

Natürliche Radioaktivität von Wolfram

Von W. Porschen und W. Riezler

Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn

(Z. Naturforschg. 8a, 502 [1953]; eingeg. am 3. Juli 1953)

Im Rahmen einer Durchmusterung zahlreicher Elemente nach schwachen α -Aktivitäten mit Hilfe von Kernplatten haben wir bei Wolfram einen positiven Effekt gefunden. Die Methode war praktisch die gleiche, wie wir sie in einer früheren Notiz beschrieben haben¹, nur geschah die Lagerung der getrockneten Platten diesmal bei 5°C. Die Platten wurden mit wäßrigen Lösungen von $\text{Na}_2\text{W}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ (p. A. Merck) oder K_2W_4 (aus $\text{W}_3 \cdot \text{H}_2\text{O}$ reinst und KOH hergestellt) getränkt und 2—4 Monate lang gelagert. Es wurden insgesamt 13 cm² Platten mit 100 μ Schichtdicke durchmustert. Das zusammengefaßte Ergebnis aus 5 verschiedenen Platten ist in Abb. 1 dargestellt. Auf allen Kontrollplatten — als solche können auch die Platten betrachtet werden, die wir bei der Untersuchung anderer Elemente verwendet haben — finden sich keine Spuren mit einer Reichweite, die zwischen der des Samariums und der des Thoriums liegt.

Es zeigt sich deutlich, daß bei sämtlichen mit Wolfram behandelten Platten in dem sonst leeren Intervall zwischen 8 und 13 μ Spurenlänge ein neues Maximum auftritt, das wir einer natürlichen α -Strahlung des Wolframs zuschreiben. Die mittlere Reichweite dieser neuen Teilchengruppe ist in der Emulsion $10,7 \pm 0,24 \mu$. Daraus errechnet sich eine Energie der α -Teilchen von 3,2 MeV. Diese Angabe dürfte auf etwa 5% genau sein. Die Hauptungenauigkeit kommt aus der mangelhaften Kenntnis der Energiereichweitekurve im Plattenmaterial. Als Zerfallskonstante ergibt sich $3,1 \cdot 10^{-18}/\text{Jahr}$. Daraus errechnet sich eine Halbwertszeit von $\alpha \cdot 2,2 \cdot 10^{17}$ Jahren, wenn α die Häufigkeit des für die Aktivität verantwortlichen Isotops ist. Errechnet man nach der Gamow-Formel (2) die Zerfallskonstante für einen α -Strahler mit der Kernladung 74, einer Masse um 180 und einer Energie von 3,2 MeV aus unter der Annahme, daß es sich um ein Isotop

mit gerader Massenzahl handelt, so erhält man eine Halbwertszeit von rund $6 \cdot 10^8$ Jahren. Das würde bedeuten, daß die Häufigkeit des aktiven Isotops $\alpha \sim 2,5 \cdot 10^{-9}$ ist. Dieses Resultat gibt natürlich nur eine größenordnungsmäßige Abschätzung. Es bedeutet, daß der Träger der Aktivität ein sehr seltenes, bisher unbekanntes Isotop sein muß. In Analogie zum

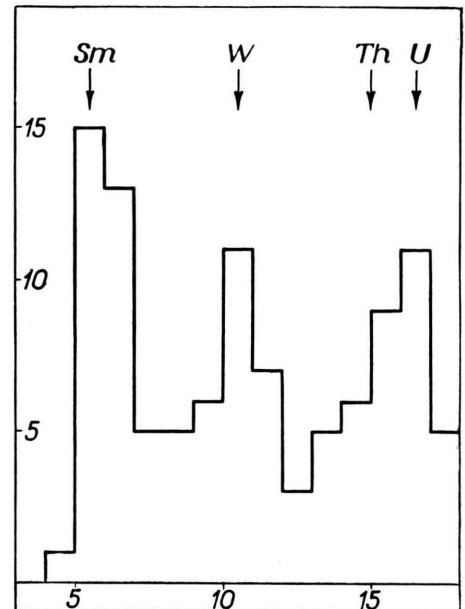


Abb. 1. Reichweitenverteilung der Spuren zwischen 4 und 18 μ in wolfram-getränkten Platten; Ordinate: Zahl der Spuren (Intervall 1 μ); Abszisse: Reichweite in μ .

Isotopenaufbau der Nachbarlemente scheint es uns am wahrscheinlichsten, daß ein leichtes Isotop, z. B. 178, Träger der Aktivität ist. Dieses an sich wohl seltene Isotop würde infolge seiner relativ kurzen Halbwertszeit seit der Bildung der Elemente schon stark verarmt sein.

¹ W. Riezler u. W. Porschen, Z. Naturforschg. 7a, 634 [1952].

² G. Gamow u. C.L. Critchfield, Theory of Atomic Nucleus and Nuclear Energy-Sources, Oxford 1949, Seite 174.

Zur Überwindung der kritischen Energie beim Synchrotron mit starker Fokussierung

Von E. Bodenstedt

Physikalisches Institut der Universität Bonn

(Z. Naturforschg. 8a, 502—503 [1953]; eingeg. am 13. Juli 1953)

Bei der Anwendung des neuen, von Courant, Livingston und Snyder vorgeschlagenen Fokussierungsprinzips¹ entsteht für die Phasenstabilisierung gegenüber dem klassischen Synchrotron die Schwierigkeit, daß beim Erreichen einer bestimmten kritischen Energie die stabile Gleichgewichtslage der Pha-

senschwingung in die labile übergeht und damit die fokussierende Umgebung der stabilen Gleichgewichtslage in die defokussierende der labilen. Die Differentialgleichung der Phasenschwingung lautet nämlich ohne Berücksichtigung des unwesentlichen Strahlungsdämpfungsliedes nach Bohm und Foldy²:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{E_s}{\omega_s^2 \cdot K} \cdot \dot{\Phi} \right) + \frac{e \cdot V}{2\pi} (\sin \Phi - \sin \Phi_s) = 0,$$

¹ E. D. Courant, M. S. Livingston u. H. S. Snyder, The Strong-Focusing Synchrotron, Physic. Rev. 88, 1190 [1952].



wo im Falle des klassischen Synchrotrons der Wert

$$K = 1 + \frac{n}{1-n} \cdot \frac{c^2}{v_s^2}$$

(n = Exponent des radialen Feldabfalls $B \approx r^{-n}$)

sein Vorzeichen während der ganzen Beschleunigung behält, während im Falle des Synchrotrons mit der neuen Fokussierung der Wert

$$K = 1 + (\alpha - 1) \cdot \frac{c^2}{v_s^2}$$

(zur Definition von α s. l. c.¹; für große Werte von n gilt: $\alpha = 4,85/n$) sein Vorzeichen wechselt bei der Energie

$$E_{\text{Krit.}} = \frac{E_0}{\sqrt{\alpha}}$$

(E_0 = Ruhenergie der Teilchen).

Eine Abschätzung der Lage der kritischen Energie ergibt, daß es bei großen Protonenbeschleunigern nicht möglich ist, während des ganzen Beschleunigungsvorgangs unterhalb dieser kritischen Stelle zu bleiben. Durch Feldfehler erzwungene Schwingungen führen nämlich zu Schwebungsamplituden, die die Größe von n und damit den Wert der kritischen Energie nach oben technisch begrenzen, wie hier nicht näher diskutiert werden soll. Beim Elektronensynchrotron liegt die kritische Energie zwar um einen Faktor 2000 tiefer wegen der kleineren Ruhenergie, jedoch noch nicht tief genug, um in jedem Fall oberhalb einschließen zu können.

Es besteht die folgende Möglichkeit, durch die kritische Energie hindurchzukommen, ohne während der Beschleunigung einen an den Zeitpunkt des Erreichens der kritischen Energie gebundenen Eingriff vorzunehmen (etwa sprunghafte Verschiebung der Senderphase).

Man wendet das Prinzip der neuen Fokussierung auch auf die Phasenstabilisierung an, indem man eine größere, gerade Zahl von Beschleunigungsspalten nimmt und die Phasenlage der Beschleunigungsspannung an den Spalten so einrichtet, daß die Teilchen bei jedem Umlauf die erste Hälfte der Spalte (System

I) im fokussierenden Phasenbereich und die zweite Hälfte der Spalte (System II) im defokussierenden Phasenbereich passieren³, siehe Abb. 1.

Es herrscht dann analog dem Fokussierungsprinzip von Courant, Livingston und Snyder insgesamt dauernd Fokussierung, bei der kritischen Energie vertauschen lediglich das fokussierende und das defokussierende Spaltsystem ihre Rollen.

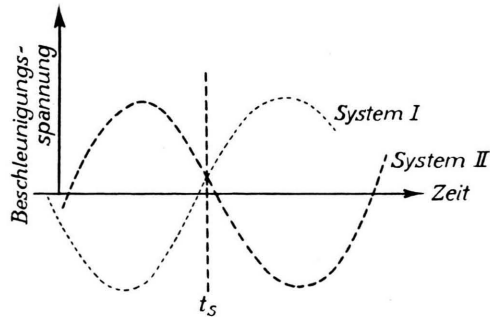


Abb. 1. Phasenlage der Beschleunigungssysteme; t_s = Zeitpunkt, an dem das synchrone Teilchen den Beschleunigungsspalt passiert.

Um bei der neuen Stabilisierung bei den Betatronschwingungen eine starke Fokussierung zu erzielen, verwendet man einen großen Feldgradienten (großes n). Bei der Anwendung des Prinzips auf die Phasenschwingungen erhält man in entsprechender Weise eine genügend starke Phasenfokussierung, wenn man durch Verwendung einer hohen Senderspannung und einer harmonischen Welle hoher Ordnung für eine hinreichend große Steilheit der Spannungszeitkurve in der Umgebung von t_s sorgt. Die hohe Senderspannung hat ein kleines Φ_s zur Folge; dies ist bei der neuen Phasenfokussierung aber gerade die Voraussetzung für eine hinreichende Größe der Maximalamplitude der stabilen Phasenschwingung.

Eine eingehendere Untersuchung der beschriebenen Möglichkeit läßt bis jetzt noch keine ernstlichen Schwierigkeiten erkennen.

² D. Bohm u. L. Foldy, The Theory of the Synchrotron. Physic. Rev. **70**, 249 [1946].

³ Unterhalb der kritischen Energie wird ein Teilchen fokussiert, wenn es beim Passieren der Beschleunigungsspalte ein zeitlich ansteigendes elektrisches

Feld vorfindet; es wird defokussiert, wenn das Feld zeitlich abfällt; oberhalb der kritischen Energie sind die Verhältnisse umgekehrt, d. h. gerade so wie beim klassischen Synchrotron.