

Nr.	Herkunft	$\text{Sr}^{87}/\text{Sr}^{86}$	geschätztes Alter (10 ⁸ a)
1	Nordatlantik	$0,7023 \pm 0,0010$	rezent
2	Schellfisch	$0,7030 \pm 0,0015$	rezent
3	Merck-Probe	$0,7023 \pm 0,0010$	3
4	Schwingen (Bayern)	$0,7029 \pm 0,0010$	5–6
5	Kropfmühl (Bayern)	$0,7034 \pm 0,0010$	älter als 5
6	Rhodopen (Balkan)	$0,7038 \pm 0,0015$	älter als 5
7	Damara (Südwesafrika)	$0,7040 \pm 0,0025$	8,5–6,5
8	Calcaire du niveau des alternans (Montagne Noire)	$0,7025 \pm 0,0020$	6–5,5
9	Tervola (Finnland)	$0,7015 \pm 0,0010$	18–16
10	Sipoo (Finnland)	$0,6980 \pm 0,0010$	18–16
11	Louhi (Finnland)	$0,6963 \pm 0,0015$	18–16
12	Parainen (Finnland)	$0,6986 \pm 0,0020$	18–16
13	Aldan		
	Ukrainischer Schild	$0,699 \pm 0,001$	≈ 27
14	Grenville Limestone		
	Calumet Island/Quebec	$0,6965 \pm 0,0015$	$\approx 9-11$

Tab. 1.

Die Tatsache, daß wir für den Schwingener Marmor und für eine Anzahl anderer ebenfalls nicht besonders alter Gesteine jetzt Ergebnisse erhalten, welche mit denen von rezentem Meerwasser-Strontium zusammenfallen, zwingt uns zu dem Schluß, daß die früher erhaltenen Ergebnisse ¹ fehlerhaft gewesen sein müssen und auch bei anderen Proben viel zu große Abweichungen vom Meerwasserwert vorgetäuscht haben. Auch Ergebnisse von anderen Autoren ^{4, 6} aus jüngster Zeit haben diesen Schluß nahegelegt. Es hat sich jetzt nachträglich nicht mehr einwandfrei feststellen lassen, welcher Art die systematischen Meßfehler gewesen sind, die zu den damaligen unterschiedlichen Ergebnissen geführt haben.

Die Tab. 1 unserer jetzigen Messungen enthält unter den Nummern 9–14 Ergebnisse für Sr-Proben aus präkambrischen finnischen, russischen und kanadischen Carbonatgesteinen. Während das Gestein aus Tervola (Finnland Probe Nr. 9) mit seinem Meßwert für das Verhältnis $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$ kaum vom rezenten marinen Stron-

tium abweicht, ergaben sich für die Proben Nr. 10 bis 14 erheblich tiefere Werte. Bei Probe Nr. 14 beträgt die Abweichung etwa 1%. Es sei bemerkt, daß verschiedene dieser Proben zur Sicherheit mehrfach gemessen wurden und zwischen diesen Messungen Kontrollmessungen an den Proben 3 und 4 eingeschoben wurden.

Wenn wir die Richtigkeit der für die Proben Nr. 10 bis 14 erhaltenen Ergebnisse unterstellen, müssen wir annehmen, daß die Probe Nr. 9 nachträglich chemische Veränderungen erlitten hat, da sie ebenfalls dem Präkambrium entstammt.

Die Messungen an solchen präkambrischen Kalkgesteinen werden fortgeführt, um eine weitere Sicherstellung der erhaltenen Resultate zu erreichen.

Aus den für die Proben Nr. 10 bis 14 erhaltenen Ergebnissen könnte man im Vergleich mit dem Zahlwert für das Meerwasser-Sr folgern, daß der Verhältniswert $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$ in der Erdkruste in 10⁹ Jahren etwa um den Betrag 0,003 bis 0,004 zunimmt. Dies würde einigermaßen mit dem Wert 0,006 zusammenpassen, der aus Messungen von SCHUMACHER ⁸ an Meteoriten-Sr abgeleitet werden kann.

Diese Veröffentlichung enthält wesentliche Teile der Dissertation von W. URBACH. Eine ausführlichere Darstellung erfolgt an anderer Stelle.

Herrn Professor G. FISCHER, Vorstand des Instituts für Gesteinskunde der Universität München, und der Deutschen Forschungsgemeinschaft möchten wir für wertvolle Förderung dieser Arbeit sehr danken. Für die freundliche Überlassung der untersuchten Proben sind wir zu Dank verpflichtet: Herrn Dr. J. LAITAKARI und Herrn Dr. SIMONEN vom Geol. Surv. of Finland, Herrn Prof. Dr. DURAND-DELGA von der Sorbonne in Paris, Herrn Prof. Dr. LELUBRE von der Universität Toulouse, Herrn Prof. Dr. GÈZE vom Institut Agronomique in Paris, Herrn Dr. G. CHUBERT in Rabat (Marokko), Herrn Prof. Dr. KALLE, Deutsches Hydrographisches Institut in Hamburg, Herrn Prof. Dr. P. DOHRN, Zoologische Station Neapel, Herrn Prof. Dr. A. WATZNAUER, Geologisches Institut der Bergakademie, Freiberg (Sachsen), Herrn Prof. Dr. J. T. WILSON von der University of Toronto.

⁸ E. SCHUMACHER, Z. Naturforschg. **11 a**, 206 [1956].

Note on the Cross Sections for $\text{Ti}^{47}(\text{n,p})\text{Sc}^{47}$ and $\text{Ni}^{58}(\text{n,p})\text{Co}^{58}$

By A. TRIER

Instituto de Física y Matemáticas, Universidad de Chile, Santiago, Chile

(Z. Naturforschg. **17 a**, 275–277 [1962]; eingegangen am 5. Februar 1962)

The cross sections for the reactions $\text{Zn}^{64}(\text{n,p})\text{Cu}^{64}$, $\text{Ni}^{58}(\text{n,p})\text{Co}^{58}$ and $\text{Ti}^{47}(\text{n,p})\text{Sc}^{47}$ have recently been measured for neutron energies between 2.0 and 3.6 Mev and their understanding on the basis of the statis-

tical model has been attempted using both square-well and diffuse potentials ^{1–3}. The statistical model was assumed to be valid both for the compound and the residual nucleus and both theoretical and experimental level densities were tried. It was not possible to obtain agreement between calculated and measured cross sections.

¹ J. RAPAPORT and J. J. VAN LOEF, Phys. Rev. **114**, 565 [1959].

² L. GONZÁLEZ, J. RAPAPORT and J. J. VAN LOEF, Phys. Rev. **120**, 1319 [1960].

³ L. GONZÁLEZ, A. TRIER and J. J. VAN LOEF, Phys. Rev., in press 1962.



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.

At these neutron energies no experimental data on proton spectra and angular distributions in (n,p) reactions seem to be available.

In this note results of some calculations for $\text{Ti}^{47}(\text{n,p})\text{Sc}^{47}$ and $\text{Ni}^{58}(\text{n,p})\text{Co}^{58}$ are presented wherein the statistical model is assumed to be valid for the compound nucleus only and the (n,p) reaction is treat-

ed in analogy to inelastic neutron scattering to the ground state (or to the ground plus first excited states) of the residual nucleus⁴. This seems plausible in view of the low level densities of Sc^{47} and Co^{58} near the ground state.

The formalism of ref. 4 has been extended to the case of (n,p) reactions. The following expression for the (n,p) cross section is obtained:

$$\sigma_{\text{n,p}}(E) = \frac{\pi \lambda^2}{2(2i+1)} \sum_l T_{l\text{n}}(E) \frac{\sum_{j'} e_{ji}^{j'}(2J+1)}{1 + \left[\sum_c e_{ji}^{j'} T_{l'p}(E') \right] / \left[\sum_p e_{ji}^{j'} T_{l'p}(E') \right]}$$

Here i is the spin of the target nucleus, $l, l'(l'')$ are the angular momenta of the entrance and exit channels, $j, j'(j'')$ are the entrance and exit channel spins, $j_{1,2} = i \pm \frac{1}{2}$ by definition, J is the spin of the compound nucleus, E and λ are the energy and wavelength of the incident neutron, respectively, $E' = E + Q$ where Q is the energy freed in the (n,p) reaction, T_l are the l -wave particle penetrabilities, defined by

$$\sigma_c^l(E) = \pi \lambda^2 (2l+1) T_l(E),$$

where σ_c^l is the cross section for compound nucleus formation by an l -wave in a given reaction, $\sum_p$ runs over all exit channels contributing to the cross section being calculated (proton channels in the cases at hand), $\sum_c$ runs over all exit channels competing against the process for which the cross section is being calculated.

The $e_{ji}^{j'}$ symbol is defined as follows⁴

$$e_{ji}^{j'} = \begin{cases} 2 & \text{if } j_1 \text{ and } j_2 \\ 1 & \text{if } j_1 \text{ or } j_2 \text{ but not both} \\ 0 & \text{if neither } j_1 \text{ nor } j_2 \end{cases}$$

satisfy $|J-l| \leq j_\gamma \leq |J+l|$
(where $\gamma = 1, 2$.)

Subscripts "p" and "n" refer to protons and neutrons respectively. In the calculations presented here only neutron and proton emission have been considered as competing in the decay of the compound nucleus. In the case of the two reactions under study $\sum_c$ runs only over neutron channels, as will be seen. Calculations have been carried out for incident neutron energies $E = 2.0, 3.0, 4.0$ and 5.0 Mev.

The $\text{Ti}^{47}(\text{n,p})\text{Sc}^{47}$ reaction

Proton emission to the $7/2^-$ ground state of Sc^{47} and neutron emission to both the $5/2^-$ ground and $7/2^-$ (160 keV) first excited states of Ti^{47} are the only processes considered in the decay of the compound nucleus. A Q value of 190 keV is assumed.

Neutron penetrabilities are taken from an unpublished report by BEYSTER⁵. This author arrives at a diffuse complex potential of WOODS-SAXON type:

$$V(r) = \frac{-V_0(1+i\zeta)}{1 + \exp\{(r-R)/a\}}$$

with $R = r_0 A^{1/3}$ fermi, $r_0 = 1.450$ fermi, $a = 0.350$ fermi, $V_0 = 39$ Mev, and ζ small and energy dependent. Neutron waves $l = 0, 1, 2, 3$ and 4 are included in the calculation. In assigning neutron penetrabilities the excitation energy of the first excited state of Ti^{47} (160 keV) is neglected.

Proton penetrabilities are calculated for a real square-well potential according to BLATT and WEISSKOPF's treatise⁶, values of the zero-order COULOMB wave functions being taken from an unpublished report by TUBIS⁷. In using TUBIS' tables approximate values of the parameter η are taken and the values of the parameter ρ are obtained by linear interpolation. Higher-order COULOMB wave functions are calculated from recursion formulae⁷. Proton waves $l = 0, 1$ and 2 are included only.

The $\text{Ni}^{58}(\text{n,p})\text{Co}^{58}$ reaction

Proton emission to the 2^+ ground state and the 5^+ (25 keV) first excited state of Co^{58} and neutron emission to the 0^+ ground state of Ni^{58} are considered to compete in the decay of the compound nucleus. [Experimentally the cross section for $\text{Ni}^{58}(\text{n,p})\text{Co}^{58}$ plus $\text{Ni}^{58}(\text{n,p})\text{Co}^{58*}$ (25 keV) was actually measured²]. A Q value of 400 keV is assumed.

Neutron penetrabilities are taken from ref. 5, using the Fe values (Ni is not included in the tabulations). The parameters of the potential turn out to be practically the same as in the case of $\text{Ti}(\text{n,p})\text{Sc}$. Neutron waves $l = 0, 1, 2, 3$ and 4 are included.

Proton penetrabilities are calculated for a real diffuse potential of WOODS-SAXON type in the W. K. B. approximation, with radius parameter $r_0 = 1.33$ fermi, $a = 0.50$ fermi and $V_0 = 50$ Mev⁸. Proton waves $l = 0,$

⁴ W. HAUSER and H. FESHBACH, Phys. Rev. **87**, 366 [1952].

⁵ R. G. BEYSTER, LA-2099, Los Alamos Scientific Laboratory.

⁶ J. BLATT and V. WEISSKOPF, Theoretical Nuclear Physics, John Wiley & Sons, New York 1952.

⁷ A. TUBIS, LA-2150, Los Alamos Scientific Laboratory.

⁸ Unpublished report by J. RAPAPORT and A. TRIER, Instituto de Física y Matemáticas, Universidad de Chile.

	neutron energy	Ti ⁴⁷ (n,p) Sc ⁴⁷	Ni ⁵⁸ (n,p) Co ⁵⁸
a) calculated	2.0 Mev	9.4	15.3
	3.0	38.4	161.0
	4.0	77.0	559.0
	5.0	107.0	—
b) experimental *	2.2	57	128
	2.6	55	160
	3.0	63	195
	3.6	63	178

* Rounded-off values. Total standard deviation of experimental data is less than 15%. There is an error in ref. 2, requiring the reported cross sections to be decreased by 9%. This has been done in Table 1.

Table 1. (n,p) cross sections (in mb).

Zur Röntgen-Streuung an Kristallen mit Versetzungen

Von MANFRED WILKENS

Max-Planck-Institut für Metallforschung, Stuttgart

(Z. Naturforsch. 17 a, 277—278 [1962]; eingegangen am 7. Februar 1962)

Im folgenden soll zusammenfassend über die Ergebnisse einiger Modellrechnungen bezüglich der RÖNTGEN-Streuung (Weitwinkelreflexionen, kinematische Näherung) an Kristallen mit Versetzungen berichtet werden.

Den Rechnungen liegt ein zylinderförmiger Kristall (elastisch isotrop, Radius R) mit kubisch primitiver Zelle und einer axialen Schraubenversetzung parallel einer kubischen Achse zugrunde; Betrag des BURGERS-Vektors = Gitterkonstante a . Mit h, k, l = laufende Koordinaten im reziproken Gitter und h_0, k_0, l_0 = ganzzahlig wurden für die Reflexe $(h_0 \ 0 \ l_0)$ mit $l_0 = 0, 1, 2, 3$ die FOURIER-Transformierten $A_{l_0}(n)$ der Intensitätsfunktionen $J_{l_0}(h-h_0)$ berechnet. Dabei ist $J_{l_0}(h-h_0)$ eine Intensitätsfunktion, die man durch orthogonale Aufintegration der (dreidimensionalen) Intensitätsverteilung des Reflexes $(h_0 \ 0 \ l_0)$ auf die reziproke Gittergerade $(h \ 0 \ l_0)$ erhält. [Die Beschränkung auf $(h_0 \ 0 \ l_0)$ ist rechnerisch bequem, bedeutet aber wegen der Rotationssymmetrie des Verschiebungsfeldes einer Schraubenversetzung keine Einschränkung.] Mit

$$J_{l_0}(h-h_0) = \int A_{l_0}(n) \exp \left[+2\pi i \frac{n}{a} (h-h_0) \right] dn$$

(n = Abstand parallel der x -Achse im Zylinderquerschnitt) und mit dem bekannten Verschiebungsfeld einer Schraubenversetzung¹ ist

$$A_{l_0}(n) =$$

$$\frac{1}{R^2 \pi} \int \int \exp \left[i l_0 \left(\arctg \frac{y}{x} - \arctg \frac{y}{x-n} \right) \right] dx dy$$

¹ A. SEEGER, Handbuch der Physik Bd. VII/1, herausgegeben von S. FLÜGGE.

1, 2 and 3 are included. Penetrabilities are assumed to be the same for proton emission to Co⁵⁸ (ground state) and Co⁵⁸ (first excited state).

A comparison of experimental and calculated results is given in Table 1.

Clearly there is no agreement between calculation and experiment. However, these results improve somewhat on previous calculations¹⁻³ in which the statistical model was used both for the compound and the residual nucleus.

Machine computations are in progress for Ti⁴⁷(n,p) Sc⁴⁷ using an optical potential with "surface" absorption.

(x, y = kartesische Koordinaten im Zylinderquerschnitt, Ursprung im Mittelpunkt).

Der Integrationsbereich Q lautet

$$Q: x^2 + y^2 \leq R^2 \quad \text{und} \quad (x-n)^2 + y^2 \leq R^2.$$

Das Integral läßt sich für $l_0 = 0$ geschlossen angeben und für $l_0 \neq 0$ nach Potenzen von n entwickeln, wenn man nach Einführen von Polarkoordinaten r, φ erst über r und nach der Entwicklung über φ integriert. Die so erhaltenen FOURIER-Koeffizienten $A_{l_0}(n)$ mit $l \neq 0$ wurden dann als „Meßgrößen“ von Reflexen 1., 2. und 3. Ordnung an einer Netzebenenschar $(h_0 \ 0 \ 1)$ angesehen und für eine WARREN-AVERBACH-Analyse^{2,3} benutzt. Dabei sollte festgestellt werden, ob die in die Rechnung hineingesteckten Größen wie die Teilchengröße $T = \frac{1}{2} \pi R$ und das mittlere, über den Abstand n genommene Verzerrungsquadrat

$$\bar{\epsilon}_n^2 = \frac{1}{4\pi^2 F_Q} \frac{a^2}{n^2} \int \int_Q \left[\arctg \frac{y}{x} - \arctg \frac{y}{x-n} \right]^2 dx dy$$

(F_Q = Fläche des Integrationsbereiches) durch die Analyse richtig wiedergegeben werden.

Das Ergebnis zeigt Abb. 1. Man erkennt, daß für $n \rightarrow a$ das „experimentell“ bestimmte Verzerrungsquadrat $\bar{\epsilon}_n^2 \text{ exp}$ mit dem berechneten übereinstimmt und die FOURIER-Koeffizienten $A_0^{\text{exp}}(n)$ asymptotisch gegen die Koeffizienten nullter Ordnung $A_0(n)$ gehen. In dem für experimentelle Untersuchungen besonders wichtigen Bereich $0,1 R \lesssim n \lesssim 0,4 R$ beträgt dagegen $\bar{\epsilon}_n^2 \text{ exp}$ nur etwa 60% des berechneten Wertes und der in diesem Bereich etwa lineare Verlauf von $A_0^{\text{exp}}(n)$ ergibt bei linearer Extrapolation auf die Abszisse eine Teilchengröße $T^{\text{exp}} \cong 0,8 T$.

Zwei Erscheinungen in Abb. 1 verdienen besondere Aufmerksamkeit.

(a): Für kleine n zeigt $A_0^{\text{exp}}(n)$ einen abwärts gekrümmten Verlauf.

² B. E. WARREN u. B. L. AVERBACH, J. Appl. Phys. 21, 595 [1950].

³ B. E. WARREN, Progr. Met. Phys. 8, 147 [1959], zusammenfassender Bericht.