

In Tab. 1 sind die aus Abb. 9 folgenden Maximalwerte des Anreicherungsfaktors

$$\beta = [n_S(1 - n_0)]/[n_0(1 - n_S)] \quad (2)$$

für die untersuchten Gemische zusammengestellt. (n_S und n_0 sind die Molenbrüche der kondensierenden Komponente im Strahl- bzw. Ausgangsgas.) Man erkennt eine deutliche Steigerung des Anreicherungsfaktors mit zunehmendem Gehalt an nicht-kondensierender Komponente.

Isotopentrennung bei der Erzeugung kondensierter Strahlen

Für die Anwendung kondensierter Molekularstrahlen bei Kernfusionsexperimenten interessierte die Frage, ob bei Deuterium-Tritium-Gemischen mit einer merklichen Anreicherung des schweren Isotops im kondensierten Strahl zu rechnen ist². Um eine Verseuchung der Apparatur mit dem radioaktiven Tritium zu vermeiden, wurde der Effekt der

Isotopentrennung an einem Gemisch aus 0,2% D₂ und 99,8% H₂ studiert.

Abb. 10 zeigt das Ergebnis. Demnach liegt der mit den Molenbrüchen n_S und n_0 des schweren Isotops im Strahl bzw. Ausgangsgas gebildete Anreicherungsfaktor β [s. Gl. (2)] im untersuchten Bereich des Einlaßdruckes zwischen 3,6 und 2,7.

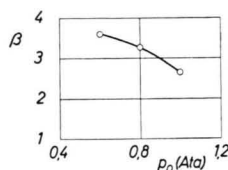


Abb. 10. Der Anreicherungsfaktor β für ein Ausgangsgemisch aus 99,8% H₂ und 0,2% D₂ in Abhängigkeit vom Einlaßdruck p_0 . Versuchsbedingungen wie in Abb. 8 a.

Bei einem Tritium/Deuterium-Gemisch ist entsprechend dem kleineren Massenverhältnis ein kleinerer Anreicherungsfaktor zu erwarten. Der Effekt dürfte dennoch von praktischem Interesse sein.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für eine Sachbeihilfe. Herrn Dr. K. BIER danken wir für wertvolle Diskussionen.

NOTIZEN

Relatives Verhalten der Wirkungsquerschnitte für inelastische Elektronen zur inelastischen Positronenstreuung am Atomkern

Von RUDOLF RODENBERG

Institut für Theoretische Physik der Universität Tübingen *
(Z. Naturforschg. 17 a, 438—439 [1962]; eingegangen am 22. März 1962)

In früheren Arbeiten¹⁻³ (I. II. III.) wurden die totalen bzw. differentiellen Wirkungsquerschnitte für inelastische Elektronen- und Positronenstreuung am Atomkern abgeleitet.

Es soll hier die Energie- und Z-Abhängigkeit und der Einfluß des endlichen ausgedehnten Kerns bei Berücksichtigung der Positronenvernichtung mit Hüllenelektronen angegeben werden von folgenden Größen Δ und $\tilde{\Delta}$ für inelastische Prozesse am Atomkern

$$\Delta = \frac{\sigma_{\bar{e}, \mathcal{N}} - \sigma_{e, \mathcal{N}}}{\sigma_{\bar{e}, \mathcal{N}} + \sigma_{e, \mathcal{N}}}, \quad (1)$$

$$\tilde{\Delta} = \frac{(\mathrm{d}\sigma_{\bar{e}, \mathcal{N}}/\mathrm{d}\Omega) - (\mathrm{d}\sigma_{e, \mathcal{N}}/\mathrm{d}\Omega)}{(\mathrm{d}\sigma_{\bar{e}, \mathcal{N}}/\mathrm{d}\Omega) + (\mathrm{d}\sigma_{e, \mathcal{N}}/\mathrm{d}\Omega)}.$$

* Ab 1. 5. 1962: Frankfurt, Institut für Theoretische Physik.

¹ R. RODENBERG, Z. Phys. **158**, 44 [1960].

² R. RODENBERG, Z. Phys. **162**, 347 [1960].

Für elastische Prozesse haben DRELL und PRATT⁴ diese Größe berechnet und

$$\Delta = (Z \alpha/k) G(q^2) \quad (2)$$

erhalten (Z : Kernladungszahl, k : Elektronen- bzw. Positronenenergie, q^2 : Viererimpulsübertragung). G ist eine Funktion, die nur von der Kernladungsverteilung abhängt und für Punktladungen gleich q^2 ist. Die $1/k$ -Abhängigkeit zeigt, daß die Differenz zwischen elastischer Positronen- und Elektronenstreuung wächst mit fallender Energie. Nach¹⁻³ ist

$$\Delta = \tilde{\Delta}. \quad (3)$$

Zur Berechnung von Δ benutzen wir die Resultate aus¹ und³ zu

$$\sigma_{e, \mathcal{N}} = A \delta(Z) |{}_2F_1(1 + i n_1^-, -i n_2^-; 1; z)|^2 \quad (4)$$

und

$$\sigma_{\bar{e}, \mathcal{N}} = \bar{A} \delta(Z) |{}_2F_1(1 - i n_1^+, i n_2^+; 1; z)|^2$$

mit

$$A = R_{B.N.}^{I, \tau}(E_1, W) R_K(E_1, Z, \vartheta, W), \quad (5)$$

$$\bar{A} = R_{B.N.}^{I, \tau}(E_1^+, W^+) \bar{R}_K(E_1^+, Z, \vartheta, W^+).$$

Sieht man von der Vernichtung der Positronen mit Hüllenelektronen ab, so ist außer der Invarianz der BORN-

³ R. RODENBERG, Z. Phys. **166**, 439 [1962].

⁴ S. D. DRELL u. R. H. PRATT, Phys. Rev. **125**, 1394 [1962].
(Priv. Mitt. von Prof. W. C. BARBER, Stanford, Calif.)



schen Näherung gegenüber Ladungskonjugation⁵ auch die Kernkorrektur $\bar{R}_K = \bar{R}_K$ und damit

$$\bar{A} = A. \quad (6)$$

Für den Fall der Positronenvernichtung liefert $\bar{A} \neq A$ in Δ gerade die Funktion $\tilde{G}(q^2)$ für inelastische Prozesse. Benutzt man außerdem die in¹ angegebene Entwicklung der ${}_2F_1$ -Funktion [Gl. (46 a)] und bricht nach dem ersten Glied ab, benutzt also nur die erste COULOMBSche Korrektur zur BORNschen Näherung, so ist:

$$\Delta = (1 - \varrho)/(1 + \varrho) \quad \text{mit} \quad \varrho = \delta/\bar{\delta}. \quad (7)$$

Mit δ und $\bar{\delta}$ nach (III. 9) und (III. 8b) hat man näherungsweise

$$\Delta \sim \pi Z \alpha [(1/\beta_1^\pm) + (1/\beta_2^\pm)] \quad (8)$$

und bei Berücksichtigung der Positronenvernichtung

$$\Delta \approx \pi Z \alpha [(1/\beta_1^\pm) + (1/\beta_2^\pm)] \tilde{G}(q^2) \quad (9)$$

mit

$$\beta = 1/\sqrt{1 - \varepsilon^2}; \quad \varepsilon = E/m$$

für inelastische Prozesse und damit dasselbe bereits von DRELL und PRATT bei elastischen Prozessen vorausgesagte Verhalten⁶.

⁵ P. ROMAN, *Theory of Elementary Particles*, Amsterdam, North-Holland Publishing Company 1960, S. 283/284, und die dort zitierte Literatur.

⁶ Herrn Prof. W. C. BARBER danke ich herzlich für die private Mitteilung, daß Gl. (9) von seiner Arbeitsgruppe bereits experimentell bestätigt wurde.

Die Spektren der Photoneutronen aus den Reaktionen $C^{12}(\gamma, n)C^{11}$ und $O^{16}(\gamma, n)O^{15}$ *

VON H. FUCHS, D. HAAG, K. H. LINDENBERGER
und U. MEYER-BERKHOUT

I. Physikalisches Institut der Universität Heidelberg
(Z. Naturforsch. 17 a, 439—441 [1962]; eingegangen am 31. März 1962)

Photoneutron energy spectra and yields from carbon and oxygene were measured using 31 MeV bremsstrahlung. The neutrons were detected via the recoil protons in a stilbene crystal. The energy spectrum of the photoneutrons from the $O^{16}(\gamma, n)$ -reaction shows pronounced structure.

Es wurden die Energiespektren der Neutronen aus den durch 31 MeV-Bremsstrahlung ausgelösten Reaktionen $C^{12}(\gamma, n)C^{11}$ und $O^{16}(\gamma, n)O^{15}$ untersucht. Als Targets dienten Graphit bzw. Wasser, als Spektrometer ein Stilben-Scintillationszähler, in dem die Neutronen über die Rückstoßprotonen nachgewiesen wurden. Die Größe des Stilben-Kristalls betrug $1'' \times \frac{1}{2}'' \phi$. Die Arbeitsweise des Spektrometers entspricht einem Vorschlag von BROEK und ANDERSON¹. Dabei werden alle Winkel zwischen Neutron und Rückstoßproton zugelassen. Die Energieverteilung der einfallenden Neutronen ergibt sich im wesentlichen durch eine Differentiation des Energiespektrums der Rückstoßprotonen. Das Auswertungsverfahren ist im einzelnen bei BROEK und ANDERSON¹ beschrieben. Der Nachweis der Neutronen in dem sehr intensiven Untergrund an γ -Strahlung wurde durch Anwendung des Verfahrens der Impulsformdiskrimination¹⁻³ ermöglicht. Messungen zeigten, daß Rückstoßprotonen mit Energien oberhalb von 1,5 MeV

stets registriert und einwandfrei von γ -Impulsen getrennt wurden. Das Spektrometer wurde mit Hilfe einer Po-Be-Neutronenquelle erprobt und geeicht. Die Form der gemessenen Po-Be-Neutronenspektren ist in ausgezeichnete Übereinstimmung mit den von MURRAY⁴ und von WHITMORE und BAKER⁵ publizierten Kurven. Eine Abschätzung des Auflösungsvermögens des Spektrometers ergab, daß die Halbwertsbreite für 10 MeV-Neutronen etwa 5% beträgt.

Zwei bei Bestrahlung von Graphit erhaltene Neutronenspektren sind in Abb. 1 a und b dargestellt. Darüber hinaus wurde die absolute Ausbeute $Y_n(E_n > 2,5 \text{ MeV})$ an Photoneutronen mit Energien oberhalb von 2,5 MeV abgeschätzt. Die für die Abschätzung erforderliche Winkelverteilung der Photoneutronen wurde der Arbeit von EMMA et al.⁶ entnommen. Diese Ausbeute $Y_n(E_n > 2,5 \text{ MeV})$ kann mit der Ausbeute Y_{11} der Reaktion $C^{12}(\gamma, n)C^{11}$ verglichen werden, die durch Absolutzählung der in gleichzeitig bestrahlten Polystyrol-Proben induzierten Aktivität bestimmt wurde. Als Ergebnis des Vergleichs erhält man

$$Y_n(E_n > 2,5 \text{ MeV})/Y_{11} = (0,85 \pm 0,20),$$

wobei der angegebene Fehler im wesentlichen durch die Genauigkeit bestimmt ist, mit der die Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronenspektrometers abgeschätzt werden kann. Da bei einer Bremsspektrumsenergie von 31 MeV die Mehrteilchenprozesse noch nicht wesentlich zur Gesamtausbeute an Photoneutronen beitragen können, folgt daraus, daß wahrscheinlich nur etwa 15%, sicherlich jedoch nicht mehr als 35% der Neutronen aus der $C^{12}(\gamma, n)C^{11}$ -Reaktion mit Energien unterhalb von 2,5 MeV emittiert werden. Das Neutro-

* Vorläufige Ergebnisse dieser Arbeit wurden bereits auf der Tagung des Verb. Dtsch. Physikal. Ges. und der Österr. Physikal. Ges. in Wien im Oktober 1961 vorgetragen (Phys. Verhandl. 9, 206 [1961]).

¹ H. W. BROEK u. C. E. ANDERSON, *Rev. Sci. Instrum.* **31**, 1063 [1960].

² R. B. OWEN, *Nucleonics* **17**, 9, 92 [1959].

³ R. BATCHELOR, W. B. GILBOY, A. D. PURNELL u. J. H. TOWLE, *Nucl. Instrum. Meth.* **8**, 146 [1960].

⁴ R. B. MURRAY, *Nucl. Instrum.* **2**, 237 [1958].

⁵ B. G. WHITMORE u. W. B. BAKER, *Phys. Rev.* **78**, 799 [1950].

⁶ V. EMMA, C. MILONE u. A. RUBBINO, *Phys. Rev.* **118**, 1297 [1960].