

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

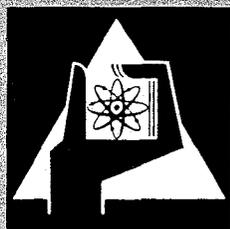
September 1970

KFK 1288

Institut für Radiochemie

Erzeugung von Neutronen durch Bestrahlung dicker Berylliumtargets
mit Deuteronen im Energiebereich von 15 bis 55 MeV

K. Schmidt, H. Münzel



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE



Kernforschungszentrum Karlsruhe

September 1970

KFK 1288

Institut für Radiochemie

Erzeugung von Neutronen durch Bestrahlung dicker
Berylliumtargets mit Deuteronen im Energiebereich
von 15 bis 55 MeV

von

K. Schmidt und H. Münzel

Gesellschaft für Kernforschung m. b. H. Karlsruhe

Zusammenfassung

Die Winkel- und Energieverteilung von Neutronen, die durch Beschuß von dicken Berylliumtargets mit 53,8 MeV Deuteronen entstanden, wurden untersucht.

Es wird ferner ein Verfahren angegeben, das es ermöglicht, Neutronenspektren für Deuteronenenergien von ca. 15 - 55 MeV und die für die Aktivitätsberechnungen notwendigen Geometriefaktoren zu ermitteln.

Abstracts

The angular and energy distributions of neutrons produced by bombarding thick Beryllium-targets with 53.8 MeV deuterons were studied.

A procedure was deduced whereby neutron spectra for deuteron energies between 15 and 55 MeV may be determined and the geometric factors may be calculated, which are necessary for the determination of the induced activity in irradiated samples.

Inhaltsverzeichnis

Seite

I.	Einleitung	1
II.	Kontrolle der absoluten Werte des Neutronenspektrums in Vorwärtsrichtung für 53,8 MeV Deuteronen nach Schweimer und Kropp	2
III.	Messung der Winkelverteilung	3
IV.	Messung der Änderung der Energieverteilung $E_n = E_n(\phi)$	6
V.	Konstruktion eines Neutronenspektrums bei vorgegebener Deuteronenenergie	8
VI.	Geometriefaktoren, die bei der Berechnung von Aktivitäten bestrahlter Proben zu berücksichtigen sind	17
VII.	Literaturverzeichnis	20

I. Einleitung

Voraussetzung für die überschaubare Durchführung von Experimenten mit schnellen Neutronen, die durch Deuteronenbeschuß von Berylliumtargets entstehen, ist die Kenntnis des so erzeugten Neutronenflusses. Es ist das Ziel dieser Arbeit, Aussagen über den Neutronenfluß zu machen, die es dem Experimentator in Zukunft ermöglichen sollen, die Einflüsse der einzelnen Parameter ohne langwierige Messungen bestimmen zu können. Wir gehen dabei von den in der Literatur beschriebenen Neutronenspektren aus (1-5) und führen ergänzende Messungen durch.

Der Neutronenfluß wird außer durch die Anzahl der Neutronen durch ihre Energie und Winkelverteilung charakterisiert. Er hängt ab von der Anzahl der eingeschossenen Deuteronen und deren Energie. Es ergibt sich somit für den Neutronenfluß F folgende Beziehung:

$$F = F(E_D, i_D, E_n, \phi)$$

E_D = Deuteronenenergie

i_D = Deuteronenstrom

E_n = Energie der erzeugten Neutronen

ϕ = Winkel zwischen den eingeschossenen Deuteronen und den erzeugten Neutronen.

Die Neutronenspektren für Deuteronenenergien von 15, 20, 24, 40 und 53,8 MeV sind in Vorwärtsrichtung bekannt, wobei die der 40 und 53,8 MeV Deuteronen am Karlsruher Isochron-Zyklotron gemessen wurden. Da uns 53,8 MeV Deuteronen für die Experimente zur Verfügung stehen, werden wir unsere Aussagen im wesentlichen bei diesem Wert prüfend verankern. In folgende Schritte wollen wir die Untersuchung gliedern:

1. Kontrolle der absoluten Werte des Neutronenspektrums in Vorwärtsrichtung für 53,8 MeV Deuteronen nach Schweimer und Kropp.
2. Messung der Winkelverteilung $F = F(\phi)$, $E_D, i_D, E_n = \text{const}$
3. Messung der Änderung der Energieverteilung von $E_n = E_n(\phi)$
4. Konstruktion eines Neutronenspektrums bei vorgegebener Deuteronenenergie.
5. Geometriefaktoren, die bei der Berechnung von Aktivitäten bestrahlter Proben zu berücksichtigen sind.

II. Kontrolle der absoluten Werte des Neutronenspektrums in Vorwärtsrichtung für 53,8 MeV Deuteronen nach Schweimer und Kropp

Mit Hilfe des von Schweimer (3) gemessenen Neutronenspektrums für 53,8 MeV Deuteronen unter Berücksichtigung der Korrektur von Kropp (5) (siehe Abb. 11) kann für eine Kernreaktion mit bekanntem Wirkungsquerschnitt die Ausbeute bei einer Bestrahlung errechnet werden.

$$A = \int_{E_1}^{E_2} \int_{\phi_1}^{\phi_2} i_D t F(E, \phi) \cdot \sigma(E) \cdot \frac{N \cdot (1 - e^{-0,69 \frac{t}{T}})}{\cos \phi} 2\pi \sin \phi d\phi dE \quad 1$$

- A = Anzahl der erzeugten Kerne am Ende der Bestrahlung
 i_D = Deuteronenstrom
t = Bestrahlungszeit
 $F(E, \phi)$ = Neutronenfluß in Neutronen/MeV $\mu\text{Cb} \cdot \text{Sr}$ unter dem Winkel ϕ
 $\sigma(E)$ = Wirkungsquerschnitt für eine Reaktion (Anregungsfunktion)
N = Zahl der Targetatome pro cm^2
T = Halbwertszeit des erzeugten Nuklids

Die Energieverteilung von F ist nur in Vorwärtsrichtung bekannt. Nach der Annahme von Schweimer, deren Gültigkeit in Abschnitt IV untersucht wird, kann die Energieverteilung aber in 1. Näherung als vom Winkel unabhängig betrachtet werden. Das heißt

$$F(E,\phi) = F(E,0) \cdot G(\phi) \quad 2$$

$F(E,0)$ ist der Neutronenfluß in Vorwärtsrichtung
 $G(\phi)$ ist die Winkelverteilung, die in Abschnitt III behandelt wird.

Wir gingen von der Reaktion $^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$ aus. Die Anregungsfunktion ist hinreichend genau bekannt (6). Für experimentell vorgegebene Bestrahlungsbedingungen wurden nach obiger Formel 1 die Werte von A mit dem Rechenprogramm "NEURAK" (7) berechnet. Die dabei erhaltenen Ergebnisse stimmten recht gut mit experimentell über Gammaskopie ermittelten Werten überein. Diese Übereinstimmung zeigt, daß das bei der Rechnung benutzte korrigierte Neutronenspektrum als richtig angenommen werden kann.

III. Messung der Winkelverteilung

Für die Messung der Winkelverteilung der erzeugten Neutronen benutzten wir ebenfalls die (n,2n) Reaktion von ^{197}Au . Auf einer Halterung (Abb. 1) war es möglich, Goldtargets in unterschiedlicher Entfernung vom Konverter senkrecht zur Deuteronenstrahlrichtung bzw. zu den erzeugten Neutronen unter einem Ablenkwinkel ϕ von $0^\circ - 80^\circ$ zu bestrahlen. Die Goldtargets wurden auf einer Plexiglasplatte direkt oder auf einem an ihr zusätzlich angebrachten gebogenen Aluminiumstreifen befestigt. Die Plexiglasplatte wurde in das Fenster eines Reiters gesteckt, der auf einer Schiene gleitend in die gewünschte Position gebracht werden konnte. Dank der Verfärbung des Plexiglasses bei Neutronenbestrahlung war eine Strahlprüfung bei der Durchführung der Versuche

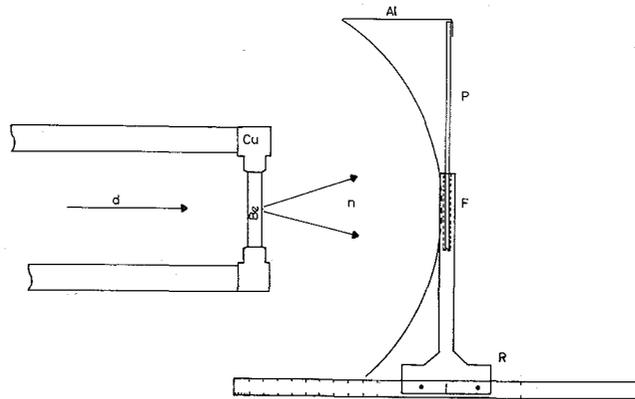


Abb. 1 Targethalterung in Bestrahlungsposition "Extern B"
d = Deuteronenstrahl, n = Neutronenstrahl,
Cu = Kupferblock mit eingelötetem Berylliumkonverter Be, R = Reiter mit Fenster F, P = Plexiglasplättchen, Al = Aluminiumstreifen.

direkt möglich. Die auf diese Weise ebenen oder halbkreisförmig gebogenen Goldstreifen von 1 cm Breite und 50 μ Dicke wurden nach der Bestrahlung zerschnitten und die Zahl der Zerfälle des ^{196}Au je Einzelprobe als Funktion der Probenposition und somit von ϕ ermittelt. Es wurden 4 Versuche ausgewertet, in denen ein Öffnungswinkel von 20° , 40° , 50° und 60° bei gleicher Länge des Goldstreifens erfaßt wurde. In Abb. 2 ist die gemessene mittlere Winkelverteilung zu sehen.

Drei Prozesse werden bei der Analyse der Neutronenerzeugung durch Deuteronenbeschuß von Materie angeführt: Die Compoundreaktion, der Stripping- oder Kern-break-up- und der Coulomb-break-up-Prozeß. Für diese drei Reaktionstypen folgt für die Winkelverteilung der entstehenden Neutronen, daß sie im Falle der Compoundreaktion isotrop ist, beim Stripping- bzw. beim Coulomb-break-up-Prozeß ist ein stark ausgeprägtes Maximum der Neutronenverteilung in Vorwärtsrichtung zu erwarten.

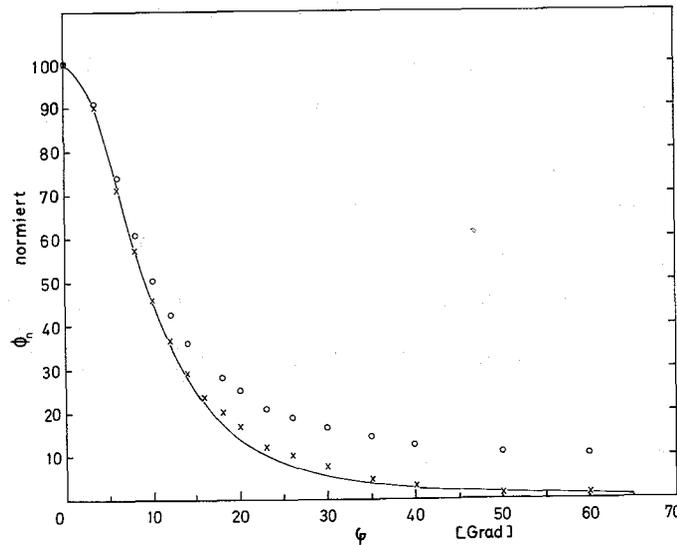


Abb. 2 Normierter Neutronenfluß in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel

o gemessene Winkelverteilung

+ Von der gemessenen Winkelverteilung wurde ein 10-prozentiger isotroper Anteil abgezogen.

Nach Schweimer (3) wissen wir, daß bei leichten Kernen ($Z < 24$) hauptsächlich das Kernpotential zum break-up beiträgt, während bei schweren Kernen der Beitrag des Coulombfeldes überwiegt. Für den Fall des Berylliums wird somit der Strippingprozess bestimmend für die Erzeugung schneller Neutronen.

Für den Kern-break-up ergibt sich nach R. Serber (8) und A.C. Helmholtz (9) für dünne Targets die Winkelverteilung:

$$G(\phi) = \left(\frac{1}{1 + 2,35 \frac{\phi^2}{\phi_{1/2}^2}} \right)^{3/2} \quad 3$$

$\phi_{1/2}$ = Halbwertswinkel

Die gemessene Winkelverteilung kann unter der Annahme, daß 10 % der in Vorwärtsrichtung gemessenen Neutronen einen isotropen Anteil darstellen, an die obige Funktion mit $\phi_{1/2} = 18,4^\circ \pm 0,5^\circ$ gut angepaßt werden (Abb. 2). Der erhöhte

Neutronenfluß bei größeren Winkeln ist zum Teil auch darauf zurückzuführen, daß im Beryllium abgebremste niederenergetische Deuteronen mit entsprechend breiterer Neutronenverteilung zur gesamten Winkelverteilung beitragen.

Aus Messungen von E. Tochilin (2) für 24 MeV Deuteronen läßt sich die Winkelverteilung des zugehörigen Neutronenspektrums bestimmen. Der Halbwertswinkel ist $28^{\circ} \pm 1,5^{\circ}$. Nach Formel 5 ergibt sich für 24 MeV 27° . Somit scheint die von Serber angegebene Beziehung die Winkelverteilung der Neutronen für den hier betrachteten Bereich der Deuteronenenergien von 15 - 55 MeV zu beschreiben.

IV. Messung der Änderung der Energieverteilung von $E_n = E_n(\phi)$

Wie bei der Winkelverteilung kann man bei der Berechnung der Energieverteilung von der Überlagerung der internen Impulsverteilung mit dem Schwerpunktsimpuls des Deuterons ausgehen (8, 10). Man hat daraus gefolgert, daß die Energieverteilung winkelunabhängig ist. Bisher wurden deshalb die Messungen auf die Vorwärtsrichtung beschränkt. Wir überprüften diese Annahme durch eine indirekte Messung.

Dazu wurde die relative Aktivität der bei verschiedenen Kernreaktionen entstehenden Endkerne in Abhängigkeit vom Winkel bestimmt. Als Targetmaterial diente wiederum Gold. Untersucht wurden die Reaktionen (n,γ) , $(n,2n)$ für ^{196m}Au und ^{196g}Au getrennt, $(n,3n)$, $(n,4n)$, $(n,5n)$ und $(n,6n)$. Zwar sind die Anregungsfunktionen der $(n,3n)$ bis $(n,6n)$ -Reaktionen experimentell nicht bestimmt worden, es können aber theoretische Aussagen über ihren Verlauf gemacht werden.

In Tabelle 1 sind die nach J. Lange und H. Münzel (11) abgeschätzten Werte für die Schwellenenergie und die Lage des Maximums der Anregungsfunktion zusammengestellt. Die Abschätzung ergibt, daß die Anregungsfunktionen den gesamten Energiebereich des Neutronenspektrums überstreichen.

	(n,2n)	(n,3n)	(n,4n)	(n,5n)	(n,6n)
E_s	8	15	23	30	39
$E(\sigma_{\max})$	14	22	32	41	51

Tabelle 1 Reaktionen von ^{197}Au . Energiewerte in MeV

E_s = Schwellenenergie

$E(\sigma_{\max})$ = Energiewert des Maximums der Anregungsfunktion

Mit Hilfe der üblichen Methoden, die für die Peakanalyse auf bestehende Rechenprogramme zurückgreifen konnten, haben wir die einzelnen Reaktionen durch ihre charakteristische γ -Linien erfaßt und ihr Aktivitätsverhalten in Abhängigkeit von der Bestrahlungsposition studiert. Abb. 3 ist ein charakteristisches Ergebnis. Es werden die auf die (n,2n)-Reaktion normierten relativen γ -Aktivitäten von 6 Reaktionen in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel dargestellt. Mit steigender

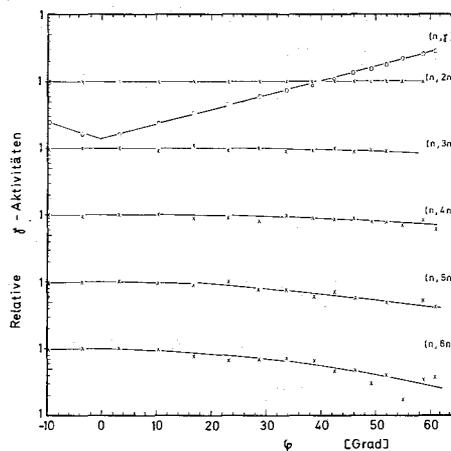


Abb. 3 Relative γ -Aktivitäten der (n, γ)-, (n,2n)-, (n,3n)-, (n,4n)-, (n,5n)- und (n,6n)-Reaktionen bezogen auf die (n,2n)-Reaktion von Gold in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel.

Anzahl der emittierten Neutronen pro Reaktion zeigt sich eine zunehmende Abnahme der entsprechenden Aktivitäten, wenn man zu höheren Winkeln übergeht. Das bedeutet, daß der Anteil des Neutronenspektrums, der sich mit dem Bereich der Anregungsfunktion entsprechender Reaktionen deckt, bei steigendem Winkel ϕ geringer wird; oder, das Neutronenspektrum wird unter zunehmendem Öffnungswinkel relativ ärmer an Neutronen höherer Energien.

Erst ab etwa 20° , was der doppelten Halbwertsbreite der Winkelverteilung entspricht, muß mit einer Abweichung des Energiespektrums von dem in Vorwärtsrichtung gerechnet werden. In diesem Winkelbereich werden ca. 65 % der Neutronen erfaßt.

Aus der (n,γ) -Reaktion ergibt sich die genähert isotrope Winkelverteilung der thermischen Neutronen.

V. Konstruktion eines Neutronenspektrums bei vorgegebener Deuteronenenergie

Es soll versucht werden durch systematische Auswertung der in der Literatur bekannten Neutronenspektren ein Verfahren zu finden, das es ermöglicht, ein Neutronenspektrum rechnerisch anzugeben, das entsteht, wenn dicke Beryllium-Targets mit Deuteronen der Energie von etwa 15 - 55 MeV beschossen werden.

Wir kennen die Spektren für 53,8 MeV und 40 MeV (3); für 24 MeV, 20 MeV (2) und 15 MeV (1,2) Deuteronen haben wir relative Angaben. Aus einer Dosisangabe N'_0 für die 24 und 20 MeV Kurven konnten die Gesamtneutronenausbeuten N und die absoluten Spektren $n(E)$ bestimmt werden.

$$N = N_0 \int_{4\pi} G(\phi) d\phi \qquad N_0 = \int_0^{E_D} n(E) dE \qquad 4$$

N_0 = Neutronen in Vorwärtsrichtung/ $\mu\text{Cb}\cdot\text{Sr}$

Die Winkelverteilung wurde nach Serber mit

$$G(\phi) = \left(\frac{1}{1 + 2,35 \frac{\phi^2}{\phi_{1/2}^2}} \right)^{2/3} \quad \text{angenommen, mit } \phi_{1/2} = 1,533 \left(\frac{B}{E_D} \right)^{1/2} \quad 5$$

B = Bindungsenergie des Deuterons,
 E_D = Deuteronenergie

Nach (12) ist die Neutronenausbeute der $\text{Be}^9(d,n)\text{B}^{10}$ -Reaktion für 0,4 - 3 MeV Deuteronen bekannt. Einen Bereich von 0,2 - 15 MeV mit Extrapolation bis zu 80 MeV erfaßt A. Burill (13). Beide Kurven haben wir in Abb. 4 eingetragen, ebenso Einzelmessungen (14, 15, 16). Bei der Einzelmessung von 15 MeV sind die Neutronen mit der $\text{S}^{32}(n,p)\text{P}^{32}$ Schwellenwertreaktion bestimmt worden, während bei den anderen drei Punkten alle erzeugten Neutronen erfaßt wurden. Das kann die jeweilige Lage der Punkte oberhalb bzw. unterhalb der gemittelten Kurve erklären.

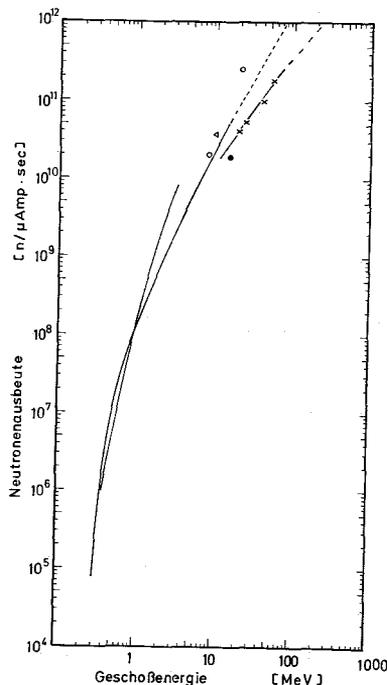


Abb. 4 Neutronenausbeute bei Bestrahlung dicker Be-Targets mit Deuteronen. Einzelheiten siehe Text.

In die Abb. 4 sind auch die oben ermittelten Neutronenausbeuten für die 4 Spektren von 20, 24, 40 und 53,8 MeV eingetragen worden. Die gefundenen Neutronenausbeuten sind etwas geringer als die von A. Burill für diesen Bereich extrapolierten Werte.

Der so gefundenen Beziehung für die Neutronenausbeute wurde der Wert für 15 MeV Deuteronen entnommen und das absolute Spektrum bestimmt.

J. Heertje (17) hat versucht, einen allgemeinen analytischen Ausdruck für die Neutronenspektren zu finden. Er gibt für die Spektren von 15 und 24 MeV die Gleichung

$$N(E) = B E^n e^{-\frac{E}{\epsilon}} \text{ an. } n \text{ und } \epsilon \text{ sind zwei Parameter. } B \text{ konstant.}$$

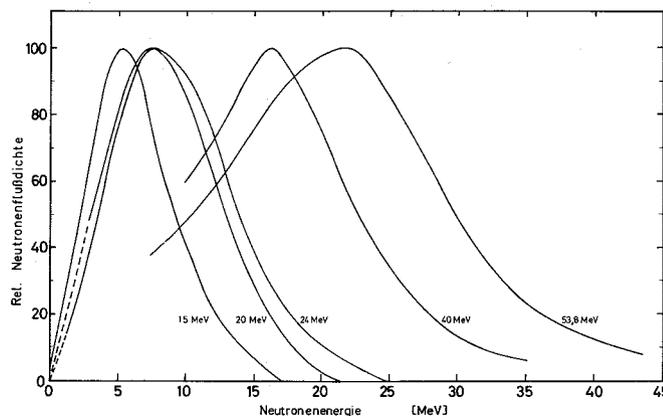


Abb. 5 Neutronenspektren für Deuteronenenergien von 15, 20, 24, 40, 53,8 MeV.

Eine solche Funktion hätte den Vorteil, daß die Neutronenspektren für beliebige Deuteronenenergien berechnet werden könnten. Es zeigte sich jedoch, daß die von J. Heertje angegebene Funktion zur Wiedergabe der Neutronenspektren von 40 und 53,8 MeV nicht geeignet ist; es mußte deshalb ein neues Verfahren gesucht werden zur Beschreibung der Abhängigkeit der Neutronenspektren von der Deuteronenenergie.

Abb. 5 zeigt die 5 Ausgangsspektren. Trägt man die Ordinatenwerte gegen $\frac{E - E_{\max}}{\Delta E_{1/2}}$ auf, so findet man eine gemittelte Kurve 1, die für den Bereich um 20 MeV charakteristisch ist (Abb. 6); Kurve 2 gilt für den Bereich um 50 MeV. Durch lineare Interpolation ergeben sich entsprechende Kurven für Deuteronenenergien zwischen 20 und 50 MeV.

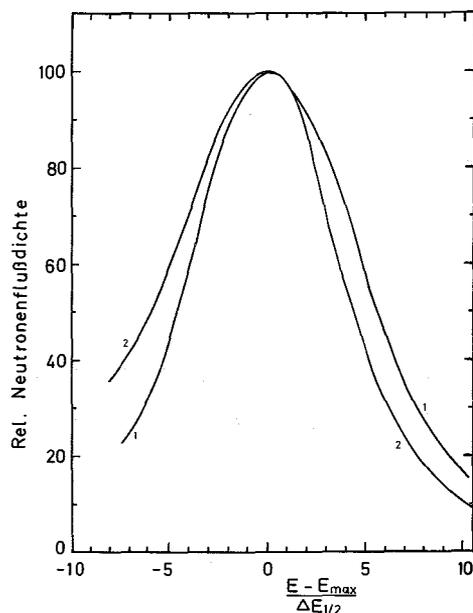


Abb. 6 Die relative Neutronenflußdichte in Abhängigkeit von $(E - E_{\max})/\Delta E_{1/2}$, 1 für 20 MeV, 2 für 50 MeV Deuteronen.

Mit den energieabhängigen Werten der Lage des Maximums, E_{\max} (Abb. 7), und der Halbwertsbreite des Neutronenspektrums, $\Delta E_{1/2}$ (Abb. 8), ergeben sich die relativen Spektren für Deuteronenenergien von 15 bis 55 MeV. Ihre absoluten Werte errechnen sich aus Gleichung 4 mit Hilfe der Neutronenausbeute in Abb. 4.

Neben der Möglichkeit, die Neutronenspektren auf geometrischem Wege zu konstruieren, sollte die räumliche Festlegung des Entstehungsortes der Neutronen in dem dicken Berylliumtarget bei der Berechnung der Spektren mit einbezogen werden. Die genauere Kenntnis des Entstehungsortes ist auch Voraussetzung für Aktivitätsberechnungen, wie im Punkt V gezeigt wird.

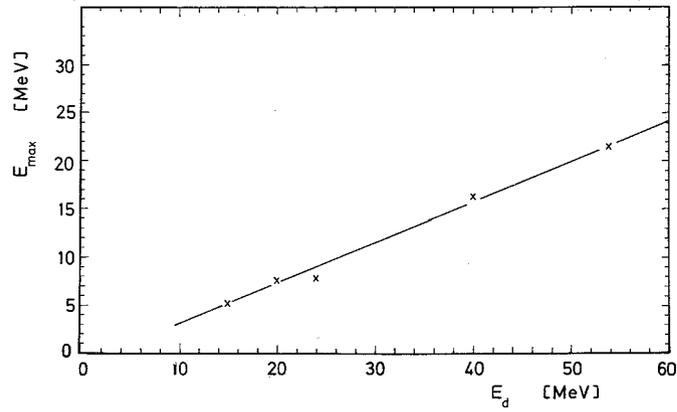


Abb. 7 Die Energielage des Maximums des Neutronenspektrums als Funktion von der Deuteronenenergie.

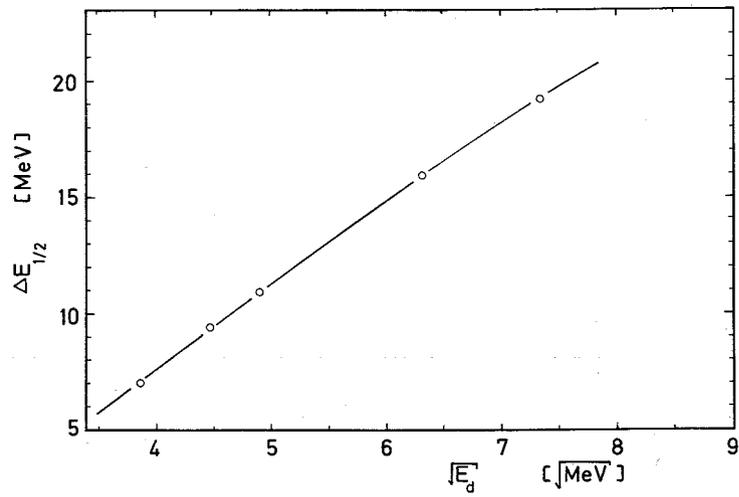


Abb. 8 Halbwertsbreite des Neutronenspektrums in Abhängigkeit von der Deuteronenenergie

Wir haben deshalb das gesamte Neutronenspektrum in Einzelspektren zerlegt, die entstehen, wenn die Deuteronen jeweils um 1 mm weiter in das Beryllium eindringen. Tabellenwerken (8) entnehmen wir für Beryllium mit einer Dichte von $1,84 \text{ g/cm}^3$, daß Deuteronen von 55,3 MeV eine Reichweite von 10 mm haben. Sie werden pro Millimeter schrittweise auf 52, 48,6, 45,2, 41,8, 37,8, 33,2, 28,4, 22,8, 15,6, 0 MeV abgebremst. Jeder Flugstrecke von 1 mm und dem entsprechenden Intervall der Deuteronenenergie ordnen wir ein Differenz-Neutronenspektrum zu. Die Spektren, aus denen sich die Differenzspektren ergeben, wurden nach obigem geometrischen Verfahren mit Hilfe der Abhängigkeiten der Maximalenergie, Halbwertsbreite und Neutronenausbeute von der Deuteronenenergie konstruiert. Die entstehenden Differenzkurven sind einander sehr ähnlich. Die Form der Kurven in ihrem mittleren Verlauf ist einheitlich, während an dem Kurvenende zu höheren Energien gewisse Abweichungen vorhanden sind, besonders bei den Kurven, die kleineren Werten der Deuteronenenergie entsprechen. Sie unterscheiden sich durch die Energielage der maximalen Neutronenzahl und den maximalen Wert für den Neutronenfluß. Durch Übereinanderzeichnen der Kurven, die auf ihr Maximum bezogen wurden, ermittelten wir eine repräsentative Einheitskurve (Abb. 9), die alle 10 Einzelspektren wiedergibt, wenn die Lage und Höhe des Maximums aus der Abb. 10 entnommen werden. Durch Summation der Einzelkurven können nun die Spektren im Bereich von 15 - 55,3 MeV Deuteronen angegeben werden.

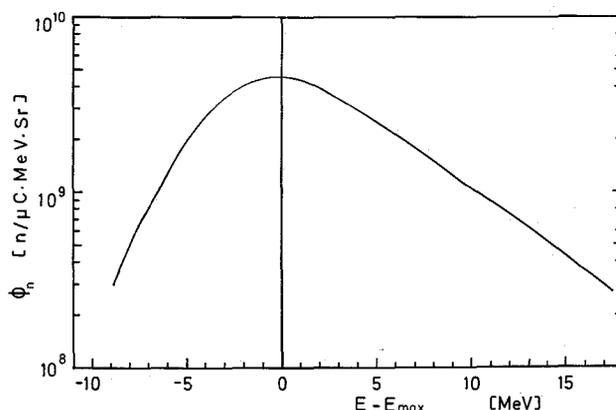


Abb. 9 Differentielles Einheitsspektrum
Neutronenfluß als Funktion von der Neutronenenergie
bezogen auf das Maximum des Neutronenspektrums

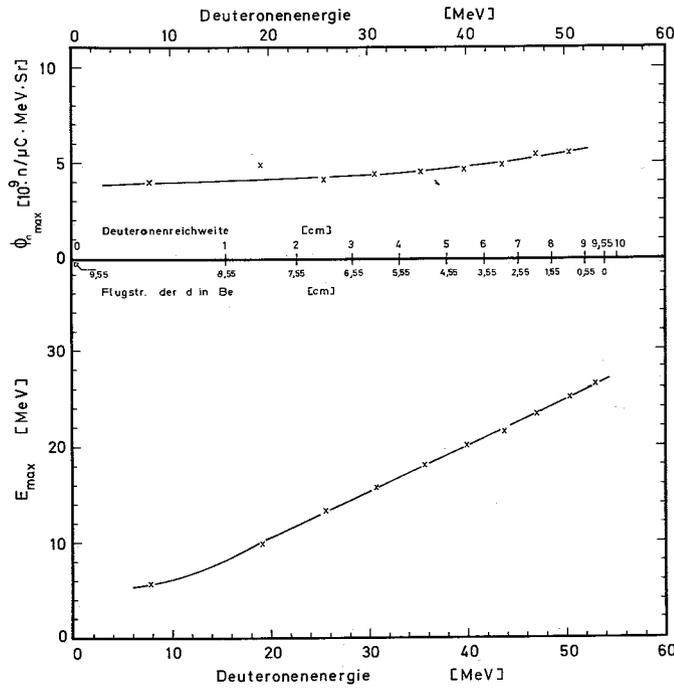


Abb. 10 Lage (Neutronenenergie) und Wert (Neutronenfluß) des Maximums der Differenz-Neutronenspektren in Abhängigkeit von der Energie, der Reichweite und der Flugstrecke der Deuteronen im Be-Konverter.

In Abb. 11 sind die Ausgangskurven noch einmal mit ihren Absolutwerten eingezeichnet worden (ausgezogene Linien) und zum Vergleich die mit dem "Einheitsspektrum" errechneten (Punkte).

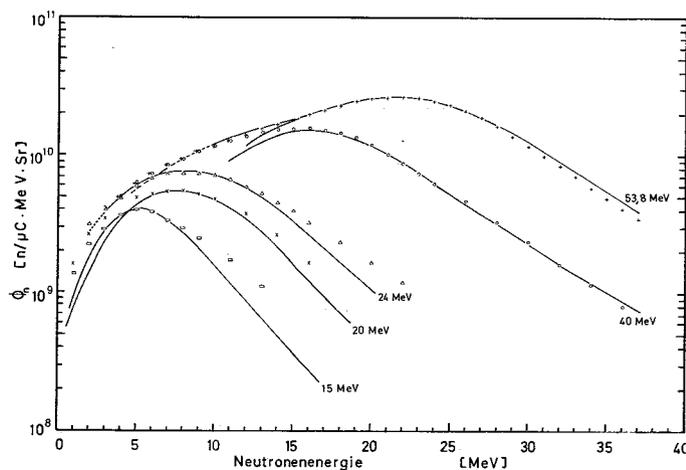


Abb. 11 Ausgangsspektren (ausgezogene Linien) und die mit Hilfe des differentiellen Einheitsspektrum errechneten (Punkte).

Die Übereinstimmung ist zufriedenstellend. Die 53,8 MeV Kurve nach Schweimer fällt bei 16 MeV zu stark ab wie Messungen von Kropp gezeigt haben. Nehmen wir den gleichen Fehler der Messung für die 40 MeV Kurve an, dann haben wir eine sehr gute Übereinstimmung bei den Spektren höherer Deuteronen-Energien. Bei den Kurven niedriger Deuteronen-Energie beobachtet man eine stärkere Abweichung bei dem Abfall zu höheren Energien hin. Die Meßgenauigkeit der Ausgangskurven ist nicht bekannt.

In Tabelle 2 sind die 10 Einzelspektren und das gesamte Spektrum numerisch aufgeführt.

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36	37	Neutronenenergie MeV			
1	20	26.4	32.2	36	39	39	37	33	28	24	20.7	17.2	14.7	12.2	10.2	7.5	6.5	6.2	5.2	4.3	3.6	3.1	2.6	2.2	1.8	1.5	1.3	1.1													
2	3	4.8	7.6	12.3	19	26	32	36.5	39	40	38.2	33.9	29.2	25	21.5	18.4	15.2	13	10.8	9	7.6	6.5	5.4	4.5	3.8	3.2	2.7	2.3	1.9	1.6	1.4	1.2	1								
3			1.2	2.4	4.5	7.2	11.5	18	26	32	37	40	42	40.5	36	31.5	27.1	23.2	20	16.7	14	11.7	9.8	8.4	7	5.9	5	4.1	3.5	2.9	2.5	2.1	1.7	1.5	1.2	1.0	0.9				
4				1.2	2.0	3.5	6	9.3	15.2	22.7	30.2	36.3	40	43	44	40	36	31	26	22.2	18.8	16	13.2	11.1	9.4	7.9	6.7	5.5	4.5	3.9	3.2	2.7	2.2	1.9	1.6	1.3					
5					1.2	1.9	3	5	8	13	20	28.5	35	41	44	45	43.5	38	33	29	25	21	17.7	14.7	12.5	10.4	8.9	7.5	6.3	5.2	4.4	3.7	3.1	2.6	2.1						
6						1.2	1.9	3.1	5	8.1	13	20.5	30	36	42.5	46	47.5	46.5	41.5	36	31	26	22.2	19	16	13.2	11.1	9.5	8.2	6.9	5.7	4.7	4.0	3.4							
7							1.3	2.1	3.6	6.1	9.5	15	24	33	40	45	48.5	49.5	47.5	42	37	31.5	27	23	19	16.2	13.8	11.3	9.6	8.2	6.9	5.7	4.8								
8								1.0	1.6	2.6	4.5	7.4	12	19	28	36	43.5	48.5	51	50.5	47	41	36	31	26	21.7	18.2	15.4	13	10.7	9.3	7.7	6.5								
9									1.2	2.3	3.2	5.6	9.2	15	23.5	33.5	41.5	48	52	54	52	47	41	35	30.5	25.8	21.7	18	15	12.8	11	9.2									
10										1.7	1.9	2.8	4.3	7.0	11.0	16.1	21.0	25.0	27.2	28.2	28.2	25.9	22.6	19.3	16.3	14	12	10	8.3	6.9	5.8										
23	31.2	41.0	50.7	63.7	74.2	85.2	95.4	106.5	118.1	131	142.4	155.5	169.1	182.5	199.7	212.3	229.9	243.8	253	263.4	266.2	262.3	249.8	232.6	209.5	186.6	161.5	135.6	115.3	97.7	82.3	69.3	57.0	48.2	40.5	34.0					

Spektrum Nr.

Tabelle 2 Numerische Werte der 10 Einzelspektren und des Summenspektrums (10^8 n/ μ Cb·MeV·Sr)

VI. Geometriefaktoren, die bei der Berechnung von Aktivitäten bestrahlter Proben zu berücksichtigen sind

Bei der Berechnung der Aktivitäten von bestrahlten Proben tritt neben den Faktoren, die die energie- und winkelabhängige Verteilung des Neutronenspektrums berücksichtigen $F(E_n, \phi)$ auch ein Geometriefaktor auf, der die relative Lage der bestrahlten Probe zum Neutronenfluß beschreibt.

Neben den Ausmaßen der Probe muß ihre Entfernung von der Quelle bekannt sein. Da aber die Neutronen während der gesamten Abbremsung der Deuteronen entstehen, d.h. "verschmiert" über die Reichweite der Deuteronen im Beryllium, kann keine eindeutige Entfernung des Targets von der Quelle angegeben werden.

Mit Hilfe der Überlegungen in Punkt V bezüglich der Zerlegung des gesamten Neutronenspektrums in Einzelspektren, den Entstehungsbereichen in Schrittweiten zu 1 mm entsprechend, können wir die Berechnung in Einzelschritten durchführen. Wir falten jedes Einzelspektrum mit der Anregungsfunktion der entsprechenden Reaktion und multiplizieren mit dem Geometriefaktor, der sich ergibt, wenn wir den Abstand des Präparats auf die jeweilige Schicht, in der das Einzelneutronenspektrum entsteht, beziehen. Die so errechneten Einzelaktivitäten summieren wir zum Endergebnis, das wir "exakt" nennen wollen. Zum Vergleich und um einen Hinweis zu bekommen, ob man die Rechnung verkürzen kann, haben wir die Probenentfernung auf die beiden Enden der Berylliumscheibe, so wie auf ihre Mitte und auf die Stelle bezogen, an der die meisten Neutronen der Energie, die dem Maximum der Anregungsfunktion entspricht, entstehen. In Abb. 12 sind die Ergebnisse wiedergegeben für eine Kasten-anregungsfunktion von 9 MeV Länge und 1 millibarn Höhe, die jeweils um 3 MeV verschoben wurde, in Abb. 13 wurde die entsprechende Rechnung für die Anregungsfunktion der $^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$ -Reaktion durchgeführt. "a" bedeutet Konverteraußenseite, "a + d" Konverterinnenseite, "a + d/2" Konvertermitte, m bezieht sich auf die Stelle der Entstehung der meisten Neutronen der Energie, bei der die Anregungsfunktion ihr Maximum hat, und "ex" der "exakten" schrittweisen Berechnung.

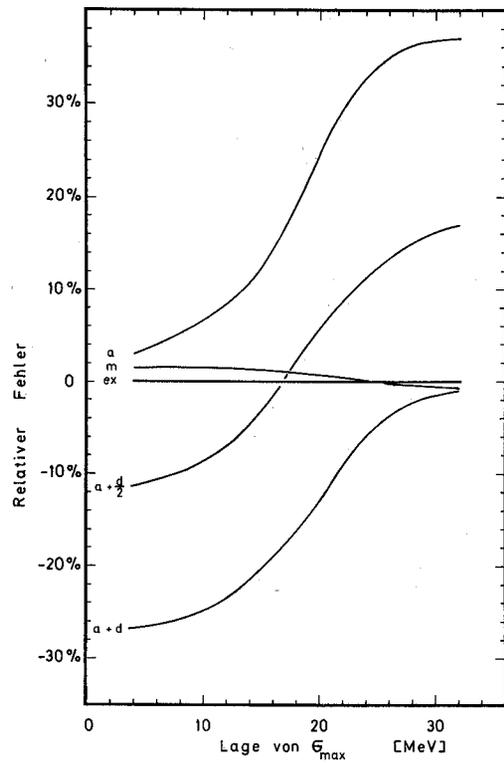


Abb. 12

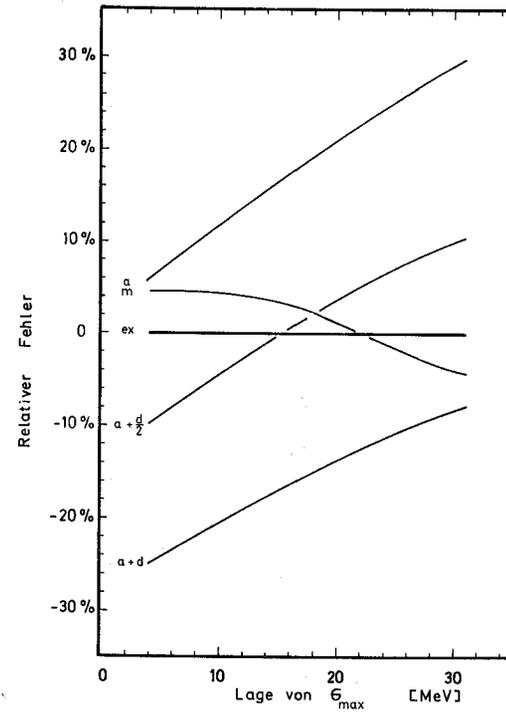


Abb. 13

Relativer Fehler bei der Aktivitätsberechnung bei unterschiedlichen Anregungsfunktionen die jeweils um 3 MeV verschoben wurden. (Abb. 12 Kastenfunktion 1 mb Höhe, 9 MeV Breite und Abb. 13 ^{197}Au $\sigma(n,2n)$ ^{196}Au). Probenabstand 5 cm von der Außenkante des Konverters. Probengröße 1 cm².

Man sieht, daß man in guter Näherung die Entfernung auf den Quellpunkt der Neutronen der Energie, die dem Maximum der Anregungsfunktion entspricht, beziehen kann. Auch die Mitte des Konverters ist möglicherweise ein brauchbarer Bezugspunkt, man muß dies im Einzelfall von der Form der Anregungsfunktion abhängig machen.

In die Berechnung der erzeugten Aktivitäten geht ferner die Winkelverteilung $G(\phi)$ mit $\phi_{1/2}(E_D)$ ein. Gemeint ist die Winkelverteilung der Neutronen, deren Energie den Bereich der Anregungsfunktion überdecken und somit zur Aktivierung beitragen kann. Für diesen Bereich gibt es ein differentielles Spektrum, das den größten Beitrag an Neutronen liefert. Aus der zugeordneten Deuteronenenergie wird der Halbwertswinkel nach $\phi_{1/2} = 1,533 \left(\frac{B}{E_D}\right)^{1/2}$ errechnet.

Literatur

- 1) B.L. Cohen, C.E. Falk, Phys. Rev. 84 (1951) 173
- 2) E. Tochilin, G.D. Kohler, Health Physics Vol. 1 (1958)
332-339
- 3) G.W. Schweimer, KFK-Report 504 (1966)
- 4) G.W. Schweimer, Nuclear Phys. A 100 (1967) 537-544
- 5) L. Kropp, Dissertation Universität Karlsruhe 1970
- 6) Neutron Cross Sections BNL 325 Sec. Ed.,
Supplement Nr. 2 (1966)
- 7) H. Münzel, K. Schmidt, Rechenprogramm Neurak, Ext. Ber. 10/70-3
- 8) R. Serber, Phys. Rev. Vol. 72 Nr. 11 (1947) 1008
- 9) A.C. Helmholtz et al. Phys. Rev. Vol. 72 Nr. 11
(1947) 1003
- 10) G. Breit, Handb. Phys. 41 (1959) 304
- 11) J. Lange, H. Münzel, KFK 767, Mai 1968
- 12) Bulletin H. der High Voltage Engineering Co,
Burlington Mass (1957)
- 13) A. Burill, High Voltage Engineering
- 14) L.W. Smith, P.G. Krüger, Phys. Rev. 83, 1137 (1951)
- 15) Allen et al., Phys. Rev. 81, 536 (1951)
- 16) W.W. Havens jr. Proc. of Intern. Conf. on the
Peaceful Uses of Atomic Energy (1955)
- 17) J. Heertje, Dissertation Universität Amsterdam (1963)
- 18) Tables of Range and Stopping Power of Chemical Elements
for Charged Particles of Energy 0.05 - 500 MeV (Saclay)
1966, Rapport CEA-R 3042