

# **Universitäts- und Landesbibliothek Tirol**

## **Radioaktive Umwandlungen**

**Rutherford, Ernest**

**Braunschweig, 1907**

Zehntes Kapitel. Die Eigenschaften der  $\alpha$ -Strahlen

des Aluminiums nur 6,5 cm beträgt. Im Durchschnitt haben die von gewöhnlicher Materie ausgesandten  $\alpha$ -Strahlen einen beträchtlich größeren Ionisierungsbereich, als die des Radiums. Campbell löste einen Teil des zu seinen Versuchen benutzten Bleies in Salpetersäure auf, und prüfte die Lösung mit Hilfe der Emanationsmethode auf Radium; es ließ sich jedoch nicht die kleinste Spur Radium nachweisen.

Es ist nicht notwendig, daß die  $\alpha$ -Partikeln der gewöhnlichen Materie dieselbe Masse besitzen, wie die des Radiums. Sie könnten Wasserstoffatome sein; wenn die  $\alpha$ -Partikeln gewöhnlicher Substanzen Heliumatome wären, so sollten wir erwarten, Helium im Blei aufzufinden.

Wenn die Aussendung von  $\alpha$ -Partikeln als ein Beweis für einen Atomzerfall angenommen wird, so läßt sich leicht berechnen, daß die Lebensdauer gewöhnlicher Materie wenigstens eine Million mal größer ist, als die des Uraniums, d. h. nicht geringer als  $10^{-15}$  Jahre.

---

## Zehntes Kapitel.

### Die Eigenschaften der $\alpha$ -Strahlen.

---

Die  $\alpha$ -Strahlen spielen, wie in dem vorausgehenden Kapitel gezeigt wurde, bei radioaktiven Prozessen eine viel hervorragendere Rolle als die  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlen. Sie verursachen nicht nur den größten Teil der Ionisation, die in der Umgebung radioaktiver Substanzen herrscht, sondern auch die gewaltige Wärmeentwicklung radioaktiver Stoffe; ferner begleiten sie im allgemeinen die radioaktiven Umwandlungen, während  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlen nur in wenigen Fällen ausgesandt werden. Schließlich sprechen, wie wir gesehen haben, viele Gründe dafür, daß die  $\alpha$ -Partikel mit dem Heliumatom identisch ist.

In diesem Kapitel werden wir eingehender die wichtigeren Eigenschaften der  $\alpha$ -Strahlen besprechen, und besonders die der

$\alpha$ -Strahlen des Radiums und seiner Umwandlungsprodukte. Wegen ihrer großen Intensität haben die  $\alpha$ -Strahlen des Radiums leichter untersucht werden können, als die der schwach aktiven Substanzen, wie Uranium und Thorium. Die bisher erhaltenen Resultate deuten jedoch an, daß die  $\alpha$ -Partikeln aller radioaktiven Substanzen die gleiche Masse besitzen, und sich bei den verschiedenen Produkten nur durch ihre Anfangsgeschwindigkeit unterscheiden.

Die  $\alpha$ -Strahlen unterscheiden sich von den  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlen durch die Leichtigkeit, mit der sie absorbierbar sind, und durch die starke Ionisierung, die sie in der Luft in der Nähe einer radioaktiven Substanz hervorrufen. Aus einer Untersuchung des Effektes, den man erhält, wenn man radioaktive Substanzen mit dünnen Metallfolien bedeckt, ergab sich, daß die  $\alpha$ -Strahlen verschiedener radioaktiver Substanzen verschiedenes Durchdringungsvermögen besitzen.

Wie wir später sehen werden, werden die  $\alpha$ -Strahlen des Radiums durch eine Aluminiumschicht von 0,04 mm oder eine Luftschicht von 7 cm vollständig absorbiert. Die ionisierende Wirkung der  $\alpha$ -Strahlen ist daher auf einen kleinen Bereich beschränkt, während sich die der  $\beta$ -Strahlen über mehrere Meter, und die der  $\gamma$ -Strahlen über mehrere hundert Meter erstreckt.

Man dachte anfangs, daß die  $\alpha$ -Strahlen durch ein magnetisches Feld nicht abgelenkt würden, denn in einem magnetischen Felde, das stark genug war, um die  $\beta$ -Strahlen vollständig zur Seite zu beugen, fand sich die Richtung der  $\alpha$ -Strahlen kaum merkbar beeinflusst.

Im Jahre 1901 versuchte der Verfasser, mit Hilfe der elektrischen Methode eine Ablenkung der  $\alpha$ -Strahlen im magnetischen Felde nachzuweisen, aber die schwachen Radiumpräparate, die damals zur Verfügung standen (Aktivität 1000), gaben zu geringe Effekte, als daß die Versuche zu einer Entscheidung hätten führen können. Im Jahre 1902 gelang es, bei Verwendung eines Radiumpräparates von der Stärke 19000, nachzuweisen, daß die  $\alpha$ -Strahlen sowohl im elektrischen wie im magnetischen Felde abgelenkt werden <sup>1)</sup>.

Der Sinn der Ablenkung ist entgegengesetzt dem der Ablenkung der  $\beta$ -Strahlen; die  $\alpha$ -Strahlen bestehen also aus einer

---

<sup>1)</sup> Rutherford, Phys. Zeitschr. 4, 235 (1902); Phil. Mag., Febr. 1903.

Schar positiv geladener Teilchen. Durch Messung der Ablenkung, welche die Strahlen im magnetischen und elektrischen Felde von bekannter Stärke erfahren, wurde die Geschwindigkeit und die Masse der  $\alpha$ -Partikeln bestimmt. Für  $e/m$ , das Verhältnis der Ladung eines Teilchens zu seiner Masse, wurde der Wert  $6 \times 10^3$  gefunden, während sich für die Maximalgeschwindigkeit  $2,5 \times 10^9$  cm/sec ergab.

Da das Verhältnis von  $e/m$  für Wasserstoff ungefähr  $10^4$  beträgt, so geht aus diesem Resultat hervor, daß die  $\alpha$ -Partikel die Größe eines Atomes und eine Masse von der doppelten Größe eines Wasserstoffatoms besitzt, vorausgesetzt, daß ihre Ladung gleich der eines Wasserstoffatoms ist. Die Ablenkung, die die  $\alpha$ -Strahlen in einem gegebenen magnetischen Felde erfahren, ist verschwindend klein neben der der  $\beta$ -Strahlen. Wenn sich z. B. die schnellste  $\alpha$ -Partikel des Radiums in einem rechten Winkel zu einem magnetischen Felde von 10000 CGS-Einheiten bewegt, so beschreibt sie einen Kreisbogen von 40 cm Radius. Die schnellste  $\beta$ -Partikel des Radiums, die mit einer Geschwindigkeit von 96 Proz. der Lichtgeschwindigkeit ausgesandt wird, beschreibt unter gleichen Bedingungen einen Kreis von ungefähr 5 mm Radius.

Becquerel<sup>1)</sup> bestätigte die magnetische Ablenkung der  $\alpha$ -Strahlen des Radiums mit Hilfe der photographischen Methode und zeigte, daß die  $\alpha$ -Strahlen des Poloniums dieselbe Eigenschaft besitzen. Mit einem Präparate von reinem Radiumbromid als Strahlenquelle maß Des Coudres<sup>2)</sup> die Ablenkung, die ein Strahlenbündel im magnetischen und elektrischen Felde im Vakuum erfährt. Er fand für  $e/m$  den Wert  $6,3 \times 10^3$  und für die Geschwindigkeit  $1,64 \times 10^9$  cm/sec. Die Werte, die für  $e/m$  von Rutherford und Des Coudres gefunden waren, befanden sich in guter Übereinstimmung, aber zwischen den ermittelten Geschwindigkeiten bestand ein großer Unterschied. Bei den Versuchen von Des Coudres passierten die  $\alpha$ -Strahlen einen Aluminiumschirm. Wir werden später sehen, daß hierdurch die Geschwindigkeit der  $\alpha$ -Partikeln verringert wird, und daß der richtige Wert für die Geschwindigkeit der schnellsten  $\alpha$ -Partikeln

---

<sup>1)</sup> Becquerel, Compt. rend. 136, 199, 431 (1903).

<sup>2)</sup> Des Coudres, Phys. Zeitschr. 4, 483 (1903).

des Radiums ungefähr  $2 \times 10^9$  cm/sec oder ungefähr  $\frac{1}{15}$  der Lichtgeschwindigkeit beträgt.

Im Jahre 1905 wurde die Frage aufs neue von Mackenzie<sup>1)</sup> angegriffen, der reines Radiumbromid als Strahlenquelle benutzte. Mackenzie verwandte eine photographische Methode, bei der die  $\alpha$ -Strahlen auf eine Glasplatte fielen, die auf ihrer Unterseite mit einer Schicht von Zinksulfid überzogen war. Eine photographische Platte, die auf die Oberseite der Glasplatte gelegt wurde, empfing ihr Licht von den Szintillationen, welche die  $\alpha$ -Strahlen auf dem unmittelbar darunter befindlichen Zinksulfidschirm hervorriefen. Wie früher wurde die Ablenkung gemessen, die ein Strahlenbündel erfuhr, nachdem es ein elektrisches und magnetisches Feld passiert hatte. Die  $\alpha$ -Strahlen wurden im magnetischen Felde ungleichmäßig abgelenkt, so daß die  $\alpha$ -Partikeln entweder verschiedene Masse oder verschiedene Geschwindigkeit besitzen müssen. Die Dispersion der Strahlen im magnetischen und elektrischen Felde erschwerte eine genaue Berechnung der Konstanten der Strahlen. Aus dem Mittelwerte der Dispersion der abgelenkten Bündel fand Mackenzie für  $e/m$  den Wert  $4,6 \times 10^3$  und für die Geschwindigkeit Werte zwischen  $1,3 \times 10^9$  und  $1,96 \times 10^9$  cm/sec, unter der Annahme, daß alle  $\alpha$ -Partikeln gleiche Ladung und Masse besitzen.

Daß eine genaue Bestimmung des Verhältnisses von  $e/m$  für die  $\alpha$ -Partikel von großer Wichtigkeit wäre, war seit langem erkannt, weil diese Bestimmung zur Entscheidung der Frage, ob die  $\alpha$ -Partikel ein Heliumatom ist, dienen kann. Bei allen bisher beschriebenen Methoden wurde eine dicke Schicht eines im Gleichgewicht befindlichen Radiumpräparates als Strahlenquelle benutzt. Aus der später zu besprechenden Theorie der Absorption der  $\alpha$ -Strahlen, die von Bragg und Kleeman entwickelt ist, ging hervor, daß die  $\alpha$ -Strahlen, die von einer mehr oder weniger dicken Radiumschicht ausgesandt werden, aus  $\alpha$ -Partikeln bestehen müssen, die sich mit verschiedenen Geschwindigkeiten bewegen. Die Verwendung eines komplexen Strahlenbündels war sehr ernsten Einwendungen ausgesetzt, denn es konnte nicht entschieden werden, ob diejenigen Strahlen, die im magnetischen Felde am meisten abgelenkt werden, denjenigen

---

<sup>1)</sup> Mackenzie, Phil. Mag., Nov. 1905.

entsprechen, die im elektrischen Felde am leichtesten ablenkbar sind oder nicht.

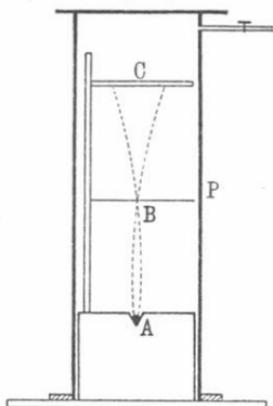
Die einfachste Methode, den Wert von  $e/m$  genau zu bestimmen, besteht darin, eine homogene Strahlenquelle zu verwenden, d. h. eine radioaktive Substanz zu gebrauchen, deren  $\alpha$ -Partikeln alle die gleiche Geschwindigkeit besitzen. Der Verfasser fand, daß ein Draht, der durch Exposition in der Radiumemanation aktiv gemacht wurde, dieser Bedingung völlig entspricht. Die aktive Substanz, die aus Radium-A, -B, und -C besteht, wird auf dem Drahte in außerordentlich dünner Schicht niedergeschlagen. Nach dreistündiger Exposition erreicht die Aktivität des Drahtes ein Maximum. Nach Beendigung der Exposition verschwindet Radium-A, welches eine Umwandlungsperiode von drei Minuten besitzt, sehr schnell und ist nach 15 Minuten praktisch nicht mehr vorhanden; die Aktivität rührt dann ausschließlich von Radium-C her. Die  $\alpha$ -Partikeln von Radium-C besitzen alle genau die gleiche Anfangsgeschwindigkeit, denn im magnetischen Felde findet keine merkliche Dispersion statt. Die Partikeln, die in der Richtung auf den Draht hin fortgeschleudert werden, werden völlig absorbiert, und diejenigen, welche nach außen entsandt werden, erfahren beim Passieren der dünnen Schicht keine merkliche Verringerung ihrer Geschwindigkeit.

Wenn eine Lösung von 10 bis 20 mg Radium benutzt wird, so kann ein 1 cm langer Draht in einer Anordnung, wie der in Fig. 24 (S. 101) skizzierten, außerordentlich stark aktiv gemacht werden. Der Draht ruft auf einer photographischen Platte, die sich in seiner Nähe befindet, eine intensive Schwärzung hervor. Der Hauptnachteil dieser Methode besteht darin, daß die Intensität der Strahlen rapide abfällt und zwei Stunden nach Beendigung der Exposition nur noch 14 Proz. des Anfangswertes beträgt.

Der in Fig. 42 wiedergegebene Apparat zur Bestimmung der magnetischen Ablenkung hat sich als sehr geeignet erwiesen. Ein aktiver Draht wird in eine Vertiefung *A* gelegt, die Strahlen passieren einen engen Spalt *B* und fallen bei *C* auf eine kleine photographische Platte. Der Apparat ist von einem Metallzylinder umgeben, der schnell evakuiert werden kann. Der Apparat wird zwischen den Polen eines starken Elektromagneten aufgestellt,

und zwar so, daß die Richtung des magnetischen Feldes der Richtung des Drahtes und des Spaltes parallel ist. Der Magnet wird durch einen konstanten elektrischen Strom erregt, der alle

Fig. 42.



Versuchsanordnung zur Messung der Ablenkung eines Bündels von  $\alpha$ -Strahlen im magnetischen Felde.

Strahlenquelle. Dann ist, wenn die Ablenkung  $d$  klein im Verhältnis zu  $a$  ist,

$$2 \varrho d = a(a + b).$$

Folglich ist:

$$\frac{mv}{e} = H\varrho = \frac{Ha(a + b)}{2d}.$$

Auf den Photographien, die mit Hilfe aktiver Drähte erhalten werden, kommen die Spuren der Strahlenbündel als klare Streifen mit scharfen Rändern zum Vorschein, so daß sich die Größe  $2d$ , der Abstand der Innenseite des einen Streifens von der Außenseite des anderen Streifens, leicht messen läßt.

Für  $H\varrho$  wurde auf diese Weise für die  $\alpha$ -Strahlen von Radium-C  $4,06 \times 10^5$  gefunden. In einem Felde von 10000 CGS-Einheiten beschreibt also die  $\alpha$ -Partikel einen Kreis von 40,6 cm Radius.

zehn Minuten umgekehrt wird. Beim Entwickeln der Platte erhält man zwei scharfe Banden, die den Strahlenbündeln entsprechen, die um den gleichen Betrag in entgegengesetzten Richtungen abgelenkt sind.

Wenn  $\varrho$  der Radius des Kreises ist, den die Strahlen in einem gleichförmigen Felde von der Feldstärke  $H$  beschreiben, so ist  $H\varrho = \frac{mv}{e}$ , wenn  $v$  die Geschwindigkeit der Strahlen,  $e$  die Ladung einer Partikel und  $m$  ihre Masse ist.

Es sei  $d$  die auf der photographischen Platte gemessene Ablenkung der Strahlen von der Normalen,  $a$  die Entfernung der Platte von dem Spalt,  $b$  die Entfernung des Spaltes von der

## Die Geschwindigkeitsabnahme der $\alpha$ -Partikel beim Passieren von Materie.

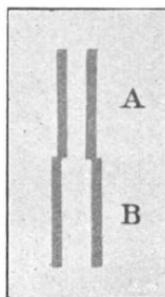
Die Geschwindigkeit der  $\alpha$ -Partikel nimmt, wie der Verfasser<sup>1)</sup> fand, ab, wenn die  $\alpha$ -Partikel Materie durchdringt. Dieses läßt sich am einfachsten zeigen, wenn man an der oben beschriebenen Versuchsanordnung eine kleine Abänderung vornimmt, die zuerst von Becquerel angegeben wurde. Durch Glimmerplatten, die rechtwinkelig zu dem Spalt angebracht werden, wird der Apparat in zwei gleiche Teile geteilt. Auf die eine Hälfte der photographischen Platte wirken die Strahlen des Drahtes direkt ein, auf die andere Hälfte erst, nachdem sie einen absorbierenden Schirm passiert haben, mit dem die eine Hälfte des Drahtes bedeckt wird.

In Fig. 43 ist eine nach dieser Methode erhaltene Photographie wiedergegeben. Die beiden oberen Streifen *A* sind durch die Strahlen hervorgebracht worden, die direkt von der einen Hälfte des Drahtes auf die Platte fielen; die unteren Streifen stammen von der anderen Drahthälfte, die mit acht Aluminiumfolien von je etwa 0,00031 cm Dicke bedeckt war. Der Apparat war während des Versuches evakuiert, so daß die Absorption, welche die Strahlen in der Luft erfahren, zu vernachlässigen ist.

Daß die Strahlen, die den Aluminiumschirm passiert haben, eine größere Ablenkung erfahren, ist aus der Figur deutlich zu ersehen. Wir werden sehen, daß der Wert  $e/m$  sich nicht ändert, wenn die Strahlen Materie durchdringen; die größere Ablenkung der Strahlen rührt also daher, daß sie beim Passieren des Aluminiums einen Teil ihrer Geschwindigkeit einbüßen. Die Geschwindigkeit ist der Entfernung der Mittellinien der Streifen indirekt proportional.

Die  $\alpha$ -Strahlen von Radium-C besitzen, wie wir gesehen haben, alle die gleiche Anfangsgeschwindigkeit. Die Tatsache,

Fig. 43.



Verlangsamung der  $\alpha$ -Partikeln auf ihrem Wege durch Materie.

<sup>1)</sup> Rutherford, Phil. Mag., Juli 1905; Jan. u. April 1906.

daß das Strahlenbündel nach dem Passieren des Aluminiumschirmes keine Dispersion zeigt, beweist, daß die Geschwindigkeit aller  $\alpha$ -Partikeln bei dem Durchsetzen des Schirmes in gleichem Maße verringert wird.

In der folgenden Tabelle sind die Geschwindigkeiten zusammengestellt, die die  $\alpha$ -Partikeln von Radium-C besitzen, nachdem sie verschiedene Schichten von Aluminiumfolie von je ungefähr 0,0003 cm Dicke passiert haben. Die Geschwindigkeiten sind in Bruchteilen von  $V_0$  angegeben, der Geschwindigkeit, die die  $\alpha$ -Partikeln von Radium-C besitzen, wenn sie keine Absorption erfahren.

Zahl der Aluminiumschichten	Geschwindigkeit der $\alpha$ -Partikel
0	1,00 $V_0$
2	0,94 "
4	0,87 "
6	0,80 "
8	0,72 "
10	0,63 "
12	0,53 "
14	0,43 "
14,5	nicht meßbar.

Wenn die Strahlen 10 Folien passiert haben, so tritt eine merkliche Schwächung ihrer photographischen Wirksamkeit ein. Der photographische Effekt ist bei Verwendung von 13 Folien schwach, aber noch deutlich, und läßt sich bei Benutzung sehr aktiver Drähte auch noch bei 14 Folien nachweisen. Mit Rücksicht auf diese Abnahme der photographischen Wirksamkeit der Strahlen müssen sehr aktive Drähte gebraucht werden, wenn man bei der Verwendung von 12 Aluminiumschichten noch eine merkliche Schwärzung der photographischen Platte erhalten will. Die geringste Geschwindigkeit, die bei einer  $\alpha$ -Partikel bisher beobachtet werden konnte, beträgt ungefähr 0,4  $V_0$ ; diese war erreicht, nachdem die Strahlen 14 Folien passiert hatten. Die photographische Wirkung der Strahlen wird stetig kleiner, wenn die Dicke der absorbierenden Schicht wächst; sie fällt jedoch, wenn die Dicke 10 Aluminiumfolien überschreitet, außerordent-

lich schnell ab. Die Geschwindigkeit der  $\alpha$ -Partikel besitzt noch eine beträchtliche Größe, wenn ihre photographische Wirksamkeit beinahe erloschen ist. Es geht hieraus hervor, daß ein kritischer Wert für die Geschwindigkeit der  $\alpha$ -Partikeln besteht, unterhalb dessen sie nicht mehr imstande sind, merklich auf die photographische Platte einzuwirken.

Einen ähnlichen plötzlichen Abfall zeigt auch das Ionisierungsvermögen und der Phosphoreszenzeffekt der Strahlen. Bei der Untersuchung dünner Radiumschichten fand Bragg, daß das Ionisierungsvermögen der von Radium-C ausgesandten Strahlen verhältnismäßig schnell verschwindet, wenn die Strahlen einen Weg von 7,06 cm in Luft zurückgelegt haben. Mc Clung erhielt später ein ähnliches Resultat mit einem aktiven Draht, der mit Radium-C bedeckt war.

Die Szintillationen, die die  $\alpha$ -Strahlen auf einem Zinksulfidschirm hervorrufen, verschwinden, wie der Verfasser fand, plötzlich, wenn die Strahlen eine Luftschicht von 6,8 cm passiert haben. Wenn der aktive Draht mit Aluminiumfolien bedeckt wird, so wird der Ionisierungs- und Phosphoreszenzbereich durch jede Folie um eine bestimmte Größe verringert. Jede Folie der bei den photographischen Versuchen benutzten Art war in ihrem Absorptionsvermögen ungefähr 0,5 cm Luft äquivalent. Eine photographische Wirkung der  $\alpha$ -Strahlen war bei Verwendung von 14 Aluminiumfolien gerade noch nachweisbar. Eine Aluminiumschicht von dieser Dicke entspricht 7 cm Luft, also nahezu dem Bereich, bei dem das Ionisierungs- und Phosphoreszenzvermögen verschwindet. Die drei charakteristischen Effekte der  $\alpha$ -Strahlen verschwinden also gleichzeitig, wenn die Strahlen einen bestimmten Weg in Luft oder in einer absorbierenden Schicht von bestimmter Dicke zurückgelegt haben. Falls nicht die  $\alpha$ -Partikel am Ende ihrer Bahn eine sehr schnelle Abnahme ihrer Geschwindigkeit erfährt, so scheint es, als ob eine kritische Geschwindigkeit existierte, unterhalb derer die  $\alpha$ -Partikel nicht mehr imstande wäre, merkliche Ionisation, Szintillation oder photographische Wirkung hervorzurufen. Diese Eigenschaft der  $\alpha$ -Partikeln wird weiter unten eingehender besprochen werden. In jedem Falle beweist der schnelle Abfall der drei durch die  $\alpha$ -Strahlen hervorgebrachten Effekte, daß diese untereinander in einem engen Zusammenhange stehen müssen. Die photogra-

phische Wirkung der  $\alpha$ -Strahlen fällt in derselben schnellen Weise ab, wie das Ionisierungsvermögen; es scheint daher die Annahme berechtigt zu sein, daß die Einwirkung der Strahlen auf eine photographische Platte das Resultat einer Ionisation der Silbersalze ist. Möglicherweise rühren auch die Szintillationen, die beim Zinksulfid auftreten, primär von einer Ionisation des Zinksulfids her und sind vielleicht das Resultat der Wiedervereinigung der Ionen. Die Helligkeit der Szintillationen hängt zweifellos von der Geschwindigkeit der  $\alpha$ -Partikeln ab. Wenn die Einwirkung der  $\alpha$ -Strahlen auf Zinksulfid lediglich mechanischer Natur wäre, wie von verschiedenen Seiten angenommen wird, und die Szintillationen von einem Zersprengen der Kristalle herrührten, so wäre nicht leicht zu verstehen, warum dieser Effekt plötzlich aufhören sollte, wenn die Energie, die die Partikeln besitzen, noch eine beträchtliche Größe besitzt.

### Die elektrostatische Ablenkung der $\alpha$ -Strahlen.

Um die Ablenkung zu messen, die die  $\alpha$ -Strahlen von Radium-C in einem elektrischen Felde erfahren, wurde der in Fig. 44 wiedergegebene Apparat benutzt.

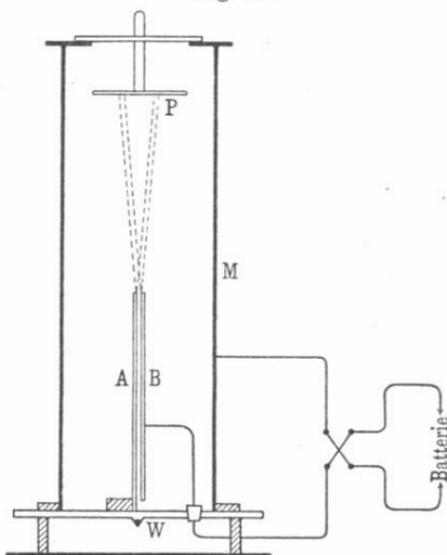
Die Strahlen, die von dem aktiven Drahte *W* ausgehen, durchsetzen eine dünne Glimmerplatte, die in den Boden des Messinggefäßes *M* eingelassen ist, und passieren dann den Raum zwischen zwei isolierten Platten *A* und *B*, die ungefähr 4 cm hoch und 0,21 mm voneinander entfernt sind. Zwischen den Platten befinden sich schmale Glimmerstreifen, die zur Aufrechterhaltung des Abstandes dienen. Die Pole einer Akkumulatoren-batterie werden mit *A* und *B* verbunden, zwischen denen so ein starkes elektrisches Feld erzeugt werden kann. Das Strahlenbündel fällt, nachdem es das elektrische Feld passiert hat, auf eine photographische Platte *P*, die sich in bestimmter Entfernung über den Elektroden befindet. Mit Hilfe einer Quecksilberpumpe kann das Gefäß weitgehend evakuiert werden. In dem elektrischen Felde beschreiben die Strahlen parabolische Bahnen und bewegen sich nach dem Verlassen des Feldes geradlinig nach der photographischen Platte hin. Durch Umkehrung des elektrischen Feldes wird der Ablenkungssinn der Strahlen umgekehrt.

In Fig. 45 gibt *A* die natürliche Breite des auf der photographischen Platte hervorgerufenen Streifens wieder, wenn kein elektrisches Feld vorhanden war; *B* und *C* sind die Bilder, die erhalten wurden, wenn zwischen den Platten eine Potentialdifferenz von 340 bzw. 497 Volt bestand. Bei schwachen elektrischen Feldern tritt nur eine Verbreiterung der Streifen ein; bei höheren Spannungen zerfällt die einzelne Linie in zwei, und die Breite dieser Linien nimmt stetig ab. Dieses Verhalten ist theoretisch vorauszusehen. Wenn die Entfernung zwischen den Außenrändern des bei einer Potentialdifferenz *E* abgelenkten Streifens *D* genannt wird, so ist, wie sich leicht berechnen läßt,

$$\frac{mv^2}{e} = \frac{8El_2}{(D-d)^2}$$

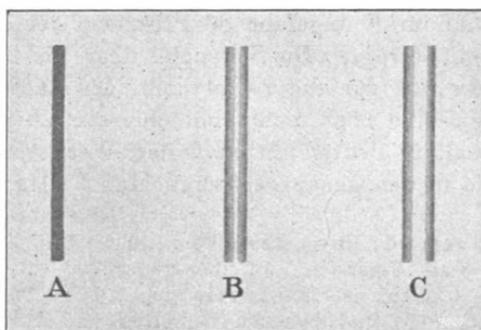
In dieser Gleichung bedeutet *e* die Ladung der  $\alpha$ -Partikel, *m* ihre

Fig. 44.



Apparat zur Messung der Ablenkung von  $\alpha$ -Strahlen im elektrischen Felde.

Fig. 45.



Elektrostatistische Ablenkung der  $\alpha$ -Strahlen. Dreifache Vergrößerung.

Masse,  $v$  ihre Geschwindigkeit,  $l$  den Abstand der photographischen Platte von dem Ende der parallelen Platten und  $d$  den Abstand zwischen diesen. Diese einfache Gleichung gilt nur dann, wenn das Feld ausreicht, um die  $\alpha$ -Partikel auf ihrem Wege durch das elektrische Feld um eine größere Strecke als  $d$  abzulenken. Für kleinere Feldstärken ist eine modifizierte Form dieser Gleichung zu verwenden.

Die Geschwindigkeitsabnahme, die die Strahlen beim Passieren der Glimmerplatte erfahren, wurde gesondert bestimmt. Bei den meisten Versuchen verringerte die Glimmerplatte die Geschwindigkeit der  $\alpha$ -Strahlen von Radium-C um 24 Proz.

Aus der magnetischen Ablenkung der Strahlen ergibt sich die Größe  $\frac{mv}{e}$ , während die elektrische Ablenkung den Wert  $\frac{mv^2}{e}$  liefert.

Aus diesen beiden Gleichungen lassen sich die Größen  $e/m$  und  $v$  sofort berechnen. Es wurde auf diese Weise gefunden<sup>1)</sup>, daß:

1. der Wert von  $e/m$  sich nicht ändert, wenn die  $\alpha$ -Strahlen Materie durchsetzen;
2. der Wert von  $e/m$  sehr angenähert  $5 \times 10^3$  beträgt;
3. die Anfangsgeschwindigkeit der  $\alpha$ -Partikeln von Radium-C  $2 \times 10^9$  cm/sec beträgt.

In ähnlicher Weise wurden  $e/m$  und  $v$  auch für die  $\alpha$ -Partikeln von Radium-A und Radium-F (Radiotellurium) bestimmt. In beiden Fällen betrug der Wert von  $e/m$  innerhalb der Versuchsfehler  $5 \times 10^3$ . Die Anfangsgeschwindigkeit der  $\alpha$ -Partikeln von Radium-A beträgt ungefähr 86 Proz. derjenigen der  $\alpha$ -Partikeln von Radium-C, während die Anfangsgeschwindigkeit der  $\alpha$ -Partikeln von Radium-F ungefähr 80 Proz. von der der  $\alpha$ -Partikeln des Radium-C beträgt. Die Versuche über die Geschwindigkeit und den Wert  $e/m$  für die  $\alpha$ -Partikeln des Radiums selbst und der Emanation sind noch nicht abgeschlossen, aber die bisher erhaltenen Resultate deuten an, daß der Wert von  $e/m$  derselbe sein wird wie in den genauer untersuchten Fällen<sup>2)</sup>.

<sup>1)</sup> Rutherford, Phys. Rev., Febr. 1906; Phil. Mag., Okt. 1906.

<sup>2)</sup> Über diese Versuche und über andere, die mit ihnen im Zusammenhange stehen, ist inzwischen von Rutherford (Phil. Mag., Sept. und Okt. 1906) und von Rutherford und Hahn (Phil. Mag., Okt. 1906) berichtet worden.

Es geht aus diesen Versuchen hervor, daß die  $\alpha$ -Partikeln des Radiums und seiner Umwandlungsprodukte die gleichen Massen besitzen, sich aber durch ihre Anfangsgeschwindigkeiten unterscheiden. Die Gründe, die für die Annahme sprechen, daß die  $\alpha$ -Partikel ein Heliumatom ist, welches zwei Ionenladungen trägt, sind bereits auf S. 183 eingehend besprochen.

Dr. Hahn hat bei Untersuchungen, die im Laboratorium des Verfassers ausgeführt wurden, gefunden, daß die  $\alpha$ -Strahlen von Thorium-B und -C sowohl im magnetischen wie elektrischen Felde abgelenkt werden. Die Strahlen von Thorium-C haben eine um etwa 10 Proz. größere Geschwindigkeit als die von Radium-C, besitzen aber denselben Wert von  $e/m$ . Bei diesen Versuchen wurden Thorium-B und -C auf einem dünnen Drahte niedergeschlagen, der aktiv gemacht wurde, indem er der Emanation eines von Hahn dargestellten, sehr stark aktiven Radiothoriumpräparates ausgesetzt wurde (vgl. S. 70). Für den Ionisierungsbereich der  $\alpha$ -Partikeln von Thorium-C in Luft wurde sowohl nach der elektrischen, wie nach der Szintillationsmethode ungefähr 8,6 cm gefunden, oder etwa 1,6 cm mehr als für den Ionisierungsbereich der  $\alpha$ -Partikeln von Radium-C.

Da die  $\alpha$ -Partikeln von Thorium-B und -C dieselbe Masse haben wie die Radiumprodukte, so ist es wahrscheinlich, daß auch die  $\alpha$ -Partikeln der anderen Thoriumprodukte diese Masse besitzen. Die Masse der  $\alpha$ -Partikeln des Aktiniums ist noch nicht gemessen worden, es kann jedoch mit Sicherheit angenommen werden, daß sie dieselbe Masse besitzen wie die  $\alpha$ -Partikeln des Radiums\*). Das einzige gemeinsame Produkt der verschiedenen radioaktiven Substanzen ist also die  $\alpha$ -Partikel, die, wie wir gesehen haben, wahrscheinlich ein Heliumatom ist.

### Die Zerstreuung der $\alpha$ -Strahlen.

Es ist bekannt, daß ein dünnes Bündel von  $\beta$ - oder Kathodenstrahlen beim Durchgang durch Materie zerstreut wird. Diese Zerstreuung der  $\beta$ -Strahlen wächst, wenn die Geschwindigkeit der  $\beta$ -Strahlen abnimmt. In einer theoretischen Abhandlung führte Bragg<sup>1)</sup> aus, daß die Zerstreuung der  $\beta$ -Strahlen in der

\*) Vgl. Rutherford, Phil. Mag., Okt. 1906.

<sup>1)</sup> Bragg, Phil. Mag., Dez. 1904.

folgenden Weise erklärt werden könnte. Die  $\beta$ -Partikel tritt auf ihrem Wege durch die Moleküle der Materie in das elektrische Feld der Atome und erfährt infolgedessen eine Änderung ihrer Richtung. Je kleiner die kinetische Energie der  $\beta$ -Partikeln ist, um so größer wird die Ablenkung sein, die einige der Strahlen erfahren. Wenn ein enges Bündel von  $\beta$ -Strahlen auf eine absorbierende Schicht fällt, so wird ein Teil der Strahlen eine große Ablenkung erfahren, so daß das Bündel beim Verlassen der Schicht einen viel weiteren Strahlenkegel erfüllt.

Die  $\alpha$ -Partikeln werden wegen ihrer viel größeren kinetischen Energie eine viel geringere Ablenkung beim Durchgang durch Materie erfahren als die  $\beta$ -Partikeln. Die  $\alpha$ -Partikeln müssen sich nahezu geradlinig bewegen und direkt die Atome der Moleküle, die auf ihrem Wege liegen, durchdringen, ohne eine große Änderung ihrer Bewegungsrichtung zu erfahren. Dieser theoretische Schluß von Bragg wurde experimentell bestätigt. Die Zerstreuung der  $\alpha$ -Strahlen ist, verglichen mit der der  $\beta$ -Strahlen von gleicher Geschwindigkeit, sehr gering, so daß ein enges Bündel von  $\alpha$ -Strahlen nach dem Durchgange durch einen absorbierenden Schirm noch ziemlich scharf begrenzt ist. Es findet jedoch zweifellos eine geringe Zerstreuung der  $\alpha$ -Strahlen statt, auf die Rücksicht genommen werden muß.

Wenn die Strahlen eine Luftschicht passieren, so ist die Spur eines Strahlenbündels auf einer photographischen Platte stets breiter, als wenn die Strahlen eine gleiche Strecke im Vakuum zurücklegen. Die Ränder der Streifen sind außerdem nicht annähernd so scharf wie im Vakuum. Es geht hieraus hervor, daß einige  $\alpha$ -Partikeln auf ihrem Wege durch die Luftmoleküle eine Änderung ihrer Richtung erfahren haben.

Bei der Versuchsanordnung (Fig. 42), die zur Bestimmung der Geschwindigkeitsabnahme benutzt wurde, welche die  $\alpha$ -Partikeln beim Durchgang durch Materie erfahren, übt die Zerstreuung der  $\alpha$ -Strahlen keinen nachteiligen Einfluß aus, weil die absorbierende Schicht sich zwischen der Strahlenquelle und dem Spalt befindet. Wenn der absorbierende Schirm jedoch oberhalb des Spaltes angebracht wird, so läßt sich die Zerstreuung der  $\alpha$ -Partikeln sofort an der Verbreiterung des Streifens auf der photographischen Platte erkennen. Statt des schmalen Streifens mit scharfen Rändern erscheint dann ein breites unklares Band.

Die Größe der Zerstreung nimmt mit der Dicke des Schirmes zu. Wenn elf Aluminiumfolien auf den Spalt gelegt werden — eine Menge, die nahezu ausreicht, um die Ionisations- und photographische Wirkung verschwinden zu lassen — so werden einige Strahlen ungefähr um  $3^{\circ}$  von der Normalen abgelenkt. Ein Teil der Strahlen kann auch noch um einen beträchtlich größeren Winkel abgelenkt gewesen sein, aber ihre Einwirkung auf die photographische Platte war zu klein, als daß sie hätte nachgewiesen werden können.

Wir sehen also, daß die  $\alpha$ -Partikeln, besonders wenn sie nur eine kleine Geschwindigkeit besitzen, bei ihrem Durchgang durch Materie eine gewisse Änderung ihrer Bewegungsrichtung erleiden. Der Umstand, daß dieser Effekt eintritt, zeigt, daß innerhalb des Atoms oder in seiner unmittelbaren Nachbarschaft ein sehr starkes elektrisches Feld bestehen muß. Um die Bewegungsrichtung einer  $\alpha$ -Partikel auf ihrem Wege durch eine materielle Schicht von 0,003 cm Dicke um  $3^{\circ}$  zu ändern, würde im Durchschnitt ein transversales elektrisches Feld von ungefähr 20 Mill. Volt per cm vorhanden sein müssen. Das Atom muß also der Sitz sehr bedeutender elektrischer Kräfte sein, eine Folgerung, die mit Folgerungen aus der Elektronentheorie der Materie übereinstimmt.

Die  $\alpha$ -Partikeln des Radiums-C verlieren, wie wir gesehen haben, ihre photographische Wirkung, wenn ihre Geschwindigkeit auf 40 Proz. des Anfangswertes gefallen ist. Wegen der Komplikationen, die durch die Zerstreung der  $\alpha$ -Strahlen auf ihrem Wege durch Materie eintreten, ist es kaum mit Sicherheit zu entscheiden, ob diese „kritische Geschwindigkeit“ der  $\alpha$ -Partikeln, unterhalb deren sie ihre charakteristischen Effekte nicht mehr hervorbringen, wirklich oder nur scheinbar existiert. Ohne auf eine ausführliche Diskussion einzugehen, kann man, glaube ich, sagen, daß eine kritische Geschwindigkeit der  $\alpha$ -Partikel zweifellos vorhanden ist.

### **Die photographische Wirkung einer dicken Radiumschicht.**

Da die  $\alpha$ -Partikeln des Radiums und seiner Umwandlungsprodukte auf ihrem Wege durch absorbierende Materie eine Abnahme der Geschwindigkeit erfahren, so müssen die Strahlen, die von einer dicken Schicht ausgesandt werden, aus  $\alpha$ -Partikeln von

außerordentlich verschiedenen Geschwindigkeiten bestehen, denn die  $\alpha$ -Partikeln, die aus einer gewissen Tiefe unterhalb der Oberfläche des Präparates kommen, werden auf ihrem Wege durch das Radium selbst verlangsamt.

Ein Strahlenbündel, das von einer dicken Radiumschicht ausgesandt wird, ist infolgedessen komplex, und wenn ein magnetisches Feld senkrecht zu der Richtung der Strahlen wirkt, so wird jede Partikel einen Kreisbogen beschreiben, dessen Radius der Geschwindigkeit der  $\alpha$ -Partikel direkt proportional ist.

Diese ungleichmäßige Ablenkung der Strahlen im magnetischen Felde veranlaßt die Ausbildung eines magnetischen Spektrums, bei dem die natürliche Breite des Streifens stark vergrößert wird. Die Dispersion eines komplexen Strahlenbündels ist von Mackenzie<sup>1)</sup> und Rutherford<sup>2)</sup> beobachtet worden.

Die  $\alpha$ -Partikel besitzt eine verhältnismäßig geringe photographische Wirksamkeit, wenn ihre Geschwindigkeit kleiner als ungefähr  $0,6 V_0$  ist, wenn  $V_0$  die Maximalgeschwindigkeit der  $\alpha$ -Partikeln von Radium-C ist. Da  $V_0$  größer ist als die Geschwindigkeit der  $\alpha$ -Partikeln der anderen Radiumprodukte, so ist zu erwarten, daß das magnetische Spektrum von  $\alpha$ -Partikeln hervorgebracht wird, deren Geschwindigkeiten zwischen  $0,6 V_0$  und  $V_0$  liegen. Mit Hilfe der Photographie eines abgelenkten Strahlenbündels wies der Verfasser das Vorhandensein von Strahlen nach, deren Geschwindigkeiten zwischen  $0,67 V_0$  und  $0,95 V_0$  lagen, während Mackenzie nach der Szintillationsmethode fand, daß in einem magnetischen Spektrum die Geschwindigkeiten der Strahlen zwischen  $0,65$  und  $0,98 V_0$  lagen. Da die Gegenwart der  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlen des Radiums die Entdeckung schwacher photographischer Eindrücke verhindert, so befinden sich die Beobachtungen in guter Übereinstimmung mit der Theorie.

Becquerel<sup>3)</sup> bemerkte schon im Jahre 1903 an einem Strahlenbündel, das von einer dicken Radiumschicht ausgesandt und in einem magnetischen Felde abgelenkt wurde, eine interessante Eigentümlichkeit. Bei Becquerels Versuchen fiel ein dünnes Strahlenbündel auf eine photographische Platte, die um

<sup>1)</sup> Mackenzie, Phil. Mag., Nov. 1905.

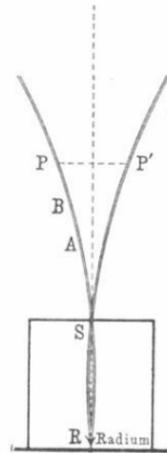
<sup>2)</sup> Rutherford, Phil. Mag., Jan. 1906.

<sup>3)</sup> Becquerel, Compt. rend. **136**, 199, 431, 977, 1517 (1903).

einen kleinen Winkel gegen die Vertikale geneigt war, und deren untere Kante den Spalt im rechten Winkel kreuzte. Bei Umkehrung des magnetischen Feldes wurden auf der Platte zwei feine auseinander laufende Linien  $SP$  und  $SP'$  erhalten (Fig. 46). Der Abstand dieser beiden Linien stellt an jedem Punkte die doppelte Ablenkung der Strahlen von der Normalen dar. Durch sorgfältige Messungen fand Becquerel, daß diese beiden Linien nicht genaue Kreisbögen waren, sondern daß der Radius des Krümmungskreises mit der Entfernung von der Strahlenquelle größer wurde. Becquerel nahm an, daß die  $\alpha$ -Strahlen des Radiums homogen wären, und folgerte aus diesen Versuchen, daß der Wert von  $e/m$  auf dem Wege der Partikeln durch die Luft dauernd dadurch abnähme, daß die  $\alpha$ -Partikeln durch Aufnahme von Luftteilchen eine Vermehrung ihrer Masse erführen.

Bragg<sup>1)</sup> wies jedoch nach, daß sich diese Eigentümlichkeit ohne die Annahme, daß  $e/m$  sich ändert, in einfacher Weise aus dem komplexen Zustande des Strahlenbündels erklären läßt. Wie bereits erwähnt wurde, stellen in Fig. 46  $SP$  und  $SP'$  die Spuren der Strahlen auf der photographischen Platte dar. Wir wollen die Außenseite einer Linie in einem Punkte  $A$  betrachten. Die photographische Wirkung rührt an diesem Punkte von den langsamsten Partikeln her, die gerade noch imstande sind, auf die photographische Platte bei  $A$  einzuwirken. An einem Punkte  $B$ , der weiter von der Strahlenquelle entfernt ist, haben die  $\alpha$ -Partikeln, die den Außenrand der Linie hervorgebracht haben, dieselbe Geschwindigkeit wie im ersten Falle; da sie jedoch eine Luftschicht von der Dicke  $BR$  statt von der Dicke  $AR$  passiert haben, so müssen sie eine größere Anfangsgeschwindigkeit besessen haben, da die  $\alpha$ -Partikeln auf ihrem Wege durch Luft verlangsamt werden. Die Geschwindigkeit dieser  $\alpha$ -Partikeln ist daher im Durchschnitt größer als im ersten Falle, und der Außenrand der Linie wird um eine kleinere Entfernung verschoben sein,

Fig. 46.



<sup>1)</sup> Bragg, Phil. Mag., Dez. 1904; April 1905.

als zu erwarten wäre, wenn die Partikeln in beiden Fällen anfangs die gleiche Durchschnittsgeschwindigkeit besessen hätten. Die Radien der Krümmungskreise werden demnach immer größer werden, je mehr wir uns von der Quelle entfernen — ein Resultat, das mit den Beobachtungen Becquerels übereinstimmt.

Gerade der entgegengesetzte Effekt müßte an der Innenseite der Linien auftreten, denn diese wird durch die schnellsten  $\alpha$ -Partikeln des Radiums, nämlich durch die von Radium-C, hervorgebracht. Da die Geschwindigkeit der Strahlen beim Passieren der Luftschicht abnimmt, so werden für die Innenseiten die Radien der Krümmungskreise kleiner werden. Die Breite der Linien sollte also mit der Entfernung von der Strahlenquelle abnehmen. Dieser Effekt ist jedoch gering und wird durch die Zerstreuung der Strahlen in der Luft verdeckt.

Ein komplexes Bündel von Radiumstrahlen zeigt noch einen anderen paradoxen Effekt. Becquerel<sup>1)</sup> wies nach, daß die Außenseite der Linien sich nicht verschiebt, wenn das Radium mit absorbierenden Schirmen bedeckt wird. Ein homogenes Strahlenbündel erfährt, wie wir gesehen haben, nach dem Durchgange durch eine absorbierende Schicht eine größere Ablenkung, die Geschwindigkeit der Strahlen wird also verringert. Die Tatsache, daß dieser Effekt bei einem komplexen Strahlenbündel nicht auftrat, führte Becquerel zu der Ansicht, daß die  $\alpha$ -Partikeln auf ihrem Wege durch Materie keine Einbuße ihrer Geschwindigkeit erlitten.

Die Erklärung dieses Paradoxons ist einfach. Der Außenrand der photographischen Linien eines komplexen Strahlenbündels wird von den langsamsten  $\alpha$ -Partikeln hervorgebracht, die gerade noch einen photographischen Effekt hervorrufen. Die Geschwindigkeit dieser Partikeln liegt, wie bereits gezeigt worden ist, in der Nähe von 60 Proz. der Maximalgeschwindigkeit, welche die  $\alpha$ -Partikeln von Radium-C besitzen. Wenn das Radium mit einem absorbierenden Schirm bedeckt wird, so erfahren alle  $\alpha$ -Partikeln eine Abnahme ihrer Geschwindigkeit. Die Außenkante wird dann durch  $\alpha$ -Partikeln von derselben Geschwindigkeit wie bei unbedecktem Radium hervorgebracht, jedoch nicht durch dieselben  $\alpha$ -Partikeln, sondern durch die einer anderen

---

<sup>1)</sup> Becquerel, Compt. rend. 141, 485 (1905); 142, 365 (1906).

Gruppe, deren Geschwindigkeit durch den absorbierenden Schirm auf den Minimumwert reduziert worden ist. Eine größere Ablenkung des Strahlenbündels ist daher nicht zu erwarten.

Diese Anomalien, die ein komplexes Strahlenbündel aufweist, zeigen, wie notwendig es ist, für die Untersuchung der Eigenschaften der  $\alpha$ -Strahlen eine Quelle homogener Strahlen zu verwenden. Die Eigenschaften eines komplexen Strahlenbündels sind so eingehend besprochen worden, weil sie einerseits an und für sich von großem Interesse sind, andererseits weil die Erklärung dieser Phänomene Gegenstand einiger Diskussionen gewesen ist.

### Die Absorption der $\alpha$ -Strahlen.

Schon frühzeitig wurde beobachtet, daß die  $\alpha$ -Partikeln in einer Luftschicht von wenigen Zentimetern Dicke oder in einer dünnen Metallplatte völlig absorbiert werden. Wegen der schwachen Ionisation, die Uranium und Thorium hervorbringen, war es anfangs nicht möglich, mit engen Strahlenkegeln zu arbeiten, die Versuche wurden vielmehr mit radioaktiven Präparaten ausgeführt, die in großer Fläche über eine Platte verteilt waren. Der Sättigungsstrom wurde zwischen dieser Platte und einer anderen gemessen, die sich parallel zu ihr in einem Abstände von wenigen Zentimetern befand. Wenn das aktive Präparat mit einer Anzahl von Metallfolien bedeckt wurde, so nahm der Sättigungsstrom angenähert nach einem Exponentialgesetz ab. In der Regel wurde die radioaktive Substanz in dicker Schicht verwandt, und im Falle des Radiums traf das Exponentialgesetz scheinbar für einen beträchtlichen Bereich zu.

Einige Versuche über die Absorption der  $\alpha$ -Strahlen des Poloniums wurden von Mme. Curie in etwas anderer Weise ausgeführt. Die Strahlen des Poloniums passierten ein Loch in einer Metallplatte, das mit einem Drahtnetz bedeckt war, und der Ionisationsstrom wurde zwischen dieser Platte und einer parallelen isolierten Platte gemessen, die sich 3 cm über ihr befand. Ein meßbarer Strom war nicht zu beobachten, wenn das Polonium sich mehr als 4 cm unterhalb der Metallplatte befand; wenn aber dieser Abstand verkleinert wurde, so nahm die Ionisation außerordentlich schnell zu, so daß bei einer geringen Änderung des Abstandes eine große Veränderung des Stromes stattfand.

Aus diesem schnellen Anwachsen des Stromes war zu ersehen, daß das Ionisierungsvermögen der  $\alpha$ -Strahlen plötzlich verschwindet, wenn die Strahlen einen bestimmten Weg in Luft zurückgelegt haben. Wenn das Polonium mit einer Lage von Aluminiumfolie bedeckt wurde, so sank der Wert des kritischen Abstandes.

Die Beobachtung, daß der Ionisationsstrom zwischen zwei parallelen Platten angenähert nach einem Exponentialgesetz mit der Dicke der absorbierenden Schicht abnimmt, wenn die radioaktive Substanz eine dicke Schicht bildet, hat für einige Zeit das eigentliche Gesetz, nach dem die Absorption der  $\alpha$ -Strahlen vor sich geht, verschleiert. Lenard hatte gefunden, daß die Absorption der Kathodenstrahlen und in einigen Fällen auch die der X-Strahlen nach einem Exponentialgesetze geschieht, und man nahm an, daß auch die Absorption der  $\alpha$ -Strahlen einem Exponentialgesetze gehorche. Im Jahre 1904 wurde die Frage sowohl theoretisch wie experimentell von Bragg und Kleeman<sup>1)</sup> untersucht, und die von ihnen ausgeführten interessanten Versuche haben auf unsere Kenntnisse der  $\alpha$ -Strahlen wie auf das Gesetz ihrer Absorption durch die Materie neues Licht geworfen.

Zur Erklärung ihrer experimentellen Resultate stellten Bragg und Kleeman eine sehr einfache Theorie der Absorption der  $\alpha$ -Strahlen auf. In dieser Theorie wird angenommen, daß alle  $\alpha$ -Partikeln einer dünnen Schicht einer homogenen radioaktiven Substanz mit gleicher Geschwindigkeit fortgeschleudert werden und eine bestimmte Strecke in Luft zurücklegen, ehe sie absorbiert werden. Die Geschwindigkeit der  $\alpha$ -Partikel nimmt auf dem Wege durch das Gas deshalb ab, weil kinetische Energie zur Ionisierung des Gases verbraucht wird. In erster Annäherung wird angenommen, daß die Ionisation, die von einer einzelnen  $\alpha$ -Partikel auf einem Zentimeter ihres Weges hervorgerufen wird, konstant ist, und daß die  $\alpha$ -Partikel, nachdem sie eine bestimmte Entfernung in der Luft zurückgelegt hat, plötzlich ihr Ionisierungsvermögen verliert. Dieser „Ionisierungsbereich“ der  $\alpha$ -Partikel wechselt von einem radioaktiven Produkt zum anderen, weil die Anfangsgeschwindigkeiten der von den einzelnen Produkten ausgesandten  $\alpha$ -Partikeln verschieden sind. Wenn ein absorbierender Schirm in den Weg der  $\alpha$ -Strahlen gestellt wird, so er-

---

<sup>1)</sup> Bragg und Kleeman, Phil. Mag., Dez. 1904; Sept. 1905.

fahren alle  $\alpha$ -Partikeln eines einfachen Produktes die gleiche Verringerung der Geschwindigkeit, und der Ionisierungsbereich wird um einen Betrag verringert, der der Dicke des Schirmes und seiner Dichte proportional ist.

In einer dicken radioaktiven Schicht, die nur ein  $\alpha$ -Strahlenprodukt enthält, haben die Strahlen, die von der Oberfläche ausgehen, den Maximalbereich  $a$ . Diejenigen, die aus der Tiefe  $d$  kommen, werden in Luft einen Bereich von  $a - Cd$  besitzen, wenn das Absorbierungsvermögen von 1 cm der Schicht dem von  $C$  cm Luft entspricht. Die  $\alpha$ -Strahlen, die von einer dicken radioaktiven Schicht ausgesandt werden, werden also sehr ver-

Fig. 47.

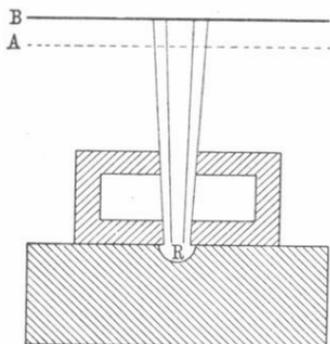
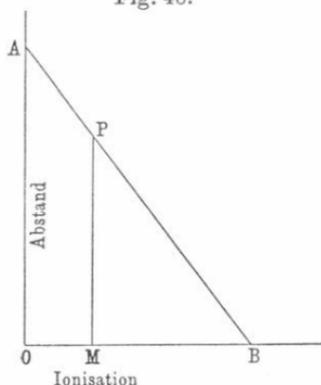


Fig. 48.



schiedenartige Geschwindigkeiten besitzen und ihr Bereich in Luft wird zwischen 0 und dem Maximalbereich  $a$  schwanken.

Es sei angenommen, daß ein dünnes Strahlenbündel von einem einfachen radioaktiven Stoff  $R$  (Fig. 47) ausgehend in den Ionisationsraum  $AB$  durch ein Drahtnetz  $A$  eintritt. Wenn die radioaktive Schicht so dünn ist, daß die  $\alpha$ -Strahlen nicht merklich aufgehalten werden, wenn sie die Schicht in normaler Richtung verlassen, so wird die Ionisation per Zentimeter, die in verschiedenen Entfernungen von der Strahlenquelle hervorgebracht wird, graphisch durch die Kurve  $APM$  in Fig. 48 wiedergegeben. Die Ordinaten stellen die Entfernung von der Strahlenquelle dar, die Abszissen die Ionisation, die in dem Ionisationsgefäße erzeugt wird. Die Ionisation beginnt plötzlich bei  $A$  und erreicht ein Maximum bei  $P$ , wenn die Strahlen die obere Platte

des Gefäßes erreichen, und bleibt dann konstant, bis die Strahlenquelle erreicht ist.

Die  $\alpha$ -Strahlen, die aus einer dicken Schicht austreten, haben jedoch alle Ionisierungsbereiche zwischen 0 und dem Maximalbereich, und in das Ionisationsgefäß treten um so mehr Strahlen ein, je mehr es sich der Strahlenquelle nähert. Die Ionisationskurve wird also durch die gerade Linie *APB* dargestellt.

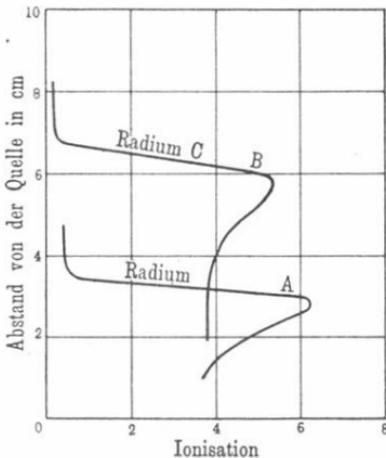
Um diese Resultate zu erhalten, ist es erforderlich, ein dünnes Strahlenbündel und ein enges Ionisationsgefäß zu benutzen. Wenn das Ionisationsgefäß bei allen Entfernungen das ganze Strahlenbündel einschließt, so braucht keine Rücksicht darauf genommen zu werden,

daß die Intensität der Strahlung indirekt proportional dem Quadrate der Entfernung abnimmt.

Die Versuche von Bragg und Kleeman lehren, daß die theoretischen Schlußfolgerungen in der Praxis ange nähert erfüllt sind.

Wir wollen zunächst die Erscheinungen besprechen, die an einer dünnen Schicht eines einfachen radioaktiven Stoffes zu beobachten sind. Ein solches Präparat wurde erhalten, indem in einer flachen

Fig. 49.



Schale ein wenig Radiumbromid zur Trockene eingedampft wurde. Die Emanation entweicht beim Kochen und der zurückbleibende aktive Niederschlag zerfällt schnell. Nach ungefähr drei Stunden rührt die Aktivität nur noch von den  $\alpha$ -Strahlen des Radiums selbst her. Die von Bragg und Kleeman erhaltene Ionisationskurve ist durch Kurve *A* in Fig. 49 dargestellt. Wenn sich das Ionisationsgefäß weiter als 3,5 cm über der Strahlenquelle befindet, so ist nur eine kleine Ionisation zu beobachten; bei 3,5 cm wächst der Strom sehr schnell an und erreicht ein Maximum bei 2,85 cm. Die Ionisation fällt dann langsam ab, wenn die Entfernung von der Strahlenquelle abnimmt. Der

Maximalbereich der  $\alpha$ -Strahlen des Radiums selbst beträgt also 3,5 cm.

Die entsprechende Kurve für Radium-C gibt Kurve *B* derselben Figur wieder. Diese Kurve erhielt Mc Clung<sup>1)</sup> nach der Methode von Bragg und Kleeman. Das Radium-C war in einer sehr dünnen Schicht auf einem Drahte niedergeschlagen, der der Radiumemanation exponiert worden war. Die Strahlen von Radium-C haben nach den Versuchen von Mc Clung einen Ionisierungsbereich von ungefähr 6,8 cm, und die Ionisation fällt in ähnlicher Weise ab, wie die des Radiums selbst.

Bei den Braggschen Versuchen hatte das Ionisationsgefäß eine Tiefe von 2 mm, während es bei den Versuchen von Mc Clung 5 mm tief war. Im Falle des Radium-C ist die Ionisation, wie man sieht, für eine Entfernung von ungefähr 4 cm nahezu konstant, dann wächst sie schnell an und erreicht in einer Entfernung von ungefähr 5,7 cm ein Maximum. Wenn man dem Umstande Rechnung trägt, daß das Ionisationsgefäß eine merkliche Tiefe besaß, und daß ein ziemlich weiter Strahlenkegel benutzt wurde, so läßt sich zeigen, daß die Ionisation bei einer Entfernung von 6,8 cm schnell zunehmen muß, aber nicht so plötzlich, wie die einfache Theorie erwarten läßt.

Wenn man die Abnahme mißt, die die  $\alpha$ -Partikel von Radium-C beim Durchgange durch Aluminium erfährt, so läßt sich leicht berechnen, daß die Geschwindigkeit der  $\alpha$ -Partikeln an dem Punkte maximaler Ionisation ungefähr 0,56 der Anfangsgeschwindigkeit beträgt. Bei dieser Geschwindigkeit scheint die  $\alpha$ -Partikel das größte Ionisierungsvermögen zu besitzen.

Bragg und Kleeman haben auf diese Weise den Bereich der verschiedenen  $\alpha$ -Strahlenprodukte bestimmt, die im Radium vorhanden sind, wenn es sich im Gleichgewichtszustande befindet. Die Ionisationskurve, die mit einer dünnen Radiumschicht erhalten wurde, ist in Fig. 50 wiedergegeben.

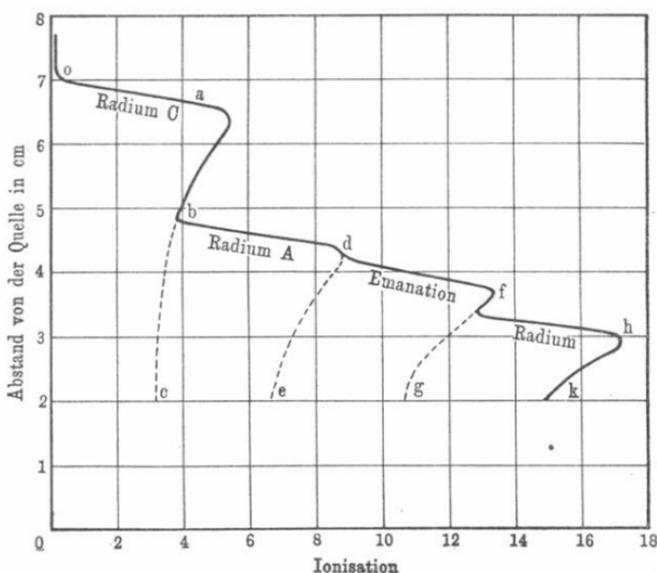
Die ersten Strahlen erreichten das Ionisationsgefäß in einer Entfernung von 7,06 cm von der Strahlenquelle. Diese Strahlen werden von Radium-C ausgesandt und besitzen unter den Strahlen aller Radiumprodukte den größten Ionisierungsbereich. Beim Punkte *b* macht die Kurve eine plötzliche Biegung, welche zeigt,

---

<sup>1)</sup> Mc Clung, Phil. Mag., Jan. 1906.

daß hier die  $\alpha$ -Strahlen eines anderen Produktes mit einem Ionisierungsbereich von 4,83 cm das Gefäß erreicht haben. Ein ähnlicher, wenn auch nicht so wohl definierter Knick tritt in der Kurve bei *d* für eine Entfernung von 4,23 cm auf und deutet an, daß eine weitere Strahlengruppe in das Gefäß eingetreten ist. Der Knick bei *f* wird durch das Auftreten der Strahlen verursacht, die von Radium selbst ausgesandt werden. Aus diesen Versuchen folgt, daß die  $\alpha$ -Partikeln des Radiums in Luft einen

Fig. 50.



Bereich von 3,5 cm und die des Radium-C einen Bereich von 7,06 cm besitzen. Die Werte 4,23 und 4,83 cm kommen der Emanation und dem Radium-A zu; wegen des schnellen Zerfalls des Radium-A hat sich bisher noch nicht entscheiden lassen, welche dieser Zahlen der Emanation und welche dem Radium-A zuzuschreiben sind\*).

Wenn die Kurve *o a b* nach unten bis *c* verlängert wird, so stellt die Kurve *o a b c* die Ionisation dar, die von Radium-C

\*) Diese Frage ist durch die auf S. 229 zitierten Versuche von Rutherford entschieden; dem Radium-A kommt der Ionisierungsbereich 4,83 cm und der Emanation der von 4,23 cm zu.

herrührt. Wenn diese Kurve um 2,23 cm, entsprechend der Differenz zwischen den Werten 7,06 und 4,83 cm, nach unten und dann so weit nach rechts verschoben wird, daß  $o$  auf  $b$  fällt, so fällt die neue Kurve  $b d e$  genau auf die experimentell bestimmte Kurve  $b d$ . Bei einer weiteren Senkung der Kurve um 0,6 cm und einer entsprechenden Verschiebung nach rechts erhält man eine Kurve, die wiederum mit der experimentell bestimmten sich deckt. Schließlich läßt sich in ähnlicher Weise eine Deckung mit der experimentell bestimmten Kurve  $f h k$  erzielen.

Wenn man die Ionisationskurve eines Produktes kennt, so läßt sich also die gemeinsame Kurve der Produkte in sehr einfacher Weise konstruieren. Es geht hieraus klar hervor, daß, abgesehen von den Unterschieden in den Anfangsgeschwindigkeiten der  $\alpha$ -Partikeln, die Ionisationskurven des Radiums und aller seiner Produkte identisch sind.

Es ist ferner ersichtlich, daß alle  $\alpha$ -Strahlenprodukte in der Sekunde die gleiche Anzahl von  $\alpha$ -Partikeln aussenden; dieses Ergebnis folgt aus der Disintegrationstheorie, wenn die verschiedenen Produkte Glieder derselben Umwandlungsreihe sind.

Die Versuche von Bragg und Kleeman haben also auf einem neuen und einwandfreien Wege die Theorie der radioaktiven Umwandlungen bestätigt, die ursprünglich von ganz anderen Überlegungen aus entwickelt wurde. Ihre Versuche beweisen, daß die Produkte in genetischem Zusammenhange stehen, denn sonst würde sich die experimentell erhaltene Kurve nicht aus der eines einzigen Produktes aufbauen lassen.

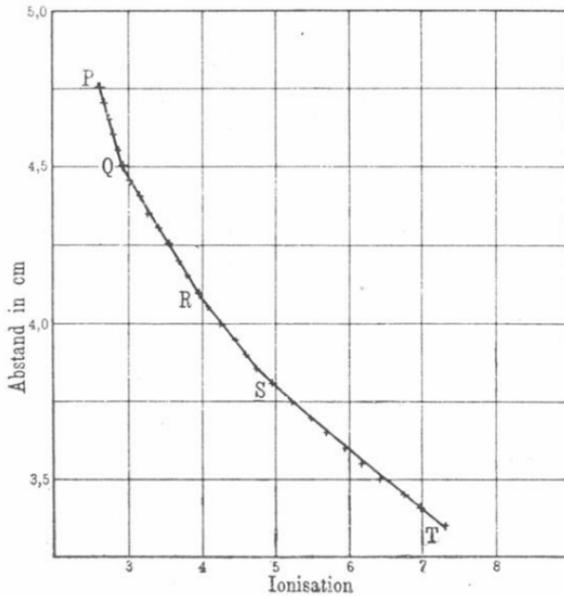
Aus diesen Versuchen können wir mit Sicherheit schließen, daß Radium-C aus Radium-A entsteht, während der direkte experimentelle Nachweis schwer durchzuführen ist. Die Versuche lehren ferner, daß die  $\alpha$ -Partikeln aller Produkte, in jeder Beziehung mit Ausnahme ihrer Geschwindigkeiten, identisch sind — ein Ergebnis, das, wie wir gesehen haben, durch direkte Versuche anderer Art bestätigt worden ist.

Die Methode von Bragg und Kleeman bringt also nicht nur über die Absorption der  $\alpha$ -Strahlen Aufklärung, sondern sie liefert auch indirekt ein sehr wertvolles Mittel, die Zahl der in einer radioaktiven Substanz vorhandenen  $\alpha$ -Strahlenprodukte zu bestimmen, selbst wenn die chemische Isolierung dieser Produkte nicht gelingen sollte. Diese Bestimmung läßt sich dann aus-

führen, wenn die Ionisierungsbereiche der  $\alpha$ -Partikeln bei den einzelnen Produkten verschieden sind. Eine Reihe von Knicken in der Ionisationskurve ist ein indirekter Beweis für das Vorhandensein einer Anzahl von  $\alpha$ -Strahlenprodukten.

Nach dieser Methode hat Dr. Hahn nachgewiesen, daß Thorium-B nicht, wie man angenommen hatte, ein einfaches Produkt ist, sondern aus zwei  $\alpha$ -Strahlenprodukten besteht. Aus den bisherigen Versuchen, diese beiden Produkte nach chemischen

Fig. 51.



oder physikalischen Methoden zu trennen, scheint hervorzugehen, daß das eine Produkt eine außerordentlich kleine Umwandlungsperiode besitzt<sup>1)</sup>.

Wir haben bisher nur die Ionisationskurven dünner Schichten besprochen, da diese die wesentlichen Punkte der Absorption der  $\alpha$ -Strahlen mit großer Klarheit erkennen lassen. Bragg und Kleeman haben auch die Ionisationskurve einer dicken Radium-

<sup>1)</sup> Hahn hat kürzlich [Phys. Zeitschr. 7, 412, 456, 557 (1906)] den Ionisierungsbereich der  $\alpha$ -Partikeln der Thorium- und Aktiniumprodukte bestimmt.

schicht untersucht. Die von ihnen erhaltene Kurve ist in Fig. 51 wiedergegeben. Sie besteht aus einer Zahl gerader Linien, die unter ziemlich spitzen Winkeln aneinander stoßen. Die Ionisation oberhalb  $Q$  rührt von Radium-C her. Bei  $Q$  erreichen die Strahlen des Produktes, das den Ionisationsbereich 4,83 cm besitzt, das Ionisationsgefäß und die Kurve setzt sich unter einem spitzen Winkel fort. Ein ähnlicher Knick tritt bei  $R$  und  $S$  auf, wo die  $\alpha$ -Strahlen der beiden anderen Produkte in das Ionisationsgefäß eintreten. Die Neigungen der Kurventeile  $PQ$ ,  $QR$ ,  $RS$ ,  $ST$  gegen die Abszissenachse stehen sehr angenähert in dem Verhältnis 1, 2, 3 und 4, ein Resultat, das nach der Theorie zu erwarten ist.

Bragg und Kleeman haben auch Versuche über die Absorption der  $\alpha$ -Strahlen in dünnen Metallblättern und in verschiedenen Gasen angestellt. Die Bedeckung der radioaktiven Schicht mit einem gleichmäßig absorbierenden Schirm verringert alle Ordinaten der Ionisationskurve um den gleichen Betrag. Zum Beispiel entsprach die Verringerung, die der Ionisationsbereich durch eine Silberfolie erfuhr, deren Gewicht pro Quadratcentimeter 0,00967 g betrug, der Erniedrigung, die durch eine Luftschicht von 3,35 cm Dicke hervorgebracht wird, deren Gewicht per Flächeneinheit 0,00402 g beträgt. Das Verhältnis dieser beiden Gewichte beträgt 2,41, die Absorptionsfähigkeit des Silbers ist also 2,41 mal größer, als zu erwarten wäre, wenn die Absorption proportional der Dichte erfolgte. Eine Untersuchung verschiedener Metalle zeigte, daß die Absorptionsfähigkeit angenähert der Quadratwurzel aus den Atomgewichten proportional ist. Ein ähnliches Gesetz gilt für Gase über einen beträchtlichen Dichtebereich. Diese Beziehung ist sehr bemerkenswert, sie deutet an, daß die Absorption der Energie im Innern des Atomes der Quadratwurzel aus seinem Atomgewicht proportional ist. Es ist bekannt, daß für einfache Gase, wie Wasserstoff, Sauerstoff und Kohlensäure, die Gesamtzahl der Ionen, die bei völliger Absorption von  $\alpha$ -Strahlen von gegebener Intensität gebildet werden, nahezu die gleiche ist; hieraus ist zu schließen, daß zur Bildung eines Ions in allen Fällen die gleiche Energie verbraucht wird. Wenn die Absorptionsfähigkeit eines Gases wesentlich durch die Energie bestimmt wird, die zur Bildung von Ionen verbraucht wird, so weisen die Resultate von Bragg und Kleeman darauf

hin, daß im Durchschnitt viermal mehr Ionen gebildet werden, wenn eine  $\alpha$ -Partikel von gegebener Geschwindigkeit ein Sauerstoffatom, als wenn sie ein Wasserstoffatom passiert. Dieses setzt nicht mit Notwendigkeit voraus, daß jedes Atom auf dem Wege der  $\alpha$ -Partikel ionisiert wird, sondern bezieht sich auf den Durchschnitt einer großen Anzahl von Atomen. Es ist ferner sehr wahrscheinlich, daß die Zahl der Ionen, die eine  $\alpha$ -Partikel in Luft erzeugt, wenigstens ebenso groß, wenn nicht größer ist, als die Zahl der Moleküle, denen sie begegnet. Wir sind also zu der Annahme gezwungen, daß die  $\alpha$ -Partikel entweder aus dem Molekül eines schweren Gases mehr als zwei Ionen in Freiheit zu setzen vermag, oder daß die Wirkungssphäre der  $\alpha$ -Partikel in einem schweren Gase größer ist als in einem leichten.

Welche Schlüsse auch immer aus diesen Versuchen gezogen werden mögen, sicher geht aus den Resultaten hervor, daß zwischen der Ionisation und dem Atomgewicht verschiedener Elemente ein fundamentaler Zusammenhang besteht.

### Die Ladung der $\alpha$ -Strahlen.

Die  $\alpha$ -Partikel wird in einem magnetischen oder elektrischen Felde so abgelenkt, als wenn sie eine positive Elektrizitätsladung trüge. Es wurde schon frühzeitig beobachtet, daß die  $\beta$ -Partikeln des Radiums eine negative Ladung besitzen, und daß das Radium, von dem sie ausgesandt werden, eine positive Ladung zurückbehält. Diese Eigenschaft des Radiums wird sehr einleuchtend durch einen von Strutt angegebenen Apparat illustriert, der als „Radiumuhr“ bekannt ist. Zwei Goldblätter stehen mit einer isolierten Röhre, die Radium enthält, in metallischer Verbindung, und der ganze Apparat befindet sich in einem luftleeren Glasgefäße. Die  $\beta$ -Partikeln werden durch die isolierte Röhre hindurchgeschleudert und lassen eine ihrer negativen Ladung entsprechende positive Ladung zurück. Die Blättchen divergieren in dem Maße, in dem sie sich positiv aufladen, und werden, nachdem sie einen bestimmten Ausschlag erreicht haben, automatisch entladen. Dieser Prozeß der Ladung und Entladung wiederholt sich unbegrenzt, oder wenigstens solange, wie das Radium selbst existieren wird. Bei der Verwendung von 30 mg Radiumbromid

vollziehen die Blättchen den Kreislauf von Ladung und Entladung mehrere Male in der Minute.

Wenn ein Stab oder eine Platte, die mit einer dünnen Radiumschicht überzogen und zur Entfernung der  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlen erhitzt worden ist, in einer ähnlichen Anordnung verwandt wird, so tritt der Prozeß der Aufladung nicht ein, wie gut auch das Vakuum sein mag. Wenn die isolierte Platte entweder positiv oder negativ geladen wird, so verliert sich diese Ladung außerordentlich schnell.

Versuche dieser Art werden am einfachsten mit einer Platte ausgeführt, die mit einer dünnen Schicht von Radiotellurium (Radium-F) überzogen ist, da diese Substanz nur  $\alpha$ -Strahlen, aber keine  $\beta$ -Strahlen aussendet. Die Erklärung dafür, warum die von den  $\alpha$ -Strahlen des Radiotelluriums transportierte Ladung bei den früheren Versuchen nicht nachgewiesen werden konnte, wurde durch eine Untersuchung von J. J. Thomson erbracht. Thomson zeigte, daß eine solche Platte außer den  $\alpha$ -Partikeln eine große Zahl von  $\beta$ -Partikeln aussendet, die ein sehr geringes Durchdringungsvermögen besitzen und eine sehr kleine Geschwindigkeit haben, so daß sie durch ein magnetisches oder elektrisches Feld sehr leicht abgelenkt werden. Die Anwesenheit einer großen Zahl dieser negativ geladenen Teilchen verdeckt unter gewöhnlichen Umständen den durch die Aussendung der  $\alpha$ -Partikeln hervorgerufenen Effekt. Ihr Einfluß läßt sich jedoch fast völlig vernichten, wenn parallel zu der Fläche der aktiven Platte ein starkes Magnetfeld erzeugt wird. Die von der Platte ausgesandten Elektronen beschreiben dann unter dem Einfluß des Magnetfeldes Kreisbögen und kehren zu der Platte zurück. Unter diesen Bedingungen läßt sich in einem gut evakuierten Gefäße zeigen, daß die Platte sich negativ auflädt, während ein Körper, auf den die Strahlen auftreffen, eine positive Ladung erhält.

Diese Versuche beweisen einwandfrei, daß die  $\alpha$ -Partikeln mit einer positiven Ladung fortgeschleudert werden, aber von einer großen Schar langsamer Elektronen begleitet werden. Diese Elektronen scheinen eine Art sekundärer Strahlen zu bilden, die die  $\alpha$ -Partikel beim Verlassen der aktiven Substanz und beim Auftreffen auf Materie erzeugt. Ihr Vorhandensein ist nicht nur beim Radiotellurium, sondern auch beim Radium selbst und bei der Radium- und Thoriumemanation nachgewiesen. Diese Elek-

tronen scheinen sich stets als Begleiter der  $\alpha$ -Partikeln zu finden, sie dürfen jedoch nicht mit den eigentlichen  $\beta$ -Strahlen verwechselt werden, die eine viel größere Geschwindigkeit und ein entsprechend größeres Durchdringungsvermögen besitzen. Durch Verwendung eines magnetischen Feldes zur Beseitigung der Störungen, die durch die langsamen Elektronen verursacht werden, bestimmte der Verfasser die Ladung, die die  $\alpha$ -Strahlen einer dünnen Radiumschicht transportieren. Da die Radiummenge bekannt war, ließ sich berechnen, daß  $6,2 \times 10^{10}$   $\alpha$ -Partikeln von 1 g Radium im Zustande seiner Minimalaktivität in der Sekunde ausgeschleudert werden. Befindet sich das Radium im Gleichgewicht mit seinen drei  $\alpha$ -Strahlenprodukten, so beträgt die Zahl der ausgesandten  $\alpha$ -Partikeln  $2,5 \times 10^{11}$ . Diese Berechnungen beruhen auf der Annahme, daß jede  $\alpha$ -Partikel eine einzige Ionenladung von  $3,4 \times 10^{10}$  elektrostatischen Einheiten trägt. Wenn die  $\alpha$ -Partikel eine doppelt so große Ladung besitzt, so ist die Zahl der ausgesandten  $\alpha$ -Partikeln nur halb so groß.

Die Ladung, die die  $\beta$ -Strahlen von Radium-C transportieren, wurde mit Hilfe eines Bleistabes gemessen, der in der Radiumemanation aktiv gemacht war; aus diesen Versuchen wurde berechnet, daß  $7,3 \times 10^{10}$   $\beta$ -Partikeln von 1 g Radium in der Sekunde fortgeschleudert werden. Schmidt hat kürzlich gefunden, daß Radium-B, welches für strahlenlos gehalten worden war, gleichfalls  $\beta$ -Strahlen aussendet, daß diese jedoch ein viel geringeres Durchdringungsvermögen besitzen als die  $\beta$ -Strahlen von Radium-C. Wenn Radium-B und -C in der Sekunde die gleiche Zahl von  $\beta$ -Partikeln aussenden, so beträgt die Zahl der  $\beta$ -Partikeln, die jedes der beiden  $\beta$ -Strahlenprodukte per Gramm Radium aussendet,  $3,6 \times 10^{10}$ .

McClelland hat beobachtet, daß durch das Auftreffen der  $\beta$ -Partikeln auf Blei eine starke Sekundärstrahlung entsteht. Daher ist wahrscheinlich die Zahl  $3,6 \times 10^{10}$  zu hoch, denn die  $\beta$ -Partikeln, die auf den Bleistab auftreffen, machen sekundäre  $\beta$ -Partikeln frei, deren Ladung zusammen mit der der primären gemessen wird. Wenn jede  $\alpha$ -Partikel eine doppelt so große Ladung transportiert wie die  $\beta$ -Partikel, so sollte die Zahl der  $\beta$ -Partikeln, die von jedem  $\beta$ -Strahlenprodukt in 1 g Radium ausgesandt wird,  $3,1 \times 10^{10}$  betragen. Obwohl es schwierig ist, aus solchen Messungen bestimmte Schlüsse zu ziehen, so stim-

men doch die experimentellen Resultate mit der Annahme überein, daß für das Produkt Radium-C, welches  $\alpha$ - und  $\beta$ -Strahlen aussendet, die Zahl der in der Sekunde ausgesandten  $\alpha$ - und  $\beta$ -Partikeln die gleiche ist, während die von den  $\alpha$ -Partikeln transportierte Ladung doppelt so groß ist, als die der  $\beta$ -Partikeln.

### Die Wärmeentwicklung der $\alpha$ -Strahlen.

Im Jahre 1903 machten Curie und Laborde<sup>1)</sup> die auffallende Entdeckung, daß Radium stets wärmer ist als seine Umgebung, und daß 1 g Radium ungefähr 100 Grammkalorien in der Stunde entwickelt. Es entstand sofort die Frage, ob diese Erscheinung nach noch unbekanntem Prinzipien erfolgt, oder lediglich ein sekundärer Effekt ist.

Da die  $\alpha$ -Partikeln eine große kinetische Energie besitzen, aber durch Materie sehr leicht aufgehalten werden, so kommt der größte Teil der innerhalb des Radiums gebildeten  $\alpha$ -Partikeln nicht an die Oberfläche, sondern wird durch das Radium selbst aufgehalten, und ihre kinetische Energie wird in Wärme verwandelt. Bei Messungen der vom Radium entwickelten Wärme wird gewöhnlich das Radium in ein Gefäß eingeschlossen, dessen Wände dick genug sind, um alle  $\alpha$ -Strahlen zu absorbieren. Es ist dann nicht notwendig, eine Korrektur für die  $\alpha$ -Partikeln anzubringen, die nicht durch das Radium selbst absorbiert werden.

Um zu untersuchen, ob die Wärmeentwicklung des Radiums von dem Bombardement der  $\alpha$ -Partikeln herrührt, unternahmen Rutherford und Barnes<sup>2)</sup> eine Reihe von Versuchen. Zunächst wurde die Wärmeentwicklung von 30 mg Radiumbromid in einem einfachen Luftkalorimeter gemessen und zu ungefähr 100 Grammkalorien per Stunde und Gramm bestimmt. Das Radium wurde dann so stark erhitzt, daß die Emanation entwich. Die Emanation wurde in einer kleinen Glasröhre, die in flüssige Luft tauchte, kondensiert, und die Glasröhre hierauf verschlossen. Die Wärmeentwicklung des Radiums und der Emanation wurde getrennt bestimmt. Die Wärmeentwicklung des Radiums fiel nach der Entfernung der Emanation im Verlauf von ungefähr drei Stunden

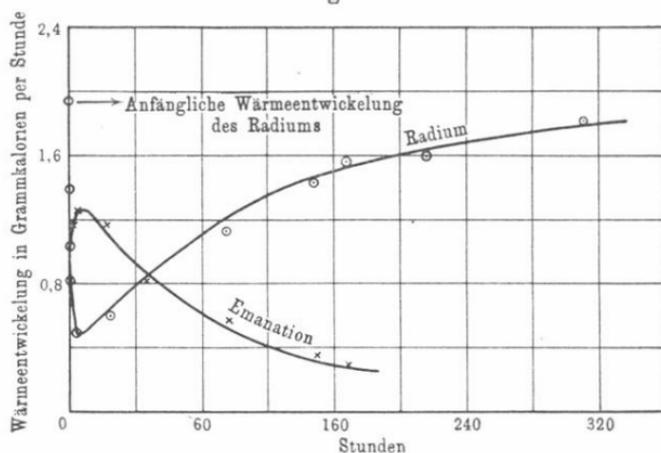
<sup>1)</sup> Curie und Laborde, Compt. rend. 136, 673 (1904).

<sup>2)</sup> Rutherford und Barnes, Phil. Mag., Febr. 1904.

auf 27 Proz. des Maximums, sie nahm dann langsam wieder zu und erreichte nach einem Monat wieder ihren alten Wert.

Die Wärmeentwicklung des Emanationsrohres verhielt sich gerade umgekehrt, sie nahm etwa drei Stunden lang bis zu einem Maximum zu, das ungefähr 73 Proz. der Wärmeentwicklung des ursprünglichen Präparates betrug, und fiel dann nach einem Exponentialgesetz mit einer Periode von ungefähr vier Tagen ab. Die Kurve, nach der die Wärmeentwicklung des Radiums zunahm, und die, nach der das Emanationsrohr seine Wärmeentwicklung verlor, sind in Fig. 52 wiedergegeben. Inner-

Fig. 52.



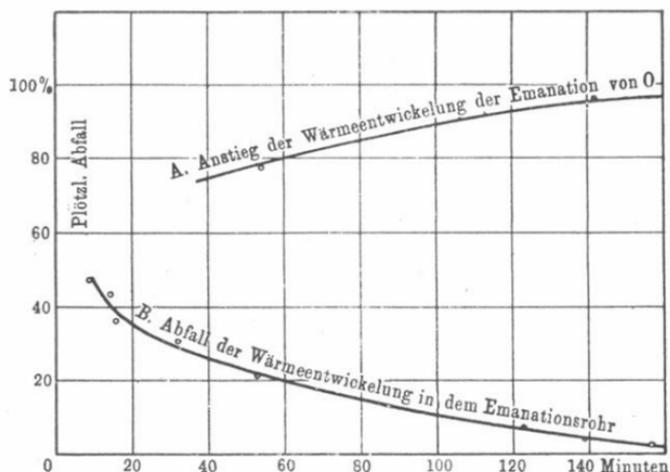
Änderung der Wärmeentwicklung des Radiums, bzw. der Emanation und ihrer Produkte, nach der Trennung der Emanation vom Radium.

halb der Versuchsfehler war die Summe der von dem Radium und der Emanation entwickelten Wärme gleich der, die das Radium im Gleichgewichtszustande abgab. Von der Emanation waren 6 Proz. durch die Erhitzung nicht entfernt worden, so daß nur 23 Proz. von der Gesamtmenge der entwickelten Wärme auf das Radium selbst entfallen, während die Emanation und ihre Produkte 77 Proz. beitragen.

Die Abfalls- und Erholungskurven des Wärmeeffektes stimmen innerhalb der Versuchsfehler mit den entsprechenden Abfalls- und Erholungskurven der  $\alpha$ -Strahlenaktivität überein. Die entwickelte Wärme ist demnach ein Maß für die kinetische Energie

der  $\alpha$ -Partikeln, denn die  $\alpha$ -Strahlenaktivität des Radiums beträgt, wenn die Emanation und ihre Produkte entfernt sind, ungefähr 25 Proz. der Maximalaktivität, während die  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlenaktivitäten praktisch gleich Null sind. Um die obige Anschauung noch weiter zu stützen, wurde untersucht, wie sich die von dem Emanationsrohr abgegebene Wärme zwischen der Emanation und ihren Produkten verteilt. Nachdem die Wärmeentwicklung der Emanationsröhre gemessen war, wurde das Ende der Röhre abgebrochen und die Emanation ausgeblasen. Nach zehn Minuten war die von dem Rohre abgegebene Wärmemenge auf 48 Proz.

Fig. 53.



gefallen und nahm dann stetig bis Null ab. Die Abfallskurve der Wärmeentwicklung ist in Fig. 53 wiedergegeben. Nach zehn Minuten folgt sie der Abfallskurve der Aktivität sehr nahe. Wenn die Emanation entfernt ist, so rührt die in dem Rohre entwickelte Wärme von den Produkten des aktiven Niederschlages, Radium-A, -B und -C, her. Da Radium-A seine Aktivität mit einer Periode von drei Minuten verliert, so läßt sich die entsprechende Änderung der Wärmeentwicklung nicht verfolgen. Nach 15 Minuten muß der Wärmeeffekt ausschließlich durch Radium-B und -C hervorgebracht werden. Es läßt sich nicht leicht experimentell entscheiden, ob Radium-B, welches nur  $\beta$ -Strahlen aussendet,

einen merklichen Beitrag zu der Wärmeentwicklung liefert, da es keine  $\alpha$ -Strahlen besitzt; wahrscheinlich ist aber seine Wärmeentwicklung verglichen mit der von Radium-C klein.

Die Kurve, nach der die Wärmeabgabe einer frisch mit Emanation gefüllten Röhre ansteigt (Fig. 53), ist zu der Abfallkurve, wie zu erwarten war, komplementär. Die Tatsache, daß die Wärmeentwicklung mit der Periode der  $\alpha$ -Strahlenprodukte abfällt, beweist, daß die Wärmeentwicklung des Radiums und seiner Produkte wesentlich durch die ausgesandten  $\alpha$ -Partikeln hervorgebracht wird.

Aus den Versuchen ergibt sich, daß von der entwickelten Wärme 23 Proz. vom Radium selbst herrühren, 32 Proz. von Radium-C und 45 Proz. von der Emanation und Radium-A; wegen des schnellen Zerfalls von Radium-A läßt sich der von ihm hervorbrachte Wärmeeffekt nicht von dem der Emanation trennen. Direkte Versuche haben bewiesen, daß die  $\beta$ - oder  $\gamma$ -Strahlen nicht mehr als 1 oder 2 Proz. zu der Wärmeentwicklung des Radiums beitragen, selbst wenn sie völlig von einem Bleimantel absorbiert werden.

Wir wollen uns jetzt der wichtigen Frage zuwenden, ob die kinetische Energie der  $\alpha$ -Partikeln zur Erklärung des Wärmeeffektes ausreicht. Die kinetische Energie einer  $\alpha$ -Partikel von der Masse  $m$  und der Geschwindigkeit  $v$  beträgt  $m v^2/2$ . Das Verhältnis, in dem die kinetischen Energien der von den verschiedenen Produkten ausgesandten  $\alpha$ -Partikeln zueinander stehen, läßt sich berechnen, wenn die Geschwindigkeiten der  $\alpha$ -Partikeln bekannt sind. Diese Geschwindigkeiten sind noch nicht für die Strahlen aller Produkte direkt gemessen worden, sie lassen sich jedoch leicht aus den Ionisierungsbereichen der Strahlen in Luft ableiten. Zum Beispiel ist die Anfangsgeschwindigkeit der  $\alpha$ -Partikeln des Radiums selbst gleich der Geschwindigkeit, die die  $\alpha$ -Partikeln von Radium-C besitzen, wenn sie in Luft eine Strecke, die der Differenz zwischen den beiden Ionisierungsbereichen gleich ist, zurückgelegt haben. Diese Differenz beträgt 3,5 cm und entspricht 6,7 Aluminiumfolien von der in der Tabelle auf S. 224 angegebenen Art. Setzt man die kinetische Energie der  $\alpha$ -Partikel von Radium-C gleich 100, so läßt sich nach dieser Methode leicht berechnen, daß die kinetische Energie der  $\alpha$ -Strahlen von Radium-A und der Emanation, welche die Ionisierungs-

bereiche 4,8 bzw. 4,3 besitzen, 74 bzw. 69 beträgt. Die Energie der  $\alpha$ -Partikeln des Radiums selbst beträgt 58. Da die Produkte des Radiums Glieder derselben Umwandlungsreihe sind, so senden alle Produkte die gleiche Anzahl von  $\alpha$  Partikeln aus. Sieht man die kinetische Energie der  $\alpha$ -Partikel als ein Maß des Wärmeeffektes an, so ergibt sich, daß 19 Proz. der gesamten Wärmeentwicklung von Radium selbst herrühren sollten, 48 Proz. von der Emanation und dem Radium-A und 33 Proz. von Radium-C. Die entsprechenden experimentell erhaltenen Werte betragen 23, 45 und 32 Proz. Zwischen Theorie und Experiment besteht also eine ziemlich gute Übereinstimmung.

Es ist experimentell gefunden worden, daß, wenn jede  $\alpha$ -Partikel eine Ladung von  $1,13 \times 10^{-20}$  elektromagnetischen Einheiten besitzt, in 1 g Radium jedes  $\alpha$ -Strahlenprodukt  $6,2 \times 10^{10}$   $\alpha$ -Partikeln in der Sekunde aussendet. Setzt man die bekannten Werte  $e/m = 5 \times 10^3$ ,  $v = 2,0 \times 10^9$  und  $e = 1,13 \times 10^{-20}$  ein, so erhält man für die kinetische Energie der  $\alpha$ -Partikel von Radium-C  $4,5 \times 10^{-6}$  erg. Der Wert, den man auf diese Weise für die kinetische Energie erhält, ergibt sich unabhängig davon, ob die  $\alpha$ -Partikel eine Ionenladung besitzt oder zwei. Die kinetische Energie der  $\alpha$ -Partikeln, die in 1 g Radium von Radium-C in der Sekunde ausgesandt werden, beträgt also  $2,79 \times 10^5$  erg. Die Wärme, die die  $\alpha$ -Partikeln von Radium-C in 1 g Radium per Stunde entwickeln, beträgt also 24 Grammkalorien, während der experimentell erhaltene Wert 32 Grammkalorien beträgt.

Da die experimentellen Schwierigkeiten bei der Bestimmung der Zahl der  $\alpha$ -Partikeln, die vom Radium in der Sekunde ausgesandt werden, sehr groß sind, so ist die Übereinstimmung zwischen Berechnung und Versuch außerordentlich gut. Möglicherweise wird ein Bruchteil der vom Radium entwickelten Wärme daher rühren, daß bei der Neuordnung des Atoms nach der Ausschleuderung der  $\alpha$ -Partikel Energie frei wird; wahrscheinlich ist diese Energiemenge jedoch gering im Vergleich zu der kinetischen Energie der  $\alpha$ -Partikel.

Der Schluß, daß die Wärmeentwicklung des Radiums und seiner Produkte ein Maß für die Energie der  $\alpha$ -Partikeln ist, muß auch auf die anderen Radioelemente, welche  $\alpha$ -Strahlen aussenden, übertragen werden. Es ist also zu erwarten, daß Uranium, Thorium und Aktinium mit einer Geschwindigkeit Wärme ent-

wickeln, die ihrer  $\alpha$ -Strahlenaktivität proportional ist. Pegram hat diese Frage beim Thorium untersucht und Anzeichen dafür gefunden, daß die Wärmeentwicklung des Thoriums ungefähr der nach seiner Aktivität zu erwartenden entspricht. Jedes  $\alpha$ -Strahlenprodukt muß also eine Wärmemenge entwickeln, die dem Produkt aus der Zahl der in der Sekunde ausgesandten  $\alpha$ -Partikeln und der durchschnittlichen kinetischen Energie einer  $\alpha$ -Partikel proportional ist.

Auf die außerordentliche Wärmeentwicklung, die die Radiumemanation im Verhältnis zu ihrer Masse besitzt, ist bereits auf S. 93 aufmerksam gemacht. Die schnell sich umwandelnden Substanzen, wie die Emanationen des Aktiniums und Thoriums und Radium-A, müssen im Beginn ihres Zerfalls im Vergleich zu ihrer Masse eine gewaltige Wärmemenge entwickeln, z. B. muß die Aktiniumemanation Gewicht für Gewicht ungefähr 800 000 mal mehr Wärme in der Sekunde entwickeln als die Radiumemanation. Der Zeitraum, während dessen die Wärmeentwicklung stattfindet, ist entsprechend kleiner.

### Die Gasentwicklung in Radiumlösungen.

Helium wird, wie wir gesehen haben, in geringen Mengen vom Radium gebildet. Giesel, Runge und Bodländer bemerkten, daß Radiumlösungen beträchtliche Mengen von Wasserstoff und Sauerstoff entwickeln. Ramsay und Soddy fanden, daß eine Lösung von 50 mg Radiumbromid in einem Tage ungefähr 0,5 ccm eines Gasgemisches produzierte, das ungefähr 28,9 Proz. Sauerstoff enthielt, während der Rest aus Wasserstoff bestand. Der Prozentsatz des entwickelten Wasserstoffs ist also etwas größer als der, den man bei der Elektrolyse des Wassers erhält. Für diesen Überschuß ist bisher keine befriedigende Erklärung gefunden, vielleicht rührt er daher, daß ein Teil des Sauerstoffs zur Überführung des Radiumbromids in Bromat verbraucht wird. Ramsay wies nach, daß die Radiumemanation, wenn sie mit Wasser gemischt wird, Wasserstoff und Sauerstoff entwickelt, und daß nach der Explosion des Gasgemisches kein sichtbares Gasbläschen zurückbleibt. Die Gasentwicklung verläuft mit gleichmäßiger Geschwindigkeit und muß das Resultat einer Einwirkung der  $\alpha$ -Strahlen auf die Wassermoleküle sein.

1 g Radiumbromid würde im Gleichgewichtszustande ungefähr 10 ccm Wasserstoff und Sauerstoff in einem Tage entwickeln. Die Energie, die erforderlich ist, um die entsprechende Wassermenge zu zersetzen, beträgt ungefähr 20 Grammkalorien oder weniger als 2 Proz. der kinetischen Energie der  $\alpha$ -Partikeln.

Um 10 ccm Wasserstoff und Sauerstoff per Tag elektrolytisch zu entwickeln, ist ein Strom von 0,000 67 Ampere erforderlich. Es ist nun experimentell gefunden, daß der maximale Ionisationsstrom, der in Luft von 1 g Radiumbromid gewonnen werden kann, welches sich in radioaktivem Gleichgewicht befindet und eine dünne Schicht bildet, 0,0013 Ampere beträgt, oder doppelt so groß ist wie der Strom, der zur Bildung der beobachteten Wasserstoff- und Sauerstoffmenge erforderlich ist.

Bei den Versuchen von Ramsay und Soddy befand sich ein Teil der Emanation in dem Gasraume über der Lösung und die Gasentwicklung ging daher wahrscheinlich langsamer vor sich, als wenn die Emanation quantitativ in der Lösung verblieben wäre. Die  $\alpha$ -Strahlen bewirken ferner nicht nur eine Zersetzung des Wassers, sondern veranlassen auch Wasserstoff und Sauerstoff, sich zu Wasser zu vereinigen. Wenn man diese Faktoren in Betracht zieht, so scheint es nicht ein bloßer Zufall zu sein, daß der Ionisationsstrom, den die  $\alpha$ -Partikeln des Radiums in Luft hervorrufen, dieselbe Größenordnung besitzt wie der Strom, der die beobachtete Entwicklung von Wasserstoff und Sauerstoff hervorbringen würde.

Die Energiemenge, welche die  $\alpha$ -Partikeln auf ihrem Wege durch ein Gas allmählich verlieren, scheint hauptsächlich zur Bildung von Ionen verbraucht zu werden. Der Umstand, daß allgemein das Absorptionsvermögen der Materie, einerlei, ob sie sich im festen, flüssigen oder gasförmigen Zustande befindet, der Quadratwurzel aus dem Atomgewicht proportional ist, legt die Vermutung nahe, daß Stoffe jeder Art ionisiert werden, wenn sie von  $\alpha$ -Strahlen durchdrungen werden. Man kann also erwarten, daß bei der vollständigen Absorption der  $\alpha$ -Strahlen in Wasser ebensoviele Ionen entstehen wie bei der Absorption in Luft. Das Auftreten von Wasserstoff und Sauerstoff in Radiumlösungen ist zweifellos wesentlich ein Resultat der Ionisation der Wassermoleküle und zeigt, daß diese Ionisation zum großen Teil in einer wirklichen chemischen Trennung der Wassermoleküle besteht. Es wird all-

gemein angenommen, daß die Ionisation in einfachen Gasen, wie Helium, Wasserstoff und Sauerstoff, daher rührt, daß ein Elektron von dem Molekül abgetrennt wird. Dies mag der Fall sein, aber bei einem komplexen Molekül, wie dem des Wassers, besteht oder resultiert die Ionisation in einer wirklichen chemischen Zerlegung des Wassers in Wasserstoff und Sauerstoff. Ob das Dissoziationsvermögen lediglich der  $\alpha$ -Partikel zukommt, oder aber allen starken Ionisatoren, kann hier nicht diskutiert werden, unsere bisherigen Erfahrungen legen jedenfalls die Vermutung nahe, daß die Ionisierung zusammengesetzter Stoffe durch  $\alpha$ -Strahlen der Ionisation in Lösungen sehr ähnlich ist und zum Teil in einer chemischen Zerlegung der Stoffe besteht.

Es gibt viele Anzeichen dafür, daß die  $\alpha$ -Partikeln verschiedenartige chemische Wirkungen ausüben. Zum Beispiel wandeln die  $\alpha$ -Strahlen Sauerstoff in Ozon um, veranlassen Globulin zur Koagulation und rufen chemische Veränderungen im Baryumplatincyannür hervor.

### Übersicht über die Eigenschaften der $\alpha$ -Strahlen.

1. Die  $\alpha$ -Partikeln des Radiums und wahrscheinlich die aller radioaktiven Substanzen bestehen aus positiv geladenen Teilchen, die mit großer Geschwindigkeit fortgeschleudert werden.

2. Alle  $\alpha$ -Partikeln des Radiums und seiner Umwandlungsprodukte haben die gleiche Masse und sind wahrscheinlich Heliumatome.

3. Jedes  $\alpha$ -Strahlenprodukt sendet seine  $\alpha$ -Partikeln mit einer bestimmten Geschwindigkeit aus, die für das betreffende Produkt charakteristisch ist.

4. Die Ionisations-, Phosphoreszenz- und die photographische Wirkung der  $\alpha$ -Strahlen eines einfachen Produktes scheint unvermittelt abzubrechen, wenn die Geschwindigkeit der  $\alpha$ -Partikeln unter eine gewisse Grenze sinkt.

5. Die Anfangsgeschwindigkeit der  $\alpha$ -Partikeln nimmt bei aufeinander folgenden Umwandlungsprodukten zu und ist beim Radium-C am größten. Die Maximalgeschwindigkeit beträgt ungefähr  $2 \times 10^9$  cm per Sekunde.

6. Die  $\alpha$ -Strahlen einer dünnen Schicht irgend eines einfachen Produktes sind homogen, d. h. sie bestehen aus  $\alpha$ -Partikeln, die

alle die gleiche Geschwindigkeit besitzen. Wegen der Verlangsamung, die die  $\alpha$ -Partikeln auf ihrem Wege durch Materie erfahren, sind die  $\alpha$ -Strahlen, die von einer dicken Schicht eines einfachen Produktes ausgesandt werden, komplex, d. h. sie bestehen aus  $\alpha$ -Partikeln, die sehr verschiedene Geschwindigkeiten besitzen.

7. Die Anfangsgeschwindigkeiten der  $\alpha$ -Partikeln des Radiums und seiner Umwandlungsprodukte liegen zwischen  $10^9$  und  $2 \times 10^9$  cm per Sekunde.

8. Die Wärmeentwicklung des Radiums ist ein Resultat des Bombardements des Radiums durch seine eigenen  $\alpha$ -Partikeln.

---

## Elftes Kapitel.

# Radioaktive Prozesse im Lichte physikalischer Anschauungen.

---

In dem Vorhergehenden sind die wichtigeren Eigenschaften radioaktiver Substanzen besprochen worden, und ist dargelegt worden, daß die beobachteten Erscheinungen sich in zufriedenstellender Weise durch die Annahme erklären lassen, daß alle radioaktiven Stoffe einem spontanen Zerfall unterliegen.

Wir wollen nun in gedrängter Form die Prozesse besprechen, die sich, wie man annimmt, in den Atomen radioaktiver Körper und in dem Medium ihrer Umgebung abspielen. Solche Vorstellungen von der Natur des Atoms und den in ihm stattfindenden Vorgängen sind zwar bei dem augenblicklichen Stande unseres Wissens einigermaßen spekulativ und unvollkommen, sie leisten jedoch dem Forscher die wertvollsten Dienste, weil sie ihn mit einer Arbeitshypothese über die Struktur des Atoms ausstatten. Die Eigenschaften solcher Atommodelle lassen sich mit denen der wirklichen Atome vergleichen, und auf diese Weise entsteht allmählich ein klareres und bestimmteres Bild von der Konstitution des Atoms.