

Ladungszustände von Lithiumionen nach dem Durchdringen von Materie

M. WENDT und J. HARTUNG

Technisch-Physikalisches Institut der Universität Jena, DDR

(Z. Naturforsch. 23 a, 2019—2022 [1968]; eingegangen am 13. September 1968)

Charge distributions of lithium ions after passage through different gas and foil strippers are measured in the energy range between 0.5 and 2 MeV. The ratios of the equilibrated beam components with charge i and k ($F_{i\infty}/F_{k\infty}$) were found to obey simple power-laws. A density effect of about 15% was observed. Measured charge distributions are compared with calculated. Relatively good agreement could only be reached with the method of DMITRIEV using shell-dependent probability functions of HECKMAN. An empirical expression for the average equilibrium charge q as function of the particle energy is given and discussed.

Durchsetzt ein Strahl i -fach geladener Ionen eine Materieschicht, so besteht der austretende Strahl infolge von Umladungsprozessen aus Ionen unterschiedlicher Ladung. Die Wahrscheinlichkeit der Umladung aus einem Ladungszustand i in den Zustand j wird durch den Wirkungsquerschnitt σ_{ij} gekennzeichnet. F_i sei der Anteil der Teilchen im Zustand i . Dann wird die Änderung von F_i mit der Targetdicke n beschrieben durch

$$\partial F_i / \partial n = \sum_{f \neq i} F_f \sigma_{fi} - F_i \sum_f \sigma_{if} \quad (1)$$

(n = Anzahl der Gasatome bzw. -moleküle pro Flächeneinheit). Betrachtet man das Ladungsgleichgewicht ($\partial F_i / \partial n = 0$) und vernachlässigt alle Beiträge für den Austausch von mehr als einem Elektron, so erhält man

$$F_{i\infty} / F_{(i-1)\infty} = \sigma_{(i-1)i} / \sigma_{i(i-1)} \quad (2)$$

(Gleichgewichtsanteile werden mit $F_{i\infty}$ bezeichnet). ARMSTRONG u. a.¹ hatten für Heliumionen gezeigt, daß die Verhältnisse der Gleichgewichtskomponenten im gesamten Meßbereich von 0,2 bis 6,5 MeV Funktionen des Typs

$$F_{i\infty} / F_{k\infty} = C_{ik} \cdot E^{n_{ik}} \quad (3)$$

befolgen. Einer früheren Arbeit² zufolge gilt dies auch für die Umladung von Lithiumionen der Energie $0,5 \leq E < 2$ MeV in H_2 und Luft. Da dieses Verhalten nicht von vornherein plausibel ist, gilt es zu-

nächst festzustellen, ob die Umladung in anderen Targets — insbesondere in Folien — zum gleichen Ergebnis führt. Die Bohrsche Annahme einfacher Potenzgesetze für die Umladungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Energie³, die wegen Gl. (2) automatisch zu Gl. (3) führt, ist im vorliegenden Energiebereich nicht zulässig. Nach ALLISON⁴ durchläuft σ_{12} für die Umladung von Heliumionen in Gasen ein Maximum bei etwa 500 keV. Die Messung von Wirkungsquerschnitten für die Umladung von Lithiumionen in Luft ergab⁵, daß σ_{12} bei etwa $E_{Li-6} = 1,5$ MeV den höchsten Wert erreicht, während das Maximum für σ_{23} oberhalb von 2 MeV zu suchen ist. Darüber hinaus gewinnt man aus der Umladung in Folien Aussagen über den Dichteefekt. Die wenigen Meßwerte von TEPLOVA u. a.⁶ für die Umladung in Celluloid erschien dafür als unzureichend.

Experimentelles

Die Messung der Ladungsverteilung nach dem Passieren von Gastargets wurde ausführlich in² beschrieben. Die Folienexperimente wurden in anderer Anordnung durchgeführt. Lithiumionen werden in einer auf β -Eukryptit-Basis arbeitenden Quelle thermisch erzeugt⁷ und im 2 MV-Van de Graaff-Generator des Technisch-Physikalischen Institutes der Universität Jena beschleunigt⁸. Nach magnetischer Impulsanalyse wird der Strahl auf etwa 10^{-2} Grad kollimiert und passiert die Folie. Der nochmals ausgeblendete Strahl wird im Feld eines

¹ J. C. ARMSTRONG, J. V. MULLENDORE, W. R. HARRIS u. J. B. MARION, Proc. Phys. Soc. London **86**, 1283 [1965].

² M. WENDT u. J. HARTUNG, Z. Naturforsch. **23 a**, 247 [1968].

³ N. BOHR, Kgl. Danske Videnskab. Selskab., Mat.-Fys. Medd. **18**, No. 8 [1948].

⁴ S. K. ALLISON, Rev. Mod. Phys. **30**, 1137 [1958].

⁵ M. WENDT u. J. HARTUNG, Wiss. Z. Univ. Jena, Math.-Nat. Reihe (im Druck).

⁶ YA. A. TEPLOVA, I. S. DMITRIEV, V. S. NIKOLAEV u. L. N. FATEEVA, Zhur. Eksp. Teor. Fiz. **32**, 974 [1957].

⁷ M. WENDT, Phys. Verhandl. **18**, 98 [1967].

⁸ A. ECKARDT, F. SCHWABE, K. KASCHLIK, J. HARTUNG, H. KOCH u. M. WENDT, Abh. d. Dt. Akad. d. Wiss. zu Berlin, Klasse f. Math., Phys. u. Techn., 1967, Nr. 1, S. 29.



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

Plattenkondensators in seine Bestandteile zerlegt und diese gelangen auf CsJ(Tl)-Szintillatoren. Die Neutralteilchen dienen als Monitor, während die unterschiedlich geladenen Komponenten durch Änderung der Plattenspannung auf einen zweiten Szintillator gelangen. Es wurde mit Monitorzahlen um 2500 gearbeitet. Die niedrigsten Energien ausgenommen, ist die Zahl der geladenen Teilchen sehr groß gegenüber der Neutralteilchenzahl. Deshalb beträgt die statistische Unsicherheit der einzelnen Ladungsanteile etwa 2%. Folien wurden durch Hochvakuum-Verdampfung und im Falle von Al_2O_3 durch elektrolytische Oxydation hergestellt. Ihre Dicke wurde aus der Reichweitenänderung von α -Strahlen in der von RAMAVATARAM und PORAT⁹ beschriebenen Weise bestimmt. Die dazu erforderlichen Daten des Bremsvermögen der Targetsubstanz relativ zu Luft findet man bei DE CROES et al.¹⁰ sowie bei FIEDLER und ULRICH¹¹. Die Ladungsverteilung ist von der Energie beim Verlassen des Targets abhängig:

$$\bar{q} = \bar{q}(E) = \bar{q}(E_0 - \Delta E).$$

Von der Inzidenzenergie E_0 ist der Energieverlust ΔE abzuziehen. Als Grundlage zur Berechnung von ΔE dienten die in unserem Labor bestimmten Werte des differentiellen Bremsvermögens. Für die Gastargets betrug ΔE ungefähr 10 keV, für die Folien etwa 50 keV.

Ergebnisse und Diskussion

Abb. 1 zeigt die Ladungsverteilung eines Lithiumstrahles nach dem Passieren einer Al_2O_3 -Folie. Die Ergebnisse wurden für alle Targets auf Abhängigkeiten nach Art der Gl. (3) untersucht. Dabei ergab

sich, daß die Verhältnisse von Gleichgewichtsanteilen innerhalb der Meßgenauigkeit durch die angegebenen Funktionen dargestellt werden können. Die sich für C_{ik} und n_{ik} ergebenden Werte sind in Tab. 1 enthalten. C_{ik} gibt das Verhältnis $F_{i\infty}/F_{k\infty}$ für die Energie $E_{\text{Li-6}} = 1 \text{ MeV}$ an. Da jeweils das Verhältnis eines höher ionisierten Anteils zum nächst niedriger ionisierten angegeben ist und $C_{ik}(\text{Folie}) > C_{ik}(\text{Gas})$ gefunden wird, bedeutet dies, daß bei $E_{\text{Li-6}} = 1 \text{ MeV}$

	C_{10}	n_{10}	C_{21}	n_{21}	C_{32}	n_{32}
H_2	59,7	1,79	2,41	3,43	0,113	3,70
Luft	48,1	1,66	2,25	2,53	0,128	3,21
Argon	58,5	1,80	2,90	2,74	0,16	3,30
Al_2O_3	60	1,38	3,26	2,13	0,295	2,63
Gold	60	1,38	2,90	1,96	0,28	2,42

Tab. 1. $F_{i\infty}/F_{k\infty} = C_{ik} \cdot E^{n_{ik}}$
(Energie E der Li-6-Ionen in MeV).

die mittlere Ladung in Folien höher als in Gasen ist. Diese als Dichteefekt bekannte Erscheinung¹² tritt besonders ausgeprägt bei 600 keV auf. Hier unterscheiden sich die Werte der mittleren Ladung $\bar{q} = \sum i F_{i\infty}$ für Gase untereinander und die für Folien untereinander kaum. Man erhält für die Größe des Dichteefektes y , definiert durch

$$y = [\bar{q}(\text{Folie}) - \bar{q}(\text{Gas})]/\bar{q}(\text{Gas}),$$

den Wert $y \approx 14\%$.

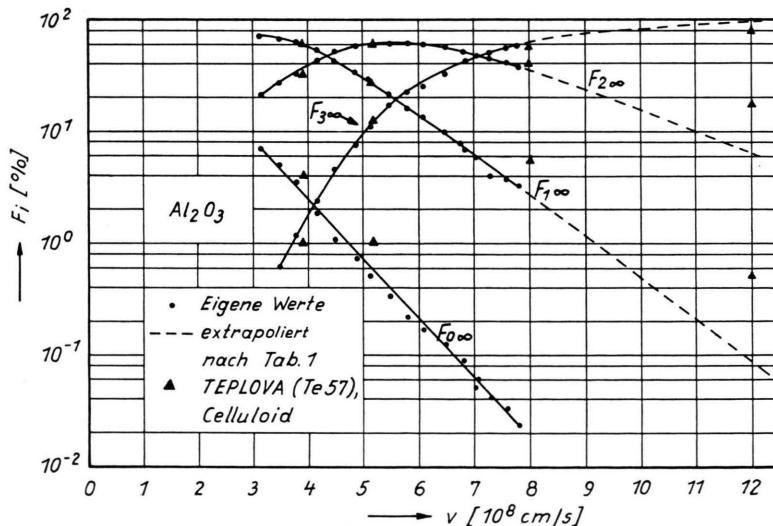


Abb. 1. Geschwindigkeitsabhängigkeit der Ladungsverteilung von Lithiumionen in Al_2O_3 . Der gestrichelte Teil der Kurven wurde mit den Angaben von Tab. 1 extrapoliert.

Zum Vergleich sind Werte von TEPLOVA⁶ angegeben.

⁹ K. RAMAVATARAM u. D. I. PORAT, Nucl. Instrum. **4**, 239 [1959].
¹⁰ M. DE CROES, W. PARKER u. K. SEVIER, Nucl. Instrum. **7**, 160 [1960].

¹¹ O. FIEDLER u. D. ULRICH, Z. Phys. **200**, 493 [1967].
¹² N. BOHR u. J. LINDHARD, Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-Fys. Medd. **28**, No. 7 [1954].

In Abb. 1 wurde die Ladungsverteilung mit den Angaben von Tab. 1 zu höheren Geschwindigkeiten hin extrapoliert (gestrichelte Kurven). Es zeigt sich, daß die extrapolierten Werte von den experimentell bestimmten Daten Teplovas abweichen. Die Differenzen sind größer als man für unterschiedliche Targets erwarten sollte.

Für einen Vergleich der gemessenen Ladungsverteilungen mit berechneten bietet sich die Methode von DMITRIEV¹³ an. Der Verlust bzw. das Verbleiben eines Elektrons am Ion wird durch Wahrscheinlichkeitsfunktionen beschrieben, die von Target zu Target verschieden sein können, aber universell nur vom Verhältnis der Ionengeschwindigkeit v zur klassischen Bahngeschwindigkeit v_I abhängen sollen. Dabei ist v_I gegeben durch $v_I = (2I/m)^{1/2}$, wo I die Ionisationsenergie und m die Elektronenruhmasse bedeuten. $M_i(v/v_I)$ sei die Wahrscheinlichkeitsfunktion für das Verbleiben des i -ten Elektrons am Ion, P_i die für seinen Verlust. Dann gilt $M_i = 1 - P_i$. Bei Vernachlässigung des Anteiles negativer Lithiumionen kann die Ladungsverteilung durch das folgende Gleichungssystem dargestellt werden:

$$F_0 = M_1 M_2 M_3,$$

$$F_1 = M_1 M_2 P_3 + M_2 M_3 P_1 + M_3 M_1 P_2,$$

$$F_2 = M_1 P_2 P_3 + M_2 P_3 P_1 + M_3 P_1 P_2,$$

$$F_3 = P_1 P_2 P_3.$$

Die drei Elektronen des Lithium werden als voneinander unabhängig angesehen; das wird durch die Sumendarstellung von F_1 bzw. F_2 ausgedrückt.

Bei dieser Methode finden Materialabhängigkeiten und insbesondere der Dichteefekt Berücksichtigung. Die Annahme universeller, nur von v/v_I abhängiger Wahrscheinlichkeitsfunktionen wird vom Experiment nicht bestätigt, wie HECKMAN u. a.¹⁴ zeigten. In Abb. 2 wird der experimentelle Befund von \bar{q} für Al_2O_3 (Kurve 1) mit Kurven verglichen, die nach dieser Methode berechnet wurden. Der gestrichelte Teil von Kurve 1 wurde mit den Angaben von Tab. 1 extrapoliert. Dem Experiment am nächsten kommt Kurve 2, die mit Hilfe der von Heckman bei Untersuchungen mit Ionen der Ordnungszahl $Z \approx 10$ gefundenen schalenabhängigen Wahrscheinlichkeitsfunktionen erhalten wurde. Diese Werte sind sys-

matisch um etwa 5% kleiner als die experimentellen. Man beachte jedoch, daß der Teplova-Wert bei $v = 12 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$ unter dieser Kurve liegt. Kurve 3 liegt die von ZAIDINS¹⁵ angegebene Abhängigkeit

$$M_i(v/v_I) = \exp[-0.56(v/v_I)^2]$$

zugrunde, und Kurve 4 wurde erhalten, indem die Wasserstoffdaten von HALL¹⁶ herangezogen und $F_0 = M$ gesetzt wurde.

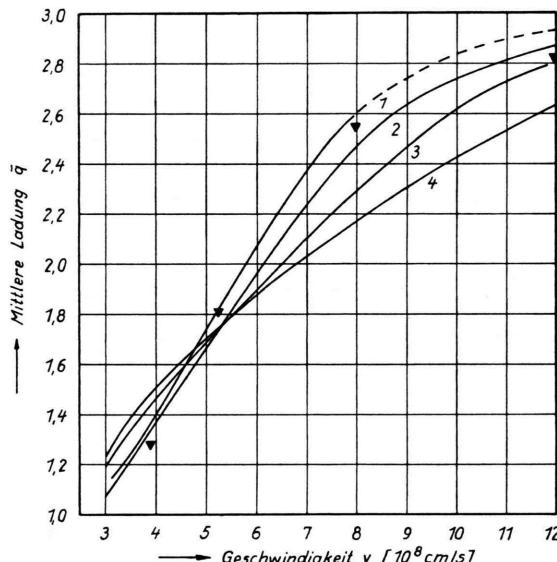


Abb. 2. Geschwindigkeitsabhängigkeit der mittleren Ladung von Lithiumionen nach dem Passieren einer Al_2O_3 -Folie (Kurve 1). Der gestrichelte Teil von Kurve 1 wurde mit den Angaben von Tab. 1 extrapoliert. Die Kurven 2–4 sind nach dem Verfahren von DMITRIEV¹³ berechnet und unterscheiden sich in der Wahl der Wahrscheinlichkeitsfunktionen. Kurve 2: Schalenabhängige Wahrscheinlichkeitsfunktion nach HECKMAN (l. c.¹⁴); Kurve 3: $M(v/v_I) = \exp[-0.56(v/v_I)^2]$ nach ZAIDINS¹⁵; Kurve 4: $M(v/v_I) = F_0$ für Wasserstoff in Folien nach Daten von HALL¹⁶. Die stehenden Dreiecke (\blacktriangledown) sind experimentelle Werte von TEPLOVA⁶ für Celluloid als Target.

Wenn nur die mittlere Ladung als Funktion der Energie interessiert, ist die Berechnung mit Hilfe von Gl. (3) und den Angaben der Tab. 1 relativ umständlich. Zudem hat LEISCHNER¹⁷ gezeigt, daß für schnelle, schwere Ionen ($Z > 10$) Beziehungen der Form

$$1 - \bar{q}/Z = A \cdot \exp(-B v) \quad (4)$$

¹³ I. S. DMITRIEV, Zhur. Eksp. Teor. Fiz. **32**, 570 [1957].

¹⁴ H. H. HECKMAN, E. L. HUBBARD u. W. G. SIMON, Phys. Rev. **129**, 1240 [1963].

¹⁵ C. S. ZAIDINS, California Institute of Technology, Report, 1962 (unveröffentlicht).

¹⁶ T. HALL, Phys. Rev. **79**, 504 [1950].

¹⁷ E. LEISCHNER, Dissertation, Heidelberg 1966, u. H.-D. BETZ, G. HORTIG, E. LEISCHNER, Ch. SCHMELZER, B. STADLER u. J. WEIHRAUCH, Phys. Letters **22**, 643 [1966].

gelten. Es lag nahe, entsprechende Ausdrücke zu untersuchen. Dabei zeigte sich, daß der experimentelle Befund innerhalb der Meßgenauigkeit (etwa $\pm 1\%$) durch Funktionen des Typs

$$1 - \bar{q}/Z = a \cdot \exp(-b E) \quad (5)$$

wiedergegeben werden kann. Ein von Gl. (5) schwach abweichendes Verhalten kann im Falle von Wasserstoff als Targetgas vorliegen. Dies stützt sich allerdings nur auf einen Meßwert. Tab. 2 enthält die graphisch ermittelten Werte von a und b . In Abb. 3 ist $(1 - \bar{q}/Z)$ logarithmisch über $E_{\text{Li-6}}$ für verschiedene Targets aufgetragen. $(1 - \bar{q}/Z)$ ist die am Ion verbliebene relative Elektronenzahl. Demzufolge ist a die relative Elektronenzahl bei der Energie $E = 0$ und b der Kehrwert derjenigen Energie, bei der $(1 - \bar{q}/Z)$ auf den Wert a/e absinkt. Wir entnehmen der Tab. 2: $a(\text{Gas}) > a(\text{Folie})$. Hier dokumentiert sich wieder der Dichte-Effekt.

Target	a	b
(Wasserstoff)	1,0	0,92
Luft	0,91	0,81
Argon	1,0	1,0
Al_2O_3	0,85	0,92
Gold	0,82	0,84

Tab. 2. $1 - \bar{q}/Z = a \cdot \exp(-b E)$
(Energie E der Li-6-Ionen in MeV).

Bemerkenswert scheint, daß die nach Gl. (5) mit den Angaben der Tab. 2 zu höherer Energie extrapolierten Werte der mittleren Ladung in sehr guter Übereinstimmung mit denen nach Tab. 1 stehen. Insbesondere ergeben sich für $E_{\text{Li-6}} = 4,44 \text{ MeV}$ (entsprechend $v = 12 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$) für alle untersuchten Targets Werte von \bar{q} zwischen 2,90 und 2,97 im Gegensatz zu dem von Teplova angegebenen Wert von $\bar{q} = 2,81$. Eine experimentelle Überprüfung wäre wünschenswert.

Die Gültigkeit von Gl. (5) erscheint fragwürdig bei sehr niedrigen Energien, da sich die chemischen Eigenschaften hier am stärksten bemerkbar machen sollten. Um so überraschender ist die gute Übereinstimmung von extrapolierten Werten mit den Daten von PIVOVAR u. a.¹⁸. Bei $E \approx 50 \text{ keV}$ werden für die mittlere Ladung in Dämpfen von Magnesium und Cadmium Werte zwischen 0,3 und 0,45 gefunden, in Folien (Cd, Mg, Ag, Celluloid) dagegen unabhän-

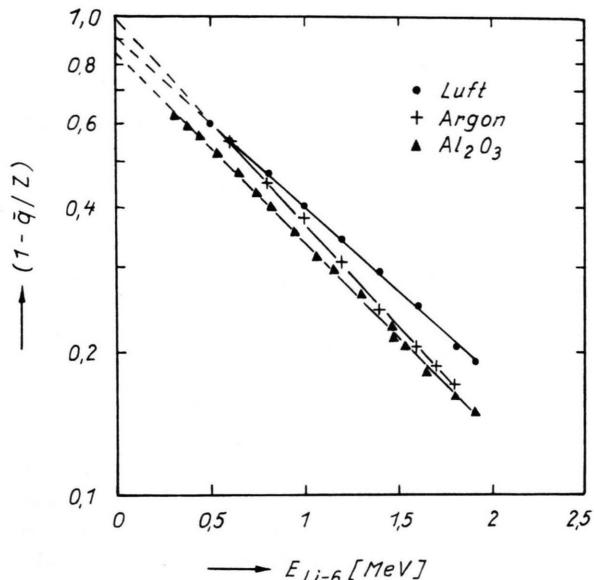


Abb. 3. Am Ion verbliebene relative Elektronenzahl $(1 - \bar{q}/Z)$ für Lithium in Abhängigkeit von der Energie für verschiedene Targets.

gig von der Folienart etwa 0,6. Die sich daraus ergebenden Werte für $(1 - \bar{q}/Z)$ von etwa 0,9 für Dämpfe bzw. 0,8 für Folien stimmen gut mit den a -Werten der Tab. 2 überein. Nach ALLISON¹⁹ beträgt \bar{q} bei gleicher Energie in H_2 , N_2 und He dagegen etwa 0,8. Dies scheint im Gegensatz zu Pivovals Angaben zu stehen.

Es sei erwähnt, daß die von DISSINAIKE²⁰ angegebenen Daten für die Umladung von Heliumionen in Folien mit derselben Genauigkeit zu einer Abhängigkeit des Typs (5) passen wie die Lithiumdaten. Berücksichtigen wir den Befund von LEISCHNER¹⁷, so scheint man die mittlere Ladung von Ionen der Ordnungszahl Z in Abhängigkeit von der Energie E durch Beziehungen des Typs

$$1 - \bar{q}/Z = a \cdot \exp(-\beta E^\gamma) \quad (6)$$

annähern zu können, mit $\gamma = 1$ für $Z = 2$ bzw. 3 und $\gamma = 0,5$ für $Z > 10$. Die angegebenen Funktionen sind nur für mittlere relative Ionisierungen im Gebiet $0,8 > \bar{q}/Z > 0,2$ bestätigt. Das Verhalten für die Grenzwerte des fast nackten Kernes bzw. der nahezu vollbesetzten Elektronenhülle bedarf besonderer Betrachtung.

Herrn Prof. Dr. A. ECKARDT danken wir für die Anregung zu dieser Arbeit und sein förderndes Interesse.

¹⁸ L. I. PIVOVAR u. a., Zhur. Eksp. Teor. Fiz. **52**, 1160 [1967].

¹⁹ S. K. ALLISON, J. CUEVAS u. M. GARCIA-MUNOZ, Phys. Rev. **120**, 1266 [1960].

²⁰ G. A. DISSINAIKE, zitiert bei S. K. ALLISON, Rev. Mod. Phys. **30**, 1137 [1958].