

$$\begin{aligned}
 P^{(2)} = & a \left(\frac{\partial}{\partial r} \cdot e_0 \right) e + b \overset{\circ}{e} \cdot e + c \frac{\partial e_0}{\partial r} \cdot \overset{\circ}{e_0} + d \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\rho_1}{\rho} \tilde{\mathfrak{F}}_1 + \frac{\rho_2}{\rho} \tilde{\mathfrak{F}}_2 - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \right) \\
 & + f \frac{\partial \ln T}{\partial r} \cdot \overset{\circ}{\frac{\partial \ln T}{\partial r}} + g \frac{\partial \overset{\circ}{\ln T}}{\partial r} \cdot \mathfrak{d}_{12} + h \frac{\partial}{\partial r} \frac{\partial \ln T}{\partial r} + i \frac{\partial \overset{\circ}{\mathfrak{d}_{12}}}{\partial r} + j \frac{\partial (n_1/n)}{\partial r} \cdot \overset{\circ}{\frac{\partial \ln T}{\partial r}} \\
 & + k \frac{\partial (n_1/n)}{\partial r} \cdot \mathfrak{d}_{12} + l \left(\frac{\rho_1}{\rho} \tilde{\mathfrak{F}}_1 + \frac{\rho_2}{\rho} F_2 - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \right) \mathfrak{d}_{12} + m \left(\overset{\circ}{m_1^{1/2} \tilde{\mathfrak{F}}_1} - \overset{\circ}{m_2^{1/2} \tilde{\mathfrak{F}}_2} \right) \mathfrak{d}_{12}.
 \end{aligned} \tag{9}$$

A, B etc. sind Funktionen der Temperatur, der Teilchendichte und des Molenbruches mit Koeffizienten, die von den reduzierten Massen, den molekularen Wechselwirkungskonstanten und den CHAPMAN-COWLINGschen Stoßintegralen abhängen und leicht explizit angegeben werden können. Insbesondere findet man die Gleichheiten

$$D = h/T, \quad D' = i/k T, \tag{10}$$

⁴ M. KOHLER, Z. Phys. **127**, 215 [1949].

Bei Nicht-MAXWELLSchen Molekülen treten in höherer Näherung in $s_Q^{(1)}$ und $s_D^{(1)}$ Mischglieder der Form $\mu(\partial \ln T / \partial r) \cdot \mathfrak{d}_{12}$ auf. In $\mathfrak{S}_Q^{(1)}$ erhält man ein Glied mit $e \cdot \mathfrak{d}_{12}$, in $\mathfrak{S}_D^{(1)}$ ein Glied mit $e \cdot (\partial \ln T / \partial r)$.

die Ausdruck der verallgemeinerten KOHLERSchen Symmetriebeziehungen⁴ sind.

5. Als Nebenergebnis erhält man die Ausdrücke ** für

$$s_Q^{(1)}, s_D^{(1)}, s_R^{(1)} \quad \mathfrak{S}_Q^{(1)}, \mathfrak{S}_D^{(1)}, \mathfrak{S}_R^{(1)}$$

$$s_Q^{(1)} = \alpha \frac{\partial \ln T}{\partial r} \frac{\partial \ln T}{\partial r}, \quad s_D^{(1)} = \beta \mathfrak{d}_{12} \mathfrak{d}_{12}, \quad s_R^{(1)} = \gamma \overset{\circ}{e} \cdot e;$$

$$\mathfrak{S}_Q^{(1)} = \delta \overset{\circ}{e} \frac{\partial \ln T}{\partial r}, \quad \mathfrak{S}_D^{(1)} = \varepsilon \overset{\circ}{e} \mathfrak{d}_{12}, \quad \mathfrak{S}_R^{(1)} = \mathfrak{S}_Q^{(1)} + \mathfrak{S}_D^{(1)}.$$

α, β etc. sind ebenfalls leicht angebbare Funktionen. Eine ausführliche Darstellung der Berechnungen und Diskussion der Ergebnisse wird demnächst erscheinen.

Natürliche Radioaktivität von Cer 142

Von W. RIEZLER und G. KAUF

Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn
(Z. Naturforsch. **12a**, 665–666 [1957]; eingegangen am 8. Juni 1957)

Bei einer früheren Untersuchung¹ mit Hilfe von Kernplatten an natürlichen Isotopengemischen hatten wir bei Cer als untere Grenze für die Halbwertszeit einer etwaigen α -Aktivität $\alpha \cdot 4 \cdot 10^{16}$ Jahre gefunden, wobei α die Häufigkeit des aktiven Isotops bedeutet.

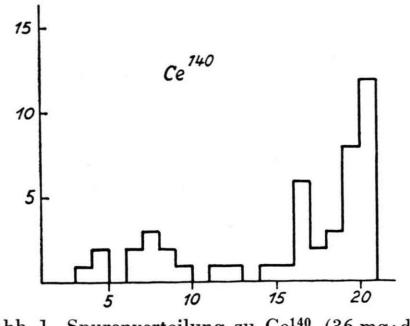


Abb. 1. Spurenverteilung zu Ce¹⁴⁰ (36 mg · d).

Wir haben nun die Versuche mit den getrennten Cer-Isotopen 140 und 142 wiederholt, die wir aus Harwell bezogen haben. Das erste Präparat enthielt 99,5% Ce¹⁴⁰ und 0,5% Ce¹⁴², das zweite 4% Ce¹⁴⁰ und 96% Ce¹⁴². Die Ergebnisse sind in den Abb. 1 und 2 dargestellt. Man sieht bei Ce¹⁴² eine sehr deutlich ausgeprägte

¹ W. PORSCHEN u. W. RIEZLER, Z. Naturforsch. **9a**, 701 [1954].

Spurengruppe mit einer mittleren Reichweite von $4,7 \mu$, dem entspricht eine Energie von 1,5 MeV. Das Produkt aus der in die durchmusterte Fläche eingebrachten

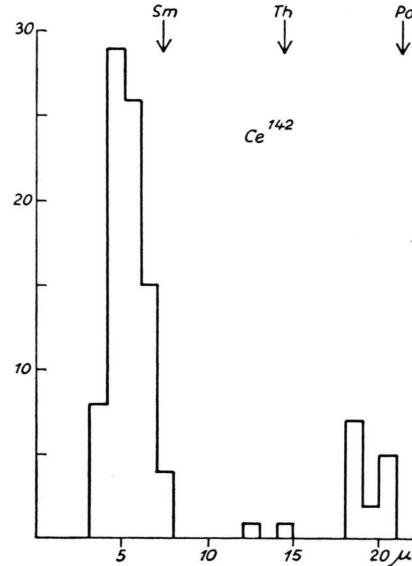


Abb. 2. Spurenverteilung zu Ce¹⁴² (46 mg · d).

Ce¹⁴²-menge und der Lagerzeit war 46 mg · Tage; dabei wurden insgesamt 75 Spuren mit einer Reichweite um 5μ gezählt. Dies ergibt für Ce¹⁴² eine Zerfallskonstante von $1,47 \cdot 10^{-16}$ /Jahr und damit eine Halbwertszeit von $5,1 \cdot 10^{15}$ Jahren. Da Spuren mit einer Länge von 5μ



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 digitized 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.

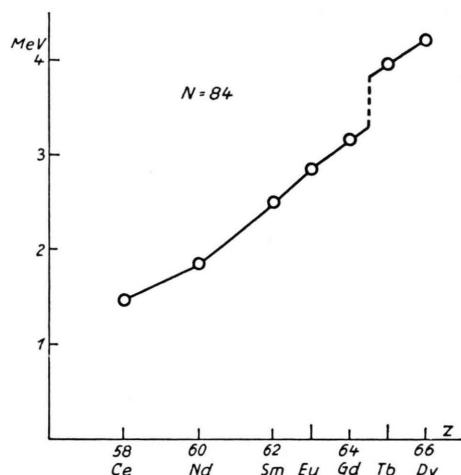


Abb. 3. Energie der α -Teilchen für die Kerne mit 84 Neutronen in Abhängigkeit von der Protonenzahl Z.

schnon leicht übersehen werden, besonders wenn sie steil zur Plattenebene liegen, und da durch zufällige Kombination von einzelnen Körnchen auch gelegentlich Spuren in dieser Länge vorgetäuscht werden können, dürfte die Zerfallskonstante nicht viel besser als auf einen Faktor 2 genau bekannt sein.

Ce¹⁴² ist der einzige bekannte Kern mit 84 Neutronen, für den bisher noch keine Radioaktivität beobachtet worden war. Trägt man für alle Kerne mit 84 Neutronen die Energie der α -Teilchen^{2, 3, 4, 5} gegen die Protonenzahl Z auf, so erhält man die Kurve der Abb. 3. Der Sprung bei der Protonenzahl 64 ist wegen der weiten Aufspaltung des 4-d-Terms für Protonen zu erwarten.

- ² E. C. WALDRON, V. A. SCHULTZ u. T. P. KOHMAN, Phys. Rev. **93**, 254 [1954].
³ W. PORSCHEN u. W. RIEZLER, Z. Naturforsch. **11 a**, 143 [1956].
⁴ D. C. DUNLAVEY u. G. T. SEABORG, Phys. Rev. **92**, 206 [1953].
⁵ J. O. RASMUSSEN jr., S. G. THOMPSON u. A. GHIORSO, Phys. Rev. **89**, 33 [1953].

Elektronenniveaus von eindimensionalen Gitterfehlstellen

Von WALTER SCHULTZ

AEG-Forschungsinstitut Belecke

(Z. Naturforsch. **12 a**, 666—667 [1957]; eingegangen am 5. Juni 1957)

Es ist bekannt, daß an nulldimensionalen Fehlstellen (z. B. einzelnen Fremdatomen oder fehlenden Gitterbausteinen) in Halbleitern gebundene Elektronenzustände auftreten können. Bei der praktischen Berechnung solcher Niveaus muß man sich jedoch in den meisten Fällen auf Modelle beschränken. Einer der am einfachsten zu behandelnden Fälle ist das eindimensionale „Gitter“, in welchem die Periodizität des Potentials unterbrochen ist¹, z. B. dadurch, daß man an einer Stelle den Abstand zwischen zwei Potentialsschwellen vergrößert. Speziell bei diesem Modell läßt sich zeigen, daß an dem Ort der Störung gebundene Elektronenzustände auftreten, deren Energie in der verbotenen Zone zwischen zwei Bändern liegt. Zahl und Lage dieser Niveaus hängen von der Abstandsvergrößerung und vom Potentialverlauf der einzelnen Schwelle ab.

Ausgehend von diesem einfachsten Modell kann man überlegen, wie sich eine eindimensionale Fehlstelle in einem zweidimensionalen Gitter auswirkt. Man stellt das gesamte Potential V dar in der Form

$$V = V_1(x) + V_2(y),$$

wobei noch angenommen wird, daß das Potential $V_2(y)$ periodisch ist, das Potential $V_1(x)$ dagegen als Störung die oben untersuchte Abstandsvergrößerung zwischen zwei Gitterebenen enthält. Man kann dann die zugehörige SCHRÖDINGER-Gleichung separieren: die Wellenfunk-

¹ z. B.: B. KOCKEL, Z. Naturforschg. **7 a**, 10 [1952]. — H. M. JAMES, Phys. Rev. **76**, 1611 [1949].

tion stellt sich dar als Produkt der Eigenfunktionen, die Energie als Summe der Energien der beiden eindimensionalen Fälle. Trägt man die möglichen Energiewerte als Funktion von k_y , der Wellenzahl in y -Richtung auf, wobei die Wellenzahl in x -Richtung, k_x , als Parameter auftritt, so sieht man, daß aus dem einzelnen diskreten Störniveau ein kontinuierliches „Störband“ entsteht von der Breite des eindimensionalen Valenzbandes. Zu jedem einzelnen Energiewert gehört eine bestimmte Wellenzahl k_y . Das bedeutet also, daß längs der eindimensionalen Gitterstörung Elektronenwellen ungehindert laufen können, in Richtung senkrecht dazu dagegen exponentiell abklingen. Durch geeignete Wahl der Parameter kann man es erreichen, daß dieses zusätzliche, an die eindimensionale Störung örtlich gebundene „Störband“ die gesamte verbotene Zone zwischen zwei Energiebändern des ungestörten Kristalls vollständig überdeckt. Wenn man als Zahlenbeispiel ein KRONIG-Potential so wählt, daß im eindimensionalen Fall die verbotene Zone die eineinhalb-fache Breite des Valenzbandes aufweist, so tritt eine vollständige Überdeckung der verbotenen Zone dann auf, wenn der vergrößerte Gitterabstand eine Breite im Bereich zwischen 1,25 und 1,6 normalen Gitterabständen besitzt.

Als nächstes ist das Verhalten von eindimensionalen Fehlstellen im dreidimensionalen Gitter zu untersuchen. Während man die obigen Fälle noch exakt berechnen konnte, ist man hier auf Näherungsmethoden angewiesen. Eine verhältnismäßig leicht zu behandelnde eindimensionale Fehlstelle kann dadurch dargestellt werden, daß man in einem einfach kubischen Gitter eine Atomreihe, z. B. die mit den Koordinaten $(0, 0, z)$, fortläßt. Man entwickelt nun die Eigenfunktion des gestörten Systems nach den WANNIER-Funktionen des ungestörten Kristalls², wobei nur die Wechselwirkung zwis-

² G. F. KOSTER u. J. C. SLATER, Phys. Rev. **96**, 1208 [1954].