Da jederzeit $e = CV$, wenn mit C die elektrische Kapazität des Konduktors bezeichnet wird, so ist auch

$$E = \frac{e^2}{2C} \quad (8)$$

Nach früherem wissen wir, dass für eine Kugel $C = a$, d.h. gleich dem Kugelradius.

Daher

$$E = \frac{e^2}{2a} \quad (9)$$

Dies ist auch die Energie, welche das Elektron abgeben würde, wenn man es entladen könnte. Die ihr entsprechende Masse ist

$$m = \frac{E}{c^2} = \frac{e^2}{2ac^2} \quad (10)$$

Ein Vergleich mit dem Ausdruck (4) zeigt, dass unser Resultat nahezu mit der Ruhemasse übereinstimmt. Statt des Faktors $2/3$ steht hier nur der um etwas kleinere $1/2$. Wir müssen also schliessen, dass die elektrische Ladungsenergie nicht die einzige Energie des Elektrons ausmacht. In der Tat ist noch folgendes zu berücksichtigen. Stellt das Elektron eine Kugel mit gleichmässiger Elektrizitätsverteilung dar, dann müssen die einzelnen Teile eine abstossende Wirkung aufeinander ausüben. Infolge dieser Wirkung sucht sich die Elektrizität auf eine grössere Oberfläche zu verteilen. Das Elektron muss ein Expansionsbestreben zeigen. Es würde auseinanderfliegen, wenn nicht besondere Kräfte es zusammenhalten würden. Über die Art dieser zusammenhaltenden Kräfte wissen wir nichts. Wir können nur annehmen, dass sie im Sinne einer gewissen Kohäsion wirken und dem Expansionsbestreben der Oberflächenladung das Gleichgewicht halten. Man beachte indessen, dass unsere Vorstellungen nur dann einen Sinn haben, wenn wir unsere makroskopischen Erfahrungen auf das Elektron übertragen dürfen, insbesondere also annehmen, dass das Elementarquantum aus einzelnen sich abstossenden Teilen zusammengesetzt sei.

Die Gesamtenergie des Elektrons wird sich also aus zwei Teilen zusammensetzen: aus der Ladungsenergie und der Arbeit, welche die Kohäsionskräfte zu leisten imstande wären. Wir wollen nun versuchen, den Ausdruck für diese Kohäsionsenergie abzuleiten und wollen dabei einen Weg einschlagen, der uns zwar keinen strengen, aber doch einen möglichst anschaulichen Beweis verspricht. Zu diesem Zweck wollen wir einen Vergleich zwischen einem Elektron und einer Seifenblase anstellen! Von dieser wissen wir, dass ihre Grösse vom Unterschied im Gasdruck innen und aussen abhängig ist. Besonders einfach sind die Verhältnisse, wenn wir uns ausserhalb überhaupt alles Gas entfernt denken. In diesem Fall wird die Seifenblase eine solche Grösse annehmen, dass der Gasdruck im Innern der kontrahierenden Wirkung der Oberflächenspannung gerade das Gleichgewicht hält. Was passiert nun, wenn wir die Seifenblase elektrisch aufladen? Wir beobachten infolge der elektrischen Abstossungskräfte eine Vergrösserung. Wollen wir die Seifenblase wieder auf die ursprüngliche Grösse bringen, so müssen wir entsprechend Gas aus ihr herauslassen, also den Gasdruck verringern. Schliesslich können wir ihr eine so hohe Aufladung erteilen, dass wir überhaupt kein Gas mehr gebrauchen. Die expandierende Wirkung des Gases ist dann durch diejenige der Oberflächenladung ersetzt. Eine solche elektrische Seifenblase im völligen Vakuum ist aber das Modell unseres Elektrons!

Der elektrische Expansionsdruck, der hier dem Gasdruck in der gewöhnlichen Seifenblase entspricht, lässt sich unschwer ausrechnen. Denn für die gesamte elektrische Expansionskraft haben wir¹⁾

$$K = \frac{e^2}{2a^2} \quad (11)$$

Der Druck, d.h. die Kraft pro Quadratcentimeter ist daher, da die Kugeloberfläche $4\pi a^2$ beträgt,

$$p = \frac{e^2}{8\pi a^4} \quad (12)$$

So gross muss also auch der nach innen gerichtete, d. h. negative Druck im Elektron sein, damit es nicht auseinanderfliegt. Dieser innere Zug wird bei unserer elektrischen Seifenblase durch die Oberflächenspannung ausgeübt. Wir können uns aber diesen Zug durch einen von aussen wirkenden Druck ersetzt denken. Die elektrische Seifenblase wäre nämlich auch im Gleichgewicht,

1) Aus der Ladungsenergie $E = \frac{e^2}{2a}$ folgt die hieraus resultierende elektrische Abstossungskraft $K = -\frac{\partial E}{\partial a} = \frac{e^2}{2a^2}$

wenn die Oberflächenspannung ganz wegfiel, sich dafür aber ausserhalb ein Gas vom Druck p befinden würde. Bei einem solchen Gebilde kann man nun leicht die Kohäsionsenergie berechnen. Zu diesem Zweck entladen wir erst die Seifenblase; dabei wird die Ladungsenergie $eV/2$ frei. Sodann lassen wir das Volumen v unter dem konstanten äusseren Drucke p zusammenschrumpfen. Die hierbei gewonnene Energie ist pv . Wir erhalten also die gesuchte Energie, wenn wir den Ausdruck (12) mit dem Kugelvolumen, das $4/3 \pi a^3$ beträgt, multiplizieren, d.h.

$$E' = \frac{e^2}{8\pi a^4} \cdot \frac{4\pi a^3}{3} = \frac{e^2}{6a} \quad (13)$$

Die Gesamtmasse des ruhenden Elektrons berechnet sich daher, wenn wir E' noch zu E addieren, zu

$$m = \frac{E - E'}{c^2} = \frac{e^2}{2ac^2} + \frac{e^2}{6ac^2} = \frac{2e^2}{3ac^2} \quad (14)$$

d.h. wir bekommen den richtigen Wert für die Elektronenmasse, wie er sich aus der Theorie des bewegten Elektrons durch Extrapolation auf den Ruhezustand ergibt!

Der geneigte Leser möge es mir zugute halten, wenn ich ihn hier zu einer kleinen mathematischen Exkursion verleitet habe. Allein die elegante Anwendung des EINSTEINSchen Satzes auf das grundlegende Problem der Elektronenmasse schien mir einiger Anstrengung wert zu sein! Der Wert der Betrachtung dürfte aber nicht nur im erzielten Resultat, sondern auch in der Durchführung liegen, die uns zu einer präziseren Auffassung der potentiellen Energie eines geladenen Körpers führt. Wir sehen: jeder geladene Körper besitzt ausser der gewöhnlich allein angeführten Ladungsenergie $\frac{1}{2} eV$ noch eine Kohäsionsenergie. Bei einem undeformierbaren Körper tritt diese nur nicht in Erscheinung.

Uns interessiert nun die weitere Frage, welches ist die Masse des dahinfliegenden Elektrons? Diese muss grösser sein als die „Ruhemasse“. Denn zur elektrostatischen Energie kommt jetzt noch eine magnetische hinzu; und die Relativitätstheorie verlangt, dass mit der Energievermehrung eine Zunahme der Masse zwangsläufig verknüpft ist. Über den Zusammenhang gibt uns wiederum diese Theorie unmittelbaren Aufschluss. Denn hiernach nimmt jede beliebige Masse, also auch die Elektronenmasse, mit ihrer Geschwindigkeit zu und zwar nach dem einfachen Gesetz, dass die Masse M eines bewegten Körpers gegeben ist durch

$$m = \frac{m}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (15)$$

v/c ist das Verhältnis der Bewegungsgeschwindigkeit zur Lichtgeschwindigkeit. Da wir die Ruhemasse m für das Elektron kennen, so gilt für bewegte Elektronen die Beziehung

$$M = \frac{\frac{2e^2}{3ac^3}}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (16)$$

Dies ist der allgemeine Ausdruck für die elektromagnetische Masse des Elektrons. Diese geht im Grenzfall der Ruhe ($v=0$) in die elektrostatische Masse über. Aber man ersieht, dass auch beim bewegten Elektron, falls nur v klein ist im Verhältnis zur Lichtgeschwindigkeit, M von m nicht wesentlich verschieden ist. Erst bei extrem hohen Geschwindigkeiten kommt eben die magnetische Wirkung der Elektronenströme zur Geltung.

7. Die α -Strahlen.

Damit wollen wir zunächst unseren Ausflug ins Gebiet der Relativistik beschliessen. Er konnte begreiflicherweise nicht genügend weit ausgedehnt werden, um eine einigermaßen hinreichende Vorstellung von den glänzenden Leistungen der Relativitätstheorie zu vermitteln. Gern würde ich mit dem nachdenklichen Leser noch etwas verweilen. Doch schon stehen neue Fragen vor uns. Zunächst die: Sind die Elektronen die einzigen Bausteine der Atome? Muss es denn nicht noch andere geben und wenn ja, wie sind diese beschaffen? In der Tat kann das Atom nicht aus nur einem Stoff bestehen. Es müssen, da die Atome im ganzen elektrisch neutral sind, auch positiv geladene Bestandteile da sein.

Es ist wiederum die Radioaktivität, die uns nicht nur über die negativen sondern auch über die positiven Bausteine der Atome unmittelbaren Aufschluss erteilt. Denn wir kennen neben der β -Strahlung noch die α -Strahlung, die aus materiellen positiv geladenen Partikeln besteht. Ihrer Natur nach sind die Teilchen Heliumatome. Da sie meist eine zweifache positive Elementarladung tragen, so sind es im speziellen Heliumatome, die je zwei Elektronen verloren haben. Bemerkenswert ist es, dass die α -Teilchen aller radioaktiven Substanzen von derselben Natur sind (Helium). Andererseits variiert die Geschwindigkeit, mit der diese kleinen Wurfgeschosse abgefeuert werden, von Substanz zu Substanz. Für Radium C beträgt sie z. B. $2 \cdot 10^9$ Zentimeter pro Sekunde, d.h. $1/15$ Lichtgeschwindigkeit.

Da die abspringenden Atomsplitter mit so gewaltiger Energie ausgestattet sind, ist ihre Wirkung eine mannigfache. Sie geben auf dem Fluoreszenzschirm Lichtblitze, schwärzen die photographische Platte und unser Ultragalvanometer (siehe S.11) würde z. B. bei der Annäherung eines Poloniumpräparates, das einen reinen α -Strahler repräsentiert, einen starken Ionisierungsstrom anzeigen.

Man kann aber die Geschossbahnen der α -Partikel auch direkt sichtbar machen. Wir wissen, dass diese längs ihrer Bahn in Luft ausserordentlich viele Ionen bilden; jeder Poloniumstrahl etwa 200000. Hätten wir nun ein Mittel, diese Ionen gleich nach ihrer Entstehung namhaft zu vergrössern, so würde uns die Bahnspur direkt sichtbar werden. Tatsächlich lässt sich dies, wie C. T. R. WILSON zuerst gezeigt hat, bewerkstelligen. Ionen besitzen nämlich die Eigentümlichkeit, dass sie Wasserdampf besonders leicht auf sich kondensieren. Es hängt dies erstens mit der Krümmung ihrer Oberfläche zusammen, dann aber mit ihrer elektrischen Ladungsenergie. Tatsache ist, dass in mit Wasserdampf übersättigter Luft sich zuerst um die Ionen Wasser niederschlägt. Jedes Ion wird zu einem geladenen Nebeltröpfchen. Die Übersättigung kann herbeigeführt werden durch rasch erfolgende Expansion von feuchter Luft.

Die Methode zur Sichtbarmachung der α -Teilchenbahnen besteht nun in folgendem: Man lässt ein α -Strahlenpräparat in einer sog. Nebelkammer strahlen und setzt den Luftdruck in einem bestimmten Moment auf etwa $3/4$ herab.¹⁾ Dann bilden sich um alle in diesem Augenblick vorhandenen Ionen Tröpfchen, die nun bei intensiver seitlicher Beleuchtung deutlich sichtbar werden. Sollen nun die Ionen die Bahnspuren der α -Teilchen kennzeichnen, so muss man allerdings frische Spuren verfolgen. Denn die Ionen diffundieren rasch aus den Geschossbahnen heraus. Man muss also dafür sorgen, dass die längere Zeit vor der Expansion gebildeten Ionen nicht mehr wirken können und nur die Ionenbahnen, die unmittelbar nach der endgültigen Expansion entstehen, zur Abbildung gelangen. Das geschieht einfach durch Anbringen eines sog. elektrischen Feldes in der Ionenkammer. Boden und Deckel derselben sind gegeneinander elektrisch geladen. Alle Ionen wandern daher vor der Expansion unmittelbar an die geladenen Elektroden. Und erst die unmittelbar nach derselben gebildeten Ionen werden plötzlich zu Tröpfchen vergrössert. Da diese Riesenionen äusserst wenig beweglich sind, so kann man während eines Momentes die augenblickliche Bahnspur in Form feiner Nebelstreifen sehen.

1) Geht man mit der (adiabatischen) Expansion wesentlich unter $3/4$, d.h. unter $0,73$ herunter, so entsteht Nebelbildung auch ohne Anwesenheit von Ionen.

Fig. 10 Nebelkammer zur Sichtbarmachung der α -Strahlen.

Um den Wilsonschen Kondensationsversuch zu demonstrieren, sind verschiedene vereinfachte Ausführungen angegeben worden. Wir beschreiben hier einen in Anlehnung an die MACHschen Angaben ausgeführten vereinfachten Versuchsapparat (Fig. 10). Die Nebelkammer besteht aus einer Glasflasche, deren Boden abgesprengt ist¹⁾. Statt desselben ist eine Spiegelglasplatte *O* aufgekittet. Ein Metallring *II* und das geschwärzte Drahtnetz *D* bilden die beiden mit den Zuführungen *A* und *B* versehenen Elektroden der Nebelkammer. Durch den Flaschenhals ist luftdicht ein Glasrohr *S* eingesetzt, das durch einen Schlauch mit einer Gummibirne in Verbindung steht. Durch ein seitliches kleines Loch ist ein Poloniumpräparat *P* eingekittet. Nachdem einige Tropfen Wasser durch das Glasrohr in den unteren Teil der Flasche gebracht sind, ist der Apparat gebrauchsfertig.

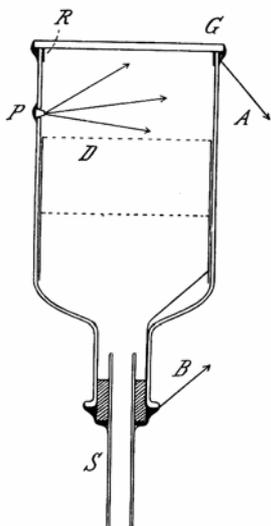


Fig. 10
Nebelkammer zur Sichtbarmachung der α -Strahlen.

Man drückt den Gummiball kräftig zusammen und nachdem sich die komprimierte Luft etwas beruhigt hat, lässt man ihn los. Bei der Expansion bildet sich Kondensation, und man sieht von oben die von *P* ausgehenden Nebelstrahlen. Das Drahtnetz *D* sorgt dabei dafür, dass das Nebelbild nicht zu stark durch Luftwirbel beeinträchtigt wird. Immerhin müssen, um diese Störung weitgehend zu vermeiden, mehrere Drahtnetze übereinander angebracht sein. Der Apparat ist in Gemeinschaft mit dem beleuchtenden Bogenlämpchen und einem kleinen Gleichrichter (siehe 5 10) der bei Anschluss an 105 Volt Wechselstrom ca. 200 Volt Gleichspannung für die Elektroden abgibt, in Fig. 11 abgebildet.

Es ist klar, dass das Bild der Bahnspuren jeweils rasch wieder verschwindet, da die Tröpfchen sich doch bewegen und sich wieder auflösen. Aber der beschriebene Apparat erlaubt, die Erscheinung beliebig oft nach einander zu wiederholen. Es gibt sogar Modelle, bei denen maschinell in regelmässiger Folge 50 und mehr Expansionen pro Minute ausgeführt werden. Will man die Bahnkurven näher untersuchen, dann empfiehlt es sich, eine Momentphotographie gerade nach der Expansion herzustellen. Die schönsten Aufnahmen (neuerdings sogar stereoskopische) verdanken wir C. T. R. WILSON selbst. Ein Beispiel möge uns Fig. 12 liefern, in der wir die Bahnspuren der α -Partikel des Radiums sehen. Man bemerkt, wie diese plötzlich abbrechen, dass die α -Partikel also eine bestimmte Reichweite besitzen. Im allgemeinen sind die Bahnspuren fast geradlinig. Beachtenswert ist aber der Umstand, dass die Strahlen an gewissen Stellen, namentlich gegen das Ende der Reichweite hin, plötzliche Richtungsänderungen aufweisen. Dies muss einer Streuung der Strahlen durch Materie, hier der Luftmoleküle, zugeschrieben werden.

Wir haben schon bei den β -Strahlen gesehen, dass eine

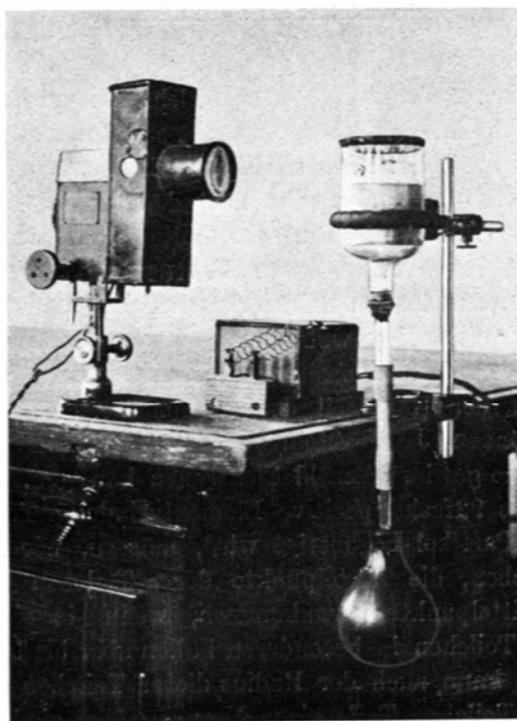


Fig. 11
Expansionsapparat zur Sichtbarmachung der α -Strahlen.

1) Die Dimensionen sind hier folgende. Höhe der Flasche bis zum Hals: 10 cm, Durchmesser der Flasche: 7 cm; des Gummiballs: 8½ cm. Kittungen (gewöhnlicher Siegelack) und Gummischlauch müssen gut abdichten. Falls bei der Kompression Luft entweichen kann, wird die Expansion hernach ungenügend zur Nebelbildung. Anfänglich wird der Versuch meist dadurch beeinträchtigt, dass sich um die vorhandenen Staubteilchen ebenfalls Nebeltröpfchen bilden. Nach einigen Expansionen hat sich dann der Staub gesetzt, und man erhält reine Ionenbilder.

Fig. 11 Expansionsapparat zur Sichtbarmachung der α -Strahlen.

Fig. 12 Ionenbilder der α -Strahlen.

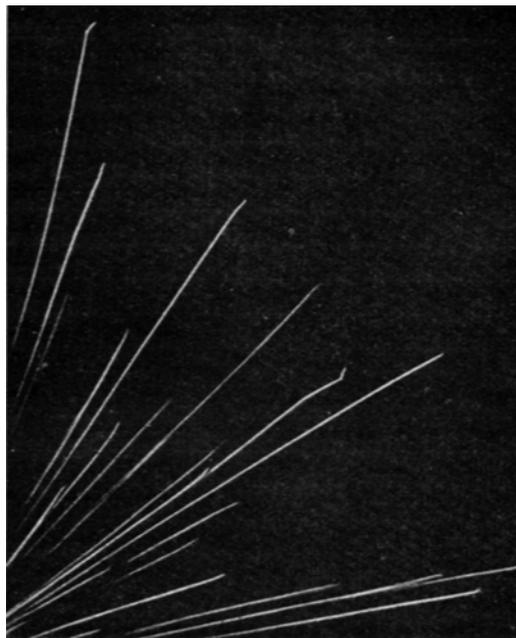


Fig. 12
Ionenbilder der α -Strahlen.

solche Streuung durch Materie erfolgt, und haben dort geschlossen, dass die Elektronen durch die elektrischen Kräfte im Atom beeinflusst werden. Ganz ebensolches ist aber auch bei den α -Partikeln zu erwarten. Diese sind geladen; sogar mit der doppelten positiven Elementarladung. Während aber die Gesamtablenkung der β -Strahlen das Resultat aller durchquerten Atome ist (compound scattering), ist die Diffusion der α -Strahlen zumeist die Wirkung eines einzelnen Atoms. Wohl werden viele durchquert, wir haben ja auf der ganzen Bahn Ionisierung, aber doch findet eine starke Richtungsänderung nur an einzelnen Stellen der Bahn statt (single deflection).

8. Die α -Teilchen und der Atomkern.

Es muss das α -Partikel also in ganz bestimmter Weise mit einem Atom zusammenstossen, wenn es abgelenkt werden soll. Sicher ist, dass die Kraft ungeheuer gross sein wird, die ein Geschoss von $1/15$ Lichtgeschwindigkeit innerhalb eines einzigen Atomes abzulenken vermag. Wir werden zeigen, dass diese Ablenkung mehr als 90° betragen kann! Dies erscheint nur möglich, wenn das α -Teilchen einem der geladenen Atomteile äusserst nahe

kommt. Nun würden sich die Elektronen gar nicht so nahe treten lassen, sie würden bei ihrer geringen Masse schon vorher ausweichen. Also bleibt zur Erklärung die abstossende Kraft der positiven Atom-Elektrizität. Diese dachte man sich aber nach dem J. J. THOMSONSchen Atommodell auf einer Kugelschale gleichmässig verteilt. Auch hier schien die Kraftkonzentration für die α -Strahlableitung nicht hinreichend. Es ist das Verdienst von E. RUTHERFORD, ein neues Atommodell aufgestellt zu haben, das mit einemmal allen Schwierigkeiten ein Ende machte und das heute in der von N. BOHR entwickelten Atomtheorie sowohl in Physik als Chemie eine ausschlaggebende Rolle spielt. Nach RUTHERFORD-BOHR ist die positive Elektrizität im Mittelpunkt des Atoms konzentriert. Mit dieser verknüpft ist der Hauptteil der Atommasse, da ja die Elektronen nur einen kleinen Beitrag hierzu liefern können. Jedes Atom besitzt einen positiv geladenen „Kern“, um den sich im eigentlichen Atomraum eine gewisse Anzahl Elektronen bewegen. Dieser Kern trägt bei den schweren Atomen eine vielfache (bis 92fache) positive Elementarladung. Trotzdem hierdurch die elektrische Abstossung ankommender α -Partikel begünstigt wird, müssen, wie die Versuche RUTHERFORDS und seiner Schüler gezeigt haben, die Mittelpunkte der α -Teilchen bis auf weniger als 10^{-12} Zentimeter nahe an die Kernmittlepunkte herankommen, wenn sie eine grössere Richtungsänderung erfahren sollen. Da die α -Teilchen in besonderen Fällen aber bis auf weniger als $2 \cdot 10^{-13}$ Zentimeter herankommen können, so kann auch der Radius dieser Teilchen höchstens diesen Wert besitzen. Und schliesslich, da die α -Teilchen Teile eines Kernes selbst sind, so liegt auch deren Grösse etwa bei 10^{-12} Zentimeter. Die Ausdehnung des Kernes ist somit im Verhältnis zum Atomraum äusserst gering. Denken wir uns das Verhältnis $10^{-12} : 10^{-8}$, das in den meisten Fällen noch als zu gross angenommen sein wird, und denken wir uns das Atom zu einer Kugel von 10 Metern Durchmesser (Raum eines grossen Zimmers) vergrössert, so wäre der Kern ein Stecknadelkopf im Zentrum von 1 Millimeter Durchmesser! Die Raumerfüllung der Masse ist also eine verschwindend geringe. Die im Atom kreisenden Elektronen, die ja noch um vieles kleiner als die Kerne sind, haben Spielraum genug für ihre kreisende Bewegung. Wir verstehen aber auch, wieso β - und α -Partikel durch die atomistischen Hohlräume hindurchfliegen können, und es scheint uns nicht mehr so verwunderlich, dass die

γ -Strahlen, d.h. Lichtwellen von etwa 10^{-10} Zentimeter Wellenlänge durch Dezimeter "dichtester" Materie, nämlich Blei, hindurch, die Luft noch erzittern machen können.

Nur in Ausnahmefällen wird die Flugbahn der α -Partikel durch ein Atom stark beeinflusst, nämlich wenn sie in unmittelbare Nähe des Kerns führt. In diesem Falle wird aber auch der Kern in Mitleidenschaft gezogen. Das getroffene Atom kann mit solcher Vehemenz weggeschleudert werden, dass es selbst wieder zu ionisieren vermag. In der Tat zeigen die Bahnsuren der α -Teilchen (Fig. 12) gelegentlich Gabelungen. Die eine Zinke entspricht der Spur des getroffenen Atoms, die andere dem abgelenkten α -Teilchen. Besonders gross ist die übertragene Geschwindigkeit, wenn man α -Teilchen auf leichte Kerne stossen lässt. Nimmt man Wasserstoff, dessen Atomkerne ja viermal leichter sind als die stossenden α -Partikel, so fliegen die Wasserstoff-(H-)Kerne sogar mit grösserer Geschwindigkeit davon als die α -Partikel. Indem man α -Teilchen durch Wasserstoff hindurchgehen lässt, erhält man daher richtige H-Strahlen, deren Reichweite in Luft viermal grösser ist als die der erzeugenden α -Teilchen! Diese Wasserstoffkernstrahlen haben, wie wir später sehen werden, eine äusserst wichtige Rolle gespielt.

Aber nicht nur von α -Partikeln getroffene Kerne werden in Bewegung gesetzt, auch der eigene Kern des radioaktiven Atoms wird bei der Emission des Partikels fortgestossen. Der Rückstoss lässt sich ganz ebenso nach den einfachen Gesetzen der Ballistik berechnen. Zerfällt ein radioaktiver Kern vom Atomgewicht M durch Aussendung eines α -Teilchens von der Masse m und der Geschwindigkeit v , so wird der Kern mit der Geschwindigkeit

$$v' = v m / (M - m) \quad (17)$$

fortgeschleudert¹⁾. Haben wir z. B. Polonium vom Atomgewicht 210 vor uns, so würden beim Zerfall die „Restatome“, die also ein α -Teilchen (Atomgewicht 4) verloren haben, mit einer Geschwindigkeit $v' = 1,58 \cdot 10^9 \cdot 4 / 206 = 3,07 \cdot 10^7$ Zentimeter pro Sekunde zurückgestossen. Diese ist so gross, dass neben den α -Partikeln auch die Restatome in die Luft herausgeschleudert werden. Man kann daher durch Heranbringen irgend eines Körpers an einen α -Strahler dessen Zerfallsprodukt auffangen. Diese Methode des radioaktiven Rückstosses wird praktisch angewandt. Natürlich geht die Ausbeute nicht über 50% hinaus. Haben wir z. B. einen Poloniumniederschlag auf Kupfer, so werden die Hälfte aller ausgesandten α -Strahlen nach oben, die andere Hälfte aber in das Kupfer hineinfahren, und ebenso ist es mit den Restatomen. Die Hälfte wird in das Kupfer hineingehämmert. Man versteht so ohne weiteres, warum feste Körper, die einmal mit radioaktiven Stoffen in Berührung waren, eine kaum mehr zu beseitigende Radioaktivität erlangen können.

Wir können uns die α -Teilchen-Abtrennung im Atom durch eine mechanische Analogie versinnbildlichen. Wir denken uns eine sog. elektrische Pistole beweglich aufgehängt. Die Pistole samt Zapfen repräsentiere den radioaktiven Kern. Zünden wir das Leuchtgas-Luftgemisch mittels eines elektrischen Funkens, dann fliegt der Zapfen (das α -Teilchen) mit einer durch die Explosionswirkung bedingten Geschwindigkeit fort, aber auch die Pistole (das Restatom) fliegt, wenn auch weniger heftig, zurück, und ihre Geschwindigkeit wird durch Gleichung (17) bestimmt. Wir nehmen dabei an, dass, solange der Zapfen beschleunigt wird, die Pistole ungehindert ausweichen kann. Das entspricht aber unserem Kernmodell, das ja auch für das radioaktive Atom Gültigkeit haben muss. Denn der Kern kann während der äusserst kurzen Zeit, da das α -Teilchen herausfährt, im fast leeren Atomraum ungehindert ausweichen. Die quantitative Beziehung (17) würde nicht mehr gelten, falls die Pistole während der Explosion festgehalten würde. Dann würde sich die Bewegungsenergie nur dem Zapfen mitteilen. Entsprechend würde also in diesem Falle das α -Teilchen eine grössere Anfangsgeschwindigkeit erhalten²⁾. Ein solches Festhalten des Rückstossatoms findet nun, selbst

1) Die Bewegungsgrösse des α -Teilchens ist mv , diejenige des zerfallenen Kerns $(M - m) v'$. Die beiden müssen einander gleich sein.

2) Bei vollkommen feststehendem Kern wäre die α -Strahlgeschwindigkeit im Verhältnis $\sqrt{M / (M - m)}$ grösser als bei frei beweglichem Kern.

wenn die radioaktive Substanz auf einer festen Unterlage niedergeschlagen ist, nicht statt. Denn es hat sich gezeigt, dass die Reichweite der α -Strahlen einer Substanz nicht von der Natur der Unterlage abhängt. Schlägt man Polonium auf Platin oder Silber nieder, immer wird man dieselbe Reichweite der Strahlen finden. Das Resultat ist wiederum in Übereinstimmung mit der Kernvorstellung der Atome.

9. Das α -Teilchen als Baustein des Atoms.

Die Frage, warum gewisse Atomkerne instabil und daher radioaktiv sind, ist noch wenig geklärt. Wir sehen nur, dass es hauptsächlich die schweren Atome sind, denen also nach EINSTEIN auch die grösste Energieanhäufung entspricht, die spontan zerfallen. Der Vergleich zeigt ferner, dass der Energieumsatz und damit die Geschwindigkeit der abgefeuerten α -Partikel um so grösser ist, je rascher eine Substanz zerfällt, d.h. je kurzlebiger sie ist. Im übrigen aber erscheint uns der Moment, wann ein radioaktives Atom platzt, ganz dem Zufall unterworfen. Wir können nur sagen, gemäss dem Gesetz der grossen Zahlen, dass bei sehr vielen radioaktiven Atomen im Mittel pro Sekunde immer ein und derselbe Bruchteil der noch unverwandten zerfällt. Und dieser Bruchteil, der je nach der Substanz variiert, ist das, was man Zerfallskonstante nennt. Im einzelnen erfolgt der Elementarprozess aber diskontinuierlich und in ganz unregelmässigen Zeitintervallen. Das lässt sich leicht experimentell nachweisen.

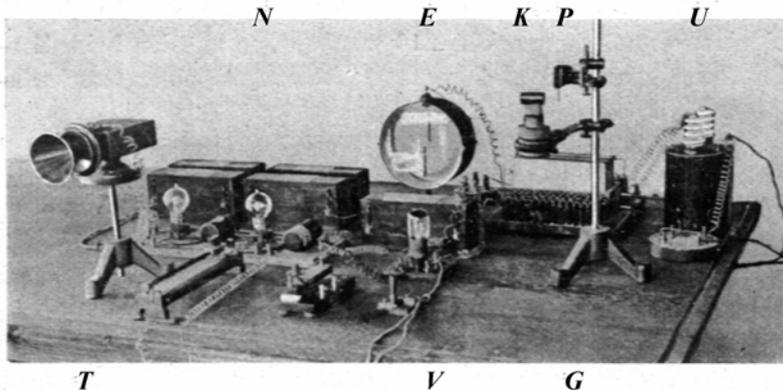


Fig. 13
Apparat zur Hörbarmachung des Atomzerfalls.

Wenn meine verehrten Leser mir in den Vorlesungssaal (Fig. 13) folgen wo, heu, kann ich ihnen den Zerfall der einzelnen Atome sogar laut hörbar vorführen. Wir sehen da als wesentliche Bestandteile der Apparatur ein kleines zylindrisches Kämmerchen K, das eine kleine Öffnung aufweist, durch die die α -Strahlen des Poloniumpräparats P eintreten können.

Isoliert im Zylinderchen ist eine feine Nadelspitze angebracht. Das Zylinderchen ist mit der Spannung eines durch den Transformator U gespeisten Gleichrichters (siehe wieder S.10) G verbunden, und die Spannung von ca. + 1500 Volt wird am Braunschen Elektrometer E abgelesen. Die Nadelspitze führt zum Gitter einer Rotkäppchen-Verstärkerröhre V. Zwischen V und E steht die Anodenbatterie von 20 Volt. In den Anodenstrom ist nun ein Telephon T eingeschaltet, in dem man die α -Teilchen hören kann. Um eine hohe Lautstärke zu erzielen, ist - was aber u. U. auch weggelassen werden kann - noch ein Niederfrequenzverstärker N mit zwei Lampen vor das Telephon geschaltet. 1)

1) Die Dimensionen der auf Paraffin isolierten Zählkammer sind folgende. Durchmesser des Metallzylinders: 2 cm, der Eintrittsöffnung: 3 mm. Die Nadelspitze befindet sich 1 cm hinter der Eintrittsöffnung. Die Nähnadel ist durch einen polierten Ebonitpfropf isoliert eingesetzt. Die Spitze ist auf dem Ölstein scharf geschliffen und nach sorgfältigem Abwischen im Bunsenbrenner kurz auf Rotglut erhitzt. Als Verstärker dient wieder eine Telefunkentöhre Type RE 16. Lässt man den 2-Lampen-Niederfrequenzverstärker fort, so ist in den Anodenkreis ein hochohmiges Telephon einzuschalten. Weist der Gleichrichter noch kleine Wechselstrompulsationen auf, so werden diese mitverstärkt. Den hierdurch bewirkten summenden Ton kann man beseitigen, indem man während des Versuchs den Transformator T ausschaltet. Statt des Gleichrichters kann auch irgend ein Wickelkondensator, der z. B. durch eine Elektrisiermaschine geladen wird, verwendet werden.

Fig. 13 Apparat zur Hörbarmachung des Atomzerfalls

Doch die Funktionsweise ersehen wir vielleicht besser aus der schematischen Zeichnung (Fig. 14), die das Wesentliche zeigt. Tritt ein α -Teilchen durch O ein, so entstehen dort Ionen. Die positiven stürzen mit Vehemenz auf die Nadelspitze und lösen eine momentane Spitzenentladung aus, sozusagen ein kleines Fünkchen in unmittelbarer Nähe der Spitze. Die angelegte Spannung ist dabei so niedrig gewählt, dass eine dauernde selbständige Spitzenentladung nicht eintritt, wohl aber eine momentane Entladung, wenn primäre Ionen vorhanden sind. Der kleine Funke fährt nun dem Gitter G_i des Verstärkers eine nicht unerhebliche positive Ladung zu. Der Anodenstrom verstärkt sich plötzlich, und das Telephon gibt einen „Knack“. Rasch zerstreut sich die positive Elektrizität wieder vom Gitter (man beachte die Ausführungen von Seite 11), und der Apparat ist für den Empfang eines weiteren α -Teilchens bereit.

Nähern wir nun das Poloniumpräparat aus grösserer Entfernung dem sog. Zählkammerchen K, so schweigt erst das Telephon, bei etwa 4 cm Abstand aber beginnen in unregelmässiger Folge laute Knalle einzusetzen, rasch steigt die Frequenz zu einem regelrechten Schnellfeuer an. Ja, und was passiert nun, wenn ich ganz nahe herankomme? Dann werden die sekundlichen Schallstösse so häufig, dass ich sie nur noch als Ton von bestimmter Höhe erkennen kann? Wir wollen sehen. Das Schnellfeuer wird

immer heftiger und geht in ein lautes Zischen über. Aber von einem musikalischen Ton ist nichts zu hören! Dabei zeigt die Berechnung aus der Aktivität des Präparates, dass beim direkten Heranbringen an die Öffnung 23000 Partikel pro Sekunde hineinfliegen müssen. Das müsste ja bereits einen Ton an der oberen Hörbarkeitsgrenze geben! Also an der Knallfrequenz fehlt's nicht.- Was wir aber nicht berücksichtigt haben, ist eben der Umstand, dass der Atomzerfall in ganz unregelmässigen Zeitabständen erfolgt, und dass dies auch beim Massenerfall grösserer Mengen noch immer der Fall sein muss. Die akustische Methode gibt uns sozusagen unmittelbaren Aufschluss darüber, dass der Atomzerfall auch bei starker Radioaktivität den statistischen Gesetzen unterworfen ist! Sie gleicht gewissermassen dem Versuche mit einer akustischen Lochsirene, auf deren Scheibe, man die Löcher in ganz unregelmässigen Abstand angebracht hat. Auch hier wird man keinen musikalischen Ton erwarten können.

Nun wir einen so bequemen Beobachtungsapparat haben, lohnt es sich vielleicht, noch einige weitere Versuche anzuschliessen. Einmal hören wir unmittelbar, wann das Präparat in Reichweite zur Öffnung O der Zählkammer kommt. Als Mittel aus ein paar Einstellungen finden wir 4,18 Zentimeter. Rechnen wir dies auf die Verhältnisse von Luft normaler Dichte um (760 mm Druck und 0° C), so ergibt sich 3,85 Zentimeter, ein Wert für die Reichweite der Poloniumstrahlen, wie er sich exakt auch bei den Nebelstrahlen (Fig. 12) ergeben hat. Die Beeinflussung der Reichweite durch kleine Änderungen in der Luftbeschaffenheit sind sehr eindrucksvoll zu demonstrieren. Wir bringen das Polonium so weit weg, dass das Telephon schweigt. Es genügt, die warme Hand unter die Schusslinie der α -Teilchen zu halten, und sofort hört man vereinzelte Schüsse, anzeigend, dass die Reichweite der Strahlen mit abnehmender Luftdichte zunimmt. Auch durch Beimischen leichter Gase kann die Durchlässigkeit der Luft erhöht werden. Lässt man Leuchtgas aus einem Bunsenbrenner von unten in die Schusslinie aufsteigen, so entsteht ein lebhaftes Schnellfeuer, das mit dem Abstellen des Gases sofort wieder aufhört. Eine Beimischung schwerer Gase hat die umgekehrte Wirkung. Wir bringen das Präparat so weit heran, dass das Telephon lebhaft knattert. Nun giessen wir aus einer Ätherflasche über die Schusslinie etwas (unsichtbaren) Ätherdampf, und sofort wird es still im Telephon.

Fig. 14 Schaltungsschema zur Hörbarmachung des Atomzerfalls.

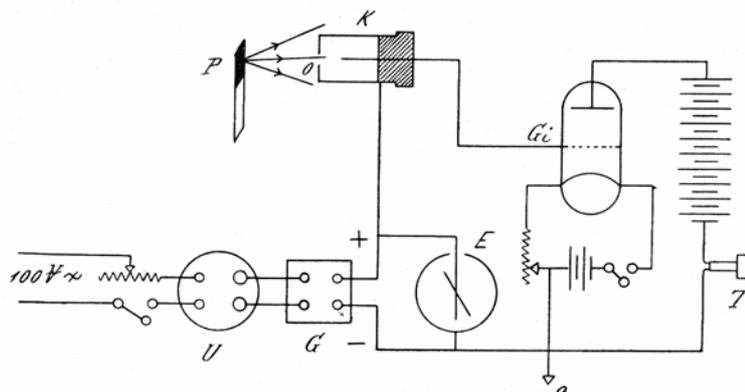


Fig. 14

Schaltungsschema zur Hörbarmachung des Atomzerfalls.

Die viel grössere Reichweite der β -Strahlen zeigen wir durch Annäherung eines schwachen Radiumpräparates, das behufs Absorption der α -Strahlen in Glas eingeschlossen ist. Wir erhalten schon bei 1/2 Meter Abstand zahlreiche Schüsse durch β -Teilchen. Bei der Annäherung entsteht auch hier wie oben ein zischendes Geräusch.

Wir können nun auch die Ablenkung der α -Teilchen durch Atomkerne hörbar machen. Wir fixieren das Poloniumpräparat dicht neben der Zählkammer und bestrahlen damit die Luft vor der Zählkammer möglichst intensiv, doch so, dass keine α -Teilchen direkt in die Öffnung O hineingelangen.

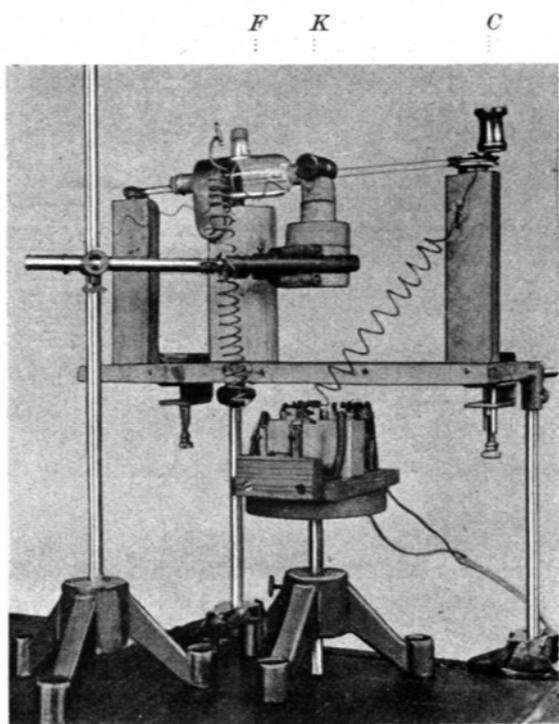


Fig. 15.

Nachweis kurzlebiger Elemente (Thorium A).

Nun bringen wir in Front von O in ca. 1 Zentimeter Abstand ein (dünnes) Platinblech von vielleicht 1 Quadratcentimeter Fläche. Dieses wird nun von einem Hagel von α -Partikeln getroffen; denn unser Polonium sendet etwa $\frac{1}{2}$ Million Teilchen pro Sekunde aus! Doch nur selten wird ein Teilchen vom Platin reflektiert und in die Zählkammer hineingeworfen. Denn das findet nur statt, wenn der Kern eines Platinatoms getroffen wird. Jedesmal, wenn das Telephon knackt, bekommen wir Kunde davon, dass dieses seltene Ereignis eingetreten ist- Es erfolgt in ganz unregelmässigen Zeitintervallen. Im Durchschnitt erhalten wir pro Minute etwa 2 Knalle. Ersetzt man das Platin durch leichtere Atomkerne, die nun auch eine kleinere Kernladung haben, so findet die Reflexion noch viel seltener statt. In der Tat, setzen wir an Stelle des Platins etwa ein Kartonblättchen als Reflektor, so werden etwa 6 mal weniger Teilchen reflektiert.

Schliesslich wollen wir noch einen Versuch zeigen, der uns unmittelbar vor Augen führt, dass mit der Radioaktivität eine Änderung des Atomkerns verknüpft ist. Es gibt radioaktive Substanzen, deren Lebensdauer nicht mal eine Sekunde beträgt. So bildet

sich aus der Thoriumemanation durch radioaktiven Zerfall ein fester Körper: das, Thorium A (Halbwertszeit: 1/7 Sekunde), und dieses zerfällt, kaum gebildet, weiter in das Thorium B etc. Letzteres hat eine sehr viel grössere Lebensdauer und ist daher gegenüber dem Thorium A beinahe inaktiv. Hat man also in einem bestimmten Augenblick eine gewisse Thor A-Menge abgeschieden, so beobachtet man eine äusserst rasch ersterbende Radioaktivität; und diese Unbeständigkeit ist eben ein Zeichen dafür, dass die Materie hierdurch ihren Charakter geändert hat. In Abbildung 15 sehen wir die einfache Vorrichtung zur Abscheidung und Untersuchung des Thor A. Durch ein Glasgefäss F führt ein Draht, der nach Art einer Transmission um 2 Rollen herumgeführt ist und mittels der Kurbel C mit konstanter Geschwindigkeit vor der Zählkammer K vorbeigeführt werden kann. Im Glasgefäss befindet sich etwa 4 Gramm Thoriumoxyd, aus dem die Emanation fortdauernd herausdiffundiert. Das Thor A setzt sich auf dem Draht ab und gelangt dann an der Zählkammer vorbei. Damit die Abscheidung des Thor A intensiv sei, ist der Draht mittels des Gleichrichters G auf etwa - 400 Volt gehalten¹⁾.

1) Der Gleichrichter ist mit 200 Volt Wechselstrom gespeist. Der negative Pol führt dabei zur Metallrolle rechts, der positive Pol zu einem Draht, der durch einen Korken oben im Glasgefäss hindurch ins Thoroxyd gesteckt ist. Der Stahldraht von 0.3 mm Dicke läuft fast reibungslos durch zwei durchbohrte Korken hindurch, die das Glasgefäss nach der Seite abschliessen. 2 bis 3 mm vom Draht entfernt ist die Zählkammer angebracht. Oh das Thoroxyd genügend emaniert, lässt sich ersehen, wenn man die Mündung eines Fläschchens mit Thoroxyd vor die Zählkammer hält.

Fig. 15. Nachweis kurzlebiger Elemente (Thorium A).

Solange man die Kurbel G nicht dreht, hört man am Telephon keine Radioaktivität. Dreht man aber rasch, so hört man per Sekunde etwa 2 α -Teilchen ankommen. Je langsamer man dreht, um so einzelner werden die Teilchen, und sofort nach Stillstand hört jede Aktivität wieder auf. Drehen wir die Kurbel in verkehrter Richtung, so dass der aktivierte Draht erst über beide Rollen laufen muss, ehe er vor der Zählkammer vorbeikommt, so ist die Radioaktivität bereits abgeklungen. Man hört nichts mehr.

10. Das positive Elektron.

Doch kehren wir wieder zu unserem Kernproblem zurück. Wir wissen bereits, der Atomkern ist nicht einfacher Natur. Er ist zum mindesten bei den radioaktiven Substanzen zusammengesetzt und enthält, wie die radioaktiven Zerfallsreihen zeigen, eine ganze Anzahl Heliumteilchen. Es erhebt sich sofort die Frage, lassen sich alle Atomkerne etwa als Aggregate von Heliumkernen auffassen? Ein Blick auf die Atomgewichte lehrt uns, dass dies nicht möglich ist. Die Atomgewichte sind nur zum kleinsten Teil Multipla von vier. Wir müssen also schon noch nach anderen Bausteinen der Atomkerne suchen. Die nächstliegende Annahme ist die Beteiligung von Wasserstoffkernen beim Kernaufbau. Jedenfalls lässt sich dann jedes Atomgewicht als Summe einer Anzahl von Helium und von Wasserstoffkernen darstellen. Hierbei ist allerdings vorausgesetzt, dass sämtliche Atomgewichte ganzzahlig sind. Durch die neueren Forschungen des Engländers ASTON über die Isotopenanalyse dürfen wir dies aber tatsächlich als richtig annehmen. Zum Glück müssen wir uns aber heute nicht mehr mit der blossen logischen Möglichkeit vom Wasserstoffaufbau der Kerne begnügen. Durch die aufsehen erregenden Untersuchungen von RUTHERFORD dürfen wir es als Tatsache ansehen, dass Atomkerne Wasserstoff enthalten. Zunächst gelang der Nachweis, dass das Stickstoffatom Wasserstoff enthält. Nicht etwa, dass es bis heute gelungen wäre, die Bildung von Wasserstoff aus Stickstoff chemisch zu erweisen, wohl aber konnte man den Wasserstoff in Form der oben schon genannten H-Strahlen feststellen. Wir erinnern daran, dass α -Teilchen beim Aufprall auf H-Kerne H-Strahlen von einer Reichweite von 29 Zentimetern erzeugen, während die α -Teilchen von Radium C selbst nur 7 Zentimeter weit zu fliegen vermögen. Beim Auftreffen auf schwerere Atomkerne entstehen andererseits Sekundärstrahlen, die eine viel kleinere Reichweite als die erzeugenden α -Strahlen haben. Man beachte etwa die kurzen Zacken der Gabelungen in den Wilsonschen Nebelbildern (Fig. 12)!

Immer also, wenn die von den α -Strahlen gestossenen Partikel eine abnorm grosse Reichweite aufweisen kann man auf die Existenz von H-Strahlen schliessen. RUTHERFORD beobachtete nun, dass in reinem Stickstoff Korpuskularstrahlen von 40 Zentimeter Reichweite erzeugt werden und schloss hieraus, dass aus den Stickstoffkernen H-Kerne herausgeschossen würden. Im einzelnen wurde dann die Natur der H-Strahlen auch noch durch deren magnetische und elektrische Ablenkung als solche erkannt. Es konnte daher kaum noch daran gezweifelt werden, dass die ungeheure Energiekonzentration der α -Teilchen imstande ist, Atomkerne zu zertrümmern. Dass durch eine ungeheure Zahl von α -Teilchen nur sehr wenige H-Strahlen gebildet werden (Verhältnis $10^{10}:1$), hängt damit zusammen, dass die Stickstoffkerne bei ihrer geringen Ausdehnung (Radius $=10^{-12}$ Zentimeter) nur selten zentral getroffen werden. Dies stimmt zwar aufs beste mit den theoretischen Voraussetzungen, lässt es aber als fast hoffnungslos erscheinen, dass man den künstlichen atomistischen Zerfall wird chemisch nachweisen können.

Von RUTHERFORD sind in der Folge eine ganze Reihe von Elementen untersucht worden, und ist das Auftreten von H-Strahlen noch bei Bor, Fluor, Natrium, Aluminium und Phosphor, alles Elementen vom Atomgewicht kleiner als 32, festgestellt worden. Die Reichweite der H-Strahlen war sehr verschieden Sie betrug bei Aluminium sogar 90 Zentimeter! Daraus geht hervor, dass die Energie der H-Strahlen teilweise aus dem Atomkern selbst stammt und überdies, je nach dem Element, einen verschiedenen Betrag hat. Durch die α -Teilchen wird also eine inneratomistische exotherme Reaktion eingeleitet. Würde jedes α -Teilchen bzw. jedes erzeugte H-Teilchen zum gänz-

liehen Zerfall führen, so könnten wir die gesamte Atomenergie nutzbar machen. Ein einziges α -Teilchen würde genügen, um die Atomenergie auszulösen, die Masse würde wie angezündetes Thermitpulver abbrennen! Selbst wenn die Katastrophe nur unsere leichteren Elemente beträfe, was würde dann aus uns und unserer Erde? Das Resultat wäre Wasserstoff und Helium. Denn, wir müssen annehmen, dass nicht nur die radioaktiven Elemente, sondern auch die leichten Atomkerne teilweise aus Helium aufgebaut sind. Ja, die RUTHERFORDSchen Versuche führen sogar zum Schluss, dass die Elemente nur durch 4 teilbarem Atomgewicht ausschliesslich aus Helium bestehen. Konnten doch weder bei Kohlenstoff (12), noch bei Sauerstoff (16), noch bei Schwefel (32) H-Strahlen beobachtet werden. Nun liegt die Annahme nahe, dass auch bei den anderen Elementen der grösste Teil aus Heliumkernen aufgebaut ist und nur der Rest, soweit das Atomgewicht nicht durch 4 teilbar ist, aus H-Kernen besteht.

Unsere Kernanalyse führt also zunächst zu zwei Urstoffen. Es liegt nun die Frage nahe, können wir nicht mit PROUT annehmen, dass alle Atomkerne letzten Endes aus einem einzigen Stoff aufgebaut und dass die Heliumkerne also bereits zusammengesetzter Natur sind? Den Heliumkern als einen Verband von 4 Wasserstoffkernen anzusehen, dem steht nichts entgegen. Wohl aber wäre dann eine Erklärung erwünscht, warum trotz der ungeheuren Heftigkeit des radioaktiven Zerfalls nicht H-Kerne sondern He-Kerne ausgeschleudert werden. Dies kann nur dann möglich sein, wenn der Heliumkern einen Verband von sehr hoher Stabilität darstellt. Dass dies tatsächlich der Fall ist, lässt sich ohne genaue Kenntnis des Heliumkerns natürlich nicht ausrechnen. Es ist aber wiederum der Einsteinsche Energiesatz, der uns auch ohne diese Kenntnis den Beweis in elegantester Weise zu erbringen erlaubt. Das Atomgewicht des Wasserstoffs ist genau 1,0077, das des Heliums 4,000. Wenn wir uns also Wasserstoffkerne zu Heliumkernen verarbeitet denken, so entsteht immer aus 1,0077 Gramm Wasserstoff 1 Gramm Helium. Es tritt dabei also ein Gewichtsverlust von 0,0077 Gramm auf. Dies entspricht aber dem Freiwerden einer Verbindungsenergie von $0,0077 * c^2$ Erg. Bilden wir statt 1 Gramm Helium nur ein einziges Atom vom Gewicht m Gramm, so wäre die entsprechende atomare Bildungsenergie $0,0077 * c^2 * m$ Erg. Das wäre nun aber auch die Energie, die man zur völligen Zertrümmerung eines Heliumkernes aufwenden müsste. Nun wollen wir sehen, wie gross dagegen die kinetische Energie eines α -Teilchens ist. Diese schreiben wir statt $m/2 * v^2$ in der Form $m/2 * (v/c)^2 * c^2$. Da z. B. für Radium C $v/c = 1/15$ ist, so erhält man für die gesuchte Energie $m/2 (1/15)^2 * c^2 = 0,0022 * c^2 * m$ Erg. Dies ist aber mehr als dreimal zu wenig, um einen Heliumkern zu sprengen; denn es ist $0,0022/0,0077 = 0,29$. Wir verstehen daher, dass die α -Partikel mit ihrer grossen Geschwindigkeit aus dem Atomverband herausgeschleudert werden können, ohne dass sie dabei in die einzelnen H-Kerne auseinanderfliegen.

In analoger Weise können wir nun auch versuchen, die Abweichungen der Atomgewichte von der Ganzzahligkeit zu erklären. Denn sie können in sehr einfacher Weise zu der Bildungsenergie der Atome in Beziehung gesetzt werden. Die Kleinheit der Abweichungen besagt dabei, dass die im Kern aufgespeicherte Energie, also u. a. die gewaltige radioaktive Energie, noch klein ist im Verhältnis zur Energie der konstituierenden H-Kerne selbst. Wichtig ist der Umstand, dass die Ganzzahligkeit der Atomgewichte nur dann herauskommt, wenn man sie auf Sauerstoff 16, d.h. eben auf Helium 4 bezieht. Das würde dann die Anschauung bestätigen, dass die Atome zum grössten Teil aus Heliumkernen aufgebaut sind, und dass die Energie, die beim Zusammenschluss dieser Heliumkerne und allfälliger H-Kerne zum Atomkern noch frei wird, relativ klein ist! Wenn nun die eventuell verfügbare Atomenergie, die bei radioaktiver Umwandlung gewonnen werden kann, so klein zu bemessen ist, wie geringfügig muss da erst die chemische Energie erscheinen. Dass da Versuche eines LANDOLT, um Massenänderungen bei chemischen Reaktionen nachzuweisen, negativ ausfallen mussten, scheint uns in diesem Lichte ganz natürlich. Die Energieumsätze des täglichen

Lebens sind eben Bagatellen im Hinblick auf die ungeheuerlichen in der Masse schlummernden Arbeitskräfte.

Fragen wir nun nach den Dimensionen der H-Kerne, so gelangen wir zu einem Ergebnis, das uns durch seine Kleinheit überrascht. Es hindert uns nichts, für diese Teilchen dieselbe Konstitution wie für das Elektron anzunehmen. Wir hätten dann kleine Kügelchen vor uns, auf deren Oberfläche je eine positive Elementarladung verteilt wäre. Denn, da ein H-Kern und ein Elektron, zu einem neutralen H-Atom zusammentreten, so kann es sich ja nur um die Einheitsladung handeln. Nun können wir wieder dieselbe Beziehung (4) wie früher anwenden. Wir beachten, dass, sowohl für den H-Kern als das Elektron das Produkt $m \cdot a$ denselben Wert geben muss. Da aber m' für den Wasserstoffkern 1830 mal grösser ist als für das Elektron, so heisst das, sein Radius a muss 1830 mal kleiner sein als dort. D.h. der H-Kern hat einen Radius von $1,88 \cdot 10^{-13} : 1830 = 1,03 \cdot 10^{-16}$ Zentimeter. Er repräsentiert daher einerseits die grösste uns bekannte Energiekonzentration und andererseits das kleinste Teilchen. Mit seiner Kleinheit zusammen hängt es auch, dass Berechnungen der auf dem positiven Elektron herrschenden Spannung und der Dichte der Teilchen noch zu weit extremeren Werten als beim Elektron führen müssen (siehe S.15). Im übrigen aber unterscheidet sich der H-Kern vom Elektron nur durch das positive Vorzeichen der Ladung. Man kann daher von positiven Elektronen reden; und mit Rücksicht darauf, dass diese zugleich die Urmasse repräsentieren, kann man auch die Bezeichnung Protonen gelten lassen. Doch das sind Worte. Tatsache ist, dass wir für den Aufbau der Atome nur zweierlei Bausteine anzunehmen haben: das positive und das negative Elektron. Unsere Auffassung von der Elektrizität und damit auch von der Materie ist also eine dualistische, darin begründet, dass wir die Vorgänge im Atom als das Wechselspiel anziehender und abstossender Kräfte ansehen müssen.

11. Der Atombau.

Wir wollen nun versuchen, uns noch in Kürze ein Bild vom Aufbau der Atome zu entwerfen. Naturgemäss müssen wir da erst die Frage beantworten, welches ist die Zahl der Bausteine? Wir erhalten diese unmittelbar, wenn wir bedenken, dass uns das Atomgewicht (A) nichts anderes als die Zahl der H-Kerne angibt. Wir haben demnach A positive und A negative Elektronen im Atom. Dass die positiven im Kern gruppiert sind, wissen wir bereits. Wie sind aber die negativen Elektronen verteilt? Hierüber erhalten wir aus der Kernladungszahl Aufschluss. Diese ist keinesfalls gleich A , sondern stets wesentlich kleiner und beträgt für die leichteren Elemente etwa $A/2$. Es würde weit über den gesteckten Rahmen hinausgehen, wenn wir hier die verschiedenen Methoden (Streuung der α - und Röntgenstrahlen, Röntgenspektren) beschreiben wollten, welche zur Bestimmung dieser Zahl geführt haben. Wir müssen uns damit begnügen, auf ein Beispiel hinzuweisen: Von den α -Teilchen wissen wir einerseits, dass sie bei ihrer subatomaren Kleinheit nur die Kerne des Heliumatoms repräsentieren können, andererseits, dass sie eine doppelte positive Elementarladung tragen. Dadurch ergibt sich unmittelbar die Kernladungszahl für Helium zu 2. Ferner ersehen wir aber aus dem Atomgewicht, dass 4 positive Elektronen im Kern enthalten sind. Wir schliessen daraus, dass der Kern überdies noch 2 negative Elektronen herbergt, und dann mit der Differenz der Ladungen nach aussen hin wirkt. Das neutrale Atom enthält also, wie das in Fig. 16 angedeutet ist, zwei innere und zwei äussere Elektronen, und ähnlich ist es nun auch bei den anderen Atomen. Bezeichnen wir mit N die positive Ladung mit der der Kern nach aussen wirkt, so enthält er stets $A-N$ Elektronen, und dementsprechend befinden sich dann N Elektronen im eigentlichen Atomraum. Wir verstehen nun auch, warum die Ausdehnung der Kerne, so klein sie ist, doch nicht unter die der Elektronen herunter gehen kann. Der H-Kern bildet die einzige Ausnahme. Da hier sowohl A als N gleich 1 sind, so kann der Kern keine Elektronen besitzen. Dementsprechend gelangen wir dann, wie oben gezeigt, auch zu subelektronischen Kerndimensionen.

Wollen wir die Stabilität des Atomverbandes verstehen, so müssen wir annehmen, dass die äusseren Elektronen sich in lebhafter Bewegung um den positiven Kern befinden. Würden sie doch sonst in diesen hineinstürzen, und das Volumen des Atoms müsste zu Kerndimensionen zusammenschrumpfen. Solange das Atom nicht von aussen gestört wird, bleibt die mittlere Energie der Elektronen und damit deren mittlere Entfernung vom Kern ungeändert. Wir können die Elektronen daher nach ihrem mittleren Kernabstand gruppieren und sie schematisch als auf verschiedenen Kugelschalen von bestimmten Radien angeordnet denken. Je schwerer das Atom ist d.h. je mehr Aussen-Elektronen da sind, um so mehr Schalen haben wir anzunehmen. Man unterscheidet diese von innen nach aussen durch die Buchstaben K, L, M, N, O usw., eine Terminologie, die der Röntgenspektroskopie ihren Ursprung verdankt.

Beim Wasserstoff- und Heliumatom haben wir noch eine einzige Schale. Aber schon beim nächst schwereren Lithium beginnt mit einem dritten Elektron der Aufbau einer zweiten. Mit steigendem Atomgewicht besetzt sich diese mit immer mehr Elektronen, bis beim Neon dann 8 darauf sitzen. Damit beginnt jetzt die Bildung einer dritten Schale, die sich nun wieder bis auf 8 Elektronen auffüllt'. Diese Achterbesetzung der äusseren Schale scheint einem besonders stabilen Zustand des Atoms zu entsprechen; denn es sind gerade die chemisch trägen Edelgase (Neon, Argon, Krypton, Xenon und Radium-Emanation), denen man diese zuschreiben muss. Dabei ist nun nicht gesagt, dass die neu hinzukommenden Elektronen sich immer nur auf der äusseren Schale ansetzen müssen. Auch die inneren können, so lange dies die Stabilitätsgesetze zulassen, weitere Elektronen aufnehmen. Und erst, wenn die inneren Schalen abgesättigt und ausserdem die äusseren auf die Achterzahl angewachsen sind, beginnen sich Elektronen auf einer neuen Aussen-Schale anzusetzen. Als Beispiele für solche gesättigte Schalenbesetzungen geben wir die Zahlen an, die man für das Argon und die schweren Emanationen annimmt. Im ersteren Falle sind auf den einzelnen Schalen 2, 8, 8 und im zweiten 2, 8, 18, 32, 18, 8 Elektronen verteilt.

Mustert man die chemischen Elemente der Reihe nach steigendem Atomgewicht, so kann man das Ansetzen neuer Schalen sozusagen schon rein äusserlich an einer sprunghaften Änderung des Atomvolumens beobachten. Das Volumen, das die Atome einnehmen, kann durch den Quotienten aus dem Atomgewicht und der Dichte der Substanz ausgedrückt werden. Wenn nun ein Atom eine neue Schale ansetzt, nimmt sein Volumen zu, die Dichte nimmt unvermittelt ab, und das Atomvolumen muss also eine plötzliche Vergrösserung zeigen. Man sagt, diese Grösse sei eine periodische Funktion des Atomgewichts oder genauer gesprochen, der Kernladungszahl.

Da die letztere überhaupt von unmittelbarer Bedeutung ist als das Atomgewicht, ist es zweckmässig, die chemischen Elemente nach diesem Gesichtspunkte zu rangieren. Wir geben jedem Element eine Ordnungszahl gleich der Kernladungszahl, beginnend mit H=1, He = 2, Li = 3, bis zu Uran = 92. Mit dieser Gruppierung haben wir dann tatsächlich alle Typen der chemischen Elemente von einander unterschieden. Denn die Kernladung ist allein massgebend für die Gruppierung der äusseren Elektronen. Diese sind es aber, welche allein und ausschliesslich sowohl die optischen als die chemischen Eigenschaften des Atoms bestimmen. Wir können uns nun sehr wohl Atome von ganz verschiedener Kernzusammensetzung bei genau der gleichen Kernladung vorstellen. Es muss ja nur immer die Differenz aus der Zahl der H-Kerne und der Kernelektronen gleich gross sein. Das heisst aber, wir können uns ein Atom von bestimmter chemischer Natur mit ganz verschiedenen Atomgewichten ausgestattet denken. Solche Elemente von verschiedenem Atomgewicht, aber der gleichen Kernladungszahl, nennt man Isotope. Die erste Isotopie treffen wir schon beim Lithium, von dem zwei Arten mit dem Atomgewicht 7 und 6 bekannt sind. Im ersten Fall haben wir: effektive Kernladung $3=7-4$ und im zweiten $3=6-3$.

Wir geben in Fig. 16 noch eine Zusammenstellung der Konstitution für die drei leichtesten Elemente wieder; bemerken aber dazu, dass es sich hier nur um eine schematische Verteilung der Elektronen handelt, nicht um die Kennzeichnung ihrer wirklichen Bahnen. Diese, verlaufen in den meisten Fällen keineswegs auf konzentrischen Kugelschalen, sie besitzen vielmehr teilweise beträchtliche radiale Komponenten. Die Elektronenbahnen einer „Schale“ durchdringen daher vielfach die

Fig. 16. Verteilungsschema der Elektronen im Atom.

andern Schalen. Selbst bei den einfachsten Elementen (das H-Atom ausgenommen) dürfen wir uns indessen noch keine bindenden Vorstellungen über die Elektronenbahnen machen. Besonders wenig wissen wir noch über die Anordnung der Kernelektronen. Immerhin ist es sicher, dass beim Kernaufbau ihre Verbindung mit positiven Elektronen zu Heliumkernen eine hervorragende, Rolle spielt. Wir wollen daher noch einem Modell für den Heliumkern Raum geben, welches dessen Konstitution in vielem entspricht, das aber andererseits noch nicht als endgültig angesehen werden kann. Wir sehen in Fig. 17 die vier H-Kerne äquidistant auf einem Kreise rotierend und die beiden Elektronen symmetrisch dazu auf der Axe sitzend.

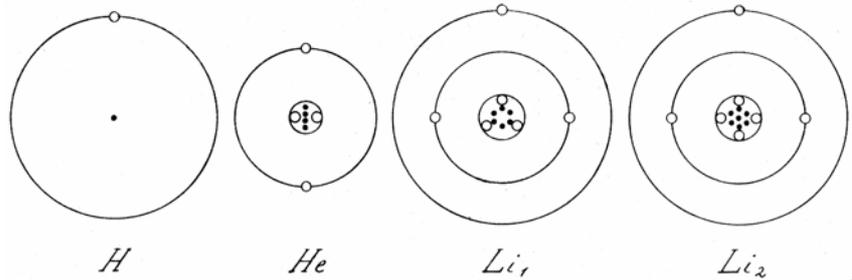


Fig. 16
Verteilungsschema der Elektronen im Atom.

Besonders schön lässt sich der Zusammenhang zwischen Kernladungszahl und Isotopie bei den hochatomigen Elementen nachweisen. Man braucht hierzu nur die radioaktiven Zerfallsreihen zu durchmustern. Hier sehen wir, dass die Umwandlung vielfach so stattfindet, dass ein radioaktiver Kern sukzessive β -Partikel und α -Partikel verliert. Ist die Aufeinanderfolge beispielsweise derart, dass nacheinander 2 Elektronen und dann 1 Heliumkern, d.h. 2 positive Ladungen abgegeben werden, dann hat die Kernladung wieder den ursprünglichen Wert, und das Endprodukt muss daher mit dem Ausgangsprodukt isotop sein. Wir sehen dies beispielsweise beim Radioblei, das erst in Radium E, dann in Polonium und schliesslich in Blei (Radiumblei) übergeht, wobei nun das erst- und letztgenannte Produkt isotop, d.h. chemisch untrennbar sind. Dabei ist das Atomgewicht des Radiobleis 210, das des Bleis 206. Zu einer bestimmten Ordnungszahl kann oft eine ganze Familie von Isotopen, d.h. eine ganze Pleiade gehören, und es ist klar, dass in diesem Klassifizierungssystem einer zweifachen Mannigfaltigkeit bedeutend mehr Elemente als im gewöhnlichen periodischen System Platz haben. Zum Glück! können wir sagen, denn es reichte schon lange nicht mehr.

Mit dieser kurzen architektonischen Beschreibung des Atombaus könnten wir uns nun zufrieden geben, zumal wir uns ja doch hauptsächlich mit den Bausteinen abgeben wollten. Indessen wollen wir zum Schluss doch noch eine Frage berühren, die sich dem Naturforscher naturgemäss aufdrängen muss, nämlich die: können wir nicht auch aktiv in den Atombau eingreifen? Wenn man an die vielen vergeblichen Versuche denkt, um die Zerfallsgeschwindigkeit der radioaktiven Elemente zu beeinflussen, so muss dieser Gedanke zwar etwas reichlich kühn erscheinen. Aber es ist doch nicht mehr ein blosser Wunsch wie beim Alchimisten. Wissen wir doch, nachdem einmal die Zertrümmerung einiger leichterer Atome gelungen ist, wie diese Miniaturwelt aus den Angeln zu heben ist. Dazu bedarf es nur einer genügend hohen Energiekonzentration.

Mit den geläufigen experimentellen Hilfsmitteln bleibt die Wirkung zumeist auf die AussenElektronen im Atom beschränkt. Dadurch wird dann keine Änderung der chemischen Natur bewirkt, wohl aber treten nicht unerhebliche Modifikationen im Atom ein. Wir erinnern z. B. an die zahlreichen oben angeführten Ionisierungssphänomene. Diese bestehen ja alle darin, dass dem Atom Elektronen entrissen werden. Dies kann so weit gehen, dass ein Atom sämtliche Aussen-Elektronen verliert. Ein Beispiel liefert das Helium, das durch Verlust zweier Elektronen zum α -Teilchen wird. Totale Ionisierung, d.h. N-facher Elektronenentzug, ist auch bei den grösseren Atomen denkbar, wenn auch

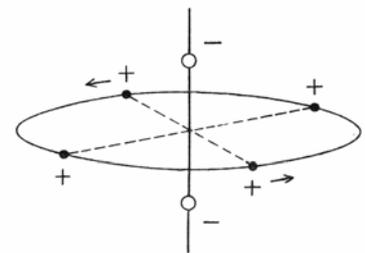


Fig. 17.
Heliumkernmodell.

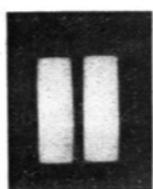
Mit den geläufigen experimentellen Hilfsmitteln bleibt die Wirkung zumeist auf die AussenElektronen im Atom beschränkt. Dadurch wird dann keine Änderung der chemischen Natur bewirkt, wohl aber treten nicht unerhebliche Modifikationen im Atom ein. Wir erinnern z. B. an die zahlreichen oben angeführten Ionisierungssphänomene. Diese bestehen ja alle darin, dass dem Atom Elektronen entrissen werden. Dies kann so weit gehen, dass ein Atom sämtliche Aussen-Elektronen verliert. Ein Beispiel liefert das Helium, das durch Verlust zweier Elektronen zum α -Teilchen wird. Totale Ionisierung, d.h. N-facher Elektronenentzug, ist auch bei den grösseren Atomen denkbar, wenn auch

Fig. 17. Heliumkernmodell

noch nicht festgestellt. Alle ionisierten Atome haben nun die Eigenschaft, dass sie sich automatisch immer wieder regenerieren. Bei der ersten Gelegenheit verwandeln sie sich durch Wiederaufnahme der fehlenden Elektronen in das normale Atom zurück. So hat man festgestellt, dass die α -Partikel tatsächlich zu Heliumatomen werden, wieder ein Beweis dafür, wie die chemische Natur eines Atoms allein im Kern begründet ist.

Es gibt nun aber noch weitere Atom-Modifikationen. Denn an die Atom-Elektronen kann man Energie abgeben, ohne dass diese aus dem Atomverband herausfliegen. Ein solches Elektron wird zwar auch aus seiner Bahn herausgeworfen, aber es bewegt sich immer noch um den Kern, wenn auch in einem grösseren Abstand als ursprünglich. Da die Entfernung des äussersten Elektrons sozusagen den Atomradius bestimmt, so kann das Atom im „angeregten“ Zustand eine grössere Ausdehnung haben als im normalen. Bei der Rückkehr der angeregten Elektronen in die Normalbahnen sendet das Atom dann Licht aus. Es gibt Atome in den verschiedensten Anregungszuständen und daher eine grosse Zahl von allerdings meist sehr unbeständigen Atommodifikationen.

Die Anregung von Luftatomen (insonderheit von Stickstoffatomen) durch α -Partikel wollen wir hier noch im Bilde zeigen. In Fig. 18a sehen wir die Einwirkung von leuchtender Luft auf die photographische Platte.



a b
Fig. 18

Das Leuchten der Luft durch α -Strahlen

Ein Poloniumpräparat war hier neben eine photographische Platte in absoluter Dunkelheit gelegt. Bei dieser Anordnung wurde nur die Luft über der Platte nicht aber diese selbst durch die α -Partikel bestrahlt. Der Lichteindruck, den man nach 24 Stunden auf der Platte beobachtet, ist ziemlich intensiv. Er entscheidet indessen noch nicht, ob es die angeregten Luftmoleküle sind, die leuchten, oder die Luftionen, die sich ja durch Neutralisation ebenfalls regenerieren und dabei leuchten können. Daher ist noch ein zweites Bild (Fig. 18 b) gezeigt. Dort ist die Regeneration der Luftionen dadurch ausgeschaltet, dass man während der Exposition zwei geladene Metallplatten anbrachte, welche die Ionen abfingen. Man sieht, dass die photographische Platte auch jetzt noch dieselbe Schwärzung (im Bilde hell!) zeigt. Das Licht stammt also so gut wie völlig von angeregten Luftmolekülen her.

Wir müssen daher annehmen, dass durch α -Partikel zwei Arten von Modifikationen herbeigeführt werden, nämlich ionisierte und angeregte Atome. Aber wir haben gesehen, dass uns die Natur in den α -Partikeln auch das Hilfsmittel gegeben hat, die Atome ganz zu sprengen. Der Atomkern lässt sich allerdings vorerst nur mit seinen eigenen Waffen, nämlich den Splittern radioaktiver Atomkerne schlagen. Wollte man an eine Zerlegung in grösserem Massstabe denken, so müsste man nach der Möglichkeit suchen, die nötige Energiekonzentration selbst zu erzeugen. Diese wäre offenbar dann gegeben, wenn es gelänge, künstliche α -Strahlen herzustellen. Zu diesem Zwecke hätte man etwa doppelt ionisierte Heliumatome durch elektrische Kräfte so zu beschleunigen, dass sie die Geschwindigkeit der α -Strahlen erreichten. Wie gross wäre aber die nötige Spannung? Wir wollen es uns nicht verdriessen lassen, diese letzte kleine Rechnung noch durchzuführen. Wir haben nur Gleichung (1) zu benützen, die ja für alle bewegten Ionen anwendbar ist, und nach V aufzulösen. Man erhält

$$V = v^2 / (2 e/m) \tag{18}$$

In unserem Falle bedeutet e/m die spezifische Ladung des doppelt ionisierten Heliums. Da e hier doppelt so gross wie beim Wasserstoffion, m aber viermal so gross wie dort, so ist $e/m = 2/4 \cdot 9650 = 4825$ elektromagnetische Einheiten. Wollen wir ferner die Geschwindigkeit von Poloniumstrahlen erzeugen, d.h. $v = 1,58 \cdot 10^9$ Zentimeter pro Sekunde, so würde nach (18) folgen: $V = 2,6 \cdot 10^{14}$ elektromagnetische Einheiten. Da 10^8 Einheiten 1 Volt sind, so beträgt also $V = 2,6$ Millionen Volt. Dies ist eine gewaltige Spannung, aber keineswegs fantastisch gross, wenn man bedenkt, dass man bereits Transformatoren von 1 Million Volt baut.

Fig. 18. Das Leuchten der Luft durch α -Strahlen.

Das Problem der Atomzerkleinerungsmaschine ist also eine Frage der hohen elektrischen Spannungen. Am meisten Aussicht für eine Umwandlung werden zunächst die leichteren chemischen Elemente bieten. Denn mit dem Anwachsen der Ordnungszahl muss naturgemäss der Widerstand wachsen, der sich einem α -Teilchen bei der Annäherung an den gleichnamig geladenen Kern entgegenstellt. Das Teilchen würde vor Erreichung des Kerns zur Umkehr gezwungen. Aber denken wir uns einmal das Wunder -- denn als solches müsste es uns beinahe noch erscheinen -- geschehen, dass der Abbau der Elemente im grossen gelänge, so steckten wir mit der neuen Errungenschaft doch noch in den Kinderschuhen. Wir wären imstande, wie die Kinder, entzwei zu schlagen, aber nicht wieder aufzubauen. Und doch müssen wir annehmen, dass sich die Elemente unter der Wirkung riesiger Kräfte auch einmal gebildet haben. Wohl kennen wir nur den spontanen Atomzerfall, was einer Verarmung an Mannigfaltigkeiten in der Erscheinungswelt gleichkommt und was uns gewissermassen an den Entropiesatz der Wärmelehre, erinnert, wonach alles Geschehen einseitig in Richtung einer Vermehrung der Wärmeenergie erfolgen soll. Aber wir wissen noch keinesfalls, ob sich nicht sogar gegenwärtig in unserem Erdinneren auch ein aufbauender Prozess abspielt. Jedenfalls ist nur das Zusammenspiel zweier gegenläufiger Entwicklungstendenzen mit der Vorstellung von der Ewigkeit alles Geschehens vereinbar. Gewinnt nicht in dieser vertieften Auffassung vom Fluss aller Materie das *Panta rei* eines HERAKLIT neue Gestalt?

Es besteht kein Zweifel, dass die Wissenschaft in der Erforschung der Elektrizität und Materie in den letzten Dezennien gewaltige Fortschritte erzielt hat. Aber je mehr wir die Grenzen unseres Wissens erweitern, um so mehr, taucht ringsum noch unerforschtes Neuland auf. Und die Wahrheit, dass mit unserem Wissen zugleich auch die Erkenntnis unseres Unwissens zunimmt, macht uns bescheiden; aber andererseits wird auch unsere Bewunderung der Schöpfung eine immer tiefere. Denn jeder Fortschritt der Wissenschaft wird, um mit J. J THOMSON 1) zu reden, in uns aufs neue das Gefühl verstärken, «that great are the works of the Lord».

1) Recent Progress in Physics, Presidential address at British Association meeting, 1909.

Pro Memoriam: das heutige Standardmodell

Generation	1.	2.	3.	Ladung
Quarks	<i>up</i>	<i>charm</i>	<i>top</i>	+2/3 e
	<i>down</i>	<i>strange</i>	<i>bottom</i>	-1/3 e

sowie die 6 entsprechenden Antiquarks (dazwischen wirken die starken Kernkräfte).

Proton = uud; Neutron = udd; β -Zerfall: Neutron gibt Proton + Elektron + Antineutrino ($\nu_{e\text{Quer}}$), ausgelöst durch schwache Kernkräfte

Leptonen

Generation	1.	2.	3.	Ladung
	Elektron <i>e</i>	Müon μ	Tau τ	-e
Neutrinos	el. Neu ν_e	ν_μ	ν_τ	0

sowie die 6 entsprechenden Antiteilchen.

In Greinachers Annahme der mit Kernelektronen neutralisierten Protonen (= Neutronen) fehlt nur das Antineutrino. Das Neutrino wurde später durch W. Pauli „erfunden“, mindestens war er dieser Überzeugung.

S. 15: Die Berechnung der Dichte von Elektronen ist etwas unorthodox. Die Wellengleichung zeigt keine exakte Grenze, daher ist das Volumen nicht gut bestimmt. Ein Vergleich mit Dichten von Neutronensternen, 10^{14} - 10^{15} kg/Liter zeigt, dass die $3.28 \cdot 10^{10}$ nicht hoch sind.