CEA 2407 - SZABO I.

٠

MESURE DE LA DISTRIBUTION ANGULAIRE A 14 MeV DE NEUTRONS DE DIFFUSION INELASTIQUE SUR LE NIVEAU O+ DE 7,65 MeV DU ¹²C (1964).

Sommaire :

Réalisation d'un spectromètre de neutrons rapides à temps-de-vol de résolution totale 1,4 ns. Application : ¹²C (n, n') ¹²C (7,65 MeV) donnant $\sigma_t \simeq 20$ mb, une forte émission vers l'avant σ ($\theta = 15^{\circ}$) $\simeq 8$ mb/sr indiquant un processus d'interaction directe.

56 pages.

CEA 2407 --- SZABO I.

MEASUREMENT OF THE ANGULAR DISTRIBUTION OF 14 MeV NEUTRONS SCATTERED INELASTICALLY FROM THE O+ LEVEL AT 7.65 MeV (1964).

1

.

r

Summary :

Inelastic scattering of 14 MeV neutrons from ¹²C and angular distribution for the O+ (7,65 MeV) level, with a time-of-flight spectrometer (over-all resolution 1,4 n s), gives strong forward maximum σ ($\theta = 15^{\circ}$) \simeq 8 mb/sr suggesting a direct-interaction process.

56 pages.

COMMISSARIAT A L'ÉNERGIE ATOMIQUE

MESURE DE LA DISTRIBUTION ANGULAIRE A 14 MeV DE NEUTRONS DE DIFFUSION INÉLASTIQUE SUR LE NIVEAU O⁺ DE 7,65 MeV DU ¹²C

par

I. SZABO

Rapport CEA - R 2407

CENTRE D'ÉTUDES NUCLÉAIRES DE GRENOBLE

1964

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

I. SZABO Ingénieur I.R.G. – Licencié ès-Sciences

PREMIÈRE THÈSE

Mesure de la distribution angulaire à 14 MeV de neutrons de diffusion inélastique sur le niveau O⁺ de 7,65 MeV du ¹²C

DEUXIÈME THÈSE

État actuel de la technique du microtron

Soutenues le 30 Novembre 1963 devant la Commission d'examen

MM. A. MOUSSA Président

R. BOUCHEZ

J. MOUSSIEGT

Examinateurs

AVANT-PROPOS

La diffusion des neutrons rapides de 14 MeV a été beaucoup étudiée (ANDERSON 1958, COON 1958, NAKADA 1958, CLARKE 1961, DUCLOS 1962, STRIZHAC 1962, TESCH 1962), mais pour des réactions dont la section efficace différentielle σ (θ) est au moins de 10 mb/sr. Pour étudier des réactions de l'ordre du mb/sr, nous avons été amenés à améliorer le spectromètre des neutrons rapides par temps-de-vol. C'est le but de ce travail d'analyser la résolution en énergie et le bruitde-fond résiduel pour obtenir des améliorations permettant la mesure de la distribution angulaire de la réaction ¹²C (n, n') ¹²C^{*}(O⁺; 7,65 MeV) dont σ (θ) est de quelques mb/sr.

On a étudié systématiquement les paramètres expérimentaux de la spectrométrie de neutrons rapides utilisant la méthode de temps-de-vol, l'instant initial étant défini par la détection de la particule α associée au neutron de la réaction T (d, n) α . L'amélioration de la résolution en temps par l'utilisation d'un convertisseur temps-amplitude à diodes "tunnel" (VAN ZURK 1963) et la réduction de la trainée des pics, la diminution importante des phénomènes parasites fortuits et corrélés dans le temps, ont permis de mesurer des sections efficaces différentielles de l'ordre du mb/sr. Pour une base de vol de 1,20 m, la résolution en énergie à 14 MeV est de 12 %, correspondant à une résolution totale en temps de 1,4 ns pour la largeur totale prise à mi-hauteur du pic.

Le spectromètre réalisé a été utilisé pour mesurer les sections efficaces différentielles de la réaction 12 C (n, n'). Les résultats de la diffusion élastique et inélastique sur le premier niveau (4,43 MeV) ont été comparés aux résultats antérieurs obtenus au laboratoire avec des neutrons d'énergie légèrement supérieure (14,6 MeV). L'excitation du niveau de 7,65 MeV du 12 C par les neutrons rapides n'a été observée que très récemment, et les mesures de sections efficaces différentielles effectuées aux petits angles par RETHMEIER (1961 - 62) et jusqu'à 120° dans notre laboratoire (BOUCHEZ 1962) donnant des résultats très différents, une nouvelle mesure fut effectuée avec ce spectromètre, confirmant nos résultats antérieurs : la distribution angulaire de ce niveau montrant une émission préférentielle vers l'avant avec σ (θ) \simeq 8 mb/sr à 0 = 15° et l'existence de deux minima à 45° et 135°.

Ce travail a été réalisé grâce aux moyens mis à ma disposition par l'Université et le Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble. Je prie, Monsieur le Professeur L. NEEL, Directeur du C.E.N.G. de bien vouloir trouver ici l'expression de ma reconnaissance.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur A. MOUSSA pour l'intérêt qu'il a manifesté à ma thèse.

Je remercie tout particulièrement, Monsieur le Professeur R. BOUCHEZ, qui a bien voulu m'accueillir dans son laboratoire et diriger mon travail depuis le début. Ses conseils éclairés m'ont permis de réaliser les études qu'il avait suggérées.

Monsieur le Professeur J. MOUSSIEGT, de l'Ecole Nationale Supérieure de Radioélectricité de Grenoble a suivi de près l'évolution de mon travail, je suis heureux de l'en remercier respectueusement.

Dans la mise au point des expériences, j'ai eu la chance d'avoir la collaboration précieuse de Messieurs J. DUCLOS, Docteur-Ingénieur, et F. MERCHEZ, assistant au laboratoire.

La source de neutrons rapides dont je dispose est le générateur "Ariane" (S.A.M.E.S.) de 300 kV du Laboratoire de Physique Nucléaire de l'Université de Grenoble. Je remercie Monsieur DANIELOU (Agent Technique au C.E.N.G.) qui en a assuré un fonctionnement toujours parfait. Je remercie également le personnel du Laboratoire de Physique Nucléaire et plus particulièrement Messieurs RIBACK, TOURNIER, RABOUR, DOUSSON, MAURICE et Madame CHANTEREAU pour leur aide précieuse et constante.

Enf:, cette étude n'a été possible que grâce à une bourse qu'a bien voulu m'accorder le Commissariat à l'Energie Atomique.

CHAPITRE I

SPECTROMÉTRIE PAR TEMPS-DE-VOL UTILISANT LA MÉTHODE DE LA PARTICULE ASSOCIÉE

1/ Dispositif expérimental

Le temps-de-vol d'un neutron d'énergie E, sur une distance D, donné par t (n s) = 72,3 D (m)/ $\sqrt{\text{F}(\text{MeV})}$ (1) (t en nanosecondes, D en mètres et E en MeV) nécessite de déterminer le temps initial et le temps final. Le processus expérimental comprend la détection de l'instant initial et de l'instant final, la conversion linéaire du spectre de temps en un spectre d'amplitude et l'analyse de ce dernier par un sélecteur d'amplitude (par exemple sélecteur multicanaux). Les différents dispositifs expérimentaux de temps-de-vol, associés à des sources de neutrons de 14 MeV ont été décrits à plusieurs reprises (ANDERSON 1958, COON 1958, NAKADA 1958, CLARKE 1961 DUCLOS 1962, STRIZHAC 1962, TESCH 1962). Pour repérer l'instant initial, nous avons utilisé la détection de la particule α , méthode qui est plus avantageuse que l'utilisation de sources pulsées dans une salle expérimentale de faibles dimensions, de côté inférieur à 12 m (PERRIN 1963). Le dispositif adopté et représenté sur la figure 1, est très classique. Notre but a été de définir les paramètres qui limitent les performances d'un tel spectromètre et d'étudier systématiquement l'influence de chacun d'eux afin de déterminer la disposition optimum de l'ensemble et d'améliorer la spectrométrie par temps-de-vol.

2/ Les différents paramètres expérimentaux.

Examinons de plus près le processus expérimental qui conduit à la détermination de la distribution angulaire des neutrons par la méthode de la particule associée.

a) Intensité de la source de neutrons.

La réaction T (d, n) α donne une source de neutrons dont l'intensité peut varier dans de grandes limites. La valeur maximum N_o de cette intensité est choisie de façon à conserver un rapport signal/bruit compatible avec l'expérience envisagée, habituellement, elle ne dépasse pas 2.10⁷ n/s.

b) Ouverture du cône de coïncidences.

Les particules α sont détectées dans un angle solide ω_{α} , limité par un diaphragme dont les dimensions et la forme sont déterminées par la résolution angulaire maximum admissible. La résolution en énergie du détecteur est suffisante pour séparer les impulsions dues aux particules α des impulsions de bruit-de-fond (fig. 19 b). L'efficacité de détection étant sensiblement égale à l'unité, le nombre de particules α détectées est simplement

$$n_o \simeq N_o, \quad \omega_a$$
 (2)

Le taux de comptage n_a admissible est déterminé par les performances du détecteur et des circuits électroniques associés (VAN ZURK 1963). Avec le dispriment dispriment de comptage ; ce qui indique que ω_a pourrait atteindre 10^{-2} .

c) Dimensions de la cible.

La cible d'étude se trouve placée dans le faisceau d'angle solide ω_a , des neutrons associés aux particules α détectées. Nous supposerons pour l'instant qu'elle est de forme parallélépipédique, de hauteur h et de largeur l correspondant à l'ouverture du faisceau de neutrons utiles. Dans ces conditions, si nous désignons par L son épaisseur, la probabilité pour qu'un neutron incident diffuse sur un niveau déterminé du noyau cible, dans un angle solide d'un stéradian dont l'axe fait un angle φ avec la direction incidente, est :



Fig. 1 - Dispositif expérimental pour l'étude de la diffusion des neutrons rapides, le plan de diffusion étant à 2,20 m du sol.

$$P(E, \varphi) \simeq v$$
. $\sigma(E, \varphi)$. $\frac{1 - e^{-\sum_{o} L}}{\sum_{o}}$. $e^{-\frac{\sum_{l}}{2 \sin \varphi}}$ (3)

v étant le nombre de noyaux de la cible, par unité de volume, σ (E, φ) la section efficace différentielle de la réaction \mathfrak{N} (n, n') \mathfrak{N}^{\bullet} , \sum_{o} (cm⁻¹) le coefficient d'absorption pour les neutrons incidents d'énergie E_o et \sum (cm⁻¹) le coefficient d'absorption pour les neutrons diffusés d'énergie E, le dernier facteur correspondant à l'absorption du neutron diffusé dans la portion AJ de son parcours restant dans la cible (fig. 2).

L'expression (3) est une moyenne correspondant à l'absorption d'un neutron diffusé dans l'axe de la cible et n'est valable que pour une largeur l faible devant $\frac{2 \sin \varphi}{\sum}$. En particulier elle n'est plus applicable aux angles voisins de 0° et 180°. Le rapport e \sum_{α} du nombre de neutrons ayant traversé



la cible sans subir de diffusion ou d'absorption au nombre de neutrons incidents est appelé transmission de la cible. Ainsi, pour le carbone 12, une épaisseur de 4 cm correspond à une transmission de 54 % et on peut exprimer L directement à partir de la transmission de la cible.

La probabilité de diffusion P (E, φ) augmente avec l'épaisseur L de la cible, mais une trop grande épaisseur entraîne une dispersion Δt_c du temps-de-vol particulièrement importante aux grands angles φ de diffusion (fig. 2). La variation Δt_c maximum du temps-de-vol est alors

$$\Delta t_{c}(\varphi) = 72,3 L \left(\frac{1}{VE_{o}} - \frac{\cos \varphi}{VE}\right)$$
(4)

Ainsi pour une cible de carbone 12, de 54 % de transmission et pour des neutrons diffusés élastiquement, on observe à un angle de diffusion de 135°, une variation maximum de temps-de-vol $\Delta t_{c} \simeq 1,5$ n s.

Les dimensions de la cible sont également limitées par la proportion de diffusions multiples dont le nombre dépend du volume de la cible. Cependant, dans le cas où il est possible d'effectuer un calcul pré s de l'influence de ces diffusions multiples sur les résultats expérimentaux, cette limitation est moins importante. De tels calculs de correction, d'après la méthode de Monte-Carlo, effectués au laboratoire par NGUYEN VAN SEN (1963) montrent qu'une transmission de 54 % (¹²C) entraine une correction parfois supérieure à 20 % ; il est donc raisonnable de ne pas utiliser une cible de carbone d'épaisseur supérieure à 4 cm environ.

d) Evènements vrais.

Les neutrons diffusés sous l'angle φ sont détectés par un photomultiplicateur muni d'un scintillateur, situé à une distance D de la cible et caractérisé par une surface s, une épaisseur e et une efficacité ε pour des neutrons d'énergie E. Les évènements correspondant aux neutrons diffusés par la cible et détectés sont dits "évènements vrais".

Après diffusion dans la cible, les neutrons se répartissent en un certain nombre de groupes correspondant aux différents niveaux excités. Sur le spectre d'amplitude du sélecteur multicanaux, ces groupes de neutrons doivent former des pics différents. Dans un cas pur, l'intervalle de temps qui sépare deux pics voisins, correspondant à des neutrons d'énergie E_1 et E_2 est donné par

$$\Delta t = 72, 3 D \left(\frac{1}{\sqrt{E_1}} - \frac{1}{\sqrt{E_2}} \right)$$
 (5)

Pour que ces deux groupes de neutrons E_1 et E_2 soient résolus, il est nécessaire que l'écart de temps-de-vol soit suffisamment grand afin que les deux pics puissent être distingués l'un de l'autre. Sans tenir compte (cas pur) de la trainée des pics, on définit la résolution en temps τ d'un dispositif, comme la largeur totale des pics prise à hauteur moitié et l'on convient de fixer l'écart t de temps-de-vol au moins égal à 2 τ

$$\Delta t \ge 2\tau \tag{6}$$

D'après les relations (5) et (6) pour obtenir une bonne séparation, la longueur D minimum de la base de vol, proportionnelle à la résolution en temps, doit être telle que

$$D = k \tau$$
(7)

Considérons maintenant les neutrons diffusés sur un même niveau du noyau-cible et détectés comme

évènements vrais. Pour une durée d'expérience T, le nombre n d'évènements vrais est

$$\mathbf{n} = \mathbf{N}_{o} \, \boldsymbol{\omega}_{a}, \, \mathbf{P} \, (\mathbf{E}, \, \boldsymbol{\varphi}), \, \boldsymbol{\varepsilon} \, \boldsymbol{\omega}_{n}, \, \mathbf{T}$$
(8)

avec $m_n = s/D^2$, angle sous lequel on voit le détecteur neutron d'un point quelconque de la cible. Des relations (7) et (8) on déduit :

$$n \simeq N_{o} \omega_{\alpha} P (E, \phi) \frac{s}{k^2 \tau^2} \epsilon. T$$
 (9)

déterminant une durée T minimum d'expérience

e) Evènements parasites

Toutefois, en dehors des évènements vrais, le détecteur-neutron est sensible aux neutrons diffusés par toute matière autre que la cible et peut détecter des rayons γ produits par des réactions (n, γ) ou (n, n' γ) dans les matériaux voisins. Le nombre N_p de tels "évènements parasites", détectés dans l'unité de temps, est

$$N_{p} = K \cdot N_{p} \cdot V \tag{10}$$

proportionnel au volume V = e. s, du scintillateur, à l'intensité N_o des neutrons incidents et à k, coefficient de proportionnalité dépendant essentiellement de la géométrie du local. Le rendement de détection d'évènements vrais étant très faible, le taux de comptage N du détecteur neutron est, en pratique, égal à $N_o >> n$

 $N \simeq N_{o}$

et pendant la durée T de mesure, le nombre F des évènements fortuits enregistrés sur le pectre d'amplitude à la base du pic d'évènements vrais est

$$F \simeq Nn_{\pi}$$
. τ . T

le pic "vrai" étant supposé de largeur τ . Ces évènements fortuits sont principalement dus aux évènements parasites ; en leur absence, ces impulsions fortuites seraient négligeables, de l'ordre de n $n_a \tau$ T (n \ll N). Le nombre F de coïncidences fortuites varie comme le temps de résolution τ , la largeur totale du pic, prise à la base et dans laquelle on compte ces évènements parasites et fortuits, étant en principe proportionnelle à τ . Le rapport n/F, des évènements vrais aux évènements fortuits.

$$\frac{n}{F} = \frac{1}{k^2 K} \frac{1}{N_o} \frac{1}{\tau^3} \frac{s. \varepsilon}{V} P (E, \phi)$$

est une importante caractéristique de la spectrométrie par temps-de-vol. Avec un scintillateur suffisamment mince, l'efficacité ε est proportionnelle à son épaisseur e ; on pose $\varepsilon = \varepsilon_0$. e, ε_0 dépendant de la nature du scintillateur ; l'expression devient alors :

$$\frac{n}{F} \simeq \frac{\lambda}{\tau^3} \cdot \frac{P(E, \varphi)}{N_o}$$
(12)

avec $\lambda = \varepsilon / k^2 K$, n/F est indépendante des dimensions du scintillateur, et pour une intensité N_o donnée, augmente comme $1/\tau^3$, d'où l'intérêt de diminuer le temps de résolution.

3/ Importance des paramètres.

La précision d'une mesure de section efficace différentielle σ (E, φ) dépend du nombre n d'évènements vrais enregistrés dans le pic et du rapport n/F dont la valeur minimum admissible doit être telle que le pic étudié apparaisse nettement au-dessus du bruit-de-fond des évènements fortuits. Ces valeurs seront obtenues au bout d'un temps minimum T d'expérience à partir des équations (9) et (12). La valeur minimum n/F limite l'intensité de la source de neutrons à

$$N_{o} \simeq \frac{\lambda}{\tau^{3}} \frac{P(E, \phi)}{n/F}$$

en portant cette valeur de N_o dans l'équation (9) on obtient la durée minimum de l'expérience

$$T \geq \frac{k^{4} K}{\varepsilon_{a}^{2}} \frac{n}{\omega_{a} V} \frac{n}{F} \frac{\tau^{5}}{P^{2}}$$

La durée T d'expérience est donc inversement proportionnelle à l'ouverture ω_a du cône de coïncidence, au volume V = e. s du scintillateur et au carré de la probabilité de diffusion ; notons surtout qu'elle croît comme la cinquième puissance du temps de résolution τ et est proportionnelle au facteur K caractérisant la sensibilité du détecteur aux évènements parasites et dépendant du local (géométrie, nature des murs et du sol, matériaux diffusants à l'intérieur du local).

La diminution du temps τ de résolution est donc essentielle pour une durée relativement faible de l'expérience et pour une amélioration du rapport signal/bruit n/F, permettant la mesure de faibles sections efficaces. La diminution du temps τ de résolution, on le verra, s'obtient non seulement par amélioration de l'électronique, mais aussi en évitant son étalement. Par exemple, l'accroissement d' volume du scintillateur ou de la cible peut entraîner une détérioration du temps de résolution.

La mesure d'une distribution angulaire est d'autant plus difficile que la section efficace différentielle mesurée est faible ; on peut l'obtenir en réalisant les meilleures conditions de la durée de l'expérience, de la résolution en temps, de la protection des détecteurs, et un choix adéquat des dimensions du scintillateur ou de la cible ; le principal effort est dans la recherche d'un compromis entre ces différents paramètres. Intéressés par la détection de diffusion inélastique (n, n') dont la section efficace différentielle est de l'ordre du mb/sr, nous avons réussi à effectuer de telles mesures grâce à une importante diminution des évènements parasites composant le bruit-defond et aussi, grâce à une réduction notable de la trainée des pics, permettant de conserver les caractéristiques excellentes de notre dispositif électronique, dont le convertisseur temps-amplitude à diodes tunnel a été réalisé par VAN ZURK (1963).

CHAPITRE II

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA RÉSOLUTION EN TEMPS

De tous les facteurs expérimentaux, la résolution : en temps est le facteur le plus caractéristique et qui mérite le plus d'attention en raison même de la présence de la puissance élevée dans l'expression de la durée T de l'expérience. Ce paramètre définit en particulier la précision en énergie

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2 \Delta t}{t} = 2 \frac{\tau}{t}$$

Les incertitudes Δt du temps-de-vol t étant dues aux erreurs commises sur la détection de l'instant initial et de l'instant final, à l'imprécision du dispositif électronique de mesure de temps et aussi à la dispersion du temps-de-vol dans la cible, le scintillateur, les deux premières causes d'erreurs, liées d'une part à la nature, aux dimensions des scintillateurs et aux performances des photomultiplicateurs utilisés, d'autre part aux caractéristiques du convertisseur temps-amplitudes ont déjà été analysées (NEILER 1960, VAN ZURK 1963). L'objet de ce chapitre est d'étudier la forme de la courbe de résolution en vue de réduire la trainée du côté des faibles énergies.

1/ Influence de la matière entourant le détecteur-neutron

Il est usuel de définir la résolution globale d'un dispositif comme la largeur à mi-hauteur d'une courbe de coïncidence directe α - n, obtenue en plaçant le détecteur-neutron dans l'axe du cône de coincidence. La forme expérimentale de cette courbe (fig. 3) n'est pas rigoureusement gaussienne, mais présente généralement une dissymétrie caractérisée par une trainée. Cette trainée produit une diminution de la résolution du dispositif et doit être diminuée le plus possible. La figure 3 montre en effet l'interférence de cette trainée avec un second pic correspondant à un niveau excité dont la section efficace relative est, par exemple, le dixième ; le recouvrement ne permet pas de mesurer la surface réelle du second pic, et par conséquent la section efficace. Si h est la hauteur du second pic, on peut admettre une hauteur de trainée

$$h_{\tau} < \frac{h}{10}$$

Ce qui importe n'est donc plus la largeur prise à hauteur moitié τ 1/2, mais celle évaluée par exemple au 1/100 de l'amplitude du premier pic. Il convient de mesurer le temps de résolution globale τ 1/100 et de diminuer le plus possible cette valeur et non plus seulement la valeur τ 1/2. Ainsi, la réduction du temps de résolution équivaut aussi à une diminution de l'importance de la trainée.

Des essais ont été effectués dans le but de déterminer l'origine de la trainée. Une première constatation est qu'elle correspond à des neutrons ayant un parcours légèrement supérieur à la base de vol, compte tenu des fluctuations statistiques, d'où l'existence de diffusions parasites sur la matière située au voisinage immédiat du scintillateur : support enveloppe métallique de protection, la masse même du photomultiplicateur. Un premier essai consistant à enlever la matière entourant le photomultiplicateur donne une diminution de la trainée qui confirme l'hypothèse précédente. Si l'on désigne par n_d le nombre de neutrons diffusés sur un seul niveau du noyau cible, dans l'angle ω_n , par V et V_µ le volume du scintillateur et de la matière voisine, et par $\sum et \sum_{\mu}$ la section efficace moyenne de diffusion des neutrons sur le scintillateur et sur la matière (enveloppe du P M), considérés comme cibles minces, le nombre n_p de diffusions parasites est proportionnel à n_d \sum_{μ} V_µ et la partie n'_p détectée par le scintillateur, vu de la matière M sous l'angle solide moyen ω_{μ} étant proportionnel à n_p \sum . V . ω_{μ} ; et enfin le nombre n d'évènements vrais

$$n \sim n_d \sum V$$

proportionnel au volume V du scintillateur, l'importance relative de la trainée est alors

$$\frac{n'_{p}}{n} \sim \sum_{\mu} \cdot V_{\mu} \cdot \omega_{\mu}$$
(16)

proportionnelle à la masse de matière environnante et d'autant plus importante que cette matière est plus proche du scintillateur, et indépendante aussi du volume V du scintillateur. Des essais ont montré qu'il ne suffit pas d'alléger le montage mécanique du détecteur, mais qu'il est utile de choisir un photomultiplicateur de faible poids. Il est préférable par exemple d'utiliser un photomultiplicateur du type 56 AVP, muni d'un scintillateur de grandes dimensions, qu'un 58 AVP de surface de photocathode plus grande mais de poids plus élevé (notons que le P M 58 AVP de grande photocathode introduit en outre une plus grande dispersion pour le temps de résolution ; on a donc finalement utilisé un photomultiplicateur de type 56 AVP).



Fig. 3 - Forme expérimentale de la courbe de résolution en temps. Trainée et interférence des pics. Définition du temps de résolution τ 1/100.

Les courbes de la figure 4 montrent l'amélioration apportée par un tel choix, les deux photomultiplicateurs sont munis de scintillateur plastique, de même nature et de même volume (380 cm³), le poids du 56 AVP et de son assemblage est de 2 kg et celui de l'ensemble 58 AVP, 6,5 kg ; le rapport τ 1/100 (58 AVP) / τ 1/100 (56 AVP) = 1,43 correspond à un gain de 3 sur le rapport signal/bruit, soit un gain d'un facteur 6 environ sur la durée d'expérience.



Fig. 4 - Courbes de coïncidences $n - \alpha$. A : le photomultiplicateur est un 58 AVP avec un montage lourd. B : le photomultiplicateur est un 56 AVP avec un montage léger en dehors du cône de neutrons.

2/ Influence de l'épaisseur de la cible sur la résolution en temps

Nous avons vu que la durée T d'expérience décroît comme l'inverse du carré de la probabilité de diffusion des neutrons. Dans le cas d'une cible mince, cette probabilité a pour expression

$$P(E, \varphi) \simeq \nu \cdot \sigma(E, \varphi) \cdot L \cdot e^{-\frac{\sum_{l}}{2 \sin \varphi}}$$
(17)

et l'augmentation du nombre de diffusions implique d'utiliser une cible d'épaisseur relativement grande ; mais une grande dimension de la cible entraine une différence du trajet des neutrons (fig. 2) et par suite (équation 4) une dispersion en temps



Fig. 5 a - Calcul de l'influence de l'épaisseur de la cible sur la résolution en temps. Les valeurs de L sont calculées pour une cible de ¹²C, avec $\tau_o = 1,4$ n s et pour la diffusion élastique à $\phi = 180^\circ$.

Cette dispersion du temps-de-vol est surtout importante vers les angles arrières, cos φ étant négatif. On se rend compte de l'effet de l'épaisseur de la cible sur la courbe de résolution par le raisonnement suivant ; la cible d'épaisseur L peut être considérée comme la juxtaposition d'une infinité de cibles minces dL (fig. 2 b) qui, séparément ne donnent pas lieu à des fluctuations dans le trajet des neutrons. A une telle cible infiniment mince (m = 0) placée en A, correspond une courbe de résolution dont la forme théorique est suppose gaussienne

$$\rho$$
 (t) = $\frac{1}{\sqrt{2\pi} \tau_o} e^{-\frac{t^2}{2\tau_o^2}}$

 τ étant la largeur prise à hauteur moitié ; en prenant la même origine de temps et pour une cible placée à la distance x (ou Δt) de A, l'expression de la courbe de résolution devient

$$\rho(t - \Delta t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\tau_o} e^{-\frac{(t - \Delta t)^2}{2\tau_o^2}}$$
$$\Delta t = 72, 3 \times \left(\frac{1}{\sqrt{E_o}} - \frac{\cos \varphi}{\sqrt{E}}\right)$$

on voit alors que pour une cible d'épaisseur L, la courbe de résolution globale a la forme

$$\mathbf{R} (\mathbf{t}, \varphi) = \int_{\sigma}^{\Delta \mathbf{t}} (\mathbf{t} - \theta) \, \mathrm{d}\theta$$
 (18)

on a négligé l'absorption dans la cible et supposé que le même nombre de neutrons diffusent sur chaque cible partielle d'épaisseur dL. Cette courbe R (t) a été calculée, pour différentes valeurs de $m = \Delta t_{L}/\tau_{o}$ à l'aide d'une machine CAB 500. A partir des courbes obtenues (fig. 5 a), on peut



Fig. 5 b - Variation relative de la résolution en temps, en fonction de l'épaisseur d'une cible ¹²C (diffusion élastique, φ = 180°).



Fig. 5 c - Variation relative de la durée T d'expérience en fonction de l'épaisseur L de la cible de carbone 12 ; les courbes 1, 2, 3 sont calculées pour les valeurs du temps de résolution prises respectivement à la moitié (τ 1/2) au dixième (τ /10) et au centième (τ /100) de la hauteur du pic.

déduire les variations relatives de résolution en fonction de l'épaisseur de la cible de carbone. Ce dernier calcul a été effectué (fig. 5 v) pour la diffusion élastique φ = 180°, la dispersion en temps étant maximum.

Remarquons que l'augmentation de l'épaisseur de la cible accroît la durée de l'expérience, l'épaisseur de la cible intervenant dans la durée T d'expérience par le facteur

f (L) =
$$\frac{\tau^5 (L)}{(1 - e^{-\sum_{o^{\perp}})^2}}$$

dont la variation est donnée figure 5 c ; l'on note que la durée minimum de l'expérience correspond à une épaisseur de cible de 3 à 5 cm ou à une transmission de 63 % à 46 %.

La courbe expérimentale de résolution ne possédant pas une forme rigoureusement gaussienne, on peut se rendre compte expérimentalement de la déformation de la courbe de résolution due à la variation du temps-de-vol, de la façon suivante : après avoir enregistré une courbe de coincidence directe α - n pour une position du détecteur-neutron située par exemple à 1,20 m de la source de neutrons, on déplace le détecteur-neutron d'une petite distance δl et l'on superpose la nouvelle courbe de résolution à la première. Le temps $\delta t = 72,3$. $\delta l / \sqrt{E_o}$ que met un neutron d'énergie E_o pour parcourir la distance supplémentaire δl est sensiblement égal à la dispersion maximum Δt du temps-de-vol



Fig. 6 - Elargissement de la courbe expérimentale de résolution en temps en fonction de la variation de la distance de vol.

$$\Delta t = 72, 3 \frac{\delta l}{2} \left(\frac{1}{\sqrt{E_o}} + \frac{1}{\sqrt{E}} \right)$$

produit par une cible d'épaisseur $\delta 1/2$, E étant voisin de E_o. Ainsi sur la figure 6, les courbes expérimentales de résolution obtenues en déplaçant le détecteur-neutron de 4 cm, puis de 8 cm, correspondent à une épaisseur de cibles de 2 et 4 cm.

Les courbes calculées (fig. 5 b) et expérimentales (fig. 6) montrent qu'il en résulte principalement un accroissement du temps de résolution pris à hauteur moitié, et qu'en outre l'épaisseur de la cible a très peu d'influence sur la trainée.

3/ Evènements parasites corrélés dans le temps.

Pour que deux groupes de neutrons d'énergie voisine soient résolus, il est certes nécessaire d'avoir un temps de résolution τ suffisamment faible, mais cette condition n'est pas suffisante : en effet, le sélecteur multicanaux peut enregistrer dans la gamme de temps utile, des pics parasites correspondant à des diffusions parasites corrélés dans le temps. Ces diffusions dont nous allons préciser l'origine, peuvent masquer le phénomène étudié et fausser les résultats expérimentaux. Les pics parasites résultant des phénomènes corrélés dans le temps sont produits par les neutrons du cône utile et proviennent soit des neutrons eux-mêmes après une ou plusieurs diffusions, soit des rayons γ issus des réactions (n, γ) ou (n, n' γ) associés à ces neutrons. Ainsi le cône de coincidence α - n découpe sur les parois une surface d'où les neutrons diffusent et donnent en même temps des neutrons pouvant atteindre le détecteur (trajet CMD fig. 7); de même les diffusions inélastiques (n, n' γ) des neutrons sur la cible étudiée donnent naissance à des γ qui seront vus du détecteur. Les phénomènes, aisés à mettre en évidence, ne sont pas génants ; par exemple, les instants d'arrivée de photons ou de neutrons diffusés sur le mur sont, dans la plupart des cas, en



Fig. 7 - Diffusions parasites corrélées dans le temps.

deça ou au-delà de la gamme de temps qui nous intéresse. Bien que moins évidentes, d'autres diffusions corrélées existent et sont liées à l'existence même de la cible d'étude dans le faisceau de neutrons en coıncidence avec les particules α . Parmi les neutrons diffusés par la cible, une petite partie détectée dans l'angle ω_n donnent seulement lieu à des évènements vrais, le reste diffuse dans l'angle solide (4 π - ω_n) et l'existence sur leur trajet de quantité importante de matière peut donner naissance à des évènements parasites corrélés.

Les diffusions parasites peuvent avoir lieu (fig. 7) sur :

- le porte-cible et le PM α trajet C α D -
- l'accélérateur, trajet CAD
- la barre d'ombre, trajet CBD
- le sol, trajet CSD et les murs trajet CMD -

et donnent des évènements parasites provenant de diffusion double ou multiple qui sont importants

principalement quand le spectre de neutrons comporte plusieurs niveaux dont l'un a une section etficace faible.

C'est le cas du niveau de 7,65 MeV (O^+) du ¹²C possédant une section efficace de l'ordre de 1 % de celle du niveau fondamental.

Pour rejeter les pics parasites en dehors de l'intervalle Δt_o utile, il faut que la durée minimum t_1 du trajet des évènements parasites tels que CMD, CSD, CAD ... soit supérieure à $(t_o + \Delta t_o)$

$$t_1 \ge (t_o + \Delta t_o) \tag{19}$$

Par exemple, pour l'expérience ¹²C (n, n') la longueur D de vol est de l'ordre de 1 m à 1,50 m, correspondant à un temps t_o de 20 à 30 n s et une gamme de temps utile $\Delta t_o \simeq 20$ n s, soit $t_1 \ge 45$ n s. Cette valeur t_1 de temps minimum de vol pour les phénomènes parasites corrélés, correspond à des trajets "minima" dont la ongueur dépend de la nature du phénomène parasite envisagé.





Fig. 8 - Espaces critiques sans matériau diffusant a) Diffusions parasites dues aux neutrons ; le volume où il doit y avoir le minimum de matière est un éllipsoide de révolution E, de foyers C et D, d'excentricité $e_n = \frac{\overline{CD}}{\overline{CMD}}$; b) Diffusions parasites dues aux photons ; c) Cas mixte (n, γ) : sphère "critique".

Ainsi pour rejeter les pics parasites dus aux neutrons diffusés élastiquement, en dehors de l'intervalle $t_1 = 45 n$ s, la longueur de vol pour ces neutrons doit être supérieure à $D_n = 2,3$ m. Il revient au même de dire que toute matière M, sur laquelle les neutrons peuvent diffuser élastiquement doit être à l'extérieur d'un volume, limité par un éllipsoide de révolution, de foyers C et D, et d'excentricité $e_n = D/D_n$ (fig. 8 a). Pour les photons, dont le temps-de-vol est de 3,3 ns/m au temps t_1 , correspond une longueur de vol D $\gamma = 13,6$ m; l'ellipsoide correspondant, d'excentricité $e\gamma = D/D\gamma$ peut être assimilé à une sphère de rayon $R\gamma = D\gamma/2 = 6,8$ m. Il semble donc difficile d'éliminer complètement ces évènements parasites. mais en fait le "backscattering" des rayons γ donne des photons mous qui ne seront pas détectés. Dans ce qui suit, on ne tiendra pas compte de la diffusion corrélée des photons issus de la cible. Par contre, les rayons γ produits par les réactions (n, γ) et (n, n' γ) dans les matériaux voisins donnent effectivement des pics parasites qu'il faut éliminer. La durée du trajet d'un tel proton est la somme de deux termes : t_n correspondant au temps-devol du neutron de la cible C à la matière M, et t γ , temps-de-vol du photon depuis la matière M jusqu'au détecteur D. En négligeant ce dernier terme, la condition (19) s'écrit t_n > (t + Δ t_o), soit

$$D_n \ge D \sqrt{\frac{E_o(\phi)}{E_{7,6}(\phi)}}$$

et exprime que le "volume critique" sans matière est une sphère centrée en C, de rayon

$$\mathbf{R} = \mathbf{D} \sqrt{\frac{\mathbf{E}_{2}}{\mathbf{E}_{7,6}}}$$
(20)

 $\overline{E_o}$ et $\overline{E_{1,6}}$ désignant l'énergie moyenne des neutrons de diffusion élastique et inélastique sur le niveau de 7,65 MeV.

La sphère ainsi définie englobe l'ellipsoide précédent (foyers C et D, excentricité $e_n = D/D_n$) et détermine finalement le choix d'une disposition optimum de l'appareillage. Pratiquement, pour un local dont la plus petite dimension est a, en plaçant la cible d'étude au voisinage du centre de la salle, on peut délimiter une sphère inscrite de rayon $R \simeq a/2$ dans laquelle on cherchera à enlever la matière diffusante. D'après la relation (20) la longueur maximum de la base-de-vol, dans l'étude de la diffusion C^{12} (n, n') est fixée à

$$D \leq R \sqrt{\frac{\dot{E}_{7,6}}{E_{o}}}$$
(20')

L'élimination des pics parasites se fait donc par un allègement de l'appareillage en particulier du support de la cible de tritium et du détecteur α et par un éloignement de l'ensemble par rapport au sol, à la masse de l'accélérateur, et à toute paroi.

CHAPITRE III

RÉDUCTION DU BRUIT DE FOND DANS LA SPECTROMÉTRIE PAR TEMPS-DE-VOL

Dans la méthode de la particule associée, l'on peut séparer l'espace en deux régions, la surface de séparation étant le cône de coincidence α - n d'angle solide ω_{α} . Il est alors possible de classer les évènements en deux catégories :

a) Les évènements dus à la diffusion des neutrons émis à l'intérieur du cône de coincidence et donnant lieu à des pics sur le spectre d'amplitude. Ces évènements corrélés dans le temps comprennent des évènements vrais et des évènements parasites.

b) Les évènements aléatoires provenant soit de neutrons émis dans une direction extérieure au cône et diffusant sur toute masse de matière environnante, soit de photons secondaires (n, γ) constituent le bruit-de-fond et ne sont pas reliés dans le temps aux particules α .

L'ouverture ω_a étant approximativement le millième de l'angle solide total, le taux de comptage du détecteur-neutron, presqu'entièrement constitué d'évènements aléatoires.

$$N \simeq N_{o} = K N_{o}$$
. V

est proportionnel à l'intensité N_o incidente et au volume V du scintillateur, K dépendant essentiellement de la géométrie du local et du dispositif expérimental choisi.

1/Intensité et Spectre d'énergie du bruit-de-fond.

Le facteur K est inversement proportionnel au carré de la dimension a du local. On peut s'en rendre compte par le raisonnement suivant : soit une source S de neutrons d'intensité N_o placée au centre d'une salle cubique de côté a ; le détecteur protégé des neutrons directs par une barre d'ombre d'efficacité infinie, se trouve dans le même plan horizontal que la source. Les neutrons issus de S subissent des diffusions sur les parois avant de perdre toute leur énergie en R. La longueur moyenne L du trajet SR parcourue avec une vitesse moyenne \bar{v} permet de définir une durée de viet t des neutrons dans la salle, telle que $\bar{t} = \frac{\bar{L}}{\bar{v}}$, ou, en posant L proportionnelle à la dimension a du local $\bar{t} \sim a/\bar{v}$. A un instant quelconque, le nombre de neutrons existant dans l'unité de volume est $n_u \simeq \frac{N_o}{\bar{v}} \frac{\bar{t}}{a^3}$ et le scintillateur de volume V, enregistre un nombre de neutrons $N'_p = n_u$. $\varepsilon \cdot V \sim \frac{N_o \varepsilon \cdot V}{\bar{v} a^2}$; le flux de photons étant supposé proportionnel au nombre de neutrons qui leur donnent naissance, le nombre total N_p d'évènements parasites est aussi proportionnel à $N_o \cdot V/a^2$ et l'on peut poser

$$K = \frac{K'}{a^2}$$
(21)

La variation relative de K en fonction de la distance x du détecteur-neutron à une paroi de la salle est représentée figure 9. Dans cette expérience, on a mesuré pour chaque position du détecteur le rapport N/N_a du nombre N d'évènements enregistrés par le détecteur neutron au nombre N_a de particules α ; N_a étant proportionnel à N_a, on a

$$\frac{N}{N_{\alpha}} \sim \frac{N_{P}}{N_{o}} \sim K$$

L'uniformité du bruit de fond au voisinage de la paroi (alors que l'angle solide sous lequel la paroi est vue du scintillateur croît comme $1/x^2$) confirme le fait que l'intensité du bruit-de-fond dépend des dimensions de la salle et non pas de la position du détecteur vis-à-vis d'une paroi quelconque. Cette intensité dépend aussi de la transmission des parois qu'il faut rendre aussi minces que possible, compte tenu des normes de sécurité. L'accroissement du bruit-de-fond au voisinage de la



Fig. 9 - Intensité du bruit-de-fond en fonction de la position du détecteur, l'augmentation au voisinage de la source est due à la matière existant dans cette région.

source est dû à la présence dans cette zone de masse non négligeable de matière. Le bruit-de-fond dans la salle dont le spectre est donné (fig. 10 a) varie donc dans de faibles proportions d'une position du détecteur à l'autre.

Le spectre d'énergie des rayons γ du bruit-de-fond a également été mesuré à l'aide d'un détecteur muni d'un cristal d'I Na de grandes dimensions (Φ = 10 cm, e = 5 cm) et dont l'efficacité aux neutrons est négligeable ; le spectre obtenu a ensuite été étalonné au moyen des pics photoélectriques du ¹³⁷Cs et du ⁶⁰Co (fig. 10 b). Notons que l'énergie maximum se trouve bien aux environs de 9 MeV.





23

Fig. 10 b - Spectre d'énergie du rayonnement gamma dans la salle d'expérience.

La réduction du bruit-de-fond, ou du facteur K, peut se faire de deux façons différentes ; la première consiste à munir le détecteur d'une protection suffisante pour absorber les rayonnements parasites qui le frappent et la seconde, à réduire le plus possible la matière au voisinage du détecteur-neutron. En outre, on peut aussi utiliser une discrimination de forme d'impulsions pour éliminer les photons.

2/ Protection du détecteur-neutron.

a) Géométrie fermée.

Dans le but d'atténuer le flux parasite de neutrons diffusés et de rayons γ , on entoure généralement le détecteur-neutron d'une enveloppe formée de matériaux hydrogénés et de plomb, dans laquelle est pratiquée une ouverture servant de collimateur pour les neutrons utiles (fig. 11).



Fig. 11 - Géométrie fermée - Protection d'un détecteur-neutron.

Les dimensions d'une protection *efficace* dépendent essentiellement de l'énergie des neutrons. Si les dimensions restent encore acceptables pour une énergie inférieure à 3 MeV, ces dimensions deviennent grandes dès qu'il s'agit de garder une qualité suffisante de la protection contre des neutrons d'énergie supérieure à 10 MeV par exemple.

Afin de diminuer l'encombrement total, il est alors préférable d'utiliser une protection comprenant en plus de matériaux hydrogénés, une matière plus dense comme le fer par exemple ; en effet, dans ce domaine d'énergie, le ralentissement par diffusion inélastique a une section efficace plus importante quand A croît, d'où l'intérêt d'un matériau plus dense. Mais, il en résulte une augmentation importante du poids : la composition d'une protection efficace contre des neutrons de 14 MeV serait de 5 à 10 tonnes de fer et de 3 à 5 tonnes d'un matériau hydrogéné, pour un encombrement moyen de 2 m. Notons que pour obtenir une protection efficace contre les neutrons de 1 MeV, A. SMITH (Argonne National Laboratory) utilise déjà une protection d'un poids total de l'ordre de 10 tonnes.

Outre le problème de déplacer cette lourde protection dans une distribution angulaire, il est pratiquement exclu, étant donné son encombrement d'effectuer des mesures à un angle supérieur à 145° ou inférieur à 45°.

Rappelons encore qu'une protection d'efficacité intermédiaire est mauvaise ; les essais effectués ont montré que l'utilisation de protection d'efficacité moyenne, mais de poids et d'encombrement acceptables, conduit à l'apparition d'une trainée prohibitive sur le flanc des pics, cette trainée ayant une amplitude proportionnelle à la masse de matière entourant le détecteur-neutron ; notons aussi qu'une protection, constituée d'un cylindre de plomb de 2 cm d'épaisseur, placé au centre d'un autre cylindre (Φ = 80 cm, h = 80 cm) rempli de borax, entraine une diminution de la résolution (9).

En conséquence, nous avons abandonné toute protection autour du détecteur-neutron, notre but étant de mesurer la distribution angulaire dans une gamme étendue d'angles φ de diffusion (10° $\leq \varphi \leq 165$) et d'obtenir par une réduction de la trainée des pics, une résolution suffisante pour mesurer des sections efficaces différentielles de l'ordre du mb/sr.

b) Géométrie ouverte

Dans la géométrie ouverte que nous avons adoptée, le détecteur-neutron n'est plus protégé des rayonnements parasites mais seulement des neutrons issus directement de la source. En absence de toute protection, le détecteur-neutron vu de la source sous un angle solide ω'_n recevrait un flux de neutrons directs d'intensité

$$N_{c} = N_{c} \omega'_{n}$$

Dans le but d'atténuer ce flux de neutrons directs, on place sur leur trajet une barre d'ombre dont la forme dépend de celle du scintillateur, de manière que ce dernier ne soit pas "visible" de la source. Plaçons-nous dans le cas théorique où la longueur de la barre d'ombre est suffisante pour qu'aucun neutron direct ne soit détecté ; le taux de comptage du détecteur-neutron est alors N tel que

$$\frac{N}{n_a} = p_o$$

Une barre d'ombre de longueur b laisse passer une partie du nombre total N_s des neutrons directs qui pourront être détectés, soit

$$n_s = N_s e^{-\sum_{B^b}} = N_o \omega'_n \cdot \varepsilon \cdot e^{-\sum_{B^b}}$$

 \sum_{B} (cm⁻) étant la section efficace totale d'absorption de la barre d'ombre ; le nouveau rapport du taux de comptage du détecteur-neutron et du détecteur - α , a pour expression

$$p = \frac{N + n_s}{n_a} = p_o + \frac{n_s}{n_a}$$
(21)

la longueur b de la barre d'ombre doit être telle que $n_s/n_a << p_o$. Dans nos expériences p_o étant de l'ordre de 10^{-2} , l'angle solide ω_n sensiblement égal à ω_a et ε , voisin de 0,1 ; on peut accepter un rapport n_s/n_a de l'ordre de $p_s/10$ d'où

$$e \sum_{\theta^b \leqslant 10^{-2}}$$

pour des barres de cuivre, cette condition impose une longueur supérieure à 20 cm. La présence de la barre d'ombre introduit en outre des diffusions parasites corrélées (trajet CBD fig. 7) ; de ce point de vue, une barre d'ombre trop massive et trop longue n'est pas souhaitable. En moyenne, pour des barres de cuivre, la longueur choisie varie entre 20 et 30 cm.

Dans la géométrie ouverte, l'absence de protection autour du détecteur-neutron limite l'intensité N_o de la source de neutrons, le taux de comptage du détecteur-neutron presqu'entièrement constitué d'évènements parasites, étant en effet $N = K N_o$ V et le facteur K qui caractérise la sensibilité du détecteur aux neutrons diffusés et photons parasites, décroissant comme $1/a^2$, avec a dimension de la salle. Il serait nécessaire d'avoir un local de grande dimension, limité par des parois minces de transmission élevée de façon à diminuer les diffusions parasites.

3/ Discrimination neutron-gamma.

On peut encore améliorer le rapport signal/bruit en effectuant une discrimination de forme d'impulsions pour éliminer les photons parasites. Un certain nombre de scintillateurs répondent à l'excitation par des particules de masse ou de charge différente, par l'émission d'impulsions de lumière de forme différente.

On peut ainsi distinguer, par exemple, un proton de recul produit par un neutron, d'avec un électron produit par un photon ; l'élimination des photons du bruit-de-fond est alors possible.

a) Forme des impulsions d'un proton et d'un électron.

Historiquement WRIGHT (1953) fut le premier à signaler une différence de forme d'impulsion de lumière produite par des particules différentes. Dès 1953, il a remarqué que la décroissance de la scintillation dans l'anthracène suit une loi exponentielle, dont la constante de temps dépend de la nature de la particule détectée, pour un électron cette constante de temps est de 31 n s alors que pour une particule α elle est de 53 n s.

On connait maintenant l'existence de plusieurs composantes dans la scintillation, mais l'on décrit la décroissance de l'impulsion de lumière avec seulement deux composantes, la contribution

totale des autres ne dépassant pas 1 %, la loi d'émission des photons s'écrit alors :

$$I = I_{1} e^{-\lambda_{1}t} + I_{2} e^{-\lambda_{2}t}$$
(22)

C'est le rapport d'intensité I_1/I_2 des deux composantes principales qui permet de discriminer diverses particules. OWEN (1959, 1962) estime en effet que pour une même quantité totale de lumière, la proportion de composante lente dans le stilbène est respectivement 0,35 - 0,54 - 0,65 pour l'électron, le proton de recul et la particule α ; THOMAS et BOLLINGER (1961) donnent des valeurs un peu différentes de 0,15 - 0,36 - 0,65 pour cette même proportion.

D'une manière générale, pour un scintillateur organique la proportion de composante lente augmente avec le pouvoir de ralentissement dT/dx (ou avec la densité d'ionisation $\rho = di/dx$) alors que la valeur des constantes de temps $1/\lambda_1 \simeq 6$ n s et $1/\lambda_2 \simeq 370$ n s (pour le stilbène) sont indépendantes de la densité d'ionisation.

Au contraire, pour un scintillateur minéral tel que l'iodure de Caesium activé au Thallium, la différence de forme réside dans la valeur des constantes de temps qui varient avec la nature de la particule détectée. Si pour la particule α , le temps de montée est négligeable, il n'en est plus de même pour un électron (fig. 12). Par ailleurs, STOREY, JACK et WARD (1958) en mesurant les constantes de décroissance dans l'Cs, ont trouvé respectivement les valeurs de 695 n s - 519 n s et 425 n s pour l'électron, le proton de recul et la particule α .

Dans ce qui suit, nous ne considérons que le cas d'un neutron et d'un rayon α traversant un milieu fluorescent organique. Au neutron correspond un proton de recul de pouvoir d'ionisation ρ_p et au photon, un électron compton de pouvoir d'ionisation $\rho_p << \rho_p$.



Fig. 12 - Forme de la décroissance de la scintillation pour un électron et une particule α . a) Scintillateur minéral : CsI, d'après STOREY, JACK and WARD - b) Scintillateur organique : Anthracène, d'après E. GATTI.

b) Réalisation de la discrimination neutron-gamma.

De toutes les méthodes de discrimination, celle proposée par OWEN (1959) utilisant les effets de charge d'espace dans le premier étage du photomultiplicateur est de loin la plus simple. Les autres procédés consistent à extraire du photomultiplicateur des signaux respectivement proportionnels aux composantes lente et rapide et à la lumière totale puis à les mélanger dans un rapport tel que le signal résultant ne soit différent de zéro que pour une seule sorte de particules ; les circuits de ce type (BROOKS, 1959, DAEHNICK 1961, DE VRIES 1961, RETHMEIER 1961, VARGA 1961, FORTE 1962), ne diffèrent que par le procédé d'extraction ou par le choix de signaux à comparer.

b) 1/ Choix d'un scintillateur : liquide NE 213.

Une analyse qualitative du pouvoir de discrimination d'un certain nombre de scintillateurs a d'abord été effectuée à l'aide de la méthode d'OWEN ; en lui associant un dispositif électronique simple permettant d'observer directement l'effet de discrimina ion sur l'écran d'un oscilloscope (fig. 13 et 14).

Dans le circuit d'OWEN, le potentiel d'anode est voisin de celui de la dernière dynode D₁. Pendant les premières nano-secondes, les électrons correspondant à la composante rapide, s'accumulent dans l'espace D14 - Anode et bloquent le fonctionnement normal de la dynode ; le temps d'évacuation de la charge d'espace ainsi formée dépend de l'amplitude de la composante rapide et du potentiel existant entre l'anode et D_{14} . On ajuste alors ce potentiel de façon à maintenir la dynode D_{14} à un potentiel instantané négatif pendant toute la durée d'une scintillation déclenchée par un rayon y. Pour un proton de recul par contre, l'intensité relative de la composante rapide est plus faible ; l'évacuation de la charge d'espace se fait plus rapidement et avant que la scintillation ne soit éteinte, la dynode D₁₄ se retrouve dans des conditions normales de fonctionnement ; dans l'impulsion de sortie, on observe alors une partie positive, pouvant servir de signal d'ouverture de porte pour les neutrons. Cette partie positive de hauteur h_a formant le signal de discrimination et un autre signal, pris sous forte impédance sur la douzième dynode, de hauteur h proportionnelle à la lumière totale sont allongés, puis appliqués aux deux systèmes de déflection Y et X d'un oscilloscope, tandis qu'un signal de surbrillance est appliqué à la grille du tube cathodique. Chaque impulsion produit sur l'écran un point lumineux d'abscisse proportionnelle à son énergie et d'ordonnée égale à l'amplitude h, du signal de discrimination. Une source de Po (Be) donne ainsi deux zones brillantes bien distinctes correspondantes aux neutrons d'une part (zone supérieure) et aux rayons γ d'autre part (zone inférieure).

Les photos de la figure 14 ont été prises avec un temps de pose d'une seconde, le photomultiplicateur est un 56 AVP muni successivement d'un cristal de stilbène, d'anthracène et d'une capsule de scintillateur liquide NE 213. Le stilbène donne de loin la meilleure séparation, viennent ensuite l'anthracène et le NE 213. Le même essai, effectué avec des scintillateurs plastiques ne donne aucun résultat exploitable. Pratiquement, une grande surface ($\simeq 100 \text{ cm}^2$) étant nécessaire, il est difficile d'obtenir des cristaux de stilbène ou d'anthracène de cette dimension. Pour la discrimination neutron-gamma, nous avons donc choisi le scintillateur liquide NE 213 bien qu'il soit difficile à manipuler; après un barbotage dans l'azote, le liquide est introduit dans une enveloppe de verre collée directement sur le verre du photomultiplicateur.

b) 2/ Dispositif électronique de discrimination neutron-gamma.

Le dispositif électronique de discrimination de forme d'impulsion que nous avons réalisé est adaptable à l'électronique associée au spectromètre du laboratoire. La mesure du temps-de-vol est effectuée au moyen d'un convertisseur temps-amplitude à diode "tunnel" réalisé par VAN ZURK (1963). La très bonne résolution en temps (\simeq 1,3 n s) de ce convertisseur implique l'emploi de signaux extrêmement rapides et autant que possible, fidèles aux impulsions lumineuses. Le répèrage précis de l'instant initial et de l'instant de détection impose pour les photomultiplicateurs, une charge d'anode de 25 Ω , constituée par un câble adapté aux deux extrémités et qui transmet les signaux des détecteurs situés dans la salle de l'accélérateur au convertisseur placé dans la salle de commande, distante de 20 m.

Avec la saturation du dernier étage qui supprime la possibilité d'extraire un signal rapide de l'anode du photomultiplicateur, la méthode d'OWEN présente un inconvénient au point de vue exploitation. Elle suppose l'addition d'un deuxième photomultiplicateur associé au même scintillateur, ce dernier donnant un signal rapide pour la mesure de temps-de-vol. Effectivement, BATCHELOR et GILBOY (1960) ont utilisé un ensemble de deux photomultiplicateurs regardant le même scintillateur; dans leur dispositif, l'addition d'une porte supplémentaire, améliore la discrimination des rayons γ de grande énergie.

Le circuit de BROOKS (1959) présente le même inconvénient, les charges d'anode et dynode sont imposées par les exigences de la discrimination de forme ; les réglages du circuit sont par ailleurs extrêmement délicats. Par ailleurs les circuits de BROOKS et d'OWEN ne permettent pas un taux de comptage élevé, étant sujets à des effets d'empilement.

Afin de diminuer le temps mort, nous avons adopté une version simplifiée du circuit plus rapide de DAEHNICK et SHERR (1961), la différence résidant dans le choix des dynodes pour l'extraction des composantes lente et rapide de la lumière. Dans notre dispositif (fig. 15) la composante lente prise sur l'anode, au lieu de la dynode 13, bénéficie d'une amplification supplémentaire, interne au photomultiplicateur. Le circuit de comparaison des deux composantes est également plus simple et le nombre de paramètres plus réduit. Rappelons le principe du circuit : la diode rapide D disposée entre les circuits d'anode et de dynode, soustrait la composante rapide de l'impulsion totale d'anode. La composante lente restante, est ensuite mélangée à la composante rapide, extraite par dérivation de la dynode D_{14} . D'après les auteurs, une autre action intéres-



Fig. 13 - Schéma montrant la méthode d'analyse qualitative de la discrimination n - γ (d'après OWEN).



Signaux de discrimination n_8 (Méthode: d'Owen)



Stilbène







Anthracène



sante de la diode D est d'introduire une opération de "Remise à zéro" ; à supposer qu'une deuxième impulsion arrive dans le circuit avant que l'information de l'impulsion antérieure ne soit obtenue, la diode D commute rapidement et ramène le circuit à l'état de repos ; puis le processus de discrimination de forme repart pour la deuxième impulsion. Cette action réduit les erreurs de déclenchement par empilement de deux rayons γ par exemple. Le temps de résolution de ce circuit est de l'ordre de \simeq 150 n s. La figure 16 a montre le résultat de la discrimination neutron-gamma obtenu avec une source de neutro. Po-Be, placée à côté d'une source γ de ⁶⁰Co. Le photomultiplicateur ainsi réglé sert de détecteur-neutron dans les expériences de diffusion des neutrons rapides.



a) Circuit discrimination de forme d'impulsion.



Fig. 15 - Schéma de la méthode électronique de discrimination neutron-gamma.

On donne (fig. 16 b) le résultat avec et sans discrimination $n - \gamma$ de la diffusion (n, n') sur ${}^{12}C$; le premier pic situé à gauche du spectre correspond aux rayons γ (4,43 MeV) de désexcitation du premier niveau du ${}^{12}C$. Le dispositif ne les élimine pas complètement, 18 % du nombre des rayons γ subsistant après discrimination et correspondant à des énergies supérieures à 3 MeV. On note aussi que le bruit-de-fond est réduit d'un facteur 3 et la séparation des pics améliorée.

b) 3/ Efficacité du détecteur avec la discrimination $n - \gamma$

Il est essentiel que l'élimination des rayons γ n'entraine pas une diminution importante de l'efficacité du détecteur aux neutrons et il est nécessaire de connaître la valeur précise de cette efficacité en fonction de l'énergie des neutrons.



Fig. 16 a - Spectre d'amplitude d'une source neutrons (Po Be) placée à côté d'une source γ (⁶⁰Co) ; le détecteur est un 58 AVP muni d'une capsule de scintillateur liquide NE 213.

Les courbes d'efficacité en fonction de l'énergie, pour le photomultiplicateur muni d'un scintillateur liquide NE 213 (72 cm² × 4 cm) ont été tracées par la méthode du diffuseur hydrogéné (fig. 17) avec et sans discrimination neutron - γ , les seuils neutrons étant sensiblement les mêmes dans les deux cas.

Le résultat des mesures (fig. 18) montre une perte d'efficacité dans la détection des neutrons de basses énergies. Or c'est aussi pour les faibles énergies de neutrons (< 2 MeV) que les fluctuations statistiques sur la forme des impulsions sont importantes. Il apparaît donc que la discriminations $n-\gamma$ utile au-dessus de 2 MeV ne peut être utilisée pour des neutrons d'énergie inférieure à 2 MeV.

Or l'étude du niveau de 7,65 MeV du ¹²C nécessite pour des neutrons de 14 MeV, de détecter des neutrons diffusés d'énergie de quelques MeV, donc d'utiliser un seuil-neutron inférieur à 2 MeV. En outre, l'énergie des gammas de la salle étant de l'ordre de 6 MeV (fig. 11 b), la discrimination devient inopérante pour ces photons de grande énergie lorsqu'on cherche à abaisser le seuil de discrimination neutron-gamma, de façon à ne pas perdre en efficacité pour les neutrons de basses énergies. Il s'en suit que dans l'expérience de ¹²C Pour les niveaux élevés, une diminution du bruit-de-fond d'un facteur 0,6 ne justifie pas d'employer la discrimination neutron-gamma, d'autant plus qu'elle implique l'installation d'une voie électronique parallèle (fig. 17) exigeant des contrôles périodiques. Par contre, la discrimination neutron-gamma est très utile pour la détection de neutrons d'énergie supérieure à 2 MeV, notamment pour l'étude (MERCHEZ 1963) de la distribution angulaire de la réaction ⁶Li (n, n') sur le niveau fondamental et le premier niveau excité (2,18 MeV).



Fig. 16 b - Influence de la discrimination n - γ sur un spectre de γ et de neutrons de la réaction ¹²C (n, n' γ).



Fig. 17 - Mesure de l'efficacité du détecteur-neutron. Position 1 : sans discrimination $n - \gamma$. Position 2 : avec discrimination $n - \gamma$.



Fig. 18 - Efficacité comparée d'un détecteur-neutron, (56 AVP + scintillateur NE 213), avec et sans discrimination n - γ .

ယ္သ

cu

CHAPITRE IV

MESURE DE LA DISTRIBUTION ANGULAIRE DANS LA DIFFUSION ^{12}C (n, n') SUR LE NIVEAU O^{*} de 7,65 MeV

L'amélioration de la résolution en temps, en particulier par diminution de la trainée et la réduction du bruit-de-fond dans notre spectrométrie de neutrons rapides a permis la mesure de la section efficace différentielle des neutrons de 14 MeV diffusés sur le niveau O^+ de 7,65 MeV du ${}^{12}C$.

1/ Dispositif Expérimental.

a) Source de neutrons de 14 MeV.

Les neutrons produits par la réaction d (T, n) α possèdent une énergie E_o déterminée par l'énergie E_d des deutons et par l'angle ψ que fait l'axe du détecteur de particules α avec l'axe du faisceau de deutons. L'accélérateur ARIANE (S.A. M.E.S.) installé au Laboratoire de Physique Nucléaire de l'Université de Grenoble, permet une tension maximum d'accélération de 300 kV avec une intensité maximum de 600 μ A. Dans nos expériences, l'angle est choisi de façon à rendre l'énergie des neutrons presqu'indépendante de l'énergie des deutons ; d'où $\psi \simeq 90^\circ$ et E_o $\simeq 14$ MeV, l'accélérateur fonctionnant à 250 kV. L'intensité de la source, dépendant du rapport signal-bruit, a été choisie de l'ordre de 2.10⁷ n/sec.

b) Détection de l'instant initial - Détecteur - α .

Une bonne précision dans la définition de l'instant initial implique l'obtention d'impulsions rapides de temps de montée de l'ordre de la nano-seconde. Ceci fixe le choix du scintillateur et du photomultiplicateur associé.

Le détecteur alpha est constitué d'un photomultiplicateur 56 AVP, à faible fluctuation du temps de transit $(3.10^{-10}s.)$ muni d'un scintillateur plastique de 30 mm de diamètre et de faible épaisseur (1/10 mm). L'efficacité d'un tel détecteur aux particules α est pratiquement égale à l'unité ($\epsilon \sim 1$) alors qu'elle est quasiment nulle pour la détection des neutrons ou des rayons γ . Un minimum de matière a été utilisé pour le montage mécanique du détecteur α (fig. 19 a). La résolution du pic α est environ 30 % (fig. 19 b). Cette largeur du pic n'a pratiquement pas d'influence sur le temps de résolution du dispositif électronique de mesure de temps, le seuil sur la voie α étant suffisamment bas pour que la fluctuation de temps introduite par le détecteur α ne dépasse pas 3.10⁻¹⁰ sec. (fluctuation du temps de transit propre au photomultiplicateur).

Le diaphragme limitant l'ouverture ω_a du cône de coïncidence α - n, a une forme rectangulaire avec une hauteur double de sa largeur, l'extension de la dimension verticale du diaphragme pouvant se faire jusqu'à une certaine limite sans entrainer une erreur angulaire importante. Les courbes de résolution angulaire tracées avec un détecteur 56 AVP muni d'un scintillateur de faibles dimensions (6 × 8 × 3 cm) placé à 3,50 m de la source de neutrons, sont représentées figure 20.

c) Détection de l'instant final : Détecteur-neutron.

c) 1/ Détecteur neutron : 56 AVP + Scintillateur plastique

Le souci d'éliminer les diffusions parasites corrélées dans le temps a conduit au choix d'un photomultiplicateur 56 AVP. En effet (chapitre II fig. 4) l'utilisation d'un photomultiplicateur de ce type au lieu d'un 58 AVP, diminue la trainée de la courbe de résolution d'un facteur 1,4 améliorant ainsi le rapport signal/bruit d'un facteur 3.

La difficulté de mise en oeuvre d'une discrimination neutron-gamma avec un seuil neutron voisin de 1,5 MeV nécessaire à l'étude du niveau de 7,65 MeV de ¹²C rend l'utilisation du scintil-



Fig. 19 a - Schema du porte-cible Ti-Tritium et du détecteur α.

lateur liquide NE 213 moins avantageux. Le scintillateur plastique choisi est de forme parallélépipédique ($12 \times 8 \times 4$ cm), un guide lumière assurant la liaison avec la photocathode ; lors d'une mesure le détecteur est suspendu verticalement perpendiculaire au plan de diffusion.

c) 2/ Efficacité du détecteur-neutron.

La courbe d'efficacité en fonction de l'énergie a été tracée par la méthode du diffuseur hydrogéné (Rapport CEA n° 2216). Le diffuseur est constitué par un scintillateur plastique de forme parallélépipédique (8 × 6 × 3 cm) monté sur un photomultiplicateur 56 AVP. Une coincidence triple entre les impulsions de détecteur α , du détecteur-diffuseur, et du détecteur-neutron, permet de sélectionner les phénomènes correspondant à un neutron ayant diffusé sur un noyau d'hydrogène sous un angle φ et détecté par le compteur-neutron. La courbe obtenue (fig. 21) donne une efficacité moyenne de 11 % pour un seuil neutron de 1,8 MeV.

d) Mesure de l'intervalle de temps : Convertisseur temps-amplitude.

La mesure du temps de vol s'effectue au moyen d'un convertisseur temps-amplitude (VAN ZURK 10) dont les principales fonctions sont remplies par des circuits à diodes "tunnel". Ses performances sont :



Fig. 19 b - Spectre des particules α de la réaction T (d, n) α obtenue avec un photomultiplicateur 56 AVP et un scintillateur organique (1/10 mm); l'impulsion prise sous 25 Ω sur l'anode du P.M., a une hauteur de 1,5 V.

- plage de temps : ΔT - 60 n s, avec linéarité intégrale de 1 % et une linéarité différentielle de 2 %

- sensibilité : 500 mV, sans mise en forme à l'entrée

- résolution en temps avec des coincidences α - n ; le seuil neutron étant réglé à 1,5 MeV :

- avec deux 56 AVP, le détecteur-neutron ayant un scintillateur de volume faible $(\Phi = 4 \text{ cm}; e = 4 \text{ cm}): 1,25.10^{-9} \text{ s}.$

- avec deux 56 AVP, le détecteur-neutron étant muni du scintillateur parallélépipé-dique (12 × 8 × 4 cm) : 1,4. 10^{-9} s.



Fig. 20 - Résolution angulaire du cône de coı̈ncidence α - n - a) dans le plan de diffusion ; b) dans le plan vertical.



Fig. 21 - Efficacité du détecteur-neutron (56 AVP + scintillateur plastique 8 × 12 × 4 cm) utilisé dans l'étude de la réaction ¹²C (n, n').

- stabilité : pas de dérive à température constante, variation relative de la plage de temps $\frac{d(\Delta T)}{\Delta T} = 0,007/C^{\circ}$.

e) Epaisseur et position de la cible.

Nous avons vu dans le chapitre II que la durée T d'expérience décroît comme L^{-2} , L étant l'épaisseur de la cible d'étude. L'étude de l'influence de cette dimension de la cible sur la résolution a également montré qu'une épaisseur de 4 cm, soit une transmission de 53 % est acceptable pour les angles moyens de diffusion. Une première série a porté sur les angles de 20° à 140° (laboratoire) avec une cible de ¹²C d'épaisseur 4 cm, dans la position a, (fig. 22). Une autre série de mesures portant sur les angles inférieurs à 20° et supérieurs à 140°, utilise d'autres positions de la cible (b et c fig. 22) permettant de diminuer les diffusions multiples vers l'avant et évitant un étalement trop important de la courbe de résolution vers les angles arrières.



Fig. 22 - Positions de la cible pour les 3 séries de mesures.

f) Distance de vol, D = 1,20 m.

L'écart moyen de temps-de-vol entre les deux groupes de neutrons d'énergie moyenne $\overline{E}_{q,q_3} \simeq 7,7$ MeV et $\overline{E}_{7,65} \simeq 4,7$ MeV, diffusés inélastiquement sur le premier (4,43 MeV) et le deuxième niveau (7,65 MeV) du ¹²C, est égal à $\Delta t \simeq 7,3$ D; la résolution en temps τ 1/100 prise au centième de la hauteur étant de l'ordre de 6 n s la condition $\Delta t > \tau$ 1/100 impose une distance minimum de vol D > 0,85 m. En outre, du point de vue des diffusions parasites corrélées, nous avons vu (chapitre II et fig. 8) que la distance de vol est reliée au rayon de la sphère "critique" par la relation

$$D = R \sqrt{\frac{\overline{E}_{1,6}}{\overline{E}_{o}}}$$

Dans le dispositif final, la source de neutrons se trouvant à 2,20 m de la masse de l'accélérateur et la parci la plus proche étant le sol situé également à 2,20 m de la cible de tritium, le rayon de la sphère "critique" a pour valeur $R \simeq 2,20$ m d'où une distance maximum de vol $D_{\mu} = 1,40$ m.

Mais si nous ne considérons que les neutrons diffusés (voir chapitre II) sans tenir compte des rayons γ des réactions (n, γ) et (n, n' γ) la distance CD séparant les foyers de l'ellipsoide "interdit" (chapitre II et fig. 8) et représentant la base de vol maximum est alors environ 2,50 m. L'on peut donc utiliser une base de vol entre 1 et 2 mètres ; on a finalement choisi D = 1,20 m pour diminuer le plus possible la durée de l'expérience.

g) Longueur de la barre d'ombre (Cu, 25 cm, transmission = 0,3 %).

Des essais effectués avec des barres d'ombre de longueur différente montrent que le bruit de fond relatif augmente de 30 % quand la longueur passe de 40 cm à 20 cm. Le calcul (chapitre II) montre par ailleurs qu'une transmission inférieure à 1 % est suffisante. Du point de vue des effets parasites, il est donc avantageux d'utiliser une barre d'ombre de faible masse et de petites dimensions. La barre utilisée est un tronc de pyramide de cuivre de 25 cm de longueur correspondant à une transmission d'environ 0,3 %.

h) Rendement global de l'expérience : R $\simeq 10^{-7}$.

Ce rendement est défini comme le rapport du taux de comptage d'évènements vrais à l'intensité de la source de neutrons. Il a pour expression :

$$\mathbb{R}(\cdot, \cdot) = \omega_{\alpha} \cdot \omega_{\alpha} \sum_{\epsilon} \mathbb{P}(E, \cdot, \cdot)$$

 $\sum_{\alpha} P$ (E, φ) étant la probabilité totale de diffusion sur le niveau fondamental et l'ensemble des niveaux excités du noyau ; dans notre expérience $\omega_n \simeq 1, 5.10^{-3}, \omega_a \simeq 3.10^{-3}, \epsilon \simeq 0,1$; soit R (φ) = 4,5.10⁻⁷ $\sum_{\alpha} P$ (E, φ). La transmission de la cible étant de 53 %, $\sum_{\alpha} P$ (E, φ) est sensiblement égal à 0,25, le rendement global R (φ) $\simeq 10^{-7}$ est donc de l'ordre de 10⁶⁻⁷.



Fig. 23 - Schéma de principe de la mesure de temps-de-vol, montrant la méthode de soustraction de bruitde-fond et de contrôle de stabilité par pic de référence.

2/ Méthode pratique de mesure.

Le faible rendement $R \simeq 10^{-7}$ précédent et l'intensité limitée $\simeq 2.10^{-7}$ n/sec. de la source de neutrons indispensable pour obtenir un rapport signal-bruit convenable, rendent la mesure d'un spectre de neutrons diffusés extrêmement longue (quelques évènements vrais par seconde).

a) Soustraction du bruit-de-fond.

La durée d'expérience est encore accrue par la nécessité d'effectuer pour chaque angle, une mesure du bruit-de-fond. En effet, le spectre de la figure 24 obtenu en l'absence de cible de carbone montre l'existence de pics dans la zone explorée, bien que la linéarité différentielle du convertisseur temps-amplitude soit meilleure que 2 % (VAN ZURK 1963). Ainsi pour l'angle $\varphi = 20^\circ$,



Fig. 24 - Spectres des neutrons diffusés de la réaction ${}^{12}C(n, n')$ et du bruit-de-fond, mesurés dans le même temps.



Fig. 25-1

l'on observe un pic parasite du bruit-de-fond à la position du pic élastique et dont la surface est de l'ordre de 3 % de celle du pic élastique (Q = 0) du spectre de neutrons diffusés, mesuré dans le même temps. La présence de ce pic serait due aux diffusions sur l'air du cône de coincidence α - n et aux diffusions de neutrons à l'intérieur même de la cible de tritium relativement épaisse (250 μ g/cm⁵). En effet, un neutron du cône de coincidence α - n subissant une diffusion sur un noyau de la cible de tritium ou de la masse du porte-cible peut être dévié vers le détecteur-neutron et contribuer au pic parasite. On commettrait alors une erreur importante, en n'effectuant que le spectre de diffusion sur la cible et en retranchant un bruit-de-fond moyen, considéré comme uniforme et dont l'intensité moyenne serait déterminée par le nombre de coups dans les premiers canaux précédant le pic élastique. La nécessité de déterminer le bruit-de-fond pour chaque angle, deuble la durée des mesures (6 à 10 heures par angle).



Fig. 25-2

Les expériences sont conduites de la façon suivante : au moyen d'un moteur, on abaisse et élève alternativement la cible de carbone. En position basse, la cible est dans le faisceau et le spectre de neutrons diffusés est dirigé au moyen d'un circuit d'aiguillage dans les premiers 200 canaux du sélecteur (Intertechnique). En position haute, la cible est en dehors du faisceau et le bruitde-fond est stocké dans les 200 derniers canaux. La durée (5 minutes) de l'alternance est déterminée par la stabilité de l'intensité de la source de neutrons. Il est en effet, préférable que les mesures avec cible et sans cible se fassent dans les mêmes conditions : taux de comptage, état de la cible de tritium...

b) Stabilité électronique.

La stabilité de l'électronique est contrôlée par un "pic de référence" obtenu de la façon suivante : un signal pris sur la quatrième décade de l'échelle de comptage des particules α déclenche un monostable rapide. Un retard fixe et connu existe entre les deux impulsions de sortie qui sont envoyées dans les deux voies du convertisseur temps-amplitudes. Si N, est le nombre de coups dans le pic de référence, le nombre total de particules α est N_a = 10⁴ N_s. La dérive du pic de référence pour une durée de 10 heures de fonctionnement continu est nulle.



3/ Résultats expérimentaux.

a) Spectres bruts de neutrons.

Les figures 25 montrent les spectres de neutrons diffusés mesurés aux angles de 10°, 15°, 30°, 50°, 80°, 100° et 160°. La durée d'expérience qui était de l'ordre de 15 h pour les angles

avant et de 30 h pour les angles arrière (9) a été ramenée respectivement à 6 et 10 heures. Ainsi, toute la distribution angulaire a pu être mesurée au bout de 12 jours de fonctionnement continu.

Pour l'angle $\varphi = 20^\circ$, on représente la résolution en temps et en énergie pour les différents niveaux du ^{12}C



b) Correction des spectres bruts.

Chaque spectre est la différence de deux mesures simultanées, effectuées avec et sans cible de carbone, la durée d'expérience T étant la même dans les deux cas. Cependant le taux de comptage n_a des particules α étant sujet à des variations instantanées le nombre total de particules α n'est pas le même pour les deux spectres ; soient $N_a = \overline{n}_a$ T et $N'_a = \overline{n'}_a$. T l'intensité du pic de référence pour le spectre de neutrons diffusés et celui du bruit-de-fond ; le nombre d'évènements vrais comptés dans un pic, dont la base s'étend sur c canaux, étant n et le nombre F d'évènements fortuits enregistrés sur le même nombre c de canaux, $F = k'\overline{n'}_a$ T.c. On compte un nombre total de

coups $(n + F) = n + k' \overline{n'_a}^2 T.c.$ En retranchant canal par canal, le spectre de bruit-de-fond, on obtient une valeur expérimentale du nombre d'évènements vrais égal à n' = n + F - F'; $F' = k' n'_a^2 T.c$, étant le nombre d'évènements fortuits du spectre de bruit-de-fond compté sur c canaux, soit

$$n' = n + \Delta n = n + k'$$
, T. c. $(\bar{n}_a^2 - \bar{n}_a'^2)$

 Δn étant le terme de correction tel que :

$$\Delta n = k' \cdot T \cdot c \cdot (\overline{n_a} + \overline{n'_a}) (\overline{n_a} - \overline{n'_a}) = \frac{F'}{N'_a} \left(1 + \frac{\overline{n_a}}{n'_a}\right) (N_a - N'_a)$$
et comme $\overline{n_a} \simeq \overline{n'_a}, \ \Delta n \simeq 2 \ F' \left(\frac{N_a}{N'_a} - 1\right)$



Fig. 25-5

Par exemple, dans la mesure à $\varphi = 20^{\circ}$, on a noté $N_a = 140.10^{\circ}$, $N'_a = 139.10^{\circ}$, l'intensité moyenne du bruit-de-fond étant de 13 coups/canal, et le pic de 7,65 MeV occupant 25 canaux, la correction est égale à $\Delta_n \simeq 5$ pour une valeur expérimentale d'évènements vrais égale à n = 105 coups, soit une correction relative $\Delta n/n' \simeq 5 \%$.

Les spectres ainsi corrigés sont ensuite normalisés à un même nombre total de particules α . On a également effectué les corrections d'efficacité du détecteur-neutron, d'absorption par la cible d'étude et appliqué la transformation du référentiel laboratoire à celui de centre de masse pour l'angle de diffusion d'et pour la section efficace différentielle. Les spectres ne sont pas corrigés de la diffusion multiple. NGUYEN VAN SEN (1963) montre que pour la cible de carbone utilisée (53 % de transmission) la proportion de diffusion double élastique - élastique est en moyenne de 10 %; les résultats corrigés de la diffusion multiple seront donnés dans le travail de NGUYEN VAN SEN.

c) Valeurs des sections efficaces différentielles.

Les valeurs des sections efficaces différentielles obtenues après correction, pour les neutrons de 14 MeV diffusés sur le 12 C sur le niveau fondamental et les niveaux 4,43 et 7,65 MeV sont groupées dans le tableau ci-dessous et représentées figures 26, 27 et 28.

φ _ι	(ວ = 0	Q = -	4,43 MeV	Q = -	7,65 MeV
degrés	θ degrés	σ(θ) mb/sr	ə degrés	σ(θ) mb/sr	θ degrés	σ(θ) mb/sr
10	10,8	564 ± 10	11	61,7 ±{2	11,3	9,4 ± 1,7
15	16,2	497 ± 10	16,5	55 ± 2	16,9	8,5 ± 1,7
20	21,6	450 ± 5	22	57,5 ± 1,8	22,6	3,1 ± 0,8
30	32,4	215 ± 4	32,9	46 ± 1,7	33,7	2,6 ± 0,6
40	43,1	108 ± 1,5	43,8	29,7 ± 0,8	44,8	0,9 ± 0,5
50	53,7	47,3 ± 1	54,5	28,7 ± 1	55,7	0,8 ± 0,4
60	64,1	21,3 ± 0,9	65,1	19,5 ± 0,8	66,5	1,2 ± 0,5
70	74,5	20 ± 0,9	75,5	15,9 ± 0,8	77	2,5 ± 0,5
80	84,7	26,4 ± 0,9	85,8	12,8 ± 0,7	87,4	1,9 ± 0,4
90	94,8	36,5 ± 1,2	95,9	9,9 ± 0,8	97,5	1,5 ± 0,7
100	104,7	39,9 ± 1,2	105,8	10,8 ± 0,9	107,4	1,9 ± 0,7
110	114,5	37 ± 1	115,5	14 ± 0,7	117	1,1 ± 0,6
120	124,1	31,2 ± 1	125, 1	14,4 ± 0,7	126	1,4 ± 0,6
130	133,6	22,7 ± 1	134,5	19,5 ± 0,9	135,7	0,4 ± 0,8
140	143	20 ± 1,1	143,8	25,6 ± 0,9	144,8	$1,25 \pm 0,8$
150	152,4	17,4 ± 2,2	152,9	23,4 ± 1,8	153,8	2,3 ± 1,8
155	157	20,5 ± 1,2	157,4	25,8 ± 1,4		
160	161,6	26 ± 2	162	32 ± 1,4	162,5	2,4 ± 1,9
165	166,2	26,6 ± 1,4	166,5	$27,4 \pm 1,4$	166,9	2,1 ± 1,2

L'erreur totale sur $\sigma(\theta)$ est composée d'une part de l'erreur statistique sur le nombre de coincidences vraies dans le pic de diffusion, d'autre part de l'erreur commise sur les corrections d'absorption, d'efficacité, etc. Elle est de l'ordre de 3 % pour la diffusion élastique, la meilleure précision (1,5 %) étant obtenue pour les petits angles. Rappelons que les valeurs données pour la diffusion élastique ne sont pas corrigées de la diffusion multiple ($\simeq 10$ %) la précision (5 %) est encore acceptable pour le niveau 4,43 MeV. Cependant les faibles valeurs de la section efficace différentielle du niveau 7,65 MeV sont sujettes à une erreur statistique plus importante dépassant parfois 50 %. En outre, on estime que les phénomènes parasites résiduels et le rejet dans la bande d'énergie du niveau 7,65 MeV de la diffusion double inélastique (4,43 MeV) - inélastique par exemple, introduisent une erreur systématique. Pour les angles minima et aux angles arrières, on peut simplement affirmer que la section efficace $\sigma(\theta)$ est inférieure à la valeur par excès donnée par l'expérience ($\sigma(450) \leq 1,4$ mb/sr, $\sigma(55,7) \leq 1,2$ mb/sr, $\sigma(135,7) \in 1,2$ mb/sr).

Un calcul précis de la diffusion inélastique-inélastique sur le niveau de 4,43 MeV avec rejet dans le pic de 7,6 MeV, a été effectué par NGUYEN VAN SEN, en utilisant la méthode de Monte-Carlo.

d) Sections efficaces totales.

L'intégration de $\sigma_{\tau} = 2 \pi \int_{0}^{\pi} \sigma(\theta) \sin \theta d\theta$, obtenue en planimétrant les courbes $\sigma(\theta) \sin \theta$,

donne respectivement pour le niveau fondamental, 4,43 et 7,65 MeV les valeurs de sections efficaces totales :

1001-046-028

Q = 0	Q = - 4,43 MeV	Q = - 7,65 MeV
$\sigma_{el} = 800 \pm 30 \text{ mb}$	$\sigma_1 = 270 \pm 25 \text{ mb}$	$\sigma_2 = 16 \pm 10 \text{ mb}$

Notons que pour la diffusion élastique, la valeur donnée correspond à une courbe de distribution angulaire corrigée de la diffusion multiple dont un premier calcul a été effectué par NGUYEN (1963) ; la valeur déduite de la courbe expérimentale (fig. 25) étant σ_{i} = 870 ± 30 mb.



e) Influence de l'énergie : diffusion ¹²C (n n') pour des neutrons de 14 MeV et de 14,6 MeV.

Les mesures de la distribution angulaire obtenues pour une énergie de neutrons incidents de 14 MeV sont comparées avec celles effectuées en 1962 (DUCLOS 1962, PERRIN 1963) avec une énergie de neutrons de 14,6 MeV. On observe une courbe différente pour les deux énergies, les sections

.



Fig. 26



a. **-**



efficaces différentielles à 14 MeV ayant des valeurs plus élevées. Les mesures à $E_n = 14$ MeV, ayant été effectuées jusqu'à l'angle $\varphi_i = 165^\circ$ confirment l'augmentation de la section efficace différentielle de diffusion élastique vers les angles arrières, déjà observée par PERRIN (1963).

Il serait souhaitable de mesurer cet effet de la variation d'énergie des neutrons sur la distribution angulaire pour une grande bande d'énergie, de tracer avec précision la courbe σ (E) et de calculer les effets dus aux résonances et à l'interaction directe (effets statistiques ou modèle optique, et effet individuel). La simple mesure σ (θ , E) à 14 et 14,6 MeV, effectuée dans ce travail n'est certes pas suffisante. L'on peut simplement observer que la diminution de la diffusion élastique quand l'énergie des neutrons augmente correspond bien à l'effet attendu (augmentation de la pénétration).

f) Niveau de 7,65 MeV.

Les mesures effectuées en 1962 (BOUCHEZ 1963) sur le niveau de 7,65 MeV ont donné des résultats en désaccord avec ceux du groupe d'Amsterdam (REITHMEIER 1962), notamment vers les petits angles ($\theta < 20^\circ$); les valeurs efficaces différentielles données par ce dernier groupe atteignent 50 mb/sr alors que dans l'expérience faite à Grenoble (1962), elles ne dépassent pas 10 mb/sr.

Notre nouveau dispositif, réalisé avec une meilleure résolution en temps et un bruit-de-fond plus faible a permis une nouvelle mesure plus précise de la distribution angulaire (10° $\leq \varphi_{L} \leq 165$ °) de ce niveau, qui confirme nos premiers résultats. On observe pour ce niveau une distribution angulaire concentrée vers l'avant suggérant une interaction directe et représentée assez bien par $\sigma(\theta) \simeq j^{2}$ (k R), le moment orbital transféré étant 1 = 0 pour une transition O⁺—→ O⁺. En faisant coîncider le premier minimum de la courbe expérimentale avec celui de la courbe théorique j² (k R), j_o étant la fonction de Bessel sphérique d'ordre zéro, k le moment de transfert et R, le rayon d'interaction, on trouve R \simeq 5 fermis. Avant d'entreprendre un calcul précis de cette diffusion inélastique O⁺—→ O⁺ par interaction directe, il est nécessaire de déterminer l'effet de la diffusion multiple et principalement de la double diffusion inélastique (4,43 MeV) - inélastique (4,43 MeV), qui est en cours de publication par NGUYEN VAN SEN (Thèse de 3^e cycle 1963) au laboratoire.

CONCLUSION

Le travail, exposé dans cette thèse, a porté sur l'étude systématique des paramètres expérimentaux pour améliorer la spectrométrie à neutrons rapides de 14 MeV, utilisant la méthode du temps-de-vol, l'instant initial étant défini par la détection de la particule α associée au neutron de la réaction T (d, n) α .

L'utilisation d'un appareillage électronique à diodes "tunnel" ayant un faible temps de résolution ($\simeq 1,3$ n s en coïncidence α - n) et de photomultiplicateurs légers munis de scintillateurs de grand volume ainsi que la réduction des évènements parasites par une géométrie adéquate du dispositif expérimental, ont permis une augmentation sensible du rendement de détection et une diminution importante de la durée d'expérience. L'absence de toute protection autour du détecteur-neutron et l'emploi d'une barre d'ombre de dimensions réduites ont rendu possibles les mesures aux angles de 10° à 165° (Laboratoire).

Un dispositif de discrimination de formes d'impulsion réalisé dans le but d'éliminer les photons du bruit-de-fond, permet de supprimer la totalité des rayons γ d'énergie inférieure à 3 MeV pour un seuil de détection des neutrons légèrement supérieur à 2 MeV.

Utilisé dans l'étude de la diffusion ${}^{12}C$ (n, n') le spectromètre réalisé a permis une mesure précise de la distribution angulaire pour le niveau fondamental et les niveaux excités 4,43 et 7,65 MeV. La précision obtenue sur les mesures de sections efficaces différentielles est de 0,5 mb/sr environ. Cette limite est essentiellement due aux fluctuations statistiques dans les nombres de coups des spectres de neutrons diffusés et du bruit-de-fond et, également aux phénomènes parasites résiduels.

Une amélioration possible consiste d'une part en un allègement encore plus poussé de l'appareillage notamment par l'utilisation comme détecteur-alpha d'une jonction p - n rapide (10⁵ coups/s) et de longue durée de vie ; d'autre part, par une meilleure stabilisation de l'intensité de la source de neutrons, permettant de réduire les fluctuations statistiques des taux de comptage et de diminuer les erreurs liées à la soustraction du spectre du bruit-de-fond (correction moyenne de 10 % pour le niveau 7,65 MeV du ¹²C). Le rendement de la détection peut encore être augmenté par l'utilisation de scintillateur de plus grande surface ; on est cependant limité par la résolution angulaire et par le temps de résolution, la différence de temps de transit (3 ns/m) des photons émis en divers points du scintillateur ne devant pas être excessive. Le spectromètre réalisé est utilisé dans la diffusion ⁶Li (n, n') (MERCHEZ 1963) entreprise à la suite de l'étude sur le ¹²C, la base de vol, nécessaire pour séparer le niveau fondamental du premier niveau inélastique (2,18 MeV) étant de 4 m environ et la plus grande dimension du scintillateur associé à un photomultiplicateur 56 AVP, de 25 cm.

RÉFÉRENCES

- 1953 G.T. WRIGHT, Phys. Rev. 91 (1953) 1 282.
- 1957 F. BJORKLUND et S. FERNBACH, U.C.R.L. 4 926 T (1957).
- 1958 J.D. ANDERSON, C.C. GARDNER, J.W. Mc CLURE, M.P. NAKADA et C. WONG, Phys. Rev. 111 (1958) 572.
 J.H. COON, R.W. DAVIS, H.E. FELTHAUSER et D.B. NICODEMUS, Phys. Rev. 111 (1958) 250.
 M.P. NAKADA, J.D. ANDERSON, C.C. GARDNER et C. WONG, Phys. Rev. 110 (1958) 1 439.
 R.S. STOREY, W. JACK et A. WARD, Proc. Phys. Soc. 72 (1958) 1.
- 1959 F.D. BROOKS, Nucl. Inst. 4 (1959) 151.

R.B. OWEN, Nuclear Electronics, vol. I, IAEA, Vienne.

- 1960 R. BATCHELOR, W.B. GILBOY, A.D. PURNELL et J.H. TOWLE, Nucl. Inst. 8 (1960) 146. J. H. NEILER et W.M. GOOD, Fast Neutron Physics, Interscience Publishers, New York.
- 1961 L.M. BOLLINGER et G.E. THOMAS, Rev. Sci. Instr. 32 (1961) 1 044.
 R.L. CLARKE et W.G. CROSS, Atomic Energy of Canada Ltd. TWCC (Can) 32 (1961).
 W. DAEHNICK et R. SHERR, Rev. Sci. Instr. 32 (1961) 666.
 L.J. DE VRIES et F. UDO, Nucl. Instr. 13 (1961) 153.
 J. RETHMEIER, H.J. BOERSMA et C.C. JONKER, Nucl. Inst. 10 (1961) 240.
 - L. VARGA, Nucl. Instr. 14 (1961) 24.
- 1962 R. BARJON, Y. FLAMAND, J. PERCHEREAU et A. RODE, Nuclear Physics 36 (1962) 247.
 J. DUCLOS, M. DUBUS, P. PERRIN, I. SZABO et R. BOUCHEZ, Rapport C.E.A. 2 216 (1962).
 - M. FORTE, A. KONSTA et C. MARANZANA, Nuclear Electronics, vol. II, IAEA, Vienne.
- 1962 R.B. OWEN, Trans. Nuclear Sci. NS 9 (1962) 285.
 - J. RETHMEIER, C.C. JONKER, M. RODENBURG, J. HOVENIER et D. VAN DER MEULEN, Nuclear Physics 38 (1962) 322.

V.I. STRIZHAK, V.V. BOBYR et L.Y.A. GRONA, JETP (Soviet Physics) 14 (1962) 225.

- H. TESCH, Nuclear Physics 37 (1962) 417.
- 1963 R. BOUCHEZ, J. DUCLOS, et P. PERRIN, Nuclear Physics 43, (1963) 628.
 F. MERCHEZ, Thèse 3^e Cycle, Grenoble (à paraître), Communication prévue en septembre 1963.
 NGUYEN VAN SEN, Thèse 3^e Cycle, Grenoble (1963).
 - P. PERRIN, Thèse Docteur-Ingénieur, Grenoble (1963).
 - R. VAN ZURK, Thèse Université, Grenoble (1963).

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
AVANI- PROPOS	3
1 - SPECTROMETRIE PAR TEMPS-DE-VOL UTILISANT LA METHODE DE LA PARTICULE ASSOCIEE	5
 1/ Dispositif expérimental 2/ Les différents paramètres expérimentaux 	5 5
 a) Intensité de la source de neutrons b) Ouverture du cône de coïncidence c) Dimensions de la cible d) Evènements vrais e) Evènements parasites 	5 5 7 8
3/ Importance des paramètres	8
II - ETUDE EXPERIMENTALE DE LA RESOLUTION EN TEMPS	11
 1/ Influence de la matière entourant le détecteur-neutron 2/ Influence de l'épaisseur de la cible 3/ Evènements parasites corrélés dans le temps 	11 13 17
III - REDUCTION DU BRUIT-DE-FOND	21
1/ Intensité et spectre d'énergie du bruit-de-fond	21 24
a) géométrie fermée b) géométrie ouverte	24 25
3/ Discrimination neutron-gamma	2 5
a) Forme des impulsions d'un proton et d'un électron	25 26
 1 Choix d'un scintillateur (liquide NE 213) 2 Dispositif électronique de discrimination neutron-gamma 3 Efficacité du détecteur neutron avec discrimination neutron-gamma 	26 27 29

Ч

IV - MESURE DE LA DISTRIBUTION ANGULAIRE DANS LA DIFFUSION ¹² C (n, n') SUR LE NIVEAU O ⁺ DE 7,65 MeV	35
1/ Dispositif expérimental	35
 a) source de neutrons de 14 MeV b) détection de l'instant initial - Détecteur a c) détection de l'instant final - Détecteur-neutrons d) mesure de l'intervalle de temps : convertisseur temps-amplitude e) épaisseur et position de la cible f) distance de vol g) longueur de la barre d'ombre h) rendement de la détection 	35 35 36 40 41 41
2/ Méthode Pratique de Mesure	42
a) soustraction du bruit-de-fond b) stabilité électronique	42 45
3/ Résultats expérimentaux	45
 a) spectres bruts de neutrons b) corrections des spectres bruts c) valeurs des sections efficaces différentielles d) valeurs des sections efficaces totales e) influence de l'énergie : diffusion ¹²C (n, n') pour des neutrons de 14 MeV et 14,6 MeV f) niveau de 7,65 MeV 	45 46 48 48 49 53
CONCLUSION	55
REFERENCES.	57

,

5

.

.

#