

berechnete Teilchenstrom um einen Faktor zwei und mehr kleiner¹⁹.

Aus dem Tiefeneffekt der Aktivität Schlüsse zu ziehen, scheint schwierig, da die ursprüngliche Größe der Meteorite meist unsicher ist und nur in wenigen Fällen²⁰ gut abgeschätzt werden kann. Außerdem werden die Effekte in Oberflächennähe durch die Rindenbildung beeinträchtigt.

Zur Abschätzung des Strahlungsalters liegen He³-Werte bisher nur für die Meteorite Ramsdorf und Breitscheid vor. Vergleicht man den He³-Gehalt von $0,92 \cdot 10^{13}$ Atomen/g für den Breitscheid mit seinem Tritium-Wert, so erhält man ein Strahlungsalter von 12 Ma (Direktproduktion von He³ nach ZÄHRINGER)²¹, bzw. 20 Ma (Direktproduktion von He³ nach MARTIN et al.)²². Für Ramsdorf mit $8,2 \cdot 10^{-8}$ cm³/g He³ sind die entsprechenden Alterswerte 4, bzw. 7 Ma.

Neuerdings wurden bei 600 MeV T- und He³-Erzeugungsquerschnitte²³ an verschiedenen Elementen gemessen, die auch in Steinmeteoriten vorkommen. Für Eisen und Aluminium ergibt sich ein etwas höherer Wert für die Tritium-Erzeugung, dagegen ist der He³-Wirkungsquerschnitt im Si und Mg größer. Diese Messungen bei 600 MeV weisen darauf hin, daß für Steinmeteorite eher der Wert von SCHAEFFER und ZÄHRINGER anzuwenden ist als der alte Wert von MARTIN et al. Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für He³/T dürfte für die Steinmeteoriten zwischen 1 und 1,5 liegen. Mit diesem Wert für die Direktproduktion der beiden Isotope, erhält man für Breitscheid ein Strahlungsalter

zwischen 18 und 14,5, für Ramsdorf ein solches von 6–4,8 Ma.

Dem Strahlungsalter der Meteorite kann das Kalium-Argon-Alter der Meteoritensubstanz gegenübergestellt werden. Dies ist die Zeit, während der das Argon aus dem radioaktiven Zerfall des Kaliums im Meteoriten angesammelt wurde. Bei den meisten Meteoriten liegt dieses Alter zwischen 3 und 4 Milliarden Jahren. Kalium-Argon-Bestimmungen wurden nur an Breitscheid und Ramsdorf durchgeführt. Während das Kalium-Argon-Alter beim ersten 3,3 Milliarden Jahre²⁴ beträgt, hat Ramsdorf neben seinem niedrigen Strahlungsalter auch auffallend wenig Argon, was zu einem Alter von nur 370 Ma führt. Eine Diskussion der Verhältnisse ist nur möglich unter Einbeziehung der Ergebnisse von Diffusionsmessungen²⁵, dies soll jedoch einer späteren Mitteilung vorbehalten werden.

Der generelle Unterschied zwischen Strahlungsalter und Alter der Meteoritensubstanz (Kalium-Argon-Alter) kann dadurch erklärt werden, daß die Meteorite erst lange nach der Bildung ihrer Substanz aus einem größeren Objekt herausgebrochen sind.

Die Autoren möchten Herrn Professor Dr. W. GENTNER für seine Anregung und sein großes Interesse an dieser Arbeit ihren Dank aussprechen. Ebenfalls möchten wir für die Unterstützung danken, die uns von Direktor K. R. DAWSON, Prof. Dr. E. L. KRINOW, Dr. med. K. MEISOHLE, Prof. Dr. O. L. NICOLAYSEN, Prof. Dr. J. ORCEL und Prof. Dr. F. A. PANETH durch Überlassen von Meteoritenproben zuteil wurde.

¹⁹ G. R. MARTIN (Geochim. Cosmochim. Acta **3**, 288 [1952]). G. R. MARTIN zeigt, daß von der Ultrastrahlung produziertes Helium in einem Meteoriten von 15 cm post-atmosphärischem Radius und einer geozentrischen Geschwindigkeit von 20 km/sec. im Zentrum $16 \cdot 10^{-6}$ cm³ He/g, bei einem Meteoriten mit 5 cm post-atmosphärischem Radius $38 \cdot 10^{-6}$ cm³ He/g, enthalten sind.

²⁰ E. L. FIREMAN, Nature, Lond. **181**, 1725 [1958].

²¹ O. A. SCHAEFFER u. J. ZÄHRINGER, Z. Naturforschg. **13 a**, 346 [1958].

²² G. R. MARTIN, K. I. MAYNE, S. J. THOMPSON u. G. WARDLE, Phil. Mag. **45**, 410 [1954].

²³ J. ZÄHRINGER, persönliche Mitteilung.

²⁴ H. KÖNIG u. H. WÄNKE, Geochim. Geophys. Acta **17**, 350 [1959].

²⁵ H. FECHTIG, Diffusionsverluste von Argon in Gesteinen, Geochim. Cosmochim. Acta, im Druck.

Über den Einzelnachweis von β -Teilchen mit Germanium- und Silicium-Flächendioden

Von H. D. ENGLER

Forschungslaboratorium der Siemens-Schuckertwerke AG
Erlangen

(Z. Naturforschg. **15 a**, 82–84 [1960]; eingegangen am 24. Dezember 1959)

Die Registrierung von Teilchen hoher spezifischer Ionisation wie α -Teilchen und Protonen mit Hilfe von Halbleiterdioden ist verschiedentlich beschrieben worden¹. Der Einzelnachweis von β -Teilchen bereitet wegen der niedrigen spezifischen Ionisation und der damit verbundenen größeren Reichweite erheblich stärkere Schwierigkeiten. An Spitzendioden wurden β -Impulse von LARK-HOROVITZ und Mitarbeitern beobachtet². Bei Flächendioden kann man sich zunächst dadurch helfen, daß man die β -Teilchen so auf die Diode auftreffen läßt, daß ihre Bahnen vorwiegend in der Ebene des p-n-Über-

ganges verlaufen, jedoch bleibt dieses Verfahren unbefriedigend, weil die jeweils registrierte Impulshöhe hauptsächlich durch den Abstand der Ionisationsspur vom p-n-Übergang gegeben ist, statt überwiegend von der Energie des Teilchens abhängig zu sein. Dadurch wird auch die Größe der effektiven Zählfläche unbestimmt. Durch Einschießen der β -Teilchen senkrecht zur Fläche des p-n-Überganges lassen sich die genannten Nachteile vermeiden, jedoch setzt diese Zählweise genügend große Diffusionslängen der gebildeten Ladungsträger voraus. Durch Behandlung der Einschußfläche kann der Ladungsträgerverlust infolge Oberflächenrekombination dabei eingedämmt werden.

Abb. 1 zeigt den prinzipiellen Aufbau der benutzten Germanium- und Silicium-Dioden: Von legierten Ge-p-

¹ Erstmals von K. G. McKAY, Phys. Rev. **76**, 1537 [1949].

² C. ORMAN, H. Y. FAN, G. J. GOLDSMITH u. K. LARK-HOROVITZ, Phys. Rev. **78**, 646 [1950].



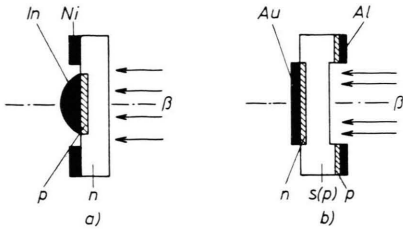


Abb. 1. Aufbau der für β -Zählung hergerichteten Ge- und Si-Dioden. a) Von legierten Ge-p-n-p-Transistoren wurde eine p-Seite weggeätzt, die entstehende Oberfläche zur Rekombinationsverminderung geätzt. Dicke der n-Schicht $200\ \mu$, Durchmesser der Zählfläche ca. 4 mm. b) Von legierten Si-p-s-n-Flächengleichrichtern wurde der p-s(p)-Übergang bis auf einen ringförmigen Rest weggeätzt, die entstehende Oberfläche der schwach dotierten Schicht geätzt. Dicke der s-Schicht $350\ \mu$, Durchmesser der empfindlichen Oberfläche 5 bis 8 mm.

n-p-Transistoren³ (Abb. 1 a) wurde eine p-Schicht so abgeätzt, daß die Basis-n-Schicht (Dicke $200\ \mu$) für die

Bestrahlung frei lag. Um Rekombinationen an dieser Fläche zu vermindern, wurde sie mit CP 4⁴ geätzt. In ähnlicher Weise wurden von legierten Si-p-s-n-Flächengleichrichtern⁵ (Abb. 1 b) die p-Seiten so abgeätzt, daß jeweils nur ein ringförmiger p-s(p)-Übergang als Kontakt stehen blieb, während die schwach p-dotierte Mittelschicht (Dicke etwa $300\ \mu$) durch die entstandene kreisförmige Zählfläche direkt bestrahlt werden konnte. Wieder wurde die Eintrittsfläche der β -Teilchen zur Rekombinationsverminderung geätzt.

Als β -Quelle diente ein Ti^{204} -Präparat ($E_{\max} = 0,76\ \text{MeV}$). Über einen Arbeitswiderstand von $1,5\ \text{MOhm}$ wurde eine variierbare Spannung in Sperrrichtung an die Dioden gelegt. Die auftretenden Spannungsimpulse wurden mit Hilfe eines Linearverstärkers (maximaler Verstärkungsgrad 80 000-fach) mit wählbaren Anstiegs- und Abfallzeitkonstanten verstärkt und in einem 60-Kanal Impulshöhenanalysator nach Größen sortiert. Gleichzeitig konnten die Ausgangsimpulse des Verstärkers in einem Oszillographen beobachtet werden. Mit

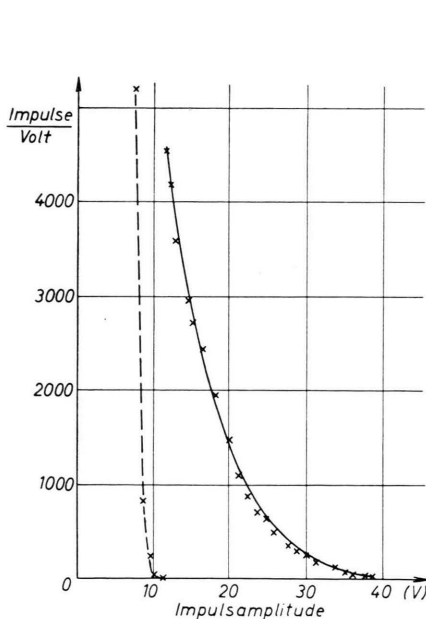


Abb. 2.

Abb. 2. β -Spektrum (Ti^{204}) einer Ge-Diode nach Abb. 1 a, aufgenommen mit etwa 80 000-facher Nachverstärkung ohne Anlegen von Spannung in Sperrrichtung bei Temperatur des flüssigen Stickstoffs. Meßdauer 15 min. Verstärker-Zeitkonstanten: Anstieg $3,2\ \mu\text{sec}$, Abfall $8\ \mu\text{sec}$. — — — Rauschuntergrund. — Impulsspektrum, gewonnen bei 10 V. Vordiskriminierung (abgeschnittener Rauschuntergrund).

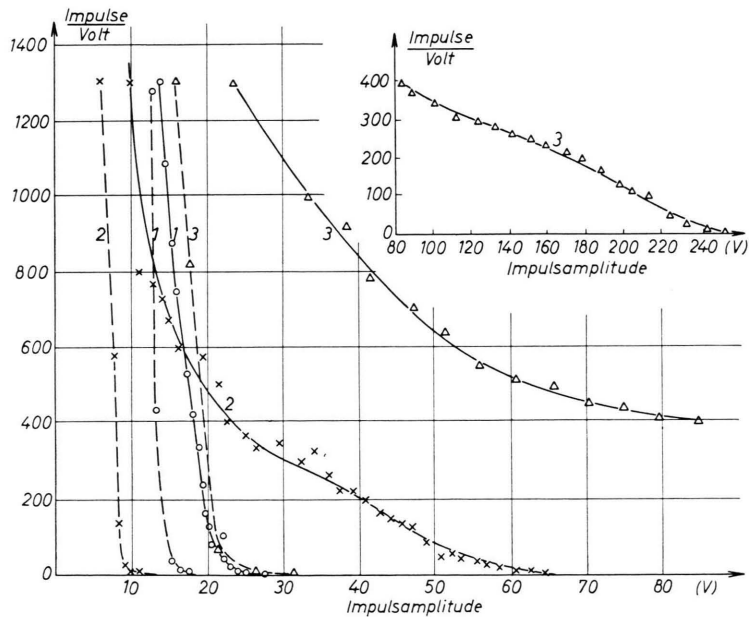


Abb. 3.

Abb. 3. β -Spektren (Ti^{204}) einer Si-Diode nach Abb. 1 b, aufgenommen mit etwa 80 000-facher Nachverstärkung. Meßdauer 15 min. Verstärker-Zeitkonstanten: Anstieg $1,6\ \mu\text{sec}$, Abfall $3,2\ \mu\text{sec}$. — — — Rauschuntergrund. — Impulsspektrum, gewonnen bei abgeschnittenem Rauschuntergrund. 1. Ohne Sperrspannung bei Zimmertemperatur. 2. Ohne Sperrspannung bei Temperatur des flüssigen Stickstoffs. 3. Mit 50 V Spannung in Sperrrichtung bei Temperatur des flüssigen Stickstoffs.

³ Die Germanium-Transistoren wurden freundlicherweise von Herrn Dr. SIEBERTZ und Herrn Dr. WIESNER von der Halbleiterfabrik der Siemens und Halske AG, München, zur Verfügung gestellt.

⁴ Mischung aus Salpetersäure, Eisessig, Flußsäure und Brom.

⁵ Gleichrichter mit schwach dotierter Mittelschicht (s-Schicht), die mir dankenswerterweise von den Herren Dr. SPENKE und Dr. HERLET vom Laboratorium der Zentralwerksverwaltung der Siemens-Schuckertwerke AG, Pretzfeld, überlassen wurden.

einem hinter den Verstärker geschalteten Röhrenvoltmeter wurde der Mittelwert des Rauschens bestimmt. Gemessen wurde sowohl bei Zimmertemperatur als auch bei der Temperatur des flüssigen Stickstoffs.

Abb. 2 gibt das bei Kühlung ohne Spannung aufgenommene Impulsspektrum einer Ge-Diode. Das natürliche β -Energiespektrum des Ti^{204} ist wegen der Ladungsträgerverluste nicht erhalten geblieben⁶, jedoch ist eine für Zählzwecke brauchbare Trennung des β -Impulsspektrums vom Rauschuntergrund vorhanden. Bei Zimmertemperatur ließ sich eine saubere Unterscheidung der β -Impulse vom Rauschuntergrund hier nicht erreichen. Anlegen von Spannung brachte keinen Gewinn im Signal-Rauschverhältnis.

Abb. 3 gibt die aufgenommenen β -Impulsspektren für eine der Si-Dioden bei Zimmertemperatur und bei Kühlung mit und ohne Vorspannung. Eine solche Si-Probe erlaubt also die Registrierung von β -Teilchen ohne Kühlung und ohne Anlegen von Spannung, jedoch läßt sich durch beide Maßnahmen das Signal-Rauschverhältnis deutlich verbessern. Ohne Kühlung bringt das Anlegen von Spannungen wegen des ansteigenden Sperrstromes und der damit verbundenen Rauschzunahme keinen Gewinn. Bei Kühlung ist das ohne Vorspannung gemessene Rauschen überwiegend durch den Verstärker bestimmt. Die in den Bildunterschriften angegebenen

benutzten Verstärkerzeitkonstanten sind so gewählt, daß ein möglichst gutes Signal-Rauschverhältnis beobachtet wurde. Sie lassen erkennen, daß, anders als bei der Zählung von starkionisierenden Teilchen (eingeschossen in der Nähe des p-n-Überganges), bei der Registrierung von β -Teilchen (mit Einschluß senkrecht zur p-n-Übergangsebene) der Vorteil schneller Impulsanstiege infolge der langen Sammelzeiten der gebildeten Ladungsträger verloren geht. Schießt man die β -Teilchen in der p-n-Übergangsebene ein, so lassen sich, dem schnelleren Impulsanstieg entsprechend, kürzere Zeitkonstanten verwenden. Zwischen den einzelnen in gleicher Weise hergestellten Dioden eines Typs bestehen zum Teil deutliche Unterschiede im Zählverhalten. Einige Dioden zeigen auch ein besseres Signal-Rauschverhältnis als in Abb. 3 angegeben. Vor allen Dingen weichen die Rauschdaten bei angelegter Spannung merklich voneinander ab.

Exaktere Aussagen über das β -Zählverhalten von Halbleiterdioden, insbesondere über die Abhängigkeit der Impulsgröße von Teilchenenergie und Einfallrichtung, sollen durch Messungen mit monochromatischen β -Teilchen gewonnen werden.

⁶ Vgl. z. B. E. DER MATEOSIAN u. A. SMITH, Phys. Rev. **88**, 1186 [1952].

Über das Auftreten bestimmter Anregungsenergien in verschiedenen Atomkernen

VON F. EVERLING

Nuclear Data Group, National Academy of Sciences
National Research Council, Washington 25, D.C., USA
(Z. Naturforsch. **15 a**, 84—85 [1960]; eingegangen am 5. Dezember 1959)

Beim Vergleichen von Energieschemata leichter Atomkerne haben wir festgestellt, daß sich einige 0^+ -Anregungsenergien der selbstkonjugierten gg-Kerne sowohl bei benachbarten Kernen als auch im eigenen Niveauschema als Anregungsenergie-Differenzen zwischen zwei Zuständen gleichen Spins und gleicher Parität wiederholen.

Abb. 1 zeigt diese Erscheinung für den 6,06 MeV-Anregungszustand von ^{16}O , wobei einige unsichere Beispiele mitaufgenommen sind, in denen die Spin- und Paritätsmessung noch fehlt.

Die Anregungsenergien mit ihren Unsicherheiten sind der ausgezeichneten Zusammenstellung von AJZENBERG-SELOVE und LAURITSEN¹ entnommen. Sie wurde ergänzt durch die beiden kürzlich entdeckten^{2,3} Niveaus ^{16}O (13,050 MeV, 2^+) und ^{20}Ne (0,65 MeV). Die von den Experimentatoren nicht angegebenen Unsicherheiten von ^{16}O (13,050 MeV), ^{17}F (6,15 MeV) und ^{17}F (6,6 MeV) wurden zu 10 keV, 30 keV und 100 keV angenommen.

Da diese wenigen Beispiele nicht ausreichen, um eine

allgemeine Regel zu belegen, haben wir Vorhersagen herangezogen, die sich auf Grund linearer Beziehungen zwischen der Bindungsenergie angeregter Kerne und der Massenzahl⁴ machen lassen. Beispielsweise liegt der in Abb. 1 enthaltene Zustand ^{20}Ne (0,65 MeV) auf einer ungefähren Geraden, die durch ^{14}N (2,312 MeV, 0^+), ^{16}O (6,056 MeV, 0^+), ^{24}Mg (Grundzust., 0^+) und ^{28}Si (Grundzust., 0^+) gebildet wird. Danach darf man wohl annehmen, daß dieser Zustand ebenfalls den Spin 0^+ hat. Dadurch wird die in Abb. 1 angenommene Zusammengehörigkeit mit dem 6,745 MeV, 0^+ -Zustand unterstützt. Mit Hilfe der linearen Beziehungen war es

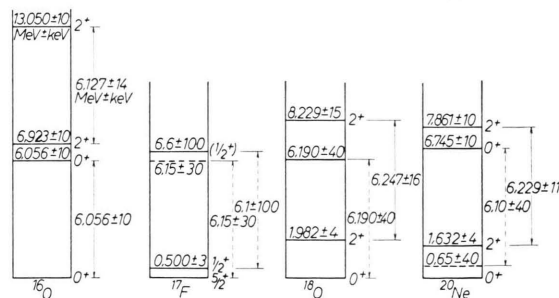


Abb. 1. Beispiele für das Auftreten der ^{16}O (6,06 MeV, 0^+)-Anregungsenergie in verschiedenen Kernen. Die Energien sind in MeV \pm keV angegeben. Unsichere Beispiele mit einer fehlenden Spin- und Paritätsmessung oder zweifelhafter Existenz eines Niveaus sind durch gestrichelte Pfeile gekennzeichnet.

¹ F. AJZENBERG-SELOVE u. T. LAURITSEN, Nucl. Phys. **11**, 1 [1959].

² D. F. HEBBARD, private Mitteilung (Oktober 1959), wird veröffentlicht (1960).

³ S. MORITA u. K. TAKESHITA, J. Phys. Soc., Japan **13**, 1241 [1958].

⁴ F. EVERLING, Z. Naturforsch. **13 a**, 900 [1958].