

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 8 (1935)
Heft: VII

Artikel: Zertrümmerungsversuche an Lithium, Bor und Deuterium
Autor: Alexopoulos, Kessar D.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-110545>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 15.01.2026

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

Zertrümmerungsversuche an Lithium, Bor und Deuterium

von Kessar D. Alexopoulos.

(16. X. 35.)

§ 1. Einleitung.

Die ersten Zertrümmerungen wurden mit Hilfe der sehr energiereichen α -Strahlen der radioaktiven Elemente durchgeführt. Etwa vor zwei Jahrzehnten gelang es RUTHERFORD zu zeigen, dass in Stickstoffkernen unter der Bestrahlung von α -Teilchen Protonen abgespalten werden. Da die minimale, zur Zertrümmerung notwendige Energie sich zu mehreren MV (Millionen Elektronvolt) ergab, hielten es die Forscher, von klassischen Vorstellungen geleitet, für unmöglich mit langsameren Teilchen Kerne zu zertrümmern. Erst als GAMOW an Hand von wellenmechanischen Rechnungen zeigte, dass ein Teilchen in einen Kern auch dann eindringen kann, wenn es eine kleinere Energie besitzt als der Potentialschwelle entspricht, wurden Zertrümmerungsversuche mit künstlich beschleunigten langsameren Teilchen unternommen. COCKROFT und WALTON¹¹⁾ gelang es zuerst, mit Protonen von der Energie einiger Hundert Kilovolt eine Reihe von Elementen zu zertrümmern. Später führten auch entsprechende Experimente mit Geschossen aus Kernen des schweren Wasserstoffisotops (Deutonen) sowie mit Neutronen und γ -Quanten zum Erfolg. Die Frage, ob schnelle Elektronen auch eine Kernzertrümmerung verursachen können, ist noch nicht geklärt. Bei allen diesen Prozessen hat es sich herausgestellt, dass die Energiegleichung in relativistischem Sinne gültig ist, d. h. dass die Summe aus den Energien der Ruhmassen und aus den kinetischen Energien bei diesen Prozessen erhalten bleibt. Zur genauen Kontrolle dieser Beziehung muss die kinetische Energie der Trümmer bekannt sein. Sie wird aus der in einer Wilsonkammer oder mit Zählern gemessenen Reichweite gerechnet. Es ist zu erwarten, dass einzelne Trümmer in angeregtem Zustand ausgeschleudert werden. Diese Teilchen kehren dann unter Ausstrahlung ihrer Anregungsenergie in Form von γ -Quanten zu ihrem Grundzustand zurück.

Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung der Energieverhältnisse bei der Zertrümmerung der Elemente Deuterium (schwerer Wasserstoff), Lithium und Bor durch Bestrahlung mit schnellen Protonen und Deutonen; insbesondere sollte geprüft werden, ob dabei γ -Quanten und Neutronen emittiert werden.

§ 2. Erzeugung des Ionenstrahles.

Die Protonen oder Deutonen werden mit Hilfe einer Gasentladung erzeugt und dann durch ein elektrisches Feld beschleunigt. Um einen intensiven, über längere Zeiten ohne Unterbruch

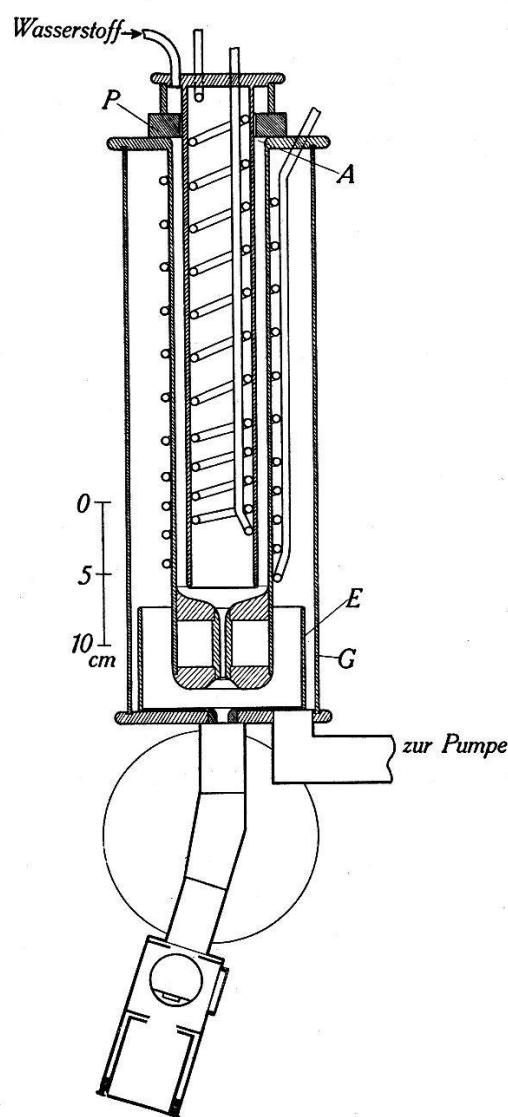


Fig. 1.

arbeitenden Kanalstrahl zu bekommen, wurde eine Entladungsrohre, wie sie OLIPHANT und RUTHERFORD⁵⁵⁾ entwickelt haben, verwendet. Die in Fig. 1 angegebene Konstruktion hat den Vorteil, dass die Wände des Raumes, in dem die Entladung statt-

findet, aus Metall sind. Bei den gewöhnlich benützten Kanalstrahlröhren bestehen die Wände aus Glas und weisen infolge der unvermeidlichen Aufladung durch Streuelektronen und infolge der durch Zerstäubung der Elektroden entstehenden leitenden Schicht sehr grosse Inkonsistenz auf und sind mit hohen Spannungen schwer zu betreiben. Die Versuche zeigten, dass die Intensität des Kanalstrahls stark von der Form der Kathode abhängt. Eine kleine Änderung der Abrundung in der Mitte (Punkt P) z. B. ergab einen 10 mal intensiveren Kanalstrahl. Die günstigste Form der Kathode ist aus Fig. 2 ersichtlich. Die Elektroden der Kanalstrahlröhre bestehen aus zwei konzentrischen eisernen Röhren mit einem Zwischenraum von 7 mm. Sie werden beide mit Petroleum durch angepresste Kühlslangen gekühlt. Die Kühlslange

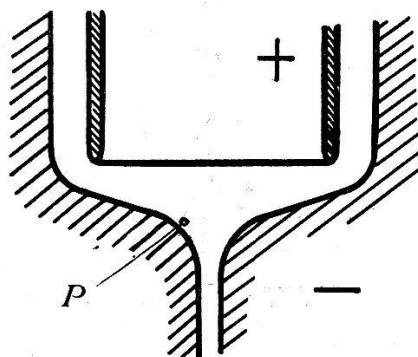


Fig. 2.

ist im inneren Rohr nicht bis unten geführt, damit das Entladungsfeld nicht gestört wird. Als Pumpe für das Petroleum diente eine Zahnradpumpe, wie sie bei Automotoren zur Ölzirkulation gebraucht wird. Die günstigste Entladungsspannung ergab sich zu 25 kV. Bei dieser Spannung lieferte der Transistorator etwa 15 mA. Der Protonenstrom im Kanalstrahl betrug dabei maximal 18 μ A. Durch Regulierung der zugeführten Wasserstoffmenge konnte der Gasdruck nach Belieben geändert und dadurch die Entladungsspannung gesteuert werden. Der Wasserstoff diffundiert durch ein Meerschaumstück aus einem Vorratsgefäß in den Entladungsraum. Die Durchflussgeschwindigkeit wurde durch Druckänderung im Vorratsgefäß eingestellt. Das Meerschaumstück ist zwischen zwei Metallringen, die sich auf Hochspannung befinden direkt an das Entladungsrohr angekittet. Dadurch wird der Meerschaum elektrisch entlastet und es treten keine Risse auf. Von diesem Stück aus führt ein Glasrohr zum Vorratsgefäß. Dieses kann auf Erdpotential stehen, wenn das Meerschaumstück so ausgewählt ist, dass sich die richtige Durchströmgeschwindigkeit bei etwa Atmosphärendruck einstellt. Infolge dieses hohen

Aussendruckes reicht die Hochspannung zwischen Metallring und geerdetem Gefäß nicht aus, um eine unangenehme Entladung in der Zuführung zu veranlassen.

Das Deuterium wird durch Zersetzung von 30-proz. Deuterium-Oxyd (schweres Wasser) mit Natriumamalgam erhalten. Der Druck im Vorratsgefäß und dadurch die Nachströmung wird durch Volumenänderung mit Hilfe eines beweglichen Hg-Spiegels reguliert.

Eine Schwierigkeit entstand am oberen Ende des Entladungsrohres (Fig. 1, Punkt *A*). Dort befand sich zuerst nur ein vertikaler Glaszyylinder als Distanzrohr. Es zeigte sich jedoch, dass von der Kante *A* aus eine Entladung schräg nach oben ging. Das Anbringen der dicken Glasplatte *P* verhindert diese Ent-

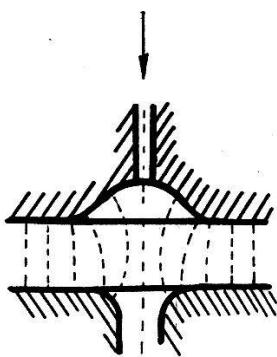


Fig. 3.

ladung. Der Durchmesser des in die Platte eingeschliffenen Loches ist nur um 4 mm grösser als das innere Rohr; weil alle Distanzen für eine Stossionisation zu klein sind, tritt jetzt keine Entladung mehr auf.

Vor jeder Messung musste die Entladung mindestens eine Stunde lang betrieben werden, bis ein über längere Zeiten hinaus konstanter Kanalstrom erreicht wurde. Bei der ersten Inbetriebsetzung der Röhre dauerte die Formierung etwa 10 Stunden. Bei den Versuchen mit Deutonen wurde die Entladung zuerst mit gewöhnlichem Wasserstoff begonnen und erst nach Erreichen des stationären Zustandes auf Deuterium umgeschaltet.

Durch einen 4 cm langen und 3 mm weiten Kanal in der Kathode tritt der Strahl in den hochevakuierten Beschleunigungsraum über, in welchem die geladenen Teilchen auf hohe Geschwindigkeit gebracht werden. Diese treten aus dem Kanal zuerst divergent aus, können aber durch geeignete Formgebung der Beschleunigungselektroden (Fig. 3) wieder konzentriert werden, indem eine elektrische Feldkomponente nach der Achse hergestellt wird. Obschon beim Eintritt in die Grundplatte durch

Feldverzerrung eine Auswärtskomponente nicht zu vermeiden ist, bleibt der Strahl beisammen, denn hier haben die Teilchen bereits so hohe Geschwindigkeit, dass dieser Einfluss zu vernachlässigen ist.

Anfänglich wurde mit Messing als Elektrodenmaterial gearbeitet, es zeigte sich jedoch, dass bei diesen grossen Feldstärken (140 kV auf 14 mm) oft ein Funke im Hochvakuum überspringt. Wahrscheinlich handelt es sich um autoelektronische Emission, die durch lokale Erhitzung zu einer Bogenentladung führt. Auf den Rat von Herrn OLIPHANT wurden die Elektroden aus Eisen hergestellt, wodurch diese Schwierigkeit sofort behoben war. Aus dem gleichen Grunde wurde auch die Messinggrundplatte innen mit dünnem Eisenblech verkleidet. Ein kurzer weiter Eisenzyylinder *E* steht auf der Grundplatte und hält die vom Kanalstrahl allfällig ausgelösten Sekundärelektronen von der Glaswand ab.

Der grosse Glaszyliner *G* muss ausser dem Gewicht der Entladungselektroden auch den äusseren Atmosphärendruck aus halten. Trotzdem er an den Enden plangeschliffen ist, mussten, um Risse durch lokale Überbeanspruchung zu vermeiden, dünne Gummiringe zwischen Glaszyliner und Endplatte gelegt werden.

Der Kanalstrahl führt viele Fremdteilchen (vermutlich Kohlenstoffionen) mit. Durch magnetische Ablenkung werden diese von den Protonen und Deutonen gesondert. In den jetzt homogenen Strahl schneller Teilchen wird das zu zertrümmernde Präparat mit einem Schliff geschwenkt. Die Trümmer treten durch eine dünne Glimmerfolie aus dem Vakuum aus. Das Luftäquivalent der Folie ist durch Wägung und durch Messung der Abnahme der *RW* (Reichweite) von Po- α -Teilchen zu 0,5 cm bestimmt worden. Die Folie ist mit Picein auf einem Messingplättchen befestigt, welches siebartig mit 0,5 mm-Löchern durchbohrt ist. Zur genauen Messung der Kanalstrahlintensität wird das Präparat weggedreht und die Elektrizitätsmenge mit dem darunter befindlichen Faradaykäfig gemessen. Damit die Konstanz des Ionenstromes auch während der Bombardierung kontrolliert werden kann, ist der Präparathalter isoliert, so dass der Strom über demselben gemessen werden kann.

Alle Dichtungsstellen sind mit Apiezon-Q-Kitt gedichtet, welcher sich zum schnellen Zu- und Aufkitten hervorragend bewährt. Das Vakuum wird mit einer Leybold-Öldiffusionspumpe für 20 Liter Saugleistung pro Sekunde hergestellt. Als Vorpumpen wirken eine Hg-Diffusionspumpe und eine Hg-Dampfstrahlpumpe. Zwischen den Vorpumpen und der Ölpumpe ist ein Ausfriergefäß eingeschaltet, um die Hg-Dämpfe vom Hochvakuum abzuhalten.

§ 3. Hochspannungsanlage.

Die Art der Hochspannungsanlage ist wesentlich durch Verwendung bereits vorhandener Apparate bedingt worden. Zur Erzeugung der Gleichspannung von 140 kV wurde die Greinacher-Schaltung gewählt (vgl. Fig. 4). Da das Gehäuse des Haupttransformators H (bzw. die Mitte seiner Sekundärwicklung) auf hoher Spannung ist, musste zwischen seinem Primärkreis und dem speisenden Netze ein Isolationstransformator 1 : 1 eingesetzt werden. Die Gleichspannung kann mit Hilfe des Spartransformers S in weiten Grenzen geändert werden. In Anbetracht der kleinen Stromstärken (weniger als 10^{-4} mA) genügten als Gleichrichter vorhandene Therapie-Röntgenröhren. Ihre Heiztransformer bestehen aus 1 m langen Bakelitrohren mit 10 cm Außen- und 4 cm Innendurchmesser. In der Mitte wurden die Sekundärwindungen um das Rohr gewickelt. Innen ist ein Kern aus Eisendrähten eingelegt, auf welchem die Primärwicklung sitzt. Zur

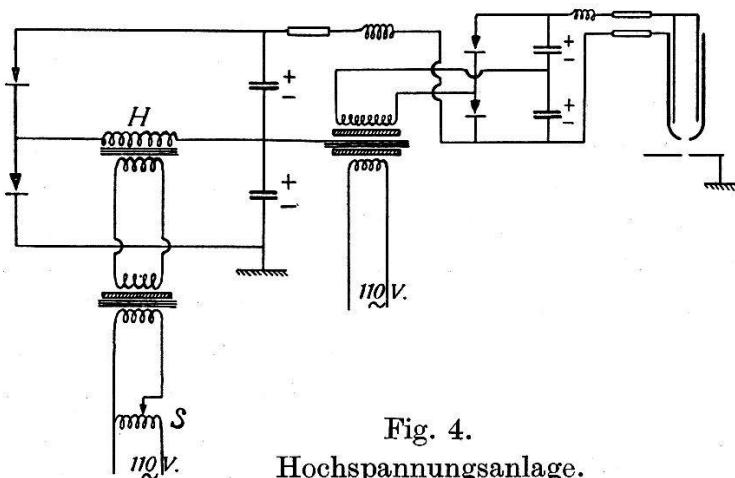


Fig. 4.
Hochspannungsanlage.

Vermeidung eines starken Stromstosses im Falle des Versagens des Hochvakuums liegt zwischen der Kapazität und der Röhre ein Schutzwiderstand von ca. $10 \text{ M}\Omega$. Er besteht aus einem langen mit Alkohol gefüllten Glasrohr. Eine Drosselpule vermeidet hochfrequente Störungen.

Zur Erzeugung des Entladungsstroms von 15 mA bei 20 kV wurde wiederum die Greinacher-Schaltung gewählt. Ein alter Röntgentransformator wurde umgebaut, so dass die Sekundärwicklung die Spannung 140 kV gegen die Primärwicklung aushält. Das Gehäuse bzw. der Kern ist auf 70 kV geladen, so dass sowohl die Primär- wie die Sekundärwicklung gegen den Kern für 70 kV isoliert sein müssen. Als Gleichrichterröhren werden die von der Firma LEYBOLD zur „Protonenapparatur“ gelieferten benutzt. Die Spannung wird mit einer Kugelfunkenstrecke gemessen.

§ 4. Die Zertrümmerungspräparate.

Das deuteriumhaltige Präparat wurde aus Ammonium-Chlorid hergestellt, indem dieses in Deuterium-Oxyd gelöst und wieder auskristallisiert wird. In der Lösung findet solange ein Austausch statt zwischen den H-Atomen des NH_4Cl und den D-Atomen des D_2O statt, bis das Verhältnis des Deuteriums zum Wasserstoff im Salze gleich jenem im Wasser geworden ist⁵²⁾. Zur Präparatherstellung wurde 99-proz. Deuterium-Oxyd verwendet.

Lithium-Oxydschichten werden in Form von Li_2O durch Verbrennung von Lithium in Luft erhalten. Das Oxyd schlägt sich aus den Gasen des brennenden Lithiums auf einem darüber befindlichen Halter nieder.

Bor wird als fein gemahlenes Pulver auf den dünn mit Schellack bestrichenen Halter aufgestäubt.

§ 5. Messung der α -Teilchen.

Bei den meisten Zertrümmerungen werden von den zerfallenden Kernen α -Teilchen emittiert. Diese werden mit einem Spitzenzähler gemessen. Er besteht aus einem 0,3 mm grossen Platinkügelchen am Ende eines 0,1 mm dicken Platindrahtes in einem 3 cm weiten und 4 cm langen Rohr. Das Kügelchen wird durch Schmelzen des Drahtes in der Wasserstoff-Flamme hergestellt. In der Wand gegenüber der Spitze ist eine 10 mm grosse Öffnung durch welche die zu zählenden Teilchen in den Apparat treten. Die Öffnung ist mit einer 1 μ dicken Aluminiumfolie bedeckt. Der Zählraum ist nach aussen nicht abgedichtet, so dass in ihm Atmosphärendruck herrscht. Die isoliert eingeführte Zentralelektrode wird durch einen geerdeten Ring gegen Oberflächenströme geschützt. Der Abstand zwischen Spitze und Wand beträgt 9 mm. Die Zählerrwand ist mit dem negativen Pol der Batterie verbunden. Die Zählerspannung beträgt 3500 Volt. Der Zähler befindet sich in einem nur nach vorne offenen geerdeten Gehäuse. Als geschützte Zuführungen wurden Bleikabel benutzt. Wie in Fig. 5 ersichtlich ist, wird die Spitze direkt mit dem Steuergitter der ersten Verstärkerröhre verbunden. Die Schirmgitter- und Anoden Spannung sind durch Kapazitäten und Widerstände gegen Hochfrequenzstörungen abgeschirmt. Als Anzeigegerät dient ein Siemens-Schleifen-Oszillograph mit einer Eigenfrequenz von 4000 sec^{-1} . Die Messung der Anzahl Ausschläge des Oszillographen erfolgte von Auge, jedoch wurden in einigen Fällen auch Registrierungen auf einer mit hochempfindlichem photographischen Papier

bespannten Registriertrommel gemacht, um zu prüfen, ob die zeitliche Verteilung nach den statistischen Gesetzen erfolgt. Für die zeitliche Verteilung der Ausschläge ergab sich eine Kurve, welche genau übereinstimmt mit der aus statistischen Überlegungen gerechneten. Messungen mit einem schwachen Po-Präparat zeigten, dass ein sicheres Messen von α -Teilchen erst möglich ist, wenn diese mindestens 3 mm tief in die Kammer eindringen. Die Zähleröffnung ist bei den Zertrümmerungsversuchen etwa 4 cm weit von der bombardierten Schicht aufgestellt.

Bei den Zertrümmerungsversuchen entsteht außer den α -Teilchen noch eine intensive, weiche Röntgenstrahlung als Bremsstrahlung der auf das Präparat auffallenden Ionen. Ihre Intensität wird nach Absorption in 30 μ Aluminium schon stark

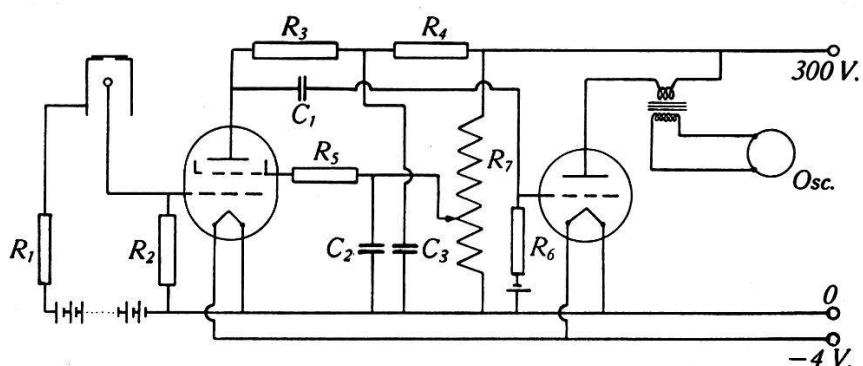


Fig. 5.
Verstärker des Proportionalzählers.

$$\begin{array}{lllll} R_1 = 10^7 \Omega & R_2 = 10^8 \Omega & R_3 = 10^5 \Omega & R_4 = 3 \cdot 10^3 \Omega & R_5 = 10^4 \Omega \\ R_6 = 5 \cdot 10^5 \Omega & R_7 = 1,5 \cdot 10^4 \Omega & C_1 = 2 \cdot 10^3 \mu\mu F. & C_2 = C_3 = 2 \mu F. & \end{array}$$

geschwächt. Eine bedeutend härtere Strahlung wurde ebenfalls festgestellt, jedoch war ihre Intensität sehr schwach. Es handelt sich um die Röntgenstrahlung durch vereinzelte auf die Glaswand treffende Elektronen. Die im Spitzenzähler von den Röntgenquanten ausgelösten Sekundärelektronen erzeugen längs ihrer Bahn pro cm Weg eine etwa 600 mal kleinere Ionenzahl als α -Teilchen. Aus jedem Ion bildet sich im starken Feld des Zählers eine Ionenlawine, die aber bei richtiger Einstellung der Zählspannung nicht zum Zünden führt, so dass die Totalanzahl der gebildeten Ionen proportional der Anzahl der primären Ionen ist. Bei dem hohen verwendeten Zähldruck (1 At.) beträgt die Breite des Proportionalgebietes 30 Volt. In diesem Gebiet der proportionalen Verstärkung lassen sich verschieden stark ionisierende Teilchen an den Ausschlägen des Oszillographen unterscheiden. So erzeugt ein α -Teilchen einen etwa 600 mal grösseren Ausschlag als ein von einem γ -Quant ausgelöstes Elektron. Will man mit

dem Zähler α -Teilchen unter gleichzeitiger Wirkung einer grossen Anzahl von Röntgenquanten feststellen, so tritt eine Schwierigkeit ein, die in der statistischen Schwankung der Anzahl der Quanten begründet ist. Eine vollständig gleichmässige Einwirkung der Röntgenstrahlen würde eine konstante Anodenstromänderung der ersten Verstärkerröhre bewirken, die sich aber wegen kapazitiver Kopplung mit der zweiten Röhre im Oszillographen nicht bemerkbar macht und daher bei den Messungen der α -Teilchen nicht stören würde. Tatsächlich aber hat die Häufigkeit der Röntgenquanten statistische Schwankungen, welche im Oszillographen direkt sichtbar werden. Die mittlere Grösse der Schwankungen ist proportional der Quadratwurzel der Anzahl der Quanten, die in einem Interval von der Grösse der Auflösungszeit auftreten. Um diese Schwankungen, welche einen Untergrund der Oszillographenausschläge bewirken, klein zu halten, muss die Auflösungszeit möglichst verkürzt werden, da dann sehr selten ein zufälliger Schwankungsausschlag die Grössenordnung desjenigen eines α -Teilchens erreicht. Durch passende Wahl der Ableitwiderstände, der Kapazitäten und des Oszillographen konnte erreicht werden, dass auch in Gegenwart der γ -Strahlung von 2 mg Radium α -Teilchen sehr gut feststellbar sind. Die obere Grenze der Spannung des Proportionalgebietes ist daran zu erkennen, dass der Oszilograph einen unruhigen Nullpunkt hat, von dem sich die Ausschläge der α -Teilchen weniger gut abheben.

§ 6. Messung der γ - und der Neutronenstrahlung.

Die bei der künstlichen Zertrümmerung vorkommenden Strahlungen wurden mit Geiger-Müller-Zählrohren untersucht. Zur Feststellung, ob überhaupt eine γ -Strahlung entsteht, genügt die Verwendung eines einzelnen Zählrohrs. Die Energie der Quanten könnte man durch Messung ihrer Absorbierbarkeit bestimmen, die Bestimmung des Absorptionskoeffizienten von γ -Quanten benötigt aber dicke Absorberschichten. Bei solchen entstehen leicht Fälschungen durch die Streuwirkung der grossen Massen.

Eine andere Methode zur Energiebestimmung der γ -Quanten, welche zugleich frei von dieser Fehlerquelle ist, besteht in der Messung der Energie der schnellsten Elektronen, welche von den γ -Quanten ausgelöst werden. Diese Energie kann durch Absorptionsmessungen in *dünnen* Aluminiumfolien bestimmt werden. Zu diesem Zwecke werden diejenigen Elektronen gezählt, welche gleichzeitig durch zwei hintereinander angeordnete Zählrohre gehen bzw. die Abnahme ihrer Anzahl festgestellt, wenn Absorptions-

folien zwischen die Zählrohre gebracht werden. Der gleichzeitige Durchgang durch beide Zählrohre wird mit einem Koinzidenzverstärker festgestellt. Die Zählrohre sind dünnwandig, um die Elektronen in den Zählrohrwandungen selbst wenig zu absorbieren.

Beim Durchgang durch die Materie lösen γ -Quanten aus den Atomhüllen Elektronen aus und übertragen an sie einen gewissen Teil ihrer Energie. Je nachdem, ob das Quant dem Elektron seine ganze oder nur einen Teil seiner Energie übergibt, spricht man von Compton- oder Photoeffekt. Beim Comptonprozess wird das Quant unter Abgabe einer vom Streuwinkel abhängigen Energiemenge gestreut. Diese übertragene Energie E_c ist gleich $E_0 - E_s$, wobei

$$E_0 = \text{Energie des auffallenden Quantes} = \frac{h \cdot c}{\lambda_0}$$

$$E_s = \text{,, „ gestreuten „} = \frac{h \cdot c}{\lambda_s}$$

Aus dem Energie- und Umpulssatz folgt

$$\lambda_s = \lambda_0 + 2 A \sin^2 \frac{\Theta}{2}$$

wobei

$$A = \text{Comptonwellenlänge} = \frac{h}{m c} = 24,2 \text{ X.E.}$$

$$\Theta = \text{Streuwinkel}$$

Die schnellsten Comptonelektronen fliegen in Richtung des einfallenden Quantes weg. Sie haben die Energie

$$E_{c_{\max}} = E_0 - \frac{h c}{\lambda_0 + 2 A}.$$

Die meisten Comptonelektronen stammen aus den lose gebundenen Elektronen der äusseren Schalen.

Beim Photoeffekt (wahre Absorption) übernimmt das Elektron die ganze Energie des Lichtquantes. Der Photoeffekt ist am häufigsten an fest gebundenen Elektronen (innere Schalelektronen der schweren Elemente). Die Photoelektronen verlassen das Atom mit einer um die entsprechende Ionisierungsarbeit verminderter Energie.

Sekundärelektronen infolge der γ -Strahlung können schliesslich auch durch Paarerzeugung entstehen. Man versteht darunter die gleichzeitige Materialisierung von Strahlungsenergie in Form je eines negativen und eines positiven Elektrons. Dieser Prozess kommt vor, wenn ein energiereiches Quant in genügender Nähe

eines Kernes vorbeifliegt. Von der Energie des Quantes wird der Anteil $2 \cdot m_0 \cdot c^2$ verbraucht, um die Ruhmassen eines Positrons und eines Elektrons zu erzeugen. Der Rest der Energie findet sich als kinetische Energie auf die beiden Teilchen verteilt. Die grösste Geschwindigkeit erhält ein Teilchen, wenn sein Partner in Ruhe bleibt; seine kinetische Energie ist dann $E_0 - 2 \cdot m_0 \cdot c^2$.

Als Kontrolle für die Energiebestimmung durch Koinzidenzen wurden Messungen an Radium C- und Thorium C''- γ -Strahlung ausgeführt. Die durch 2 cm Blei gefilterte γ -Strahlung eines Radiumpräparates ist praktisch homogen und besitzt die Energie von ca. 1,5 MV. Sie löst in Blei Comptonelektronen von maximal

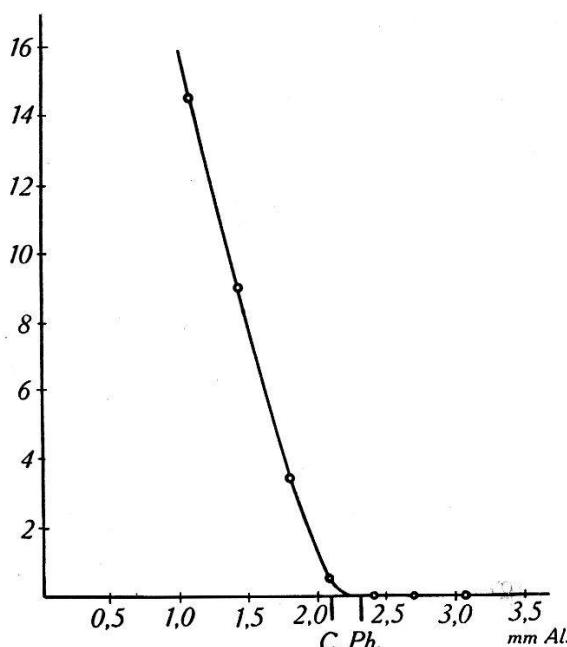


Fig. 6.
Radium C- γ -Strahlen.

1,3 MV aus. Nach der durch Messungen von VARDER⁶⁴⁾ gestützten Formel von FEATHER³⁸⁾ ist die maximale Reichweite von Elektronen:

$$R = 0,511 \cdot V - 0,091$$

wobei V =Energie des Elektrons in MV. R =Reichweite in gr/cm².

Für die oben erwähnten Comptonelektronen ergibt sich eine maximale Reichweite in Aluminium von 2,1 mm. Die Photoelektronen aus Blei haben in Aluminium eine RW von maximal 2,3 mm, entsprechend ihrer etwas grösseren Energie von 1,4 MV. Aus Fig. 6 ist die Abhängigkeit der Zahl der gemessenen Koinzidenzen von der Dicke der zwischen die Zählrohre gebrachten Al-Schicht ersichtlich. Die zu erwartenden maximalen Reichweiten der Photo- bzw. der Comptonelektronen sind als Abszissen

Ph. und C eingetragen. Der Endpunkt der Kurve fällt ziemlich gut mit dem Punkt Ph. zusammen.

Die durch 4 cm Blei gefilterte Thoriumstrahlung besteht zu ca. 70% aus γ -Quanten von 2,63 MV, entsprechend einer Wellenlänge von 4,7 X.E.⁶³⁾. Der restliche Anteil wird aus energieärmeren Komponenten gebildet, so dass die „effektive Wellenlänge“ sich zu 5,1 X.E. (2,44 MV) ergibt. Die schnellsten in Blei ausgelösten Compton- bzw. Photoelektronen haben beide Energien von 2,55 MV und folglich RW von 4,3 mm in Aluminium. In Fig. 7 ist die Abhängigkeit der gemessenen Koinzidenzenzahl von der Dicke der Absorptionsfolien wiedergegeben. Mit R bzw. R_{eff} sind die errechneten maximalen RW der schnellsten Elek-

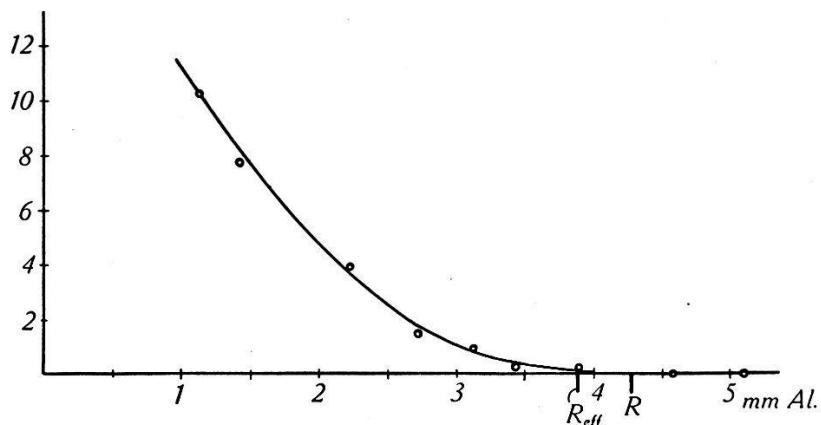


Fig. 7.
Thorium C''- γ -Strahlen.

tronen für Strahlungen der Energie 2,64 bzw. 2,44 MV bezeichnet. Die Kurve zeigt gegen ihrem Endpunkte hin infolge des 30-proz. Anteiles der Strahlung an Quanten kleinerer Energie einen weniger steilen Abfall als die entsprechende Kurve mit Radium; sie schmiegt sich aber erwartungsgemäss an die Abszissenachse nahe bei den Punkten R und R_{eff} an.

Ähnliche von BOTHE und BECKER⁹⁾ ausgeführte Versuche ergeben keine so gute Übereinstimmung zwischen der gerechneten und der gemessenen maximalen RW der Sekundärelektronen.

Die Koinzidenzanordnung ist besonders günstig, wenn ausser den γ -Quanten auch *Neutronen* bei der Zertrümmerung entstehen. Die Neutronen verursachen durch Rückstossatome im Zählrohr Zählungen, welche bei einem einfachen Zählrohr nicht von jenen der γ -Quanten getrennt werden können. In Koinzidenzschaltung aber geben die Neutronen kaum eine Zunahme der Zählungen, da die Rückstossatome die Zählerwand nicht durchdringen können. Die geringe Zunahme ist nur durch *zufällige* Koinzidenzen der beiden Zähler veranlasst, deren Anzahl proportional der Aus-

schlagszahl jedes einzelnen Zählers ist; diese nehmen aber bei Einsetzen einer Neutronenstrahlung zu. Die kleine Zunahme der Koinzidenzen infolge der Neutronen nimmt bei Zwischenschaltung dünner Aluminiumschichten nicht ab. Dadurch wird es möglich, die Härte der γ -Quanten ohne Störungen durch die gleichzeitig vorkommenden Neutronen zu messen.

Mit der Koinzidenzanordnung ist weiter die Möglichkeit gegeben, zu entscheiden, ob eine Neutronenstrahlung von einer γ -Strahlung begleitet ist. Ergibt eine Koinzidenzzählung bei Zwischenschaltung von Absorbern keine Abnahme der Zahl der Koinzidenzen, so handelt es sich um eine reine Neutronenstrahlung. Nimmt hingegen ihre Anzahl bei diesem Versuch ab, so sind entweder nur γ -Strahlung oder γ -Strahlung plus Neutronen vorhanden.

Bei solchen Messungen ist die Anwesenheit wasserstoffhaltiger Substanzen zu vermeiden, denn LEA⁵¹⁾ beobachtete bei Bestrahlung von Paraffin mit Neutronen eine nach rückwärts gehende Strahlung. Da Neutronen bei Zusammenstößen mit Protonen nach Impulsbetrachtungen nicht nach hinten gestreut werden können, schliesst LEA, dass die beobachtete Strahlung aus γ -Quanten bestehen muss. Bei den LEA'schen Versuchen ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von γ -Strahlung durch Neutronen, der um viele Größenordnungen grösser ist, als er aus dem CHADWICK-GOLDHABER-Prozess¹⁰⁾ sich berechnen lässt, so dass Zweifel über die Richtigkeit der LEA'schen Schlussfolgerung entstehen*). Es besteht die Möglichkeit, dass LEA mehrfach gestreute Neutronen beobachtet hat³⁹⁾. Bis zur Klärung der Frage, ob Neutronen in Materie γ -Quanten erzeugen, ist es empfehlenswert, bei Versuchen, welche die Existenz von primären γ -Quanten feststellen sollen, grosse Materialanhäufungen zu vermeiden, sofern gleichzeitig starke Neutronenstrahlung mitwirkt.

§ 7. Zählrohre und Verstärker.

Die Zählrohre sind 30 mm weite und 140 mm lange Aluminiumrohre mit 0,3 mm Wandstärke. Sie wurden durch Abdrehen eines dickwandigen Rohres über einem Dorn erhalten. Die Zentralelektrode ist ein 0,2 mm starker Stahldraht, welcher elektrisch bis zur dunkelblauen Anlauffarbe geheizt wird. Die Endver-

*) Anmerkung bei der Korrektur: In letzter Zeit hat FLEISCHMANN Versuche veröffentlicht (Zeitschr. f. Phys. Okt. 1935), in welchen die Entstehung von γ -Quanten einwandfrei erwiesen ist. Die Unstimmigkeit in der Grösse des Wirkungsquerschnitts hat er geklärt, indem er zeigte, dass nur langsame Neutronen γ -Quanten im Paraffin zu erzeugen vermögen.

schlüsse sind aus Kunstbernstein. Die Zählrohre wurden evakuier und durch Verbindung mit einem mit Phosphorpentoxyd gefüllten Gefäss getrocknet. Hierauf wurden sie mit Luft gefüllt, welche lange Zeit über Phosphorpentoxyd getrocknet worden war. Der Druck betrug 8 cm Hg-Säule. Die in dieser Weise bereiteten Zählrohre zeigten fast alle ein etwa 80 Volt breites Spannungsplateau. Der Koinzidenzverstärker ist nach dem System von ROSSI⁶²⁾ (s. auch GILBERT⁴⁰⁾) gebaut. Der Apparat zählt gut bis zu ca. 300 Ausschlägen pro Minute. Wie schon früher bemerkt wurde, ist während der Zertrümmerungsversuche eine schwache Röntgenstrahlung von ca. 140 kV nicht zu vermeiden, und deshalb sind die Zählrohre allseitig mit 12 mm Blei geschützt worden. Der Panzer absorbiert die Röntgenstrahlung vollkommen, ohne die hier in Betracht kommende durchdringungsfähige Kernstrahlung von den Zählrohren abzuhalten. Um nach einem Koinzidenzversuch auf Messungen mit *einem* Zählrohr umzuschalten, wird die Anodenspannung einer Verstärkerröhre abgeschaltet.

§ 8. Zertrümmerung des Lithiums durch Protonen.

Im Jahre 1932 gelang es den englischen Forschern COCKROFT und WALTON¹¹⁾ zu zeigen, dass Lithium unter Bombardierung von schnellen Protonen α -Teilchen aussendet. Ihre *RW* wurde zu 8,4 cm bestimmt.

Die Abhängigkeit dieses Prozesses von der Energie der Protonen wurde innerhalb eines sehr grossen Spannungsbereiches gemessen^{43) 55)}. Die experimentelle Kurve ist in Einklang mit dem theoretischen Verlauf nach der GAMOW'schen Theorie⁴³⁾. Die niedrigste Energie, bei welcher solche Zertrümmerungen überhaupt entstehen, beträgt nach RAUSCH VON TRAUBENBERG und Mitarbeitern³⁴⁾ 13 kV, während OLIPHANT und RUTHERFORD⁵⁵⁾ einen Effekt erst bei 30 kV beobachten konnten.

Genauere Reichweitebestimmungen von OLIPHANT und RUTHERFORD⁵⁵⁾ zeigten, dass die α -Teilchen drei Geschwindigkeitsgruppen bilden. Ihre *RW* sind 8,4, 1,1 und 0,7 cm mit den relativen Intensitäten von 1 : 1 : 0,5. DEE^{26) 28)} bestimmte die *RW* mit einer Wilson-Kammer und fand gleiche *RW* wie OLIPHANT und RUTHERFORD. KIRCHNER⁴⁴⁾ beobachtete ebenfalls die Trümmer in einer Wilson-Kammer; er kam zum Schluss, dass die beiden langsameren Gruppen nicht homogen sind, sondern dass sie eine kontinuierliche Reichweiteverteilung aufweisen. Spätere Versuche⁴⁶⁾, welche er mit grösserer Genauigkeit ausführte, zeigten, dass die langsameren Teilchen zu drei Geschwindigkeitsgruppen

gehören. Zwei von den Gruppen haben die gleiche *RW*, wie sie von OLIPHANT und RUTHERFORD bestimmt wurden, während die dritte eine *RW* von 9 cm aufwies. DIEBNER und HOFMAN³¹⁾ haben ausser den von OLIPHANT und RUTHERFORD erwähnten drei Gruppen auch solche von 1,8 und 4 cm *RW* gefunden; letztere Gruppen sind von anderen Autoren noch nicht bestätigt worden. Die *RW* der Trümmer hängen von der Energie der bombardierenden Protonen ab. Es empfiehlt sich deshalb, die *RW* immer für eine kinetische Energie der Protonen gleich Null umzurechnen. In letzter Zeit haben OLIPHANT, KEMPTON und RUTHERFORD⁵⁷⁾ die *RW* der schnellsten Gruppen mit erhöhter Genauigkeit gemessen und sie im obigen Sinne umgerechnet zu $8,29 \pm 0,03$ cm angegeben.

Nach einer γ -Strahlung, die bei der Umwandlung des Lithiums durch Protonen entstehen könnte, ist von mehreren Seiten gesucht worden. ECKHARDT, GEBAUER und RAUSCH VON TRAUBENBERG fanden bei einer Protonenenergie von 60 kV, ausser einer γ -Strahlung von 90 kV³⁵⁾³⁷⁾, eine äusserst schwache Strahlung grosser Durchdringungsfähigkeit³⁶⁾. Diese letztere nimmt sogar beim Zwischenlegen von Bleiplatten bis zu 6 cm zu. CRANE und LAURITSEN¹⁶⁾¹⁸⁾ beobachteten mit Hilfe einer Ionisationskammer bei Protonenenergien von 400 kV aufwärts eine durchdringende Strahlung. Durch Vergleich der Ionisation in Argon und in Wasserstoff konnten sie zeigen, dass es sich sowohl um γ -Quanten wie um Neutronen handelt. Durch Absorptionsmessungen bestimmten sie ursprünglich die Energie der γ -Quanten zu 1,5 MV. Bei Berücksichtigung des Einflusses der Paarbildung auf die Absorption korrigierten sie später diesen Wert zu 6,9 MV²³⁾. Die gleichen Autoren bestimmten die Energie auch aus der magnetischen Ablenkbartigkeit von Sekundärelektronen in einer Wilson-Kammer und gelangten zum Ergebnis, dass es sich um zwei Strahlungen mit den Energien von ca. 4 und 12 MV handelt²³⁾. OLIPHANT und WESTCOTT⁶¹⁾ konnten mit 250-kV-Protonen keine γ Strahlung finden. TUVE und HAFSTAD⁴¹⁾ zeigten, dass erst, wenn die Protonen eine Energie von 450 kV haben, eine γ Strahlung auftritt. Bei weiterer Steigerung der Protonenenergie nimmt die Intensität der Strahlung wieder ab, um dann wieder anzuwachsen. In letzter Zeit wurde dieser Verlauf von CRANE, DELSASSO, FOWLER und LAURITSEN^{23a)} bestätigt, allerdings mit einer Verschiebung des Maximums gegen höhere Energien (600 kV). Eine Fortsetzung ihrer früheren Messungen ergab, dass die Strahlung aus 11 Komponenten zwischen 4 und 16 eMV besteht.

Die Messungen von TUVE und HAFSTAD⁴¹⁾ machen es ver-

ständlich, warum OLIPHANT und WESTCOTT⁶¹⁾ keine γ -Quanten finden konnten. Für die Versuche von RAUSCH VON TRAUBENBERG und Mitarbeitern liegen keine anderweitigen Bestätigungen vor.

Tabelle.

Energie der Protonen	Vorkommen	γ -Quanten Energie	Literatur
60 kV	+	90 kV.	³⁷⁾
60 kV	+	sehr durchdringungs-fähige Strahlung, welche hinter 6 cm Blei sich stärker bemerkbar macht.	³⁶⁾
250 kV	—	. . .	⁶¹⁾
zwischen 350 und 850 kV	erst von 450 kV an	nicht untersucht	⁴¹⁾
800 kV	+	6,9 MV	²³⁾
800 kV	+	4 und 12 MV	²³⁾
1000 kV	erst von ca. 600 kV an	11 Komponenten zwischen 4 und 16 MV	^{23a)}

Für die Entstehung der von CRANE und LAURITSEN¹⁶⁾¹⁸⁾ beobachteten Neutronen kann keine befriedigende Kernreaktion angegeben werden. Wegen ihrer grossen Intensität ist es auch nicht möglich, sie so zu erklären, dass die entstehenden α -Teilchen ihrerseits Li-Atome unter Neutronenaussendung zertrümmern, wie im Curie-Joliot-Prozess²⁵⁾.

Die Angaben der verschiedenen Forscher über die Ausbeute des Prozesses, welcher die α -Teilchen ergibt, weichen auseinander, vermutlich wegen Bombardierung von nicht vollkommen reinen Lithiumoberflächen (Bildung von LiOH). Um klare experimentelle Verhältnisse zu haben, wurde in dieser Arbeit von Anfang an verzichtet, Zertrümmerungen an metallischem Lithium durchzuführen und dafür Messungen an Li-Oxyd gemacht. In Fig. 8 ist die in einer Minute gemessene Anzahl α -Teilchen der RW 8,29 cm für einen Protonenstrom von $10 \mu\text{A}$ in Funktion der Spannung wiedergegeben. Unter Berücksichtigung des vom Spitzenzähler erfassten Raumwinkels ergibt sich für 140-kV-Protonen eine Ausbeute an α -Teilchen von $1 \cdot 10^{-11}$ gegenüber ca. $5 \cdot 10^{-10}$ für eine Oberfläche von metallischem Lithium⁵⁵⁾. Da nach mehrstündiger Bombardierung die Oberfläche des Li₂O trotz der magnetischen Trennung der Protonen vom übrigen Kanalstrahl schwarz wird, ist die Ausbeute auch in Funktion der Zeit bei konstanter Pro-

tonenenergie gemessen worden. Es ergab sich nach zweistündiger Bestrahlung eine Abnahme von 20%.

Zur Feststellung der 1,8 und 4 cm α -Gruppen, wie sie DIEBNER und HOFMAN³¹⁾ fanden, wurden sorgfältige Messungen im betreffenden Teil der Absorptionskurve ausgeführt. Die in Fig. 9 wieder-

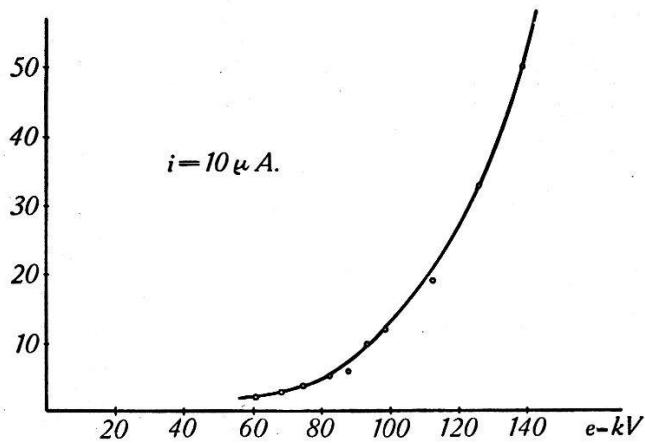


Fig. 8.
Ausbeute an α -Teilchen.

gegebene Kurve zeigt, dass falls diese Gruppen existieren, ihre Intensität kleiner als 3% der Intensität der 8,29 cm-Gruppe ist.

Messungen mit einem Zählrohr galten dem Nachweis der von RAUSCH VON TRAUBENBERG und Mitarbeitern³⁶⁾ gefundenen, harten Strahlung. Bei Zwischenschaltung von 6 cm Blei zwischen das

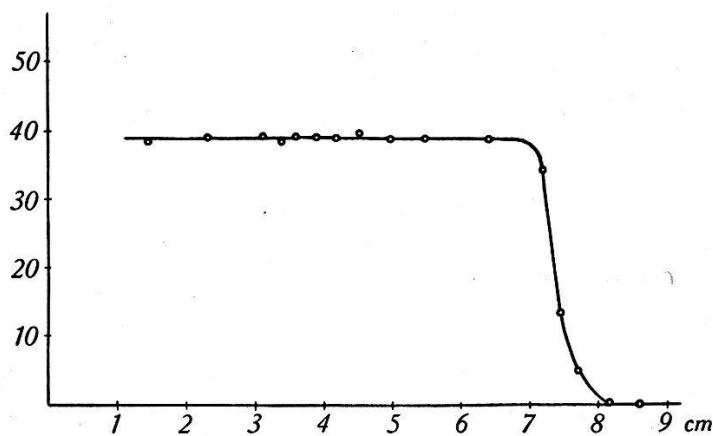


Fig. 9.
Absorptionskurve der α -Teilchen.

bombardierte Präparat und das Zählrohr erhalten sie pro je 18 α -Teilchen der 8,29 cm-Gruppe einen Zählrohrausschlag. Bei den vorliegenden Messungen betrug bei 140 kV und 10 μ A Protonenstrom die Anzahl Zertrümmerungen 350 pro Sekunde, wobei berücksichtigt ist, dass pro Zertrümmerung zwei α -Teilchen entstehen (s. weiter unten). Gemäss RAUSCH VON TRAUBENBERG und

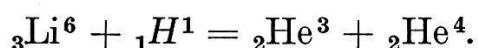
Mitarbeitern hätte für den vom Zählrohr erfassten Raumwinkel die Anzahl registrierter Quanten 37 pro Minute betragen sollen*). Sowohl hinter 6 cm Blei wie ohne Blei oder hinter 10 cm Paraffin sind keine Quanten registriert worden. Die bei diesen Versuchen vorhandene Messgenauigkeit war so gross, dass auch der fünfundzwanzigste Teil der erwarteten Intensität mit Sicherheit nachweisbar gewesen wäre.

Mit einem geeichten Ra-Präparat wurde die spezifische Ausbeute des Zählers für γ -Quanten bestimmt. Das Verhältnis der errechneten Anzahl Quanten, welche durch den vom Zählrohr erfassten Raumwinkel gehen, zur gemessenen Anzahl ergab sich zu 0,6%. Bei Berücksichtigung der Ausbeute des Zählers würde aus den Messungen RAUSCH VON TRAUBENBERG und seiner Mitarbeiter folgen, dass die Zahl der γ -Quanten grösser wäre als die Zahl der Zertrümmerungen. Unter den vorhandenen räumlichen Verhältnissen wäre bei den Zertrümmerungsversuchen die Entstehung von 150 Quanten pro Sekunde noch mit Sicherheit feststellbar gewesen. Da die Anzahl Zertrümmerungen des Li₇ 350 pro Sekunde beträgt, folgt, dass bei 140-kV-Protonen nicht öfters als bei jeder zweiten Zertrümmerung ein hartes γ -Quant emittiert wird.

Durch separate Untersuchung der beiden Isotopen des Lithiums konnten OLIPHANT, SHIRE und CROWTHER⁶⁰⁾ zeigen, dass die 8,29 cm-Gruppe von der Zertrümmerung des Li₇ und die kurzreichweitigen Gruppen vom Li₆ herrühren. In den folgenden Paragraphen werden die Energieverhältnisse bei der Zertrümmerung jedes Isotops einzeln betrachtet.

§ 9. Die Zertrümmerung des Li₆.

Die Zertrümmerung verläuft nach der Gleichung:



Beobachtet wurden die doppelt geladenen Teilchen von 0,8 und 1,15 cm Reichweite⁵⁷⁾). Diese RW beziehen sich auf eine kinetische

*) Bei den Versuchen von RAUSCH VON TRAUBENBERG und Mitarbeitern war die Zählrohrachse in Richtung der einfallenden γ -Quanten gestellt. Bei den vorliegenden Versuchen lag die Achse des Zählrohrs quer zur Einfallsrichtung, so dass dieses einen grösseren Raumwinkel erfasst. Nach einer brieflichen Mitteilung von R. v. TRAUBENBERG zeigt ein Zählrohr in Querstellung trotz dem grösseren Winkel eine um 30% kleinere Ausschlagszahl als das gleiche Zählrohr in Längsstellung zeigen würde. Bei Berücksichtigung eines solchen Verhaltens ergibt sich die erwartete Anzahl zu 4,2 pro Minute.

Energie der Protonen gleich Null. Aus Impulsbetrachtungen folgt, dass das schwere Teilchen die kürzere *RW* hat, d. h. die He_4 -Teilchen haben 0,8 cm *RW*, die He_3 -Teilchen 1,15 cm. Unter Annahme der Massenwerte von ASTON¹⁾ und BAINBRIDGE³⁾:

$$_1\text{H}^1 = 1,0078 \quad _2\text{He}^4 = 4,0022 \quad \text{und} \quad _3\text{Li}^6 = 6,0145$$

kann man die Masse des $_2\text{He}^3$ -Teilchens berechnen. Aus der *RW* von 0,8 cm des α -Teilchens ergibt sich eine Energie $E = 1,4 \text{ MV}$, welche einer Masse von $m = \frac{E}{c^2} = 0,0015$ Atomgewichtseinheiten ($0 = 16$) entspricht. Die Energie des $_2\text{He}^3$ -Teilchens lässt sich aus seiner *RW* in folgender Weise berechnen: Der Energieverlust pro cm Weg eines bewegten Teilchens ist nach BETHE⁴⁾

$$-\frac{dT}{dx} = \frac{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon^2 \cdot z^2 \cdot N \cdot Z}{\mu \cdot v} \lg \frac{2 \cdot \mu \cdot v^2}{E}$$

wobei ε = Ladung des Elektrons

μ = Masse des Elektrons

v = Geschwindigkeit des Teilchens

m = Masse des Teilchens

z = Kernladungszahl des Teilchens

E = Mittlere Anregungsenergie des Absorberatoms

N = Anzahl Atome pro cm^3 im Absorber

Z = Kernladungszahl der Absorberatome

Daraus errechnet sich der Weg, längs welchem das Teilchen von v_1 auf v_2 abgebremst wird zu⁷⁾:

$$\frac{m \cdot E^2}{32 \cdot \pi \cdot \varepsilon^4 \cdot \mu \cdot z^2 \cdot Z N} [J(y_1) - J(y_2)]$$

wobei

$$J(y) = \int_0^y \frac{e^{-u} \cdot du}{u}$$

und

$$y_1 = 2 \lg \frac{2 \cdot \mu \cdot v_1^2}{E}, \quad y_2 = 2 \lg \frac{2 \cdot \mu \cdot v_2^2}{E}.$$

Die *RW* ergibt sich daraus für $v_2 = 0$. In diesem Fall hängt der Ausdruck in der Klammer nur vom Absorber und von der Anfangsgeschwindigkeit v_1 ab:

$$R = K \cdot \frac{m}{z^2} \cdot f(v_1)$$

wobei

$$K = \frac{E}{32 \cdot \pi \cdot \varepsilon^4 \cdot \mu \cdot Z \cdot N}$$

nur vom Absorber abhängt. Für einen ${}_2\text{He}^3$ und einen ${}_2\text{He}^4$ -Kern (beide $z = 2$) gleicher Geschwindigkeit wird:

$$R_{\text{He}_4} = k \cdot m_{\text{He}_4}$$

und

$$R_{\text{He}_3} = k \cdot m_{\text{He}_3}$$

wobei

$$k = \frac{K \cdot f(v_1)}{z^2}.$$

Somit verhalten sich die RW von Teilchen gleicher Anfangsgeschwindigkeit und gleicher Kernladungszahl wie ihre Massen. Das von uns betrachtete ${}_2\text{He}^3$ -Teilchen hat die RW von 1,15 cm. Ein gleich schnelles ${}_2\text{He}^4$ -Teilchen hätte eine RW von $\frac{4}{3} \cdot 1,15 = 1,55$ cm. Dieser RW entspricht eine Anfangsgeschwindigkeit $v_1 = 1,1 \cdot 10^9 \text{ cm/sek}$. Daraus lässt sich die Energie des ${}_2\text{He}^3$ -Teilchens zu 1,95 MV berechnen.

Aus der Gleichung:

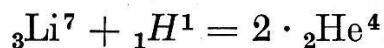
$$M_{\text{Li}_6} + M_{\text{H}_1} = M_{\text{He}_4} + M_{\text{He}_3} + T_{\text{He}_4} + T_{\text{He}_3}$$

wobei T_{He_4} und T_{He_3} die in Masseneinheiten angegebene kinetische Energien der beiden Trümmer bedeuten, bestimmt sich die Masse des ${}_2\text{He}^3$ -Atoms zu 3,0167. Der Umstand, dass der in dieser Weise errechnete Wert genau übereinstimmt mit dem Wert, der sich bei der Umwandlung ${}_1D^2 + {}_1D^2 = {}_2\text{He}^3 + {}_0n^1$ ergibt, scheint für die Richtigkeit der angenommenen Massenwerte zu zeugen. Die Ausrechnung der Impulse der beiden Teilchen zeigt, dass der Impulssatz erfüllt ist. Die bei der Zertrümmerung frei werdende Energie setzt sich aus der kinetischen Energie der beiden Teilchen zusammen. Bei den Versuchen von TUVE und HAFSTAD⁴¹⁾ wurden Protonen von 450 kV benutzt, so dass dieser Betrag noch in die Energiebilanz hinzukommt und damit die total freiwerdende Energie 3,8 MV beträgt.

Diese Energie könnte statt als kinetische Energie der Trümmer ganz oder teilweise in Form von γ -Quanten abgestrahlt werden. Der verfügbare Betrag von 3,8 MV reicht keineswegs aus, um damit die bei der Li-Zertrümmerung beobachteten γ -Quanten von 4 und mehr zu erklären. Diese γ -Strahlung kann also nicht bei der angenommenen Zertrümmerung des Li_6 entstehen.

§ 10. Die Zertrümmerung von Li₇ durch Protonen.

Die *RW* der entstehenden α -Teilchen, umgerechnet auf eine Energie der aufprallenden Protonen gleich Null, beträgt $8,29 \pm 0,03$ cm⁵⁷⁾. Dieser *RW* entspricht eine kinetische Energie von $8,53 \pm 0,03$ MV. Unter Annahme der Astonwerte für die Massen der Protonen und α -Teilchen ergibt sich aus der Gleichung:



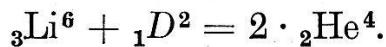
die Masse des Li₇-Atoms zu $7,0148 \pm 0,0002$. Die hervorragende Übereinstimmung mit dem von BAINBRIDGE³⁾ massenspektroskopisch gefundenen Wert $7,0148 \pm 0,0006$ lässt keinen Zweifel über die Richtigkeit der Deutung des Prozesses und der angenommenen Massenwerte.

Im vorhergehenden Paragraphen ist gezeigt worden, dass die von TUVE und HAFSTAD⁴¹⁾ gefundene γ -Strahlung von 4 und mehr nicht von der Zertrümmerung des Li₆ herrühren kann. Es ist anzunehmen, dass sie von der Zertrümmerung des Li₇ bei Ausschleuderung von angeregten α -Teilchen stammt. Die angeregten Teilchen fallen dann unter Aussendung von γ -Quanten in ihren Grundzustand zurück.

§ 11. Die Zertrümmerung des Li₆ durch Deutonen.

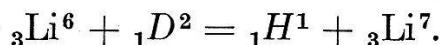
Bei der Zertrümmerung des Li₆ durch Deutonen werden zwei Gruppen von Teilchen beobachtet, und zwar α -Teilchen der *RW* $12,7 \pm 0,05$ cm⁵⁰⁾⁵⁹⁾⁶⁰⁾ und Protonen der *RW* 30,0 cm. Eine bei allen Zertrümmerungen mit Deutonen vorkommende Protonengruppe mit $R=14$ cm ist der Zertrümmerung der auf dem Präparat haftengebliebenen Deutonen zuzuschreiben. Dieser Begleitprozess hat eine sehr grosse Ausbeute, so dass wenige haftengebliebene Deutonen genügen, um eine merkliche Anzahl Protonen zu entsenden. Die Einzelheiten dieses Prozesses werden in einem späteren Paragraphen behandelt.

Die α -Teilchen entstehen beim folgenden Prozess:



Die Ausbeute bei diesem Prozess ist etwa 4 mal grösser als bei der Beschiessung mit Protonen. Unter Benützung der von DUNCANSON³²⁾ angegebenen Abhängigkeit der *RW* von der Energie erhält man für $R = 12,7$ cm: $E = 1,15$ MV. Daraus lässt sich die Masse des Li₆ zu $6,0143 \pm 0,0002$ berechnen in sehr guter Übereinstimmung mit dem Wert $6,0145 \pm 0,0003$ von BAINBRIDGE.

Die Protonen entstehen aus:

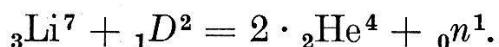


Aus der *RW* der Protonen lässt sich ihre Energie nach der ebenfalls von DUNCANSON³²⁾ angegebenen Formel zu 4,6 MV berechnen. Unter Benützung des Impulssatzes ergibt sich die Energie des Li₇-Rückstosskernes zu 0,7 MV. Li-Kerne dieser Energie haben eine so kleine *RW*, dass sie nicht beobachtbar sind. Setzt man in der Massengleichung die Werte von BAINBRIDGE ein, so erhält man als totale, beim Prozess freiwerdende Energie $5,1 \pm 0,1$ MV gegenüber 5,3 MV, die sich aus den gemessenen *RW* der Trümmer ergeben. Die nicht vollkommene Übereinstimmung mag von einer kleinen Ungenauigkeit in der Formel von DUNCANSON herrühren.

Fast alle Versuche zum Nachweis von Neutronen oder γ -Quanten wurden mit Präparaten ausgeführt, welche beide Lithium-Isotopen enthielten. Aus diesem Grunde wird über diese Strahlungen erst nach der Besprechung der Zertrümmerungen des Li₇ am Ende des nächsten Paragraphen berichtet werden.

§ 12. Die Zertrümmerung des Li₇ durch Deutonen.

Bei der Zertrümmerung des Li₇ mit Deutonen beobachtet man α -Teilchen und Neutronen. Eine merkliche Ausbeute an α -Teilchen tritt erst bei ca. 90 kV auf, wächst aber derart rasch mit steigender Spannung an, dass sie bei 140 kV etwa 4 mal grösser als die Ausbeute mit Protonen gleicher Energie geworden ist⁵¹⁾. Die α -Teilchen gehören keiner homogenen Geschwindigkeitsgruppe an, sondern sind kontinuierlich verteilt bis zu maximalen *RW* 7,8 cm. Der Zertrümmerungsprozess verläuft nach der Gleichung:

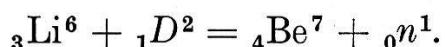


Die beim Prozess freiwerdende Energie wird auf die drei Trümmer je nach ihrer gegenseitigen Emissionsrichtung verteilt. Jede Richtungsverteilung ist möglich, so dass sich eben ein kontinuierliches α -Spektrum ergibt. Die schnellsten α -Teilchen werden aus Impulsgründen bei jener Winkelverteilung erhalten, bei welcher ein α -Teilchen und das Neutron in gleicher Richtung, das zweite α -Teilchen entgegengesetzt wegfliegt. Aus der Energie des schnellsten beobachteten α -Teilchens errechnet sich mit Hilfe des Impulssatzes die Energie der anderen Trümmer. Dies gilt unter der Voraussetzung, dass Zertrümmerungen unter dieser Extremalbedingung genügend oft vorkommen, damit die tatsächliche obere Grenze des α -Spektrums auch mit der beobachteten übereinstimmt.

Die in dieser Weise errechnete Totalenergie beträgt $14,6 \pm 0,25$ MV gegenüber $14,7 \pm 0,8$ MV, die sich aus der Massengleichung unter Annahme der Bainbridge-Werte für Li^7 , D_2 und He_4 und des Chadwick-Goldhaber-Wertes für das Neutron $M_n = 1,0080$ ergibt.

Von verschiedenen Seiten ist nach γ -Quanten und Neutronen gesucht worden. Bei sehr energiereichen Deutonen (über 400 kV) wurde eine durchdringliche Strahlung festgestellt. Durch Vergleich der Ionisation in Ionisationskammern mit und ohne Paraffinbekleidung wurde gefunden, dass es sich fast durchwegs um eine reine Neutronenstrahlung handelt¹⁷⁾²²⁾⁴⁸⁾⁴⁹⁾. Die Energie der Neutronen ist nicht genau bestimmt worden, aber es gibt Anzeichen dafür, dass sie grösser als 6 MV ist⁶⁾⁵⁴⁾. Eine sehr schwache γ -Strahlung wurde den im Deutonenstrahl vorhandenen Protonen zugeschrieben²²⁾.

Für die Entstehung von Neutronen aus Li_6 müsste folgender Prozess herangezogen werden:



Die darin geforderte Existenz eines ${}_4\text{Be}^7$ -Kernes ist aber sehr unwahrscheinlich, so dass angenommen werden kann, dass diese Umwandlung nicht auftritt. Die frei werdende Energie für den Zerfall



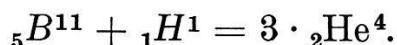
ist etwa gleich Null, so dass dieser Zerfall derart energiereiche Neutronen, wie sie beobachtet wurden, nicht liefern kann; diese Neutronen entstehen also nur bei der Zertrümmerung des Li_7 .

Versuche, welche im Rahmen dieser Arbeit unternommen wurden, um γ -Strahlungen nachzuweisen, welche bei der Beschiessung von Li mit 140 kV-Protonen entstehen, verliefen ergebnislos. Die Genauigkeit der Messungen erlaubt die Aussage, dass nicht öfters als bei jeder achten Zertrümmerung ein γ -Quant emittiert wird.

§ 13. Die Zertrümmerung des Bors durch Protonen.

KIRCHNER⁴⁵⁾ untersuchte die Trümmer mit Hilfe einer Wilson-Kammer und fand ausser einer Geschwindigkeitsgruppe von α -Teilchen mit einer RW von 4,4 cm auch α -Teilchen kontinuierlicher Geschwindigkeitsverteilung bis zur maximalen RW von etwa 4 cm. COCKROFT und WALTON¹²⁾ sowie OLIPHANT und RUTHERFORD⁵⁵⁾ konnten zuerst die Gruppe mit $R = 4,4$ cm nicht finden; erst bei genauerer Untersuchung der Absorptionskurve⁵⁸⁾ haben sie diese schwache Gruppe beobachten können. Der Pro-

zess, welcher die Teilchen mit kontinuierlicher Verteilung ergibt, beruht auf die gleichzeitige Emission von drei Teilchen:

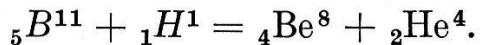


Der beobachtete Durchschnittswert der Energie des kontinuierlichen α -Spektrums ist 2,83 MV. Der von BAINBRIDGE²⁾ bestimmte Wert für die Masse des Bors ist mit einem grossen Fehler behaftet, so dass der ältere Wert von ASTON¹⁾, $B_{11} = 11,0110$, als der bessere gilt. Rechnet man aus der Massengleichung die erwartete Durchschnittsenergie der α -Teilchen, so ergibt sich 3,8 MV in starkem Widerspruch zur beobachteten Energie.

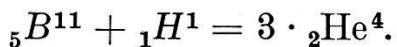
Eine Erklärung dieser Unstimmigkeit wurde kürzlich von OLIPHANT, KEMPTON und RUTHERFORD^{5,8)} gegeben. Sie vermuten, dass ASTON bei der Massenbestimmung des He_4 ein Fehler von $1/4000$ unterlaufen sein muss. Da die Massen der Elemente H , D , Li_6 und Li_7 aus Vergleichen mit der Masse des He_4 bestimmt worden sind, so muss man ihre Werte auch entsprechend korrigieren. Bei den Energiegleichungen der Prozesse, bei welchen nur diese Teilchen vorkommen, stört der Fehler der bisher benützten Massenwerte nicht, da die Korrektur jedes Massenwertes proportional der Masse selbst angebracht werden muss. Bei den Prozessen aber, bei welchen gleichzeitig Atome vorkommen, deren Massen teils durch Vergleich mit He_4 , teils mit O_{16} bestimmt worden waren, wird die Unstimmigkeit sofort merklich.

Unter Benützung der in dieser Weise korrigierten Werte: $H_1 = 1,0081$ und $He_4 = 4,0034$ ergibt sich bei der Zertrümmerung des Bors die gerechnete Durchschnittsenergie eines α -Teilchens zu 2,7 MV gegenüber der beobachteten 2,83 MV. In Anbetracht des Umstandes, dass die Korrektur der Masse des $B_{11} = 11,0110$ nicht angegeben werden kann^{5,6)}, ist die Übereinstimmung als befriedigend zu bezeichnen. Die Zertrümmerung des Bors in drei α -Teilchen ist durch die Beobachtungen von DEE und WALTON²⁹⁾ in einer Wilson-Kammer bestätigt.

Die homogene Geschwindigkeitsgruppe entsteht nach KIRCHNER^{4,5)} gemäss der Gleichung:



Die totale kinetische Energie der Trümmer berechnet sich aus den beobachteten RW der α -Teilchen zu 8,6 MV. Der Unterschied gegenüber der freiwerdenden Energie im Falle von:



ergibt die Bindungsenergie des Be_8 -Kernes aus zwei α -Teilchen

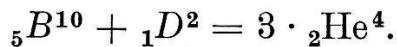
zu $1 \cdot 10^5$ e-Volt. Diese Bindungsenergie ist sehr klein, so dass das Atom gegen spontanen Zerfall in zwei α -Teilchen als nicht sehr stabil betrachtet werden darf. Dem entspricht vollständig, dass Be_8 in der Natur nicht vorkommt.

Eine von CRANE und LAURITSEN²¹⁾ bei 900-kV-Protonen beobachtete künstliche Radioaktivität erwies sich nach COCKROFT, GILBERT und WALTON¹⁴⁾ als ein von der Deutonenbeimengung im Protonenstrahl vorgetäuschter Effekt. (Vgl. nächsten Paragraph.)

Bei der Bestrahlung des Bors sind keine γ -Quanten gefunden worden²⁰⁾⁵⁸⁾. Dieses negative Ergebnis wird durch Messungen bestätigt, welche mit der in dieser Arbeit beschriebenen Apparatur unternommen wurden. Die Messgenauigkeit erlaubt die Aussage, dass nicht öfters als bei jeder zweiten Zertrümmerung ein γ -Quant emittiert wird.

§ 14. Die Zertrümmerung des Bors durch Deutonen.

Die Umwandlung des Bors durch Deutonen ergibt ausser α -Teilchen auch Protonen, γ -Quanten und Neutronen. Die α -Teilchen röhren von folgendem Prozess her:



Er tritt erst bei Deutonenenergien von 200 kV auf¹³⁾⁵⁰⁾. Wie bei allen Umwandlungen, bei welchen drei Trümmer entstehen, sind auch hier die beobachteten RW nicht diskret, sondern verteilen sich kontinuierlich bis zu maximal 16 cm. Unter Annahme der von OLIPHANT, KEMPTON und RUTHERFORD⁵⁸⁾ vorgeschlagenen Massenwerte: $B_{10} = 10,0143$, $He_4 = 4,0034$ und $D_2 = 2,0142$ ergibt sich aus der Massengleichung die freiwerdende Energie zu 17 MV. Das schnellste α -Teilchen entsteht bei jener Winkelverteilung, bei welcher zwei α -Teilchen in gleicher Richtung und das dritte entgegengesetzt wegfliegen. Für diese Verteilung besitzt es $\frac{2}{3}$ der verfügbaren Energie, d. h. 11,3 MV in genügender Übereinstimmung mit der Energie der schnellsten beobachteten α -Teilchen (12,3 MV).

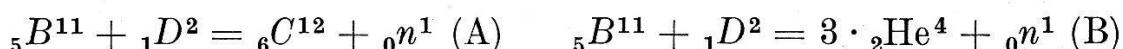
Die Messung der RW der Protonen ergab, dass sie aus drei Gruppen mit $R = 92$, 58 und 31 cm bestehen¹³⁾. Unter der Annahme, dass die schnellsten Protonen nach der Gleichung:



entstehen, errechnet sich ihre Energie zu 8,8 MV in vollkommener Übereinstimmung mit der aus der RW bestimmten Energie (8,8 MV).

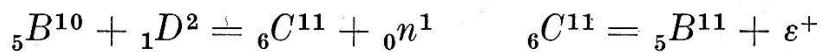
Nimmt man an, dass die langsameren Protonen entstehen, wenn beim gleichen Prozess der B_{11} -Kern in angeregtem Zustand zurückgelassen wird, so hätte man γ -Quanten von 4,1 und 2,2 MV finden sollen. CRANE und LAURITSEN²⁰⁾ beobachteten γ -Quanten von der Energie 1,6 MV, die also nach obigem Prozess nicht erklärlich sind. Sie schätzten die Anzahl der γ -Quanten für 900-kV-Protonen zu 1 pro $9 \cdot 10^6$ Deutonen.

Bei 900-kV-Deutonen beobachteten die gleichen Autoren Neutronen, deren Anzahl gleich gross wie diejenige der γ -Quanten geschätzt wurde, so dass sie vermuten, dass die γ -Quanten und die Neutronen im gleichen Prozess entstehen. Es gibt zwei Umwandlungen, welche Neutronen liefern würden:



Unter Benützung der von OLIPHANT, KEMPTON und RUTHERFORD⁵⁸⁾ vorgeschlagenen Massenwerte ergeben sich als total freiwerdende Energien 13,2 MV für die Umwandlung A und 6,2 für die Umwandlung B. Nach Zertrümmerung A würden die Neutronen eine diskrete Gruppe bilden mit der Energie 12,1 MV. Nach Zertrümmerung B wäre die Geschwindigkeitsverteilung, welche die schnellsten α -Teilchen aussendet, folgende: Das Neutron und zwei α -Teilchen fliegen mit gleicher Geschwindigkeit in entgegengesetzter Richtung wie das dritte α -Teilchen fort. Für diese Verteilung hätte das schnellste α -Teilchen eine Energie von 6,9 MV und eine RW von 5,9 cm. Die Absorptionskurve für die bei der Borzertrümmerung entstehenden Trümmer zeigt, dass im Gebiete kleiner als 6 MV eine grosse Anzahl langsam entstehen¹³⁾. Vielleicht handelt es sich dabei um die gemäss Gleichung B entstehenden α -Teilchen. Die Natur dieser Trümmer kann nicht mit Sicherheit festgestellt werden, wegen Überlagerung durch die grosse Anzahl α -Teilchen von der Zertrümmerung des B_{10} . Im Falle B werden die Neutronen kontinuierliche Verteilung haben. Bis zur genauen Untersuchung der Energie der Neutronen wird es nicht möglich sein zu entscheiden, ob die Neutronen nach Gleichung A oder nach Gleichung B entstehen.

Das mit Deutonen bestrahlte Bor zeigt nach CRANE und LAURITSEN¹⁹⁾²¹⁾ eine künstliche Radioaktivität von 20 Minuten Halbwertzeit, welche nach folgenden Gleichungen erklärt wurde:

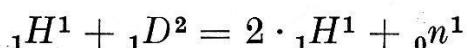


Dagegen schliessen COCKROFT, GILBERT und WALTON¹⁴⁾ aus einer Serie von Messungen auf die Existenz von zwei verschiedenen radioaktiven Kernen.

Mit den Deutonen von 140 kV, welche bei dieser Arbeit benutzt wurden, konnte keine Zunahme der Zählungen in einem Zählrohr gefunden werden, d. h. es treten weder γ -Strahlung noch Neutronen auf. Dieses Ergebnis ist verständlich, da bekannt ist, dass Bor erst bei Deutonenenergien von 200 kV an umgewandelt werden kann¹³⁾⁵⁰⁾.

§ 15. Die Zertrümmerung des Deuteriums durch Protonen und Deutonen.

Bei der Beschiessung von Deuterium mit 300 kV-Protonen konnten OLIPHANT, HARTECK und RUTHERFORD⁵⁶⁾ keine Trümmer nachweisen, obschon in vielen Fällen bekannt ist, dass Deutonen beim Zusammenstoss mit Kernen Neutronen abspalten, z. B. $D \rightarrow Be$, $D \rightarrow B$ u.a. Im vorliegenden Falle müsste der Zerfall nach folgender Gleichung verlaufen:



Die aus der Massengleichung berechnete freiwerdende Energie ergibt sich zu $-1,8$ MV (mit $M_n = 1,0080$).

Wenn ein bewegtes Teilchen in einen Kern eindringt und stecken bleibt, so beträgt die frei werdende Energie

$$E = E_0 - E_k$$

wobei

E_0 = Kinetische Energie des an kommenden Teilchens = $\frac{m \cdot v_0^2}{2}$

E_k = „ „ „ neuen Kernes = $\frac{(m+M) \cdot v_k^2}{2}$.

Nach dem Impulssatz muss

$$(m+M) \cdot v_k = m \cdot v_0$$

daraus folgt

$$E = E_0 \cdot \frac{M}{m+M}.$$

Damit also die Energie für obigen Endothermen Prozess aus der kinetischen Energie der Protonen gedeckt werden kann, müssen diese eine Energie von mindestens $\frac{2+1}{2} \cdot 1,8 = 2,7$ MV haben.

Daher ist es erklärlich, dass OLIPHANT, HARTECK und RUTHERFORD mit 300 KV Protonen keine Trümmer fanden.

Versuche, die im Rahmen dieser Arbeit unternommen wurden, um γ -Strahlung bzw. Neutronen bei 140 kV-Protonen nachzuweisen, hatten ein negatives Ergebnis. Die Messgenauigkeit gestattet die Aussage, dass falls γ -Quanten bzw. Neutronen ent-

stehen, ihre Ausbeute nicht grösser als 1 pro $1 \cdot 10^{12}$ Deutonen bzw. 1 pro $2,6 \cdot 10^9$ Deutonen sein kann.

Bei der Bestrahlung des Deuteriums mit Deutonen wurden schon bei 20 kV Trümmer festgestellt⁵⁶⁾. Sie bilden zwei Gruppen einfach geladener Teilchen mit RW von 14,3 und 1,6 cm. Die nach Gleichung

$$_1D^2 + _1D^2 = _1H^3 + _1H^1$$

verlaufende Zertrümmerung ergibt ein neues Isotop des Wasserstoffs mit der Masse 3. Dieses im gewöhnlichen Wasserstoff spektroskopisch nicht nachweisbare Isotrop konnte durch fortgesetzte Bombardierung genügend angereichert werden⁴²⁾, um es spektroskopisch sichtbar zu machen^{8) 53)}. Die Stabilität des in dieser Weise angereicherten H_3 konnte durch die Versuche von LADENBURG⁴⁷⁾ erwiesen werden. Die entstehenden Protonen haben eine Energie von $3 \cdot 10^6$ e-Volt, entsprechend ihrer Reichweite von 14,3 cm. Aus der Reichweite $R = 1,6$ cm lässt sich nach den Überlegungen in § 9 die Energie des H_3 zu $1 \cdot 10^6$ e-Volt berechnen, so dass die totale kinetische Energie sich zu $4 \cdot 10^6$ e-Volt ergibt. Aus der Massengleichung lässt sich nun die Masse des H_3 -Kernes zu $3,0152 \pm 0,0002$ berechnen. Die Ausrechnung der Impulse der Teilchen zeigt, dass der Impulssatz erfüllt ist. Diese Umwandlung ist auch durch Versuche von DEE²⁸⁾ in einer Wilson-Kammer sichergestellt.

Die von OLIPHANT, HARTECK und RUTHERFORD⁵⁶⁾ in Erwägung genommene Umwandlung

$$_1D^2 + _1D^2 = {}_2He^4 + \gamma$$

ist aus folgenden Gründen nicht möglich. Nach theoretischen Überlegungen von FERMI³⁹⁾ können Kernprozesse, bei welchen die zusammenstossenden Partner beisammen bleiben und die überschüssige Energie in Form eines γ -Quantes aussenden, nur bei ganz langsamem Geschwindigkeiten des stossenden Teilchens auftreten. Im vorliegenden Falle aber können langsame Deutonen wegen der Coulomb'schen Abstossungskräfte gar nicht ineinander eindringen.

Eine Umwandlung nach der Gleichung:

$$_1D^2 + _1D^2 = {}_2He^3 + {}_0n^1$$

ergibt Neutronen und He_3 -Kerne. Unter Benützung der von OLIPHANT, KEMPTON und RUTHERFORD vorgeschlagenen Massenwerte für D_2 und n , sowie des aus der Zertrümmerung des Li_6 sich ergebenden Wertes für He_3 , ergibt sich als frei werdende Energie bei der Umwandlung 2,4 MV. Nach dem Impulssatz

lässt sich die Energie des ausgeschleuderten Neutrons zu 1,8 MV berechnen. Die Energie der Neutronen ist aus den Rückstossatomen in einer Ionisierungskammer bei He-Füllung zu 2,2 MV, bei Stickstofffüllung zu 2,0 MV gemessen worden⁵⁶⁾. Genauere Messungen der Neutronenenergie²⁷⁾ aus der Reichweite der Rückstossatome in einer Wilson-Kammer ergab 1,8 MV in vollkommener Übereinstimmung mit dem erwarteten Wert. Die entstehenden He-Kerne haben *RW* von 4,3 mm. Sie wurden von DEE und GILBERT³⁰⁾ in einer Wilson-Kammer beobachtet.

Da weder über die Ausbeute des obigen Prozesses, noch über ihre Spannungsabhängigkeit Messungen vorliegen, wurde diese Reaktion mit der vorliegenden Apparatur genauer untersucht. Schon bei 20 kV war eine Zunahme in der Ausschlagszahl bei Verwendung eines Zählrohres gegenüber dem Nulleffekt festzustellen. Mit weiter steigender Spannung nahm die Intensität sehr

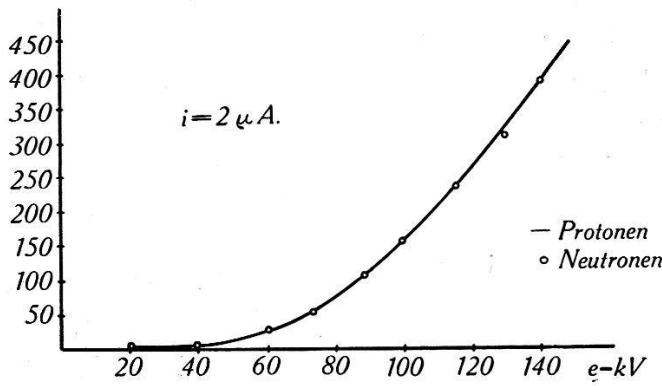


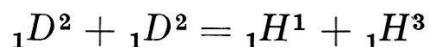
Fig. 10.
Spannungsabhängigkeit der Neutronenintensität.

schnell zu, so dass bei 100 kV und $2 \mu\text{A}$ Deutonenstrom schon 150 zusätzliche Zählungen pro Minute gemessen wurden. In Fig. 10 sind als Kreise die mit dem Zählrohr gemessenen Ausschläge in Abhängigkeit von der Energie der Deutonen bei $2 \mu\text{A}$ Deutonenstrom aufgetragen. Unterhalb 20 kV war die Zunahme der Zählungen zu klein, um sie in Gegenwart der Höhenstrahlung feststellen zu können, jedoch lässt sich aus dem Verlauf der Kurve vermuten, dass diese Strahlung bei bedeutend tieferer Spannung immer noch entsteht.

Um die Natur dieser Strahlung festzustellen, wurde folgender Vergleich gemacht: bei 100 kV und $2 \mu\text{A}$ Deutonenstrom betrug die Zunahme der Zählungen eines einzelnen Zählrohres 150 pro Minute. Die Zunahme der Zählungen in Koinzidenzschaltung mit zwei Zählrohren betrug $0,7 \pm 1$ pro Minute. Falls die Strahlung nur aus γ -Quanten bestanden hätte, so müsste die Anzahl Koinzidenzen gleich 20 gewesen sein, wie Kontrollversuche mit Radium

zeigten. Die Strahlung kann also nur aus *Neutronen* bestehen. (Vgl. § 6.) Die kleine Zunahme von 0,7 pro Minute röhrt von den zufälligen Koinzidenzen her und liegt zudem innerhalb der Messfehler.

Nimmt man für die Erzeugung der Rückstossatome im Gase des Zählrohres als Wirkungsquerschnitt einen Wert von $1,8 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ ³³), so ergibt sich unter Berücksichtigung des Gasdruckes und der geometrischen Anordnung eine Ausbeute an Neutronen von $1,5 \cdot 10^{-6}$ für 140 kV-Deutonen. Demgegenüber gibt der Prozess:



eine Ausbeute bei der gleichen Spannung von $2,6 \cdot 10^{-6}$ ⁵⁶). Auf Fig. 10 ist die Kurve der von OLIPHANT, HARTECK und RUTHERFORD⁵⁶) gemessenen Ausbeute an Protonen reproduziert. Der Absolutwert bei 140 kV ist willkürlich gleich dem für die Neutronen gemessenen gesetzt. Da die Kurven sich vollständig decken, sind die Ausbeuten der beiden Prozesse, Erzeugung von Neutronen bzw. Protonen, genau proportional zu einander. Diese Erscheinung wird im nächsten Paragraphen begründet werden.

Der Umstand, dass bei 20 kV und $2 \mu\text{A}$ die sekundliche Anzahl der entstehenden Neutronen $2,2 \cdot 10^5$ beträgt, führt zur Vermutung, dass bei einer Gasenladung in Deuterium von ca. 20 kV und einer ganz grossen Stromstärke eine beträchtliche Anzahl Neutronen in der Entladung entstehen wird. Man hätte in dieser Weise eine leicht herzustellende, intensive Neutronenquelle.

§ 16. Theorie der Zertrümmerung.

Damit ein Teilchen einen Kern zertrümmert, müssen folgende Bedingungen erfüllt werden:

1. Das Teilchen muss den Kern „treffen“, d. h. innerhalb eines weiter unten berechneten Abstandes vom Kernmittelpunkt vorbeigehen.
2. Es muss die Abstossungskräfte überwinden und in den Kern eindringen.
3. Nach der Eindringung soll eine Kernumwandlung unter Trümmerausschleuderung möglich sein.

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Teilchen einen Kern längs einem cm seines Weges trifft, ist $N \cdot \sigma$, wobei N die Anzahl Kerne pro cm^3 und σ der Wirkungsquerschnitt sind. Man nimmt aus quantenmechanischen Überlegungen an, dass ein wirksamer Zusammenstoss dann stattfindet, wenn das Teilchen in bezug auf

den Kern einen Drehimpuls hat, der kleiner als $\frac{\hbar}{2\pi}$ ist. Daraus folgt für den Wirkungsquerschnitt

$$\sigma = \frac{\pi \hbar^2}{m^2 v^2} = \frac{\lambda^2}{4\pi}$$

wobei λ die Brogiewellenlänge des Teilchens ist. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Teilchen mit der Reichweite R einen Kern trifft, ist gleich $N \cdot \sigma \cdot R$.

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Teilchen, welches einen Kern trifft, in denselben eindringt, hat GAMOW zu

$$G = \exp \left\{ \frac{-e^2 2\pi z Z \sqrt{2m}}{h \cdot \sqrt{E}} (2u - \sin 2u) \right\}$$

berechnet, wobei

$$\cos^2 u = \frac{r_0 E^*}{z Z e^2} \quad E^* = \frac{M}{m+M} E$$

m = Masse des Teilchens

z = Ladungszahl des Teilchens

E = Kinetische Energie des Teilchens

M = Masse des Kernes

Z = Ladungszahl des Kernes

r_0 = Radius der Potentialschwelle

Für

$$E^* = \frac{z \cdot Z \cdot e^2}{r_0}$$

wird $G = 1$, d. h. wenn die beim Zusammenstoss „wirksame Energie“

$$E^* = \frac{M}{m+M} \cdot E$$

(s. § 15) gleich der Höhe der Potentialschwelle wird, so findet immer Eindringung statt. Die Höhe der Potentialschwelle lässt sich nach dem Coulomb'schen Gesetz zu

$$\frac{z Z e^2}{r_0}$$

berechnen. Im Falle

$$E^* < \frac{z Z e^2}{r_0},$$

ist G kleiner als 1. Die Gamow'sche Formel gilt nur für Energien, die kleiner oder gleich der Schwellenenergie sind. Für Energien

$$E^* > \frac{z \cdot Z \cdot e^2}{r_0}$$

ist G immer gleich 1, d. h. das Teilchen kann stets ohne Hindernis in den Kern eindringen.

Bei bestimmten Energien, die genau einem Energieniveau im Kern entsprechen, kann der Faktor G in die Nähe von 1 gelangen, wobei E^* bedeutend kleiner als der Schwellenwert sein kann (Resonanz-eindringung). Solche Fälle sind vielfach bei Zertrümmerungen mit α -Teilchen beobachtet worden.

Aus dem Verlauf der Ausbeute der Zertrümmerung in dicken Schichten in Funktion der Energie der Teilchen, ist es möglich, auf die Höhe der Potentialschwellen zu schliessen. Dazu sucht man denjenigen Energiewert der Teilchen, von welchem an die Ausbeute proportional der RW wächst. Von diesem Punkte an steigt die Ausbeute linear mit der RW . Diese selbst ist proportional der Anzahl der Kerntreffer, somit wächst die Ausbeute proportional mit der Kerntrefferzahl und der Wert von G muss konstant sein. Nach der Formel von GAMOW ist ein konstanter G -Wert für verschiedene Energiewerte nur möglich, falls die „wirksame Energie“ gleich oder grösser als die Potentialschwelle ist ($G = 1$). Am betrachteten Punkt ist demnach die Energie des Teilchens multipliziert mit

$$\frac{M}{m + M}$$

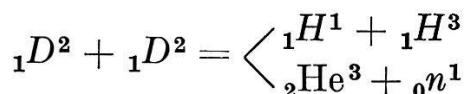
gleich der Höhe der Potentialschwelle. Bei dieser Betrachtung wird die Wahrscheinlichkeit des Zerfalls nach der Eindringung als unabhängig von der Energie vorausgesetzt. Diese Voraussetzung ist gültig für alle Zertrümmerungen, welche bei höheren Energien ein Anwachsen der Ausbeute proportional der RW zeigen.

In dieser Weise wurde aus der Zertrümmerungskurve des Prozesses



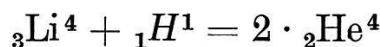
die Potentialschwelle des Deutons gegenüber einfach geladenen Teilchen zu 80,000 e-Volt bestimmt. Analog sind die Potentialschwellen des Li und des B_{11} aus der Zertrümmerung durch Protonen zu ca. 800,000 e-Volt bestimmt worden. Die Potentialschwellen gegenüber doppelt geladenen Teilchen wurden durch Versuche mit α -Teilchen zu 2,8 für Li und 3,4 MeV für Bor gemessen. Die Potentialschwelle gegen α -Teilchen ist nicht doppelt so hoch wie die Schwelle gegen einfach geladene Teilchen, wie man erwarten könnte. Die Ursache liegt in der Ungültigkeit des Coulomb'schen Gesetzes in der Nähe des Randes der Potentialschwelle und in der Struktur des stossenden Teilchens.

Die Wahrscheinlichkeit für eine Kernumwandlung nach der Eindringung hängt vom Energieüberschuss, vom Drall der verschiedenen Kernbestandteile, von der Drallverteilung nach der Zertrümmerung und von der Wahrscheinlichkeit des Entweichens der Trümmer ab. Diese Einflüsse auf die Zertrümmerbarkeit lassen sich bis heute noch nicht theoretisch berechnen. Im Falle, wo Zertrümmerungen des gleichen Kernes und mit gleichen Geschossen auf verschiedene Arten verlaufen wie z. B.



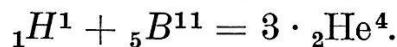
sind Unterschiede für die Ausbeute zu erwarten, welche für die verschiedenen Umwandlungen durch die oben erwähnten Einflüsse bedingt sind.

Die Wahrscheinlichkeit z. B. für einen Zerfall des Li-Kernes nach der Eindringung des Protons errechnet sich in folgender Weise¹⁵⁾: Betrachtet man die Ausbeute des Prozesses

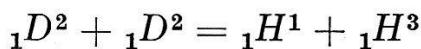


einmal bei 800, einmal bei 1000 kV, so ergibt sich, dass in diesem Spannungsinterval die Ausbeute um 1 pro $2 \cdot 10^7$ Protonen gestiegen ist. Diese Zunahme der Zertrümmerungen entspricht hier der Zunahme der Kerntreffer; denn die Energie ist grösser als die Schwellenhöhe des Li-Kernes. G ist also immer 1. Die Anzahl der neuen Kerntreffer lässt sich berechnen aus der Zunahme der RW der Protonen (0,7 cm) und dem Wirkungsquerschnitt für Kerntreffer ($7,2 \cdot 10^{-25}$ cm 2) zu 1 pro 20,000 Protonen berechnen. Trotzdem also jedes 20,000ste Proton in einen Kern eindringt, findet sich nur eine Zertrümmerungszunahme von einem Kern auf $2 \cdot 10^7$ Protonen. Dies ist nur so zu verstehen, dass nicht jedes eingedrungene Proton zur Zertrümmerung führt, sondern im Mittel nur jedes tausendste. Wir sehen also, dass bei hohen Energien ein direktes Überfliegen der Potentialmulde stattfindet; nur jedes tausendste Teilchen fällt in den Kern hinein unter Aussendung eines Trümmers.

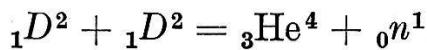
Ungefähr der gleiche Wert für das Verhältnis Zahl der Eindringungen zu Zahl der Zerfälle ergibt sich bei der Umwandlung



Beim Prozess



hingegen ist die „Wahrscheinlichkeit eines Zerfalls nach der Eindringung“ viel höher, nämlich 1:20. Der Prozess



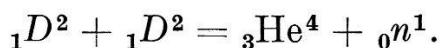
hat eine etwa 4 mal kleinere Ausbeute als die oben angegebene Reaktion. Da für beide Umwandlungen die Eindringungswahrscheinlichkeiten gleich gross sind, folgt, dass die „Zerfallswahrscheinlichkeit nach der Eindringung“ des zweiten Prozesses 4 mal kleiner als für den Protonen liefernden Prozess ist, also 1 : 80 beträgt. Der Umstand, dass die Ausbeutekurven für beide Zerfallsarten genau proportional verlaufen, zeigt dass bei diesen Prozessen die totale verfügbare Energie keinen Einfluss auf die „Wahrscheinlichkeit des Zerfalls nach der Eindringung“ ausübt, sondern dass diese Zerfallswahrscheinlichkeit nur von der Art der entstehenden Teilchen abhängt.

Im Gegensatz zu den oben beschriebenen Umwandlungen sind heute zwei Prozesse bekannt, bei welchen die „Wahrscheinlichkeit des Zerfalls nach der Eindringung“ stark energieabhängig ist. Es wurde nämlich bei der Zertrümmerung des Lithiums²⁸⁾ und des Berylliums⁵⁶⁾ durch Protonen ein plötzlicher Anstieg der Ausbeute an γ -Quanten bei einer bestimmten Geschossenergie beobachtet. Die Möglichkeit, dass bei dieser Energie die Eindringungswahrscheinlichkeit durch einen Resonanzeffekt besonders stark ist, wird durch den glatten Verlauf der Ausbeutekurve für α -Teilchen, welche beim Zusammenstoss der gleichen Primärteilchen entstehen, widerlegt. Daraus folgt, dass in diesem Fall die „Wahrscheinlichkeit des Zerfalls nach der Eindringung“ stark von der totalen verfügbaren Energie beeinflusst sein muss.

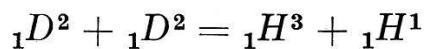
Zusammenfassung.

Es werden eine Zertrümmerungsapparatur sowie die zur Feststellung der Trümmer notwendigen Zähler beschrieben. Die Zertrümmerungen erfolgen durch Bombardierung der Elemente mit 140 kV-Protonen- und Deutonenstrahlen. Die Protonen und Deutonen werden als Kanalstrahlen erzeugt und dann im Hochvakuum beschleunigt. Bei der Bestrahlung des Lithiums durch Protonen entstehen α -Teilchen, deren RW durch Absorptionsmessungen bestimmt wurde. Über die von DIEBNER und HOFMAN angegebenen α -RW-Gruppen von 1,8 und 4 cm wurde festgestellt, dass, falls sie überhaupt existieren, ihre Intensität kleiner als 3% der Intensität der 8 cm α -Gruppe ist. Die Häufigkeit der γ -Quanten wurde zu kleiner als 1 pro zwei Zertrümmerungen bestimmt. RAUSCH VON TRAUBENBERG und Mitarbeiter finden hinter Blei eine γ -Strahlung, welche in den vorliegenden Experimenten nicht nachgewiesen werden konnte, trotzdem die Anordnung zum Nachweis der Strahlen 22 mal empfindlicher gewesen ist.

Bei der Bestrahlung des Lithiums durch Deutonen entstehen weniger als 1 Quant pro 8 Zertrümmerungen, d.h. es tritt praktisch keine γ -Strahlung auf. Die Beschiessung des Bors durch Protonen ergibt, dass, falls γ -Quanten entstehen, ihre Häufigkeit kleiner als 1 pro zwei Zertrümmerungen ist. Bei der Bestrahlung des Deuteriums durch Deutonen wird schon bei tiefen Spannungen eine starke Strahlung in einem einzelnen Zählrohr bemerkbar. Durch Koinzidenzversuche mit 2 Zählrohren konnte gezeigt werden, dass es sich um Neutronen handelt nach



Die Ausbeute an Neutronen in Funktion der Spannung zeigt einen Verlauf, welcher genau proportional zur Ausbeutekurve des Prozesses



verläuft. Dieser parallele Verlauf der Ausbeute ist verständlich, da es sich beide Male um das Eindringen eines Deutons in einem Deuton handelt, d.h. die Eindringungswahrscheinlichkeit für beide Prozesse ist die gleiche.

Meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. P. SCHERRER, möchte ich auch an dieser Stelle für die Anregung zu dieser Arbeit und seine wertvollen Ratschläge meinen Dank aussprechen.

Physikalisches Institut E.T.H., Zürich.

Literaturverzeichnis.

- ¹⁾ ASTON, Proc. R. Soc. **115**, 487, 1927.
- ²⁾ BAINBRIDGE, Phys. Rev. **43**, 424, 1933.
- ³⁾ BAINBRIDGE, Phys. Rev. **44**, 56, 1933.
- ⁴⁾ BETHE, Ann. d. Ph. **5**, 325, 1930.
- ⁵⁾ BETHE und PEIERLS, Int. conf. on Ph., London, October 1934.
- ⁶⁾ BJERGE und WESTCOTT, Nature **134**, 177, 1934.
- ⁷⁾ BLACKETT, Proc. R. Soc. **135**, 132, 1932.
- ⁸⁾ BLEAKNEY, Phys. Rev. **46**, 81, 1934.
- ⁹⁾ BOTHE und BECKER, Zeitschr. f. Ph. **76**, 421, 1932.
- ¹⁰⁾ CHADWICK und GOLDHABER, Nature **134**, 237, 1934.
- ¹¹⁾ COCKROFT und WALTON, Proc. R. Soc. **137**, 229, 1932.
- ¹²⁾ COCKROFT und WALTON, Nature **131**, 23, 1933.
- ¹³⁾ COCKROFT und WALTON, Proc. R. Soc. **144**, 704, 1934.
- ¹⁴⁾ COCKROFT, WALTON und GILBERT, Proc. R. Soc. **148**, 225, 1935.
- ¹⁵⁾ COCKROFT, Int. conf. on Ph., London, October 1934.
- ¹⁶⁾ CRANE und LAURITSEN, Phys. Rev. **44**, 783, 1933.
- ¹⁷⁾ CRANE, LAURITSEN und SOLTAN, Phys. Rev. **44**, 693, 1933.
- ¹⁸⁾ CRANE und LAURITSEN, Phys. Rev. **45**, 64, 1933.
- ¹⁹⁾ CRANE und LAURITSEN, Phys. Rev. **45**, 430, 1934.

- 20) CRANE und LAURITSEN, Phys. Rev. **45**, 493, 1934.
 21) CRANE und LAURITSEN, Phys. Rev. **45**, 497, 1934.
 22) CRANE und LAURITSEN, Phys. Rev. **45**, 550, 1934.
 23) CRANE, LAURITSEN, DELSASSO und FOWLER, Phys. Rev. **46**, 531, 1934.
 23a) CRANE, LAURITSEN, DELSASSO und FOWLER, Phys. Rev. **48**, 125, 1935.
 24) CRANE, LAURITSEN, DELSASSO und FOWLER, Phys. Rev. **47**, 782, 1935.
 25) CURIE und JOLIOT, Compte-Rendu **193**, 1412, 1931.
 26) DEE, Nature **132**, 818, 1933.
 27) DEE, Nature **133**, 564, 1934.
 28) DEE, Proc. R. Soc. **148**, 632, 1935.
 29) DEE und WALTON, Proc. R. Soc. **141**, 733, 1934.
 30) DEE und GILBERT, Proc. R. Soc. **149**, 200, 1935.
 31) DIEBNER und HOFMAN, Naturwiss. **22**, 119, 1934.
 32) DUNCANSON, Proc. Cambr. Phil. Soc. **30**, 102, 1934.
 33) DUNNING, Phys. Rev. **45**, 586, 1934.
 34) ECKHARDT, GEBAUER und RAUSCH v. TRAUBENBERG, Naturwiss. **21**, 26, 1933.
 35) ECKHARDT, GEBAUER und RAUSCH v. TRAUBENBERG, Zeitschr. f. Ph. **80**, 557, 1933.
 36) ECKHARDT, GEBAUER und RAUSCH v. TRAUBENBERG, Zeitschr. f. Ph. **89**, 582, 1934.
 37) ECKHARDT, GEBAUER und RAUSCH v. TRAUBENBERG, Zeitschr. f. Ph. **95**, 210, 1935.
 38) FEATHER, Proc. Cambr. P. Soc. **27**, 430, 1931.
 39) FERMI u. a., Proc. R. Soc. **149**, 522, 1935.
 40) GILBERT, Proc. R. Soc. **144**, 559, 1934.
 41) HAFSTAD und TUVE, Phys. Rev. **47**, 507, 1935.
 42) HARNWELL, SMITH und VORHUIS, Phys. Rev. **45**, 769, 1934.
 43) HENDERSON, Phys. Rev. **43**, 98, 1933.
 44) KIRCHNER, Physik. Zs. **34**, 777, 1933.
 45) KIRCHNER, Physik. Zs. **34**, 897, 1933.
 46) KIRCHNER und NEUERT, Physik. Zs. **35**, 292, 1934.
 47) LADENBURG, Phys. Rev. **46**, 81, 1934.
 48) LAWRENCE und LIVINGSTONE, Phys. Rev. **44**, 220, 1933.
 49) LAWRENCE und LIVINGSTONE, Phys. Rev. **44**, 782, 1933.
 50) LAWRENCE, LIVINGSTONE und LEWIS, Phys. Rev. **44**, 55, 1933.
 51) LEA, Nature **133**, 24, 1934.
 52) LEWIS, Proc. Am. Chem. Soc. **55**, 3502, 1933.
 53) LOZIER, SMITH und BLEAKNEY, Phys. Rev. **45**, 655, 1934.
 54) OLIPHANT, Int. conf. on Physics, London, October 1934.
 55) OLIPHANT und RUTHERFORD, Proc. R. Soc. **141**, 259, 1933.
 56) OLIPHANT, RUTHERFORD und HARTECK, Proc. R. Soc. **144**, 692, 1934.
 57) OLIPHANT, RUTHERFORD und KEMPTON, Proc. R. Soc. **149**, 406, 1935.
 58) OLIPHANT, RUTHERFORD und KEMPTON, Proc. R. Soc. **150**, 241, 1935.
 59) OLIPHANT, RUTHERFORD und KINSEY, Proc. R. Soc. **141**, 722, 1933.
 60) OLIPHANT, SHIRE und CROWTHER, Proc. R. Soc. **146**, 922, 1934.
 61) OLIPHANT und WESTCOTT, Int. conf. on Ph., London, 1934.
 62) ROSSI, Nature **125**, 636, 1930.
 63) SKOBELZYN, Comptes rendus **194**, 1568, 1932.
 64) VARDER, Phil. Mag. **29**, 725, 1915.