

ein solcher Effekt nach den bisher vorliegenden Messungen nicht völlig ausgeschlossen werden.

Wenn sich die hier dargelegte Auffassung weiter bestätigen läßt, wird es möglich sein, die bei der Adsorption eintretende Änderung des Termsystems von Atomen näher zu untersuchen.

Ich danke Herrn Prof. Dr. R. HAUL für Interesse und Förderung dieser Arbeit sowie für ausführliche und wertvolle Diskussionen. — Der Deutschen Forschungsgemeinschaft habe ich für die Bewilligung der Geräte und dem Fonds der Chemie für großzügige Förderung verbindlich zu danken.

Die Energieverteilung schneller Photoneutronen aus Blei*

VON HANS BREUER

Aus dem Max-Planck-Institut für Biophysik, Frankfurt a. M.

(Z. Naturforschg. 17 a, 584—590 [1962]; eingegangen am 5. April 1962)

Es wurde das Spektrum der unter 90° emittierten Photoneutronen aus Blei mit Hilfe eines LiJ-Spektrometers gemessen. Das Spektrum setzt sich aus zwei Anteilen zusammen: Der größte Teil (rund 89% aller emittierten Neutronen) stammt aus der Emission, die mit der Verdampfungstheorie von WEISSKOPF beschrieben werden kann und zeigt eine MAXWELL-Verteilung mit einem Maximum bei 0,9 MeV. 11% aller Neutronen können mit dem sog. „direkten“ Kernphotoeffekt erklärt werden und folgen einer Energieverteilung mit einem Maximum zwischen 4 und 5 MeV.

In den letzten Jahren hat das Photoneutronenspektrum von schweren Kernen zunehmend an Interesse gewonnen. Da es sich hierbei um Neutronen im MeV-Bereich handelt, wurden in erster Linie Photoplatten als Spektrometer benutzt^{1,2}. Das hervorragende Energieauflösungsvermögen der Photoplatte ist allerdings mit einer recht mühsamen Auswertung der Spuren der Rückstoßprotonen verbunden. In der vorliegenden Arbeit wurde versucht, diese mühsame Auswertung zu umgehen; es muß dabei allerdings eine Verschlechterung des Energieauflösungsvermögens in Kauf genommen werden.

Abb. 1 zeigt das Ansprechvermögen verschiedener Meßmethoden als Funktion der Neutronenenergie. Die Darstellung kann keinen Anspruch auf Vollständigkeit erheben, enthält aber die wesentlichen, auf die geringen Intensitäten eines Betatrons abgestimmten Möglichkeiten der Spektrometrie schneller Neutronen. Wie aus Abb. 1 hervorgeht, ist ein Spektrometer auf der Basis der $\text{Li}^6(n,\alpha)\text{T}$ -Reaktion optimal, wenn man von der Photoplatte absehen will.

I. Das Spektrometer

Die $\text{Li}^6(n,\alpha)\text{T}$ -Reaktion ist an verschiedenen Stellen³⁻⁶ beschrieben worden.

Der hier benutzte Spektrometerkristall ist 2 mm dick und hat einen Durchmesser von $1 \times \frac{1}{2}$ inch. Er ist mit

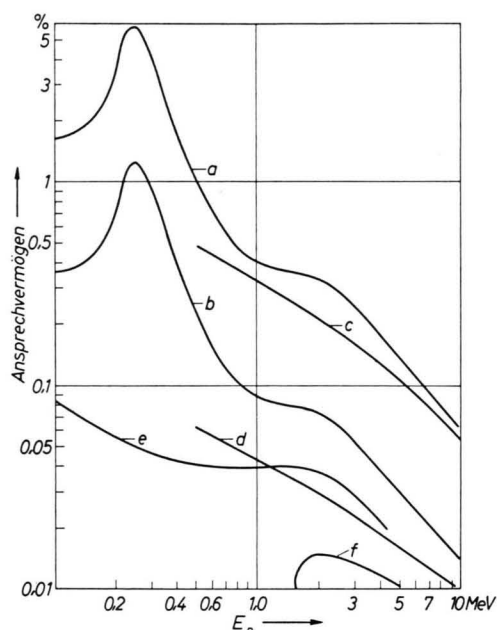


Abb. 1. Vergleich der verschiedenen Methoden zur Spektrometrie schneller Neutronen. (a= Li^6J -Kristall 10 mm dick⁶, b= Li^6J -Kristall 2 mm dick, c=200 μ -Photoplatte, d=Protonenzähler mit Kollimator, e= $\text{He}^3(n,p)$ -Zähler, f=schnelle Koinzidenzen; c, d, e, f nach C. D. SWARTZ, NYO-3863, 1954.

einem 8 cm langen Quarzlichtleiter verbunden (Hersteller: Harshaw Co. Cleveland, Ohio). Es wurde ein nur 2 mm dicker Kristall gewählt, um die durch

* Gewidmet Herrn Prof. Dr. Dr. h. c. Dr. h. c. B. RAJEWSKY zum 25jährigen Bestehen des „Max-Planck-Instituts für Biophysik“.

¹ M. E. TOMS u. W. E. STEPHENS, Phys. Rev. **108**, 77 [1957].

² R. F. ASKEW u. A. P. BATSON, Nucl. Phys. **20**, 408 [1960].

³ G. R. KEEPIN u. J. H. ROBERTS, Rev. Sci. Instrum. **21**, 163 [1950].

⁴ R. B. MURRAY u. J. SCHENCK, Bull. Amer. Phys. Soc. **2**, 296 [1956].

⁵ R. B. MURRAY, Report CF 56-11-5, ORNL, 1956.

⁶ R. B. MURRAY, Nucl. Instrum. **2**, 237 [1958].



γ -Strahlung erzeugten Impulse möglichst klein zu halten. Der Lichtleiter wurde mit Siliconfett an einen RCA 6342 A Multiplier optisch gekoppelt.

Der weitere Aufbau des Meßkopfes geht aus Abb. 2 hervor. Abb. 3 zeigt das elektronische Blockschaltbild. Die Multiplierimpulse gelangten über einen Kathodenfolger (Bauart White) in den linearen Impulsverstärker eines TMC-256-Kanal-Differentialdiskriminators. Die Eichung des Analysators erfolgte durch einen kommerziellen Impulsgenerator (EKAF 1612). Da das Betatron die Strahlung in Impulsen abgibt, wurde der Analysatoreingang nur während des Strahlungsimpulses für 60 μ sec geöffnet. Ein Rechteckgenerator, der von der Störsteuerstufe des Betatrons getriggert wurde, öffnete ein elektrisches Tor, das dann den Analysatoreingang freigab. Zur Überwachung der zeitlichen Koinkidenz von Öffnungsrechteck und Strahlungsimpuls diente ein Elektronik-Oszilloskop. Die Messung der Drift der Elektronik ergab nach einer Aufwärmperiode von 2 Stunden eine Verschiebung, die 0,08% der Impulshöhe pro Stunde entsprach. Da die Meßzeiten sich nur über wenige Stunden erstreckten, konnte die Drift der Elektronik vernachlässigt werden.

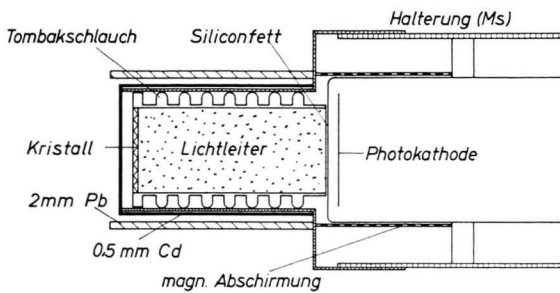


Abb. 2. Spektrometermeßkopf.

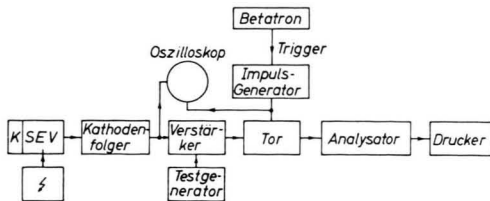


Abb. 3. Elektrisches Blockbild des Spektrometers.

II. Die Energieeichung des Spektrometers

Um die Energie-Impulshöhenbeziehung des Kristalls zu bestimmen, wurde dieser mit Neutronen bekannter Energie bestrahlt. Diese wurden mit Hilfe eines Deuteronengenerators (KÜHN⁷) der Maximalenergie von 120 keV aus den Reaktionen $D(D,n)He^3$ und $T(D,n)He^4$ erzeugt. Die zugehörigen Energien der Neutronen waren 2,5 MeV bzw. 14,4 MeV. Ein dritter Eichpunkt konnte

aus den in Paraffin auf sehr kleine Energien herabmoderierten schnellen Neutronen gewonnen werden. Abb. 4 zeigt die aus den Messungen resultierende Energieeichung für Neutronen. Innerhalb der Fehlergrenzen liegt eine lineare Beziehung vor.

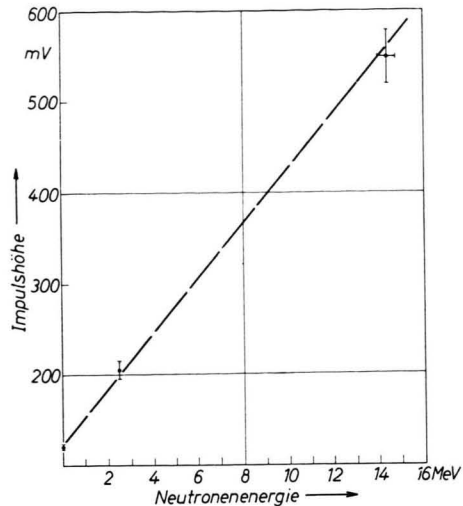


Abb. 4. Energie-Impulshöhen-Beziehung des Spektrometers.

Mit verschiedenen radioaktiven Präparaten wurde die Energie-Impulshöhenbeziehung für γ -Strahlung im Kristall gemessen. Einer Energieabgabe von 2 MeV durch Elektronen im Kristall entspricht einer Impulshöhe von 60 mV; die durch langsame Neutronen erzeugten Impulse haben jedoch bereits eine Höhe von 120 mV.

III. Versuchsaufbau

Als Strahlenquelle diente ein Betatron mit einer Maximalenergie von $(32,5 \pm 0,5)$ MeV. Die Intensität der Bremsstrahlung in 1 m Abstand vom Target war $3 \cdot 10^3$ erg/cm² sec. Die Länge des Strahlungsimpulses bei 32,5 MeV Grenzenergie betrug 300–400 μ sec mit einer Impulsfolgefrequenz von 50 Hz. Die Messungen wurden nur bei der Maximalenergie des Betatrons vorgenommen, da bei kleineren Energien der Strahlungsimpuls nur ca. 5 μ sec lang war und dann die Meßzeiten zu lang wurden.

Abb. 5 zeigt die durch systematische Vorversuche ermittelte optimale Versuchsanordnung. Als Kriterium für die Güte der Versuchsanordnung diente dabei das Verhältnis der gemessenen Neutronenflüsse mit und ohne Photoneutronentarget T.

Die Bremsstrahlung wird am Betatron S durch eine Bleiblende von 20 cm Länge so begrenzt, daß sie am Photoneutronentarget T einen Durchmesser von 5 cm besitzt. B₁ ist eine weitere 12 cm dicke Bleiblende mit einer Bohrung, die größer ist als der Strahldurchmesser. Diese Blende soll diejenigen Neutronen auffangen, die in der strahlbegrenzenden Blende erzeugt werden.

⁷ H. KÜHN, MPI für Biophysik, Frankfurt a. M., nicht veröffentlicht.

Der Strahl passiert dann eine dünnwandige Ionisationskammer I, mit deren Hilfe das zeitliche Integral über die Strahlintensität gemessen werden kann, während die Intensität der Bremsstrahlung mit einer zweiten Ionisationskammer im Betatron selbst kontrolliert werden kann. Danach durchläuft der Strahl eine 1 m dicke Betonwand B_2 von 3 m Höhe, die zur Abschirmung des Detektors D gegen die vom Betatron kommenden Neutronen dient. Diese Abschirmwand B_2 konnte nicht in unmittelbarer Nähe des Betatrons aufgebaut werden, da es die Tragfähigkeit des Bodens an dieser Stelle nicht zuließ. Wie durch Messungen gezeigt werden konnte, erbrachten die parallel zum Strahl aufgebauten Teile von B_2 eine Senkung des Untergrundes im Spektrometerraum um den Faktor 5.

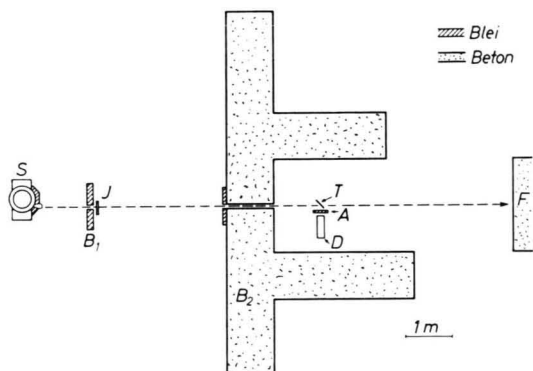


Abb. 5. Versuchsanordnung.

Bei T trifft die Bremsstrahlung ein um 45° gegen den Strahl geneigtes 8 mm dickes Pb-Blech von 5 cm Durchmesser (Neutronentarget). Da das Target 45° gegen den Strahl geneigt ist, wird die wirksame Dicke des Pb-Blechtes 11 mm. Diese Dicke stellt ein Optimum dar zwischen der mit steigender Targetdicke wachsenden Neutronenausbeute und der mit steigender Bleidicke zunehmenden inelastischen Streuung der Neutronen im Target.

Die in T durch Kernphotoeffekt erzeugten Neutronen passieren eine 12 mm dicke Pb-Abschirmung A und treten in den Detektor D ein. Der durch T hindurchgegangene Strahl wird im Strahlfänger F absorbiert.

IV. Photoneutronen unter 90°

a) Der Untergrund

Der von den Meßwerten abzuziehende Untergrund bestand aus drei Anteilen: [Die Photoneutronen aus den Prozessen $(\gamma,2n)$, (γ,np) und $(\gamma,3n)$ haben in erster Näherung die gleiche Energieverteilung wie die Neutronen aus dem (γ,n) -Prozeß und wurden nicht berücksichtigt.]

α . Der natürliche Strahlungsuntergrund: Dieser war zu vernachlässigen, da, bedingt durch die er-

wähnte Torschaltung, bei einer Strahlzeit von 5 Stunden das Spektrometer insgesamt nur 50 sec für Strahlungsimpulse geöffnet war.

β . Die Neutronen, die in den Metallteilen des Betatrons erzeugt wurden und die Abschirmungen passierten oder durch Streuung wieder in das Spektrometer gelangten: Diese Neutronen wurden gemessen, indem bei gleicher Versuchsanordnung das Photoneutronentarget entfernt wurde. Insgesamt betrug dieser Anteil ca. 10% derjenigen Neutronen, die aus dem Pb-Photoneutronentarget emittiert wurden. Diese Untergrundimpulse wurden als negative Impulse im Analysator gespeichert und während der Messungen mit dem Neutronentarget automatisch abgezogen.

γ . Die Neutronen, die sich im direkten Strahl befanden und durch das Photoneutronentarget in den Detektor gestreut wurden: Zur Messung wurde hier an die Stelle des Neutronentargets ein Körper mit gleichen Streueigenschaften (Graphit) gestellt, in dem eine zu vernachlässigende Zahl von Photoneutronen erzeugt wurde. Die Messung ergab, daß dieser Anteil zu vernachlässigen ist (kleiner als 1%).

b) Meßwerte

Das Target wurde 160 min mit Bremsstrahlung der Maximalenergie 32,5 MeV und einem Energiefluß von $3 \cdot 10^3$ erg/sec bestrahlt. Bedingt durch die Torschaltung war der Analysator während der Messung insgesamt 0,475 min für Meßimpulse geöffnet. Die Zahl der analysierten Impulse betrug 58 498.

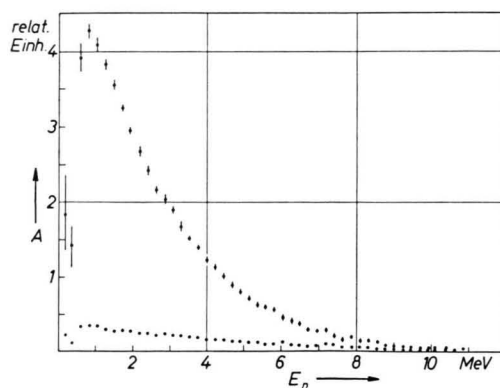
Abb. 6. Zahl der Photoneutronen aus Pb pro Energieintervall A als Funktion der Neutronenenergie E_n .

Abb. 6 zeigt das aus den Messungen resultierende Spektrum der Photoneutronen nach Multiplikation mit dem Wirkungsquerschnitt der $\text{Li}^6(n,\alpha)\text{T}$ -Reak-

tion nach ^{8,9}. Angegeben ist der aus der Zählstatistik resultierende Fehler. Unten in Abb. 6 sind die zugehörigen Untergrundmeßwerte nach IV. α , β , angegeben.

c) Korrekturen an den Meßwerten

α . *Streuung der Photoneutronen an den Wänden des Spektrometerraumes*: Eine einfache Abschätzung zeigt, daß die Zahl der an den Wänden gestreuten Neutronen, die wieder in den Detektor gelangen, etwa 1% aller gemessenen Neutronen war. Dieser Einfluß wurde vernachlässigt.

β . *Streuung der Photoneutronen im Target*: Die elastische Streuung ist hier zu vernachlässigen, da die damit verbundenen Energieverluste maximal 2% der Primärenergie betragen. Berechnet man die Zahl der pro Energieintervall inelastisch gestreuten Neutronen nach ¹⁰ und berücksichtigt die vorliegende Form des Neutronenspektrums, so zeigt sich, daß 2,5% aller im Primärspektrum enthaltenen Neutronen inelastisch gestreut wurden. Die Korrektur am Spektrum wurde durchgeführt unter Berücksichtigung, daß das Spektrum der inelastisch gestreuten Neutronen den gleichen Verlauf wie das Primärspektrum besitzt.

γ . *Streuung der Neutronen in der Pb-Abschirmung vor dem Kristall*: Die elastische Streuung war zu vernachlässigen, da Energieverluste und Streuwinkel sehr klein sind. Die Korrektur für inelastische Streuung wurde analog β durchgeführt, wobei zu berücksichtigen war, daß die Winkelverteilung der inelastisch gestreuten Neutronen isotrop ist.

δ . *Streuung der Neutronen im Quarzlichtleiter*: Die Abschätzung beschränkte sich auf elastische Streuung, da der Wirkungsquerschnitt für inelastische Streuung an Sauerstoff und Silicium erst oberhalb einiger MeV größer als Null wird ¹⁰. Der Anteil der elastisch gestreuten Neutronen, die wieder in den Kristall gelangen konnten, wurde für jeden cm Schichtdicke des Lichtleiters nacheinander berechnet. Es folgte, daß rund 1% aller Neutronen durch eine einmalige Streuung wieder in den Kristall gelangen konnten; für zweimalige Streuung verringerte sich dieser Anteil auf 0,3%. Der Einfluß auf das Neutronenspektrum sollte also gering sein, deshalb wurde er vernachlässigt.

Abb. 7 zeigt das Photoneutronenspektrum nach Anbringung aller Korrekturen. Die ausgezogene Linie stellt den Anteil der Neutronen nach der statistischen Emission dar. Die Bestimmung dieses Anteils wird im Anhang A angegeben.

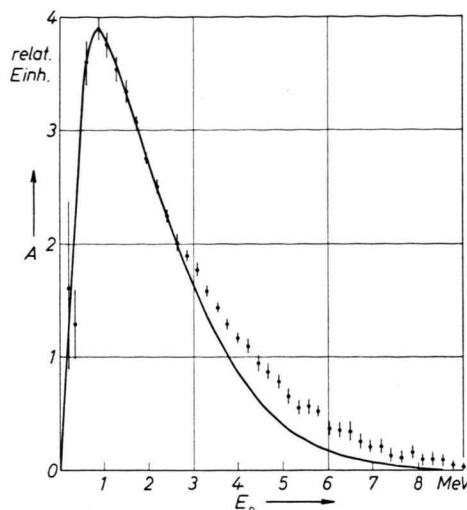


Abb. 7. Spektrum der Photoneutronen aus Pb. Die ausgezogene Linie stellt die Emission nach der statistischen Theorie dar.

V. Das Spektrum der „direkten“ Neutronen

Zieht man von den Meßwerten in Abb. 7 den Anteil der statistisch emittierten Neutronen ab, so erhält man das in Abb. 8 dargestellte Spektrum der „direkten“ Photoneutronen aus Pb. Die Fehlerbalken resultieren aus der Zählstatistik. Der Einfluß, der durch die Unsicherheit des Verlaufs des statistischen Spektrums bedingt ist, ist in den Fehlerbalken nicht enthalten. Ändert man jedoch den in Abb. 7 eingezeichneten Verlauf des Spektrums für statistische Emission innerhalb der Fehlergrenzen, so wird

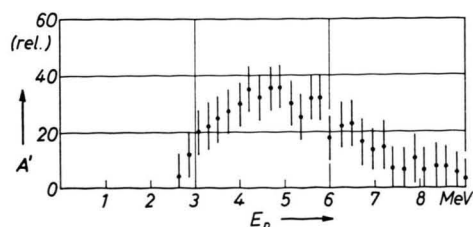


Abb. 8. Spektrum der „direkt“ emittierten Photoneutronen.

⁸ F. L. RIBE, Phys. Rev. **103**, 741 [1956].

⁹ R. B. MURRAY u. H. W. SCHMITT, Phys. Rev. **115**, 1707 [1959].

¹⁰ Neutron Cross Sections, Report BNL 325.

zwar das in Abb. 8 gefundene Maximum der „direkten“ Neutronen flacher, ändert aber seine Lage bei 4–5 MeV nicht. (Im Anhang B wird ein Versuch zur Deutung des Spektrums der „direkten“ Neutronen unternommen.)

Insgesamt wurden 11% aller Photoneutronen aus Pb nach dem sog. „direkten“ Kernphotoeffekt emittiert.

Anhang A:

Methode zur Bestimmung des Spektrums der statistisch emittierten Photoneutronen

Die durch den Kernphotoeffekt erzeugten Neutronen haben eine Energieverteilung, die in erster Näherung mit der Verdampfungstheorie des Compoundkernes¹¹ beschrieben werden kann; nur für den Anteil der energiereichen Neutronen ($E_n > 3$ MeV) erhält man nach dieser Theorie zu kleine Werte. Diese nach der Verdampfungstheorie „überschüssigen“ Neutronen gehören zu den sog. direkten Neutronen, die nach WILKINSON, AGODI und COURANT ohne Compoundkernbildung emittiert werden.

a) Das Verdampfungsspektrum

Nach der Theorie (sog. Verdampfungstheorie) von WEISSKOPF und EWING¹² entsteht beim Eindringen eines energiereichen Photons in den Kern ein angeregter Zwischenkern (Compoundkern). Die Energie des absorbierten Photons verteilt sich statistisch auf alle Nukleonen und führt, bei genügend hoher Anregung, zur Emission eines Teilchens (oder auch eines Photons). In diesem Falle besteht kein direkter Zusammenhang zwischen Absorption und Emission, der angeregte Kern hat sozusagen kein „Gedächtnis“ für den Absorptionsvorgang. Das Spektrum der emittierten Teilchen wird nur wenig von der Energie der eingefallenen Photonen abhängen. Das Spektrum der austretenden Neutronen $N(E_n)$ läßt sich für monoenergetische Photonenstrahlung E_γ nach WEISSKOPF und EWING¹² wie folgt darstellen:

$$N(E_n) = \text{const} \cdot \sigma_C \cdot E_n \cdot \omega_Y(E_r), \quad (1)$$

E_r = Energie des Restkernes = $E_\gamma - E_s - E_n$, E_s = Bindungsenergie des Neutrons, E_γ = Photonenenergie, σ_C = Durchdringungsfaktor¹¹, $\omega_Y(E_r)$ = Niveaudichte des Restkernes.

Für die Niveaudichte kann man als Näherung eine exponentielle Verteilung mit der Kerntemperatur T einführen und erhält dann:

$$N(E_n) = \text{const} \cdot \sigma_C \cdot E_n \cdot \exp(-E_n/T) \quad \text{für } E_n \ll E_\gamma - E_s. \quad (2)$$

Nach BLATT u. WEISSKOPF¹¹ hängt die Kerntemperatur von E_γ und der Massenzahl A ab:

$$T = [E/a(A)]^{1/2}, \quad (3)$$

a als Funktion der Massenzahl ist in¹¹ angegeben.

Abb. 9 zeigt das Photoneutronenspektrum nach Gl. (2) für drei verschiedene Kerntemperaturen und mit σ_C nach BLATT und WEISSKOPF.

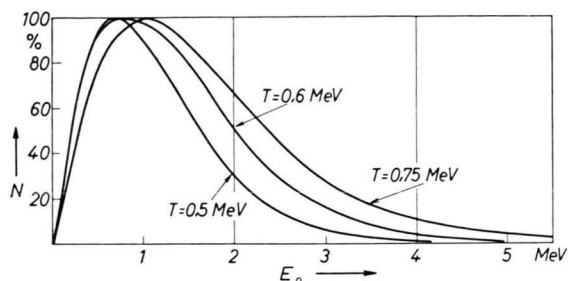


Abb. 9. Durch monoenergetische Photonen erzeugtes Photoneutronenspektrum für verschiedene Kerntemperaturen T .

Wird zur Erzeugung der Neutronen nicht eine monoenergetische Photonenquelle, sondern ein Photonenpektrum benutzt, so muß dieses Spektrum und die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Photonenenergie in Gl. (1) eingeführt werden. Es wird außerdem ein anderer Ansatz für die Niveaudichte des Restkernes benutzt. Dann folgt nach CAVALLARO¹³:

$$N(E_n) = C \cdot \sigma_C \cdot E_n \int_{E_s + E_n}^{E_0} \frac{\omega_Y(E_r) \cdot \sigma_{\gamma, n}(E_\gamma) \cdot N(E_0, E_\gamma)}{E_\gamma - E_n} dE_\gamma, \quad (4)$$

C = Konstante, $N(E_0, E_\gamma)$ = Photonenpektrum mit der Maximalenergie E_0 , $\sigma_{\gamma, n}(E_\gamma)$ = Wirkungsquerschnitt für den (γ, n) -Prozeß, $E_r = E_\gamma - E_s - E_n$ = Energie des Restkernes,

$$\omega_Y(E_r) = \text{const} \cdot \exp \sqrt{\alpha E_r}; \quad \alpha = 1,6 \sqrt{A - 40}.$$

Nimmt man für $\sigma_{\gamma, n}(E_\gamma)$ den Verlauf nach TOMS und STEPHENS¹, das Photonenpektrum nach¹⁴ und σ_C aus¹¹, so erhält man das in Abb. 10 dargestellte Neutronenspektrum für den Prozeß Pb(γ, n).

Um zu prüfen, ob die Gl. (2) eine ausreichende Näherung für Gl. (4) darstellt, trägt man $\ln[N(E_n)/E_n]$ gegen E_n auf.

In Abb. 11 ist Gl. (2) für verschiedene Kerntemperaturen T aufgetragen; die mit a bezeichnete Linie ist nach den Werten aus Abb. 10, d. h. aus Gl. (4) entstanden. (Es sind hier nur die Werte für $E_n > 1$ MeV aufgetragen, da für Neutronenergien > 1 MeV die Abhängigkeit des Neutronenspektrums von der Kerntemperatur T deutlicher erkennbar ist, als für kleinere Neutronenergien.)

¹¹ J. M. BLATT u. V. F. WEISSKOPF, Theoretische Kernphysik, Teubner, Leipzig 1959.

¹² V. F. WEISSKOPF u. D. H. EWING, Phys. Rev. **57**, 473 [1940].

¹³ S. CAVALLARO u. Mitarb., Nuovo Cim. **9**, 736 [1958].

¹⁴ A. S. PENFOLD u. J. E. LEISS, Analysis of Photo Cross Sections, University of Illinois, 1958.

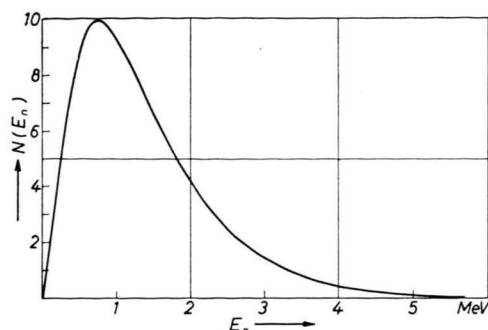


Abb. 10. Spektrum der Photoneutronen aus Pb, erzeugt durch ein 32 MeV-Bremsspektrum.

Man erkennt, daß in dieser Darstellung sowohl Gl. (2) als auch Gl. (4) innerhalb der Darstellungsgenauigkeit als lineare Verteilungen erscheinen. Das nach Gl. (4) berechnete Spektrum entspricht dabei einer Kerntemperatur zwischen 0,5 und 0,6 MeV.

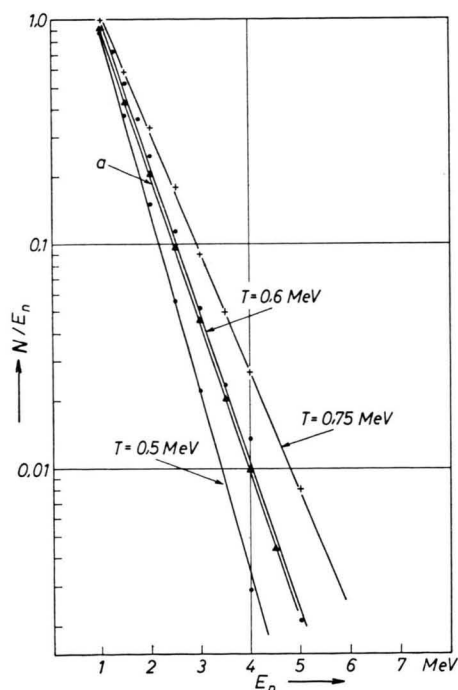


Abb. 11. $\ln N/E_n$ als Funktion der Neutronenenergie E_n .

Hat man aus Experimenten ein Photoneutronenspektrum erhalten, so genügt das Auftragen der Meßwerte wie in Abb. 11 nicht, um die Kerntemperatur T nach Gl. (2) zu erhalten, da in $\ln[N(E_n)/E_n]$ noch der, wenn auch nur wenig, energieabhängige Durchdringungsfaktor σ_C enthalten ist. Die nach Abb. 11 gewonnene Kerntemperatur kann man als „modifizierte“ Kerntemperatur bezeichnen.

Das zu den Meßwerten gehörige Spektrum der nach der Verdampfungstheorie emittierten Neutronen erhält man durch folgende Auswertmethode:

Man trägt halblog. $N(E_n)/E_n$ gegen E_n auf und nähert im Bereich von 1 bis 3 MeV die Meßpunkte durch eine gerade Linie an. (Da die Verdampfungstheorie im Bereich der Photoneutronenspektren bis zu $E_n = 3$ MeV erfahrungsgemäß richtige Werte liefert, werden die so aufgetragenen Meßwerte eine Gerade bilden.) Die Ordinatenwerte dieser Geraden werden mit E_n multipliziert. Trägt man die so gewonnenen Werte für $N(E_n)$ gegen E_n auf, so erhält man das zugehörige Photoneutronenspektrum nach der Verdampfungstheorie. Weichen die experimentellen Ergebnisse für Neutronenenergien > 3 MeV von der gefundenen Verteilung der Verdampfungsneutronen ab, so werden die „überschüssigen“ Neutronen der „direkten“ Emission zugeordnet.

Anhang B:

Überlegungen zum Spektrum der „direkt“ emittierten Photoneutronen aus Blei

Die Energieverteilung der „direkt“ emittierten Neutronen hängt nur von der Energie der möglichen Übergänge ab, die ein hochangeregtes Neutron vornehmen kann. Aus einem solchen hochangeregten Zustand kann das Neutron wieder in den Grundzustand zurückkehren und damit seine Anregungsenergie auf den ganzen Kern übertragen, oder das Neutron wird ohne weitere Wechselwirkung mit dem Kern emittiert.

Für Kerne niedriger Ordnungszahl wurden diese Übergänge berechnet und CORTINI¹⁵ konnte theoretisch und experimentell für Al^{27} ein zweites Maximum im Spektrum der Photoneutronen bei 7 MeV finden, das der „direkten“ Emission zugeordnet wurde. Al^{27} besitzt nach CORTINI einen Wirkungsquerschnitt für den „direkten“ Kernphotoeffekt, der sich vom Wirkungsquerschnitt für den Kernphotoeffekt, der zur statistischen Emission führt, unterscheidet. Nach Überlegungen von WILKINSON¹⁶ für schwere Kerne kann dieser Wirkungsquerschnitt für den „direkten“ Prozeß erst oberhalb (etwa 7 bis 8 MeV) der Reaktionsschwelle für den statistischen Prozeß von Null verschieden sein. Da die Übergänge, die zur „direkten“ Emission aus Blei führen, noch nicht bekannt sind, soll eine Annahme gemacht werden, um den Wirkungsquerschnitt für den „direkten“ Prozeß zu finden.

Wir nehmen an, daß der zur Verdampfungstheorie zugehörige Wirkungsquerschnitt symmetrisch ist. Dann kann man aus dem Verlauf des bekannten Wirkungsquerschnittes σ bis zum Maximum den Verlauf jenseits des Maximums erhalten. In Abb. 12 wurde dieses Verfahren durchgeführt. Man erkennt, daß der Wirkungsquerschnitt für Emission nach der statistischen Theorie $\sigma_{\text{stat.}}$ bei 21 MeV gegen Null geht. Der aus der Differenz zwischen dem gemessenen Wirkungsquerschnitt σ und $\sigma_{\text{stat.}}$ erhaltene Wirkungsquerschnitt wird mit $\sigma_{\text{dir.}}$

¹⁵ G. CORTINI u. Mitarb., Nuovo Cim. **14**, 54 [1959].

¹⁶ D. H. WILKINSON, Physica **22**, 1039 [1956].

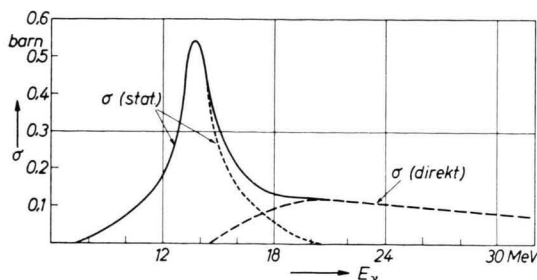


Abb. 12. Konstruktion der Wirkungsquerschnitte für die Emission nach der statistischen Theorie $\sigma_{\text{stat.}}$ und der „direkten“ Theorie $\sigma_{\text{dir.}}$ aus dem gemessenen Wirkungsquerschnitt¹ für den (γ, n) -Effekt in Blei.

bezeichnet. Dieser „direkte“ Wirkungsquerschnitt beginnt bei $E_\gamma = 15$ MeV, d. h. etwa 8 MeV oberhalb des Schwellenwertes für den (γ, n) -Prozeß und erreicht bei $E_\gamma = 20$ MeV ein flaches Maximum. Die in $\sigma_{\text{dir.}}$ enthaltenen Anteile aus den Prozessen $(\gamma, 2n)$, (γ, np) und $(\gamma, 3n)$ sind im Vergleich zum gesamten Wirkungsquerschnitt klein und werden bei dieser näherungsweisen Betrachtung vernachlässigt; das ist in erster Näherung berechtigt, da der gemessene Wirkungsquerschnitt oberhalb des Maximums mit großen Fehlern (bis zu 30%) behaftet ist.

Das Spektrum der „direkt“ emittierten Neutronen kann man aus dem „direkten“ Wirkungsquerschnitt er-

halten, wenn man beachtet, daß der Kern bei diesem Prozeß quasi ein „Gedächtnis“ dafür hat, welche Energie das absorbierte Photon an den Kern abgegeben hat. Das „direkt“ emittierte Neutron trägt dann die gesamte Photonenenergie E_γ abzüglich der Bindungsenergie E_s und einer Energie E_d , die zur Auslösung einer „direkten“ Emission notwendig ist (nach WILKINSON 7 bis 8 MeV).

Für die Energie des Neutrons folgt:

$$E_n = E_\gamma - E_s - E_d. \quad (5)$$

Wird zur Erzeugung der Neutronen keine monoenergetische γ -Linie benutzt, sondern ein Bremspektrum, so gilt Gl. (5) für jedes Photonenenergieintervall.

Als resultierendes „direktes“ Photoneutronenspektrum wäre dann eine breite Verteilung mit einem Maximum bei $E_n = 5$ MeV zu erwarten.

Diese Annahme wird durch die eigenen wie auch durch die Messungen von ASKEW² bestätigt, der im Spektrum der Photoneutronen aus Gold, neben dem aus der Verdampfungstheorie zu erwartenden Maximum bei 1,5 MeV, ein zweites Maximum bei 5 MeV fand.

Herrn Prof. B. RAJEWSKY danke ich für die Überlassung der Arbeit, den Herren Privatdozent Dr. W. POHLIT und Dr. H. KÜHN bin ich für freundliche Unterstützung verpflichtet.

Zur thermischen Ausheilung von Kernrückstoßdefekten in neutronenbestrahlten, kristallinen Ir(IV)- und Os(IV)-Hexahalogen-Komplexen

Von W. HERR, K. HEINE * und G. B. SCHMIDT

Aus dem Institut für Kernchemie der Universität Köln
und der Arbeitsgruppe „Institut für Radiochemie“ der Kernforschungsanlage Jülich
sowie dem Max-Planck-Institut für Chemie (Otto-Hahn-Institut), Mainz
(Z. Naturforschg. 17 a, 590–596 [1962]; eingegangen am 4. März 1962)

The SZILARD-CHALMERS process of ligand and central atoms in neutron irradiated $\text{Na}_2\text{IrCl}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$, K_2IrBr_6 , K_2OsBr_6 and $(\text{NH}_4)_2\text{OsBr}_6$ has been investigated in some detail. Whereas in $\text{Na}_2\text{IrCl}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ seven ^{192}Ir -recoil species are formed, which show an individual annealing behaviour, recoil ^{82}Br has been observed only in the chemical forms of Br^- and the original hexabromocomplexes. The retention of the ^{192}Ir central atom is only 3% in $\text{Na}_2\text{IrCl}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ and 38% in K_2IrBr_6 . In contrast, we observed 80–90% ^{82}Br -retention (R_0) of the ligand atom. These high R_0 -values indicate an instantaneous annealing reaction, which might be explained by a billiard-ball mechanism and/or by activated exchange reactions. The thermal annealing of ^{82}Br approaches a retention value of 100% quickly at high temperatures ($\sim 200^\circ\text{C}$) or for long heating times. The kinetics of ^{192}Ir and ^{82}Br annealing are discussed. For the fast annealing process of recoil- ^{82}Br an activation energy of about 3–4 kcal/mol was calculated. The results show, that physical models alone do not explain the annealing behaviour of the recoils satisfactorily. We must therefore assume, that also chemical reactions are important.

Thermische Neutronen erzeugen in kristallisierten, chemischen Verbindungen durch (n, γ) -Kernprozeß radioaktive Fragmente, die längere Zeit metastabil im Gitter erhalten bleiben. Beim Erhitzen der be-

strahlten Kristalle oder bei Einwirkung ionisierender Strahlung wird aus diesen Fragmenten die ursprüngliche Verbindungsform zurückgebildet (annealing)^{1–3}. Obwohl bereits zahlreiche Untersuchungen

* Jetzt Farbenfabriken Bayer A.G., Leverkusen.

¹ R. R. WILLIAMS, J. Phys. Coll. Chem. 52, 603 [1948].

³ W. HERR, Z. Elektrochem. 56, 911 [1952].

² J. H. GREEN u. A. G. MADDOCK, Nature, Lond. 164, 788 [1949].