

Effets d'interférences dans la réaction $7\text{Li}(d, n)^8\text{Be}$ au voisinage de la résonance à 1 MeV

Autor(en): **Nussbaum, Christian**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **42 (1969)**

Heft 2

PDF erstellt am: **12.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-114072>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Effets d'interférences dans la réaction ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ au voisinage de la résonance à 1 MeV

par **Christian Nussbaum**

Institut de Physique, Université de Neuchâtel

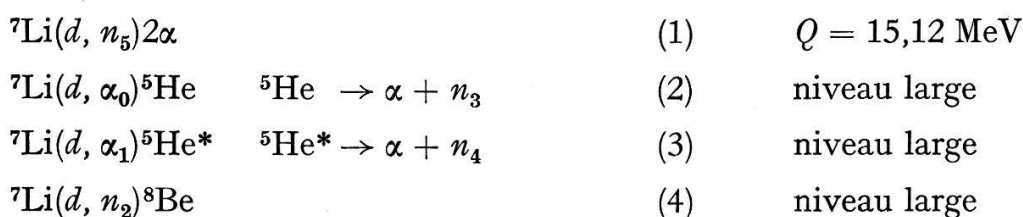
(1 VII 68)

Sommaire. Différentes sections efficaces différentielles de la réaction ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ ont été mesurées au voisinage et au travers de la résonance à 1 MeV afin d'étudier leur comportement et mettre en évidence des effets d'interférences entre la résonance et les contributions à la diffusion faiblement dépendantes de l'énergie. Un modèle simplifié, utilisant deux éléments de matrice rend compte de façon satisfaisante de l'ensemble des mesures. Ces mesures sont composées de 6 distributions angulaires pour des énergies de deutons de: 0,91; 0,94; 0,97; 1,01; 1,05; 1,09 MeV et deux distributions en énergie de deutons variant de 0,86 à 1,33 MeV pour 0° et 90° .

1. Introduction [1]

L'étude de la réaction ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ a été entreprise pour examiner les interférences pouvant intervenir entre différents mécanismes de réaction. Les réactions (d, n) sur les noyaux légers sont en général interprétées par un mécanisme direct. La section efficace observée pour la réaction susmentionnée présente des maxima de résonance. Il est donc raisonnable de penser que la formation d'un système à niveaux d'énergie distincts intervient et que deux mécanismes sont en présence. Nous verrons qu'effectivement il apparaît des effets d'interférences. Cependant on pourra les interpréter davantage comme interférences produites entre deux niveaux résonants, qu'entre mécanismes différents. Un calcul fait sur la base d'un modèle simplifié, par KESSI [2], montre en effet que les effets directs sont d'un ordre de grandeur beaucoup plus petit que les effets résonants, pour l'énergie considérée. Le modèle servant à cette estimation admet que la réaction se fait par le mécanisme d'interaction du deuton sur le noyau de tritium supposé préformé dans le noyau ${}^7\text{Li}$ et que la particule α reste spectratrice.

Pour nos mesures nous utilisons un spectromètre à neutrons rapides [3] permettant de détacher et séparer les groupes n_0 et n_1 provenant des transitions aux deux premiers niveaux du ${}^8\text{Be}$ (Fig. 1) et ayant respectivement des énergies comprises entre 13 et 15 MeV et 6 et 14 MeV environ. Les neutrons provenant des réactions suivantes:



perturbent le champ de neutrons que nous mesurons. La réaction (1) donne un spectre continu allant de zéro jusqu'à 80 keV au-dessus de l'énergie de la transition n_0 . La probabilité de ce processus est faible [4]. Les processus à deux étapes (2) et (3) passant par l'état fondamental de ${}^5\text{He}$ et le premier état excité de ${}^5\text{He}$ produisant des neutrons parasites qu'il faut séparer des contributions des réactions que nous étudions.

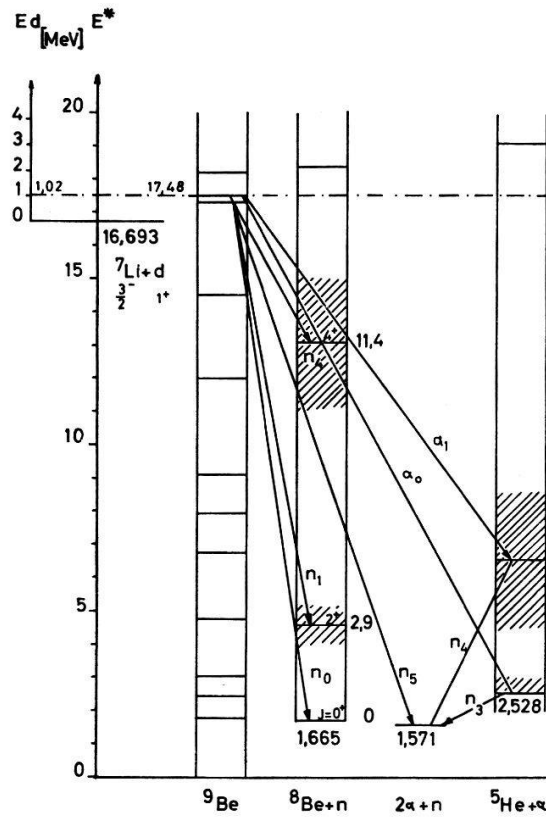


Figure 1

Nous avons choisi de mesurer différentes sections efficaces différentielles au voisinage et au travers de la résonance caractérisée par $E_d = 1,02$ MeV, pour observer l'évolution de la section efficace différentielle lors du passage à la résonance, en particulier une symétrie éventuelle par rapport à 90° .

2. Description du dispositif expérimental

Le spectromètre a été décrit dans Helv. phys. Acta 35, 549 (1962). Nous en rappelons le principe (Fig. 2):

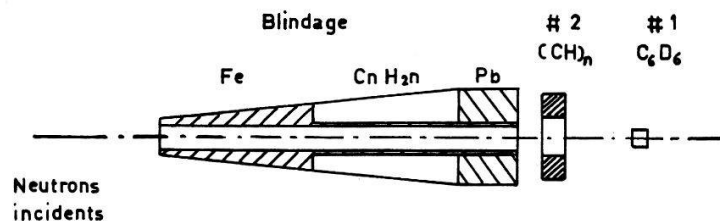


Figure 2

1 = scintillateur liquide au benzène deutérisé, cylindrique (C_6D_6)

2 = scintillateur plastique de forme annulaire ($(\text{CH})_n$); diamètre extérieur 14 cm

Considérons de plus près l'ensemble des scintillateurs (Fig. 3):

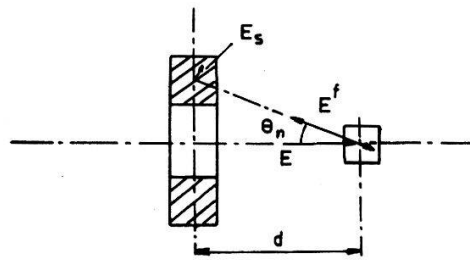


Figure 3

Les diffusions successives d'un neutron incident par un noyau D du scintillateur central, puis sur un noyau ${}^1\text{H}$ du scintillateur annulaire définit un recul quasi central du deuteron (θ_n faible). L'énergie du deuteron est alors utilisée comme mesure pour l'énergie du neutron incident. L'efficacité η du spectromètre dépend de l'énergie du neutron incident E , de la distance d entre scintillateur et du seuil de détection du scintillateur annulaire E_s ,

$$\eta = \eta(E, E_s, d)$$

$$\eta(E, E_s, d) = C \frac{d\sigma^D}{dw}(nn) \Delta w \sigma^H(nn) \left(1 - \frac{E_s}{E^f}\right) \quad (5)$$

C = constante indépendante de l'énergie

$d\sigma^D/dw(nn)$ = section efficace différentielle de la réaction $D(nn)D$ dans le Laboratoire

$$\frac{d\sigma^D}{dw}(nn) = N \frac{\sigma_{nn}(E)}{4\pi} \sum_{l=0}^6 (2l+1) f_l(E) P_l(\cos\bar{\theta}) \quad (6)$$

Les $f_l(E)$ sont donnés par KALOS et al. [5].

N = coefficient de passage du système du centre de masse au système du Laboratoire.

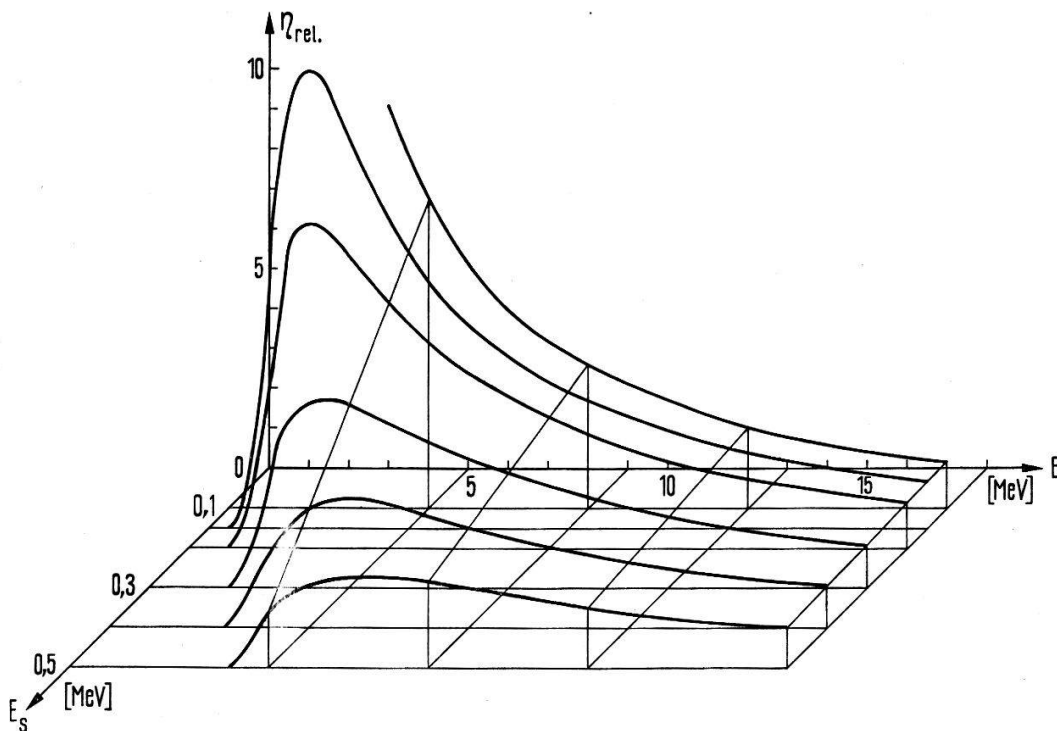


Figure 4

$\sigma^H(nn)$ = section efficace de la réaction $H(nn)$ H

$$\sigma^H(nn) = \frac{4,6}{\sqrt{E^f}} - 0,2\sqrt{E^f} \quad (7)$$

Δw = angle solide d'ouverture du scintillateur annulaire par rapport au scintillateur central.
 E^f = énergie des neutrons après la première diffusion.

Un programme de calcul par ordinateur nous a permis de calculer un rendement relatif en fonction de E , E_s et d (Fig. 4).

$$\eta^{rel}(E, E_s, d) = \frac{\eta(E, E_s, d)}{\eta(E^0, E_s^0, d^0)}. \quad (8)$$

Nous avons choisi les valeurs indicatives $E^0 = 18$ MeV, $E_s^0 = 0,5$ MeV et $d^0 = 14$ cm. La Figure 4 montre un réseau de courbes de η_{rel} pour $d = 14$ cm. Les courbes pour $d = 13$ cm et 15 cm ne diffèrent que de peu quant à la forme. Nous utiliserons donc seulement $d = 14$ cm comme valeur moyenne des différents d possibles.

$$\eta(E, E_s, d) = \eta^{rel}(E, E_s, d) \alpha \quad (9)$$

α = facteur d'étalonnage du rendement.

Pour déterminer $\eta(E, E_s, d)$ nous avons procédé de la façon suivante:

- La distance $d = 14$ cm a été choisie comme un compromis entre une bonne résolution en énergie et une efficacité de détection favorable.
- E_s a été choisie la plus petite possible, ceci par le choix de la plus grande haute tension admissible d'alimentation des photomultiplicateurs du scintillateur annulaire (Fig. 6).

L'estimation de E_s par la mesure de la limite inférieure de spectres de protons de recul détectés dans le scintillateur annulaire donne $E_s = 0,2$ MeV. La connaissance de E_s nous permet de choisir un des $\eta^{rel}(E, E_s, d)$ soit: $\eta^{rel}(E, 0,2$ MeV, 14 cm).

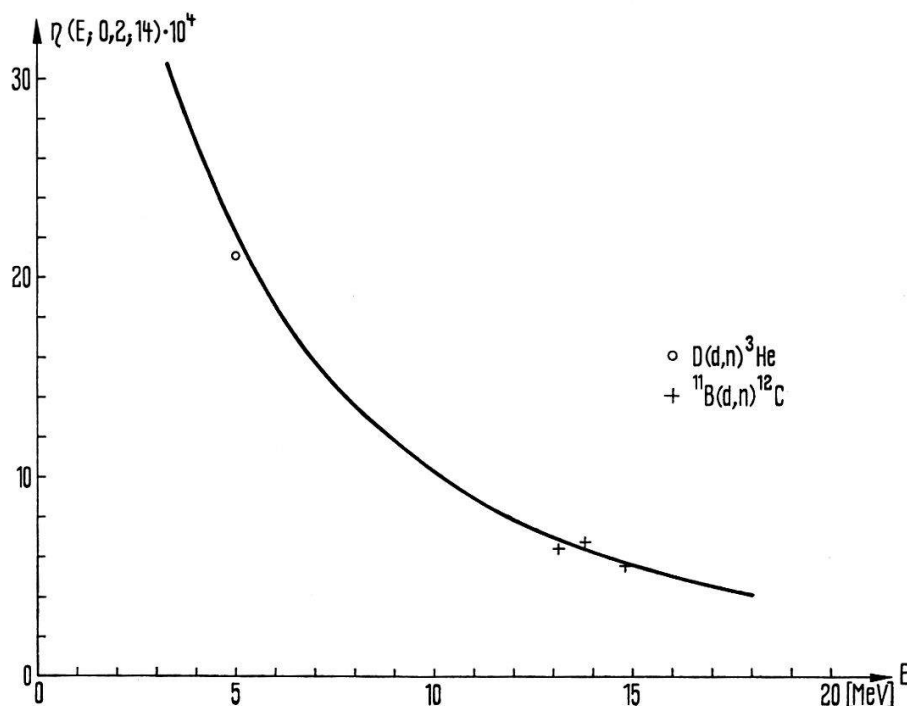


Figure 5

Cette discrimination n - γ n'est pas absolue, elle dépend beaucoup de la netteté du flanc de la courbe de coïncidence. Elle est favorisée par une grande valeur de t_1 . La discrimination a été suffisante dans notre cas pour rendre négligeable la contribution des γ dans le domaine de mesure. La porte linéaire P , les mises en forme OX et la coïncidence C ont été développées par E. Graf à l'Institut de Physique de Neuchâtel.

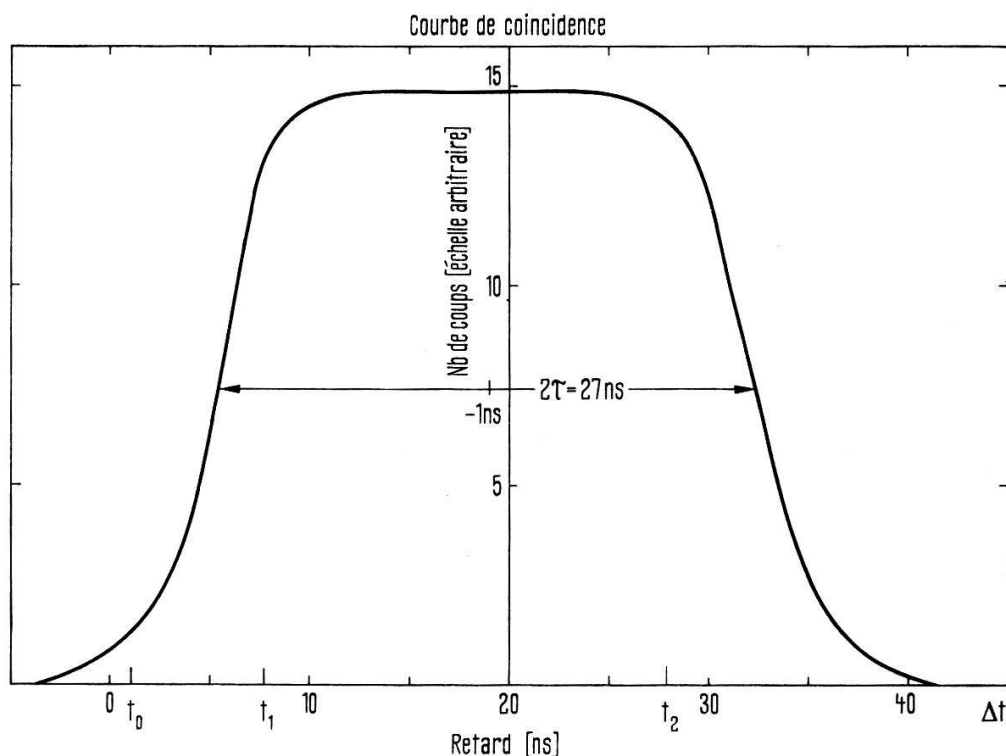


Figure 7

t_0 = temps de vol des gammas

t_1 = temps de vol des neutrons les plus énergétiques

t_2 = temps de vol des neutrons détectés les moins énergétiques.

b) Test de stabilité du rendement du spectromètre

La stabilité du rendement dépend principalement de la stabilité du seuil de détection du scintillateur annulaire. Pour une énergie de neutron E donnée, le rendement est défini par :

$$\eta = C_1 \left(1 - \frac{E_s}{E^j} \right)$$

$$\frac{\Delta\eta}{\eta} = \frac{\Delta E_s}{E^j - E_s} \quad (10)$$

E_s dépend de g la moyenne de gains g_1 et g_2 des photomultiplicateurs associés au scintillateur annulaire et de u_s la tension de seuil de la mise en forme des impulsions OX .

Au voisinage du seuil $E_s = C_0 \cdot U_s/g$, $C_0 =$ constante

$$\frac{\Delta E_s}{E_s} = \frac{\Delta g}{g} + \frac{\Delta u_s}{u_s}; \quad \frac{\Delta g}{g} \text{ s'estime à } 8\% \text{ et } \frac{\Delta u_s}{u_s} \text{ à } 10\%$$

ce qui donne $\Delta E_s/E_s \simeq 18\%$ pour $E_s = 0,2$ MeV.

Pour des neutrons d'énergie $E = 9$ MeV pour lesquels $E^f = 1$ MeV après une première diffusion, l'estimation donne

$$\frac{\Delta\eta}{\eta} \leq 5\% .$$

Des mesures de flux de neutrons issus de la réaction ${}^{11}\text{B}(d, n){}^{12}\text{C}$ pour $Ed = 1,4$ MeV sur une durée de plusieurs jours ont permis de confirmer que $\Delta\eta/\eta \leq 5\%$.

2.3 Préparation des cibles et estimation de leur épaisseur

a) Cibles de Bore ${}^{11}\text{B}$

Les cibles de bore naturel ont été évaporées à l'aide d'un canon à électrons et de bore à l'état cristallin, (Bore traité spécialement par la maison Wacker Chemie GmbH, München) sur plaque de tantale et sur plaque de verre simultanément. Les épaisseurs de ces cibles ont été mesurées à l'aide d'un interféromètre. Deux cibles ont été utilisées dont l'épaisseur est de 1750 Å et 5650 Å.

b) Cibles de Lithium ${}^7\text{Li}$

Obtenues par évaporation de lithium naturel métallique, sur cuivre, les cibles de lithium demandent beaucoup de précautions. Le point de fusion très bas du lithium (186°C à 1 atm) nécessite un refroidissement énergétique des cibles.

La mesure de l'épaisseur des cibles s'est effectuée par deux méthodes:

I. Mesure du flux de neutrons à $\theta = 0^\circ$ au voisinage du seuil [6] de la réaction ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$.

II. Après utilisation de la cible, mesure de la quantité de lithium par dosage chimique [2]. ($2\text{Li} + 2\text{HCl} \rightarrow 2\text{LiCl} + \text{H}_2$).

L'épaisseur des cibles a été choisie de façon à remplir au mieux trois conditions:

- 1ère suffisamment mince pour permettre l'étude d'une résonance d'une largeur estimée lors de mesures préliminaires à une centaine de keV.
- 2ème suffisamment épaisse pour que les mesures ne prennent pas un temps prohibitif et
- 3ème que les dépôts de carbone ne contribuent pas de façon appréciable à changer l'étalonnage en énergie du faisceau et changer sa définition en énergie.

Le carbone se dépose principalement à la périphérie du faisceau et forme une couche qu'une partie du faisceau de deutons doit traverser, ce qui amoindrit la définition en énergie du faisceau.

Nous avons choisi un compromis et utilisé deux cibles d'épaisseur de 40 et 70 keV pour $Ed = 1$ MeV.

2.4 Etalonnage de l'accélérateur en énergie et définition en énergie du faisceau de deutons

L'accélérateur utilisé est un accélérateur van de Graaff de 3 MeV d'énergie maximum.

Le faisceau de deutons est dévié dans un aimant d'analyse. La relation qui existe entre l'énergie des deutons et l'induction magnétique pour un rayon de courbure du faisceau donné

$$Ed = \frac{e^2 B^2 \rho^2}{2m} \quad (11)$$

nous permet de mesurer l'énergie des deutons en mesurant l'induction magnétique.

L'induction magnétique B est mesurée en un point de l'entrefer de l'aimant à l'aide d'un système à résonance paramagnétique du proton.

$$B = \alpha F \quad (12)$$

α = constante

F = fréquence de résonance

B = n'est pas absolument constant le long de la trajectoire des particules chargées (effet de bord).
Il faut considérer un q^2 moyen. Pour éviter de passer par la mesure de q , on établit directement la relation

$$Ed = \gamma F^2$$

où γ est une constante déterminée à l'aide d'une réaction à seuil.

On considère la réaction ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ qui nous donne la constante γ_1 de la relation:

$$Ep = \gamma_1 F^2 \quad Ep = \text{energie des protons accélérés et } \gamma = \gamma_1/2. \quad (13)$$

On a vérifié que Ep est proportionnel à F^2 à l'aide des réactions à seuil suivantes:

	Q [MeV]	E_s [MeV]
$T(p, n){}^3\text{He}$	-0,764	1,019
${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$	-1,646	1,881
${}^9\text{Be}(p, n){}^7\text{B}$	-1,853	2,059
${}^{11}\text{B}(p, n){}^{12}\text{C}$	-2,765	3,016

La valeur de γ a été contrôlé en utilisant la réaction $T(p, n){}^3\text{He}$ et comme projectile des ions H_2^+ .

Nous avons estimé la définition en énergie du faisceau de protons en utilisant une cible de ${}^7\text{Li}$ d'une épaisseur $\lesssim 1,5$ keV (épaisseur déterminée par dosage chimique). Nous trouvons par le rendement au voisinage du seuil [6] une épaisseur de 2 keV.

Nous pouvons en déduire que $\Delta E_p \sim 1,5$ keV. Nous faisons l'hypothèse que l'incertitude en énergie ΔE_d du faisceau de deutons est du même ordre soit $\Delta E_d' \leq 2$ keV.

3. Méthode de dépouillement des résultats

3.1 Niveaux du ${}^8\text{Be}$

Le niveau fondamental du ${}^8\text{Be}$ possède une largeur d'environ 7 eV [7], largeur négligeable vis-à-vis de l'incertitude en énergie que le spectromètre introduit. Il n'en est pas de même pour le premier niveau excité du ${}^8\text{Be}$ dont la largeur est de l'ordre de 2 MeV. BERKOWITZ [8] montre que la largeur de ce niveau excité dépend de la réaction au travers de laquelle on l'observe. La forme de ce niveau n'est pas symétrique. JOHNSON et TRAIL [9] ont décrit plusieurs formes possibles; nous retiendrons celle calculée à l'aide des déphasages de la diffusion élastique $\alpha\alpha$ analysés par TROMBELLO et SENHOUSE [10] en utilisant le formalisme décrit par BARKER et TREACY [11].

La Figure 8 donne la forme du niveau utilisée.

La distribution en énergie du premier niveau excité du ${}^8\text{Be}$ dans le système du laboratoire est donnée à partir de la distribution en énergie dans le système du centre de

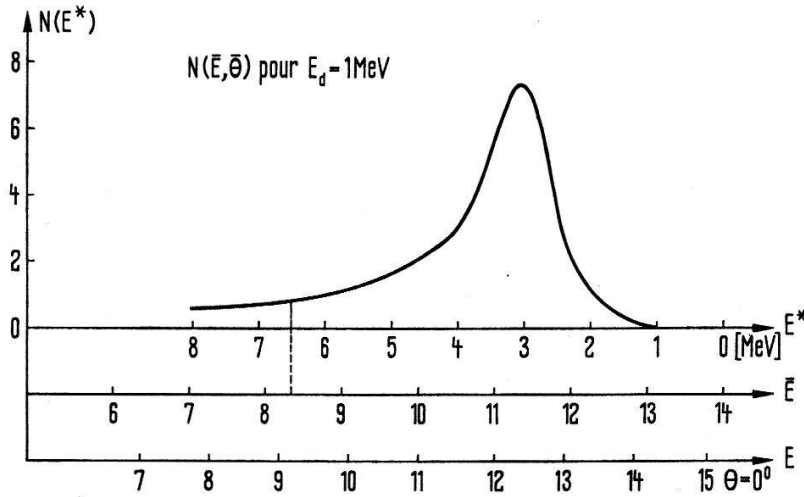


Figure 8

masse par la transformation suivante: (Les grandeurs surlignées ci-dessous concernent le système du centre de masse)

$$N(E, \theta) = \frac{\sin \bar{\theta}}{\sin \theta} J N(\bar{E}, \bar{\theta}) \quad (14)$$

$N(\bar{E}, \bar{\theta})$ est donné à la figure 8

$J = \text{jacobien} = 1$

$\sin \bar{\theta} / \sin \theta = p / \bar{p}$

$p = \text{impulsion du neutron dans le système du Laboratoire}$

$$N(E, \theta) = \frac{p}{\bar{p}} N(\bar{E}, \bar{\theta}). \quad (15)$$

La dépendance en énergie \bar{E} de $N(\bar{E}, \bar{\theta})$ est donnée à la Figure 8 et la dépendance en $\bar{\theta}$ de la même expression dépend de la probabilité de transition au premier niveau excité du ${}^8\text{Be}$ dans la réaction ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}^*$. Nous avons observé que la forme du spectre $N(E, \theta)$ change peu en fonction de l'angle θ . Nous admettons que p/\bar{p} est constant en fonction de \bar{E} , ainsi la forme du spectre ne change pas, seule l'échelle en énergie E se contracte avec l'angle θ .

3.2 Analyse des spectres mesurés

Afin de trouver une méthode de dépouillement des spectres de neutrons nous avons cherché à reconstituer la forme d'un spectre en connaissant la forme du spectre de neutrons à mesurer et la réponse du détecteur. Le spectromètre à neutrons rapides, pour un spectre de neutrons donnés $X(E)$ qu'il analyse, donne un spectre de réponse $b(c)$, il agit comme un opérateur de mesure O tel que $OX(E) = b(c)$.

$E = \text{énergie des neutrons}$

$c = \text{canaux de l'analyseur}$

On peut approcher O par un opérateur linéaire [12].

$$\int K(E, c) dE X(E) = b(c) \quad (c \text{ considéré momentanément comme indice continu}).$$

Pour des neutrons monokinétiques d'énergie E_0

$$X(E_0) = \delta(E - E_0) \text{ et } \int K(E, c) dE \delta(E - E_0) = K(E_0, c)$$

$K(E_0, c)$ correspond à la réponse du spectromètre pour une énergie E_0 de neutrons incidents.

$K(E, c)$ caractérise complètement le détecteur.

On peut approcher l'équation intégrale par une équation matricielle [12]

$X(E) = (X_1, X_2, \dots, X_n)$ ou l'énergie est divisée en petits intervalles

$b(c) = (b_1, b_2, \dots, b_n)$ ou c est l'indice de canal

$$K X(E) = b(c) .$$

La réponse du spectromètre a été mesurée pour différentes énergies de neutrons à l'aide de neutrons issus de la réaction $T(dn)^3\text{He}$.

Nous avons fait pour $K(E, c)$ l'hypothèse simplificatrice suivante: $K(E_a, c)$ est homothétique à $K(E_b, c)$, la réponse du spectromètre a la même forme pour toutes les énergies E envisagées, il n'y a que le rendement qui change. (La réponse du spectromètre en fonction de l'énergie est linéaire de 7 à 18 MeV.)

Il suffit de connaître $K(E_0, c)$ pour une énergie, pour en déduire $K(E, c)$ pour toutes les énergies à l'aide de la courbe du rendement. $K(18 \text{ MeV}, c)$ est représenté par la Figure 9.

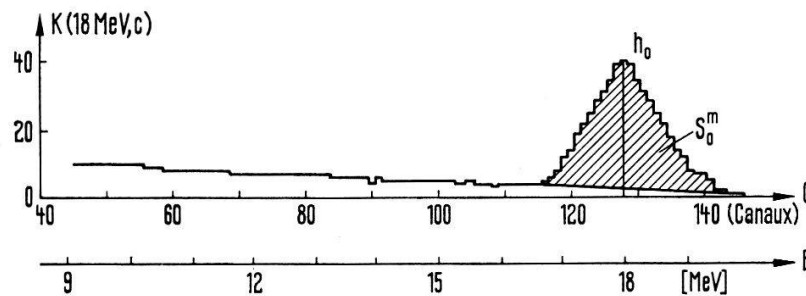


Figure 9

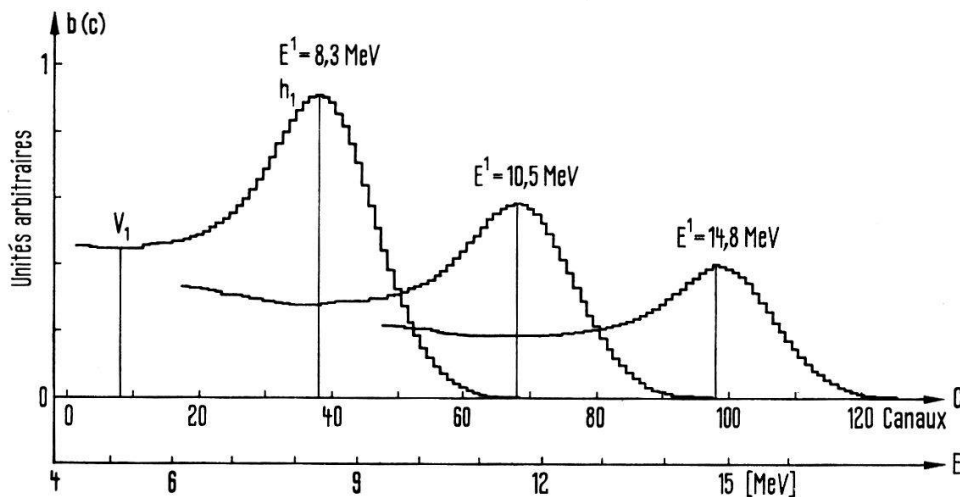


Figure 10

La Figure 10 montre le résultat $b(c)$ obtenu pour différents $X(E)$ correspondant à des énergies de transition n_1 différentes. Tels sont les spectres auxquels on peut s'attendre en l'absence de groupes de neutrons parasites (Fig. 10).

Nous avons caractérisé les spectres par trois paramètres:

a) en l'absence de neutrons parasites

h_0 = hauteur du pic correspondant au niveau fondamental du ${}^8\text{Be}$. h_0 est proportionnelle à l'intégrale du pic (Fig. 9)

h_1 = hauteur du pic correspondant au premier niveau excité du ${}^8\text{Be}$. h_1 est proportionnelle à l'intégrale du pic (Fig. 10).

Nous considérons le rapport pic/vallée $W = h_1/v_1$ comme étant une caractéristique de ce dernier groupe de neutrons. W est fonction de l'énergie E^1 repérant le maximum du spectre de neutrons.

$W(E^1)$ est établie à partir des courbes de la figure 10. d_1 (distance entre h_1 et v_1) correspond à une largeur de ~ 3 MeV.

Les meilleurs spectres expérimentaux de neutrons pour $E^1 = 15$ MeV donne $W(15) = 2,4$. Nous considérons cette valeur de 2,4 comme plus proche de la réalité que celle calculée ($W(15)_c = 2,2$). On fait la correction suivante: $W_{cor}(E^1) = (2,4/2,2) \cdot W(E^1)$.

La figure 11 donne $W_{cor}(E^1) = f(E^1)$.

b) En présence de neutrons parasites

Nous avons admis que le spectre de neutrons correspondant à la transition au niveau fondamental n'est pas perturbé par les neutrons parasites. D'autre part, la contribution des neutrons parasites dans le domaine de mesure des neutrons correspondant à la transition au premier niveau excité est supposée former un spectre linéaire décroissant en fonction de l'énergie tel que le montre la figure 12, ce que nous tenterons de justifier dans l'appendice 1.

$$h_0 = h'_0 - \beta h_1 \simeq h'_0 - \beta h'_1 \quad (\text{Fig. 12})$$

$\beta h'_1$ représente la contribution du grand pic sur le petit pic. (Contribution qui n'est pas représentée dans la figure 12).

$$h_1 = h'_1 - c - \alpha h_0 \quad \alpha h_0 = \text{contribution du petit pic sous le grand pic}$$

$$c = \frac{h'_1 - W_{cor}(E^1)V'_1}{1 - W_{cor}(E^1)b/a}$$

$$\alpha = 0,1$$

$$\beta = \beta(\theta) \simeq 0,02 - 0,01 \cos \theta .$$

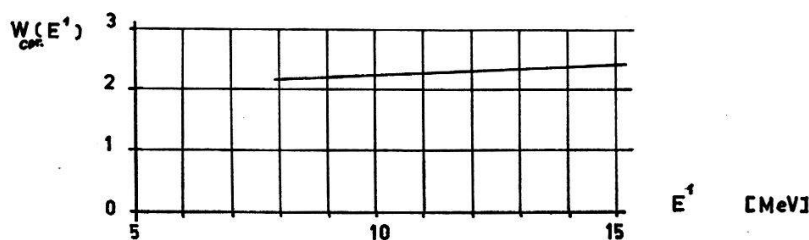


Figure 11

Examinons quelles intégrales attribuer à chacune des hauteurs h_0 et h_1 . Le nombre de coups contenu dans le pic de la transition n_0 est donné par l'intégrale suivante

$$N_{n_0} = \int X_{n_0}(E) dE = u_0 \int b_{n_0}(c) dc = s_0^m = y_0 h_0$$

$X_{n_0}(E)$ = forme réelle du spectre de la transition n_0

$b_{n_0}(c)$ = forme du spectre de la transition n_0 donnée par le spectromètre

$u_0 \neq 1$ car une partie du spectre obtenu correspond à des événements fortuits ainsi qu'à un spectre de neutrons dégradés par le blindage.

Nous prendrons en considération la surface s_0^m de la Figure 9.

L'intégrale du pic correspondant à la transition n_1 est plus difficile à caractériser.

$$N_{n_1} = \int X_{n_1}(E) dE = u_1 \int b_{n_1}(c) dc = s_1^m = y_1 h_1.$$

Pour déterminer s_1^m nous procédons de la façon suivante: pour $E^0 = E^1$ et $h_0 = h_1$ les deux pics ont la même hauteur, mais une forme différente et $s_1^m = y_1 h_1 = D \cdot y_0 h_0 = D \cdot s_0^m$

$$D = \frac{s_1^m}{s_0^m} = \frac{\int X_{n_1}(E) dE}{s_0^m}.$$

Ainsi à h_0 correspond une intégrale s_0^m ; à h_1 correspond une intégrale $D s_0^m$; D a été déterminé pour plusieurs énergies. D ne varie pas avec l'énergie.

D dépend de θ . $D = 1,8 ((1 + 0,035 \cos \theta)/1,035)$. Le facteur dépendant de θ représente la contraction moyenne de l'axe des énergies E en fonction de l'angle θ .

4. Résultats

4.1 Précision des mesures

$$\sigma^{n_0} = \frac{d\sigma^{n_0}}{dw}(\bar{E}, \bar{\theta}) = \frac{S_0^m(\bar{E}, h_0)}{\eta \pi_1 \cdot \pi_2 \cdot \Delta w} I K_0 \quad \text{section efficace de la transition } n_0 \text{ (Fig. 1)}$$

$$\sigma^{n_1} = \frac{d\sigma^{n_1}}{dw}(\bar{E}_1, \bar{\theta}) = \frac{S_0^m(\bar{E}_1, h_1) \cdot D}{\eta \pi_1 \cdot \pi_2 \cdot \Delta w} \left(\frac{\bar{p}}{p}\right) K_1 \quad \text{section efficace de la transition } n_1 \text{ (Fig. 1)}$$

k_0 et k_1 sont les coefficients tenant compte de l'affaiblissement du flux de neutrons à travers les parois de l'enceinte d'accélération (KESSI [2]). $s_0(\bar{E}, h_0)$ = intégrale attribuée au groupe de neutrons de la transition n_0 (Fig. 16).

I = coefficient de transformation du système du laboratoire au système du centre de masse.

(\bar{p}/\bar{p}) = coefficient de transformation du système du laboratoire au système du centre de masse pour les transitions n_1 , égal à la moyenne de \bar{p}/p sur le domaine d'énergie des neutrons envisagés.

π_1 = nombre de deutons ayant traversé la cible

π_2 = nombre de noyaux ${}^7\text{Li}$ par cm^2 dans la cible

Δw = angle solide d'ouverture du spectromètre

D = facteur d'intégration.

On a estimé que

σ^{n_0} est donné à $\pm 10\%$

et σ^{n_1} est donné à $\pm 12\%$ avec une erreur systématique sur D .

D dépend du choix de $X(E)$ (Fig. 8). En considérant les formes possibles données par JOHNSON et al. [9] on peut estimer que D pourrait dépasser au maximum de 20% la valeur que nous avons choisie.

4.2 Mesures

La Figure 12 représente un spectre de neutrons typique. Le petit pic correspond à la transition n_0 et le grand pic à la transition n_1 (Fig. 1).

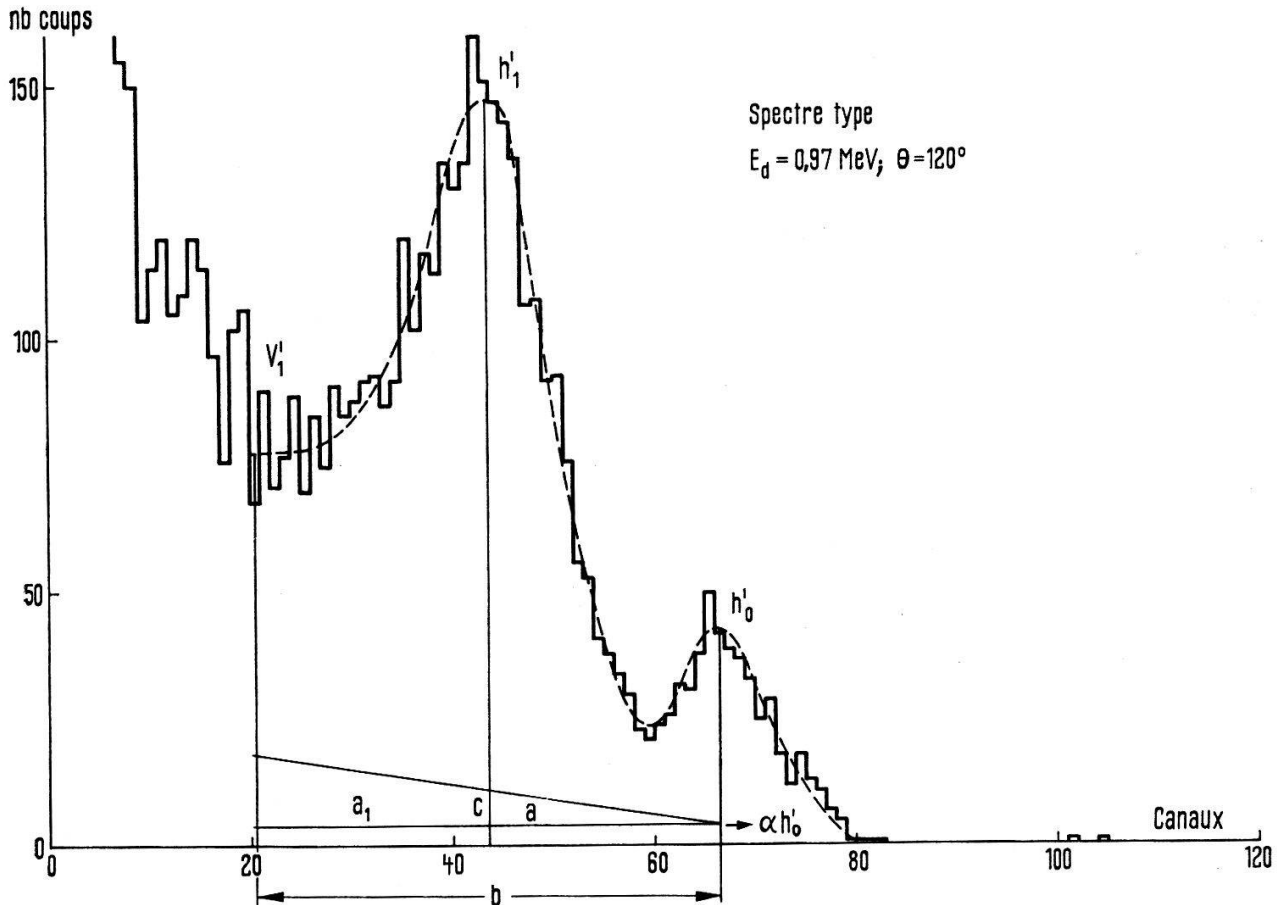


Figure 12

La Figure 13 illustre les résultats concernant les neutrons n_1 provenant de la transition au premier niveau excité du ${}^8\text{Be}$. Les courbes en traits pleins représentant un essai d'ajustement à partir d'un modèle décrit dans le chapitre 5, 5.3.

La figure 14 illustre les résultats concernant les neutrons n_0 de la transition au niveau fondamental. Les traits pointillés représentent les courbes utilisées pour estimer la section efficace totale de cette transition.

La Figure 15 donne deux distributions en énergie pour 0° et 90° pour les transitions n_0 et n_1 .

4.3 Comparaison de nos mesures avec des résultats expérimentaux déjà publiés

La Figure 16a compare les mesures globales effectuées par BAGUETT et al. [13] avec nos mesures relatives à n_1 . Ces auteurs définissent pour la somme de tous les groupes de neutrons un niveau résonnant ayant les caractéristiques suivantes: $E_d^{\text{rés.}} = 0,98 \text{ MeV}$, $\Gamma = 0,060 \text{ MeV}$.

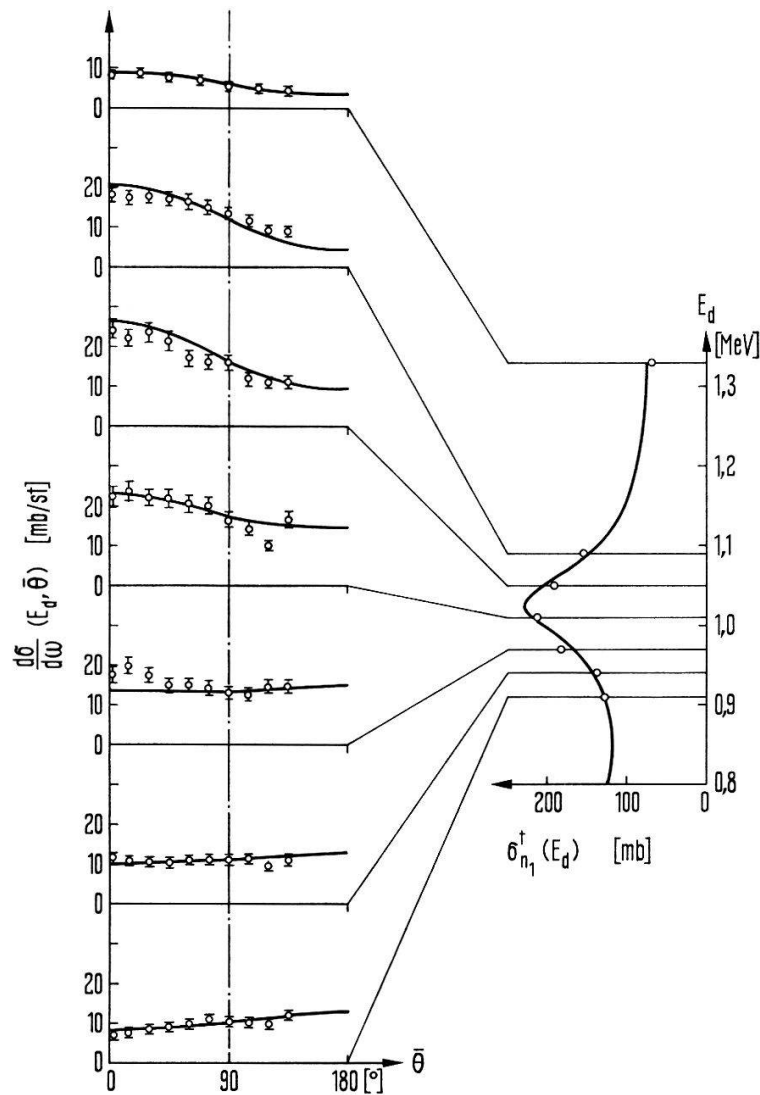


Figure 13

LAURITSEN et al. [7] font correspondre ce pic au niveau excité de 17,48 MeV du ${}^9\text{Be}$. En réalité à 17,48 MeV d'excitation correspond une énergie $E_d = 1,02$ MeV et non 0,98 MeV. Notre position du maximum $E_d = 1,025$ MeV (chap. 5, 5.3) est correcte.

Nous trouvons $\Gamma = 0,120$ MeV, il est possible que cette différence provienne de ce que L. M. BAGUETT et al. ne pouvaient isoler la résonance des autres contributions.

La Figure 16b compare deux de nos distributions angulaires, celles à $E_d = 1,09$ MeV (point de mesure) avec les distributions angulaires approximatives mesurées à $E_d = 1,08$ MeV par CATALA et al. [14] (courbes en traits pointillés). L'ordre de grandeur donné par CATALA et al. pour la section efficace est 100 fois plus petit que le nôtre. Nous comparons leurs mesures en unités relatives.

La Figure 17 compare deux distributions angulaires mesurées par JOHNSON et al. [9] à $E_d = 1,98$ MeV avec nos mesures à 1,93 MeV. En plus de la marge d'erreur indiquée sur notre graphique, nous avons un déplacement possible de la courbe d'environ 15% à cause d'une erreur sur la mesure de l'épaisseur de la cible (cible de 100 keV environ). Cette mesure avait été faite pour s'assurer du bon fonctionnement du spectromètre

5. Discussion et conclusions

5.1 Cadre théorique de la discussion

Nous utiliserons le formalisme de la matrice s en nous inspirant des théories de HUMBLET et ROSENFELD [16]. Pour un faisceau de particules incidentes non polarisé,

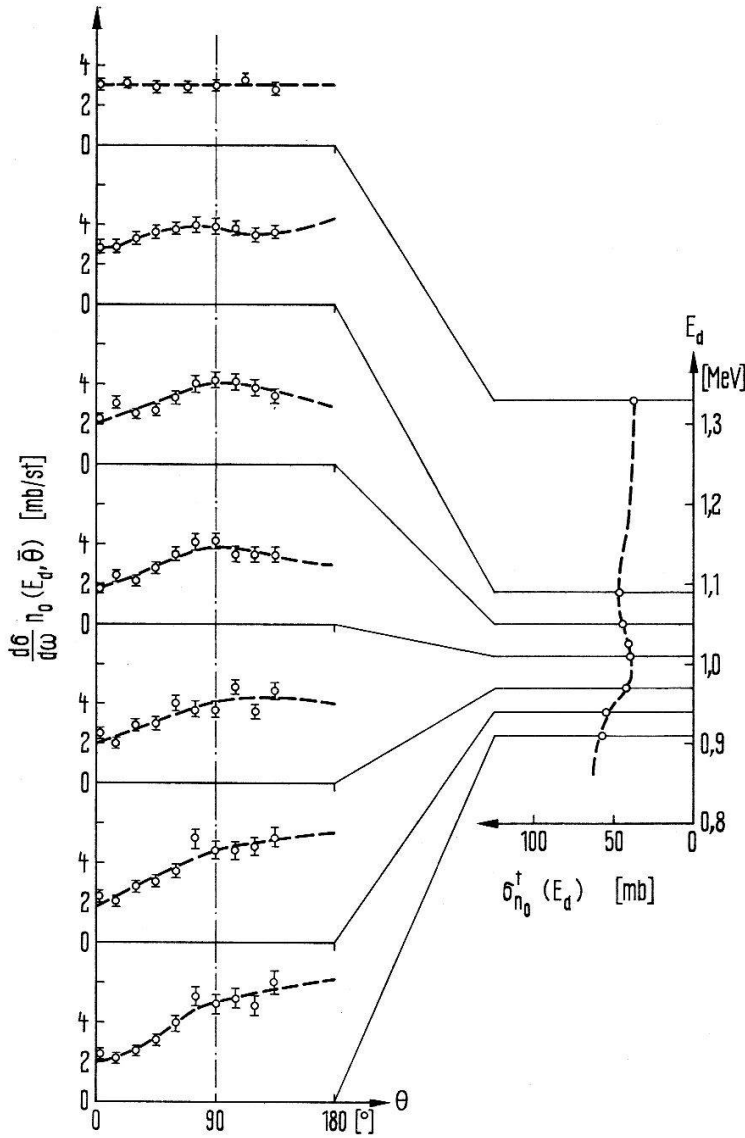


Figure 14

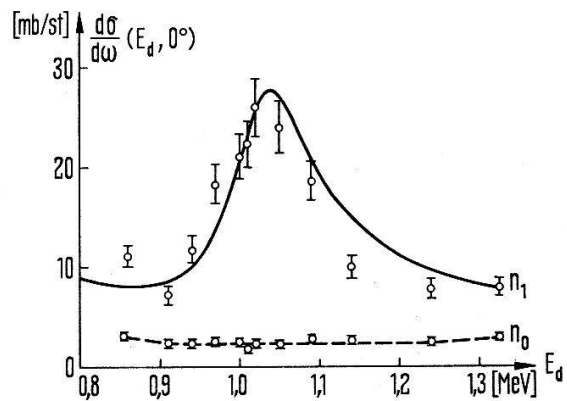
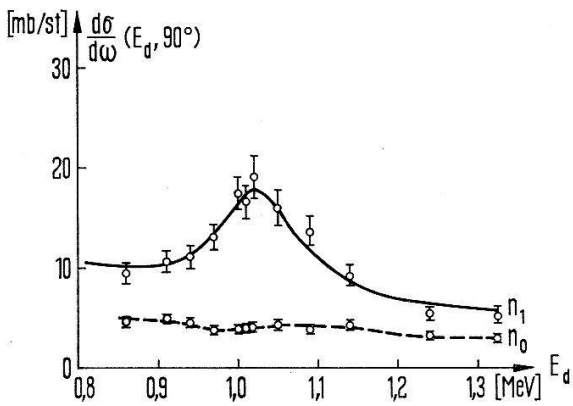


Figure 15

FESHBACH [15] donne l'expression mathématique suivante de la section efficace :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(\alpha' | \alpha)}{d\omega} = & \frac{\lambda^2}{4} \sum \frac{(-)^{s'-s}}{(2I+1)(2i+1)} \bar{Z}(l_1 J_1 l_2 J_2; sL) \bar{Z}(l'_1 J_1 l'_2 J_2; s'L) \\ & \times \text{Re} J(\alpha' l'_1 s' | \alpha l_1 s | J_1 \pi_1) J^*(\alpha' l'_2 s' | \alpha l_2 s | J_2 \pi_2) \\ & \times P_L(\cos \bar{\theta}) \end{aligned} \quad (16)$$

La somme dans l'équation (16) porte sur tous les moments angulaires et nombres quantiques de parité, mais non sur les voies α , α' et sur les spins de la cible et du projectile I et i . $\bar{\theta}$ est l'angle entre l'impulsion de la particule émergente et la direction du flux incident dans le système du centre de masse.

$$\begin{aligned} \bar{Z}(l_1 J_1 l_2 J_2; sL) = & [(2l_1 + 1)(2J_1 + 1)(2l_2 + 1)(2J_2 + 1)]^{1/2} \\ & \langle l_1 l_2 00 | L0 \rangle W(l_1 J_1 l_2 J_2; sL) \end{aligned}$$

où $\langle l_1 l_2 00 | L0 \rangle$ est un coefficient de Clebsh-Gordan et $W(l_1 J_1 l_2 J_2; sL)$ un coefficient de Racah.

$\bar{Z}(l_1 J_1 l_2 J_2; sL)$ décrit la probabilité de former un mélange d'états de moment angulaire total J_1 somme de l_1 et s et J_2 somme de l_2 et s . J_1 et J_2 sont des valeurs

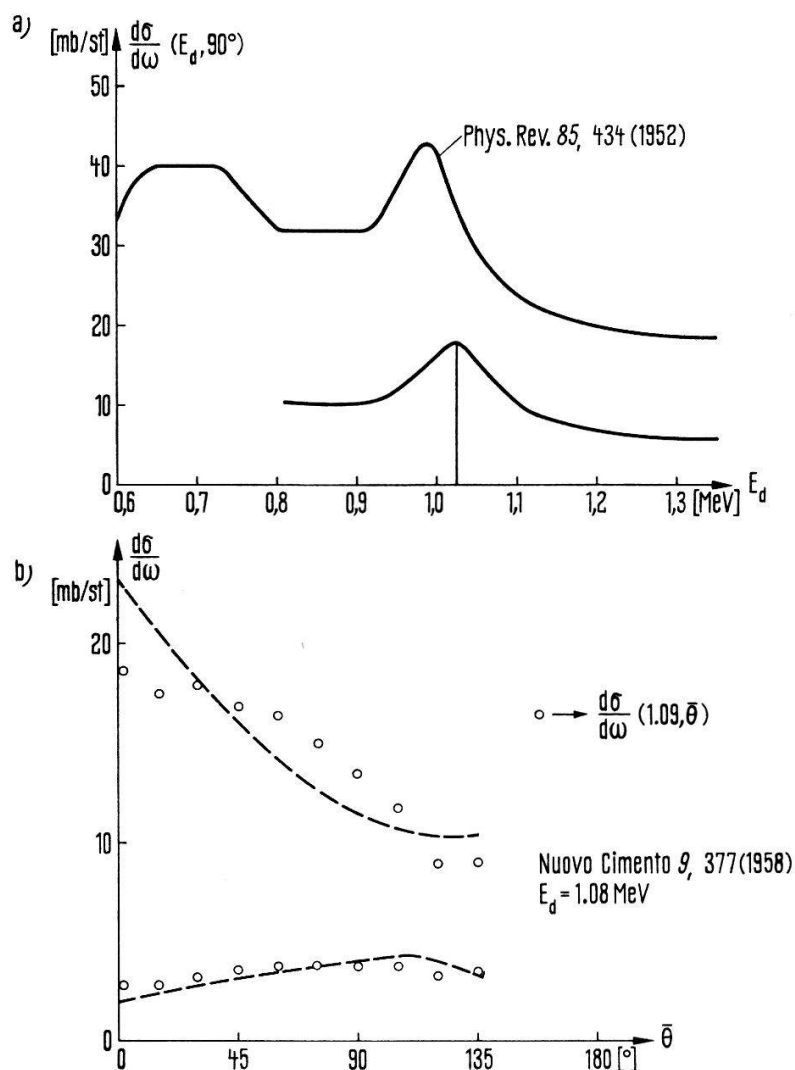


Figure 16

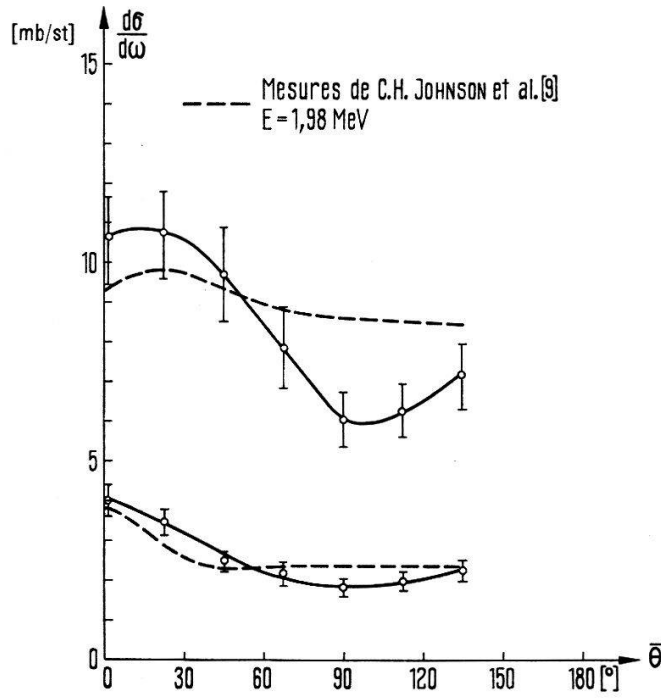


Figure 17

possibles de J et l_1 et l_2 sont deux valeurs possibles du moment angulaire orbital du flux incident qui, combiné avec s , forment J_1 et J_2 respectivement.

Propriétés des coefficients \bar{Z} :

- a) Les triades $(J_1 l_1 s)$ et $(J_2 l_2 s)$ doivent former les côtés d'un triangle (il en est de même pour les triades $(J_1 l'_1 s')$ et $(J_2 l'_2 s')$) pour que $Z \neq 0$.
- b) Pour que l'interférence des deux amplitudes correspondant respectivement à l'émission d'une particule de moment angulaire l'_1 et l'_2 donne un terme P_L dans la distribution angulaire, il faut satisfaire la condition suivante:

$$l'_1 + l'_2 = L.$$

Ainsi (l'_1, l'_2, L) doivent former les côtés d'un triangle possible. Les mêmes conditions sont valables pour les triades (l_1, l_2, L) et (J_1, J_2, L) . La Figure 18 illustre la situation:

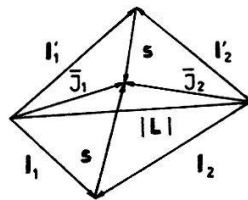


Figure 18

Une conséquence de ces propriétés est que

$$L_{max} \leq 2l_{max} \quad L_{max} \leq 2l'_{max}.$$

L'ordre maximum des polynômes de Legendre qui apparaissent dans le distribution angulaire est le double du plus petit des moments angulaires max., qu'il soit initial ou final.

$J(\alpha' l' s' | \alpha l s | J\pi)$ est la matrice de transition décrivant la transition de la voie α de spin s à la voie α' de spin s' . Le système a un moment angulaire total J et une parité π , la particule incidente un moment orbital l et la particule émergente un moment orbital l'

$$J(\alpha' l' s', \alpha l s, J\pi) = (\delta\alpha' \alpha \delta s' s \delta l' l - S^{J\pi} \alpha' s' l'; \alpha l s)$$

HUMBLET et ROSENFELD [16] font une étude très détaillée de la matrice de collision et proposent pour la matrice de transition l'expression suivante:

$$J(\alpha' l' s' | \alpha l s | J\pi) = C_0 K_{\alpha'}^{l'+1/2} K_{\alpha}^{l+1/2} \left\{ Q_{\alpha' \alpha}(\varepsilon) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{g_{\alpha' n} g_{\alpha n}}{\varepsilon - \varepsilon_n} \right\} \quad (17)$$

C_0 groupe un certain nombre de constantes que nous n'expliciterons pas.

$$\varepsilon - \varepsilon_n = E_{\alpha} - E_{\alpha n} + i \frac{\Gamma_n}{2}$$

$$E_{\alpha n} = \text{énergie de résonance}$$

$$g_{\alpha' n} g_{\alpha n} = r_{\alpha' \alpha n} = \text{résidu du pôle } \varepsilon_n \quad Q_{\alpha' \alpha}(\varepsilon) = \text{fonction entière de } \varepsilon$$

$\varepsilon = \text{énergie complexe}$

$$\frac{\hbar k_{\alpha}^2}{2 m_1} = E_{\alpha} \quad \frac{\hbar k_{\alpha'}^2}{2 m_3} = E_{\alpha'}$$

$$m_1 = \text{masse de la particule incidente}$$

$$m_3 = \text{masse de la particule sortante}$$

La section efficace totale est égale à

$$\sigma(\alpha' | \alpha) = \pi \lambda^2 \sum \frac{(2J+1)}{(2I+1)(2i+1)} | J(\alpha' l' s' | \alpha l s | J\pi) |^2. \quad (18)$$

5.2 Essai d'ajustement des mesures

Nous estimons les l et l' possibles par un calcul semi-classique utilisant le paramètre d'impact soit $b = R + \lambda$ le paramètre d'impact maximum le l_{max} qui intervient dans la réaction satisfait l'équation:

$$lm(lm+1) \hbar = (R + \lambda) \frac{\hbar}{\lambda} \quad (19)$$

$$R = \text{rayon d'interaction}$$

On estime par cette méthode que

$$l < 2 \quad l' < 4.$$

Les parités des niveaux initiaux, intermédiaires et finaux nous permettent de sélectionner les l pairs ou impairs ainsi que les l' pairs ou impairs. La parité de l'état excité ($E^* = 17,48$ MeV) du ${}^9\text{Be}^*$ est positive. L'état fondamental du ${}^7\text{Li}$ a une parité négative. Les parités du deuton, du neutron, du ${}^8\text{Be}$ à l'état fondamental et du ${}^9\text{Be}^*$ au premier niveau sont positives.

Nous en déduisons que

$$l \text{ est impair et } l' \text{ pair, donc que}$$

seules restent probables les valeurs

$$l = 1 \quad \text{et} \quad l' = 0, 2$$

Nous remarquons (Fig. 15) que la transition n_0 est beaucoup moins influencée par le niveau du ${}^9\text{Be}^*$ que la transition n_1 . Nous pensons que ceci provient d'un moment cinétique élevé du niveau du ${}^9\text{Be}^*$ étudié. Soit J_n ce moment cinétique.

$$J_n \leq 7/2 \text{ LAURITSEN et al. [7].}$$

Considérons différents J_n possibles

J_n	Transition n_0 l'_{min}	Transition n_1 l'_{min}
1/2	0	0
3/2	2	0
5/2	2	0
7/2	4	2

Nous remarquons que pour $J_n = 7/2$, le l'_{min} de la transition n_1 est une valeur probable tandis que le l'_{min} de la transition n_0 est une valeur peu probable, ceci expliquerait la situation de la Figure 15.

Nous adopterons la valeur $J_n = 7/2$ pour le niveau (17,48 MeV) du ${}^9\text{Be}^*$. Le nombre d'éléments de matrice pouvant intervenir dans l'expression de la section efficace, quoique passablement réduit par les limitations de l et l' , restent grand.

Nous avons choisi un modèle ne faisant intervenir que deux éléments de matrice. Pour le premier terme (J_0), notre choix a été guidé par le fait que les sections efficaces différentielles n'ont pas un caractère de symétrie par rapport à $\theta = 90^\circ$, nous avons considéré un élément de matrice de parité contraire à celle du niveau du ${}^9\text{Be}^*$ (17,48 MeV). Nous y avons inclus les caractéristiques du niveau ${}^9\text{Be}^*$ (17,28 MeV). Le second terme (J_1) contient l'expression de la résonance que nous étudions.

La présence d'interférence en énergie nous a conduit à introduire des termes constants en addition aux termes de résonance.

S'inspirant de l'expression (17) nous posons:

$$J_0 = J \left(\beta \begin{array}{c} 1 \\ 2 \end{array} \left| \begin{array}{c} \beta \\ 0 \end{array} \begin{array}{c} 5 \\ 2 \end{array} \right| \begin{array}{c} 5 \\ 2 \end{array} - \right) = \left(\frac{B((Ed - E_0) - i(\Gamma_0/2))}{(Ed - E_0)^2 + (\Gamma_0/2)^2} + C + iD \right) Kd^{1/2}$$

$$E_0 = 0,7 \text{ MeV} \quad \Gamma_0 = 0,22 \text{ MeV} \quad \text{LAURITSEN et al. [7]}$$

β signifie qu'il s'agit de la transition n_0 empruntant l'état (E_0, Γ_0) .

$$J_1 = J \left(n_1 \begin{array}{c} 2 \\ 2 \end{array} \left| \begin{array}{c} n_1 \\ 1 \end{array} \begin{array}{c} 5 \\ 2 \end{array} \right| \begin{array}{c} 7 \\ 2 \end{array} + \right) = \left(\frac{R((Ed - E_1) - i(\Gamma_1/2))}{(Ed - E_1)^2 + (\Gamma_1/2)^2} + A + iA_1 \right) Kd^{2/3} e^{i\phi}$$

K_n est considéré comme constant $\hbar K_n^2/2 m_n = E$ (énergie neutrons)
 $\hbar^2 K_d^2/2 m_d = Ed$ Nous avons choisi $s' = 5/2$ $s = 5/2$ comme le seul «possible» et n'avons pas tenu compte de $s' = 3/2$

ϕ est la phase relative entre les éléments résonants de J_0 et J_1 .

La table «The 3- j and 6- j symbols» de BIRINS et al. [17] permet d'obtenir

$$\frac{d\sigma^{n_1}}{dw} (Ed, \bar{\theta}) = \frac{\lambda^2}{48} (J_1 J_2^* (7,59 + 1,23 \cos^2 \bar{\theta}) + J_0 J_0^* 6 + Re J_0 J_1^* \cos \bar{\theta} 7). \quad (20)$$

$Re J_0 J_1^*$ est le terme d'interférence angulaire

$$\sigma_t^{n_1}(Ed) = \frac{\pi \lambda^2}{12} (6 J_0 J_0^* + 8 J_1 J_1^*) . \quad (21)$$

Ajustement des paramètres:

Nous n'avons considéré que la transition n_1 .

Nous n'avons pas utilisé une méthode d'optimisation compliquée, la précision de nos mesures n'étant pas suffisante pour justifier l'emploi d'une technique détaillée.

Nous avons procédé par approximations successives en jugeant des modifications apportées par chaque changement de l'ensemble des paramètres.

Nous arrivons aux résultats suivants:

$$E_1 = 1,025 \text{ MeV}$$

Il n'y a pas de déplacement de la résonance due à l'interférence.

$$\Gamma_1 = 0,120 \text{ MeV}$$

$$R = 1,045 \left(\frac{\sqrt{Ed}}{Kd \cdot \pi} \right)^{1/2}$$

$$A = 0$$

$$A_1 = 2,620 \left(\frac{\sqrt{Ed}}{Kd \cdot \pi} \right)^{1/2}$$

$$B = 1,026 \left(\frac{Kd \sqrt{0,7}}{\sqrt{Ed} \cdot \pi} \right)$$

$$C = 10,8 \left(\frac{Kd \sqrt{0,7}}{\sqrt{Ed} \cdot \pi} \right)$$

$$\phi = 20^\circ$$

$$\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma} = 20\% .$$

Les courbes correspondant à cette situation, pour les distributions en énergie et pour les distributions angulaires du groupe n_1 , sont tracées dans les Figures 13 et 15.

En résumé: nous attribuons un moment cinétique $J_n = 7/2$ et une largeur $\Gamma = 120 \text{ keV}$ au niveau excité du ${}^9\text{Be}^*$ à 17,48 MeV.

Remarque: Il serait intéressant de faire des mesures de la section efficace de la réaction ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ avec un dispositif de mesure multiparamétrique. Il serait possible de séparer les contributions des différentes réactions (Fig. 1). Toutefois, la grande largeur des niveaux du ${}^8\text{Be}$ reste une difficulté dans l'identification des transitions n_1 et n_2 (Fig. 1).

6. Conclusion

Notre travail met en évidence un cas particulier d'interférences; contraire au cas de la théorie des fluctuations d'ERICSON [18], qui traite des interférences de plusieurs résonances dans un intervalle d'énergie petit par rapport à la largeur moyenne de ces résonances et différent du cas d'une résonance isolée interférant avec la diffusion élastique (par ex. WILLARD [19]). Notre cas fait intervenir deux résonances de parités contraires en plus de contributions à la diffusion peu dépendantes de l'énergie. La

présence de contributions indépendantes de l'énergie que nous avons introduites sous forme de constantes dans les éléments de matrices utilisés dans le chapitre 5.2 pourraient être le reflet du mécanisme de stripping. Toutefois KESSI [2] a fait une estimation de la section efficace s'inspirant d'un mécanisme direct (voir page 1) et trouve un ordre de grandeur beaucoup plus petit que celui donné par l'expérience; d'autre part, MALUZINSKA [20] a montré que les résultats donnés par la théorie du stripping n'étaient pas en accord avec l'expérience pour une énergie de deutons $Ed = 200$ keV. Ces considérations nous amènent à interpréter les contributions présentes, autres que les résonances, comme étant l'influence possible de pôles de la matrice s éloignés de l'axe réel d'énergie. Nous avons réussi, à l'aide de deux éléments de matrice, contenant chacun un terme de résonance, à ajuster des courbes théoriques à l'ensemble des mesures concernant la transition n_1 . Nous n'avons pas fait la même démarche pour la transition n_0 considérant que les sections efficaces mesurées ne sont pas suffisamment marquées par la présence des résonances pour que nous puissions en déduire des éléments de matrice significatifs.

Remerciements

Ce travail a été effectué avec le soutien constant du Prof. J. ROSSEL et à la suite d'une suggestion du Prof. C. ZANGGER que je tiens à remercier de leur appui.

Je remercie également mes collègues des groupes de physique nucléaire expérimentale et théorique des discussions fructueuses que j'ai eues avec eux.

L'aide financière du Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique a rendu possible cette recherche.

Appendice 1

Effets des réactions compétitives

a) ${}^7\text{Li}(d, n)2\alpha$

Nous avons vu page 1 que la réaction (1): ${}^7\text{Li}(d, n)2\alpha$ produit des neutrons dans le même domaine d'énergie que les transitions ${}^7\text{Li}(d, n_0){}^8\text{Be}$ et ${}^7\text{Li}(d, n_1){}^8\text{Be}^*$. Aucune mesure n'a encore été faite de cette réaction à 3 corps pour une énergie comprise dans l'intervalle $0,8 < Ed < 1,3$ MeV. Nous pouvons faire une estimation de la forme du spectre de neutrons à l'aide de l'espace de phase.

Dans le centre de masse:

$dz = nb$ de cellules dans l'espace de phase à trois particules dans l'état final.

$$dZ = C d\mathbf{p}_1 d\mathbf{p}_2 d\mathbf{p}_3 \delta \left(E - \sum_{i=1}^3 T_i \right) \delta (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 + \mathbf{p}_3) \quad (22)$$

$$T_i = \frac{p_i^2}{2m}$$

Considérons $M(p_1)$ la distribution en impulsion p_1 , des neutrons dans un angle solide $d\Omega_1$ pour toutes les combinaisons possibles de p_2 et p_3

$$M(p_1) = \frac{\int dz}{d\Omega_1 dp_2} = C p_1^2 \iint d\mathbf{p}_2 \delta \left(E - \frac{p_1^2}{2m_1} - \frac{p_2^2}{2m_2} - \frac{(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2}{2m_3} \right)$$

$\delta \left(E - \sum_{i=1}^3 T_i \right)$ concerne la variable d'intégration T_1 . Il faut donc faire intervenir le jacobien p_2/m pour intégrer en p_2 .

Posons

$$\begin{aligned} \mathbf{x} &= \mathbf{p}_2 + \frac{1}{2 \alpha'_2 m_3} \mathbf{p}_1 & \alpha'_1 &= \frac{1}{2} \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_3} \right) \\ d\mathbf{x} &= d\mathbf{p}_2 & \alpha'_2 &= \frac{1}{2} \left(\frac{1}{m_2} + \frac{1}{m_3} \right) \\ \delta \left(E - \frac{p_1^2}{2 m_1} - \frac{p_2^2}{2 m_2} - \frac{(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2}{2 m_3} \right) &= \delta \left(x^2 - \frac{1}{\alpha'_2} \left(E - p_1^2 \left(\alpha'_1 - \frac{1}{4 \alpha'_2 m_3^2} \right) \right) \right) \\ M(p_1) &= C_2 p_1^2 \left(E - \frac{p_1^2}{2 m_1} \left(\frac{m_1 + m_2 + m_3}{m_3 + m_2} \right) \right) \end{aligned} \quad (23)$$

Dans le laboratoire:

$$\begin{aligned} M(E, \theta) &= c_2 m_1 \left(E - \frac{1}{2 m_1} \frac{m_1 + m_2 + m_3}{m_3 + m_2} (2 m E + m^2 V^2 \right. \\ &\quad \left. - 2 \sqrt{2 m E} m V \cos \theta) \right) \sqrt{2 m E} \\ V &= \text{vitesse du centre de masse } {}^7\text{Li} + d \end{aligned} \quad (24)$$

$M(E, \theta)$ est représenté à la Figure 19.

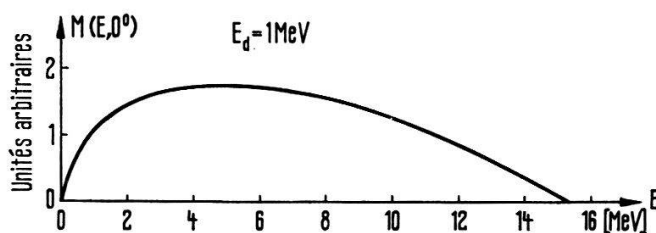


Figure 19

L'importance de cette réaction est estimée être 10 fois moins grande que celle de ${}^7\text{Li}(d, n_0){}^8\text{Be}$ g.s. (JOHNSON et al. [9]).

b) ${}^7\text{Li}(d, \alpha){}^5\text{He}$

Les réactions (2) et (3) donnent une contribution difficile à caractériser. A l'aide de la théorie développée par QUEBERT et al. [21] pour la réaction à deux étapes ${}^6\text{Li}({}^6\text{Li}, \alpha){}^8\text{Be}^*$, ${}^8\text{Be}^* \rightarrow 2 \alpha$, on peut montrer que la forme du spectre de neutrons pour notre réaction est approximativement représentée par

$$H(E) = \frac{\partial \sigma(E)}{\partial E} = \int_{y_m}^{y_M} \frac{f(y) dy}{2 m_5 V_4 V_5} \quad (25)$$

$d\sigma(E)/\partial E_s$ = distribution des neutrons en fonction de l'énergie dans le système du centre $d + {}^7\text{Li}$

y = énergie de la première réaction dans le centre de masse $d + {}^7\text{Li}$.

$f(y)$ = variation de la section efficace de la première étape

m_s = masse neutron

V_4 = vitesse de ${}^5\text{He}^*$ dans le système du centre de masse de ${}^7\text{Li} + d$

V_5 = vitesse du neutron dans le système du centre de masse de ${}^5\text{He}^*$.

L'article de RIVIÈRE [22] donne la probabilité de formation de ${}^5\text{He}$ à partir de ${}^7\text{Li}(d, n){}^5\text{He}$. En extrapolant la courbe de RIVIÈRE (Fig. 5, page 88 de l'article [22]) par une droite aboutissant à zéro pour une énergie de 9 MeV de neutron dans le système du centre de masse de ${}^5\text{He}^*$, on peut estimer la forme du spectre de neutrons cherché à l'aide de la formule (25).

La Figure 20 donne $f(y)$ et $H(\bar{E})$. \bar{E} = énergie des neutrons dans le système du centre de masse ${}^7\text{Li} + d$.

PAUL et KOHLER [23] permettent d'estimer que la contribution des neutrons représentés par la surface hachurée de la Figure 21 correspond au maximum à 10% des neutrons produits par la réaction ${}^7\text{Li}(d, n_1){}^8\text{Be}^*$.

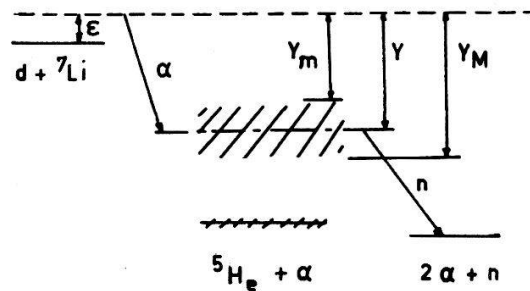


Figure 20

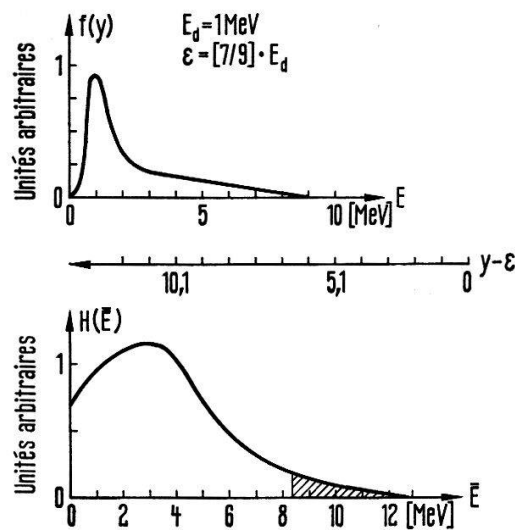


Figure 21

La zone hachurée correspond à la partie gênante de cette production de neutrons pour notre dépouillement du groupe de neutrons de la transition n_1 . $H(\bar{E})$ est indépendant de θ . REY [24] donne les caractéristiques de $H(\bar{E})$ pour $E_d = 130$ keV.

c) ${}^7\text{Li}(d, n_2){}^8\text{Be}^*$

La réaction (4) donne des neutrons jusqu'à environ 9 MeV d'énergie dans le centre de masse de ${}^7\text{Li} + d$ (JOHNSON et al. [9]) et perturbe plus sensiblement notre domaine de mesure pour les angles θ grands que pour $\theta = 0^\circ$, car les niveaux se rapprochent et se chevauchent à mesure que θ augmente.

Les Figures 19, 21 et 22 suggèrent la possibilité de prendre une droite pour représenter le champ de neutrons parasites.

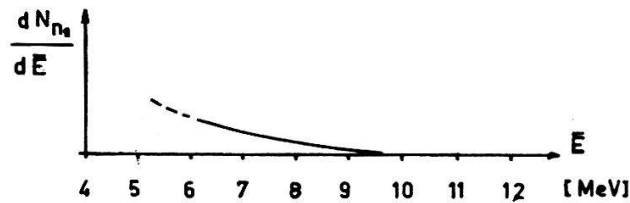


Figure 22

Les corrections ainsi obtenues sur les hauteurs h'_1 mesurées étant au maximum de 30% dans les plus mauvais cas, nous pouvons considérer cette méthode comme suffisante.

7. Liste des références

- [1] Helv. phys. Acta 39, 218 (1966).
- [2] Travail de diplôme de R. KESSI, Institut de Physique, Neuchâtel.
- [3] Helv. phys. Acta 35, 549 (1962).
- [4] C. M. JONES et al., Rev. Mod. Phys. 37, 437 (1965).
- [5] NDL-TR. 40 United States Army, Material command. Washington 25 D.C.
- [6] Fast Neutron Physics Part. I, p. 154, § 5.
- [7] T. LAURITSEN et al., Nucl. Phys. 78, 65 (1966).
- [8] E. H. BERKOWITZ, Nucl. Phys. 60, 555 (1964).
- [9] C. H. JOHNSON and C. C. TRAIL, Phys. Rev. 133, B1183 (1964).
- [10] T. A. TOMBRELLO and L. S. SENHOUSE, Phys. Rev. 129, 2252 (1963).
- [11] F. C. BARKER and P. B. TREACY, Nucl. Phys. 38, 34 (1962).
- [12] W. R. BURRUS, ORNL-3743.
- [13] L. M. BAGUETT et al., Phys. Rev. 85, 434 (1952).
- [14] J. CATALA et al., Nuovo Cim. 9, 377 (1958).
- [15] H. FESHBACH, Nuclear Spectroscopy, Part. B (1960), Ed by. Fay Ajzenberg-Selove, p. 265.
- [16] J. HUMBLET and L. ROSENFELD, Nucl. Phys. 26, 529 (1961) et S. Matrix of Nuclear Resonance Reactions. International Course on Nuclear Physics, Trieste.
- [17] The 3-j and 6-j symbols, MANUEL ROTENBERG, R. BIRINS, N. METROPOLIS, K. J. WOOTEN, M.I.T.
- [18] T. ERICSON, Ann. Phys. 23 (1963).
- [19] H. B. WILLARD, Progress in Fast Neutrons Physics, p. 273 (The University of Chicago Press).
- [20] K. MALUSZYNSKA, Acta Phys. Pol. 29, 907 (1966).
- [21] J. L. QUEBERT et al., Nucl. Phys. 54, 257 (1964).
- [22] A. C. RIVIÈRE, Nucl. Phys. 2, 81 (1956/57).
- [23] P. PAUL and V. KOHLER, Phys. Rev. 129, 2698 (1963 II).
- [24] JACQUES REY, Thèse, Université Toulouse (Application des techniques de spectrométrie de neutrons rapides à l'étude des réactions nucléaires induites par des ions Li).