CEA 2382 - PERRIN Paul.

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA DISPUSION DES NEUTRONS DE 14 Mov PAR "C, A L'AIDE D'UN SPECTROMETRE A TEMPS DE VOL (1963).

Soundire :

Etudo expérimentale de la diffusion par ¹³C des neutrons rapides de 14 MeV à l'aide d'un spectromètre de résolution totale de 1,7 r./s. Observation de l'excitation du niveau 04 de 7,65 MeV.

CEA 2382 - PERRIN Paul.

•

CONTRIBUTION TO THE STUDY OF 14 MeY NEUTRON SCATTERING BY "C USING A TIME-OF-FLIGHT SPECTROMETER (1943).

Summary :

Experimental measurements of 14 MeV fast neutrons scattering by ¹²C by time-of-flight spectrometer, with a 1.7 n. sec over-all resolution. The excitation of the 7.65 MeV level is observed.

.

COMMISSARIAT A L'ÉNERGIE ATOMIQUE

Contribution à l'étude de la diffusion des neutrons de 14 MeV par ¹²C, à l'aide d'un spectromètre à temps de vol.

par

Paul Perrin

Rapport CEA-R 2382

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

Paul PERRIN

INGÉNIEUR I.E.G. ET GÉNIE ATOMIQUE

PREMIÈRE THÈSE

Contribution à l'étude de la diffusion des neutrons de 14 MeV par 12C, à l'aide d'un spectromètre à temps de vol.

DEUXIÈME THÈSE

Emploi des diodes-tunnel en électronique rapide.

Soutenues le 10 Juillet 1963 devant la Commission d'examen

MM. N. FELICI Président R. BOUCHEZ J. MOUSSIEGT

DOYENS HONORAIRES M. FORTRAT (F.) M. MORET (L.) Membre de l'Institut. DOYEN M. WEIL (L.) PROFESSEURS MM. WOLFERS (F.) NEEL (L.) DORIER (A.) HEILMANN (R.) KRAVTCHENKO (J.) CHABAUTY (C.) CHABAUTY (C.) PARDE (M.) BENOIT (J.) CHENE (M.) BESSON (J.) WEIL (L.) FELICI (N.) KUNTZMANN (J.) BARBIER (R.) SANTON (L.) BARBIER (R.) SANTON (L.) OZENDA (P.) FALLOT (M.) MOUSSA (A.) TRAYNARD (P.) SOUTIF (M.) CRAYA (A.) REEB (G.) BLAMBERT (M.) BONNIER (F.) BLAMBERT (M.) BONNIER (E.) DESSAUX (G.) PILLET (E.) DEBELMAS (J.) VAUQUOIS (B.) GALVANI (O.) REULOS (R.) AYANT AYANT GALLISSOT (F.) Mile LUTZ (E.) ROUCHEZ (R.) LIBOUTRY (L.) MICHEL (R.) GERBER (R.) PAUTHENET (R.) PROFESSEURS A TITRE PERSONNEL MM. SILBER (R.) **MOUSSIEGT** (J.) BARBIER (J. C.) PROFESSEURS SANS CHAIRE MM. BUYLE-BODIN MM. BUYLE-BODI Mme KOFLER DREYFUS VAILLANT GIRAUD (P.) SAVELLI (M.) Mme LUMER (L.) DEPDET (P.) PERRET (R.) ARNAUD (P.) Mme BARBIER (M. J.) BRISSONNEAU COHEN (J.) Mme SOUTIF (J.) DEPASSEL (R.) CIDON (P.)

Physique. Magnétisme et physique du solide. Zoologie. Chimie organique. Mécanique rationnelle. Calcul différentiel et intégral. Potamologie. Radioélectricité. Chimie papetière. Electrechimie. Thermodynamique. Electrostatique. Mathématiques appliquées. Géologie appliquée. Mécanique des fluídes. Botanique. Physique industrielle. Chimie nucléaire. Chimie. Physique. Hydrodynamique. Mathématiques. Mathématiques. Electrochimie. Physiologie animale Electrotechnique Géologie Mathématiques appliquées Mathématiques. Théorie des champs. Physique approfondie. Mathématiques appliquées. Mathématiques. Physique nucléaire. Géophysique nucleane. Géologie et minéralogie. Mathématiques. Electrotechnique. Mécanique des fluides. Electronique. Physique. Electronique. Botanique. Thermodynamique. Zoologie et hydrobiologie. Géologie. Physique générale. Mathématiques. Servomécanismes. Chimie. Electrochimie. Physique. Electrotechnique.

Physique. Mécanique.

Géologie et minéralogie.

PROFESSEURS ASSOCIES : MM. REIZNICK LUMER MAITRES DE CONFÉRENCE ROBERT ANGLES D'AURIAC BIAREZ (J.) COUMES (A.) DODU (J.) DUCROS (P.) GLENAT (R.) HACQUES (G.) LANCIA (R.) PEBAY-PEROULA (J.) GASTINEL (N.) LACAZE (A.) GAGNAIRE (D.) DEGRANGE (D.) KLEIN (J.) Mme KAHANE (J.) RASSAT DEPORTES (C.) DEPOMMIER (P.) POLOUJADOFF (M.) BARRA (J.) Mme BOUCHE (L.) PERRIAUX (J.) SARROT-REYNAUD CAUQUIS (G.) LABBE (A.) BETHOUX (P.) BONNET (G.)

MAITRE DE CONFÉRENCE ASSOCIE M. ISHIKAWA (Y.)

Mathématiques. Chimie papetière. Mécanique des fluides. Mécanique physique. Electronique. Mécanique des fluides. Minéralogie et cristallographie. Chimie. Calcul numérique. Physique automatique. Physicie. Mathématiques appliquées. Thermodynamique. Chimie papetière. Zoologie. Mathématiques. Physique. Chimie systématique. Chimie. Physique nucléaire. Electrotechnique. Mathématiques appliquées. Mathématiques. Géologie. Géologie. Chimie générale. Botanique. Mathématiques appliquées. Physique générale.

Physiologie végétale.

Magnétisme.

AVANT-PROPOS

Les expériences présentées dans cette thèse ont été entreprises dans le cadre de l'étude des noyaux légers confiée au laboratoire de Physique Nucléaire. Elles se sont poursuivies conjointement sur les accélérateurs « GN — 1 » du Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble et « ARIANE » de la Faculté des Sciences de Grenoble, grâce à l'obligeance de Monsieur le Professeur NEEL qui m'a autorisé à présenter cette thèse. Qu'il veuille trouver ici l'expression de ma très grande gratitude.

Monsieur le Professeur FELICI a bien voulu s'intéresser à mon travail et je l'en remercie très vivement.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur le Professeur BOUCHEZ, mon Directeur de Recherche, qui m'a sans relâche guidé et conseillé au cours de ces expériences.

Je remercie également Monsieur le Professeur Moussieur de l'Ecole d'Ingénieurs Electroniciens de Grenoble, pour l'attention qu'il a portée à mon travail.

Je remercie enfin le personnel du laboratoire de Physique Nucléaire, en particulier Messieurs DUCLOS, QUIVY et DUBUS, pour leur collaboration précieuse au sein du Groupe d'étude des neutrons rapides.

RÉSUMÉ

On a réalisé un spectromètre à neutrons rapides par temps de vol pour des neutrons d'énergie de 2 à 15 MeV produits par la réaction $d(t, n) \alpha$, le temps initial étant donné par la particule associée. La résolution en énergie obtenue à 14 MeV avec une base de vol de 2,15 mètres est de 9%, correspondant à une résolution en temps de 1,5 10⁻⁹ s pour la largeur totale à mi-hauteur du pic de coïncidence.

Ce spectromètre a été étalonné avec la diffusion des neutrons de 14,7 MeV sur le ¹²C. Les résultats de la diffusion élastique et de la diffusion inélastique sur le niveau de 4, 43 MeV ont été comparés aux résultats antérieurs et aux valeurs prévues par le modèle optique pour les sections efficaces. On a mis en évidence le niveau de 7,65 MeV dont la distribution angulaire a pu être effectuée et a montré une émission préférentielle vers l'avant et un minimum accentué à $\theta_e = 45^\circ$.

CHAPITRE 1

MÉTHODES DE SPECTROMÉTRIE DES NEUTRONS RAPIDES PAR TEMPS DE VOL

Les expériences de diffusion utilisant les neutrons rapides sont relativement récentes et encore peu nombreuses par rapport à celles effectuées à l'aide de protons ou de particules chargées. Les difficultés rencontrées dans la détection et la spectrométrie des neutrons en sont la raison. Alors que les protons sont détectés par ionisation directe, les neutrons sont détectés d'une manière indirecte, par leur proton de recul par exemple. La détection indirecte des neutrons conduit toujours à une faibl. résolution en énergie et à un faible rendement de détection. Le problème de l'efficacité de la détection est essentiel. Une efficacité trop petite, donnant trop d'importance aux impulsions parasites (bruit de fond), détruit la résolution en énergie et accroît excessivement le temps de mesure.

Nous n'étudierons pas ici la détection et la spectrométrie des neutrons rapides à partir des protons de recul par diffusion (n, p), à l'aide de méthodes soit électroniques, soit photographiques (émulsions nucléaires). Nous étudierons, par contre, la spectrométrie par temps de vol, les neutrons étant détectés par un scintillateur vu par un photomultiplicateur. La mesure du temps de vol proportionnel à $E^{-1/2}$, E étant l'énergie du neutron, nécessite la mesure de deux instants : l'instant de départ et l'instant d'arrivée, et l'on distingue deux méthodes suivant que le signal est donné par :

- -- une particule associée au neutron (cas de la réaction deuton sur tritium produisant un neutron et une particule α).
- un signal électronique émis lors de la production d'un jet très bref de neutrons.

La méthode de la « particule associée » ou celle de la « pulsation » sont utilisables avec les neutrons de 14 MeV produits par la réaction $d(t, n) \alpha$; la méthode de la pulsation est plus générale et la seule utilisable quand il n'existe pas de particule associée, c'est le cas des neutrons produits par réaction (p, n) ou (d, n).

1. — MÉTHODE DE LA PULSATION

Principe. — Le faisceau de neutrons est pulsé par l'intermédiaire du faisceau de l'accélérateur La durée de l'impulsion finale de neutrons ne devant pas excéder quelques nanosecondes, la technique généralement employée consiste en une pré-pulsation à une fréquence de quelques MHz suivie d'un regroupement. Le regroupement peut se faire soit par secteur magnétique (Mobley 52) soit par modulation de vitesse (Flerov 59 — Ripouteau 62).

Géométrie. — Une géométrie annulaire est généralement employée pour augmenter l'angle solide de la diffusion. La variation de l'angle de diffusion φ se fait par déplacement du détecteur par rapport au diffuseur.

Résultats obtenus par cette méthode. — Le dispositif monté par Ripouteau (1962) sur l'accélérateur « Ariane » du laboratoire de Physique Nucléaire de Grenoble a les caractéristiques suivantes :

		haute	tension	accélération	des	deutons	:	200	kV	
--	--	-------	---------	--------------	-----	---------	---	-----	----	--

- fréquence de hachage (pré-pulsation) : 10 MHz

<u> </u>	intensité du faisceau avant pulsation :	-80 μA	
	durée de l'impulsion de neutrons :	2,3 10-	9 S
	résolution finale en temps :	3,7 10-	• s

Signalons que la Société « High Voltage » fournit, par regroupement magnétique, des impulsions de l'ordre de 10⁻⁹s de durée à partir d'impulsions de 7 10⁻⁹s, la fréquence de la pré-pulsation est de 7 MHz.

2. -- MÉTHODE DE LA PARTICULE ASSOCIÉE

Principe. — Dans la réaction $d(t, n) \alpha$, à chaque neutron est associée une particule α dont la détection fournit le signal de départ, le signal d'arrivée étant tourni par la détection du neutron. La coïncidence α -n permet de ne conserver que les neutrons associés aux particules α détectées (aux coïncidences fortuites près). Cette coïncidence fixe aussi la direction du neutron incident donc son énergie.

Géométrie. — Une géométrie plane est généralement utilisée. Le diffuseur a, alors, un volume beaucoup plus petit que dans la méthode de la pulsation.

Résultats obtenus par cette méthode. — Les meilleurs résultats obtenus au laboratoire sont :

- résolution en temps, caviron : 1,25 10⁻⁹ s.
- flux maximum utilisable pour les neutrons : 2 10⁷ n/s

En général, la résolution obtenue est meilleure que pour la méthode de la pulsation.

3. --- COMPARAISON DU RAPPORT « SIGNAL-BRUIT » POUR CHAQUE MÉTHODE

Le rapport « signal-bruit » est défini comme étant le rapport du nombre d'impulsions produites par les neutrons dus au phénomène étudié, au nombre d'impulsions parasites détectées pendant le temps d'efficacité de l'appareillage.

L'examen des résultats obtenus,

- Méthode de la pulsation : Mobley 52 Grismore 57 Cross 59 Neilson 59 Connor 61 Ripouteau 62.
- Méthode de la particule associée : O'Neil 54 Garg 58 Berko 59 Perey 60 Clark 62 Reithmeier 62.

montre que, pour les neutrons de 14 MeV de la réaction $d(t, n) \alpha$, la méthode de la particule associée s'impose, tout au moins lorsqu'on ne dispose que d'un local de dimensions moyennes (inférieures à 15 × 15 m).

Les critères de comparaison pour ces deux méthodes sont : le bruit de fond et la durée des mesures liés à une intensité optimum du flux de neutrons et compatibles avec une résolution en énergie acceptable.

3. — a. Méthode de la particule associée.

Soit une expérience de diffusion réalisée suivant cette méthode et ayant les caractéristiques suivantes :

—	intensité de la source de neutrons :	No
—	angle solide de détection α :	ω _s
	intensité détectée des particules a	$N_{\bullet} = N_{\bullet} \omega$
—	intensité mesurée par le détecteur neutron :	N
—	efficacité du détecteur neutron :	ε
—	intervalle de temps exploré :	t
	volume du diffuseur :	V ₁

Le nombre C_1 de coïncidences vraies, $C_1 = K_1 \cdot \epsilon \cdot N_0$, est proportionnel à l'intensité incidente N_o des neutrons, alors que le nombre F_1 des coïncidences fortuites est : $F_1 = t \cdot N_0$ $N \cdot \epsilon \simeq t \cdot \omega_0 \cdot \epsilon \cdot \epsilon \cdot N_0$, avec $N = \epsilon N_0$, ϵ étant un facteur dépendant de la géométrie du local.

Remarque : Dans cette estimation, l'intervalle *t* de temps exploré $(10^{-7} s)$ est beaucoup plus grand que le temps de résolution ($\simeq 10^{-9} s$). Le nombre N de neutrons mesurés par le détecteur comprend les neutrons de la diffusion étudiée ainsi que les neutrons ou photons diffusés sur les parois.

3. - b. Méthode de la pulsation.

On suppose que les conditions expérimentales restent identiques : intensité moyenne de la source, temps de résolution, intervalle de temps exploré, base de vol, local expérimental..., sauf pour le diffuseur de volume : $V_2 = a V_1$. Le nombre C_2 des coïncidences vraies est alors : $C_2 = K_2$. ε . No, avec $K_2 = a K_1$, et le nombre F_2 des coïncidences fortuites : $F_2 = \delta$. ε . N, δ représentant la proportion du bruit de fond résiduel pendant l'intervalle de temps exploré *l*. L'implantation de l'expérience étant identique à celle utilisée pour la méthode de la particule associée, nous aurons : $F_2 = \delta$. ε . p. No.

3. — c. Remarques.

Avant de comparer les rapports « signal-bruit » fournis par chacune de ces méthodes, il convient de faire les remarques suivantes :

a) Si, dans la méthode de la particule associée. seuls les neutrons émis dans le cône α de coïncidence peuvent donner (figures 22-23-24) des pics d'impulsions parasites en coïncidence avec les neutrons de diffusion vraie, par contre, dans la méthode de la pulsation, toute diffusion parasite est reliée dans le temps au jet initial (au bruit de fond aléatoire près correspondant à un phénomène résiduel); donc, tout neutron émis dans le jet pulsé initial, dans toute direction, peut donner un pic de diffusion parasite. Il en résulte que le bruit de fond dans le cas de la méthode de la particule associée est en général aléatoire et donne un spectre plat facile à soustraire des pics de la diffusion vraie. Dans la méthode de pulsation, aucune différence ne peut être faite entre les neutrons diffusés par la cible d'étude et ceux diffusés par les parois et provenant d'un même « paquet » initial s'ils arrivent dans le même intervalle de temps t. Le bruit de fond est alors un spectre comprenant des pics difficile à soustraire sans erreur.

b) Toutefois, dans la méthode de la pulsation, le nombre des impulsions parasites en coïncidence peut être considérablement diminué si les dimensions de la salle d'expérience sont telles que les neutrons diffusés sur les parois ne reviennent (figure 1) au niveau du détecteur neutrons qu'au-delà de la plage de temps Δt nécessaire à la mesure, ce qui entraîne une forte diminution du facteur δ .



Méthode de la « pulsation » : répartition dans le temps du bruit de fond. La mesure a lieu dans l'intervalle Δt avant que les neutrons du jet initial ne reviennent sur le détecteur.

C'est un avantage pour la méthode de pulsation de pouvoir faire coïncider l'intervalle Δl de mesure avec la période de bruit de fond minimum. Des expériences effectuées au laboratoire (Ripouteau 62) ont montré que les impulsions parasites ne sent éliminées ($\delta < 10^{-2}$) que si le trajet (source — paroi — détecteur) est au moins trois fois le trajet (source — diffuseur — détecteur). Ce rapport des trajets est porté à six si l'on veut éliminer les photons produits lors de la diffusion ou la capture des neutrons dans les parois. Comme la longueur de la base de vol dans nos expériences atteint 2 m pour la réaction ${}^{12}C(n, n')$ et 4,5 m pour la réaction ${}^{6}Li(n, n')$, le local expérimental permettant d'utiliser la méthode de pulsation devrait avoir pour :

¹²C (n, n'):
$$15 \times 15 \times 15$$
 m
⁶Li (n, n'): $25 \times 25 \times 25$ m

l'accélérateur étant surélevé de 6 m ou 12 m par rapport au sol.

c) Nous avons supposé, pour simplifier, un temps de résolution identique pour les deux méthodes, en fait, la résolution obtenue avec une pulsation est, en général, moins bonne qu'avec la méthode de la particule associée. Or, une bonne résolution en temps est essentielle, non seulement pour obtenir une bonne résolution en énergie $\Delta E / E = 2\Delta t / t$, mais encore pour améliorer le rapport C/F, signal-bruit de fond ; on peut montrer que C/F est proportionnel à τ^{-n} , τ étant le temps de résolution, n = 3 d'après Reithmeier (62) et n = 5 d'après Van Zurk (63). Expérimentalement, on a montré (Duclos 63) que la valeur de n était intermédiaire entre ces deux nombres.

1. — CHOIX D'UNE MÉTHODE

La valeur *m* minima du rapport C/F « signal-bruit » admissible dans une expérience est imposéepar la réaction étudiée : section efficace, séparation des niveaux et par le temps \div de résolution de l'appareillage. On montre que pour la méthode de la particule associée :

$$m_1 = \frac{C_1}{F_1} = \frac{K_1}{\rho} = \frac{1}{l \cdot \omega_a \cdot N_a}$$

et pour la méthode de la pulsation :

$$m_{\mathbf{z}} = \frac{\mathbf{C}_{\mathbf{z}}}{\mathbf{F}_{\mathbf{z}}} = \frac{\mathbf{K}_{\mathbf{1}}}{\rho} = \frac{a}{\delta \cdot \mathbf{\eta}}$$

Deux cas peuvent alors se présenter :

a) Soit les dimensions du local expérimental et de l'anneau diffuseur sont telles que $m_2 > m$ et la méthode de pulsation doit être utilisée car la valeur maxima de l'intensité N_0 n'est limitée que par le bruit de fond aléatoire résiduel et par la puissance de l'appareillage de pulsation. En effet, la fréquence de pulsation devant permettre l'extinction du bruit de fond entre chaque jet de neutrons, l'augmentation de N_0 ne peut être obtenue que par l'augmentation de l'intensité du courant cible.

b) Si, dans les meilleures conditions possibles d'implantation, m_2 est inférieur à m, seule la méthode de la particule associée reste utilisable car m_1 peut, en principe, devenir aussi grand que l'on veut par diminution de N₀, l'amélioration de la qualité de la spectrométrie s'effectuant en utilisant une plus grande durée de l'expérience.

Avec le local expérimental dont nous disposions, (7×15) m, les expériences préliminaires ont montré que nous nous trouvions dans des conditions défavorables pour l'utilisation de la pulsation. On a donc choisi la méthode de la particule associée en limitant le flux maximum N_o à environ 2 10⁷ n/s pour conserver un rapport signal-bruit compatible avec l'expérience.

CHAPITRE II

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

1. — PRODUCTION DES NEUTRONS RAPIDES

Les neutrons de 14 MeV ont été produits par réaction $d(l, n) \propto par$ un faisceau de deutons d'environ 200 keV bombardant une cible de titane tritiée. L'énergie des deutons est obtenue par l'accélérateur électrostatique (GNI) installé au C.E.N. Grenoble. Cet accélérateur comprend :

- un tube accélérateur vertical Philips 300 kV à 2 étages de focalisation et équipé d'une source d'ions Thonemann ;
- une génératrice électrostatique SAMES 300 kV, 10 mA, dont on a amélioré la stabilité en tension à 10⁻³.

Les cibles de tritium ont d'abord été fournies par HARWELL ; nous les avons ensuite préparées (Perrin 62) au laboratoire en déposant par évaporation une couche de titane de 100 à 300 $\mu g/cm^2$ sur un support en Ag ou Cu, chaque cible étant ensuite tritiée à 400 °C pendant 20 minutes (banc de remplissage en quartz). On a ainsi obtenu des cibles contenant 1,7 atome ³H /atome Ti, ce qui correspond à une activité movenne de 0,15 Curie /cm².



Déviation et focalisation du faisceau de deutons de l'accélérateur GN. 1.

L'intensité et l'énergie des deutons sont fixées par l'intensité optimum N_o des neutrons qui ne doit pas être trop grande pour conserver peu nombreuses les impulsions parasites. En effet, le principe utilisé pour la spectrométrie des neutrons rapides nécessitant une coïncidence entre le neutron et la particule α associée, on a vu que l'intensité des neutrons est limitée par le taux de coïncidences fortuites : celui-ci étant proportionnel à N_o², carré du nombre de neutrons produits, alors que le nombre de coïncidences vraies est proportionnel simplement à N_o. Des expériences préliminaires ont permis de fixer à environ 2 10⁷ n/s l'intensité maxima de la source de neutrons. Cette intensité peut être obtenue par un faisceau de deutons de queiques μA à 150 keV; nous avons utilisé le faisceau diatomique DD⁺, à une énergie de 270 keV.

L'accélérateur étant vertical et le plan de distribution angulaire devant être horizontal pour des raisons de simplicité mécanique et assez éloigné du sol, nous avons dévié horizontalement le faisceau, nous l'avons stabilisé et localisé. La figure 2 donne l'implantation de l'expérience.

1. — a. Stabilisation de la haute-tension d'accélération.

Pour diminuer le nombre de deutons perdus dans l'analyseur magnétique, source de neutrons parasites de 3 MeV par réaction (d, d), nous avons d'abord stabilisé la haute-tension de la génératrice.

La génératrice SAMES utilisée était du type « moyenne stabilité » $\Delta V / V \simeq 1 \%$. Une stabilisation supplémentaire (Griboval 62) a permis de diminuer d'un facteur 10 les variations lentes de tension correspondant à des iréquences inférieures à 200 Hz. La méthode utilise une lampe « ballast » EL81F en série avec la résistance de protection (figure 3). La grille de cette lampe est commandée par le signal différentiel de comparaison entre une tension stabilisée et une fraction variable de la tension de la génératrice ; ce signal est prélevé sur la cathode d'une seconde lampe EL81F en phase avec la tension de la génératrice. Le gain total η est en principe : $\eta = G \cdot r/R$, G étant le gain de la lampe environ 4 10⁴, on a $\eta \simeq 12,5$, en prenant r = 2,5 MQ, R = 8 000 MQ. Ce gain varie avec la fréquence des oscillations de la haute-tension à réguler. Notons que r/R ne peut être rendu très grand, car la résistance de fuite de grille limite l'augmentation de r et le courant débité dans la chaîne de résistance limite la diminution de R.

Les variations plus rapides de tension, supérieures à environ cent cycles par seconde, liées à la rotation du rotor de la génératrice, ne sont pas compensées par ce procédé ; nous les avons atténuées notablement par diminution de l'impédance aux fréquences élevées. Cette diminution a été obtenue en ajoutant une capacité en parallèle (figure 3), réalisée par une chaîne de 15 condensateurs 3 10³ pF isolés à 20 kV.

1. — b. Déviation magnétique.

Un secteur magnétique à double focalisation par effet de franges dévie le faisceau de 90° et le rend horizontal. Le plan de diffusion peut alors être horizontal et la base de vol augmentée.

a) Electro-aimant.

Les pièces polaires sont en forme de quart de couronne, de rayon moyen $\rho = 20$ cm, l'angle de déviation est de 90°. L'électro-aimant est monté sur un bâti mobile permettant d'aligner le diaphragme d'entrée solidaire du tube de l'accélérateur et l'entrée des pôles. L'alimentation transistorisée des bobines donne une stabilité instantanée de 10⁻⁵ et une dérive inférieure à 10⁻⁴ sur plusieurs heures. Le débit maximum est de 2 A et le champ maximum dans l'entrefer de 7 800 G. L'entrefer de 20 mm permet de placer une chambre à vide de 15 × 60 mm refroidie par eau. Aux extrémités des pièces polaires, des demi-cylindres orientables permettent de faire varier les angles d'incidence et d'émergence.

b) Calcul des éléments optiques de l'analys.....

Ce calcul a été effectué par la méthode matricielle pour le plan médian et le plan azimutal (Heyn 58).

Plan médian : La matrice totale de transfert pour le plan médian peut s'écrire (figure 4) :

$$\mathbf{T} = \mathbf{T}_i \ \mathbf{R}_i \ \mathbf{T}' \ \mathbf{R}_o \ \mathbf{T}_o$$

 T_i et T_o étant les matrices image et objet de l'espace sans champ, R_i et R_o les matrices du champ de franges et T' la matrice de transfert de l'électro-aimant,



FIG3, REGULATION DE LA HAUTE TENSION DE LA CENERATRICE

Stabilisation de la haute-tension de la génératrice.

Finalement, on a obtenu une stabilité $\Delta V/V \simeq 10^{-3}$, largement suffisante pour notre expérience.



Haute-tension non stabilisée V accélérateur = 220 kV



Haute-tension stabilisée. $\Delta V = 200 V/division$



Focalisation d'un secteur magnétique avec effet de bords dans le plan médian.

Pour un secteur magnétique, dans le cas particulier où $\theta=90^{\circ}$, la matrice de l'analyseur $T_m=R_1$ T' R, devient :

$$T_{m} = \begin{cases} lg \varepsilon_{1} & \rho \\ \frac{1}{\rho} (lg \varepsilon_{1} \cdot lg \varepsilon_{2} - 1) & lg \varepsilon_{2} \end{cases}$$

Les positions des foyers et dus plans principaux sont :

foyer objet :
$$g_o = \frac{\rho \ tg \varepsilon_2}{tg \ \varepsilon_1 \cdot tg \ \varepsilon_2 - 1} = -\frac{\rho}{\cot g \ \varepsilon_2 - tg \ \varepsilon_1}$$

foyer image :
$$g_i = \frac{-\rho \ tg \epsilon_1}{tg \epsilon_1 \cdot tg \epsilon_2 - 1} = \frac{\rho}{\cot g \epsilon_1 - tg \epsilon_2}$$

plan principal objet : $h_o = + \rho \frac{(\lg \varepsilon_2 - 1)}{\lg \varepsilon_1 \cdot \lg \varepsilon_2 - 1} = \rho \frac{1 - \lg \varepsilon_2}{1 - \lg \varepsilon_1 \cdot \lg \varepsilon_2}$

plan principal image :
$$h_t = -\rho \frac{(\lg \epsilon_1 - 1)}{\lg \epsilon_1 \cdot \lg \epsilon_2 - 1} - \rho \frac{1 - \lg \epsilon_1}{1 - \lg \epsilon_1 \cdot \lg \epsilon_2}$$

 $G = \frac{|g_0| + |h_0|}{|g_0| - |h_0|}$ grandissement :

i

Pour augmenter la luminosité et la définition de cette image, on a utilisé la propriété de focalisation azimutale donnée par le champ de franges qui agit sur les trajectoires comme une lentille mince de distance focale : $-\rho/tg \epsilon_1$.

Plan azimutal : Dans ce plan, la matrice totale est : $T = S_t T' S_0$, les matrices des lentilles minces équivalentes aux faces d'entrée et de sortie sont :

$$S_{\sigma} = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{tg \varepsilon_1}{\rho} & 1 \end{vmatrix} \qquad S_{\ell} = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{tg \varepsilon_2}{\rho} & 1 \end{vmatrix} \qquad T' = \begin{vmatrix} 1 & \rho^{\ell_1} \\ 0 & 1 \end{vmatrix}$$

Dans le cas particulier, $\theta = 90^{\circ}$, la matrice totale de transfert s'écrit :

$$T_{a} = \begin{vmatrix} 1 - \frac{\pi}{2} \operatorname{tg} \varepsilon_{1} & \rho \frac{\pi}{2} \\ \frac{1}{\rho} \left(\frac{\pi}{2} \operatorname{tg} \varepsilon_{1} \cdot \operatorname{tg} \varepsilon_{2} - \operatorname{tg} \varepsilon_{1} - \operatorname{tg} \varepsilon_{2} \right) & 1 - \frac{\pi}{2} \operatorname{tg} \varepsilon_{2} \end{vmatrix}$$

On définit de même les foyers et les plans principaux dans le plan azimutal :

foyer objet :
$$g'_{0} = \rho \frac{1 - \frac{\pi}{2} \operatorname{tg} \varepsilon_{1}}{\frac{\pi}{2} \operatorname{tg} \varepsilon_{1} \cdot \operatorname{tg} \varepsilon_{2} - \operatorname{tg} \varepsilon_{1} - \operatorname{tg} \varepsilon_{2}}$$

$$= \rho \frac{\pi}{\frac{2}{\pi} \operatorname{tg} \varepsilon_{1} \cdot \operatorname{tg} \varepsilon_{2}} - \operatorname{tg} \varepsilon_{1} - \operatorname{tg} \varepsilon_{2}}$$

 $-\frac{2}{2}$ to s

$$G' = \frac{|g'_{o}| + |h'_{o}|}{|g'_{o}| - |h'_{o}|}$$

grandissement :

c) Détermination des angles d'incidence et d'émergence.

h'o

 l_o = distance de l'objet à la face d'entrée. l_i = distance de l'image à la face de sortie. soit :

Les conditions d'obtention d'une image au point de double focalisation sont :

$$\frac{\rho}{l_t} = \frac{1}{2} \left(\cot g \varphi - \frac{1}{\frac{\pi}{2} - \cot g \eta} \right)$$
$$tg \varepsilon_g = \frac{1}{2} \left(\cot g \varphi + \frac{1}{\frac{\pi}{2} - \cot g \eta} \right)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \operatorname{tg} \varepsilon_1 - \frac{\rho}{l_o}$$
 et $\operatorname{tg} \eta = \operatorname{tg} \varepsilon_1 + \frac{\rho}{l_o}$.

avec



Courbes $\frac{l_i}{p}$ et z_2 en fonction de z_1 pour un prisme magnétique à 90° avec faces orientables. P et Q indiquant les valeurs utilisées dans notre appareillage.

Pour cet analyseur, $\rho = 20$ cm, $l_o = 16$ cm; le point de double focalisation est à 60 cm environ de la face de sortie (boite à lèvres), c'est-à-dire, $l_t/\rho \simeq 3$. Les courbes calculées l_t/ρ et ε_1 fonction de ε_1 conduisent au choix $\varepsilon_1 = 56^\circ$ et $\varepsilon_2 = 2^\circ$.

d) Grandissement.

Plan médian : La relation précédente donne G $\simeq -1,08$ en prenant $g_0 = -7,5$ mm et $h_0 = 204$ mm.

Plan azimutal : De même, G' \simeq 1,12 en prenant g' $_{o}$ = -- 135 mm et h' $_{o}$ = 7,7 mm.

e) Aberration chromatique.

Pour 2 particules d'énergie voisine, V et $(V + \Delta V)$, l'écart Λr entre les rayons de courbure à la sortie du monochromateur est :

$$\Delta r =
ho \, rac{\Delta V}{2V}$$
 pour $\Delta = 90^{\circ}$

et $\Delta' r = (1 + tg \epsilon_2) \frac{\Delta V}{2V}$, $\Delta' r$ étant l'écart angulaire entre les deux trajectoires ; à la distance l_i

dans le plan image, l'écart entre les deux trajectoires sera :

$$\delta = \Delta r + l_i \Delta r = \frac{1}{2} \frac{\Delta V}{V_o} \left[\rho + l_i \left(1 + tg \epsilon_2 \right) \right]$$

pour $\Delta V/V \simeq 10^{-3}$, $l_t = 3\rho$, $\rho = 20$ cm, tg $\epsilon_2 = 0$, on obtient un écart $\delta = 0.4$ mm, ce qui représente une variation d'environ 10 % par rapport aux dimensions du faisceau.

f) Résultats obtenus.

Focalisation : Après réglage des angles d'incidence et d'émergence, le faisceau peut être focalisé au point de double focalisation suivant une ellipse de faible excentricité et de 4 mm de diamètre environ. La faible ouverture angulaire du faisceau entrant dans le monochromateur a permis de supprimer tout diaphragme d'entrée.

Echauffement : Après 24 heures de fonctionnement continu, la température des bobinages est de 40 °C, les pièces polaires restant pratiquement froides.

Stabilité du champ magnétique : Un essai de 24 heures a été effectué après mise en chauffage pendant 4 heures. Le champ magnétique, mesuré par résonance magnétique protonique avcc une sonde de 1 cm³, indique une dérive totale de l'ordre de 2.10⁻³.

1. - c. Focalisation du faisceau.

L'image du faisceau au point de double focalisation, obtenue sur la boite à lèvres à la sortie de l'analyseur est reprise par une lentille quadrupolaire électrostatique. La focalisation a lieu, alors, sur la cible placée à 1,20 m des lèvres précédentes. Cette lentille a été construite d'après le calcul ci-dessous.

a) Lentille quadrupolaire électrostatique.

Soit une lentille simple (figure 6), avec des électrodes de longueur l au potentiel $\pm U$. Soit θ un potentiel scalaire de la forme 1/2 K ($x^2 - y^2$). Le potentiel des dynodes est $\pm 1/2$ K . $a^2 = \pm U$, a étant la distance de la dynode à l'axe. Les équations du mouvement d'une particule (m, v) sont alors données par :

$$mv^2 d^2 x / dz^2 = -K \cdot e \cdot x$$
 et $mv^2 d^2 y / dz^2 = +K \cdot e \cdot y$ soit :

$$\frac{d^2x}{dz^2} + \frac{K}{2V} x = 0 \qquad \frac{d^2y}{dz^2} - \frac{K}{2V} y = 0$$



FIG_6

Schéma du doublet quadrupolaire électrostatique

avec $\beta^2 = \frac{K}{2V} = \frac{1}{a^2} \frac{U}{V}$ la matrice de transfert s'écrit :

--- système convergent de longueur z = l:

- système divergent de longueur z = l:

b) Doublet quadrupolaire électrostatique.

Associons deux quadrupoles Q_1 et Q_2 et posons $\beta_1 = \beta_2$ et $\beta_1 l_1 = \beta_2 l_2$, ce qui signifie que leurs caractéristiques électriques sont symétriques et que leurs dimensions sont identiques. La matrice de transfert pour l'intervalle étant :

$$\begin{vmatrix} l & d \\ 0 & l \end{vmatrix} = |\mathbf{I}|$$

on peut écrire la matrice de transfert pour le doublet :

Plan des
$$x$$
.
Plan des y :
 $\begin{vmatrix} x_1 \\ x'_1 \end{vmatrix} = |\Gamma| \cdot |I| \cdot |\Delta| \begin{vmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{vmatrix}$
 $\begin{vmatrix} y_1 \\ y'_1 \end{vmatrix} = |\Delta| \cdot |I| \cdot |\Gamma| \begin{vmatrix} y_0 \\ y'_0 \end{vmatrix}$

si la longueur *l* des deux quadrupoles est grande devant leur intervalle *d*, $|I| \simeq 1$ et l'expression (1) devient en posant $|X| = |\Gamma| \cdot |\Delta|$ et $|Y| = |\Delta| \cdot |\Gamma|$:

$$X = \begin{cases} ch \beta l \cdot \cos \beta l - sh \beta l \cdot \sin \beta l & \frac{1}{\rho} (ch \beta l \cdot \sin \beta l + sh \beta l \cdot \cos \beta l) \\ \beta (sh \beta l \cdot \cos \beta l - ch \beta l \cdot \sin \beta l) & sh \beta l \cdot \sin \beta l + ch \beta l \cdot \cos \beta l \end{cases}$$

et dans le plan perpendiculaire :

Y =
$$\cos \beta l \cdot \operatorname{ch} \beta l + \sin \beta l \cdot \operatorname{sh} \beta l = \frac{1}{\rho} (\cos \beta l \cdot \operatorname{sh} \beta l + \sin \beta l \cdot \operatorname{ch} \beta l)$$

 $\beta (\cos \beta l \cdot \operatorname{sh} \beta l - \sin \beta l \cdot \operatorname{ch} \beta l) = \frac{1}{\rho} \cos \beta l \cdot \operatorname{ch} \beta l - \sin \beta l \cdot \operatorname{sh} \beta l$

c) Conditions de stigmatisme.

Un doublet est dit stigmatique lorsque les points image, I et I', correspondant au point objet C pour le plan des x et le plan des y sont confondus. Cela revient à (figure 7) :



Fig. 7 - Conditions de stigmatisme pour quadrupôle électrostatique. H1 et H2 sont les faces d'entrée et de sortie

Les conditions de stigmatisme appliquées aux matrices X et Y donnent : Plan des x :

(A) (B)

$$x_1 = x_0 \left[(\operatorname{ch} \beta l \cdot \cos \beta l - \operatorname{sh} \beta l \cdot \sin \beta l) + \frac{1}{\beta p} (\operatorname{ch} \beta l \cdot \sin \beta l + \operatorname{sh} \beta l \cdot \cos \beta l) \right]$$

Plan des y :

$$y_{1} = y_{0} \left[(\operatorname{ch} \beta l \cdot \cos \beta l + \operatorname{sh} \beta l \cdot \sin \beta l) + \frac{1}{\beta p} (\operatorname{ch} \beta l \cdot \sin \beta l + \operatorname{sh} \beta l \cdot \cos \beta l) \right]$$

$$(C) \qquad (A)$$

$$y'_{1} = y_{0} \left[\beta (\cos \beta l \cdot \operatorname{sh} \beta l - \sin \beta l \cdot \operatorname{ch} \beta l) + \frac{1}{p} (\operatorname{ch} \beta l \cdot \cos \beta l - \sin \beta l \cdot \operatorname{sh} \beta l) \right]$$

/D\

Les conditions de stigmatisme s'écrivent alors : $x_1 + p' x'_1 = 0$, soit :

$$A + \frac{1}{\beta p} B + p'C + \frac{p'}{p} D = 0$$
$$D + \frac{1}{\beta p} B + p'C + \frac{p'}{p} A = 0$$

 $|\mathbf{D}-\mathbf{A}|\left(\frac{p'}{p}-1\right)=0$, comme en général $\mathbf{D}\neq\mathbf{A}$, on a p=p'.

On peut montrer que ceci est encore valable si "on ne néglige pas l'espace inter-quadrupoles $|I| \neq 1$. Il existe donc un point stigmatique pour un tel doublet; les points objet et image sont alors symétriques par rapport au système. La valeur de p est donnée par l'équation :

$$\mathbf{A} + \frac{1}{\beta p} \mathbf{B} + p\mathbf{C} + \mathbf{D} = \mathbf{0}$$

d) Caractéristiques du doublet utilisé.

Il est possible de calculer une valeur pour βl si l'on s'impose p. Il existe d'ailleurs des abaques donnant les courbes βl (p) (Ritson 61). Mais, en pratique, il est plus facile de calculer la valeur de p correspondant aux caractéristiques mécaniques et électriques choisies. On ajuste ensuite p, c'est-à-dire on focalise, en agissant sur la tension U de polarisation des électrodes. Les caractéristiques du doublet utilisé sont :

— longueur d'une électrode :	l	=	8,2	cm
— distance d'une électrode à l'axe :	U	=	0,75	cm
— distance entre les 2 lentilles :	d		1	cm

Pour un faisceau diatomique de deutons accélérés sous une tension V = 270 kV, une polarisation $\pm U$ de 420 V donne : $\beta l = 0.650$. La valeur de p donnée par la racine de l'équation :

$$Cp^{2} + (D + A)p + \frac{1}{\beta}B = 0.$$

conduit à p = 50,6 cm.

Compte tenu de la distance entre les plans principaux, nous obtiendrons une focalisation à environ 1,20 m du point objet. Une diminution de la tension U entraîne celle de βl donc une augmentation de la valeur de p. En pratique, la tension \pm U peut être règlée sur chaque électrode pour compenser un désalignement géométrique conduisant à un déplacement latéral de l'impact sur la cible. Cet impact devant avoir environ 4 mm de diamètre, les conditions de focalisation ne sont pas critiques, et aucun calcul d'aberration n'a été effectué. L'intensité maxima obtenue est

de 50 μ A avec moins de 10 μ A sur le diaphragme de diamètre 4 mm situé à 5 cm devant la cible. Avec les faisceaux de quelques μ A utilisés dans cette expérience, aucun courant n'est décelable sur le diaphragme précédant la cible.

1. — d. Caractéristiques du faisceau obtenu.

La source d'ions du type Thonemann à radio-fréquence est alimentée en gaz par du deutérium à 95 % de pureté. Pour chaque composant du faisceau, le taux d'ionisation variant avec l'âge de la source et le réglage de la radio-fréquence, l'identification des faisceaux se fait d'après le rapport m/e, en utilisant la relation $\rho = mV/eH$, H étant le champ dans l'entrefer mesuré par effet Hall et V la haute tension d'accélération donnée approximativement par la mesure de celle de la génératrice. D'où, pour V $\simeq 220$ kV, la relation de rigidité précédente donne :

$$\frac{m}{e} = 2,93 \ 10^{-4}. \ H$$

la mesure de H donne donc e/m. Les faisceaux obtenus à 220 kV sont indiqués dans le tableau ci-dessous.

Faisceau Nº	H Gauss	Intensité %	$\sqrt{\frac{m}{e}}$	<i>m</i>	e	
1	3 200	4	0,98	1	1	H+
2	4 800	21	1,42	2	1	D+.(HL;)+
3	5 600	2	1,64	5	2	(DDH)++
4	5 950	4	1,76	3	1	(DH)+.(HH)+
5	6 900	61	2,03	4	1	(DD)+.(HH+)
6	7 800	8	2,32	1	1	(DDH)+

Nous utilisons le faisceau diatomique pour diminuer l'usure de la cible. La source de neutrons peut être représentée par une ellipse de (6×4) mm située à 1 m du sol et à 3 m du mur le plus proche. Un courant de 1 μ A produit environ 5 10⁷ n/s, la cible non refroidie tournant lentement pour uniformiser l'usure. Aucun courant n'est décelable sur les diaphragmes et la production de neutrons de 3,5 MeV provenant de la réaction D.D peut être considérée comme négligeable.



Energie des neutrons de la réaction $d(t, n) \alpha$ d'après Hanson (1949).

Energie des neutrons.

La réaction $d(t, n)\alpha$ (Q = 17,6 MeV) permet de produire des neutrons d'énergie E = 2T_a + 4T_d - 4cos $\psi \sqrt{2T_a}$. T_d, dépendant de l'énergie T_a des deutons et de l'angle ψ (L) de détection des α . Dans notre expérience, l'angle ψ utilisé est de (135 ± 3)°. L'énergie du faisceau diatomique étant de 270 KeV et l'épaisseur du titane tritié constituant la cible étant de 250 $\mu g/cm^2$, l'énergie T_a des deutons est comprise entre 80 et 135 KeV d'où l'énergie E des neutrons est comprise entre 14,6 et 14,75 MeV.

2. — DETECTION DES NEUTRONS RAPIDES

La spectrométrie des neutrons rapides par la méthode de la particule α associée comporte la mesure de l'intervalle de temps Δt entre l'impulsion α et l'impulsion neutron, Δt variant de 5 à 100 10⁻⁹s. Cette mesure ne peut être effectuée, avec précision qu'avec des impulsions ayant un temps de montée de l'ordre de la nanoseconde. La détection α et la détection neutron ont donc été faites en utilisant des scintillateurs organiques couplés avec des photomultiplicateurs à faible fluctuation de temps de transit, du type 58 AVP ou 56 AVP.

2. -- a. Détection des particules a.

Un photo multiplicateur 56 AVP, monté sous vide dans la boîte à cible (figure 9), est équipé d'un scintillateur plastique de 40 mm de diamètre. Une épaisseur faible (1/10 mm) du scintillateur a été choisie pour favoriser la détection des particules α , par rapport aux photons et aux neutrons. Le scintillateur est protégé de la lumière par un écran d'aluminium de 100 $\mu g/cm^2$ déposé sur un support en formvar de 200 $\mu g/cm^2$, cette épaisseur étant calculée pour arrêter les deutons diffusés jusqu'à 200 KeV. Un diaphragme rectangulaire (1 \times 2) cm situé devant l'écran définit l'angle d'émission des neutrons en coïncidence avec des particules α .



Porte cible Tritium et détecteur «.

Le photomultiplicateur équipé d'une chaîne, à grand débit, permet de compter sans perte jusqu'à 60 000 α/s ; l'intensité (figure 10) utilisée pendant les expériences est de l'ordre de 20 000 α/s , la résolution du pic α étant de 25 %).



Spectre z de la réaction d(t, n) z obtenu avec un scintillateur plastique (e = 0,1) mm vu par un photomultiplicateur 56 AVP.

2. — b. Détection des neutrons.

Le détecteur neutrons est constitué d'un photomultiplicateur 58 AVP, équipé d'un scintillateur organique (polystyrène + 2,5 % de *p*-Terphenyl + 0,04 % de POPOP) de forme cyclindrique : 110 mm de diamètre et 40 mm d'épaisseur. Cette épaisseur a été choisie pour donner une assez grande efficacité de détection tout en gardant assez faibles les fluctuations de temps.

Le spectre des protons de recul des neutrons de 14 MeV, montré figure 11, est obtenu en choisissant à l'aide d'un convertisseur temps-amplitude les impulsions en coïncidence avec les particules α associées. Par contre, le spectre total comprend, en outre, les impulsions dues aux neutrons d'énergie inférieure après diffusion sur les parois, aux photons produits par les réactions (n, γ) ou $n, n'\gamma$) dans toute matière du local, enfin les impulsions dues aux effets secondaires dans le scintillateur, tels que ¹²C (n, n') et détection des γ de désexcitation du ¹²C.

Le signal utilisé pour la voie neutron provient de l'anode des photomultiplicateurs qui fournit sous 125 Ω un signal négatif ayant un temps de montée de $\simeq 2 \ 10^{-9}$ s. L'amplitude obtenue est d'environ 8 V pour le signal α et 15 V pour le signal neutron.

2. — c. Efficacité du détecteur de neutrons.

a) Efficacité calculée.

On peut calculer l'efficacité ε de détection des neutrons par le scintillateur : $\varepsilon = k$. N_p/N, N_p étant le nombre de protons produits par un flux N de neutrons, k étant un facteur dépendent du seuil de détection et du bruit de fond.



Spectre des protons de recul dans le détecteur neutrons. A. — Spectre des neutrons monocinétiques de 14 MeV en coïncidence avec les particules 2. B. — Spectre total sans coïncidence.

Le nombre p de protons de recul produits dans un scintillateur de longueur L et exposé à un flux N de neutrons d'énergie E est donné par :

$$N_{p} := N \cdot n_{p} \cdot \sigma_{p} \cdot \frac{1 - e^{-aL}}{a}$$

avec $a = n_p$. $\sigma_p + n_e \sigma_e$ les sections efficaces de diffusion pour l'énergie E par le carbone et l'hydrogène ; d'où l'efficacité ε est :

$$\varepsilon = \mathbf{k} \cdot n_{\mathbf{p}} \cdot \sigma_{\mathbf{p}} \cdot \frac{1 - e^{-\mathbf{a}\mathbf{L}}}{a}$$

Effet du seuil E_0 . — Si nous avions un spectre rectangulaire de protons de recul d'énergie maximum E, un seuil E_0 (MeV) éliminerait une proportion d'impulsions E_0/E , d'où l'efficacité de la détection $\epsilon_0 = (1 - E_0/E)$. ϵ ; d'où :

$$\mathbf{z}_{\mathbf{0}} = \left(1 - \frac{\mathbf{E}_{\mathbf{0}}}{\mathbf{E}}\right) n_{\mathbf{p}} \cdot \sigma_{\mathbf{p}} \cdot \frac{1 - e^{-\mathbf{a}\mathbf{L}}}{a}$$

Un calcul précis devrait tenir compte de la diffesion multiple, mais cet effet introduit une taible correction lorsque L est petit devant le libre parcours moyen des neutrons. On a donné figure 12 le résultat du calcul effectué pour une énergie E, de 15 MeV, et un scintillateur de longueur L = 40 mm.

b) Mesure expérimentale de l'efficacité.

L'efficacité calculée donne un ordre de grandeur qu'il est essentiel de préciser pour connaitre la distribution angulaire des neutrons, en particulier ceux d'une diffusion inélastique.

L'efficacité du détecteur neutrons en fonction de l'énergie a été mesurée en utilisant la méthode du diffuseur hydrogéné (Clark 61), le diffuseur étant constitué par un scintillateur organique,



vu par un photomultiplicateur 56 AVP et placé dans le cône incident des neutrons. Une coïncidence, triple (figure 13) entre la particule α définissant un neutron incident, le proton de recul du diffuseur hydrogéné et le neutron diffusé, permet de choisir les neutrons ayant diffusé sur un proton sous un angle φ , (le recul d'un noyau de carbone dans le diffuseur organique ne donnant pas de signal décelable).

L'énergie du neutron diffusé par un proton sous un angle φ (L) étant E (φ) = E . cos² φ et la section efficace σ (θ) = 0,68 barn étant isotrope dans le centre de masse pour des neutrons d'énergie inférieure à 15 MeV, le nombre N (φ) de neutrons détectés proportionnel à l'efficacité z du détecteur neutrons pour l'énergie E (φ), s'écrit dans le référentiel centre de masse :

N (φ) = N₀ . n_p . σ (θ) . ω_{π} . ε ; soit dans le référentiel du laboratoire :

N (φ) $\simeq \Phi n_p \cdot \sigma(\theta) \cdot 4 \cos \varphi \cdot \omega_{\pi} \cdot \varepsilon$; le facteur 4 cos φ permettant de passer de la section efficace dans le centre de masse, au référentiel du laboratoire, ω_{π} étant l'angle solide utile et Φ étant le flux de neutrons mesuré à une constante près par le taux de comptage α ; d'où :

$$\varepsilon = \frac{V(\varphi)}{\Phi} \cdot \frac{1}{n \cdot \omega_{\mathbf{n}} \cdot \sigma(\theta) \cdot 4\cos\varphi}$$

L'introduction d'un seuil E_0 réduisant le comptage dans le détecteur dans la proportion :

$$1 - \frac{E_0}{E \cos^2 \varphi}$$

Une mesure absolue de l'efficacité a été effectuée à 14,7 MeV en placant le détecteur neutrons suffisamment près de la source pour que le scintillateur déborde largement le faisceau de neutrons en coïncidence avec les α . Si N est le nombre net d'impulsions enregistrées en coïncidence avec les α ,

FIG. 13 MESURE DE L'EFFICACITE DU DETECTEUR NEUTRONS



Efficacité relative Efficacité absolue (14,7 MeV)
Mesure de l'efficacité du détecteur neutrons.

 a) Mesure relative à l'aide d'un diffuseur hydrogéné. b) Mesure absolue de l'efficacité à 14,7 MeV.



Efficacité absolue expérimentale du détecteur neutrons pour un seuil de 1,8 MeV

l'efficacité absolue est simplement : $\epsilon = N / N\alpha$. La courbe totale d'efficacité obtenue est donnée (figure 14), les points mesurés par la méthode du détecteur hydrogéné pour les valeurs proches de l'énergie maximum sont moins précis, ces mesures correspondant à des protons de recul de faible énergie, d'où une perte d'efficacité par suite du seuil E_0 .

Pour détecter les neutrons diffusés provenant du niveau de 9,6 MeV avec une efficacité acceptable, le seuil de détection neutrons a été fixé à 1,8 MeV; dans ces conditions, l'efficacité est de 12 %.

3. — MESURE ELECTRONIQUE DU TEMPS DE VOL

Nous décrivons l'appareillage de mesure de l'énergie des neutrons rapides. Après avoir donné les conditions expérimentales, on donne le circuit intégrateur de conversion temps-amplitude, puis les dispositifs auxiliaires. Finalement les résultats obtenus sont présentés.

Conditions expérimentales.

La spectrométrie étant effectuée par la mesure du temps de vol entre le diffuseur et le détecteur, la précision obtenue dans la mesure de l'énergie est la moitié de celle obtenue dans la mesure du temps de vol $\Delta E / E = 2 \Delta t / t$. La résolution en temps obtenue étant de l'ordre de 2 10⁻⁹s, des expériences préliminaires ont permis de fixer la base de vol à environ 2 m pour obtenir une résolution en énergie un peu supérieure à 10 % dans la diffusion ${}^{12}C(n, n')$ prise pour test.

Le dispositif prototype transistorisé est maintenant remplacé par un ensemble monobloc transistorisé câblé en circuit imprimé. L'appareil construit au laboratoire (Quivy 62) groupe, dans un même châssis, le convertisseur temps-amplitude et l'ensemble des circuits auxiliaires. La plage de linéarité est supérieure à $10^{-7}s$ et la résolution en temps instantanée pour la coïncidence α -n est de 1,5 $10^{-9}s$.

3. — a. Convertisseur temps-amplitude.

Le but à atteindre est d'obtenir une impulsion d'amplitude proportionnelle à l'intervalle de temps séparant les deux impulsions. Les signaux fournis par la détection α ou neutron $(v_{\alpha} \simeq 8 \vee v_{\alpha} \simeq 15 \vee)$ sont accompagnés de bruit de fond qui doit être éliminé. Le temps de montée des impulsions provenant d'un tel détecteur étant fini $(210^{-s}z)$, la présence d'un discriminateur introduit une fluctuation (jitter) rendant inutilisable l'information en temps. En conséquence, les circuits de mesure du temps et de l'amplitude doivent être séparés (figure 15). Les impulsions, non mises en forme, proviennent de l'anode des photomultiplicateurs. Les voies directes (mesure de temps) sont mises en forme par des bascules à seuil bas (0,05 V) pour diminuer les fluctuations de temps. Les voies parallèles (circuit de coïncidence), non mises en forme, entrent sur des discriminateurs 10 MHz pour former le signal de coïncidence. Des échelles mesurant les impulsions α et neutron sont mises en parallèle sur ces discriminateurs.

3. — b. Circuit de mesure du temps.

a) Principe de l'intégrateur.

Dérivé de celui de Culligan et Lipman (1960), il se compose d'un transistor T_1 , bloqué au repos avec la tension de collecteur V, qui se sature pendant l'intervalle de temps Δt séparant deux impulsions (l'une étant le signal d'ouverture, l'autre le signal de fermeture), et d'un circuit de charge constitué d'une inductance chargeant le collecteur de T_1 , lorsque ce transistor conduit.

b) Circuit de commande.

Le transistor T_1 (figure 16 *a*), normalement bloqué au repos, se débloque si l'on crée un courant I > i. L'impulsion de é blocage est fournie par la superposition du signal d'ouverture à un signal de coïncidence antérieur de quelques nanosecondes. T_1 étant bloqué avec une tension nulle sur la base, E_0 passe brutalement de 0 à -6 V; de même, une impulsion positive bloque T_1 . Le courant dans le collecteur est :

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{V}{L} dt$$



Mesure du temps de vol. Schéma de principe.

 T_1 est un transistor 2N 769 ($f_p = 900$ MHz) dont la tension de claquage VeB est d'environ -2 V. Il est donc protégé par une diode fixant le potentiel base, dont la tension est presque indépendante du courant ce qui permet d'adopter, sans inconvénient, un circuit à plusieurs entrées.



a) circuit de commande.

b) circuit de charge de l'intégrateur et sortie basse impédance.

c) Circuit de charge.

Il est constitué par une inductance ayant en parallèle une capacité et une résistance (figure 16 b) Lorsque T₁ conduit, il apparaît une variation brusque de tension aux bornes de la self :

$$\mathbf{V} = \mathbf{L} \frac{di}{dt} \cdot \mathbf{V}$$

Pour un courant de 50 mA, le temps de montée jusqu'à la saturation (-6 V) est de 1,2 10^{-*}s. À la fin de la charge, l'inductance oscille sur sa capacité parasite ($\simeq 10 \ pF$) mais une diode bloque l'oscillation dès la première alternance négative. Si l'on admet que toute l'énergie de la self passe dans la capacité C >> c parasite, il apparaît aux bornes de C une impulsion $\Delta V = \Delta l$. (LC)⁻¹^{*}. Finalement, il apparaît aux bornes du circuit de charge une tension $V = V_0 T / \sqrt{LC}$, c'est le facteur de conversion temps-amplitude. En fait, la diode est pré-polarisée pour détecter plus facilement les signaux de faible amplitude. Un étage séparateur, avec émetteur de White, permet de transmettre ce signal d'amplitude maximum -3 V sous basse impédance à un sélecteur multicanaux. Les valeurs de L et C sont ajustées suivant la plage de linéarité désirée. **Courant de charge de la self**



FIG_17 (C) Impulsion de courant du charge dans la self.

Impulsion de sortie (propor tionnelle à l'intervalle t_0-t_1).



Diagramme de fonctionnement du convertisseur temps-amplitude.

3. -- c. Circuit de coïncidence.

Chaque voie parallèle α ou neutron arrive à un discriminateur 10 MHz transistorisé; les impulsions, mises en forme, déclenchent un circuit à coïncidence rapide du type additif dont la duréc de coïncidence peut être facilement réglée par la longueur des impulsions mises en forme. La coïncidence se fait au niveau de l'intégrateur lui-même. La polarisation de la base de T₁, est telle que, pour débloquer le transistor, le signal d'ouverture doit obligatoirement être superposé au signal de coïncidence. En conséquence, (figure 18), pour que le circuit integrateur soit mis en charge, les signaux doivent obligatoirement se présenter dans l'ordre (Coïncidence — Ouverture — Fermeture).

3. — d. Mesure du rapport de conversion temps-amplitude.

Chaque expérience durant plus de 24 heures, il est indispensable de connaître la stabilité du rapport de conversion temps-amplitude. A cet effet, un générateur d'impulsions envoie alternativement sur chacune des deux voies du convertisseur temps-amplitude des signaux décalés en temps d'une quantité constante et connue, par passage dans des câbles RG 63 BU. Le réglage permet d'obtenir sur le sélecteur multicanaux deux pics de coïncidence encadrant l'intervalie de temps à explorer pendant l'expérience, soit environ 100 10⁻⁹s. Le taux de répétition des impulsions de référence est suffisamment faible (un coup par 30 secondes) pour empêcher toute coïncidence fortuite. Pour réaliser ce dispositif, un multivibrateur lent déclenche, alternativement, deux générateurs à transistor à avalanche. L'impulsion de sortie négative est envoyée en parallèle sur les deux voies à travers un retard réglable. Un séparateur à diodes isolc chaque générateur (figure 19). Ce système nous a permis de chiffrer la dérive entre chaque « décé dage » et, éventuellement, d'éliminer les spectres partiels déformés.



Fonctionnement du générateur de contrôle.



Spectre de coïncidences fortuites obtenu avec le convertisseur temps-amplitude : les pics du générateur de contrôle délimitent une plage de línéarité de 100 nanosecondes.



Pic de coîncidence α -n obtenu avec le convertisseur temps-amplitude à l'aide d'un P.M. 58 AVP + scintillateur plastique ($\phi = 12$ cm. e = 4 cm) - Base de vol : 3,5 m - seuil neutron : E₀ = 4 MeV.

3. - e. Performances du convertisseur temps-amplitude.

a) Caractéristiques électroniques.

- Résolution électronique obtenue : 0,2 10⁻¹s, à l'aide de signaux provenant d'un générateur d'impulsions rapides ;

- Plage de linéarité : 100 $10^{-9}s$ avec moins de 2 % de distorsion ; cette plage a été contrôlée par un test de coïncidences fortuites (figure 20).

b) Résolution en temps $\gamma\gamma$ et α -n.

- Résolution en temps avec des coïncidences $\gamma\gamma$ du ⁶⁰C pour deux photomultiplicateurs 56 AVP. Les seuils étant réglés pour un rendement de détection de 25 %. : 0,8 10⁻⁹s.

- Résolution en temps avec des coïncidences α -neutrons, le seuil neutron étant réglé à $E_0 = 4$ MeV (figure 21).

- avec 2 photomultiplicateurs 56 AVP : $10^{-9}s$.

- avec 1 photomultiplicateur 56 AVP et 1 58 AVP : 1,5 10-*s.

- Stabilité sur 24 heures : mieux que 2 10⁻⁴s.

- Comptage maximum sur chaque voie : $100\ 000\ c/s$.

CHAPITRE III

SPECTROMÉTRIE DES NEUTRONS RAPIDES RÉSULTATS OBTENUS

La qualité d'une spectrométrie de neutrons rapides par la méthode de la « particule associée » dépend de la résolution en énergie obtenue et du rapport « signal-bruit » entre les impulsions vraies et les impulsions parasites.

1. — RÉSOLUTION EN ÉNERGIE

La résolution en énergie pour un spectre de neutrons dont la mesure dure de 10 à 30 heures, dépend des fluctuations de temps de vol des neutrons et de la stabilité de l'ensemble du dispositif.

a) Fluctuations de temps de vol des neutrons.

L'intervalle de temps entre les deux impulsions provenant du détecteur α et du détecteur neutrons n'est pas constant pour tous les neutrons de même énergie provenant du diffuseur ; plusieurs facteurs contribuent à la fluctuation Δt , diminuant la résolution en énergie :

— la fluctuation de longueur du trajet parcouru par le neutron . δl_1

- la fluctuation de temps de transit dans le photomultiplicateur : δt_2

--- la résolution électronique du convertisseur temps-amplitude : δt_s

- la fluctuation en amplitude des signaux issus des détecteurs : δl_{4}

la fluctuation résultante est $\Delta l = (\delta l_1^2 + \delta l_2^2 + \delta l_3^2 + \delta l_4^2)^{1/2}$

Fluctuation de longueur de trajet des neutrons.

Le trajet effectué par le neutron diffusé varie suivant l'épaisseur a de la cible et l'épaisseur e du scintillateur. La différence maximum de trajet est (a + e), si l'on néglige l'effet angulaire. Par exemple, pour une cible d'épaisseur a = 4 cm et un scintillateur d'épaisseur e = 4 cm, le temps de vol t du neutron d'énergie E (MeV) étant t = 72,4 d 10⁻⁹s, la variation maximum calculée δt correspond à : $\delta t = 1,5$ 10⁻⁹s pour des neutrons d'énergie E = 15 MeV et $\delta t = 2,9$ 10⁻⁹ pour E = 4 MeV. La valeur relative de cette fluctuation varie comme 1 /d, a étant la longueur de la base de vol. En outre, cette fluctuation influe sur la durée de l'expérience en limitant la possibilité d'augmenter l'épaisseur a de la cible (donc le nombre de diffusions) et l'épaisseur e du scintillateur (donc l'efficacité de la détection),

Remarque : Nous avons calculé ici la fluctuation maxima en temps ; mais, en moyenne, δt correspond à une valeur environ moitié pour la résolution définie comme la largeur totale prise à mi-hauteur du pic de coïncidence α -n.

Fluctuation de temps de transit dans les photomultiplicateurs.

La valeur δt_2 de cette fluctuation dépend du type de photomultiplicateur utilisé et de la surface de photocathode couplée au scintillateur. La différence de temps de transit entre le centre et le hord du photomultiplicateur atteint environ :

 $\delta t_2 = 1,2 \ 10^{-9}$ s pour un 58 AVP (détecteur neutrons)

 $\delta t_2 = 3 \ 10^{-10} s$ pour un 56 AVP (détecteur α).

Fluctuation électronique dans le convertisseur temps-amplitude.

C'est la résolution obtenue avec un générateur d'impulsions très rapides dont les signaux entrent dans le convertisseur temps-amplitude ; on a obtenu $\delta t_a \simeq 2 \ 10^{-10}s$.

Fluctuation avec l'énergie des particules.

Le spectre α enregistré (figure 10) a une résolution en énergie au plus de 25 % correspondant à un signal d'amplitude (8 \pm 1) V sur la voie α ; il en résulte une fluctuation mesurée électroniquement de $\delta t_{\alpha} \simeq 3 \ 10^{-10}s$.

Le spectre *n* enregistré (figure 11) a une fluctuation en énergie beaucoup plus grande, pour un seuil de 2 MeV le signal a une amplitude comprise entre 2 et 15 V correspondant à une fluctuation mesurée de : $\delta l_n \simeq 8 \ 10^{-10} s$.

Remarque : Expérimentalement, on a observé que, pour chaque détecteur, il existait une valeur optima de la haute tension correspondant sans doute à la meilleure utilisation de l'optique du photomultiplicateur. Si une haute tension de valeur différente est utilisée, il apparaît, pour le même seuil en énergie, une augmentation du « trainage » du pic de coïncidence.

b) Résultats :

Pour une même durée d'expérience deux types de détecteur n ont été utilisés : soit un photomultiplicateur de faible diamètre mais à très faible fluctuation de temps de transit (type 56 AVP) avec une base de vol courte, soit un photomultiplicateur à large photocathode (type 58 AVP) à plus grande fluctuation mais avec une base de vol plus grande.

Pour conserver la même durée d'expérience, supposons que le diffuseur, l'angle solide neutron et l'épaisseur du scintillateur neutrons restent identiques et prenons :

- cible de ¹²C, épaisseur a = 4 cm

— épaisseur du scintillateur e = 4 cm

- énergie du neutron diffusé élastique E = 14,2 MeV
- temps de vol par mètre $t = 19,2 \ 10^{-9}s$.

Premier cas. — Photomultiplicateur 56 AVP + scintillateur plastique ($\varphi = 4$ cm)

- base de vol : 1 m temps de vol neutron : $t = 19,2 \ 10^{-9}s$ fluctuation totale : $\Delta t = 1,2 \ 10^{-9}s$ résolution en temps : $\frac{\Delta t}{t} = 6,3 \ \%$ résolution en énergie : $\frac{\Delta E}{E} = 12,6 \ \%$
- Deuxième cas. Photomultiplicateur 58 AVP + scintillateur plastique ($\varphi = 12$ cm) base de vol : 3 m temps de vol neutron : $t = 58 \ 10^{-9}$ s.

fluctuation totale : $\Delta t = 1,7 \ 10^{-5}$ résolution en temps : $\frac{\Delta t}{t} \simeq 3 \%$ résolution en énergie : $\frac{\Delta E}{E} \simeq 6 \%$

Ceci montre l'intérêt d'une base de vol de grande dimension et d'un détecteur couvrant un grand angle solide, mais, dans ce cas, les diffusions parasites sur le mur et le sol prennent davantage d'importance. On a adopté la deuxième solution. La résolution calculée en coïncidence α -n est alors : $\delta t \simeq 1.5 \ 10^{-9}s$, correspondant environ à la valeur expérimentale (figure 21).

En diffusion (n, n'), la durée des expériences atteint 24 heures et il faut faire intervenir la stabilité de l'électronique.

c) Stabilité.

Il serait inutile d'obtenir une bonne résolution instantanée en temps, si la stabilité du rapport de conversion temps-amplitude n'était pas assurée. En particulier, la dérive en température de l'électronique étant de 2 10⁻⁹s pour 5 °C, le local abritant l'ensemble des appareils est climatisé à \pm 2 °C et le chronotron est lui-même placé dans une enceinte isolée par de la mousse de polyéthylène. Toute dérive supérieure à 0,5 10⁻⁹ peut être décelée par des impulsions de référence et corrigée.

Finalement, la résolution obtenue dans la réaction ¹²C (n,n') pour le pic de neutrons diffusés élastiquement est de 2 10⁻⁹s (figure 28) pour un temps de mesure variant de 10 à 30 heures. Ceci correspond à une résolution en énergie $\Delta E / E \simeq 10$ % pour des neutrons d'environ 15 MeV.

2. — LIMITATIONS DUES AUX ÉVÉNEMENTS PARASITES

Le rendement global de l'expérience, c'est-à-dire le nombre de neutrons diffusés et détectés, par neutron incident, est extrêmement petit, il est de l'ordre de 10⁻⁸. Il en résulte que la diminution du nombre d'événements parasites permettant d'augmenter l'intensité du flux incident et de diminuer la durée de la mesure est une amélioration considérable pour l'expérience finale.

Les impulsions parasites proviennent principalement :

- soit des effets secondaires dus aux neutrons en coïncidence avec les α ,

- soit des autres neutrons ou de leurs effets secondaires, détectés dans le temps d'essicacité de l'appareillage.

a) Intensité optimum de la source de neutrons.

Cette limitation est imposée, comme on l'a vu au premier chapitre, par la valeur maxima admissible pour le rapport du nombre C d'événements vrais au nombre P d'événements parasites. Le nombre N de neutrons diffusés étant simplement proportionnel au nombre N_0 de neutrons incidents, alors que le nombre d'événements fortuits $F \simeq P$ est proportionnel au carré N_0^2 , on voit que l'on est rapidement limité dans l'augmentation de l'intensité N_0 de la source de neutrons.

On pourrait, certes, augmenter le rapport C/P \simeq C/F en augmentant les anglés solides ω_{α} et ω_{π} , toutefois, la perte résultante pour la résolution angulaire limite l'ouverture des cônes α ou neutrons à 10° environ. Un compromis doit donc être recherché entre l'intensité du bruit de fond et la durée de l'expérience ; par exemple, en fixant à 5 le rapport C/P, le flux maximum utilisable est de l'ordre de 2 10⁷ neutrons par seconde pour le local utilisé.

b) Événements parasites.

Les impulsions parasites proviennent principalement de la diffusion des neutrons sur les murs, le sol ou la protection du détecteur neutrons. Elles se répartissent, dans le temps, d'une manière aléatoire lorsque les neutrons diffusants ne sont pas en coïncidence avec les α détectés. Par contre, si l'impulsion parasite provient du cône de neutrons en coïncidence, la durée du trajet est constante et il y a formation d'un pic parasite dans le spectre. Il en est ainsi (figure 22) si le local expérimental est trop exigu.



Schéma de production d'événements parasites sur les parois de la salle.

c) Effet de la protection du détecteur neutrons.

Les nombreux essais pour protéger le détecteur de neutrons out montré qu'il était préférable de ne pas utiliser de protection, à la condition d'éloigner suffisamment le détecteur de toute paroi. Par exemple, les essais effectués avec une protection cylindrique composée radialement de 4 cm de plomb et de 40 cm d'un ciment de paraffine et borax (figure 23) ont conduit à une perte de résolution et à l'apparition de pics parasites. On voit, par comparaison de différents spectres, avec et sans protection, que la protection, tout en diminuant d'un facteur 2 le bruit de fond, introduit une déformation entraînant une perte de résolution des pics (figure 24). Cette perte de résolution en énergie peut être attribuée à une diffusion vers l'avant des neutrons sur les parois du cylindre de protection, diffusion s'effectuant avec de petites variations d'énergie. Les différents essais de protection ou de collimation ont montré que le gain sur le bruit dc fond était toujours annulé par une perte importante en résolution. En conséquence, toute protection a été complètement supprimée au cours des expériences. Le niveau du bruit de fond a, alors, été diminué en réduisant l'intensité du flux de neutrons utilisé. Cette méthode, certes, entraîne des expériences de longue durée, mais donne, finalement, une résolution améliorée. Elle impose aussi d'obtenir une grande stabilité de l'appareillage, d'effectuer des mesures croisées, avec et sans diffuseur, et d'automatiser les mesures au maximum.

d) Discrimination y-neutron.

Une bonne partie des impulsions parasites proviennent des photons de désexcitation (capture $n\gamma$) ou diffusion $(n, n'\gamma)$. Il est donc important d'essayer de discriminer un neutron d'un photon Une telle discrimination n'était pas réalisée lors de nos premié es expériences sur ¹²C (n, n'); elle équipe maintenant notre dispositif de spectrométrie et a été mise au point en collaboration avec Szabo ,63). Nous donnons (figure 25) le spectre obtenu dans la diffusion ^eLi (n, n') avec un scintillateur liquide NE 213, dont le réservoir, (12×4) cm, est scellé autour de la photocathode du photomultiplicateur 58 AVP.



Essai de protection pour le détecteur neutrons.



Spectres de neutrons diffusés ¹⁰C ($\varphi = 30^{\circ}$) obtenus avec ou sans protection.



Essai de discrimination γ -n pour les neutrons diffusés par ⁶Li, ($\varphi = 45^{\circ}$), avec $N_{\pi} = 6.10^{8}$, hase de vol : 4,5 m. seuil neutron : 4 MeV. D'après Szabo (63).

Cette discrimination γ -n est fondée (Brook 56 — Daehnik 61) sur l'ionisation différente des électrons secondaires provenant des photons et des protons de recul produits par les neutrons ; cette différence d'ionisation produit, pour certains scintillateurs (Stilbène, NE 213, rien pour le polystyrène), des impulsions de forme différente ; par exemple, pour le stilbène, l'intensité de la luminescence a la forme :

1 (t, E) =
$$\alpha e^{-\frac{t}{6.2}} + \beta \epsilon^{-\frac{1}{370}}$$
 (t en nanosecondes).

 α et β étant fonction de l'énergie du proton ou de l'électron, pour des protons de quelques MeV. $\beta/\alpha \simeq 0.021$, et pour des électrons de même énergie, $\beta/\alpha \simeq 0.011$.

3. — RENDEMENT GLOBAL DE LA DÉTECTION

Le rendement global de l'expérience est proportionnel au produit des rendements de détection α et neutron, le rendement de chaque détecteur étant lui-même le produit de son efficacité par l'angle solide correspondant.

a) Efficacité des détecteurs.

Délection α . — L'efficacité ε_{α} atteint pratiquement 100 %. En outre, les pertes de comptage restent inférieures à 1 % tant que le taux de comptage ne dépasse pas 10⁵ cps, l'électronique associée à la chaîne α étant prévue pour fonctionner à 10 MHz.

Détection neutron. — L'efficacité ε_a dépend du scuil E_0 de la voie neutron qui est réglé pour obtenir une efficacité acceptable pour les neutrons diffusés vers l'arrière à partir du niveau excité le plus élevé. Ainsi, dans l'expérience suc ¹²C, l'énergie des neutrons diffusés va de 14,5 MeV pour

une diffusion à 10° sur le niveau fondamental jusqu'à 2,6 MeV pour une diffusion à 170° sur le niveau de 9,63 MeV. Ceci impose un seuil inférieur à 2 MeV. Pour un seuil de 1,8 MeV, l'efficacité mesurée (chapitre II) est de l'ordre de 12 %.

b) Angle solide des détecteurs.

Détection α . — L'angle solide ω_{α} est augmenté par l'emploi d'un diaphragme rectangulaire utilisant toute la photocathode dans la direction perpendiculaire au plan de diffusion. La résolution angulaire n'est alors que peu diminuée. L'angle solide α utilisé est $\omega_{\alpha} \simeq 1,1.10^{-3}$.

Détection neutron. — Avec une longueur de vol de 2,15 c, un scintillateur de diamètre 110 mm, couvrant 90 % de la surface de la photocathode du photomultiplicateur 58 AVP, l'angle solide est $\omega_{R} \simeq 1,6.10^{-4}$.

c) Rendement global du dispositif de spectrométrie.

Ce rendement dépend aussi des dimensions du diffuseur ; si l'on pose d la proportion des neutrons incidents diffusés, le rendement global R s'écrit :

$$\mathbf{R} = d \cdot \boldsymbol{\varepsilon}_a \, \boldsymbol{\omega}_a \cdot \boldsymbol{\varepsilon}_n \, \boldsymbol{\omega}_n \, \simeq \, 10^{-8} \, d$$

Ce rendement (orrespond à une coïncidence vraie toutes les 10 secondes pour un flux moyen de 2 10⁷ neutrons /s, en prenant $d \simeq 0.4$, ce qui représente une limite supérieure, les corrections de diffusion multiple devenant trop importantes.

Remarque sur la pratique des mesures :

La mesure d'un spectre nécessitant 10 à 30 heures suivant l'angle mesuré, une certaine autoratisation est nécessaire. La méthode suivante a été appliquée pour compenser les dérives de l'électronique et diminuer les erreurs systématiques :

- -- Fonctionnement continu de l'accélérateur.
- Mesures simultanées sur plusieurs angles avec changement d'angle toutes les deux heures, chaque rotation complète s'effectuant ainsi en une demi-journée.
- Décodage partiel toutes les deux heures ($10^8\alpha$ enregistrés).

Les spectres sont obtenus en faisant la différence des mesures avec et sans diffuseur. Ils sont normalisés à un même nombre d'a après recentrage s'il y a lieu et compensation de la dérive d'après les pics de référence. Par spectre, le total des impulsions de la voie α varie entre 5 10⁸ pour les angles avant et 15 10⁸ pour les angles arrière.

Une utilisation directe des résultats partiels par une machine à calculer type CAB 500 est en cours d'installation, le sélecteur multicanaux sortant directement les informations sur une perforatrice rapide. La machine à calculer pourrait alors faire automatiquement les opérations de recentrage, de corrections diverses et de normalisation.

CHAPITRE IV

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA DIFFUSION DES NEUTRONS DE 14 MeV PAR 1.E 14C

Pour étalonner notre spectromètre de neutrons rapides, on a utilisé la diffusion sur le ¹⁰C qui avait déjà fait l'objet de nombreuses études (Anderson 58 — Perey 60) ; en cours de mesures, nous avons eu connaissance de la publication de Strihzak (61) et, récemment, des résultats du groupe d'Amsterdam (Rethmeier 62). Les mesures de la section efficace différentielle de diffusion sur le niveau fondamental et le premier niveau excité (Q = -4,43 MeV) sont relativement bien connues et peuvent servir à comparer notre appareillage avec ceux déjà réalisés.

1. — MISE EN PLACE DE L'EXPÉRIENCE

a) Le diffuseur de carbone.

Le carbone utilisé est du carbone naturel fourni par Péchiney, le taux d'impureté étant de quelque 10⁻⁶. On n'a pas tenu compte de la teneur en ¹³C.

Le diffuseur de forme parallélépipédique englobe le faisceau de neutrons en coïncidence et se trouve placé à 50 cm de la cible de tritium. Les neutrons diffusés vers l'avant étant plus nombreux que ceux diffusés vers l'arrière, la probabilité de diffusion multiple vers l'avant a été réduite en utilisant un diffuseur mince :

- -- pour les angles inférieurs à 45°, le diffuseur $(5 \times 10 \times 2)$ cm fait, dans ce cas, un angle de 15° avec l'axe de diffusion pour que les neutrons sortent par la face avant du diffuseur.
- -- pour les angles supérieurs à 45°, on a pris, dans ce cas, un diffuseur de faible largeur $(2,5 \times 8 \times 4)$ cm pour réduire l'atténuation des neutrons sortant par les faces latérales.

La transmission T du diffuseur, $T = e^{-n\sigma l}$ est $T_1 \simeq 0.77$ pour les angles $\varphi < 45^\circ$ et $T_2 \simeq 0.58$ pour $\varphi > 45^\circ$, en prenant $\sigma \simeq 1.35$ barn pour section efficace totale à 14 MeV pour le ¹³C; il convient d'augmenter la probabilité de diffusion vers l'arrière, la section efficace différentielle étant en général, plus faible pour les grands angles.

b) Géométrie de la diffusion.

Le local expérimental de dimensions moyennes (7 \times 15) m est, en outre, protégé par des murs en béton de 50 cm d'épaisseur (prévus pour des flux de 10¹¹ neutrons par seconde) responsables d'une part notable du bruit de fond, tant pour les neutrons diffusés que pour les γ . l' est certain que l'implantation de l'expérience dans un local plus vaste et construit avec des parois plus légères diminuerait les événements parasites.

Le détecteur neutrons est fixé sur un chariot léger qu'un bras rend solidaire d'un pivot scellé dans le plancher du local sous ic centre du diffuseur Le détecteur se déplace dans le plan de diffusion, horizontal, contenant la cible de tritium, le diffuseur de carbone et les faisceaux α et neutrons en coïncidence. Il peut balayer l'intervalle angulaire de 0 à 160°.



Schéma de position et dimensions des diffuseurs de carbone. (4) $\gamma < 45^{\circ}$ (b) $\gamma > 45^{\circ}$

La barre d'ombre solidaire d'un bras passant à la verticale de la cible et du scintillateur neutron se trouve automatiquement mise en position. C'est une barre de laiton de longueur L = 40 cm entrainant une atténuation $A = e^{-n\sigma L} \simeq 4.5 \ 10^{-5}$, σ étant la section efficace totale ($\sigma = 3$ barns pour le cuivre, et E = 14 MeV), et *n*, le nombre de noyaux par cm³. Le détecteur neutrons enregisgistre environ : N_0 . A. ω_R . ε_R ($\omega_R \simeq 10^{-4}$ et $\varepsilon \simeq 10^{-1}$) soit un neutron direct par minute pour un flux de 2 $10^7 n/s$, la répartition en temps de ces impulsions étant aléatoire ; ce nombre est négligeable devant l'intensité du bruit de fond mesuré par le détecteur ($\simeq 10^2$ impulsions/s).

La base de vol, 2,15 m pour le ¹²C, a pu être portée à 4,50 m pour les expériences sur des noyaux à niveaux d'excitation faibles, tels *Be et *Li.

c) Ouverture angulaire du faisceau de neutrons.

L'ouverture du faisceau de neutrons est déterminée par la coïncidence α -n; elle a été mesurée avec précision en utilisant un petit scintillateur sur le détecteur neutrons : 6° dans le plan horizontal et 12° dans le plan vertical.



Ouverture angulaire du faisceau de neutrons.a) dans le plan de diffusion.b) dans le plan perpendiculaire.

2. – SPECTRE DES NEUTRONS DIFFUSES PAR LE ¹²C '

Les expériences ont été effectuées au Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble (C.E.A.) avec l'accélérateur GN. 1 — 300 kV et à la Faculté des Sciences avec l'accélérateur ARIANE — 300 kV. La possibilité de surélever ARIANE à 2,50 m au-dessus du sol a amélioré les conditions expérimentales. Sans compter la période de mise au point de la spectrométrie, environ six semaines de fonctionnement continu ont été nécessaires pour mener à bien les mesures. Dans chaque serie de mesures, 6 angles ont été étudiés simultanément par permutation toutes les deux heures, ce qui a permis d'étudier 60° à la fois ; le raccord entre chaque série est obtenu par normalisation des mesures à un angle commun.

a) Résultats bruts.

La figure 28 présente les spectres obtenus avec ¹²C pour les angles de 15° et 42°, le temps de mesure étant 10 heures à 15° et environ 24 heures pour 90°; ces spectres mettent en évidence les neutrons de diffusion élastique et de diffusion inélastique pour les trois premiers niveaux du ¹²C. En particulier, le niveau de 7,65 MeV aperçu par Clark (81) et mesuré par Rethmeier (62) est suffisamment net pour permettre l'étude de sa distribution angulaire. Indiquons que, lors des premières mesures (Bouchez 62) de ce niveau de 7,65 MeV, effectuées à la fin 1961, les résultats de Rethmeier (62) n'étaient pas connus. En outre, le niveau de 9,63 MeV, tout en présentant uu élargissement notable par rapport aux autres pics est assez bien séparé, mais une mesure de sa distribution angulaire est gènée par le niveau de 10,1 MeV.

La résolution en énergie $\Delta E/E$ s'améliore, en principe, comme $E^1/^2$ lorsque E diminue, la résolution Δt restant sensiblement constante. Mais en fait, on observe une perte de résolution pour les pics faibles ; par exemple, pour φ (L) = 15°, on obtient, avec une base de vol de 2,15 m :

Q (Mev)	E (Mev)	t (1C→ s)	Δt (10 ⁻⁹ s)	ΔE/E (%)
0	14,6	41,5	2	9,6
4,43	9,9	51	2,2	8,8
7,65	6,7	62	2,6	8,4
9,63	4,5	75	1,6	12,2

En outre, le pic de 9,6 MeV a une largeur anormalement grande qui doit probablement être due à la superposition du niveau large de 10,1 MeV.

b) Étude des facteurs de correction.

De nombreuses corrections doivent être effectuées sur les valeurs brutes expérimentales pour obtenir la section efficace différentielle.

Normalisation des spectres.

Chaque mesure est la somme de mesures partielles après correction de la dérive et soustraction du bruit de fond mesuré sans diffuseur. L'intensité N_0 de référence est donnée par la voie α et le nombre brut d'impulsions mesuré est divisé par l'intensité α correspondante. Un détecteur neutrons a été utilisé simultanément mais cette référence s'est montrée moins stable que celle du détecteur α .

Correction d'efficacité du détecteur neutrons.

La correction d'efficacité pour le détecteur neutrons a été effectuée d'après la courbe expérimentale (chapitre II) utilisant la méthode du diffuseur hydrogéné (fig. 14).

Correction d'absorption dans le diffuseur.

Soit un diffuseur de longueur l et de largeur a (fig. 29) recevant perpendiculairement un flux de N₀ neutrons d'énergie E₀ que l'on suppose parallèle, on néglige tout d'abord la correction de



Spectre des neutrons diffusés à 15° et à 42° sur le 12C - longueur de vol : 2,15 m, seuil neutron : 1,8 MeV.

résolution angulaire et celle de diffusion multiple; les neutrons détectés proviennent donc d'une diffusion simple s'effectuant avec l'angle φ . Le nombre de neutrons sortant du diffuseur après diffusion sous un angle φ et dans le volume dV est, par stéradian :

$$d\mathbf{N} = d\mathbf{V} \cdot \mathbf{N}_{0} \cdot n \cdot \sigma(\varphi) \cdot e^{-n\sigma_{w}x} \cdot e^{-n\sigma(\mathbf{E}) \cdot b}$$

avec :

 $\sigma(\varphi)$, section efficace différentielle de diffusion.

 σ_0 et $\sigma(E)$, section efficace totale pour l'énergie E_0 ou $E(\varphi)$ du neutron diffusé.

x ou b étant la longueur du trajet du neutron avant ou après diffusion par l'élément de volume dV.

S'il n'y avait pas d'absorption, le nombre de neutrons serait simplement :

 $dN_0 = dV \cdot N_0 \cdot n \cdot \sigma(\varphi)$; on peut donc définir un coefficient d'absorption $k(\varphi)$, variant avec la position M(x, y) de l'élément diffuseur dV tel que :

$$\frac{dN}{dN_0} = k(\varphi) = e^{-\pi n_u x} \cdot e^{-\pi n (E) \cdot b}.$$

Le coefficient final de correction d'absorption étant égal à l'intégration de $k(\varphi)$ pour l'ensemble du diffuseur.





On a effectué le calcul exact de $k(\varphi)$, dépendant des limites d'intégrations, à l'aide de la machine CAB 500, pour chaque diffuseur utilisé. Les valeurs de σ_0 et $\sigma(E)$ ont été prises dans UCRL 5 351. Le résultat est donné ci-dessous (fig. 30). Une valeur approchée pour $k(\varphi)$ peut être obtenue par un développement en série de $\int dN$, dans le cas général où $b = y/\sin \varphi$. On obtient pour $N = \int dN$:

$$N = N_{\boldsymbol{\theta}} \cdot n \cdot \sigma(\varphi) \cdot \frac{a}{n \cdot \sigma_{\boldsymbol{\theta}}} \left(1 - e^{-\mu \sigma_{\boldsymbol{\theta}}}\right) \left(1 - \frac{1}{2} \frac{n \sigma(\mathbf{E}) a}{\sin \varphi}\right)$$

d'où le résultat utilisé par Perey (60) :

$$k'(\varphi) = \frac{1}{n\sigma_0 1} \left(1 - e^{-\pi\sigma_0 t}\right) \left(1 - \frac{1}{2} \frac{a n \sigma(E)}{\sin \varphi}\right).$$

On a aussi donné (fig. 30) la valeur de $k'(\varphi)$ pour Q = 0 et $\varphi > 45^{\circ}$ en supposant $\sigma(E) \simeq \sigma_0$; pour les angles $< 45^{\circ}$, $b \neq y/\sin \varphi$ et les approximations ci-dessus ne sont plus valables.

Correction de résolution angulaire.

La correction de résolution angulaire est due à l'ouverture finie ω_m du cône de neutrons et à celle ω_n du détecteur neutrons vu du diffuseur. Le demi-angle du cône correspondant à ω_n est par exemple pour un scintillateur de 11 cm de diamètre situé à 2,15 m du diffuseur, environ 2,5 10² radians; la mesure du demi-angle du cône de neutrons entrant dans le diffuseur a donné :

	Plan de diffusion α (radian)	PLAN PERPENDICULAIRE β (radian)		
Diffuseur 1 $\varphi < 45^{\circ}$	3,5 10-±	10,5 10-2		
$\begin{array}{l} \text{Diffuseur 2} \\ \varphi < 45^{\circ} \end{array}$	2,5 10- *	7,8 10-2		

Pour un angle de diffusion φ , l'écart maximum angulaire $\delta \varphi$ est alors :

 $\cos (\varphi + \delta \varphi) = \cos (\varphi + \alpha) \cdot \cos \beta$, les neutrons diffusés sortant parallèlement au plan de diffusion, soit, en supposant α et β petits :

$$\delta \varphi \simeq \left(\alpha + \frac{\beta^2}{2} \cot \varphi \right)$$



Facteurs k (φ) et k' (φ) de correction d'absorption.



L'écart total angulaire provenant du diffuseur et du détecteur neutrons varie légèrement avec l'angle et est de l'ordre de 4 10⁻² radians.

La correction de la mesure de la section efficace différentielle $\sigma(\varphi)$ résultant de la résolution angulaire finie $\Delta \varphi$ s'obtient à partir de la dérivée seconde de $\sigma(\varphi)$; en posant :

$$\overline{\sigma(\varphi_0)} = \frac{1}{2\Delta_{\gamma}} \int_{\varphi_0 - \Delta \varphi}^{\varphi_0 + \Delta \varphi} \sigma(\varphi) \ d\varphi$$

et, en développant en série autour de φ_0 , on a :

$$\overline{\sigma(\varphi_0)} - \sigma(\varphi_0) \simeq \frac{1}{6} \Delta \varphi^2 \left[\frac{d^2 \sigma(\varphi)}{d\varphi^2} \right]_0$$

La valeur de la correction :

$$\frac{\overline{\sigma(\varphi_0)} - \sigma(\varphi_0)}{\overline{\sigma(\varphi_0)}} = \frac{\Delta \varphi^2}{6} \left[\frac{d^2 \sigma(\varphi)}{d\varphi^2} \right]_0 \frac{1}{\overline{\sigma(\varphi_0)}}$$

est obtenue à partir de la courbe expérimentale. L'importance de cette correction donnée (fig. 31) montre qu'elle est au plus de l'ordre de 1,5 % pour $\varphi = 40^{\circ}$, soit assez faible pour négliger les corrections suivantes par itération.

Correction de diffusion multiple.

Lorsque les dimensions du diffuseur ne sont pas très petites devant le libre parcours moyen des neutrons, la correction de diffusion multiple peut devenir importante. On considère seulement le cas de la diffusion double qui peut être de deux types principaux :

Dans une telle diffusion, le neutron d'énergie E_0 subit deux diffusions successives avec les angles φ_1 et φ_2 , le détecteur neutrons étant placé à l'angle φ par rapport au faisceau incident. Il y aura interférence entre la diffusion simple et la diffusion double si (fig. 32):

$$(E(\varphi) - \Delta E) \leq E(\varphi_1, \varphi_2) \leq E(\varphi) + \Delta E$$

le pic de diffusion ayant une résolution en énergie de $2 \Delta E$.



Diffusion multiple.



Angle de diffusion.

Energie des neutrons diffusés Ε (φ).



50

La probabilité d'une seconde diffusion étant maxima pour $\varphi_2 \simeq 0$, on peut assimiler l'effet de la diffusion multiple à une perte $\Delta \varphi$ de résolution angulaire du dispositif de spectrométrie lors d'une première diffusion à l'angle φ . Un calcul approché (Duclos 62) a été effectué pour évaluer l'importance de la correction à apporter dans le cas d'une diffusion élastique pour l'angle $\varphi = 70^{\circ}$ à l'aide de la machine CAB 500. On n'a tenu compte que des secondes diffusions élastiques à un angle $\varphi_2 < 40^{\circ}$, la section efficace différentielle devenant très faible pour les angles supérieurs. Pour le diffuseur utilisé (2,5 × 8 × 4 cm), le nombre des diffusions doubles élastiques n'atteint que 2 % du nombre total des diffusions simples. En conséquence, aucune correction de diffusion multiple n'a été effectuée.

Un calcul plus complet par la méthode de Monte-Carlo est actuellement en cours de traitement au laboratoire en utilisant la machine IBM 7090 (N'guyen 63).

c) Transformation du référentiel laboratoire L au centre de masse C.

La transformation du référentiel laboratoire L au centre de masse C pour l'angle de diffusion (φ laboratoire et θ centre de masse) et pour la section efficace a été calculée sur la machine CAB 500 du C.E.N. Grenoble de 0 à 180° par 5° pour la diffusion d'un noyau de masse A ayant des niveaux d'excitation quelconques. Les résultats pour la diffusion neutron-carbone sont donnés (fig. 33-34-35). On a également calculé sur CAB 500 l'énergie du neutron diffusé $E(\varphi)$ en fonction de l'angle φ et du niveau d'excitation considéré.

d) Mesure absolue de la section efficace différentielle.

Les mesures précédentes donnent des valeurs relatives pour la section efficace différentielle $\sigma(\theta)$ de la diffusion ${}^{12}C(n,n')$. Pour obtenir la valeur absolue en *mb*/sr de $\sigma(\theta)$, il convient d'effectuer une mesure absolue à un seul angle de diffusion ; on a mesuré $\sigma(\varphi)$ à $\varphi = 20^{\circ}$ en utilisant une cible mince de carbone, perpendiculaire au faisceau de neutrons incidents, et suffisamment large pour que tout neutron incident pénètre dans le diffuseur. Le nombre total de coups dans le pic de diffusion élastique est alors :

$$N = N_{a} \cdot \varepsilon \cdot n \cdot \Omega' \int_{0}^{l} dx \, \sigma(\varphi) \, e^{-n\sigma_{0}x} \cdot e^{-n\sigma(E)} \, \frac{l-x}{\cos \varphi}$$

en négligeant la diffusion multiple et avec :

- N_{α} : nombre de neutrons (en coïncidence avec les α) entrant dans le diffuseur.
- σ_0 : section efficace totale à 14,7 MeV.
- $\sigma(E)$: section efficace totale à E MeV.
- $\sigma(\varphi)$: section efficace différentielle élastique pour l'angle φ .
- n : nombre d'atomes de ¹²C /cm³.
- Ω' : angle solide effectif du détecteur neutrons, en stéradians, corrigé de l'effet de résolution angulaire finie $\Omega' = \Omega (1 + k)$.
- ε : efficacité du détecteur neutrons pour l'énergie E.
- *l* : épaisseur du diffuseur.

On obtient finalement :

$$N \simeq N_{\bullet} \cdot n \cdot k(\varphi) \cdot \Omega (1 + k) \cdot \varepsilon \cdot \sigma(\varphi)$$

 $k(\varphi)$ étant la correction d'abscrption, k la correction d'ouverture angulaire.

Il est important de noter que N et ε étant mesurés relativement à N_a, la connaissance de la valeur absolue du flux de neutrons utilisé n'est pas nécessaire dans cette mesure. Finalement, on détermine $\sigma_{el} = (400 \pm 10) \ mb/sr$ pour $\varphi = 20^{\circ}$. Ceci conduit à une section efficace élastique totale $\sigma_{el} = (810 \pm 50) \ mb$ en accord avec la valeur trouvée par Tesch (62), $\sigma_{el} = (775 \pm 40) \ mb$.

Les sections efficaces différentielles obtenues après corrections pour les neutrons diffusés par le ¹²C sur le niveau fondamental et les niveaux excités de 4,43, 7,65, 9,63 MeV sont présentées figures 36-37-38.







Réaction ¹²C (n, n'), section efficace différentielle inélastique (Q = -4,43 MeV).



Réaction ¹²G (n, n'), section efficace différentielle inélastique (Q = -7,65 MeV).

CHAPITRE V

DISCUSSION DE RÉSULTATS : ${}^{12}C(n, n')$ à E, \simeq 14,7 MeV

I – VALEURS DES SECTIONS EFFICACES DIFFÉRENTIELLES

a) Diffusion élastique. L'erreur sur $\sigma(\theta)$ est due à :

- l'erreur statistique sur le nombre de coïncidences vraies constituant le pic de diffusion ;
- l'erreur sur les corrections (absorption, résolution angulaire...);
- la proportion de diffusions multiples que l'on a momentanément négligée.

Pour les angles avant ($\varphi < 30^{\circ}$), l'erreur statistique est très faible ($\simeq 1$ %) la résolution angulaire est de $\pm 3^{\circ}$ et la diffusion multiple au plus de l'ordre de 2 %. L'erreur totale sur $\sigma_{e}l$ (θ) est estimée à environ 5 %. Pour les angles $\varphi > 30^{\circ}$, l'erreur statistique augmente jusqu'à environ 5 %, mais l'influence des autres facteurs diminuant, l'erreur totale sur $\sigma(\theta)$ conserve la même valeur.

b) Diffusion inélastique.

Pour la section efficace de diffusion inélastique, aux erreurs ci-dessus s'ajoute l'erreur sur l'efficacité du détecteur neutrons, notamment au voisinage du seuil de détection, une petite variation de stabilité de l'électronique entraîne une grande variation dans le rendement de détection. L'erreur statistique augmente aussi, en particulier pour le niveau de 7,65 MeV où elle atteint 30 à 40 %. Au total, l'erreur commise sur $\sigma(\theta)$ est d'environ 10 % sur le niveau de 4,43 MeV et de 30 à 40 % sur celui de 7,65 MeV.

2 — DIFFUSION ${}^{\mu}C(n, n')$ ET ${}^{\nu}C(p, p')$ POUR E_n \simeq 14,7 MeV.

Les valeurs obtenues sont comparées (fig. 39) avec les résultats publiés par d'autres auteurs pour la diffusion ${}^{12}C(n, n')$ et à ceux de Peelle (1957) pour la diffusion ${}^{12}C(p, p')$ avec des protons d'environ 15 MeV. Pour une telle énergie, la barrière de potentiel (B $\simeq 3,1$ MeV) est faible par rapport à l'énergie du neutron incident ce qui justifie la comparaison. Les mesures effectuées par réaction (p. p') sont beaucoup plus précises que celles effectuées en (n, n') par suite de meilleures conditions expérimentales (taux de comptage plus élevé et meilleure spectrométrie).

a) Diffusion élastique (Q = 0).

— Réaction ${}^{12}C(n, n')$. — Nos résultats sont comparés (fig. 39) a \simeq c ceux obtenus par d'autres auteurs (Anderson 58 — Coon 58 — Clarke 61 — Tesch 62 — Strizhak 62). Notous que les meilleures valeurs pour les petits angles ($\theta < 20^{\circ}$) sont celles de Coon, la géométrie annulaire utilisée avec la méthode de la pulsation se prêtant bien aux mesures aux angles avant. Ensuite, l'accord entre les diverses mesures est satisfaisant sauf pour les angles arrière ($\theta < 140^{\circ}$) où l'on trouve une augmentation de la section efficace élastique.

— Réaction (p, p'). — Nous avons comparé nos résultats avec ceux de Peelle (1957). L'allure générale des distributions angulaires est semblable sauf aux angles arrière, où il n'y a pas d'aug-

		Q == 0	Q == 4,43 MeV		
əl. degrés	0 _e de grés	σ(θ) mb/sr	θ _e degrés	σ (θ) mb /sr	
10	11	$\frac{480}{150} \pm \frac{24}{20}$	11	57 ± 6	
14 23	15 25	450 ± 22 330 + 16	15	$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	
34	36	180 ± 9	37	41 + 4	
43	46	$88 \pm 4,5$	47	33 ± 3	
52	56	$42 \pm 2,1$	57	24 ± 2.5	
60	64	$35 \pm 1,75$	65	$18 \pm 1,8$	
72	76	18 ± 0,9	78	13 + 1.3	
80	84	21 ± 1.0	86	8,2 + 0.8	
90	95	25 + 1,25	96	9.2 ± 0.3	
95	100	30 + 1.5	101	$10^{-1} + 1^{-1}$	
110	114	28 + 1.4	115	14 + 1.4	
126	130	15 + 0.75	131	13.5 ± 1.4	
139	142	14 + 0.50	142	13 + 1.8	
157	159	30 + 1.50	159	22 + 22	

DIFFUSION ¹²C(n, n') à $E_{\pi} = 14,7$ MeV Valeurs expérimentales des sections efficaces différentielles pour Q = 0 et Q = -4,43 MeV

mentation pour la section efficace élastique (p, p'), mais la forme des courbes expérimentales de Peelle varie très vite avec l'énergie du proton, en particulier pour les angles arrière. Notons aussi que pour $\theta < 20^{\circ}$, $\sigma(\theta)$ proton est supérieure à $\sigma(\theta)$ n'eutron.

Les résultats théoriques utilisant le modèle optique ont également été indiqués (fig. 39) pour les neutrons (Bjorklund 57) et pour les protons (Nodvik 62). En première approximation, ces courbes ont l'allure de la courbe expérimentale mais un accord précis semble difficile (voir les discussions de Peelle et de Nodvik) en particulier pour expliquer la différence de section efficace différentielle $\sigma(\theta)$ entre les neutrons et les protons pour les angles à partir de $\theta_{,} \simeq 70^{\circ}$. Il semble que le modèle optique soit trop statistique pour les noyaux légers. L'étude récente à l'aide du potentiel non local (Perey et Buck 62) donnant de bons résultats dans le cas des Fe. Cu, Al, Sn, Pb, pourrait être appliquée au cas du ¹²C.

b) Diffusion inelastique sur ${}^{12}C$ (Q = 4,43 MeV).

Nous avons comparé nos résultats d'abord avec les résultats expérimentaux d'autres auteurs (fig. 40), (Anderson 58 — Clarke 61 — Tesch 62 — Rethmeier 62 — Strizhak 62). L'accord est en général bon, souvent meilleur que pour Q = 0. La comparaison avec les expériences (p,p'): (Peelle 57) donne aussi un excellent accord. Nous observons cependant une valeur plus faible en protons aux angles arrière due à la répulsion coulombienne qui commence à prendre de l'importance. Pour ce niveau, on a aussi indiqué le calcul le plus récent : celui de Clendenning (1959).

c) Diffusion inélastique sur le niveau 7.65 MeV (O+) du ¹²C.

Un résultat important (Bouchez 62) de la présente étude est la mise en évidence de l'excitation du niveau 7,65 du ¹²C par réaction (n, n'). D'abord suggérée à partir des premières expériences effectuées dès le début 1961 avec l'appareillage et l'accélérateur GNI du C.E.N. Grenoble, cette étude a été reprise, en collaboration avec J. Duclos, à l'aide de l'accélérateur Ariane de l'Université, dans un local plus grand permettant d'obtenir un plus faible bruit de fond. Les résultats furent alors si nets (fig. 28) qu'il devenait possible non seulement de mesurer pour les petits angles vers l'avant la valeur absolue de la section efficace différentielle, mais aussi d'envisager de faire la distribution angulaire.



pour la diffusion élastique.

Nous avons eu ensuite connaissance des mesures effectuées par le groupe de Chalk River, Clarke (61) ayant aussi observé par diffusion (n, n') un petit pic, pour $\theta = 13,5^{\circ}$, dù à l'état de 7,65 MeV du ¹²C. L'observation d'un pic à 7,65 MeV fut également faite par Barjon (62), mais ces premières expériences ne permettaient pas de mesures quantitatives, ni la mesure de la distribution angulaire. Par contre, les expériences du groupe d'Amsterdam, effectuées aussi en 1961 et que nous avons connues en 1962 (Rethmeier 62), permettaient la mesure de la distribution angulaire aux petits angles inférieurs à 45°.

Les résultats que nous avons finalement obtenus sont montrés figure 38. La valeur absolue de la section efficace différentielle beaucoup plus importante vers l'avant, a été trouvée pour $\theta \simeq 20^{\circ}$, $\sigma(\theta) \simeq 8 \ mb$ /sr, soit environ 15 % de celle correspondant à l'excitation du premier niveau 4,43 MeV. Cette valeur est très inférieure à celle, environ 50 mb /sr, mesurée par le groupe d'Amsterdam. Une nouvelle mesure effectuée en janvier 1963 par le groupe de l'Université de Grenoble, à l'aide de l'accélérateur Ariane, vient de confirmer notre première valeur. Toutefois, la grandeur de la section



Réaction ¹²C (n, n'), comparaison entre les résultats expérimentaux et théoriques pour la diffusion inélastique (Q = -4.43 PeM).

efficace différentielle diminue très rapidement, et, dès 40°, le pic de 7,65 MeV devient à pei ne visible $\sigma(\theta) < 2 \ mb \ /sr$. D'ailleurs, une telle distribution concentrée vers l'avant suggère (Bouchez 62) un processus d'interaction directe représenté par $\sigma(\theta) \simeq j_0^2$ (kR), le moment orbital transféré étant l = 0 pour la transition O⁺—O⁺; on a indiqué sur la figure 38 la courbe théorique :

$$\sigma(\theta) \simeq j_0^{\pm}(kR) = \frac{\sin^{\pm}(kR)}{(kR)^2}$$

pour laquelle j_0 est la fonction de Bessel sphérique d'ordre zéro, k étant le moment transféré au noyau ¹²C par le neutron au cours de la diffusion, et R étant le rayon d'interaction. En faisant coïncider le premier minimum de la courbe expérimentale ($\theta \simeq 45^{\circ}$) avec celui de la distribution théorique, Bouchez (62) obtient un rayon d'interaction, R $\simeq 5.4$ Fm.

REMARQUE: Niveaux 9,6 et 10,1 MeV.

La diffusion inélastique dans la région de 9 à 11 MeV s'effectue sur les deux niveaux voisins 9,63 MeV (3⁻) et 10,1 MeV (probablement 0⁺), ce dernier étant très large. La résolution $\Delta E/E$ obtenue pour ce « pic » large est environ 12,5 %, alors que l'on devrait obtenir moins de 8 %. La séparation de ces deux niveaux est en cours au laboratoire avec une résolution améliorée.

CONCLUSION

Cette étude présente un spectromètre de neutrons rapides pour des énergies comprises entre 2 et 15 MeV, utilisant la méthode de temps de vol, l'instant initial étant fourni par la particule α associée au neutron émis. Les neutrons produits par la réaction $d(t, n)\alpha$ ont une énergie de 14,7 MeV, leur intensité étant de 2 10⁷ n/s. La mise au point de l'accélérateur, du faisceau de dcutons à l'aide d'un prisme magnétique à 90° et d'un doublet quadrupolaire électrostatique, la mise en place de l'appareillage mécanique et électronique, ont constitué les principales étapes de cette étude. Le convertisseur temps-amplitude transistorisé a une résolution de 1,5 10⁻⁹ s, obtenue pour le pic de coïncidence α -n, la plage de linéarité étant de 10⁻⁷ s. Les expériences ont été réalisées sans protection autour du détecteur neutrons.

Ce spectromètre a été utilisé pour l'étude de la diffusion ${}^{12}C(n,n')$ à 14,7 MeV, la base de vol étant de 2,15 mètres. La section efficace différentielle a été obtenue entre 15 et 160°, pour la diffusion élastique et les diffusions inélastiques correspondant aux niveaux de 4,43-7,65 MeV et aux deux niveau c voisins de 9,63 et 10,1 MeV. La comparaison avec les résultats expérimentaux obtenus dans d'autre laboratoires montre la très bonne qualité de notre spectromètre de neutrons au point de vue de la résolution en énergie et du faible bruit de fond.

— La résolution en énergie $\Delta E / E \simeq 9$ % obtenue à 14 MeV avec une base de vol de 2,15 mètres est limitée par la résolution en temps Δt et par la longueur d de la base de vol.

— Le temps de résolution Δt est davantage limité par l'optique des photomultiplicateurs et par l'épaisseur du diffuseur et des scintillateurs utilisés que par le temps de résolution propre des circuits électroniques du convertisseur temps-amplitude. Il sera sans doute difficile d'obtenir une valeur $\Delta t < 10^{-9}$ s avec les photomultiplicateurs disponibles actuellement, mais toute amélioration sur Δt , si faible soit-elle, a une grande influence sur la qualité de la spectrométrie, car la résolution intervient à la puissance *n* dans le rapport « signal-bruit » ($n \simeq 3$ à 5)— (Van Zurk 63).

— Le temps de vol, par contre, peut être sensiblement allongé sans perdre le rendement de détection par l'utilisc⁺ion de scintillateurs de grandes dimensions couplés aux photomultiplicateurs rapides par des guides de lumière. La résolution est alors $\Delta t = \sqrt{a^2 + b^2}$, a étant la fluctuation de temps indépendante des dimensions du scintillateur utilisé (électronique, photomultiplicateurs, diffuseur) et b étant la fluctuation de temps de transit dans le scintillateur. Pour un angle solide de détection constant, il y a proportionnalité entre la base de vol d et la largeur du scintillateur, d'où $b \simeq \beta d$ ($\beta \ll a$); on a donc, finalement :

$$\frac{\Delta t}{t} = \frac{a^2 + \beta^2 d^2}{Ad}, \text{ avec } A = \frac{72.3}{\sqrt{E}} 10^{-9} s/m \text{ soit } \frac{\Delta t}{t} \frac{a}{Ad} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\beta^2 d^2}{a^2}\right)$$

Le facteur $\frac{\beta d^2}{2 a^2}$ étant $\ll 1$, la résolution $\Delta t/t$ finale s'améliore lors d'une augmentation de la longueur d de la base de vol avec un angle solide de détection constant. Ainsi les meilleurs résultats obtenus au laboratoire avec un photomultiplicateur 58 AVP équipé d'un scintillateur de (10×10) cm et une base de vol de 2 mètres ($\omega n = 2 \ 10^{-4}$) ont montré que $a \simeq 1.4 \ 10^{-9} s$ et $\beta \simeq 0.2 \ 10^{-9} s/m$. Dans le cas d'une diffusion élastique (E 14 Mev), nous obtenons une résolution $\Delta t/t$ de 2,5 % pour d = 3,50 mètres, le scintillateur ayant alors une surface de 400 cm². En

outre, une amélioration du rapport « signal-bruit » peut être obtenue (Szabo 63), par discrimination γ -n et une installation de l'expérience dans un local à faible bruit de fond. Cette résolution en temps de 2,5 % correspond à une résolution en énergie $\Delta E/E$ de 5 % nécessaire pour l'étude de niveaux d'excitation plus faibles que le ¹²C tels que ⁴Li, ³Be, etc...

En conséquence, l'utilisation de ce spectromètre pour l'étude de la diffusion des neutrons de 14 MeV sur des noyaux légers tels que ⁶Li, ⁹Be, ¹¹B est possible et ces expériences (fig. 25) sont en cours au laboratoire de Physique Nucléaire. En outre, le rendement global de détection, maintenu constant, reste suffisant pour permettre la mesure de faible section efficace ($\sigma(\theta) \simeq 10 \text{ mb/sr}$ et pour envisager la spectrométrie directe par temps de vol des neutrons de la réaction ⁹Be (n, 2n) malgré le faible taux de comptage obtenu en coïncidence triple $z - n_1 - n_2$

.

SOMMAIRE

I. METHODES DE SPECTROMETRIE PAR TEMPS DE VOL	1
1. Méthode de la pulsation.	
2. Méthode de la particule associée.	
3. Comparaison du rapport « signal-bruit » pour chaque méthode.	
II. DISPOSITIF EXPERIMENTAL	. 7
1. Production des neutrons rapides.	
— déviation et focalisation du faisceau de deutons.	
2. Détection des particules.	
— calcul et mesure de l'efficacité du détecteur neutrons.	
3. Mesure électronique du temps de vol.	
— convertisseur temps-amplitude.	
III. SPECTROMETRIE DES NEUTRONS RAPIDES	32
1. Résolution en énergie.	
— étude des diverses fluctuations en temps.	
2. Limitation des événements parasites.	
— protection et discrimination γ -n.	
3. Rendement global de la détection.	
IV. ETUDE EXPERIMENTALE DE LA DIFFUSION ¹² C (n, n')	41
1. Mise en place de l'expérience.	
géométrie et diffuseurs.	
2. Spectres des neutrons diffusés et correction.	
3. Sections efficaces différentielles.	
V. DISCUSSION DES RESULTATS POUR LE ¹² C A $E_{a} = 14,7$ MeV	54
1. Valeur des sections efficaces différentielles.	
2. Comparaison des diffusions ¹² C (n, n') et ¹² C (p, p') .	
CONCLUSION	59
BIBLIOGRAPHIE	63

BIBLIOGRAPHIE

- J. O. ANDERSON, M. P. NAKADA. Phys. Rev. 111, 572, 1958.
- S. BERKO. Nuclear Physics, 6, 210, 1958.
- V. V. BOBYR. Soviet Phys. J.E.T.P. 14, 18 janvier 1962.
- R. BOUCHEZ. C.R. Académie Sciences, 14, t. 254, 2744, 1962.
- F. D. BROOKS. Nuclear Instruments, 4, 151, 1959.
- R. L. CLARKE. Canadian Journal Phys., 39, juillet 1961.
- R. L. CLARKE, W. G. CROSS. Chalk River, T.N.C.C., 32, 1961.
- R. J. CONNOR Nuclear Instruments, 11, 122, 1961.
- L. CRANBERG. Phys. Rev., 103, 343, 1956.
- W. G. CROSS, R. G. JARVIS. Nuclear Phys., 15, 155, 1959.
- G. CULLIGAN. Rev. Scient. Inst., 31, 1209, 1960.
- W. W. DAEHNICK, R. SHERR. Rev. Scient. Inst., 32, 6. 1961.
- J. DUCLOS. Rapport C.E.A., 2216, 1962.
- J. GARG, B. TORKI. -- Compte Rendu C.I.P.N. 410, 1958.
- R. GRISMORE, W. C. PARKINSON. Rev. Scient. Inst., 28, 245, 1957.
- A. O. HANSON, R. F. TASCHEK. Rev. Mod. Phys., 21, 635, 1949.
- F. A. HEYN. Cours Université de Delft, 1958.
- R. C. MOBLEY. Phys. Rev., 88, 360, 1952.
- M. P. NAKADA. Phys. Rev., 110, 1439, 1958.
- N'guyen Van Sen. Thèse Université de Grenoble (à paraître), 1963.
- G. C. NEILSON. -- Rev. Scient. Inst., 30, 963, 1959.
- G. K. O'NEILL. Phys. Rev., 95, 1235, 1954.
- R. B. OWEN. Nucleonics, 16, 654, 1958.
- R. W. PEELLE. Phys. Rev., 105, 1311, 1956.
- F. PEREY. Thèse Université de Montréal, 1960.
- P. PERRIN. Rapport interne C.E.N. Grenoble. Ph.N. 62.2.T.
- P. QUIVY. Rapport interne C.E.N. Grenoble. Ph.N. 62.6.T.

- J. REITHMEIER. Thèse Université d'Amsterdam, 1962.
- F. RIPOUTEAU. Thèse Université de Grenoble, 1962.
- D. M. RITSON. Tech. high Energ. Phys. (Intersciences Monography), 420, 1961.
- V. I. STRIZHAK. Soviet Phys. J.E.T.P. 14, 225, 1962.
- I. SZABO. Thèse Université de Grenoble (à paraître), 1963.
- K. TESCH. Nuclear Phys., 37, 412, 1962
- K. WILDERMUTH. -- Communication privée au Dr. HAMILTON, 1962.

Imprimerie Hérissey, Évreux - Dépôt légal 2927, 1er trimestre 1964

vu,

Grenoble, le

Le Président de la thèse,

Leil Cilia 1963

VU, Grenoble, le 17 fau

Le Doyen de la Faculté des Sciences

x - 7 4

VU, et permis d'imprimer,

Le Recteur de l'Académie de Grenoble,

i falmy

.