

licher Haftstellenverteilung  $N_h(E)$  findet man mittels kinetischer Überlegungen und den Hilfsmitteln der statistischen Thermodynamik für den in (1) auftretenden Differentialquotienten:

$$\frac{dn_h}{dn_e} = \int \frac{N_L e^{-E/kT}}{(n_e + N_L e^{-E/kT})^2} N_h(E) dE \quad (2)$$

mit  $N_L = 2 (2\pi mkT/h^2)^{3/2}$ ; das Integral ist dabei über den auf Grund der Voraussetzungen angebbaren zulässigen Haftstellenbereich zu erstrecken. Durch Messung von  $b_e^w$  nach der Wechsellichtmethode und bei Kenntnis von  $b_e$  kann somit nach (1) und (2)  $N_h(E)$  berechnet werden. Eine näherungsweise Auswertung der Integralgl. (2) kann auf Grund der Tatsache erfolgen, daß der Kern die Ableitung einer „Fermi-Verteilungsfunktion“, also ungefähr eine Glockenkurve mit einer Halbwertsbreite von  $4kT$  und einem Maximum bei

$$n_e = N_L e^{-E/kT} \quad (3)$$

ist. Damit erhält man an Stelle von (2):

$$\frac{dn_h}{dn_e} \approx \frac{N_h(E) kT}{n_e}; \quad (4)$$

die zugehörige Energie  $E$  (gezählt vom Leitungsband aus nach unten) folgt aus (3). Feinere Strukturen der Verteilung werden bei dieser Art der Auswertung natürlich verwischt. Abb. 1a zeigt eine so gewonnene

Haftstellenverteilung eines möglichst rein hergestellten CdS-Kristalls, Abb. 1b die eines solchen mit Arsenzusatz. Der Wiederanstieg jenseits 0,3 eV nach größeren Energien ist nach neuesten Messungen höchstwahrscheinlich die „Flanke“ einer Termgruppe mit einem Maximum bei ca. 0,5 eV (thermische Tiefe).

Eine ausführliche Veröffentlichung ist in Vorbereitung.

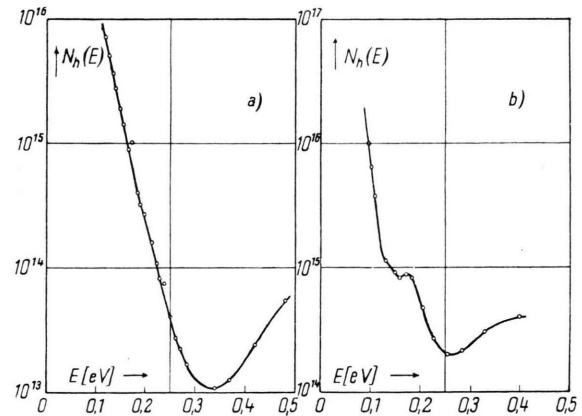


Abb. 1. Haftstellenverteilung von CdS. a) ohne Zusätze, b) mit Arsenzusatz.

## Natürliche Radioaktivität von Platin und Neodym

Von W. Porschen und W. Riezler

Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn

(Z. Naturforschg. 9a, 701–703 [1954]; eingeg. am 2. Juli 1954)

Bei der Untersuchung der natürlichen Elemente auf sehr schwache  $\alpha$ -Aktivitäten<sup>1,2</sup> haben wir nun auch bei Platin einen positiven Effekt gefunden.

Zum Nachweis der  $\alpha$ -Teilchen wurden Kernplatten (Ilford E 1 und C 2; 100  $\mu$ ; 1  $\times$  3 Zoll) verwendet. Die Platten wurden mit einer wäßrigen Lösung von Kaliumtetracyanoplatinat  $K_2[Pt(CN)_4]$  getränkt, das aus  $K_2PtCl_4$  und Kaliumcyanid hergestellt worden war. Das bei der Darstellung anfallende Kaliumchlorid wurde nicht abgetrennt.

Zur Imprägnation wurden die Platten mit einigen Tropfen Wasser angefeuchtet, waagrecht gelagert und nach einigen Minuten wurde je Platte 0,50 cm<sup>3</sup> Lösung aufgetropft und verteilt. Die Platten verblieben dann etwa 15 Stunden in dieser Lage bei einer relativen Feuchtigkeit von 100%. Die Konzentration betrug 0,15 mg Pt/cm<sup>2</sup> bzw. 0,4 mg Pt/cm<sup>2</sup>. Anschließend wurden die Platten 17–52 Tage in Stickstoff (5°C; 38% relative Feuchtigkeit) gelagert.

Das Durchmustern der Platten erfolgte bei 400-facher, z. Tl. bei 750-facher Vergrößerung. Es wurden

nur solche Spuren vermessen, die eindeutig in der Emulsion liegen. Die Platten wurden vor der Spurenvermessung einen Tag lang bei 55% relativer Feuchte aufbewahrt, um Dickenänderung der Emulsion auszuschließen. Zum Vergleich dienen Platten, die mit Kaliumcyanoaurat  $K[Au(CN)_2]$  getränkt worden waren (0,36 mg Au/cm<sup>2</sup>; 70 und 120 Tage gelagert).

Abb. 1 zeigt das zusammengefaßte Ergebnis aus drei Platinplatten (8,5 cm<sup>2</sup> mit insgesamt 2,4 mg Platin; 17, 25 und 52 Tage), Abb. 2 das entsprechende Resultat aus zwei Goldplatten (4,4 cm<sup>2</sup> mit 1,6 mg Gold; 70 und 120 Tage). Die Spuren in den Goldplatten lassen sich alle radioaktiven Verunreinigungen (Sm, U, Th, Ra, Jo, Po) zuordnen.

Bei den Platinplatten jedoch findet man außer diesen normalen Verunreinigungen eine neue Gruppe von 37 Spuren mit einer mittleren Reichweite von  $11,8 \pm 0,1 \mu$ . Zieht man zur Längenmessung nur waagerechte und wenig geneigte Spuren (gemessene Höhendifferenz der Spurenden  $\leq 2 \mu$ ) heran, so erhält man  $l = 11,6 \pm 0,15 \mu$  (16 Spuren).

Zwischen 8 und 10  $\mu$  beobachtet man eine weitere schwache Spurengruppe, die noch genauer untersucht werden muß.

Wir nehmen an, daß es sich bei der Gruppe zwischen 11 und 13  $\mu$  um  $\alpha$ -Teilchen von Platin handelt. Aus der Reichweite erhält man für die Energie der  $\alpha$ -Teilchen den Wert  $E_\alpha = 3,3 \pm 0,2$  MeV.

<sup>1</sup> W. Riezler u. W. Porschen, Z. Naturforschg. 7a, 634 [1952].

<sup>2</sup> W. Porschen u. W. Riezler, Z. Naturforschg. 8a, 502 [1953].



Bei der Berechnung der Zerfallskonstanten ist zu berücksichtigen, daß nicht alle Spuren beim Durchmusterungserfaßt werden; außerdem tritt ein Verlust dadurch ein, daß beim Imprägnieren die Konzentration in der Nähe der Oberfläche besonders groß ist. Nimmt man an, daß diese Verluste insgesamt 20% betragen, so ergibt sich für die Zerfallskonstante der Wert  $\lambda = 8,5 \cdot 10^{-17}$  Jahr, und für die Halbwertszeit erhält man  $T = \alpha \cdot 8 \cdot 10^{15}$  Jahre ( $\alpha$  = Häufigkeit des aktiven Isotops); der Fehler dürfte etwa 50% betragen. Falls Platin 190 ( $\alpha = 0,006\%$ ) das aktive Isotop ist, so würde dessen Halbwertszeit  $5 \cdot 10^{11}$  Jahre betragen. Berechnet man nach der Gamow-Formel die zugehörige Energie, so findet man einen Wert von 3,1 MeV, der innerhalb der Fehlergrenzen mit dem experimentell gefundenen Wert von 3,3 MeV übereinstimmt.

Abb. 1—5. Spurenverteilung in getränkten Kernplatten. Ordinate: Zahl der Spuren (Intervall 1  $\mu$ ); Abszisse: Reichweite in  $\mu$ .

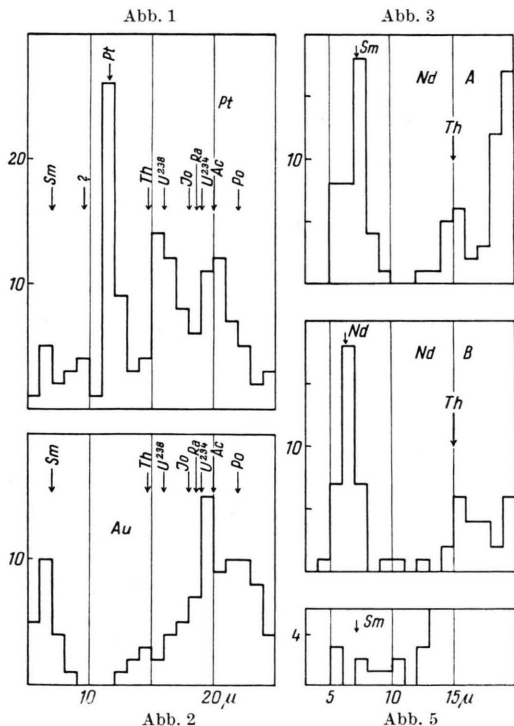


Abb. 1. 8,5 cm<sup>2</sup> mit 2,4 mg Platin; 66 mg·Tage.

Abb. 2. 4,4 cm<sup>2</sup> mit 1,6 mg Gold; 132 mg·Tage.

Abb. 3. 1,7 cm<sup>2</sup> mit 0,44 mg Neodym A (Nd mit etwas Sm); 20 mg·Tage.

Abb. 4. 12,9 cm<sup>2</sup> mit 6,5 mg Neodym B (nachgereinigtes Nd); 160 mg·Tage.

Abb. 5. 4,0 cm<sup>2</sup> mit 5,0 mg Ammonium-Citrat; 100 mg·Tage.

<sup>3</sup> E. C. Waldron, V. A. Schultz u. T. P. Kohman, Phys. Rev. **93**, 254 [1954].

<sup>4</sup> R. C. Vickery, J. Amer. Chem. Soc. **835**, 4357 [1952].

Ein weiterer Effekt wurde beim Neodym gefunden; die erhaltenen Ergebnisse stimmen mit den kürzlich von Waldron, Schultz und Kohman<sup>3</sup> veröffentlichten überein.

Zur Imprägnation wurde eine wäßrige Lösung von Neodym-Ammonium-Citrat (20 mg Neodym/cm<sup>3</sup>;  $p_H = 7$ ) benutzt. Die Verbindung wurde aus reinstem Neodymoxyd (Auer) hergestellt. Diese Verbindung, die keiner Reinigung unterzogen wurde, werde Neodym A genannt.

Zur Entfernung von Verunreinigungen, insbesondere von Samarium, wurde Neodym A mit Hilfe eines Kationenaustauschers (Dowex 50; 30–50 mesh) gereinigt. Als Eluant wurde Trilon A, das Natriumsalz der Nitrilotriessigsäure, benutzt<sup>4,5</sup> (20 g Trilon A + 20 cm<sup>3</sup> NH<sub>4</sub>OH konz. auf 1 l Wasser; Zusatz von Essigsäure ergibt  $p_H = 4,0$ ). Das Neodym läßt sich als Oxalat fällen, da der Trilonkomplex bei kleinen  $p_H$ -Werten instabil ist. Bei der Reinigung wurde jeweils die mittlere Fraktion weiterverarbeitet. Neodym A wurde dreimal gereinigt und ergab damit Neodym B.

Die summierte Spurenverteilung in zwei mit Neodym A getränkten Platten (1,2 cm<sup>2</sup>, 28 Tage; 0,5 cm<sup>2</sup>, 95 Tage; 0,25 mg Nd/cm<sup>2</sup>) zeigt Abb. 3. Die Gruppe mit dem Maximum bei 7  $\mu$  rührt wohl überwiegend von Samariumverunreinigungen her (etwa 0,02% Sm); als mittlere Reichweite findet man für diese Gruppe  $6,73 \pm 0,15 \mu$ .

Abb. 4 gibt die summierte Spurenverteilung von 2 E 1-Platten an (7,5 cm<sup>2</sup>, 27 Tage; 5,4 cm<sup>2</sup>, 59 Tage; 0,5 mg Nd/cm<sup>2</sup>), die mit Neodym B getränkt wurden. Als mittlere Reichweite ergibt sich hier  $6,27 \pm 0,15 \mu$  (33 Spuren). Zum Vergleich bringt Abb. 5 die Spurenverteilung in einer E 1-Platte (100 Tage, 4 cm<sup>2</sup>), die mit Ammonium-Citrat getränkt worden war.

Z	Element	Energie-Intervall	
		1,5–2,5 MeV	2,5–3,5 MeV
57	Lanthan	$5 \cdot 10^{15}$	$7 \cdot 10^{13}$
58	Cer	$4 \cdot 10^{16}$	$2 \cdot 10^{17}$
59	Praseodym	$2 \cdot 10^{16}$	$3 \cdot 10^{16}$
63	Europium	$8 \cdot 10^{15}$	$8 \cdot 10^{16}$
65	Terbium	$5 \cdot 10^{16}$	$1 \cdot 10^{17}$
66	Dysprosium	$5 \cdot 10^{16}$	$5 \cdot 10^{16}$
67	Holmium	$6 \cdot 10^{16}$	$1 \cdot 10^{17}$
68	Erbium	$1 \cdot 10^{17}$	$5 \cdot 10^{17}$
69	Thulium	$5 \cdot 10^{16}$	$2 \cdot 10^{17}$
70	Ytterbium	$1 \cdot 10^{17}$	$2 \cdot 10^{17}$
71	Cassiopeium	$1 \cdot 10^{17}$	$1 \cdot 10^{17}$
72	Hafnium	$2 \cdot 10^{17}$	$3 \cdot 10^{17}$
75	Rhenium	$2 \cdot 10^{16}$	$8 \cdot 10^{16}$
79	Gold	$3 \cdot 10^{16}$	$6 \cdot 10^{17}$
81	Thallium	$6 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^{16}$
82	Blei	$2 \cdot 10^{17}$	$1 \cdot 10^{18}$

Tab. 1. Untere Grenze für die Halbwertszeit in Jahren für die Elemente, bei denen keine  $\alpha$ -Aktivität gefunden wurde.

<sup>5</sup> J. Loriais u. D. Carminati, C. R. Acad. Sci., Paris **237**, 1328 u. 1414 [1953].

Die Reichweitenmessung an waagerechten Samariumspuren in E 1-Platten mit der gleichen Emulsionsnummer wie die der Abb. 4 (Nd B) ergab  $7,25 \pm 0,07 \mu$ , das entspricht einer Energie<sup>6</sup> von  $2,12 \pm 0,03$  MeV.

Es ist anzunehmen, daß es sich bei den Spuren von  $6,27 \mu$  in den mit Neodym B getränkten Platten um  $\alpha$ -Teilchen von Neodym handelt. Aus dem Reichweitenunterschied  $\Delta l$  gegenüber der Samariumreichweite ergibt sich für die Energie  $E_\alpha$  ( $\Delta l = 0,98 \pm 0,22 \mu$ ;  $\Delta E_\alpha = 0,3 \pm 0,07$  MeV) der Wert  $1,8 \pm 0,1$  MeV.

Nimmt man an, daß die beim Platin erläuterten Verluste an Spuren hier beim Neodym wegen der kurzen Reichweite noch größer sind (30–50%), so findet man für die Zerfallskonstante  $\lambda = 3,5 \cdot 10^{-17}$  Jahr und für die Halbwertszeit  $T = \lambda \cdot 2 \cdot 10^{16}$  Jahre.

Aus theoretischen Gründen ist zu vermuten, daß Neodym 144 ( $82 + 2$  Neutronen) das aktive Isotop ist;

man findet für Nd<sup>144</sup> ( $\alpha = 23,9\%$ ) als Halbwertszeit  $5 \cdot 10^{15}$  Jahre. Nach der Gamow-Formel errechnet sich daraus als zugehörige Energie 1,9 MeV in Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert.

Bei 16 weiteren von uns untersuchten Elementen konnte bisher kein Effekt gefunden werden. Es läßt sich lediglich eine untere Grenze für die Halbwertszeit (in Jahren) gegenüber  $\alpha$ -Zerfall angeben. Diese Grenze wird für das Energie-Intervall 1,5–2,5 MeV ( $5,0$ – $8,5 \mu$ ) und für das Energie-Intervall 2,5–3,5 MeV ( $8,5$ – $12,7 \mu$ ) gesondert berechnet (s. Tab. 1). In dem ersten Intervall ist wegen der Störung durch Samarium die Grenze im allgemeinen niedriger.

Für die sorgfältige Durchmusterung der Platten sind wir Fräulein Ingeborg Franke und Fräulein Ruth Stadler zu großem Dank verpflichtet.

Zusatz b. d. Korr.: Die Zahl der Spuren mit einer mittleren Reichweite von  $11,8 \mu$  in den Platinplatten hat sich beim weiteren Durchmustern auf 96 erhöht.

<sup>6</sup> D. Szeinszneider, J. Phys. Radium **14**, 465 [1953].

## BESPRECHUNGEN

**Technical Aspects of Sound.** Von E. G. Richardson. Verlag Elsevier Publishing Company, Amsterdam-C, 1953. Band I, XVIII, 544 S. mit 294 Abb.; Preis geb. sh. 70.—.

Der erste Band des von E. G. Richardson herausgegebenen Buches „Technical Aspects of Sound“ behandelt technische Fragen des Luftschalls. Auf eine (von E. G. Richardson selbst verfasste) kurze Einführung in die Schwingungs- und Wellenlehre folgen die Kapitel Frequenznormale und ihre Eichung, Verfahren zu Schalldruckmessungen und Schallschnellemessungen (L. L. Beranek), Eigenschaften von Absorptionsmaterialien, Theorie der Schallisolation durch Trennwände (C. W. Kosten), Raumakustik (H. J. Purkis), Geräuschmessung und Geräuschminderung (A. J. King), Sprache und Gehör, Sprachübertragung, Mikrophone (R. K. Potter, J. C. Steinberg u. W. E. Kock, unter Mitarbeit von H. L. Barney, B. P. Bogert, H. K. Dunn, N. R. French, M. B. Gardner, F. K. Harvey, W. A. Munson, G. E. Peterson u. F. M. Wiener), Lautsprecher und Telephone, Schallaufzeichnung (F. Spandöck), stereophonische Schallübertragung (J. und K. De Boer), Schallanalyse, mechanische Musikinstrumente und elektronische Musik (E. G. Richardson).

Wie die angegebenen Autorennamen zeigen, ist es dem Herausgeber gelungen, für die Bearbeitung eines jeden Kapitels einen Autor zu gewinnen, der durch erfolgreiche eigene Arbeit auf dem betreffenden Gebiet bekannt ist, so daß jedes der Kapitel von wirklich sachverständiger Hand stammt und der gesamte Band einen vollständigen, modernen Überblick über das große Gebiet der technischen Fragen des Luftschalls gibt. Der Band ist mit zahlreichen, gut gewählten Ab-

bildungen ausgestattet. Die an die einzelnen Kapitel angehängten Schrifttumverzeichnisse enthalten etwa 750 Arbeiten.

Der zweite Band (Ultraschall und seine Anwendungen) befindet sich in Vorbereitung.

F. Trendelenburg, Erlangen.

**The Auger Effect and other Radiationless Transitions.** Von E. H. S. Burhop. Verlag Cambridge University Press, Cambridge, 1952. XIV, 188 S.; Preis geb. sh. 27.6.

Die vorliegende Monographie behandelt neben dem eigentlichen Auger-Effekt in der Elektronenhülle auch verwandte strahlungslose Übergänge, an denen der Atomkern beteiligt ist und bei denen die frei werdende Energie zur Emission eines Elektrons oder Positrons verwendet wird.

Nach einer einleitenden Übersicht über die Phänomene, die unter der gemeinsamen Überschrift behandelt werden, wird zunächst die Theorie der strahlungslosen Umordnungen der Elektronenhülle in ihren Grundzügen dargestellt. Die experimentelle Untersuchung des eigentlichen Auger-Effekts im Röntgengebiet besteht ja hauptsächlich in Messungen der Fluoreszenzausbeute und der Analyse der Röntgenspektren. Ihrer Darstellung, sowie den Ergebnissen sind zwei weitere Kapitel gewidmet. Es folgt dann ein Kapitel über die innere Umwandlung von  $\gamma$ -Strahlung und ihren Zusammenhang mit der Klassifikation der entsprechenden Übergänge im Kern. Die Entwicklung auf diesem Gebiet ist noch sehr in Fluß; die Darstellung entspricht dem Stand zu Ende des Jahres 1950.

Die zwei folgenden Kapitel behandeln die innere Paarbildung und die strahlungslose Vernichtung von