

Zeitschrift:	Helvetica Physica Acta
Band:	38 (1965)
Heft:	VIII
Artikel:	Mesure de la polarisation des neutrons de 3.8 et 4.6 MeV diffusés élastiquement par le deutérium
Autor:	Schwarz, E.
DOI:	https://doi.org/10.5169/seals-113625

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 27.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Mesure de la polarisation des neutrons de 3.8 et 4.6 MeV diffusés élastiquement par le deutérium

par E. Schwarz *)

Institut de Physique, Université de Neuchâtel

15 IX 1965

Summary. The polarization of neutrons elastically scattered on deuterium has been determined by measuring the left-right asymmetry of the angular distribution. The neutron energies, 3.8 and 4.6 MeV, fall in a region where few results exist.

The selection of the scattered neutrons has been obtained by measuring their time-of-flight between the scatterer (C_6D_6 liquid scintillator) and two neutron detectors symmetrically located at left and right at $\vartheta_{CM} = 72^\circ$ (plastic scintillators).

The different precautions necessary to eliminate every instrumental asymmetry are described in detail. To check the overall setting of the measuring system and associated electronics, deuterium was replaced by normal hydrogen in the scatterer.

The results are as follows:

For 3.83 MeV neutrons and taking the polarization P_1 of the incident $D - D$ neutrons at 50° lab to be -15% :

$$P_2 = (5.3 \pm 3.3)\%.$$

For 4.57 MeV and $P_1 = -13\%$:

$$P_2 = (5.4 \pm 3.8)\%.$$

These results are discussed and compared with the known data in adjacent angular and energy regions.

I. Introduction

I.1. La diffusion $n - d$

Nous avons entrepris à l'Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel l'étude de l'interaction neutron-deuton à basse énergie par différentes méthodes. Nous avons, dans ce travail, bombardé des deutons au moyen de neutrons partiellement polarisés, ayant une énergie de 3,8 et 4,6 MeV, et nous avons mesuré le degré d'asymétrie des neutrons diffusés élastiquement sous un angle de 50° (lab.). Cette asymétrie permet de calculer la polarisation dans la diffusion, qui permet elle-même en principe de préciser la forme de l'interaction neutron-deuton, puis de l'interaction nucléon-nucléon.

Du point de vue théorique, la diffusion nucléon-deuton occupe une position intermédiaire entre la diffusion nucléon-nucléon et la diffusion nucléon-noyau. D'une part, la présence de 2 particules seulement dans le deuton se prête mal à l'application de potentiels phénoménologiques représentant l'effet moyen des nucléons du noyau

*) Adresse actuelle: Columbia University, Nevis Laboratories, Irvington-on-Hudson, N.Y., USA.

sur le projectile incident, comme le potentiel optique. D'autre part, l'interprétation détaillée du problème à trois corps que constitue la diffusion nucléon-deuton ne peut être pratiquement abordée que moyennant l'adoption de certaines hypothèses simplificatrices. Malgré cette situation insatisfaisante, la diffusion $n - d$ est intéressante à plus d'un titre. D'une part, elle ouvre une voie d'investigation de l'interaction neutron-neutron. Ensuite, grâce à l'onde ρ qui intervient déjà à basse énergie, elle est sensible au caractère d'échange du potentiel d'interaction nucléon-nucléon. Enfin, la mesure de la polarisation des neutrons diffusés permet de préciser l'importance des termes non-centraux dans le potentiel.

Plusieurs travaux théoriques ont paru sur la diffusion $n - d$, qui permettent de calculer les longueurs de diffusion, la distribution angulaire des neutrons et la section efficace totale de diffusion élastique, en fonction de l'énergie. Jusqu'à aujourd'hui un seul travail a paru où l'on a calculé la polarisation des neutrons diffusés. Le travail théorique le plus important concernant la distribution angulaire des neutrons diffusés sur le deutérium et leur section efficace totale en fonction de l'énergie est celui de BUCKINGHAM, HUBBARD et MASSEY¹⁾. Dans leurs calculs, basés sur la méthode de la structure en groupe résonnant de WHEELER, ces auteurs ont utilisé un potentiel central dans 3 cas particuliers donnant une force de WIGNER, une force d'échange symétrique et une force de SERBER. D'autres calculs ont été faits par CHRISTIAN et GAMMEL²⁾ basés sur l'approximation de BORN, avec une force de SERBER.

La comparaison de ces différents calculs avec l'expérience montre³⁾ qu'au-dessous de 14 MeV la force de SERBER rend assez bien compte des résultats obtenus, sauf à basse énergie où des effets de distorsion du deuton par le neutron incident peuvent intervenir. De plus, il existe quelques inconsistances sur le choix des portées adoptées par les différents auteurs, pour rendre compte des résultats expérimentaux. Enfin, tous ces calculs, basés sur des forces centrales, prévoient une polarisation nulle et il est intéressant d'examiner expérimentalement dans quelle mesure une polarisation intervient.

I.2. La polarisation dans la diffusion $n - d$

a) Théorie

Pour qu'un faisceau de nucléons diffusés soit polarisé, il faut que l'interaction dont ils sont issus dépende du spin. Les 2 expressions utilisées pour l'interaction $N - N$ et qui dépendent du spin sont le terme tensoriel:

$$V_T(r) \left[3 \frac{(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{r}) \cdot (\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \mathbf{r})}{r^2} - (\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2) \right]$$

et le terme spin-orbite:

$$V_{LS}(r) (\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}) .$$

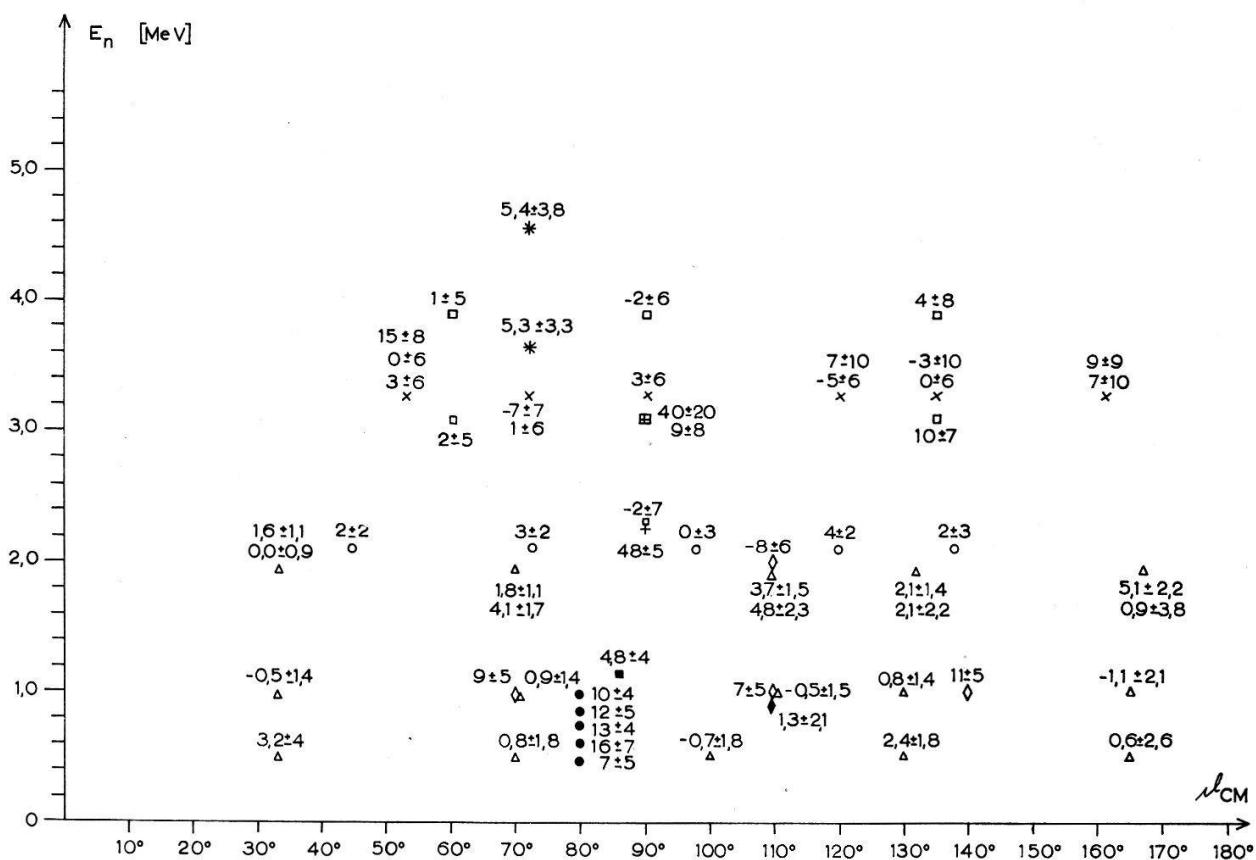
Le premier est statique, le second dépend explicitement de la vitesse. Les deux peuvent provoquer une polarisation; toutefois BREIT⁴⁾ a montré que l'effet du premier sur la polarisation était plus faible que celui du second.

Le seul travail connu de nous où a été calculée la polarisation des neutrons diffusés élastiquement par le deutérium, est celui de DELVES et BROWN⁵⁾. Ces auteurs ont utilisé un potentiel de SERBER plus un terme tensoriel. Le calcul a été fait pour des

énergies de neutrons comprises entre 0 et 3 MeV et prévoit une polarisation négative (suivant la convention de Bâle, qui a été utilisée dans ce travail) ayant un minimum d'environ -12% à 1 MeV ($\vartheta_{CM} = 90^\circ$). L'accord entre ces prévisions et les mesures est peu satisfaisant. Si certaines mesures⁶⁾ rendent assez bien compte de la variation énergétique de la polarisation (au signe près), d'autres mesures⁷⁾ indiquent une polarisation nulle. Les tentatives faites⁸⁾ pour expliquer la faute de signe ne semblent pas convaincantes⁹⁾. Le problème de la diffusion $n - d$ avec forces non centrales a été posé par BRANSDEN et coll.¹⁰⁾ mais des résultats numériques sur la polarisation des neutrons n'ont pas paru, étant donné l'extrême complexité des calculs.

b) Mesures

Plusieurs groupes ont déjà tenté de mesurer la polarisation dans la diffusion élastique $n - d$ dans le domaine de 0,5 à 4 MeV¹¹⁻²⁰⁾. Nous avons reporté sur la figure 1 l'ensemble des résultats obtenus dans ce domaine. Les premières mesures, celles de WHITE et coll.¹¹⁾ montrent une polarisation considérable (plus de 40%). Les suivantes indiquent toutes des valeurs inférieures à 10% sauf celles de FERGUSON et coll.¹⁷⁾ dans la région de 0,5 à 1 MeV (pour $\vartheta_{CM} = 80^\circ$). Il semble actuellement que



les mesures de WHITE soient à rejeter; on notera cependant d'autres désaccords parmi les points de mesures restant. Il faut monter au-dessus de 6 MeV²⁰⁾ pour voir se dessiner une structure dans la variation angulaire de la polarisation.

Nous avons vu les raisons théoriques qui nécessitent des mesures précises de l'interaction des neutrons diffusés sur le deutérium. La polarisation, en particulier, est plus sensible que la distribution angulaire à la forme du potentiel et permet de déterminer l'importance des termes non centraux.

Il nous a ainsi paru intéressant d'étendre la mesure de la polarisation des neutrons diffusés par le deutérium dans la bande d'énergie comprise entre 4 et 6 MeV qui, à notre connaissance, n'a pas encore été prospectée. En outre, dans la conception de l'expérience, on s'est attaché à réduire le plus possible les sources d'erreurs systématiques, qui sont à l'origine de la dispersion relativement grande des mesures de polarisation de faible valeur.

II. Méthode de mesure

Rappelons que la polarisation d'un faisceau de nucléons dans une direction O_z est définie par la formule:

$$P_z = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}$$

où $N_{+, -}$ représentent le nombre de nucléons ayant la composante de spin $s = +, -1/2$.

Etant donné qu'il n'est actuellement pas possible de détecter directement la polarisation au moyen de compteurs, on a recours à une diffusion qui transforme une mesure de polarisation en une mesure d'asymétrie.

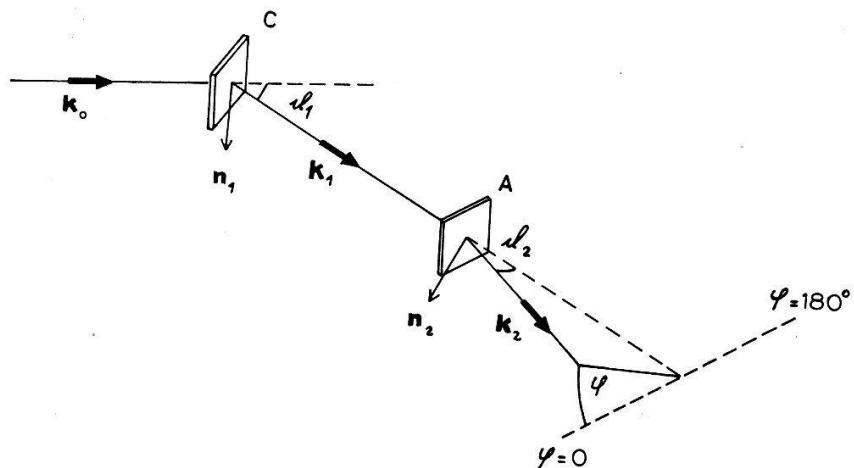


Fig. 2
Géométrie de la double diffusion

Soit un faisceau non polarisé incident sur une cible C (figure 2); le faisceau diffusé sous l'angle ϑ_1 , de polarisation $P_1(\vartheta_1)$, tombe sur une cible A et subit une diffusion élastique sous l'angle ϑ_2 ; la section efficace vaudra dans ce cas:

$$\sigma(\vartheta_2, \varphi) = \sigma_0(\vartheta_2) [1 + P_1(\vartheta_1) \cdot P_2(\vartheta_2) \cos \varphi]$$

où $\sigma_0(\vartheta_2)$ est la section efficace de la 2 e diffusion pour un faisceau incident non polarisé, $P_2(\vartheta_2)$ est la polarisation due à la 2 e diffusion que l'on observerait si le faisceau n'était pas polarisé et φ l'angle entre les 2 normales aux plans de réaction. On obtient facilement l'asymétrie :

$$\varepsilon = P_1(\vartheta_1) \cdot P_2(\vartheta_2) = \frac{\sigma(\varphi = 0) - \sigma(\varphi = \pi)}{\sigma(\varphi = 0) + \sigma(\varphi = \pi)} = \frac{D - G}{D + G} = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1},$$

où

$$\gamma = D/G$$

si l'on définit comme «droite» la direction donnée par $\varphi = 0$ et comme «gauche» celle donnée par $\varphi = \pi$. Le but expérimental de ce travail sera de mesurer ε pour en déduire P_2 , en connaissant P_1 , la polarisation des neutrons incidents sur le deutérium.

La méthode de diffusion présente donc l'avantage de pouvoir produire et analyser des faisceaux polarisés sans nécessiter de sources et de cibles polarisées. L'inconvénient majeur, lié à la présence de 2 réactions nucléaires successives, est le faible taux de comptage et l'obligation de détecter les neutrons diffusés par le deutérium parmi un important bruit de fond provoqué par les neutrons directement issus de la source. De plus, l'utilisation d'un diffuseur de deutérium gazeux diminuerait encore le taux de comptage (par rapport à un diffuseur solide), alors que l'emploi de deutérium liquide présente des difficultés technique évidentes. C'est pourquoi, pour remédier à ces inconvénients, nous avons été amenés à utiliser un diffuseur de benzène deutérié en liaison avec un système de coïncidences par mesure de temps de vol.

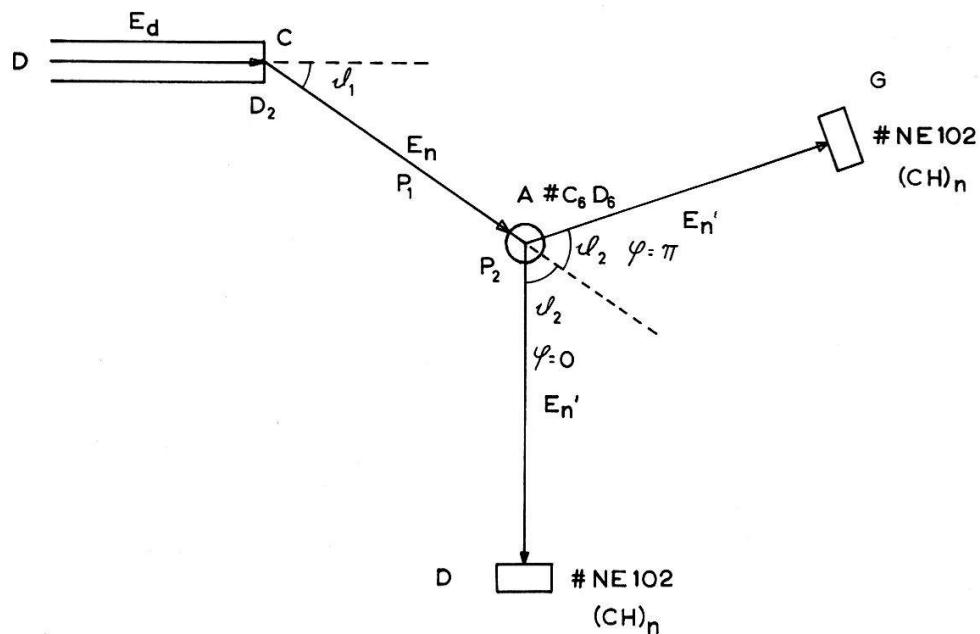


Fig. 3

Principe de la mesure de la polarisation dans la diffusion $D(n, n) D$

Le principe de la mesure est le suivant (figure 3). Les deutons accélérés par le VAN DE GRAAFF tombent sur une cible de deutérium et produisent des neutrons partiellement polarisés; les neutrons issus sous un certain angle tombent ensuite sur un cylindre de benzène deutérié ($C_6 D_6$) auquel on a ajouté des produits luminescents.

Ainsi, lors de la diffusion d'un neutron sur le deutérium du benzène, le deuton de recul produit-il une impulsion lumineuse qui active un photomultiplicateur. Le neutron ainsi diffusé franchit une distance de 30 cm avant d'être détecté par un des deux scintillateurs plastiques placés symétriquement de part et d'autre du C_6D_6 . On peut ainsi mesurer le nombre de neutrons diffusés à gauche et à droite en comptant le nombre de coïncidences entre le scintillateur central (diffuseur) et celui de gauche d'une part, et entre le central et celui de droite d'autre part; on élimine ainsi d'un seul coup l'effet des neutrons issus de la cible de deutérium du VAN DE GRAAFF et qui pénètrent dans les détecteurs périphériques sans avoir été diffusés. De plus, ce dispositif permet de mesurer le temps qui s'est écoulé entre chaque impulsion du compteur central et celles provenant d'un des deux compteurs périphériques, à condition que celles-ci arrivent dans un intervalle de 60 nsec après la première. La connaissance du spectre permet ainsi une élimination plus complète des coïncidences fortuites, qui se présentent sous forme d'un fond continu (pas de corrélations temporelles). En intégrant les pics de gauche et de droite, une fois faites les corrections nécessaires, (voir paragraphe V), on obtient le rapport γ permettant de calculer l'asymétrie ϵ d'où la polarisation P_2 .

Il est clair que si la mesure était effectuée comme nous venons de la décrire, les taux de comptage mesurés à gauche et à droite dépendraient des caractéristiques individuelles des compteurs placés à gauche et à droite (asymétries instrumentales), c'est pourquoi il est avantageux d'intervertir périodiquement les 2 compteurs pour avoir une mesure de l'asymétrie, indépendante des détecteurs. Malgré ces précautions, il est nécessaire de pouvoir tester de façon globale la symétrie de tout l'appareillage (symétrie mécanique et symétrie électronique). Pour cela on remplace le C_6D_6 par un diffuseur hydrogéné (NE 102) de mêmes dimensions et l'on vérifie que le rapport γ vaut bien 1. On sait en effet que pour des énergies de quelques MeV seule l'onde S intervient dans la diffusion $n - p$ d'où impossibilité d'avoir une polarisation.

III. Dispositif expérimental

III.1. Cible et diffuseur

Les neutrons utilisés pour cette expérience sont issus de la réaction $D(d, n) He^3$. Les deutons proviennent du VAN DE GRAAFF et ont une énergie de 1,7 et 2,7 MeV. Après avoir été analysés magnétiquement, ils pénètrent à travers une feuille de $2,54 \mu$ de nickel, dans une cible de 2 cm de long remplie de deutérium gazeux. L'épaisseur de la cible est de 32 keV pour des deutons de 3 MeV. La polarisation des neutrons issus de la réaction $D - D$ a été mesurée pour quelques angles par différents auteurs²¹⁻²⁵). Nous avons rassemblé les valeurs connues à ce jour pour des angles voisins de 50° sur la figure 4.

Le diffuseur deutérié est composé de la façon suivante:

Benzène deutérié	99,3% de D
p -Terphenyl	5 g l^{-1}
POPOP	0,1 g l^{-1}

} non deutériés

Ce mélange, qui contient 1,3% d'hydrogène, est contenu dans un récipient cylindrique en verre recouvert d'une peinture réfléchissante à base de dioxyde de titane et a les dimensions suivantes: $\varnothing = 31$ mm, $l = 31$ mm.

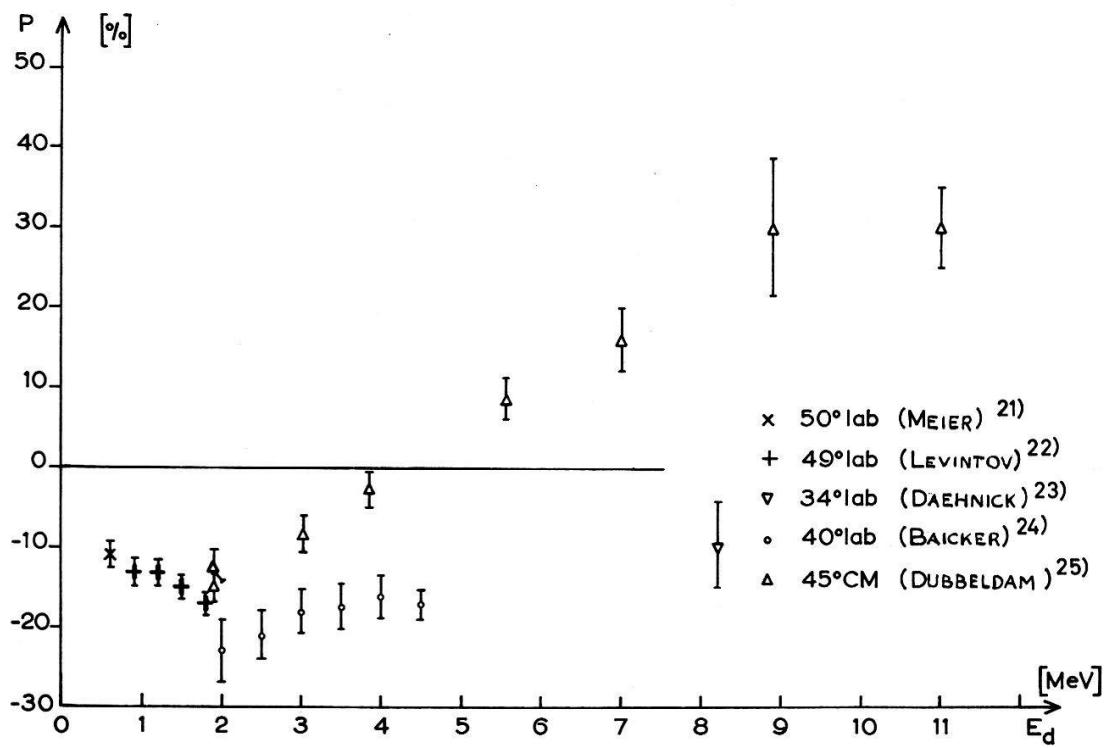


Fig. 4

Valeurs expérimentales de la polarisation des neutrons issus de la réaction $D(d, n) \text{He}^3$ sous des angles compris entre 32° et 50° (lab)

Ce scintillateur a été réalisé sur commande par Nuclear Enterprises à Edimbourg.

Le diffuseur hydrogéné est un cylindre de NE 102 ($(\text{CH})_n$) de mêmes dimensions provenant de la même maison. Ces scintillateurs se prêtent spécialement bien à la mesure des temps de vol courts puisque leur temps de montée lumineux est inférieur à la nanoseconde et leur déclin de 3,7 ns. Les détecteurs périphériques sont également constitués de scintillateurs de NE 102, dont le diamètre est de 50 mm et la hauteur de 15 mm. Entre le scintillateur et le phototube est intercalé un guide de lumière conique, dont le petit diamètre, côté phototube, est de 30 mm. Avec ce dispositif, on diminue le défaut d'isochronisme dû à la cathode. Les scintillateurs et les guides de lumière sont également recouverts de peinture réfléchissante.

Les phototubes associés à ces scintillateurs sont du type Philips 56 AVP.

III.2. Spectromètre par temps de vol

a) Schéma de principe

Le schéma de principe (figure 5) permet de suivre le fonctionnement de l'appareillage. Lorsqu'un neutron arrive sur le scintillateur central et y est diffusé, le noyau de recul (deutérium, hydrogène) provoque une impulsion lumineuse, transformée en impulsion de courant par le photomultiplicateur central (A); si le neutron est diffusé

dans une des deux directions choisies, il pénètre dans un scintillateur plastique NE 102 et peut y créer une impulsion (Phototubes G ou D). Les trois phototubes ont chacun 2 sorties: anode pour la voie rapide, 14^{ième} dynode pour la voie lente. La voie rapide est constituée d'un mélangeur (M), pour les 2 anodes des compteurs périphériques, d'un convertisseur temps-amplitude (C) (figure 6) et d'une coïncidence rapide (CR). Lorsque l'impulsion délivrée par l'anode de A et celle provenant de l'anode de G (ou de D) sont séparées d'un intervalle de temps inférieur à 60 nsec, le convertisseur produit une impulsion d'amplitude proportionnelle à cet intervalle; en même temps les 2 impulsions rapides pénètrent dans la coïncidence rapide qui ne donne un signal que si l'impulsion de A arrive avant celle du compteur périphérique. L'impulsion issue du convertisseur passe ensuite à travers une porte linéaire G qui n'est ouverte que si 3 autres conditions sont réalisées:

- 1) L'impulsion de la dynode de A doit être comprise dans un domaine d'amplitude correspondant à l'énergie de recul cédée par un neutron diffusé dans la direction choisie; ceci élimine les neutrons diffusés dans d'autres directions de même que les impulsions dues à des γ . Cette sélection se fait par un analyseur à 1 canal (OCA).
 - 2) L'impulsion de la dynode de G ou de D doit avoir une amplitude supérieure à une certaine valeur, qui correspond au seuil de bonne mise en forme du convertisseur: ainsi les impulsions provenant du convertisseur ne passeront à travers la porte linéaire que si elles correspondent à des impulsions anodiques suffisantes. Cette précaution contribue à améliorer la résolution temporelle du dispositif. Cette sélection se fait également au moyen d'un analyseur à 1 canal (OCG et OCD).
 - 3) Pour toutes les paires d'impulsions anodiques survenant à moins de 60 nsec, le convertisseur donne une impulsion indépendamment de l'ordre d'arrivée. Or les événements recherchés se suivent dans un ordre bien précis: A d'abord, G ou D ensuite; par contre les coïncidences fortuites se produisent dans n'importe quel ordre. La coïncidence rapide (CR), qui ne délivre de signal que si les impulsions anodiques se suivent dans le bon ordre permet donc de diminuer les fortuites (bruit de fond du spectre) d'un facteur 2 sans affecter les vraies.

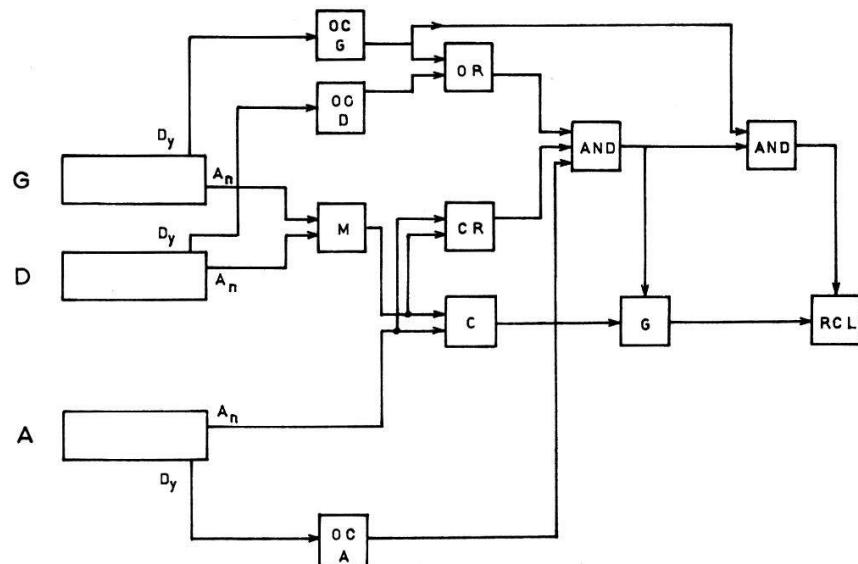


Fig. 5

La coïncidence «OR» placée après les 2 analyseurs périphériques fournit une impulsion, qu'il en provienne une du phototube G ou du phototube D.

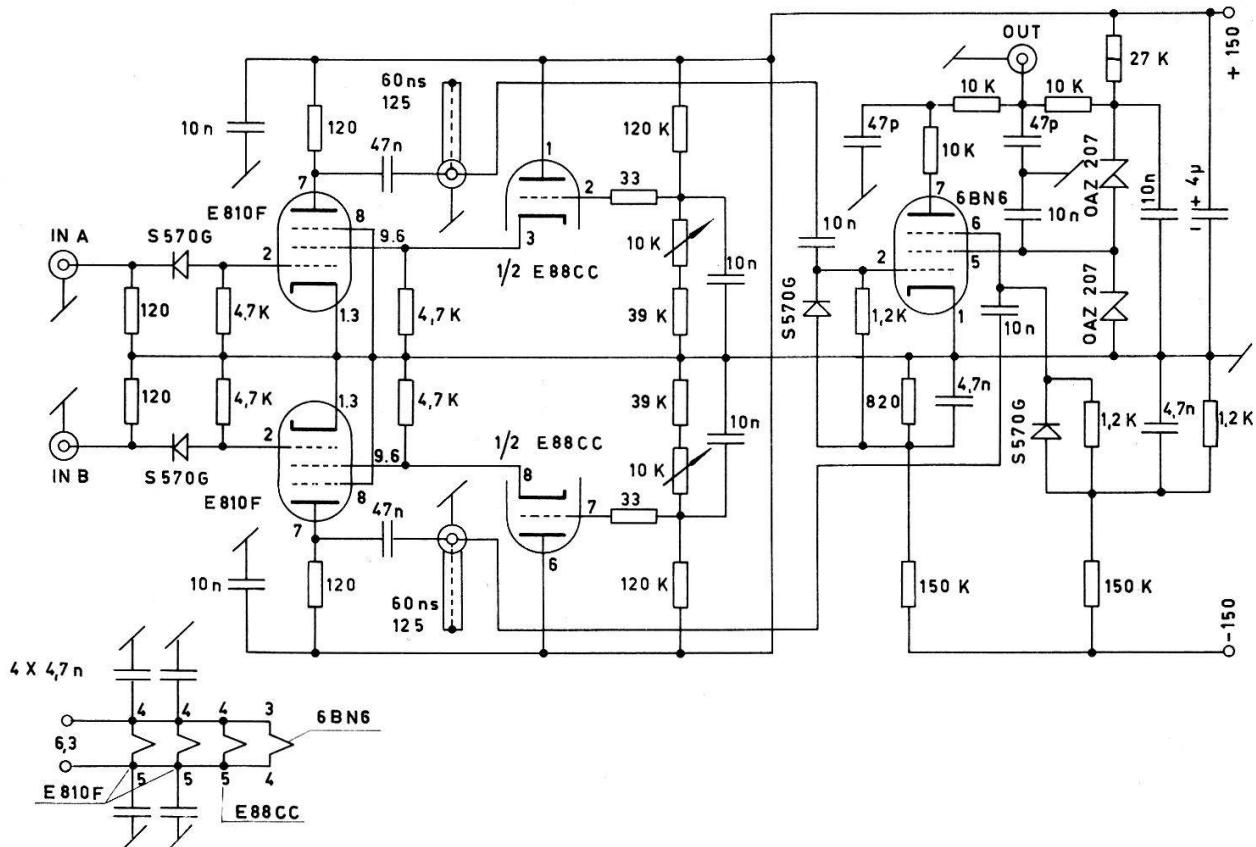


Fig. 6
Schéma du convertisseur temps-amplitude

La coïncidence triple «AND» donne un signal si les 3 conditions que nous venons d'énumérer sont remplies; ce signal va ouvrir la porte et permet à l'impulsion linéaire provenant du convertisseur de passer dans l'analyseur multicanaux RCL.

A la sortie du convertisseur, il est impossible de déterminer si les impulsions linéaires proviennent d'une paire A-D ou d'une paire A-G. On aurait pu utiliser 2 convertisseurs liés chacun à une paire de phototubes, il nous a semblé plus simple et plus élégant de n'en utiliser qu'un et de trier les impulsions au moment de l'analyse: chaque fois qu'une impulsion franchit la fenêtre OCG une impulsion en est dérivée et est envoyée sur une coïncidence double «AND»; l'autre entrée de cette coïncidence est reliée à la sortie de la coïncidence triple. Ainsi la coïncidence double donne un signal chaque fois que:

- 1) les 3 conditions citées plus haut sont réalisées,
- 2) les impulsions proviennent des phototubes A et G.

L'analyseur RCL a été doté d'un dispositif de stockage sélectif (selective storage) qui fonctionne de la façon suivante: sa mémoire a été partagée en 2; chaque fois qu'une impulsion arrive dans la voie linéaire sans être accompagnée du signal de commande provenant de la coïncidence double, elle est analysée dans la première moitié de la mémoire; si elle arrive avec le signal de commande, elle sera analysée dans la seconde moitié. On obtient ainsi simultanément 2 spectres, l'un provenant des neutrons diffusés à droite, l'autre de ceux diffusés à gauche.

b) Performances

Le premier point consiste à vérifier la linéarité de la chaîne convertisseur-ampli-porte. L'essai se fait en intercalant dans la voie B des câbles de longueur connue; le résultat est représenté sur la figure 7.

Malgré la normalisation des impulsions anodiques par l'étage E 810 F (figure 6), il subsiste une légère dépendance de la forme de l'impulsion standardisée par rapport à l'amplitude sur l'anode du photomultiplicateur; les flancs, en particulier, sont plus raides pour des impulsions plus grandes. De plus, le temps de transit des électrons dans les dynodes des phototubes 56 AVP subit des variations (spread of transit time). C'est pourquoi la réponse du convertisseur s'étudie en 2 étapes:

- 1) réponse à des impulsions strictement synchrones et d'amplitude fixe (réponse électronique),
- 2) réponse à des impulsions provenant des phototubes, d'amplitude variable.

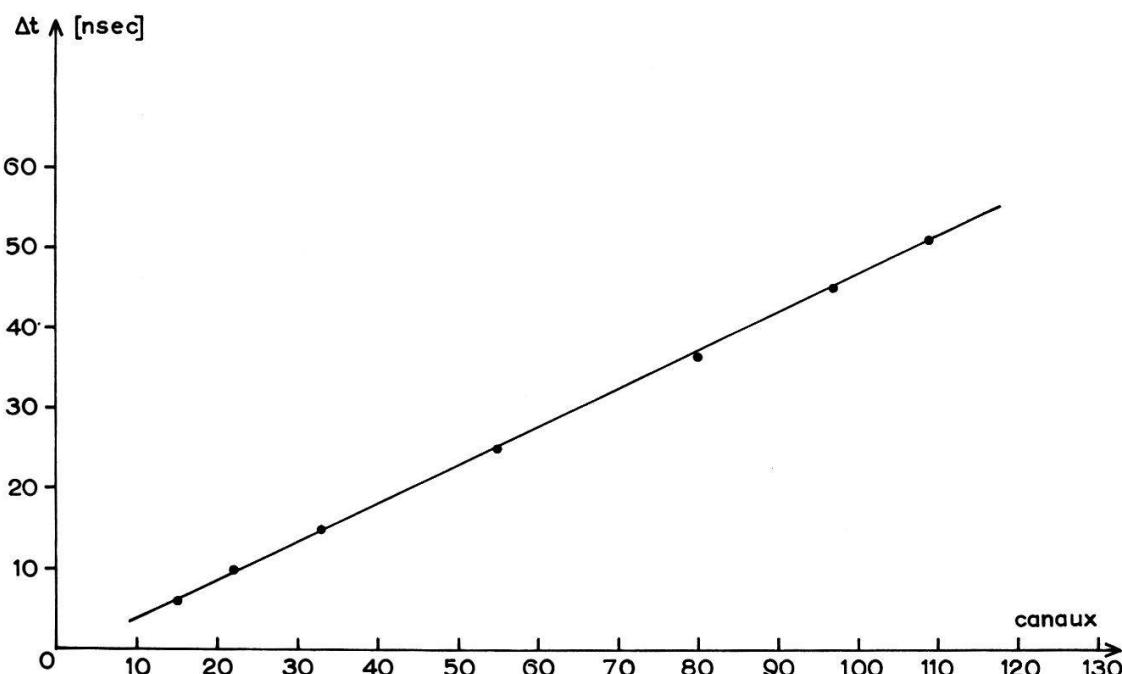


Fig. 7

Etalonnage de la chaîne de conversion (convertisseur + ampli + porte + RCL)

Une troisième étape est la réponse opérationnelle en régime d'utilisation normale avec neutrons; aux variations instrumentales viennent s'ajouter ici les écarts liés à l'expérience, c'est-à-dire la largeur en énergie du faisceau de neutrons due à l'épaisseur de la cible et aux ouvertures angulaires, et les différences de chemins de vol.

Pour tester la réponse électronique, on remplace les phototubes par un générateur d'impulsions rapides. Le spectre de temps obtenu avec ce montage est donné par la figure 8a.

Le spectre obtenu avec l'appareillage complet: scintillateurs NE 102, phototubes et voies latérales ajustées pour des amplitudes entre 9 et 10 V est donné par la figure 8b.

Un autre point important à vérifier est la stabilité temporelle des différents éléments pouvant affecter le taux de comptage, donc la mesure de l'asymétrie. On a

vérifié tout d'abord la stabilité du gain des photomultiplicateurs en mesurant le courant anodique (continu) au moyen d'un microampèremètre enregistreur. Après 3 heures de fonctionnement le gain est parfaitement stable; si l'on varie la quantité de lumière tombant sur la cathode, le courant se stabilise immédiatement; il n'y a pas

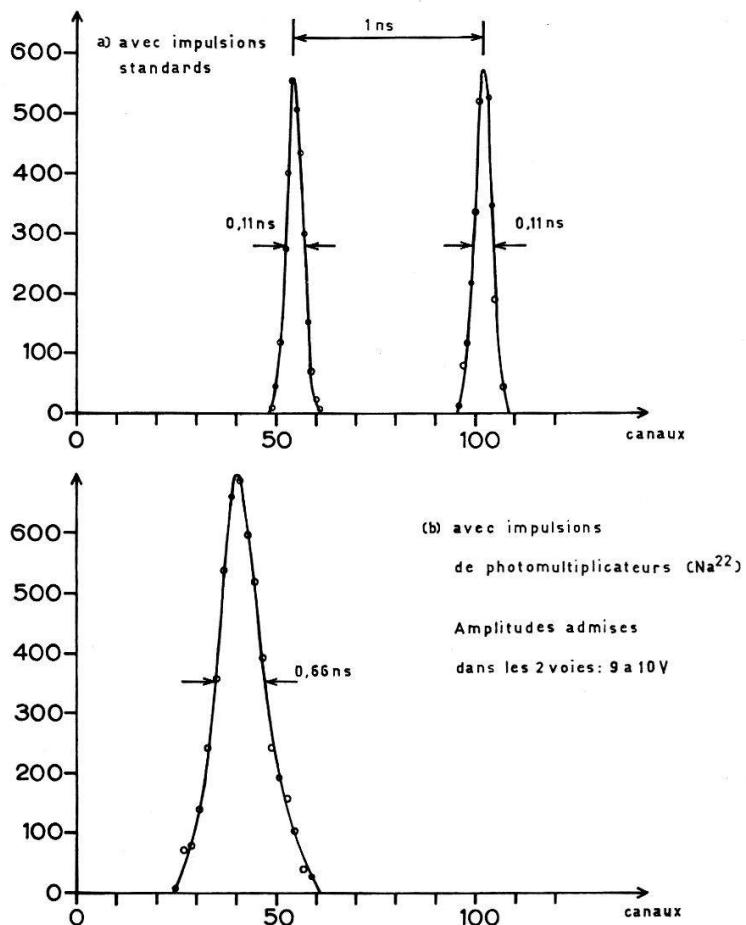


Fig. 8
Résolution du convertisseur

de fatigue décelable. On a également mesuré la stabilité du taux de comptage à la sortie des 3 analyseurs à 1 canal. Le déplacement d'un seuil pourrait évidemment fausser les mesures. Il a été vérifié que la stabilité était meilleure que la précision statistique. En plus de ces précautions, on a vérifié pendant toutes les mesures la stabilité globale du système en contrôlant le rapport des efficacités des 2 compteurs périphériques.

III.3. Goniomètre

La réussite d'une mesure de polarisation nécessite une connaissance précise de la position des compteurs, une grande rigidité mécanique, et une bonne reproductibilité. Pour atteindre ces objectifs, il a été nécessaire de construire un goniomètre spécialement adapté à cette mesure. Le goniomètre doit permettre de varier les paramètres suivants:

- 1) l'angle ϑ_1 entre le faisceau de deutons et le faisceau des neutrons sur le diffuseur,
- 2) l'angle de diffusion des neutrons sur le diffuseur, ϑ_2 ,

- 3) l'azimut φ de cette même direction de diffusion. L'utilisation simultanée de 2 détecteurs placés respectivement à $\varphi = 0$ et $\varphi = \pi$ nécessite l'interversion régulière de ceux-ci pour éliminer les asymétries liées aux différences de sensibilité des 2 détecteurs. Il faut donc que le goniomètre soit suffisamment précis pour qu'après l'interversion, le compteur 2 vienne occuper la position exacte qu'avait le compteur 1 et vice-versa, à quelques dixièmes de mm près.
- 4) le goniomètre doit posséder en outre quelques paramètres supplémentaires permettant d'ajuster la hauteur des 3 scintillateurs (les scintillateurs et la source de neutrons devant être coplanaires) et d'aligner l'axe de rotation dans la direction source-diffuseur.

III.4. Moniteurs

Le contrôle du faisceau se fait à l'aide de 3 dispositifs indépendants :

a) *Compteur au BF₃* (Long Counter)

Nous avons construit, sur la base des indications de HANSON et coll.²⁶), un détecteur de neutrons à réponse plate (entre des énergies de neutrons de 10 keV et de 3 MeV). C'est ce compteur qui détermine la durée de chaque mesure au moyen d'un totalisateur à présélection.

b) *Détecteur de neutrons rapides*

A titre de sécurité, la surveillance du compteur à BF₃ est doublée par celle effectuée à l'aide d'un scintillateur plastique (NE 102) couplé à un phototube et une échelle de comptage. Au cours de toutes les mesures les indications de 2 systèmes ont été en accord à 1% près.

c) *Intégrateur de courant*

Pour vérifier le comportement de la cible gazeuse, nous utilisons également les indications de l'intégrateur de courant du faisceau. Ainsi lorsque le temps nécessaire pour atteindre le nombre de coups présélectionné sur le compteur à BF₃ d'élève trop, on complète la quantité de deutérium de la cible.

III.5. Télécommande

Nous avons vu l'avantage d'intervertir régulièrement les 2 phototubes périphériques. Pour des raisons de stabilité instrumentale et de gain de temps, il y a intérêt à opérer cette manipulation sans interrompre l'accélérateur. C'est pourquoi nous avons doté le goniomètre d'un moteur télécommandé permettant de renverser la table sans pénétrer dans la salle des cibles. La reproductibilité des 2 positions est assurée par des butées venant appuyer sur des électro-aimants. Le signal de fin de course est donné par deux microrupteurs sur lesquels viennent presser les butées.

IV. Mesures

IV.1. Déroulement des mesures

Les neutrons diffusés apparaissent dans les canaux de l'analyseur correspondant à leur temps de vol (13 nsec pour des neutrons de 4 MeV diffusés sur le deutérium à 50°). Malgré la sélection d'amplitude effectuée par la fenêtre de l'analyseur mono-canal

placé à la suite de la 14^{ième} dynode du phototube central, un certain nombre de γ réunissent les conditions nécessaires pour être analysés par le RCL; cependant, comme leur temps de vol est de 1 nanoseconde (pour 30 cm), il se distingueront facilement des impulsions provenant des neutrons.

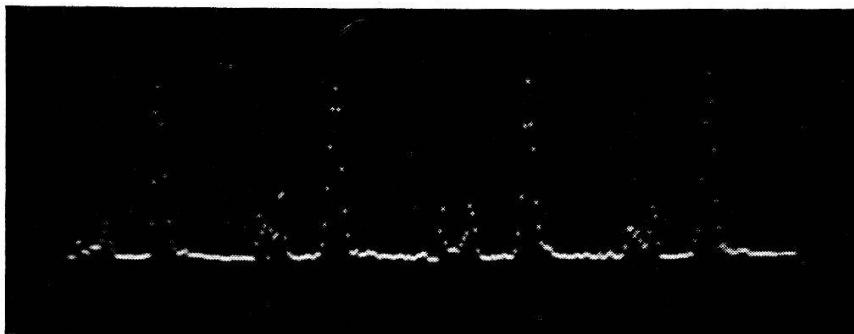


Fig. 9

Les 2 grands pics de gauche de la figure correspondent aux neutrons diffusés à gauche et à droite avec les compteurs dans la position normale, les 2 pics de droite avec les compteurs dans la position inversée

Un autre problème est celui de la fréquence des coïncidences fortuites qui, si elle était trop élevée par rapport aux événements cherchés, pourrait empêcher toute détermination précise de la surface des pics dus aux neutrons.

Dans la géométrie que nous avons adoptée pour les mesures et avec les réglages électroniques optima, le rapport pic-bruit de fond est compris entre 20 et 30 pour la diffusion sur l'hydrogène et entre 15 et 20 pour le deutérium. On trouvera sur la figure 9 une photo de l'écran du RCL représentant les 256 canaux. La résolution des pics de neutrons est de 3,5 nsec; on voit que chacun des 4 spectres contient le pic de neutrons, plus un pic moins intense à gauche provenant des γ diffusés par le NE 102 et enfin tout à gauche de très petites impulsions de bruit de fond. Une autre source d'événements indésirables est due à la présence de noyaux de carbone dans le diffuseur; les neutrons diffusés sur ces noyaux pourraient également donner lieu à des coïncidences. Or cette éventualité n'est pas à craindre; en effet, l'énergie des noyaux de carbone de recul est notablement plus faible que celle des protons et des deutons de recul (8,5 et 16%) de sorte que la sélection d'amplitude effectuée par la fenêtre centrale élimine complètement de tels événements. De plus, la réponse lumineuse des scintillateurs organiques est environ 20 fois plus faible pour le carbone que pour les protons²⁷⁾.

IV.2. Extraction des résultats

a) Mesure de γ

Nous avons vu que la polarisation se déduisait de la mesure de l'asymétrie:

$$P_1 \cdot P_2 = \varepsilon = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \quad \gamma = \frac{D}{G}$$

où D et G sont les nombres d'impulsions enregistrés à droite et à gauche par unité de charge tombant sur la cible.

La mesure avec un seul compteur périphérique se ferait en mesurant successivement le nombre d'impulsions enregistrées par le compteur placé à droite puis à gauche; la standardisation des 2 mesures se faisant par exemple par l'intégration du courant tombant sur la cible, ou par l'intégration du nombre de neutrons détectés par un moniteur (compteur à BF_3).

Si par contre, on dispose de deux compteurs périphériques, comme c'est le cas dans notre expérience, non seulement la mesure se fait en un temps deux fois plus court, mais l'asymétrie ne dépend plus de la durée des 2 mesures.

b) Calcul de la moyenne de γ

Ou bien on calcule les γ_i de chaque mesure pour en faire ensuite la moyenne:

$$\bar{\gamma} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \gamma_i$$

ou bien on détermine les 4 sommes:

$$\Delta_I = \sum_i \Delta_{I,i} \quad \Gamma_I = \sum_i \Gamma_{I,i} \quad \text{pour les compteurs en position normale,}$$

$$\Delta_{II} = \sum_i \Delta_{II,i} \quad \Gamma_{II} = \sum_i \Gamma_{II,i} \quad \text{pour les compteurs en position renversée,}$$

où les Δ_i et Γ_i sont les résultats de la ième mesure à droite ($\Delta_{I,i}, \Delta_{II,i}$) et à gauche ($\Gamma_{I,i}, \Gamma_{II,i}$). Ces grandeurs, qui représentent les surfaces des pics de temps de vol, se décomposent de la façon suivante: $\Delta = D \eta t$ où Δ est donc le nombre de coups mesuré, D le nombre de neutrons incidents sur le compteur par unité de temps, η l'efficacité du compteur et t la durée de la mesure. On peut ensuite calculer:

$$\bar{\gamma}' = \sqrt{\frac{\Delta_I}{\Gamma_I} \cdot \frac{\Delta_{II}}{\Gamma_{II}}}.$$

La première méthode présente l'avantage de donner la vraie moyenne arithmétique des γ_i ; toutefois son inconvenient réside dans l'obligation de déterminer chaque γ_i ; or, pour calculer ceux-ci, il est nécessaire de connaître les 4 grandeurs $\Delta_{I,i} \dots$ qui représentent les surfaces des 4 pics de temps de vol après extraction du bruit de fond continu provoqué par les fausses coïncidences; comme, dans une mesure, ce bruit de fond se monte à environ 12 coups par canal, une détermination suffisamment précise est impossible. Il sera donc avantageux de faire la somme, canal par canal, des n spectres constituant un point, puis de soustraire le bruit de fond (et de faire d'éventuelles corrections) sur le spectre ainsi obtenu, où la dispersion des points est beaucoup moins grande. Remarquons que cette méthode est rendue possible par la bonne stabilité du système d'analyse de temps de vol (déplacement du sommet des pics inférieur à 3 canaux).

Avant d'appliquer la seconde méthode, il est nécessaire de voir si elle n'introduit pas d'autres erreurs qui compenseraient le gain obtenu sur le bruit de fond.

Il s'agit de calculer sous quelles conditions $\bar{\gamma}'$ est égal à $\bar{\gamma}$, la vraie moyenne des γ_i .

L'analyse de l'expression de $\bar{\gamma}'$ montre que $\bar{\gamma}' = \bar{\gamma}$ seulement si les efficacités des 2 compteurs périphériques sont constantes au cours des mesures successives ou bien

si la normalisation des mesures est maintenue constante. Comme ni l'une ni l'autre de ces conditions n'est réalisée en toute rigueur, il est nécessaire d'estimer l'erreur introduite lorsque les η_i et les t_i subissent des variations telles qu'on les observe dans notre expérience. Le calcul de la variation relative de $\bar{\gamma}'$ aboutit à l'expression suivante:

$$\frac{\Delta\bar{\gamma}'}{\bar{\gamma}'} = \frac{1}{2} \sqrt{\sum_{i=1}^n \left[\left(\frac{\Delta_{Ii}}{\Gamma_I} - \frac{\Gamma_{IIi}}{\Gamma_{II}} \right)^2 \left(\frac{\Delta_{\eta_{1i}}}{\eta_{1i}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta_{IIi}}{\Gamma_{II}} - \frac{\Gamma_{Ii}}{\Gamma_I} \right)^2 \left(\frac{\Delta_{\eta_{2i}}}{\eta_{2i}} \right)^2 \right. \right. \\ \left. \left. + \left(\frac{\Delta_{Ii}}{\Gamma_I} - \frac{\Gamma_{Ii}}{\Gamma_I} \right)^2 \left(\frac{\Delta t_{Ii}}{t_{Ii}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta_{IIi}}{\Gamma_{II}} - \frac{\Gamma_{IIi}}{\Gamma_{II}} \right)^2 \left(\frac{\Delta t_{IIi}}{t_{IIi}} \right)^2 \right] }.$$

En introduisant les valeurs numériques observées, on arrive au résultat:

$$\left| \frac{\Delta\bar{\gamma}'}{\bar{\gamma}'} \right|_{SO} \approx 0,3\%$$

pour l'erreur due à la méthode de sommation (SO), ce qui est tout à fait satisfaisant par rapport aux autres sources d'erreurs.

V. Corrections

Avant de passer aux résultats, il est nécessaire d'examiner les raisons qui pourraient provoquer une asymétrie instrumentale et fausser ainsi les résultats obtenus pour la polarisation.

V.1. Effet de la variation angulaire de la section efficace de la réaction $D(d, n) He^3$

Si la distribution angulaire des neutrons émis par la source C n'est pas constante, alors la partie gauche du diffuseur A recevra un flux de neutrons différents de sa partie droite. Si la section efficace différentielle des neutrons diffusés sur A est plus grande pour les petits angles, les neutrons diffusés sur la moitié gauche de A par exemple, auront une probabilité plus grande d'atteindre le compteur périphérique gauche que le droit, puisque l'angle de diffusion est plus petit. On doit donc s'attendre à mesurer un rapport γ différent de 1 même sans polarisation.

Pour supprimer cet effet, il faudrait que le diffuseur soit irradié uniformément. Or, avec la réaction $D(d, n) He^3$, nous pouvons bénéficier d'une circonstance favorable. En effet, la distribution angulaire présente un minimum à 50° lab. En plaçant le diffuseur sous cet angle, il sera irradié de façon plus régulière. Par mesure de précaution, on a également fait une mesure à 53° pour voir si la pente ($\Delta\sigma/\sigma = 2\%$ par degré) dans le voisinage de 50° était suffisante pour provoquer un effet. On n'a décelé aucun effet notable avec l'hydrogène.

Toutefois, à l'intérieur de l'angle solide sous-tendu par le diffuseur ($\Delta\theta_1 = 4^\circ$), les pentes à gauche et à droite du minimum sont différentes, ce qui fait que l'extrême droite du diffuseur reçoit un flux légèrement plus faible que l'extrême gauche (environ 5%). Les mesures ont montré que cet effet était indécelable pour l'hydrogène; comme la section efficace de diffusion élastique varie plus fortement avec l'angle pour le deutérium que pour l'hydrogène, il nous a semblé prudent de vérifier si cet effet était aussi négligeable avec le C_6D_6 . Pour cela, nous avons décomposé le diffuseur en 17 centres diffusants et fait la somme des flux recueillis dans les compteurs de gauche et

de droite supposés ponctuels. Les résultats sont tout à fait probants, puisqu'ils montrent une différence inférieure à 0,05%, aussi bien pour le deutérium que pour l'hydrogène.

V.2. Effet de la variation angulaire de l'énergie des neutrons issus de la réaction $D(d, n) He^3$

Il faut noter qu'il n'y a pas que le flux de neutrons qui peut varier à l'intérieur de l'angle solide sous-tendu par le diffuseur, mais également l'énergie. En effet, si l'on considère la distribution énergétique des neutrons issus de la réaction $D(d, n) He^3$, on voit que, pour des deutons incidents de 3 MeV, les neutrons tombant sur le diffuseur placé à 20 cm, auront une largeur en énergie de l'ordre de 350 keV (c'est-à-dire environ 7%). En refaisant la fin du raisonnement du paragraphe précédent, on conclut que les neutrons détectés dans le compteur de gauche auront une énergie moyenne plus élevée que ceux arrivant sur celui de droite. Ils auront ainsi une probabilité plus grande de dépasser le seuil de l'analyseur monocanal, ce qui conduira à un rapport γ plus petit que l'unité. Il y a différents moyens pour contrôler cet effet :

- 1) Position de la fenêtre du monocanal du phototube central. Comme on l'a vu, les noyaux de recul correspondant aux neutrons diffusés dans les compteurs périphériques forment un pic d'amplitude. Si l'on analyse la structure de ce pic, on verra que la moitié supérieure du pic, celle due à des reculs de plus haute énergie correspondra à des neutrons diffusés à gauche, et que la moitié inférieure du pic correspondra à des neutrons diffusés à droite. Ainsi, en réduisant la largeur de la fenêtre de l'analyseur central pour ne prendre que la moitié inférieure du pic, on va favoriser le côté droit, en prenant la moitié supérieure on favorisera le côté gauche. Cet essai a été fait pour les neutrons de la réaction D-D et a donné les résultats consignés au tableau I

Tableau I

Position de la fenêtre A	γ
50– 75	$1,06 \pm 0,03$
75–100	$0,93 \pm 0,03$
50–100	$0,99 \pm 0,03$

- 2) On peut voir qu'il y aura également un effet de la position des seuils des analyseurs périphériques sur le rapport γ : plus les seuils seront hauts, plus le rapport du nombre d'impulsions dépassant le seuil sur le nombre d'impulsions total, sera différent à gauche et à droite. En montant les seuils on fera diminuer γ . C'est bien l'effet qui a été observé.

Nous voyons par ce qui précède que c'est cet effet, lié à la largeur en énergie du faisceau de neutrons, qui est responsable des valeurs systématiquement trop petites que nous avons observées au début des essais avec l'hydrogène à des angles autres que 0° . Pour le supprimer, nous avons pris les mesures suivantes:

- 1) éloigner le diffuseur de la cible pour diminuer l'angle solide (passant de 15 à 30 cm),
- 2) baisser le seuil des analyseurs périphériques,
- 3) augmenter la haute tension d'alimentation des phototubes périphériques.

Ces 2 derniers points ont pour effet d'augmenter la proportion des impulsions dépassant le seuil, donc de diminuer l'importance de la différence d'énergie gauche-droite. Une fois ces 3 précautions prises, nous avons obtenu la symétrie ($\gamma = 1,004 \pm 0,010$) avec l'hydrogène, pour l'angle de $\vartheta_1 = 50^\circ$.

Pour le deutérium, la cinématique est différente et autant le spectre d'énergie des neutrons diffusés que la section efficace ont des variations angulaires différentes. Pour estimer l'effet de ces différences sur l'asymétrie, nous avons considéré deux éléments de volume A_D et A_G situés à l'extrême droite et à l'extrême gauche du diffuseur et calculé le flux et l'énergie des neutrons diffusés sur ces deux éléments de volume; le calcul a été fait pour l'hydrogène et le deutérium et a donné les résultats consignés au tableau II:

Tableau II

		hydrogène	deutérium
D	Flux provenant de A_D	1,07	1,24
	Flux provenant de A_G		
	Energie provenant de A_D	1,24	1,05
G	Energie provenant de A_G		
	Produit des 2 rapports	1,33	1,30
	Flux provenant de A_D	1,15	1,33
G	Flux provenant de A_G		
	Energie provenant de A_D	1,33	1,13
	Energie provenant de A_G		
	Produit des 2 rapports	1,53	1,50

On voit que pour les compteurs G et D, le produit des deux rapports, qui est un facteur tenant compte des écarts de flux et d'énergie, est plus favorable pour le deutérium. Notons que dans ce facteur, il n'est pas tenu compte du fait que les détecteurs sont moins sensibles à la variation de l'énergie des neutrons si celle-ci est plus élevée. Ajoutons enfin que ces calculs ont été faits dans des cas extrêmes et qu'en réalité il faudrait tenir compte de l'effet des autres éléments de volume moins excentriques du diffuseur.

En résumé, les estimations faites montrent qu'avec les précautions prises, l'effet de la variation angulaire de l'énergie des neutrons incidents ne se fait pas sentir sur l'asymétrie aussi bien avec le deutérium qu'avec l'hydrogène.

V.3. Diffusion multiple

Lors de la mesure de la distribution angulaire des neutrons diffusés par des échantillons dont les dimensions sont de l'ordre de grandeur du libre parcours moyen, il est nécessaire de corriger la distribution mesurée pour tenir compte des neutrons diffusés plus d'une fois dans l'échantillon et dont la distribution angulaire est différente de celle qu'on cherche.

Lors d'une mesure de polarisation, cet effet, bien que moins important, peut aussi, suivant les conditions, introduire une erreur. Il est moins important puisqu'ici on ne

mesure pas une variation angulaire d'intensité, mais un rapport d'intensité pour un angle de diffusion fixe (azimut de 0° et 180°). Suivant le degré d'asymétrie de la diffusion multiple, le résultat obtenu pourra être légèrement différent du rapport dû aux neutrons diffusés une seule fois.

Le calcul exact de la distorsion provoquée par la diffusion multiple sur une distribution angulaire est pratiquement impossible; à fortiori l'est-il pour le cas où il y a polarisation. Ce problème peut être abordé par deux méthodes différentes: l'approximation analytique et la méthode de Monte Carlo. Dans la première, à l'aide d'hypothèses simplificatrices et en développant les sections efficaces en polynômes de LEGENDRE, on obtient une expression analytique donnant la distribution angulaire des neutrons diffusés n fois ($n > 1$), en supposant connue la section efficace différentielle ($n = 1$) que l'on cherche; on itère le processus jusqu'à obtenir la distribution observée. Cette méthode a été exposée en particulier par BLOCK et JONKER²⁸⁾. Ces travaux ont été généralisés pour le cas où il y a polarisation, par BRÜLLMANN et coll.²⁹⁾.

La méthode de Monte Carlo permet également d'obtenir la distribution angulaire des neutrons diffusés plusieurs fois; elle permet en outre de déterminer le spectre des particules diffusées sous un angle donné, ce qui est très important puisqu'on peut ainsi tenir compte de l'efficacité des détecteurs, qui dépend souvent de l'énergie³⁰⁾.

Dans notre cas, le problème de la diffusion multiple peut se formuler de la façon suivante: on cherche la proportion de neutrons diffusés plus d'une fois, cédant une énergie de recul comprise dans la fenêtre de l'analyseur central, quittant le diffuseur sous un angle compris entre 47° et 53° et ayant un temps de vol correspondant au pic des neutrons diffusés 1 fois sur le deutérium. La solution ne peut être donnée que par un calcul de Monte Carlo. Toutefois, les expériences que nous avons faites avec le diffuseur hydrogéné ayant montré que, dans notre cas, la diffusion multiple jouait un rôle négligeable, nous avons procédé à quelques estimations confirmant ce résultat pour le deutérium.

Pour cela nous avons tout d'abord estimé, selon la méthode décrite par BRÜLLMANN, les rapports du nombre de neutrons diffusés n fois sur le nombre de neutrons diffusés 1 fois dans le cas de notre diffuseur de C_6D_6 et pour des neutrons de 5 MeV:

$$I_2/I_1 = 14\% \quad I_3/I_1 = 2\% \quad I_4/I_1 = 0,3\%.$$

Nous avons ensuite tenté d'estimer ce que deviennent ces rapports lorsqu'on se restreint à un angle d'observation donné et que les énergies des noyaux de recul et des neutrons diffusés doivent être comprises dans des domaines bien déterminés. Pour cela, nous nous sommes basés sur un programme de Monte Carlo élaboré par WÄCHTER, WEBER, BEGHIAN au M.I.T.³¹⁾ pour reproduire le spectre de temps de vol de neutrons de 1,57 MeV tombant sur un diffuseur de CD_2 . Nous avons corrigé les spectres obtenus par ce programme pour les adapter à notre cas, et vérifié qu'il ne fallait pas s'attendre à une contribution des diffusions multiples supérieure à 5% de la surface du pic de temps de vol des diffusions simples.

Notons enfin que les pics de temps de vol présentent une légère asymétrie de forme due précisément aux neutrons diffusés plusieurs fois, qui ont en moyenne un temps de vol plus long que ceux qui ont été diffusés une seule fois. Lors de l'intégration, les pics ont été symétrisés par rapport au flanc des temps courts, diminuant ainsi l'importance des diffusions multiples.

La polarisation dans la diffusion sur le carbone est faible au voisinage de 4 MeV³²⁾; les mesures préliminaires ont en outre montré qu'il en était de même pour le deutérium; par conséquent, la contribution due aux diffusions multiples ne faussera que de façon négligeable l'asymétrie mesurée; son effet est nul si elle a le même degré d'asymétrie que les neutrons diffusés une fois; en admettant au contraire qu'elle corresponde à une polarisation de 10% par exemple, la contribution multiple fausserait le rapport de moins de 0,1%.

V.4. Autres effets

Au cours de nos recherches des causes d'asymétrie, nous avons envisagé l'effet possible du champ magnétique de l'aimant de déflexion sur la gain des phototubes, qui pourrait également introduire une erreur. Nous l'avons cherché en mesurant le taux de comptage dû à une source radioactive fixée à un phototube. En plaçant ce phototube tantôt à gauche, tantôt à droite, on devrait observer une différence si le champ magnétique avait un effet. Les résultats ont été négatifs aussi bien avec que sans aimant.

Une dernière possibilité serait l'effet des neutrons émis de la cible et atteignant directement les compteurs périphériques. Comme un des compteurs, celui de gauche, reçoit un flux plus grand, il se pourrait que le temps mort plus grand provoque une perte de vraies coïncidences. Ici aussi les résultats obtenus avec l'hydrogène montrent qu'il n'en est rien.

Enfin, on peut facilement voir que la présence de 1% de noyaux d'hydrogène a un effet négligeable sur γ .

VI. Résultats (Tableau III)

L'asymétrie des neutrons diffusés à 50° a été mesurée pour deux énergies incidentes: 3,83 et 4,57 MeV. Pour chacune des deux énergies, la mesure de l'asymétrie sur le deutérium a été intercalée entre 2 contrôles sur l'hydrogène, pour vérifier la stabilité du système.

Chaque point indiqué au Tableau III est constitué de 6 à 8 paires de mesures. La valeur définitive de l'asymétrie sur le deutérium a été déterminée comme moyenne de 3 points (C + D + E, respectivement K + L + M).

VI.1. Résultats à 4,57 MeV

Les mesures faites à 4,57 MeV comprennent tout d'abord deux points avec l'hydrogène (A + B) puis trois avec le deutérium (C + D + E), deux avec le diffuseur de deutérium déplacé de 2 mm vers le haut (F + G) et enfin deux points avec l'hydrogènes (H + J). Les mesures avec le diffuseur déplacé ont été faites pour vérifier si un léger déplacement vertical n'avait pas d'effet sur l'asymétrie. Ce contrôle a montré que la faible variation de $\cos\varphi$ dans le voisinage de 0 et de π n'a pas d'influence décelable sur le résultat.

Des contrôles ont été effectués durant toutes les mesures pour vérifier leur bon déroulement: on a reporté d'une part les rapports γ_i de chaque mesure et d'autre part les rapports d'efficacité des 2 détecteurs périphériques. Les asymétries ont été calculées après extraction sommaire du bruit de fond et en sommant les pics sans les

symétriser. Une fois γ_i déterminé, on a calculé le rapport des efficacités η_1/η_2 . L'analyse de ces résultats suivant la méthode de sommation indiquée a donné les valeurs reportées sur la figure 10 pour le rapport droite-gauche.

VI.2. Résultats à 3,83 MeV

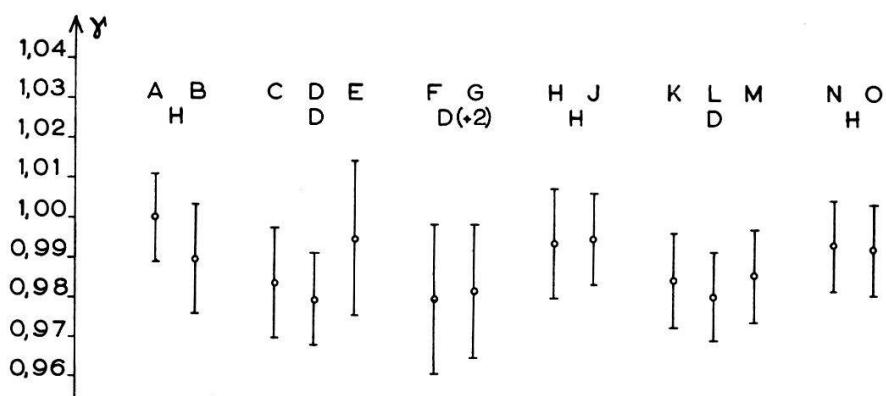
Nous avons également mesuré l'asymétrie des neutrons de 3,83 MeV pour relier nos mesures à un domaine d'énergie déjà partiellement prospecté. Ici aussi, les mesures avec le deutérium (K + L + M) ont été intercalées entre des mesures avec l'hydrogène (H + J et N + O). Toutefois, il nous faut noter que les mesures de contrôle avec hydrogène ont dû être faites avec des neutrons de 4,57 MeV. En effet, à 3,83 MeV les mesures avec hydrogène donnèrent systématiquement des valeurs de γ différentes de l'unité, alors qu'à 4,57 MeV, et sans rien modifier, les valeurs obtenues montraient que l'ajustement était correct. Ce comportement a été attribué à l'effet de l'énergie des neutrons diffusés, que nous avons vu au paragraphe V.2. Des neutrons de 3,83 MeV diffusés à 50° sur le deutérium ont, après la diffusion, une énergie de 2,64 MeV tandis que, avec l'hydrogène, elle n'est plus que de 1,53 MeV et il est probable qu'à cette valeur, la sensibilité en énergie des 2 détecteurs périphériques commence à se manifester (à 4,57 MeV les valeurs correspondantes sont de 3,16 et 1,83 MeV). On trouvera également sur la figure 10 les résultats obtenus à 3,83 MeV.

VI.3. Calcul d'erreurs

Les valeurs Δ_I , Γ_I , Δ_{II} , Γ_{II} représentant les surfaces nettes des pics de temps de vol (après symétrisation et extraction du bruit de fond) sont affectées des erreurs statistiques suivantes:

- 1) erreur statistique intrinsèque,
- 2) erreur liée à l'extraction du bruit de fond,
- 3) erreur de symétrisation du pic.

La contribution statistique due à ce groupe peut être estimée d'après les nombres de coups enregistrés et vérifiée d'après la dispersion des mesures.



Energie A-J, N,O : 4,6 MeV

K,L,M : 3,8 MeV

Fig. 10

Valeurs mesurées des rapports γ à $\theta_2 = 50^\circ$ lab

A ces erreurs statistiques viennent s'ajouter les erreurs systématiques suivantes:

- 4) erreur liée à la méthode de sommation,
- 5) asymétries instrumentales,
- 6) diffusion multiple,
- 7) extension géométrique.

L'analyse détaillée de ces différentes sources d'erreurs a donné les résultats suivants pour $\Delta\bar{\gamma}'/\bar{\gamma}'$:

Sommation	$\lesssim 0,3\%$
Erreurs instrumentales	$\lesssim 0,4\%$
Diffusion multiple	$\lesssim 0,1\%$
Extension géométrique	$\lesssim 0,3\%$.

Les valeurs des 14 points mesurés de la figure 10 sont reportés avec l'erreur totale dont ils sont affectés.

VI.4. Détermination de P_2

La polarisation P_2 s'obtient donc à partir de l'asymétrie et de la polarisation des neutrons issus de la réaction $D(d, n) \text{He}^3$; or, comme on peut le voir sur la figure 4, à partir de 2 MeV les mesures sont assez divergentes, puisqu'entre les mesures de DUBBELDAM et celles de BAICKER les valeurs de P_1 passent du simple au double. Ce désaccord n'est pas explicable par le fait que ces deux mesures ont été faites à des angles différents (32° – 36° lab. pour les premières, 40° pour les secondes) puisque, comme le montre l'analyse faite dans le travail de DUBBELDAM, la variation angulaire de P_1 dans ce domaine doit être inférieure à 2%.

Tableau III. Récapitulation des mesures et des résultats

Energie	Groupes de mesure	Diffuseur	ϵ	P_2 (%)	
				$P_1 = -13\%$	$P_1 = -21\% *$
$E_n = 4,57 \text{ MeV}$	A + B	H	- 0,0025 ± 0,0050	$2,1 \pm 3,8$	$1,2 \pm 2,4$
	C + D + E	D	- 0,0070 ± 0,0050	$5,4 \pm 3,8$	$3,3 \pm 2,4$
	F + G	D (+ 2)	- 0,0095 ± 0,0060	$7,3 \pm 4,6$	$4,5 \pm 2,9$
	H + J	H	- 0,0025 ± 0,0055	$2,1 \pm 4,2$	$1,2 \pm 2,6$
	N + O	H	- 0,0030 ± 0,0050	$2,3 \pm 3,8$	$1,4 \pm 2,4$
	K + L + M	D	- 0,0080 ± 0,0050	$5,3 \pm 3,3$	for $P_1 = -15 \pm 2$

*) Des résultats récents sur la polarisation des neutrons issus de la réaction $D(d, n) \text{He}^3$, présentés par F. O. PURSER, G. L. MORGAN et R. L. WALTER à la International Conference on Polarization Phenomena of Nucleons (Karlsruhe, 6–10 septembre 1965) confirment ceux de DUBBELDAM, de sorte que nos valeurs P_2 assignées à $P_1 = -21\%$ apparaissent nettement moins fondées que celles assignées à $P_1 = -13\%$.

Dans notre mesure, l'énergie moyenne des deutons au centre de la cible gazeuse est de 1,36 MeV (neutrons de 3,83 MeV à 50°) pour une série, et de 2,44 MeV (neutrons de 4,57 MeV) pour l'autre. La figure 4 montre qu'à 1,36 MeV la situation est sensiblement plus claire qu'à 2,44 MeV. D'après les mesures de LEVINTOV (à 49° lab.) qui confirment celles de MEIER et vérifiées par DUBBELDAM à 2 MeV, on peut tirer que pour :

$$E_d = 1,36 \text{ MeV} \quad P_1 = (-15 \pm 2)\%.$$

A 2,44 MeV les mesures de DUBBELDAM donnent (pour 50° lab.):

$$P_1 = (-13 \pm 3)\%.$$

Celles de BAICKER donneraient :

$$P_1 = (-21 \pm 4)\%.$$

La récapitulation de ces valeurs et des polarisations P_2 qu'on peut en déduire est indiquée au Tableau III.

VII. Conclusions

L'asymétrie des neutrons de 3,83 et 4,57 MeV issus sous 50° (lab.) de la réaction $D(d, n) \text{He}^3$ et diffusés à 50° (lab.) sur des protons et des deutons (72° CM) a été mesurée. Alors que pour la diffusion $n - p$ l'asymétrie est compatible avec zéro, pour la diffusion $n - d$ par contre, on mesure des valeurs légèrement négatives aussi bien à 3,83 qu'à 4,57 MeV. En utilisant les grandeurs connues actuellement pour P_1 , la polarisation des neutrons incidents sur le diffuseur, on obtient une polarisation P_2 légèrement positive.

Une mesure a été faite avec le diffuseur déplacé de 2 mm au-dessus du plan de réaction, pour vérifier la dépendance de l'asymétrie par rapport à ce paramètre qui, dans les conditions d'expérience, est connu à $\pm 0,5$ mm près. Le résultat obtenu montre que l'effet de cette imprécision est insignifiant par rapport à la précision globale permise par ce système.

Au-dessous de 4 MeV, les mesures parues sur la polarisation dans la diffusion $n - d$ donnent des valeurs extrêmement faibles, presque toutes compatibles avec zéro, sauf une région comprise entre 0,6 et 1 MeV. Entre 6 et 24 MeV les récentes mesures de KELSEY et coll. laissent apparaître une certaine structure dans la variation angulaire de la polarisation. Nos mesures, comprises entre ces deux domaines d'énergie montrent qu'entre 4 et 5 MeV déjà la polarisation devient différente de zéro.

Les récentes mesures de la polarisation des protons diffusés sur le deutérium³³⁾ montrent des polarisations légèrement positives entre 1 et 4 MeV. Pour être valable, la comparaison exigerait une analyse détaillée des amplitudes de diffusion ; toutefois, on peut voir que les déphasages coulombiens sont faibles et que l'amplitude de diffusion coulombienne représente environ 10% de l'amplitude neutre. Il ne faut donc pas s'attendre, dans notre domaine énergétique et angulaire, à une polarisation des protons très différente de celle des neutrons, et les résultats expérimentaux confirment ce point.

Au point de vue théorique, le seul calcul de la polarisation dans la diffusion $n - d$ mené à terme prévoit, dans les environs de 1 MeV, une polarisation atteignant -13%.

Il serait intéressant de disposer d'un calcul plus précis et plus étendu permettant d'expliquer les mesures faites jusqu'à ce jour. Au point de vue expérimental, il serait également intéressant de disposer de mesures encore plus précises de la variation angulaire de la polarisation, pour pouvoir ensuite, par comparaison avec les calculs, mieux connaître l'importance des termes non-centraux dans l'interaction N-N à basse énergie.

Pour conclure, je tiens à exprimer ma reconnaissance aux Professeurs J. ROSSÉL et C. ZANGGER pour l'intérêt et l'aide qu'ils m'ont accordés tout au long de ce travail, et à Monsieur E. GRAF, ingénieur-électronicien, qui a été responsable du développement électronique de l'appareillage. Mes remerciements vont également au Dr. J. WEBER, à Messieurs P. GREMAUD et J.-L. DUPORT et à tous les collaborateurs de l'Institut qui ont rendu cette expérience possible.

Ce travail a bénéficié de l'aide du Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

Bibliographie

- ¹⁾ R. A. BUCKINGHAM, S. J. HUBBARD, H. S. W. MASSEY, Proc. Roy. Soc. A 211, 183 (1952).
- ²⁾ R. S. CHRISTIAN, J. L. GAMMEL, Phys. Rev. 91, 100 (1953).
- ³⁾ K. B. MATHER, P. SWAN, Nuclear Scattering, Cambridge Un. Press 1958, p. 248.
- ⁴⁾ G. BREIT, Proc. Int. Symp. Pol. Phen., Bâle (1960), Helv. phys. Acta, Suppl. VI, p. 343.
- ⁵⁾ L. M. DELVES, D. BROWN, Nucl. Phys. 11, 433 (1959).
- ⁶⁾ A. T. G. FERGUSON, R. E. WHITE, Nucl. Phys. 33, 477 (1962).
- ⁷⁾ A. J. ELWYN, R. O. LANE, A. LANGSDORF, Phys. Rev. 128, 779 (1962).
- ⁸⁾ L. M. DELVES, Nucl. Phys. 33, 482 (1962).
- ⁹⁾ R. A. CHALMERS, R. S. COX, K. K. SETH, E. N. STRAIT, Nucl. Phys. 62, 497 (1965).
- ¹⁰⁾ B. H. BRANSDEN, K. SMITH, C. TATE, Proc. Roy. Soc. A 247, 73 (1958).
- ¹¹⁾ R. E. WHITE, A. CHRISHOLM, D. BROWN, Nucl. Phys. 7, 233 (1958).
- ¹²⁾ M. BRÜLLMANN, H. J. GERBER, D. MEIER, P. SCHERRER, Helv. phys. Acta 32, 511 (1959).
- ¹³⁾ L. CRANBERG, Phys. Rev. 114, 174 (1959).
- ¹⁴⁾ W. P. BUCHER, W. B. BEVERLY, G. C. COBB, F. L. HEREFORD, Nucl. Phys. 13, 164 (1959).
- ¹⁵⁾ S. E. DARDEN, C. A. KELSEY, T. R. DONOGHUE, Nucl. Phys. 16, 351 (1960).
- ¹⁶⁾ A. J. ELWYN, R. O. LANE, A. LANGSDORF, Phys. Rev. 128, 779 (1962).
- ¹⁷⁾ A. T. G. FERGUSON, R. E. WHITE, Nucl. Phys. 33, 477 (1962).
- ¹⁸⁾ L. E. BEGHIAN, K. SUGIMATO, M. WÄCHTER, J. WEBER, Nucl. Phys. 42, 1 (1963).
- ¹⁹⁾ A. F. BEHOF, G. P. LIETZ, S. F. TREVINO, S. E. DARDEN, Nucl. Phys. 45, 253 (1963).
- ²⁰⁾ R. L. WALTER, C. A. KELSEY, Nucl. Phys. 46, 66 (1963).
- ²¹⁾ R. W. MEIER, P. SCHERRER, G. TRÜMPY, Helv. phys. Acta 27, 577 (1954).
- ²²⁾ I. I. LEVINTOV, A. V. MILLER, E. Z. TARUMOV, V. N. SHAMSHEV, Nucl. Phys. 3, 237 (1957).
- ²³⁾ W. W. DAEHNICK, Phys. Rev. 115, 1008 (1959).
- ²⁴⁾ J. A. BAICKER, K. J. JONES, Nucl. Phys. 17, 424 (1960).
- ²⁵⁾ P. S. DUBBELDAM, R. L. WALTER, Nucl. Phys. 28, 414 (1961).
- ²⁶⁾ A. O. HANSON, J. L. MCKIBBEN, Phys. Rev. 72, 673 (1947).
- ²⁷⁾ M. F. STEUER, University of Georgia, Communication privée.
- ²⁸⁾ J. BLOCK, C. C. JONKER, Physica 18, 809 (1952).
- ²⁹⁾ M. BRÜLLMANN, H. J. GERBER, D. MEIER, P. SCHERRER, Helv. phys. Acta 32, 511 (1958).
- ³⁰⁾ M. H. WÄCHTER, J. WEBER, L. E. BEGHIAN, Nucl. Instr. Meth. 24, 316 (1963).
- ³¹⁾ J. WEBER, Communication privée.
- ³²⁾ W. P. BUCHER, W. B. BEVERLY, G. C. COBB, F. L. HEREFORD, Phys. Rev. 115, 961 (1959).
- ³³⁾ R. A. CHALMERS, R. S. COX, K. K. SETH, E. N. STRAIT, Nucl. Phys. 62, 497 (1965).