

keit der Tröpfchen anstellen. Füllt man nämlich die Kammer mit Wasserstoff statt Luft als Trägergas, so verschwinden die Bahnen etwa fünfmal so rasch wie in Luft. Das ist bedingt durch die größere Wirkung

des Temperaturfeldes und durch die raschere Diffusion des Alkoholdampfes in Wasserstoff.

Herrn Prof. WALDMANN danke ich für wertvolle Hinweise bei der Abfassung des theoretischen Teils.

## Reichweite von $\text{Li}^8$ -Ionen der Energie 40–450 keV in Wasserstoff, Deuterium und Helium

Von H. G. CLERC \*, H. WÄFFLER und F. BERTHOLD \*\*

Aus der Kernphysikalischen Abteilung des Max-Planck-Instituts für Chemie (Otto-Hahn-Institut), Mainz

(Z. Naturforsch. 16 a, 149–154 [1961]; eingegangen am 9. November 1960)

The range-energy relation for  $\text{Li}^8$ -ions has been determined from 40 to 450 keV for  $\text{H}_2$ ,  $\text{D}_2$  and He as a stopping gas. The results for  $\text{H}_2$  and He are shown to be in satisfactory agreement with the stopping cross sections of  $\text{Li}^7$ -ions, as determined by ALLISON and LITTLEJOHN<sup>1</sup>. If the effect of nuclear elastic collisions is taken into account, the experimental differences between the ranges in  $\text{H}_2$  and  $\text{D}_2$  follow closely the theoretical predictions<sup>2</sup>. An extension of the range-energy relation for Li-ions of mass 6 and 7 is presented.

Als Versuchsanordnung für Reichweitemessungen der Ionen leichter Atome im Energiebereich zwischen etwa 100 keV und einigen MeV wird vorzugsweise die Nebelkammer verwendet. Sie hat den Vorteil, die gesuchte Größe unmittelbar aus der Messung zu liefern. Allein die Reduktion der so gewonnenen Daten auf Normalbedingungen ist mit erheblichen Unsicherheiten verbunden. So stellt bereits die Umrechnung der im Gasgemisch der Kammer gemessenen Reichweiten auf eine Standardsubstanz (vorzugsweise Luft) ein Verfahren dar, welches nur für sehr hohe Partikelgeschwindigkeiten in guter Näherung durchgeführt werden kann.

Der spezifische Energieverlust schneller Ionen läßt sich im allgemeinen exakter messen als die Reichweite<sup>3</sup>. Derselbe erlaubt jedoch nur bedingt Rückschlüsse auf die Reichweite, nämlich nur dann, wenn die zu einer vorgegebenen Energie des Ions gehörende Restreichweite schon bekannt ist. WEYL<sup>4</sup> hat das Bremsvermögen verschiedener Gase für H-, He-, N- und Ne-Ionen im Energiebereich zwischen 150 und 450 keV bestimmt. In seiner Anordnung durchlaufen die auf einheitliche Geschwindigkeit beschleunigten Ionen eine Bremsgasstrecke, hinter welcher ihre Restenergie mit einem elektrostatischen Analysator gemessen wird. An Stelle von Eintritts- und

Austrittsfenstern als Abschluß der Bremsgasstrecke kommt ein differentielles Pumpsystem zur Anwendung. Diese Anordnung bedingt sehr enge Ein- und Austrittsblenden, so daß Ionen, welche in der Gasstrecke um mehr als  $10^{-3}$  rad aus ihrer ursprünglichen Richtung abgelenkt wurden, für die Messung verloren gehen. Das bedeutet, daß der Beitrag der elastischen Kernstöße zum differentiellen Energieverlust bei dieser Meßmethode nicht miterfaßt wird. Mit der gleichen Anordnung bestimmten ALLISON und LITTLEJOHN<sup>1</sup> den spezifischen Energieverlust von  $\text{Li}^7$ -Ionen zwischen 100 und 450 keV in  $\text{He}_2$ , He, A und Luft. Ihre Ergebnisse werden im folgenden mit den Resultaten der vorliegenden Arbeit verglichen.

Neben den bereits bekannten Methoden bieten die kurzen Halbwertszeiten einiger leichter radioaktiver Kerne ( $\text{He}^6$ ,  $\text{Li}^8$ ,  $\text{B}^8$ ,  $\text{B}^{12}$ ) ein weiteres Verfahren zur Reichweitemessung: Bei Kernreaktionen, in welchen diese Nuklide als Reaktionsprodukt entstehen, kommt ihnen eine durch die Erhaltungssätze und die Beobachtungsrichtung bestimmte kinetische Energie zu. Ihre Abbremsung in der zu untersuchenden Substanz (Gas) erfolgt praktisch ausschließlich vor dem radioaktiven Zerfall. Infolgedessen erlaubt die Markierung des Zerfallsortes, durch Registrierung

\* Dissertation, Mainz 1960.

\*\* Jetzt: Laboratorium Prof. Dr. R. BERTHOLD, Wildbad/Schwarzwald.

<sup>1</sup> S. K. ALLISON u. C. S. LITTLEJOHN, Phys. Rev. 104, 959 [1956].

<sup>2</sup> N. BOHR, K. Danske Vidensk. Selsk., mat-fys. Medd. Band 18, No. 8 [1948].

<sup>3</sup> W. WHALING, Handbuch der Physik 34, 193 [1958].

<sup>4</sup> P. K. WEYL, Phys. Rev. 91, 289 [1953].



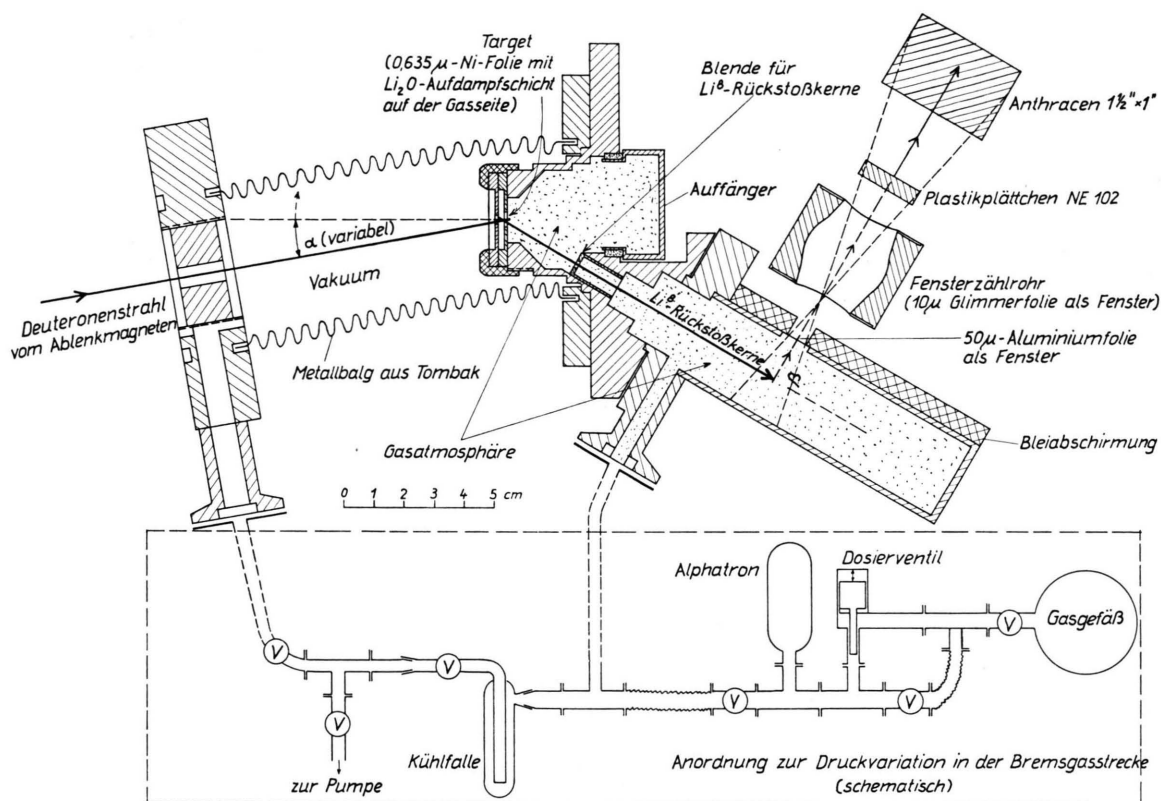


Abb. 1. Reichweiterrohr und Teleskop.

des Zerfallselektrons in geeigneter Anordnung, eine unmittelbare Bestimmung des Flugweges und damit der Reichweite.

Von dieser Möglichkeit wird in der vorliegenden Arbeit Gebrauch gemacht, indem die Reichweite von  $\text{Li}^8$ -Ionen von 40–450 keV in Wasserstoff, Deuterium und Helium gemessen wird. Die Kollimierung des Bündels der  $\text{Li}^8$ -Rückstoßkerne wird so gewählt, daß der Effekt der Abbremsung durch elastische Kernstöße bei der Messung mit erfaßt wird. Die für  $\text{Li}^8$  gemessene Reichweite-Energiebeziehung läßt sich auf die Isotope  $\text{Li}^6$  und  $\text{Li}^7$  ausdehnen.

### I. Meßanordnung

Die  $\text{Li}^8$ -Ionen werden in der Reaktion  $\text{Li}^7(d, p)\text{Li}^8$  ( $Q = -0,187$  MeV) erzeugt. Eine 1,4 MeV-Hochspannungsanlage in Verbindung mit einem fünfstufigen Kanalstrahlrohr dient zur Beschleunigung der Deuteronen. Der Deuteronenstrahl durchläuft dann zunächst einen stromstabilisierten Ablenkmagneten (Ablenkwinkel =  $60^\circ$ ) mit einem Schlitzsystem, das eine Konstanz der Strahlenergie auf besser als 1% gewährleistet. Anschließend passiert der Strahl eine dünne Nickelfolie, in wel-

cher er etwa 100 keV Energie verliert. Die Nickelfolie, auf deren Rückseite sich das eigentliche Target in Form einer aufgedampften  $\text{Li}_2\text{O}$ -Schicht befindet, schließt das Gasvolumen gegen das Hochvakuum in der Kassette des Ablenkmagneten ab (s. Abb. 1).

Für Deuteronenenergien im Bereich zwischen 0,7 und 1,1 MeV erhalten die  $\text{Li}^8$ -Rückstoßkerne, je nach Wahl des Winkels zwischen den Impulsvektoren von Deuteron und  $\text{Li}^8$ , Energien zwischen 40 und 500 keV. Dabei gehören, wie aus Abb. 2 ersichtlich, zu einem bestimmten Winkel und einer bestimmten Energie der einfallenden Deuteronen im allgemeinen zwei verschiedene Energien für die Rückstoßkerne: Im Schwerpunktsystem entspricht die hohe Energie den nach vorn emittierten  $\text{Li}^8$ -Kernen, während die niedrige den nach hinten austretenden Teilchen zuzuordnen ist. Nach Austritt aus dem sehr dünnen ( $\sim 20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ )  $\text{Li}_2\text{O}$ -Target durchfliegen nun die  $\text{Li}^8$ -Kerne die Gasatmosphäre im Reichweiterrohr, ohne vorher ein Fenster zu passieren.

Durch den Nachweis der Zerfallselektronen (Maximalenergie 13 MeV) wird der Endpunkt der Bahn der  $\text{Li}^8$ -Kerne fixiert. Der Nachweiser für die  $\beta$ -Strahlen ist fest vor einem Austrittsfenster für die  $\beta$ -Teilchen montiert, während der Druck in der Gasatmosphäre variiert werden kann. Bei fester Energie der Rückstoßkerne liefert diese Anordnung in Abhängigkeit vom Druck eine Intensitätsverteilung der  $\beta$ -Emission, die bei demjenigen Druck ein Maximum erreicht, bei welchem

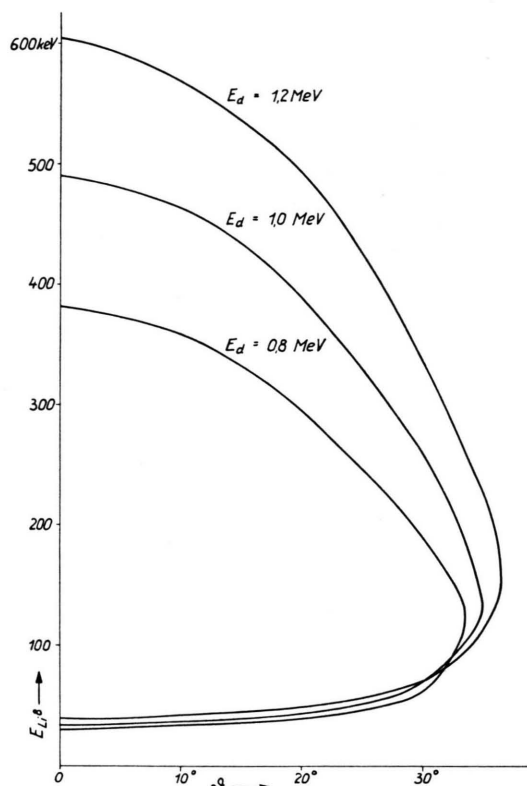


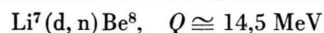
Abb. 2. Energie der  $\text{Li}^8$ -Rückstoßkerne als Funktion von  $\vartheta = \angle(\text{Pd}, \text{PLi}^8)$  für die Reaktion  $\text{Li}^7(\text{d}, \text{p})\text{Li}^8$  (Primärenergie  $E_d$  als Parameter).

das Ende der geometrischen Reichweite in den durch die Zählordnung ausgeblendeten Raumwinkel fällt.

Um die  $\beta$ -Zählrate, welche von 1/min bis maximal ca. 100/min variiert, bei laufendem Kaskadengenerator messen zu können, kommt als Indikator für die  $\beta$ -Teilchen ein aus drei Nachweisern bestehendes Teleskop zur Verwendung. Diejenigen  $\beta$ -Teilchen werden gezählt, welche die in Koinzidenz geschalteten drei Nachweiser gleichzeitig zum Ansprechen bringen. Dadurch wird der in jedem einzelnen Nachweiser sehr hohe, durch Neutronen,  $\gamma$ -Strahlen und  $\beta$ -Aktivität erzeugte Untergrund unterdrückt. Um den Untergrund noch weiter zu erniedrigen, wird außerdem der Deuteronenstrahl durch einen über dem Ablenkmagneten befindlichen Ablenkkondensator gepulst: Während eines Zeitintervalls von 30 msec fällt der Strahl auf das Target, während des darauffolgenden gleichlangen Intervalls wird er abgelenkt usw. Das Teleskop ist jeweils nur dann ansprechbereit, wenn der Strahl nicht auf das Target fällt.

Um die Zählraten bei verschiedenem Druck miteinander vergleichen zu können, ist ein Monitor erforderlich, der die gemessenen Stoßzahlen auf die gleiche Gesamtzahl von erzeugten  $\text{Li}^8$ -Kernen bezieht. Da eine einwandfreie Strommessung in einer Gasatmosphäre von variablem Druck schwierig ist, wird die ebenfalls durch

Deuteronen an Lithium induzierte Reaktion



( $E_{\text{Neutron}} = 13,5 \text{ MeV}$  im vorliegenden Fall)

verwendet. Die schnellen Neutronen werden durch die von ihnen in einem Plastkzintillator erzeugten Rückstoßprotonen gemessen. Wegen der hohen Neutronenenergie ist es möglich, die Ansprechschwelle dieses Nachweisers so hoch zu legen, daß nur Impulse gemessen werden, die von diesen Neutronen herrühren, während Impulse der verschiedenartigen Untergrundstrahlungen unterhalb der Ansprechschwelle bleiben.

Trägt man die auf gleiche Monitorzählrate normierte  $\beta$ -Zählrate als Funktion des Drucks auf, so errechnet sich die in cm NTP zu messende Reichweite der  $\text{Li}^8$ -Kerne aus dem Druck, bei dem die normierte  $\beta$ -Zählrate ihr Maximum erreicht.

Die Einzelheiten der Meßanordnung gehen aus Abb. 1 hervor. Das eigentliche Reichweiterohr ist durch einen Metallbalg flexibel an die Kassette des Ablenkmagneten angeschlossen, so daß es um die zur Zeichenebene senkrechte, durch das Targetzentrum gehende Achse geschwenkt werden kann. Der auf diese Weise veränderlich einstellbare Winkel zwischen der Einfallsrichtung des Deuteronen und der Emissionsrichtung des  $\text{Li}^8$ -Kernes wird durch eingebaute Blenden auf  $\pm 3^\circ$  genau definiert. Da bei den verwendeten Bremsgasen der auf die elastische Kernstreuung zurückzuführende mittlere Vielfachstreuungswinkel in der gleichen Größenordnung liegt, wird so der Anteil der gestreuten  $\text{Li}^8$ -Kerne miterfaßt. Andererseits würde wegen der Vielfachstreuung eine schärfere Ausblendung nur zu Intensitätsverlusten, nicht aber zu einer besseren Energiedefinition für die  $\text{Li}^8$ -Kerne führen.

Die in Abb. 1 schematisch angedeutete Anordnung zur Evakuierung und Füllung der ganzen Meßanordnung ist mit einer Kühlfalle versehen, um alle kondensierbaren Verunreinigungen von der Bremsgasstrecke abzuhalten. Der Gasdruck im Reichweiterohr wurde mit einem Alphatron gemessen. Für die verwendeten Bremsgase wurde das Alphatron mit einem Quecksilbermanometer geeicht.

Als Trägerfolie für die  $\text{Li}_2\text{O}$ -Schicht kamen Nickelfolien der Dicke  $0,000025''$ , entsprechend  $0,56 \text{ mg/cm}^2$ , zur Verwendung\*. Aus Messungen des spezifischen Energieverlustes von Protonen in Nickel nach CHILTON u. a. errechnet man in diesen Folien für Deuteronen die in Tab. 1 angegebenen Werte.

Die  $\text{Li}_2\text{O}$ -Schicht wurde durch Aufdampfen im Hochvakuum auf die Nickelfolien aufgetragen. Die Dicke

$E_d(\text{keV})$ vor Ni-Folie	$\Delta E_d(\text{keV})$ in Ni-Folie
820	110
925	105
1030	100
1180	95

Tab. 1. Energieverlust von Deuteronen in  $0,56 \text{ mg/cm}^2 \text{ Ni}$ .

\* Die Nickelfolien wurden von der Chromium Corporation of America, Waterbury 20, Connecticut, USA, geliefert.

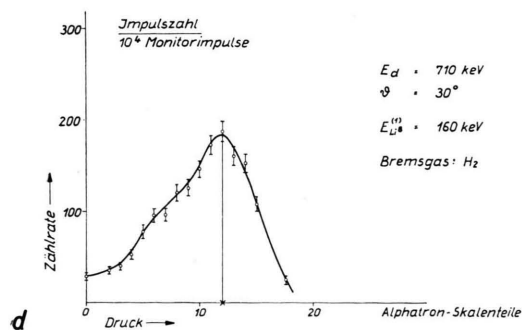
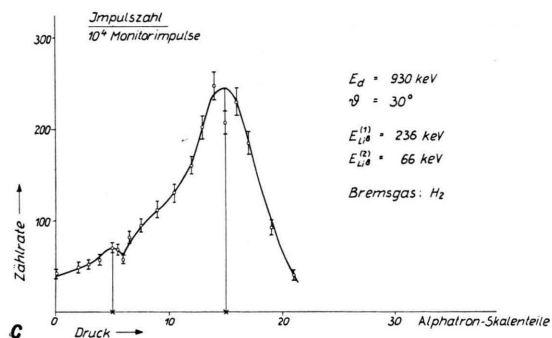
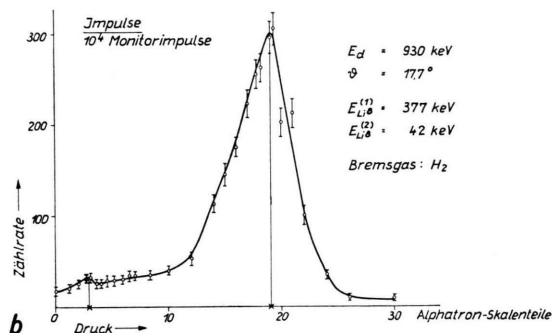
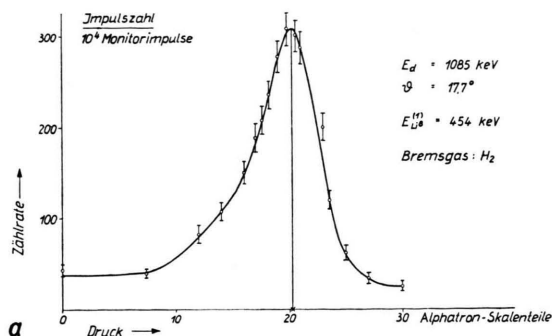


Abb. 3 a–d. Zählrate als Funktion des Drucks.

der Schicht läßt sich durch Beobachten der Interferenzfarben ungefähr abschätzen, sie beträgt  $18 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  mit einem Fehler von 75%. Für die untersuchten Bremsgase Wasserstoff bzw. Helium entspricht diese Schichtdicke einer Gasstrecke von  $0,06 \text{ cm NTP} \pm 75\%$ .

## II. Meßergebnisse

Die eigentliche Messung besteht in der Aufnahme der  $\beta$ -Stoßzahlen (Dreifach-Koinzidenzen) in Abhängigkeit vom Druck in der Bremsgasstrecke, bei fest eingestellter Energie der  $\text{Li}^8$ -Rückstoßkerne. Abb. 3 a bis 3 d geben als Beispiel das Ergebnis einer solchen Versuchsreihe wieder. Die Breite der Zählratenverteilung ist weitaus größer, als der natürlichen Reichweitestreuung der Ionen entspricht. Die Halbwertsbreite ergibt sich für das Hauptmaximum aus Abb. 3 a zu etwa 27%. Ihr Zustandekommen hat im wesentlichen die folgenden Ursachen:

- 1) Diffusion der auf gaskinetische Geschwindigkeiten abgebremsten  $\text{Li}^8$ -Ionen. Dieser Effekt, für sich gesondert betrachtet, ergibt eine Halbwertsbreite von 15%.
- 2) Endlicher ( $\pm 3\%$ ) Öffnungswinkel des Bündels der  $\text{Li}^8$ -Ionen. Das dadurch ausgeblendete Energieintervall besitzt eine Gesamtbreite von 14%.
- 3) Endliche Breite des Austrittsfensters für die  $\beta$ -Teilchen des  $\text{Li}^8$  (7%).
- 4) Endliche Targetdicke ( $18 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) (5%).

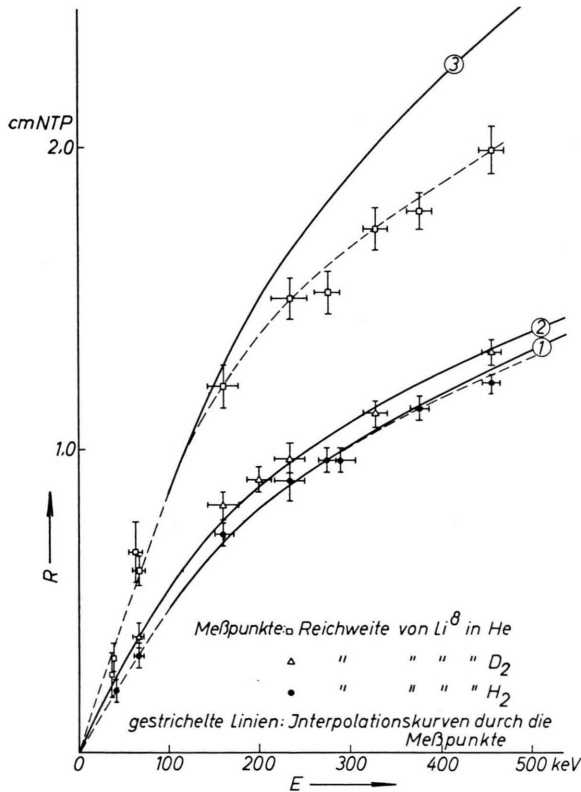
Die genannten Erscheinungen genügen, um die experimentell festgestellte Halbwertsbreite zu erklären. Um aus den gemessenen Verteilungen die Reichweite-Energiebeziehung zu bestimmen, wird dem Maximum der  $\beta$ -Zählratenverteilung die zum Zentralstrahl des  $\text{Li}^8$ -Bündels gehörende Energie zugeordnet. Der Fehler, mit welchem sich der Winkel zwischen dem Deuteronenstrahl und diesem Zentralstrahl messen läßt, bestimmt zusammen mit den Energieschwankungen des magnetisch analysierten Deuteronenstrahls den Fehler in der Energie der  $\text{Li}^8$ -Ionen. Dieser Fehler ist der Zusammenstellung der Meßergebnisse in Tab. 2 zugrunde gelegt. Der Fehler, mit welchem das Maximum der  $\beta$ -Zählratenverteilung behaftet ist, bestimmt sich neben der Willkür, welche dem Zeichnen der Verteilungskurven innewohnt, durch

- 1) Fehler in der Druckmessung (2–5%).
- 2) Fehler in der Messung der Länge des Zentralstrahls (Distanz der Zentren von Target bis Fenster) (2%).
- 3) Fehler in der Bestimmung der Targetdicke.

Die unter Berücksichtigung sämtlicher Fehler gewonnenen Ergebnisse sind tabellarisch und graphisch in Tab. 2 bzw. Abb. 4 (Meßpunkte mit Fehlergrenzen) zusammengefaßt.



$E_d$ (keV)	$\vartheta$	$E_{\text{Li}^8}$ (keV)	$R$ in $\text{H}_2$ (cm NTP)	$R$ in $\text{D}_2$ (cm NTP)	$R$ in He (cm NTP)
1085	17,7°	$454 \pm 10$	$1,22 \pm 0,04$	$1,32 \pm 0,04$	$1,99 \pm 0,08$
930		$377 \pm 10$	$1,14 \pm 0,04$		$1,79 \pm 0,06$
930		$42 \pm 1$	$0,21 \pm 0,04$		
820		$328 \pm 9$		$1,12 \pm 0,04$	$1,73 \pm 0,07$
820		$38 \pm 1$			$0,31 \pm 0,05$
710		$275 \pm 9$	$0,96 \pm 0,04$		$1,52 \pm 0,07$
710	30°	$36 \pm 1$			$0,26 \pm 0,07$
1085		$291 \pm 17$	$0,96 \pm 0,04$		
930		$233 \pm 17$	$0,90 \pm 0,07$	$0,97 \pm 0,06$	$1,50 \pm 0,07$
930		$66 \pm 5$	$0,32 \pm 0,04$	$0,38 \pm 0,04$	$0,60 \pm 0,05$
820		$201 \pm 10$		$0,90 \pm 0,04$	
710		$160 \pm 12$	$0,72 \pm 0,04$	$0,82 \pm 0,05$	$1,21 \pm 0,07$
710		$62 \pm 5$			$0,66 \pm 0,10$

Tab. 2. Zusammenhang zwischen Energie und Reichweite für  $\text{Li}^8$  in  $\text{H}_2$ ,  $\text{D}_2$  und He.Abb. 4. Energie-Reichweitebeziehung für  $\text{Li}^8$ .

- ① aus  $\frac{dE}{dR} = \left( \frac{dE}{dR} \right)_{\text{ALLISON u. LITTLEJOHN}} + \left( \frac{dE}{dR} \right)_{\text{nukl. (BOHR)}}$   
berechnete Reichweite in  $\text{H}_2$ , angepaßt an Reichweite  $R=0,47$  cm bei 100 keV.
- ② berechnete Reichweite in  $\text{D}_2$  (nach der Theorie von BOHR und der aus den Meßwerten für  $\text{H}_2$  interpolierten Reichweitekurve).
- ③ aus  $\frac{dE}{dR} = \left( \frac{dE}{dR} \right)_{\text{ALLISON u. LITTLEJOHN}} + \left( \frac{dE}{dR} \right)_{\text{nukl. (BOHR)}}$   
berechnete Reichweite in He, angepaßt an Reichweite  $R=0,95$  cm bei 100 keV.

## III. Diskussion

Durchdringt ein schnelles Teilchen Materie, so verliert es sowohl Energie durch Wechselwirkung mit den Elektronenhüllen der Atome der Bremssubstanz ( $\sigma_e$ ) als auch durch Wechselwirkung mit dem COULOMB-Feld der Atomkerne ( $\sigma_n$ )

$$-dE/dx = N(\sigma_e + \sigma_n), \quad (1)$$

$N$  = Anzahl der bremsenden Atome pro  $\text{cm}^3$ .

Sind die betrachteten Partikelgeschwindigkeiten nicht zu klein, so ist  $\sigma_e$  allein maßgebend und wird beschrieben durch die bekannte Formel von BETHE und BLOCH. Bei kleineren Geschwindigkeiten spielen jedoch neben dem durch die BETHE-BLOCHSche Formel erfaßten Energieverlust durch Anregung und Ionisierung Umladungsprozesse eine zunehmende Rolle. Das ist der Grund, weshalb wir für das niedrige Energiegebiet keinen allgemein gültigen, quantitativen theoretischen Ausdruck für  $\sigma_e$  haben.

Mit abnehmender Teilchengeschwindigkeit wird die durch Streuung am abgeschirmten COULOMB-Potential der Kerne bewirkte elastische Kernstreuung ( $\sigma_n$ ) für den Energieverlust wichtig. Für  $\sigma_n$  erhält man nach BOHR<sup>2</sup>

$$\sigma_n = \frac{4 \pi z^2 Z^2 e^4}{M v^2} \ln \frac{\mu v^2 a}{z Z e^2}, \quad (2)$$

$Z, M, a$  Ordnungszahl, Masse bzw. Abschirmparameter der Atome,

$z, v$  Ordnungszahl bzw. Geschwindigkeit der Ionen,  
 $\mu$  reduzierte Masse von Atom und Ion,  
 $e$  elektrische Elementarladung.

$\sigma_n$  hängt im Gegensatz zu  $\sigma_e$  von der Masse  $M$  der bremsenden Atome ab. Eine Messung des Reichweiteunterschieds von Ionen in Wasserstoffgas bzw. Deuterium bietet daher die Möglichkeit eines Ver-

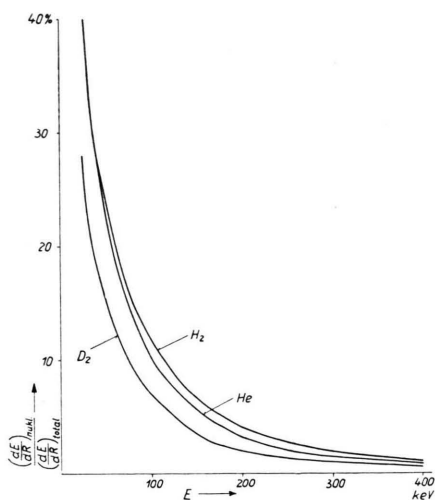


Abb. 5. Prozentualer Anteil des nuklearen Abbremsquerschnitts am totalen Abbremsquerschnitt.

gleichs mit dem im wesentlichen allein aus  $\sigma_n$  berechenbaren theoretischen Reichweiteunterschied. Die Übereinstimmung im Rahmen der Meßgenauigkeit ist gut (s. Abb. 4). Abb. 5 zeigt für die verschiedenen Gase den Anteil von  $\sigma_n$  am totalen Abbremsquerschnitt; dabei wurde für  $\sigma_n$  der theoretische und für  $\sigma_{tot}$  der sich aus den vorliegenden Reichweitemessungen durch Differentiation ergebende Wert verwendet.

ALLISON und LITTLEJOHN<sup>1</sup> haben  $\sigma_e$  für  $\text{Li}^7$ -Ionen gemessen; diese Meßwerte lassen sich leicht auf  $\text{Li}^8$ -Ionen übertragen, da  $\sigma_e$ , auf gleiche Geschwindigkeit bezogen, in beiden Fällen identisch ist.

Addiert man die gemäß (2) berechneten Werte von  $\sigma_n$  hinzu, so erhält man durch Integration bis auf eine Integrationskonstante die Energie-Reichweitebeziehung für Energien  $E \geq 100$  keV. Durch Angleichung der so berechneten Funktion an unsere experimentell bestimmte Reichweitekurve an der Stelle  $E = 100$  keV ist auch die Konstante fixiert. Abb. 4 zeigt die so berechneten Reichweite-Energiekurven zusammen mit den von uns gemessenen Werten. Die Übereinstimmung für  $\text{H}_2$  ist vorzüglich. Bei He betragen die Abweichungen maximal 15%. Eine Erklärung für diese Diskrepanz konnte nicht gefunden werden.

In Abb. 6 sind die experimentellen Reichweite-Energiekurven nochmals dargestellt. Da sowohl  $\sigma_e$  als auch  $\sigma_n$  praktisch unabhängig von der Masse des einfallenden Teilchens und lediglich Funktionen seiner Geschwindigkeit sind, so läßt sich die Reich-

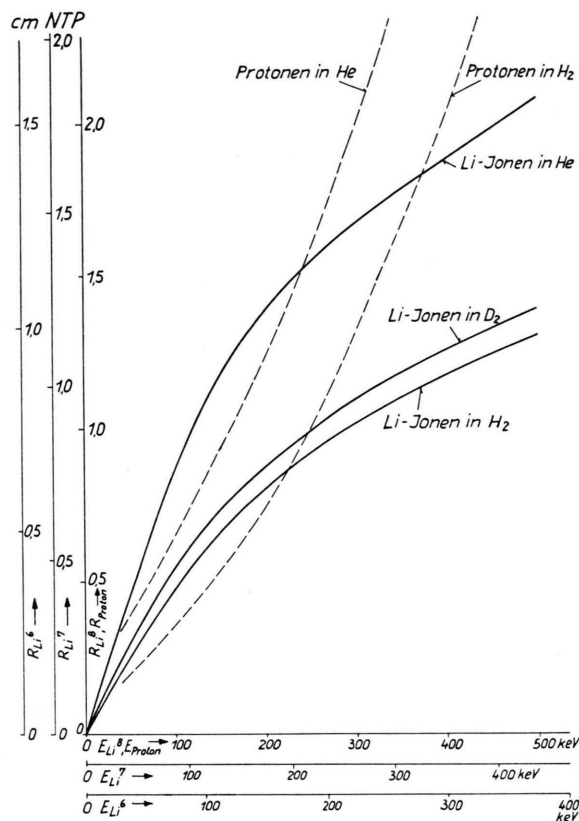


Abb. 6. Energie-Reichweitebeziehung für  $\text{Li}^6$ ,  $\text{Li}^7$ - und  $\text{Li}^8$ -Ionen in  $\text{H}_2$ ,  $\text{D}_2$  und He. (Zum Vergleich sind die Protonenreichweiten in  $\text{H}_2$  und He nach WHALING eingezeichnet.)

weitekurve für  $\text{Li}^8$  bei Durchführung einer linearen Maßstabtransformation auch für die Isotope  $\text{Li}^6$  und  $\text{Li}^7$  verwenden. Das ist in Abb. 6 durchgeführt. Zum Vergleich sind in der Figur auch noch die Protonenreichweiten für  $\text{H}_2$  und He eingezeichnet. Man erkennt, daß für Energien unterhalb von 250 keV die Reichweite von Li-Ionen größer ist als die von Protonen. Außerdem haben die entsprechenden Kurven verschiedene Krümmung. Diese Unterschiede gegenüber  $\text{H}_2$  sind auf die bei gleicher Energie geringere Geschwindigkeit und dementsprechend kleinere effektive Ladung der Li-Ionen zurückzuführen. Daß sie nicht noch größer ausfallen, ist dem Einfluß des nuklearen Bremsquerschnitts  $\sigma_n$  zuzuschreiben, welcher bei Li-Ionen eine größere Rolle spielt als bei Protonen, weil er in der Ladungszahl der Ionen quadratisch und überdies von der effektiven Ladung unabhängig ist.

Herrn Dr. B. DUELLI danken wir für seine stete Hilfsbereitschaft und seine Unterstützung beim Bau der Elektronik.