

fanden, im September und Oktober bis zum Beginn neuer Versuchsserien aber nicht. Die Häufigkeit aller ausgezählten Teilchen ($\geq 0,5 \cdot 10^{-14}$ Curie pro Teilchen zum Zeitpunkt der Messung) verläuft im Beobachtungszeitraum gleichsinnig wie die Intensität der Spaltprodukte, welche die Untergrundschwärzung der Filme verursacht (Spalte 5 und 7 der Tab. 1). Bezogen auf gleiche Gesamtsplattproduktaktivität zeigt sich aber auch für die kleinen Teilchen (Kurve b der Abb. 2), daß ihr Anteil bis März 1959 auf etwa die Hälfte abgenommen hat, um danach bis Februar 1960 einigermaßen konstant zu bleiben (s. dazu auch SCHUMANN¹ mit z. Tl. abweichenden Ergebnissen).

Die Abscheidung von Teilchen aus der Atmosphäre erfolgt durch das Zusammenwirken verschiedener Faktoren, wie Sedimentation, Vertikalaustausch, Einbau bei der Bildung von Regentropfen und Auswaschen beim Fall der Tropfen. Dabei beträgt die Verweilzeit für Teilchen unter 1μ (für diese ist die Sinkgeschwindigkeit so klein, daß die Sedimentation keine wesentliche Rolle mehr spielt) im Bereich der Troposphäre im Mittel wenige Wochen⁶, in der Stratosphäre mehrere Monate⁷. Die Deutung des schnellen Verschwindens der Teilchen mit Aktivitäten um $2 \cdot 10^{-12}$ Curie (zum Zeitpunkt der Messung) scheint daher nur möglich mit der Annahme, daß diese Teilchen überwiegend in der Troposphäre entstanden und verblieben sind. Die

Gründe dafür sind in den Vorgängen bei der Explosion zu suchen, über die keine genügend genauen Angaben verfügbar sind. Deshalb können nur einige plausible Gesichtspunkte zur Erklärung angeführt werden. Zur Bildung der großen aktiven Teilchen sind etwa 10^8 Spaltproduktatome notwendig. Die Zusammenballung so vieler Atome wird um so mehr begünstigt sein, je höher die Dichte des Spaltproduktgases ist. Daher besteht die Möglichkeit, daß bei einer Explosion in Erdnähe kurz nach der Detonation in den Randzonen des Feuerballes größere Teilchen gebildet werden als in den späteren Phasen des Aufstieges und der Expansion der Explosionswolke. Dies bedeutet, daß sich die Größenverteilung der erzeugten „heißen“ Teilchen beim Aufsteigen in der Atmosphäre laufend verändert, und daß in der unteren Luftschicht ein Teilchenspektrum mit einem relativ höheren Anteil aktiverer Teilchen als in der oberen Atmosphäre entsteht. Wegen der verschiedenen Verweilzeit in der Tropo- und Stratosphäre verschwindet das Spektrum mit den größten Teilchen zuerst aus der Luft und es stellt sich allmählich auch in der Troposphäre das Teilchenaktivitätsspektrum der hohen Atmosphäre ein.

Die Arbeit wurde aus Mitteln der Schutzkommission der Deutschen Forschungsgemeinschaft gefördert. Wir danken Herrn Prof. W. GENTNER und Herrn Prof. Th. SCHMIDT für die ständige Unterstützung bei der Untersuchung.

⁶ Literatur z. B. bei L. LEHMANN u. A. SITTKUS, Naturwiss. 46, 9 [1959].

⁷ z. B. H. W. FEELY u. Y. SPAR, Mixing and Transfer within the Stratosphere, Report on the Dasa High Altitude Sampling Program, Dasa 1222, 31. 12. 1960.

Durch 14 MeV-Neutronen ausgelöste (n, α)-Reaktionen in Si²⁸ und Si²⁹

Von G. ANDERSSON-LINDSTRÖM

Aus dem Physikalischen Staatsinstitut, I. Institut für Experimentalphysik, Hamburg
(Z. Naturforsch. 17 a, 238—241 [1962]; eingegangen am 11. Januar 1962)

Herrn Prof. Dr. H. NEUERT zum 50. Geburtstag gewidmet

Ein Si-Halbleiterzähler wurde mit Neutronen einer Energie von 14,1; 14,4 und 14,6 MeV beschossen und das dabei im Zähler selbst auftretende α -Spektrum aus der Reaktion Si²⁸(n, α)Mg²⁵ registriert. Für die Übergänge zu angeregten Niveaus des Mg²⁵ wurde dabei ein Anregungsenergiebereich von 0 bis 6 MeV ausgemessen. Von der Reaktion Si²⁹(n, α)Mg²⁶ wurde der Übergang zum Grundzustand und zum ersten angeregten Zustand registriert.

Experimentelle Methode

Neutronen von 14,1; 14,4 und 14,6 MeV wurden durch die T(d,n)He⁴-Reaktion mit einer 100 keV-Beschleunigungsanlage erzeugt. Die Variation der

Neutronenenergie geschah dabei durch Wahl des Winkels zwischen Deuteronenstrahl und Beobachtungsrichtung. Die hauptsächlich geometrisch bedingte Energiebreite der Neutronen betrug etwa 100 keV.



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.

Mit diesen Neutronen wurde ein Silicium-Halbleiterzähler vom Typ SD-1-18 der Firma Hughes Aircraft Comp. bestrahlt. Das in diesem Zähler verwendete p-Silicium hat einen spezifischen Widerstand von mehr als 6000 Ω cm. Der Zähler wurde mit einer Sperrspannung von 50 V betrieben und die Impulse mit einem ladungsempfindlichen rauscharmen Vorverstärker, Modell 101 der Firma Oak Ridge Technical Enterprises Corp., und einem nachgeschalteten Linearverstärker verstärkt und auf einem 100-Kanal-Impulshöhenanalysator registriert.

Beim Beschuß des Silicium-Halbleiterzählers mit Neutronen wird man vor allem die Reaktionen im Si²⁸ (Isotopenhäufigkeit 92,17%) erhalten. Die in diesem Isotop möglichen Reaktionen mit Emission geladener Teilchen sind in Tab. 1 zusammengestellt.

Reaktion	Q-Wert in MeV ¹	Maxim. auftretende Teilchenenergie bei $E_n = 14,1$ MeV in MeV
Si ²⁸ (n, p)Al ²⁸	— 3,87	10,23
Si ²⁸ (n, np)Al ²⁷	— 11,59	2,51
Si ²⁸ (n, d)Al ²⁷	— 9,36	4,74
Si ²⁸ (n, t)Al ²⁶	— 16,15	—
Si ²⁸ (n, α)Mg ²⁵	— 2,66	11,44
Si ²⁸ (n, n α)Mg ²⁴	— 9,99	4,11
Si ²⁸ (n, He ³)Mg ²⁶	— 12,12	1,98

Tab. 1. Reaktionen im Si²⁸ (maximal auftretende Teilchenenergie = Energie des emittierten geladenen Teilchens + kinetische Energie des Rückstoßkerns).

Danach sind die Reaktionen Si²⁸(n,p)Al²⁸ und Si²⁸(n, α)Mg²⁵ am wahrscheinlichsten. Mit geringerer Wahrscheinlichkeit sollten die Reaktionen Si²⁸(n,d)Al²⁷ und evtl. Si²⁸(n,n α)Mg²⁴ auftreten, während Si²⁸(n,np)Al²⁷ wegen des hohen negativen Q-Wertes sicher nur einen kleinen Beitrag liefert. Die Reaktion Si²⁸(n,He³)Mg²⁶ ist sehr unwahrscheinlich; Si²⁸(n,t)Al²⁶ bei dieser Neutronenenergie nicht möglich.

Die Eichung eines Halbleiterzählers (Impulshöhe als Funktion der Teilchenenergie) ist nun unabhängig von der Teilchensorte. Beschränkt man sich daher darauf, das α -Spektrum aus der Reaktion Si²⁸(n, α)Mg²⁵ oberhalb einer α -Teilchen-Energie von 5 MeV zu untersuchen, so wird man nach Tab. 1 nur durch die Reaktion Si²⁸(n,p)Al²⁸ gestört. Den

Protonenuntergrund aus dieser Reaktion kann man nun dadurch weitgehend eliminieren, daß man die Sperrschicht des Halbleiterzählers so dünn wählt, daß sie kleiner ist als die Reichweite von 5 MeV-Protonen. In diesem Fall verlieren die höher energetischen Protonen nur eine Energie kleiner als 5 MeV, verursachen also einen kleineren Impuls als 5 MeV-Protonen. Im hochenergetischen Teil des Spektrums ergibt sich dann nur ein Untergrund durch solche Protonen, deren Bahn nicht senkrecht verläuft, wie oben vorausgesetzt, sondern vollständig in der Sperrschicht. Der Raumwinkel, und damit die Wahrscheinlichkeit für einen derartigen Untergrund ist aber bei dünner Sperrschicht verhältnismäßig gering.

Der Halbleiterzähler wurde nun bei der besonders günstig gewählten Sperrspannung von 50 V mit den Protonen aus der Reaktion B¹⁰(d,p)B¹¹ bei einer Deuteronenenergie von 500 keV geeicht. Aus dieser Messung ergab sich, daß die Dicke der Sperrschicht einer Reichweite von 4,8 MeV-Protonen entspricht. Die dazu äquivalente α -Teilchenenergie ist 19,2 MeV; sie ist damit wesentlich größer als die in der Reaktion Si²⁸(n, α)Mg²⁵ maximal auftretende Energie von 11,4 MeV, so daß das α -Spektrum nur wenig durch Randeffekte gestört ist.

Messungen

1. Messung des Si²⁸(n, α)Mg²⁵-Spektrums

Zunächst wurde das Energiespektrum für die Reaktion Si²⁸(n, α)Mg²⁵ bei den Neutronenenergien 14,1; 14,4 und 14,6 MeV aufgenommen (Abb. 1). Als Energiemaßstab wurde die bekannte Anregungsenergie im Mg²⁵-Folgekern gewählt. Die relative Intensität ist jeweils normiert auf gleiche Gesamtintensität des Spektrums im Bereich 0–6 MeV Anregungsenergie des Mg²⁵. Die Energieauflösung beträgt etwa 200 keV und setzt sich etwa je zur Hälfte aus der Neutronenenergieauflösung und der Auflösung des Halbleiterzählers zusammen. Die Pfeile bezeichnen mögliche Übergänge zu Niveaus im Mg²⁵ (siehe Anm. ²). Der Übergang zum Grundzustand und den ersten vier angeregten Zuständen im Mg²⁵ ist jeweils gut aufgelöst. Die relativen Intensitäten ändern sich jedoch erheblich. Die Übergangswahrscheinlichkeit zum vierten angeregten Zustand ist bei 14,1 MeV

¹ J. ASHBY u. C. CATRON, UTRL 5419 [1959].

² S. HINDS, H. MARCHANT u. R. MIDDLETON, Proc. Phys. Soc., Lond. **78**, 473 [1961].

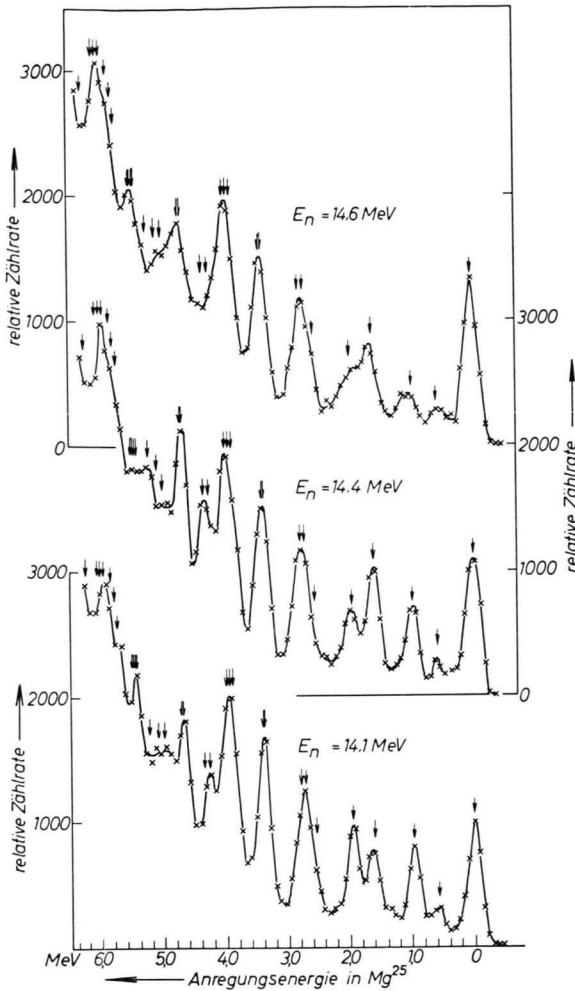


Abb. 1. $\text{Si}^{28}(\text{n}, \alpha)\text{Mg}^{25}$ -Teilchenspektrum bei 14,1; 14,4 und 14,6 MeV Neutronenenergie. Die eingezeichneten Pfeile bezeichnen Niveaus im Mg^{25} -Folgekern.

Neutronenenergie noch größer als die zum dritten angeregten Zustand von Mg^{25} ; bei 14,4 MeV hat sich das Verhältnis etwa umgekehrt, und bei 14,6 MeV ist es schließlich so klein, daß der zum vierten angeregten Niveau von Mg^{25} gehörige peak nicht mehr aufgelöst wird. Die Übergangswahrscheinlichkeit zum zweiten angeregten Niveau von Mg^{25} ändert sich von 14,1 bis 14,6 MeV Neutronenenergie ebenfalls sehr stark. Als weiteres Beispiel sei noch der offenbar zu zwei Niveaus bei 4,27 und 4,35 MeV gehörige peak erwähnt, dessen Intensität bei 14,4 MeV Neutronenenergie ein Maximum zu haben scheint, der aber bereits bei 14,6 MeV Neutronenenergie nicht mehr aufgelöst wird.

Das Spektrum bei 14,1 MeV läßt sich mit dem

von DEUCHARS und LAWRENCE³ bei 14,03 MeV gemessenen vergleichen. Die Übereinstimmung ist im Bereich 0 bis 6 MeV befriedigend.

2. Messung von $\text{Si}^{29}(\text{n}, \alpha)\text{Mg}^{26}$

Außer Si^{28} mit 92,17% sind im natürlichen Sili- cium die Isotope Si^{29} mit 4,71% und Si^{30} mit 3,12% vorhanden. Die (n, α)-Reaktionen an diesen Isotopen haben die Q-Werte

$$-0,021 \pm 0,021 \text{ MeV für } \text{Si}^{29}(\text{n}, \alpha)\text{Mg}^{26}$$

und

$$-4,193 \pm 0,021 \text{ MeV für } \text{Si}^{30}(\text{n}, \alpha)\text{Mg}^{27}.$$

Damit beträgt die maximale Teilchenenergie für die erstgenannte Reaktion etwa 14,1 MeV, während für die zweite maximal 9,9 MeV bei 14,1 MeV Neutronenenergie zur Verfügung stehen. Wegen der geringen Isotopenhäufigkeit erwartet man von diesen Reaktionen nur einen Beitrag zum Untergrund im gemessenen Spektrum der Reaktion $\text{Si}^{28}(\text{n}, \alpha)\text{Mg}^{25}$. Der Übergang zum Grundzustand und zum ersten angeregten Zustand (1,805 MeV) in der Reaktion

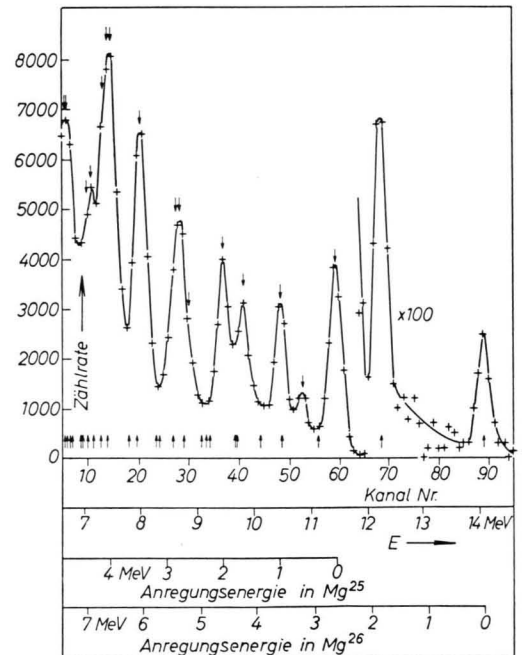


Abb. 2. $\text{Si}^{28}(\text{n}, \alpha)\text{Mg}^{25}$ und $\text{Si}^{29}(\text{n}, \alpha)\text{Mg}^{26}$ -Teilchenspektrum bei 14,1 MeV Neutronenenergie. Die oben eingezeichneten Pfeile bezeichnen Niveaus im Mg^{25} -Folgekern, die unten eingezeichneten solche im Mg^{26} -Folgekern.

³ W. M. DEUCHARS u. G. P. LAWRENCE, ANU-P/237 [1961]; Nature, Lond. **191**, 995 [1961].

Si²⁹(n, α)Mg²⁶ führt dagegen zu Energien 14,1 und 12,2 MeV. Diese sind größer als die maximal in der Reaktion Si²⁸(n, α)Mg²⁵ auftretende Energie von 11,4 MeV und sollten daher noch zu registrieren sein. Deshalb wurde nochmals das α -Spektrum im Zähler registriert, diesmal aber bis zu 14,5 MeV Teilchenenergie (Abb. 2). Die oben in das Spektrum eingezeichneten Pfeile bezeichnen wiederum mögliche Übergänge zu Niveaus im Mg²⁵ aus der Reaktion Si²⁸(n, α)Mg²⁵, die unten eingezeichneten Pfeile bezeichnen solche Übergänge zu Niveaus im Mg²⁶ (siehe Anm. ²) aus der Reaktion Si²⁹(n, α)Mg²⁶. Der Übergang zum Grundzustand und ersten angeregten Zustand von Mg²⁶ ist hier gut zu erkennen. Für die relativen Wirkungsquerschnitte ergibt sich daraus für den Übergang zum Grundzustand

$$\frac{\sigma_{\text{Si}^{28}(\text{n}, \alpha) \text{Mg}^{25}}}{\sigma_{\text{Si}^{29}(\text{n}, \alpha) \text{Mg}^{26}}} = 8,5 \pm 15\%.$$

Es sei noch darauf hingewiesen, daß der Untergrund aus der Reaktion Si²⁹(n, α)Mg²⁶ im Spektrum Si²⁸(n, α)Mg²⁵ trotz der geringen Isotopenhäufigkeit besonders im Bereich niedrigerer Teilchenenergien nicht zu vernachlässigen ist. Hier ist bei gleicher Teilchenenergie die Niveaudichte im Mg²⁶-Folgekern der Reaktion Si²⁹(n, α)Mg²⁶ bereits wesentlich größer als die im Mg²⁵-Folgekern der Reaktion Si²⁸(n, α)Mg²⁵.

Die begonnenen Arbeiten sollen ausgedehnt werden auf Neutronenenergien bis 19,6 MeV. Außerdem wird versucht, sowohl die Neutronenenergieauflösung als auch die Auflösung des Halbleiterzählers wesentlich zu verbessern.

Herrn Prof. Dr. H. NEUERT danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit. Für die Überlassung des Silicium-Halbleiterzählers bin ich Herrn Dr. H. J. STUCKENBERG vom Deutschen Elektronen-Synchrotron, Hamburg, zu Dank verpflichtet.

Niederenergetische γ -Strahlung beim Einfang thermischer Neutronen in Rhodium*

Von GERD BUSCHHORN

Aus dem Laboratorium für Technische Physik der Technischen Hochschule München

(Z. Naturforschg. 17 a, 241—248 [1962]; eingegangen am 19. Januar 1962)

The low-energetic capture γ -ray spectrum of Rh¹⁰⁴ was investigated by means of a 4.6 m-bent-crystal spectrometer in DuMond-arrangement. For 39 γ -rays in the range from 20 to 400 keV, the energies and absolute intensities (relative to 100 neutron captures) were determined. An improved intensity calibration of the spectrometer showed the energy-dependence of the integrated reflection coefficient for the (101)-planes of the 3 mm thick quartz-crystal in the second diffraction order to be $E^{-1.025 \pm 0.03}$ in the energy range from 100 to 470 keV.

Decay-time measurements showed that besides the well known 51.4 keV-E1- γ -transition, a second transition with 97.1 keV also decays with the Rh^{104m} half-life of 4.4 min. This 97.1 keV- γ -ray corresponds to the transition from the second excited Rh¹⁰⁴-level to the ground state. Several Ritz-combinations confirm this conclusion and improve the low-energy level-scheme of Rh¹⁰⁴.

In der vorliegenden Arbeit werden die von SCHULT¹⁻³ begonnenen Untersuchungen der beim Einfang langsamer Neutronen entstehenden niederenergetischen γ -Strahlung fortgeführt. Es wurde Rhodium untersucht, das in seiner natürlichen Form nur aus dem Isotop Rh¹⁰³ besteht, aus dem durch Neutroneneinfang der u-u-Kern Rh¹⁰⁴ gebildet wird.

Bei den u-u-Kernen sind komplizierte γ -Spektren zu erwarten, deren Verständnis i. allg. große Schwierigkeiten bereitet. Die Ordnungszahl von

Rhodium ist mit $Z=45$ aber noch relativ niedrig, so daß man mit einer noch nicht allzu großen Niveaudichte rechnen kann. Der Einfangquerschnitt von Rhodium für langsame Neutronen ist mit 156 barn für die experimentelle Untersuchung günstig hoch. Besonderes Interesse bietet die Existenz eines Isomers (Rh^{104m}; 4,4 min). Man wird außerdem erwarten dürfen, daß die Untersuchung der Reaktion Rh¹⁰³(d,p)Rh¹⁰⁴ Energiewerte für die Terme von Rh¹⁰⁴ liefert, die zwar nicht sehr genau sein können, die Einordnung von γ -Linien aber doch erleichtern.

* Dissertationsauszug, Techn. Hochsch. München 1961.

¹ O. SCHULT, Z. Phys. **158**, 444 [1960]; Kerntechnik **2**, 223 [1960].

² O. SCHULT, Z. Naturforschg. **16 a**, 927 [1961].

³ J. T. WASSON, Z. Naturforschg. **15 a**, 276 [1960].