

Die mittlere Energie ist, wie Abb. 1 zeigt, von der Zeit nach der Bearbeitung unabhängig. \bar{U} ist beim Al auch unabhängig vom Druck. Bei $5 \cdot 10^{-6}$ Torr ohne O_2 -Zufuhr (die Emission ist hier auf den restlichen Sauerstoff zurückzuführen) ergibt sich für verschiedene Zeiten t innerhalb der Reproduzierbarkeit derselbe Wert.

Eine Unabhängigkeit der Verteilung von der Zeit t nach der Bearbeitung liefern auch Zn, Mg und Li. Der zur Emission führende Prozeß scheint also zu jeder Zeit derselbe zu sein. Die Oxydationsgeschwindigkeit hat anscheinend keinen Einfluß auf die Einzelprozesse, da sie sicher mit der Zeit abnimmt.

In Tab. 1 sind die aus den Messungen gewonnenen mittleren Energien bei verschiedenen Drucken zusammengestellt. Sie liegen alle in der Größenordnung von 0,2 eV. Während sie bei Zn und Al unabhängig vom Sauerstoffdruck zu sein scheinen, zeigen die Verteilungen bei Mg und Li eine geringe Druckabhängigkeit. Das deutet auf eine geringfügige Beeinflussung der Prozesse durch die Menge des auf die Oberfläche treffenden Sauerstoffs hin. Ein systematischer Gang — etwa mit der chemischen Aktivität der Elemente — ist nicht festzustellen, wenn man von der Beobachtung absieht, daß die Druckabhängigkeit bei den besonders schnell oxydierenden Metallen Mg und Li auftritt.

Es war von besonderem Interesse, etwas über die höchsten nachweisbaren Energien zu erfahren. Der

Metall	Druck Torr	\bar{U} Volt	Druck Torr O_2	\bar{U} Volt
Li	$7 \cdot 10^{-6} *$	0,14	$1 \cdot 10^{-4}$	0,18
Mg	$7 \cdot 10^{-6} *$	0,16	$1 \cdot 10^{-4}$	0,13
Al	$5 \cdot 10^{-6} *$	0,20	$5 \cdot 10^{-4}$	0,20
Zn	$1 \cdot 10^{-4} O_2$	0,15	$2 \cdot 10^{-4}$	0,15

Tab. 1. Mittlere Energien der Emission einiger Metalle bei verschiedenen Sauerstoffdrucken. Die mit * bezeichneten Werte geben den Restgasdruck an.

Energiebereich, welchen die Messungen erfassen, ist wegen der geringen Intensitäten relativ klein. Am günstigsten liegen die Verhältnisse kurz nach der Bearbeitung, wenn die Intensitäten am größten sind. Dort konnten beim Al Elektronen von mindestens 2,2 eV nachgewiesen werden. Die besonders hohen Intensitäten der Emission von Li gestatteten es, die Verteilungskurven bis zu Gegenspannungen von $|U - U_K| = 2,4$ V zu verfolgen; im Rahmen der Meßgenauigkeit sind Abweichungen von der Exponentialverteilung (1) nicht festzustellen.

Durch welche Vorgänge das gemessene Verteilungsgesetz (1) und die relativ hohen Elektronenenergien zustande kommen, ist noch nicht zu entscheiden.

Der Isotopieeffekt bei Stromdurchgang in geschmolzenem Lithiummetall

Von A. LUNDÉN, A. LODDING und W. FISCHER

Physikal. Institut, Chalmers Technische Hochschule, Göteborg, und Max-Planck-Institut für Chemie, Mainz (Z. Naturforsch. 12 a, 268—269 [1957]; eingegangen am 10. Februar 1957)

Bei Stromdurchgang in geschmolzenen Metallen wird das leichte Isotop an der Anode angereichert, wie Untersuchungen in Quecksilber¹, Gallium², Kalium³, Indium⁴, Zinn^{5, 6}, Zink⁶ und Cadmium⁶ gezeigt haben. Es liegen theoretische Arbeiten von KLEMM⁷, DE GENNES⁸ und BRESLER und PIKUS⁹ vor, die sich mit der Deutung dieses sog. HAEFFNER-Effektes befassen.

Wir stellten uns die Aufgabe, den Isotopieeffekt in Lithium zu messen. Da geschmolzenes Lithiummetall Glas, Quarz und andere keramische Materialien stark angreift, beschlossen wir, Kapillaren aus rostfreiem Stahl zu verwenden¹⁰. Die Leitfähigkeit geschmolzenen

Lithiums ist viel größer als die des Stahles, weshalb bei der Verwendung dünnwandiger Rohre der größte Teil des Stromes durch das Lithium geht.

An eine Stahl-Kanüle (Innendurchmesser 0,7 mm, Wandstärke 0,15 mm, Länge 20 cm) wurde oben ein weites Rohr und unten ein Stab angelötet. (Hartlötung: Castolin Nr. 16 F/16.) Das Gefäß wurde in einem Ölbad erwärmt. Einige Stücke Lithiummetall wurden im weiten Rohr unter Vakuum geschmolzen. Durch Wiederherstellen des atmosphärischen Druckes wurde die Kanüle mit Lithium gefüllt. Das weite Rohr diente als Anode und der Stab als Kathode. Bei einer Temperatur von $300 \pm 10^\circ$ C wurde Gleichstrom von im Mittel $36,7 \pm 0,3$ A (mittlere Stromdichte 7450 A/cm²) 159 Stunden lang durch das Gefäß geleitet. Die gesamte Ladungsmenge war 5840 ± 50 Ah. Der Vergleich des Widerstandes der Kanüle vor und nach dem Füllen mit Lithium ergab, daß bei dem Versuch $78 \pm 2\%$ des Stromes durch das Lithium ging. Die effektive Ladungsmenge war demnach 4560 ± 60 Ah. Der spezifische Widerstand von Lithium bei $300 \pm 10^\circ$ C ergab sich zu

¹ E. HAEFFNER, Nature, Lond. 172, 775 [1953]. — E. HAEFFNER, Th. SJÖBORG u. S. LINDHE, Z. Naturforsch. 11 a, 71 [1956].
² G. NIEF u. E. ROTH, C. R. Acad. Sci., Paris 239, 162 [1954]. — M. GOLDMAN, G. NIEF u. E. ROTH, C. R. Acad. Sci., Paris 243, 1414 [1956].
³ A. LUNDÉN, C. REUTERSWÄRD u. A. LODDING, Z. Naturforsch. 10 a, 924 [1955].

⁴ A. LODDING, A. LUNDÉN u. H. v. UBISCH, Z. Naturforsch. 11 a, 139 [1956].
⁵ A. KLEMM, unveröffentlicht.
⁶ A. LODDING, Z. Naturforsch., im Druck.
⁷ A. KLEMM, Z. Naturforsch. 9 a, 1031 [1954].
⁸ P. G. DE GENNES, J. Phys. Radium 17, 343 [1956].
⁹ S. E. BRESLER u. G. E. PIKUS, Zh. Tekn. Fiz. 26, 109 [1956].
¹⁰ Die Anregung dafür haben wir Herrn Dr. A. KLEMM, Mainz, zu verdanken.



$(33 \pm 2) \cdot 10^{-6} \Omega \text{cm}$ (vgl. ältere Messungen von BERNINI¹¹).

Nach dem Erkalten wurde die Kanüle in 5 Proben zerlegt. Das Lithium wurde mit Wasser ausgelöst. Durch vor- und nachheriges Wiegen der Rohrstümpfe wurden die Lithiummengen bestimmt (siehe Tab. 1).

Probe (n)	Lithium mg	Länge mm	$(^6\text{Li})_0 / (^6\text{Li})_n$
1	16,0	39	$1,27 \pm 0,03$
2	8,7	36,6	$1,30 \pm 0,04$
3	9,3	38,8	$1,06 \pm 0,03$
4	9,4	39,4	$1,05 \pm 0,03$
5	10,4	42,8	$0,97 \pm 0,03$

Tab. 1. Meßwerte.

Die Lösungen wurden mit HNO_3 eingedampft. Das erhaltene Salz wurde aufgelöst und mit NH_3 wieder eingedampft, um eventuell vorhandenes Eisen zu entfernen. Nach Auflösen, Filtrieren und Eindampfen wurde das erhaltene LiNO_3 gewogen. Die Übereinstimmung mit der durch Differenzbildung erhaltenen Lithiummenge war befriedigend. Die Mengen von Lithium waren den Längen der Rohrstücke proportional. Es waren demnach keine Abbrüche der Lithiumsäule in der Kanüle vorhanden, die wir übrigens auch am Glühen der Kanüle hätten bemerken müssen.

Die Proben wurden in LiF überführt und die Isotopenanalyse wurde nach der von WÄNKE und MONSE¹² angegebenen radiometrischen Methode ausgeführt. Probe 6 stammte aus dem weiten Stahlrohr („Anodenraum“) und wurde als Normalprobe (0) betrachtet.

¹¹ A. BERNINI, Phys. Z. 6, 78 [1905]. BERNINI gibt $\rho = 45,25 \cdot 10^{-6} \Omega \text{cm}$ bei 230°C an, aber aus dem von ihm angegebenen Verhältnis R_t/R_0 berechnet man $\rho = 32,87 \Omega \text{cm}$ bei dieser Temperatur. Vergleiche Liquid-Metals Handbook,

Um Verstärkerschwankungen bei der Messung möglichst auszuschalten, wurde die Probe 6 und jede angereicherte Probe abwechselnd mehrere Male hintereinander gemessen. Die gesamte Meßzeit jeder Probe war 2 bis $7\frac{1}{2}$ h, wobei 11 000 bis 28 000 Impulse gezählt wurden. Der Nulleffekt war etwa 5% der Impulszahl. Die Meßergebnisse sind in Tab. 1 angegeben. Als „Trennfaktor“ haben wir das Verhältnis der Gehalte an ^6Li in Normalprobe und gemessener Probe angegeben. Die Fehlergrenzen entsprechen $2\sqrt{N/N}$, wo N die gemessene Impulszahl ist, d. h., der richtige Wert liegt mit 95% Wahrscheinlichkeit innerhalb der angegebenen Grenzen.

Bei der Berechnung des Masseneffektes¹³ wurde bei Probe 2 nicht der in der Tabelle angegebene, gemessene Wert eingesetzt, sondern ein aus Probe 1 und Probe 3 interpolierter Wert von 1,17. Bei der Herstellung der LiF -Schicht an Probe 2 für die Isotopenanalyse waren nämlich die optimalen Bedingungen nicht eingehalten worden, so daß die Schicht zu dünn ausfiel und dadurch ein höherer Trennfaktor vorgetäuscht wurde. Man errechnet einen Masseneffekt

$$\mu = (3,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-5}.$$

Er ist von derselben Größenordnung wie in anderen untersuchten Metallen. Ein Vergleich der gemessenen Masseneffekte mit den Theorien des Effektes wurde von LODDING⁶ ausgeführt.

Wir sind dem Schwedischen Atomkomitee für finanzielle Unterstützung und den Herren Professoren N. RYDE und J. MATTAUCH, an deren Instituten in Göteborg und Mainz die Arbeit durchgeführt wurde, für ihr freundliches Interesse zu Dank verpflichtet.

Navexos P-37 (rev) Jan. 1954 und Gmelins Handbuch der Anorganischen Chemie, 8. Aufl. 20, 52 [1927].

¹² H. WÄNKE u. E. U. MONSE, Z. Naturforschg. 10a, 667 [1955].

¹³ A. KLEMM, Z. Naturforschg. 1, 252 [1946].

BESPRECHUNGEN

Progress in Cosmic Ray Physics. Vol. III. Von J. G. WILSON. North Holland Publ. Co., Amsterdam 1956. XII, 420 S. Preis geb. holl. fl. 38.—.

Wer in den letzten Jahren bemüht war, die Übersicht über die zahlreichen Originalarbeiten der Sparte „Unusual Events“ nicht zu verlieren, wird mit einem Gefühl der Erleichterung Band III der obigen Buchreihe zur Hand nehmen.

Hier findet er in zwei Beiträgen ausführliche Tabellen der bisher in der Kosmischen Strahlung beobachteten schweren Mesonen und Hyperonen, geordnet nach geladenen (2. Beitrag BRIDGE) und neutralen Teilchen (3. Beitrag THOMPSON). Sehr eingehend werden die

denkbaren Zerfallsschemata kommentiert und alle Methoden zusammengestellt, die für die Identifizierung der Teilchen herangezogen werden konnten. Der Schwerpunkt liegt auf der Sichtung und Ordnung der experimentellen Ergebnisse.

Zwei weitere Beiträge, der erste von GREISEN über das Phänomen der großen Luftschauer (LS) und der vierte von PUPPI über die Energiebilanz der Kosmischen Strahlung, behandeln beide das Problem der Dissipation im Primärteilchen höchstkonzentrierter Energie, gewissermaßen mit entgegengesetzter Blickrichtung. GREISEN geht von Energieumsatz und zeitlichen Schwankungen kohärenter Sekundärprozesse im LS aus und