

Werte sich erheblich widersprechen. Eventuell ist diese Linie stark konvertiert, was einen Beitrag zur gemessenen RÖNTGEN-Strahlung bei 32 keV ergäbe.  $^{133}\text{Ba}$  wurde bisher im radioaktiven Fallout nicht gefunden. Es wurde jedoch nachgewiesen, daß es bei der Aktivierung von Bodenproben zu erwarten ist <sup>7</sup>.

Der Photopeak des neutroneninduzierten  $^{54}\text{Mn}$  erscheint bei 835 keV; in der Literatur wird im allgemeinen ein etwas höherer Wert angegeben, jedoch bestätigen neuere Messungen mit dem Halbleiterdetektor unser Ergebnis <sup>8</sup>.

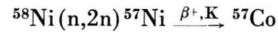
$^{57}\text{Co}$  wird durch die 123 keV- $\gamma$ -Linie nachgewiesen. Dieses Radionuklid konnte bisher nur nach Anwendung chemischer Trennungsmethoden gefunden werden <sup>6, 9-11</sup>.

<sup>7</sup> H. NISHITA, Health Phys. **11**, 1527 [1965].

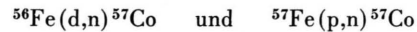
<sup>8</sup> D. BRUNE, J. DUBOIS u. S. HELLSTRÖM, Nukleonik **7**, 484 [1965].

<sup>9</sup> P. O. STROM, J. L. MACKIN, D. MACDONALD u. P. E. ZIGMAN, NP-8169 [1958].

Als Entstehungsprozeß kommt die Reaktion



in Frage. Auch die Reaktionen



wurden vorgeschlagen <sup>10</sup>.

In der Tabelle werden die gefundenen Linien und die ihnen zugeordneten Nuklide noch einmal zusammengestellt.

Wir danken Herrn Prof. Dr. W. HANLE für sein förderndes Interesse und dem Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung für Bereitstellung von Forschungsmitteln.

<sup>10</sup> L. MARQUEZ, N. L. COSTA u. I. G. ALMEIDA, A/CONF. 15/P/2285 [1958].

<sup>11</sup> F. SCHEFFER u. F. LUDWIG, Atompraxis **9**, 75 [1963].

## Zur Eindringtiefe von 70 keV-Kryptonionen in Wolfram-Einkristallen

H. HERRMANN

Physik-Department der Technischen Hochschule München

H. LUTZ

Oak Ridge National Laboratory, Tennessee

und R. SIZMANN

III. Physikalisches Institut der Universität München

(Z. Naturforsch. **21 a**, 365–366 [1966]; eingeg. am 14. Februar 1966)

DOMELJ et al. <sup>1</sup> fanden beim Beschuß von Wolfram-Einkristallen mit Xe (40 keV), daß ein Bruchteil der Ionen ( $\sim 10^{-2}\%$ ) eine außergewöhnliche Eindringtiefe („supertail“) von mehreren  $\mu$  besitzt. Die normale Reichweite dieser Ionen beträgt nur einige 100 Å, die Überreichweite entlang ausgezeichneter Gitterrichtungen (vor allem  $\langle 111 \rangle$  und  $\langle 100 \rangle$  in W) beträgt höchstens einige 1000 Å (siehe hierzu z. B. <sup>2</sup>). Erhitzen bis 1200 °C hatte auf die Xe-Verteilung keinen Einfluß. Es wurde daraufhin vermutet, daß die große Eindringtiefe unmittelbar durch den Einschußimpuls der Ionen zustande kommt. Eine interessante Deutung für einen solchen energieverlustarmen Penetrationsmechanismus wurde von ERGINSOY <sup>3</sup> gegeben. Es blieb jedoch noch experimentell zu prüfen, ob nicht ein bereits unterhalb Zimmertemperatur rasch ablaufender Diffusionsprozeß die große Eindringtiefe vortäuscht. Hierzu haben wir eine Reihe von Untersuchungen vorgenommen.

**1.** Ein Wolfram-Einkristall wurde bei Zimmertemperatur mit 50 keV-Krypton-85-Ionen beschossen. Der

Winkel zwischen Ionenstrahl und 111-Kristallrichtung betrug rund  $7,5^\circ$ . Durch niederenergetische Kathodenzerstäubung (siehe hierzu <sup>2</sup>) wurde das Reichweiteprofil ausgemessen. Es zeigte sich wie in den Messungen von <sup>1</sup> ein gut ausgeprägter supertail bei rund  $10^{-2}\%$  der eingeschossenen Gesamtaktivität (Abb. 1, Kurve 1).

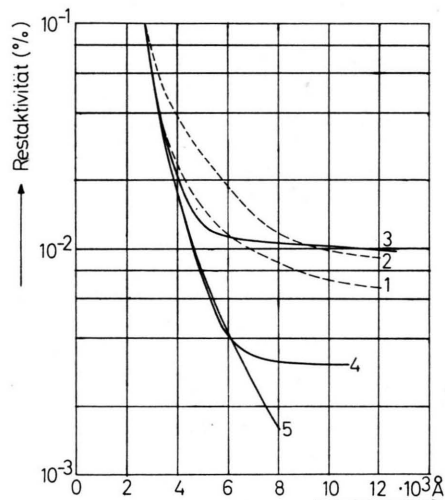


Abb. 1. Meßergebnisse.

**2.** Ein Wolfram-Einkristall wurde sorgfältig in  $\langle 111 \rangle$  zum Ionenstrahl ausgerichtet und wieder bei Zimmertemperatur mit Kr-85 beschossen. Das Reichweiteprofil zeigt Kurve 2. Der Anteil des supertails hat zugenommen.

<sup>1</sup> B. DOMELJ, F. BROWN, J. A. DAVIES, G. R. PIERCY u. E. V. KORNELSEN, Phys. Rev. Letters **12**, 363 [1964].

<sup>2</sup> H. LUTZ u. R. SIZMANN, Z. Naturforsch. **19 a**, 1079 [1964].

<sup>3</sup> C. ERGINSOY, Phys. Rev. Letters **12**, 366 [1964].



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.

3. Ein Wolfram-Einkristall wird auf 78 °K gekühlt und mit Kr-85 beschossen (Strahlrichtung in diesen und den folgenden Versuchen wieder 7,5° aus  $\langle 111 \rangle$ ). Nach Aufwärmen auf Zimmertemperatur erhalten wir das Reichweiteprofil Kurve 3. Der supertail ist stark ausgeprägt.

4. Ein Wolfram-Einkristall wurde auf 78 °K gekühlt, mit Kr-85 beschossen und anschließend mit einer hohen Dosis von 50 keV-He<sup>+</sup>-Ionen bestrahlt (Dosis  $1,3 \cdot 10^{16}/\text{cm}^2$ ). Nach dem Aufwärmen auf Zimmertemperatur wurde das Profil Kurve 4 erhalten. Der Anteil der Kr-85-Ionen im supertail hat deutlich abgenommen.

5. Der Versuch 4 wurde mit der 2,5fachen He<sup>+</sup>-Dosis wiederholt: Kurve 5. Der letzte Meßpunkt bei 7500 Å ist wegen des geringen Kr-85-Gehaltes bereits unsicher; in größeren Tiefen ließ sich kaum noch Kr-85 nachweisen.

Aus diesen Ergebnissen darf geschlossen werden: Der supertail bildet sich bei 78 °K erst nach der Bestrahlung aus, während der Aufwärmung auf Zimmertemperatur. Er kommt durch die Diffusion von rund 10<sup>-2</sup>% der eingeschossenen Kr-Ionen zustande. Aus

den Versuchen bei 78 °K und Zimmertemperatur kann die Aktivierungsenergie der Diffusion abgeschätzt werden. Für  $D = D_0 \cdot \exp \{ -Q/(RT) \}$  wird mit  $D_0 = 0,1 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$  (Versuchszeit rund 10<sup>5</sup> sec) die Aktivierungsenergie im Intervall  $0,3 < Q < 0,8 \text{ eV}$  liegen. Dieser relativ niedrige Wert von  $Q$  spricht dafür, daß die diffundierenden Kr-85-Atome sich auf Zwischengitterplätzen befinden. Durch den He<sup>+</sup>-Beschuß werden Senken erzeugt, in denen bei der nachträglichen Diffusion ein großer Teil der Kr-Atome eingefangen und immobilisiert wird. Die Zunahme des supertail-Anteils bei Einschluß in  $\langle 111 \rangle$  (Kurve 2) ist gleichzeitig ein Hinweis, daß die infolge der Lenkung durch die parallel zum Strahl liegenden Atomreihen tief (um 1000 Å) ins Gitter eindringenden Ionen nach der Abbremsung zumindest teilweise als Zwischengitteratome liegen bleiben.

Anmerkung bei der Korrektur: J. A. DAVIES (Chalk River, Ontario, Canada) hat durch Variation der Einschlußrichtung die *isotope* Verteilung der Atome im supertail nachgewiesen. Auch dieser Befund deutet auf eine Diffusionsausbreitung hin. (Private Mitteilung; Veröffentlichung in Phys. Rev. vorgesehen.)

### Einfluß von paramagnetischen Verunreinigungen auf die kernmagnetischen Relaxationszeiten von adsorbiertem Wasser

D. MICHEL

Physikalisches Institut der Universität Leipzig

(Z. Naturforsch. 21 a, 366—368 [1966]; eingeg. am 12. Februar 1966)

Um den Unterschied zwischen dem gemessenen und dem mit den Formeln der dipolaren Proton-Proton-Wechselwirkung zwischen zwei gleichen Spins bei isotroper Bewegung<sup>1</sup> berechneten Verhältnis  $T_1/T_2$  der kernmagnetischen Protonenrelaxationszeiten des adsorbierten Wassers zu deuten, werden unterschiedliche Annahmen gemacht. WINKLER<sup>2</sup> führt das um eine Größenordnung zu kleine Verhältnis  $(T_1/T_2)_{\text{expt.}}$  (vgl. auch Tab. 2) darauf zurück, daß die longitudinale Relaxationszeit hauptsächlich durch eine Wechselwirkung mit paramagnetischen Verunreinigungen bestimmt wird, während die transversale Relaxation im wesentlichen durch die Proton-Proton-Wechselwirkung verursacht werden soll. WOESSNER und ZIMMERMAN<sup>3</sup> erklären dagegen den gleichen Effekt durch eine anisotrope Bewegung der adsorbierten Moleküle bei ausschließlicher Proton-Proton-Wechselwirkung.

Zur Klärung dieser Frage wurden die Protonenrelaxationszeiten an Gemischen aus H<sub>2</sub>O und D<sub>2</sub>O, die an verschiedenen Adsorbentien sorbiert sind, in Abhängigkeit vom Mischungsverhältnis, aber bei gleicher Gesamtbeladung gemessen. Dabei handelt es sich um

Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (wasserfrei reinst, Charge 744843, paramagnetische Verunreinigungen: Fe < 0,01%) und SiO<sub>2</sub> I (aktiv, standard. nach Spengler, Charge 813514, paramagnetische Verunreinigungen: Fe < 0,1%, Cu und V spektralanalytisch) der Fa. E. Merck, Darmstadt, sowie um ein sehr sauberes, durch Hydrolyse von SiCl<sub>4</sub> hergestelltes SiO<sub>2</sub> II<sup>4</sup>. Daten zur Struktur dieser Materialien sind in der Tab. 1 dargestellt.

An der z. B. in<sup>5</sup> beschriebenen Apparatur wurden die Relaxationszeiten  $T_1$  aus dem Verlauf der freien Induktion nach einer  $\pi/2 - \pi/2$ -Impulsfolge und  $T_2$  aus dem Abfall einer Echo-Serie nach CARR und PURCELL bestimmt. Bei schlechtem Signal-Rausch-Verhältnis wurde die transversale Relaxationszeit außerdem an einem Spektrometer mit digitaler Anzeige<sup>6</sup> gemessen.

	$S [\text{m}^2/\text{g}]$	$V [\text{cm}^3/\text{g}]$	Porenradienverteilung
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> <sup>7</sup>	98	0,222	breites Max. bei $r = 30 \text{ Å}$ (Halbwertsbreite 33 Å)
SiO <sub>2</sub> I	≈ 530	0,767	Max. bei $2r = 55 \text{ Å}$ $V_m \approx 0,106 \text{ cm}^3/\text{g}$
SiO <sub>2</sub> II	≈ 600	0,747	Hauptmax. bei $2r = 80 \text{ Å}$ Nebenmax. bei $2r = 35 \text{ Å}$ $V_m \approx 0,118 \text{ cm}^3/\text{g}$

Tab. 1. Daten zur Struktur.  $S$  = spezifische Oberfläche,  $V$  = Gesamtmikroporenvolumen mit  $2r \lesssim 500 \text{ Å}$  (aus N<sub>2</sub>-Isotherme),  $V_m$  = Mikroporenvolumen mit  $2r \lesssim 10 \text{ Å}$ ,  $r$  = Porenradius.

<sup>1</sup> A. ABRAGAM, The Principles of Nuclear Magnetism, Oxford 1961, Kap. VIII.

<sup>2</sup> H. WINKLER, Z. Naturforsch. 16 a, 780 [1961].

<sup>3</sup> D. E. WOESSNER u. J. R. ZIMMERMAN, J. Phys. Chem. 67, 1590 [1963].

<sup>4</sup> R. K. ILER, The Colloid Chemistry of Silica and the Silicates, Cornell University Press, New York 1955.

<sup>5</sup> H. PFEIFER, in A. LÖSCHE u. W. SCHÜTZ, Hochfrequenz-Spektroskopie, Akademie-Verlag, Berlin 1961.

<sup>6</sup> D. FENZKE, Phys. Letters 13, 215 [1964].

<sup>7</sup> G. EBERT, Dissertation, Leipzig 1959.