

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 25 (1952)  
**Heft:** I-II

**Artikel:** Distribution angulaire, dans le domaine des petits angles, de neutron de 3,27 MeV diffusés par des deutons  
**Autor:** Hamouda, I / Montmollin, G. de  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-112303>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **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. [Voir Informations légales.](#)

### **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. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 15.03.2025

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

# Distribution angulaire, dans le domaine des petits angles, de neutrons de 3,27 MeV diffusés par des deutons

par I. Hamouda et G. de Montmollin.

(Institut de physique de l'EPF. Zurich).

(21. XI. 1951.)

*Summary*<sup>1)</sup>: We have investigated the angular distribution of 3.27 MeV (d, d)-neutrons scattered by protons and deuterons in the cloud chamber. 4,000 proton-recoils as well as 4,000 deuteron-recoils have been photographed and measured. The investigation covered the angular range of  $\Theta = 18^\circ - 70^\circ$ , where  $\Theta =$  neutron scattering angle in C. M. system. The angular distribution of the neutron-proton scattering was found to be isotropic throughout the investigated angular range, which suggested the reliability of the measurements in the case of the neutron-deuteron scattering. The angular distribution data were made to join with the data of a former experiment to represent the angular distribution throughout the range from  $18^\circ$  to  $180^\circ$ . The experiment shows a pronounced maximum at  $0^\circ$ , a minimum around  $90^\circ$  and a smaller maximum at  $180^\circ$ .

## Introduction.

La collision entre neutrons et deutons est un type relativement simple de diffusion qui donne la possibilité de mieux connaître la nature des forces nucléaires. En effet la grande dimension du deuton entraîne une intervention sensible de l'onde  $P$ , déjà pour une petite énergie du neutron incident (quelques MeV), l'interaction avec celui-ci étant plus importante que dans le cas de la collision neutron-proton. Ceci sans faire intervenir les forces dépendantes de la vitesse encore mal connues qui apparaîtraient pour les grandes énergies. D'autre part, l'étude de la diffusion (p-d), bien connue du point de vue expérimental, est plus compliquée que celle de la diffusion (n-d)<sup>2-5)</sup>.

Les expériences les plus importantes tendant à établir la distribution angulaire de neutrons d'énergie relativement petite (moins de 10 MeV) diffusés par des deutons ont été faites à la chambre de WILSON; citons les travaux de HAMOUDA, HALTER et SCHERRER en 1950<sup>6)</sup> et de CAPLEHORN et RUNDLE en 1951<sup>7)</sup>. Ces deux travaux traitaient parallèlement la diffusion (n-p) comme contrôle de la méthode et leurs résultats concordent, mais ne renseignent pas sur

le comportement de la distribution angulaire *pour les petits angles de diffusion*. Les faibles parcours de recul pour ces angles-là rendent les mesures difficiles et inexactes avec les dispositions utilisées jusqu'ici. C'est pourtant dans ce domaine que la comparaison avec la théorie semble la plus intéressante.

En modifiant l'installation de HAMOUDA, HALTER et SCHERRER et en l'adaptant à la mesure des traces courtes, il nous a été possible de prolonger jusqu'à  $\Theta = 18^\circ$  la courbe précédemment établie par ces auteurs entre  $180^\circ$  et  $60^\circ$ . ( $\Theta$  est l'angle mesuré dans le système de coordonnées lié au centre de gravité.) L'extrapolation au voisinage de  $0^\circ$  est alors moins aléatoire. La vérification de l'isotropie de la distribution angulaire de neutrons diffusés par des protons dans les mêmes conditions, devait nous permettre de justifier les méthodes de mesure. C'est pourquoi les deux expériences ont été menées parallèlement et les mesures portèrent sur 4000 deutons et 4000 protons diffusés.

### **Description des appareils.**

#### *1. Disposition générale.*

L'injection de neutrons (d, d) était produite par déviation des deutons accélérés sur la cible (target) de glace d'eau lourde, comme cela avait été réalisé par HAMOUDA, HALTER et SCHERRER<sup>6</sup>). Nous utilisons le même accélérateur et la même tension d'accélération (600 keV). La chambre de WILSON placée sous la cible comme le montre la figure 1, recevait la composante verticale de 3,27 MeV du faisceau de neutrons, symétrique par rapport à la direction des deutons incidents de la composante horizontale utilisée par HAMOUDA, HALTER et SCHERRER. La distance de 50 cm de la source au milieu de la chambre à détente était la même que dans le cas de l'irradiation horizontale.

La figure 1 montre également les deux appareils photographiques situés de part et d'autre de la source et dont les axes des objectifs forment un angle de  $15^\circ$  avec la direction verticale des neutrons, disposition que nous avons spécialement choisie pour faciliter la stéréographie dans leur vraies grandeurs des petites traces fortement diffusées. Nous avons utilisé du film de 35 mm de large Gevaert Panchromosa, 32° Sch.

Une décharge de 2 kV dans un tube au krypton SF<sub>4</sub>, alimentée par un condensateur de 128  $\mu$ F de capacité, éclairait fortement la chambre de WILSON et permettait de diaphragmer suffisamment les

objectifs des appareils photographiques pour obtenir la profondeur de champ nécessaire.

La chambre utilisée était rectangulaire et avait les dimensions intérieures:  $50 \times 25 \times 10$  cm. On n'en photographiait que la partie centrale de  $25 \times 25$  cm. On verra plus loin que seules furent mesurées les traces situées entièrement à l'intérieur d'un cône tronqué de diamètre moyen égal à 20 cm et de hauteur inférieur à celle de la chambre de WILSON.

Pour l'étude de la diffusion (n—d), la chambre ne contenait que du deutérium, avec la quantité d'alcool et d'eau lourde nécessaire

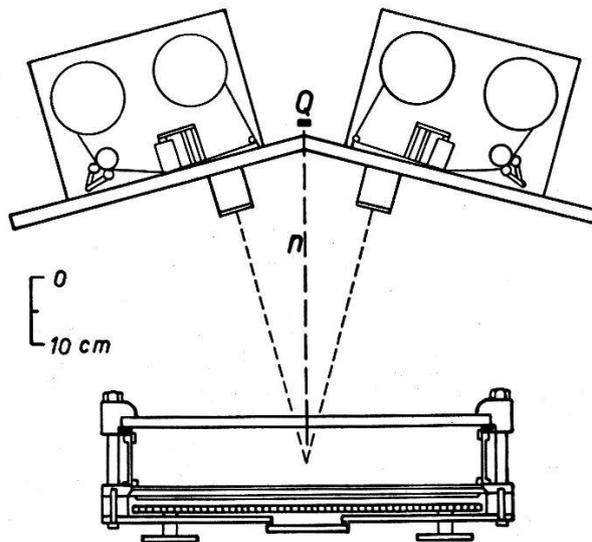


Fig. 1.

Chambre de WILSON avec les appareils photographiques et la source de neutrons  $Q$ . Les distances sont données par l'échelle. La ligne  $n$  représente la direction du faisceau des neutrons ( $d, d$ ) incidents de 3,27 MeV. Les axes des objectifs forment un angle de  $30^\circ$  et sont dans le plan passant par  $n$  et le grand axe de la chambre de WILSON.

à la formation du brouillard, à la pression de 1,4 atm. environ avant l'expansion et de 1,2 atm. après l'expansion; à cette pression, le pouvoir d'arrêt calculé d'après LIVINGSTON et BETHE<sup>8)</sup> était de 0,27 environ et permettait aux deutons de recul, diffusés suivant un angle  $\alpha = 83^\circ$  d'avoir encore un parcours de 3 mm ( $\alpha$  est l'angle mesuré dans le système de coordonnées lié au laboratoire).

Dans le cas de la diffusion (n—p), il était nécessaire que les protons aient pour chaque angle le même parcours que les deutons afin que les conditions soient pareilles. Le pouvoir d'arrêt du mélange gazeux composé d'hydrogène additionné de 7% d'argon était de 0,40 à 1,2 atm. de pression. Cette valeur calculée pour des protons projetés à  $60^\circ$  ne remplissait plus exactement la condition au voisinage de  $50^\circ$ ; de  $60^\circ$  à  $90^\circ$  par contre, les parcours des protons et des

deutons étaient identiques. D'autre part la pureté des deux sortes d'hydrogène était suffisante pour que le pouvoir d'arrêt soit bien déterminé dans les deux cas.

Le couplage de l'expansion et de l'injection était réalisé par un dispositif électronique de façon à ce que l'expansion précède l'injection et qu'il n'apparaissent pas de vieilles traces. L'éclairage était commandé par un relais à retardement magnétique. L'intervalle de 45 secondes entre les expansions était réglé par un interrupteur automatique commandant également l'avancement des films dans les appareils photographiques.

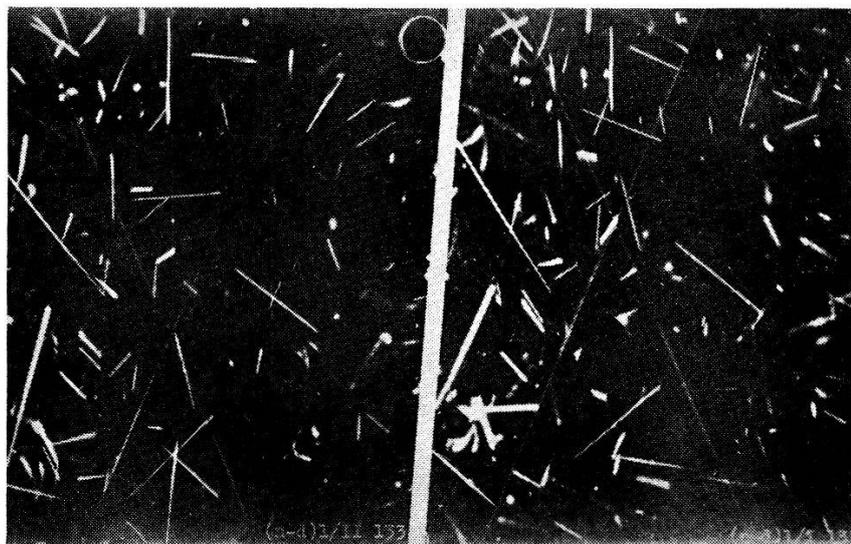


Fig. 2.

Vue stéréographique de deutons de recul. Les neutrons incidents viennent perpendiculairement à la feuille, d'en haut.

## 2. L'appareil de mesure.

(Voir fig. 3.)

Etant donné le très grand nombre de traces à mesurer, il était utile de disposer d'un appareil de mesure d'un maniement facile et rapide, permettant la lecture simultanée de l'angle de diffusion et du parcours de recul. L'appareil construit par HAMOUDA, HALTER et SCHERRER présentait ces avantages, nous en avons repris le principe.

Les deux appareils photographiques  $K$  qui sont exactement dans la même position relative que lors des prises de vues et dont les films sont spécialement fixés, servent d'appareils de projection et l'écran  $S$ , orientable, qui se déplace dans tout l'espace virtuel occupé précédemment par la partie utile de la chambre de WILSON, reçoit

les deux projections de la trace à mesurer. Il suffit de modifier la position du plan pour que les deux projections se superposent; l'image ainsi obtenue est la reproduction en vraie grandeur de la trace.

Pour faciliter les mesures, les deux projections sont de couleurs différentes; rouge et verte. Leurs origines sont amenées à coïncider

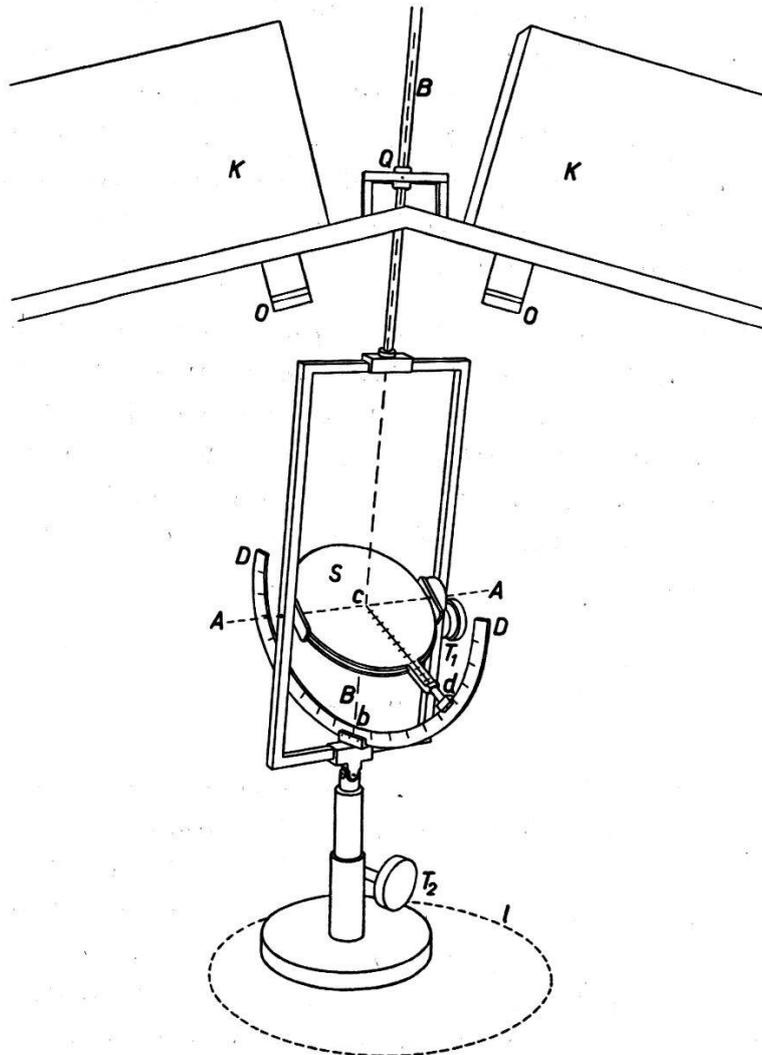


Fig. 3.

Voir les explications dans le texte.

au centre  $c$  de l'écran  $S$ , par une translation horizontale du pied télescopique et une modification de la hauteur commandée par la poignée  $T_2$ . Le point  $c$  est donc à l'extrémité supérieure de la trace, à l'endroit où la diffusion (n-d) ou (n-p) s'était produite. En effet, la source des neutrons  $Q$  est représentée par un anneau monté sur un cardan dans lequel coulisse l'axe  $B$ . La droite  $BB$  est la direction du neutron passant par le centre  $c$  de l'écran. En modifiant avec

la poignée  $T_1$  l'inclinaison de l'écran autour de son axe  $AA$ , donc sans déplacer le point  $c$ , on parvient à faire coïncider les deux projections et on obtient ainsi la trace en vraie grandeur. Une poignée placée sous l'écran permet de superposer la droite  $cd$ , graduée en cm, à la trace, la position du plan restant inchangée. La longueur de la trace est alors directement mesurée sur cette droite graduée, à partir de  $c$ , ainsi que l'angle de diffusion  $bd$  qui est bien l'angle formé par la direction du neutron incident  $BB$  et la direction de recul  $cd$ . L'arc métallique  $DD$  pivote autour de l'axe  $BB$ , étant entraîné par le curseur  $c$ ; il est gradué à partir de  $b = 0$  jusqu'à  $90^\circ$ ; dans notre cas, seule la branche antérieure est utilisée. Le cadre de support est en général perpendiculaire au plan formé par les objectifs  $O$  et le centre  $c$ , mais peut tourner autour de l'axe  $BB$ , pour permettre la lecture de toutes les traces.

Seules étaient mesurées les traces qui n'avaient touché ni le couvercle de verre, ni le fond de la chambre de WILSON et les distances de leur origine et de leur extrémité à l'axe vertical de la chambre ne devaient pas excéder 10 cm. A cet effet, le déplacement du centre  $c$  de l'écran était limité verticalement par la course du tube télescopique et horizontalement en maintenant le pied de l'appareil à l'intérieur du cercle limite  $l$ .

### Les mesures.

Le gros avantage de la chambre de WILSON dans une expérience de diffusion telle que celle traitée ici est de pouvoir mesurer à la fois l'angle de diffusion et le *parcours de la particule de recul* qui est fonction de son énergie et du pouvoir d'arrêt du gaz dans lequel elle se déplace. Théoriquement, un seul des paramètres cités, l'angle par exemple, suffirait à définir le parcours de recul en direction et en longueur. La mesure d'un deuxième paramètre permet d'éliminer presque toutes les traces provenant de neutrons réfléchis. A cet effet, on représente sur un diagramme chaque trace par un point dont l'abscisse est l'angle de diffusion et l'ordonnée le parcours (fig. 4 et 5).

La relation entre l'énergie  $E_n$  du neutron incident et l'énergie  $E_r$  de la particule de recul de masse  $m_r$ , se déduit des lois de conservation de la quantité de mouvement et de la conservation de l'énergie :

$$E_r = \frac{4 m_r}{(m_r + 1)^2} E_n \cos^2 \alpha$$

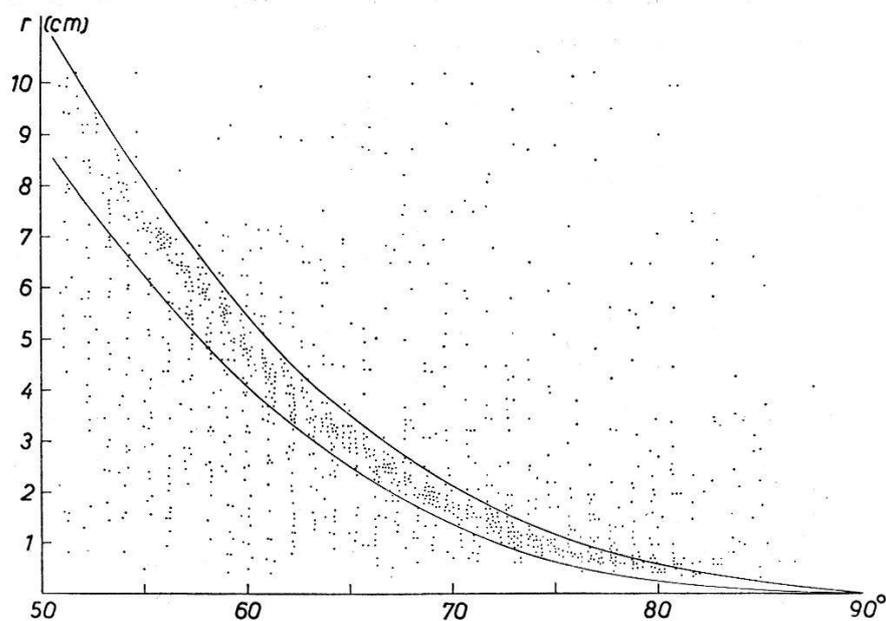


Fig. 4.

Représentation des 1000 premiers parcours de protons de recul mesurés. On a en abscisse l'angle formé par la direction du neutron incident et la trace de recul dans le système de coordonnées du laboratoire. Le parcours de chaque particule est reporté en ordonnée.

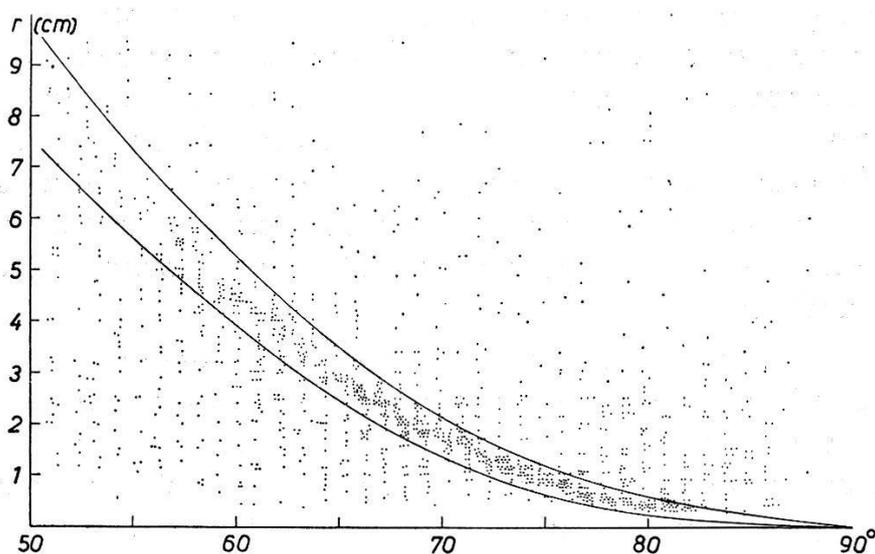


Fig. 5.

Représentation des 1000 premiers parcours de deutons de recul mesurés et reportés comme les protons sur le diagramme précédent. On remarque que la largeur de la bande de mesure est pour chaque angle la même que dans le cas de la diffusion (n—p). Par contre, les parcours pour les angles inférieurs à  $60^\circ$  sont un peu plus petits que les parcours correspondants des protons.

où  $\alpha$  est l'angle formé par la direction du neutron incident et le parcours de recul. Pour un proton  $m_r = 1$

$$E_p = E_n \cos^2 \alpha$$

et pour un deuton  $m_r = 2$

$$E_d = 8/9 E_n \cos^2 \alpha$$

LIVINGSTON et BETHE<sup>8)</sup> donnent le parcours des deutons ou des protons dans l'air en fonction de l'énergie et la variation du pouvoir d'arrêt de l'hydrogène en fonction du parcours de la particule.

Tous les points des figures 4 et 5 devraient se répartir sur une courbe calculable d'après ces données. En réalité, ils sont dispersés sur tout le diagramme, mais forment une zone de forte concentration utilisable pour la statistique, comme c'est expliqué dans le travail de HAMOUDA, HALTER et SCHERRER<sup>6)</sup>. La largeur de cette bande diminue quand l'angle de diffusion augmente. En effet, les fluctuations de l'énergie des neutrons et de la densité du gaz créent des variations absolues de parcours décroissantes avec la longueur de ces derniers.

Les courbes limitant avec précision la bande de mesure ont été choisies pour la diffusion (n—p) de façon qu'elles soient symétriques par rapport à la courbe théorique et qu'elles contiennent la zone de forte concentration. Ce choix s'est révélé judicieux, car nous avons obtenu, en ne tenant compte que des points de cette bande, une répartition isotrope de la diffusion (n—p) dans un grand domaine angulaire. Pour la diffusion (n—d), nous avons évidemment repris une bande ayant les mêmes largeurs. Comme nous l'avons signalé plus haut, les courbes théoriques des deux genres de diffusion ne se superposent plus à 50°, le pouvoir d'arrêt des gaz ayant été calculé pour les petits parcours.

Les points répartis en dehors des bandes proviennent des neutrons réfléchis et n'entrent pas dans nos calculs. On élimine ainsi presque toutes les traces indésirables; il est évident que certaines d'entre elles figurent quand même dans ces bandes, mais elles ne semblent pas avoir une influence si on se réfère à la diffusion (n—p).

Pour obtenir le nombre de neutrons diffusés sous chaque angle  $\Theta$ , dans le système de coordonnées lié au centre de gravité, nous devons compter le nombre de traces de recul dans des intervalles égaux de  $\cos 2\alpha = |\cos \Theta|$ . Nous avons choisi ces intervalles tels que  $\cos 2\alpha$  varie pour chacun d'eux de 0,1, mais comme nous mesurons l'angle  $\alpha$  au degré près, chaque intervalle doit recouvrir un nombre

entier de degrés et par conséquent ne répond plus exactement à la condition:

$$\cos 2\alpha - \cos [2\alpha + \Delta(\alpha)] = 0,1$$

où  $\Delta(\alpha)$  est l'intervalle en degrés correspondant à l'angle  $\alpha$ . Pour atténuer les fluctuations qui résulteraient inévitablement de cette inexactitude, si on avait simplement juxtaposé ces intervalles, nous les avons choisis tels qu'ils se superposent l'un l'autre sur les 4/5 de leur largeur. Chacun de ces intervalles débutait à l'endroit où la valeur de  $\cos 2\alpha$  était de 0,02 plus grande qu'à l'origine du précédent. Ensuite, nous avons groupé les résultats de trois intervalles successifs en prenant leur moyenne. C'est ces résultats qui

Table 1.

Intervalles		$\theta$	(n-p)		(n-d)	
N°	$-\cos 2\alpha$		N	$\bar{N}$	N	$\bar{N}$
1	0,34—0,44	64°	357 ± 19	314 ± 18	138 ± 12	132 ± 12
2	0,36—0,46		294 ± 17		117 ± 11	
3	0,38—0,48		292 ± 17		141 ± 12	
4	0,40—0,50		382 ± 20		191 ± 14	
5	0,42—0,52	60°	276 ± 17	309 ± 18	150 ± 12	164 ± 13
6	0,44—0,54		270 ± 16		150 ± 12	
7	0,46—0,56		363 ± 19		210 ± 14	
8	0,48—0,58	56°	273 ± 17	300 ± 17	160 ± 13	192 ± 14
9	0,50—0,60		265 ± 16		207 ± 14	
10	0,52—0,62		256 ± 19		267 ± 16	
11	0,54—0,64	50°	342 ± 18	316 ± 18	248 ± 16	234 ± 15
12	0,56—0,66		249 ± 16		188 ± 14	
13	0,58—0,68		326 ± 18		273 ± 17	
14	0,60—0,70	46°	328 ± 18	320 ± 18	306 ± 17	302 ± 17
15	0,62—0,72		307 ± 18		327 ± 18	
16	0,64—0,74		307 ± 18		327 ± 18	
17	0,66—0,76	42°	309 ± 18	310 ± 18	339 ± 18	336 ± 18
18	0,68—0,78		315 ± 18		343 ± 19	
19	0,70—0,80		290 ± 17		332 ± 18	
20	0,72—0,82	36°	284 ± 17	306 ± 18	354 ± 19	378 ± 19
21	0,74—0,84		345 ± 19		449 ± 21	
22	0,76—0,86		326 ± 18		465 ± 22	
23	0,78—0,88	30°	301 ± 17	320 ± 18	477 ± 22	514 ± 23
24	0,80—0,90		335 ± 18		600 ± 24	
25	0,82—0,92		323 ± 18		601 ± 25	
26	0,84—0,94	20°	352 ± 19	323 ± 18	696 ± 26	649 ± 25
27	0,86—0,96		295 ± 17		650 ± 25	

sont représentés par les points noirs de la figure 6. Les points blancs étant les résultats de HAMOUDA, HALTER et SCHERRER<sup>6</sup>).

En définitive, seuls les points compris dans les bandes définies plus haut et représentés sur les figures 4 et 5 ont servi à la statistique

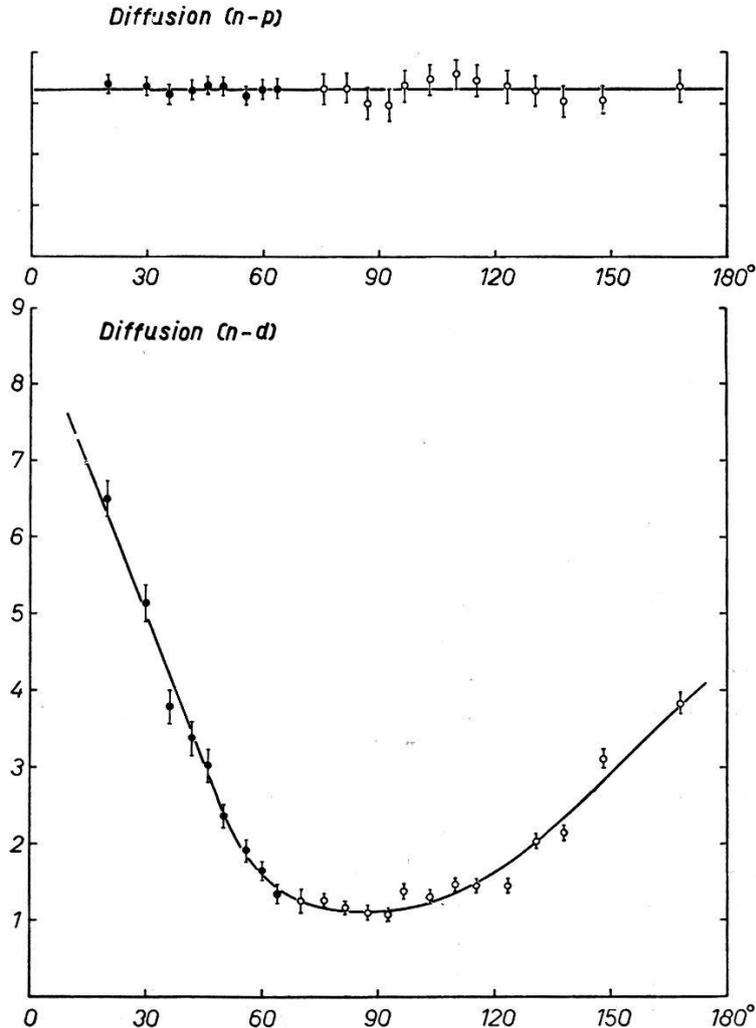


Fig. 6.

Distributions angulaires de neutrons (d, d) de 3,27 MeV diffusés par des protons (courbe du haut) et par des deutons (courbe du bas), dans le système du c. d. g. La section efficace différentielle est reportée en ordonnée dans des unités arbitraires.  $\blacksquare$  sont les résultats obtenus par HAMOUDA, HALTER et SCHERRER,  $\square$  représentent les résultats établis d'après nos mesures faites sur 4000 protons et 4000 deutons de recul.

après avoir été dénombrés par le système d'intervalles. Cette statistique est basée pour chacun des deux genres de diffusion sur 4000 traces reportées sur quatre diagrammes semblables à ceux représentés par les figures 4 et 5 qui se rapportent aux mille premières traces mesurées. Les 8000 mesures ont été faites avec l'appareil décrit précédemment.

Les résultats sont groupés dans la table ci-dessous et ont été reportés ensuite sur la figure 6 où on a en abscisse l'angle de diffusion dans le système du centre de gravité et en ordonnée le nombre relatif de neutrons diffusés pour chaque  $\Theta$ .

La première colonne donne le numéro d'ordre des intervalles répartis de  $55^\circ$  à  $82^\circ$  dans le système du laboratoire. La seconde colonne donne les variations de  $\cos 2\alpha$  pour chaque intervalle.  $\Theta$  est l'angle pour lequel le nombre de neutrons diffusés est calculé.  $N$  est le nombre de traces comptées dans l'intervalle correspondant avec l'erreur statistique.  $\bar{N}$  est la moyenne des valeurs précédentes établie sur trois intervalles.

### Discussion des résultats.

Etant donné l'isotropie remarquable de la répartition angulaire de la diffusion (n-p), il n'a pas été nécessaire de faire des corrections pour la diffusion (n-d).

Nous avons raccordé sur la figure 6, les résultats de HAMOUDA, HALTER et SCHERRER aux nôtres ce qui donne la distribution angulaire de la diffusion (n-d) de  $180^\circ$  à  $18^\circ$ . *L'extrapolation qui reste à faire de  $18^\circ$  à  $0^\circ$  est mieux définie et il est indubitable que ce maximum est plus prononcé que celui apparaissant à  $180^\circ$ , donc qu'il y a plus de neutrons diffusés vers l'avant que vers l'arrière.*

De tous les travaux expérimentaux parus jusqu'à ce jour, aucun, à notre connaissance, ne se rapporte à la diffusion (n-d) dans le domaine des petits angles, à l'exception de celui de CAPLEHORN et RUNDLE<sup>7)</sup> effectué également à la chambre de WILSON avec un gaz de faible pouvoir d'arrêt et pour des neutrons (d, d) de 3 MeV d'énergie. Les résultats certains que donnent ces auteurs ne s'étendent pas au-dessous de  $\Theta = 40^\circ$ , mais jusque là ils correspondent aux nôtres de façon satisfaisante.

Par contre, la distribution angulaire que nous avons obtenue ne s'accorde avec aucune des deux distributions calculées par MASSEY et BUCKINGHAM<sup>3)</sup> pour une énergie de 2,5 MeV. Le désaccord est plus marqué pour la distribution où la force d'échange a été prise en considération, d'autant plus que ces mêmes auteurs signalent qu'en tenant compte, dans les calculs, de l'onde D, le maximum à  $180^\circ$  tend à être augmenté par rapport au maximum à  $0^\circ$  <sup>9)</sup>.

VERDE a donné les calculs numériques pour la distribution angulaire à 200 MeV<sup>4)</sup> et il signale qu'en général le fait d'avoir le maximum le plus prononcé à  $0^\circ$  est contraire aux propriétés caractéristiques de la théorie symétrique.

Nous pensons qu'il est prématuré de vouloir tirer des conclusions théoriques de ces résultats expérimentaux, car aucune théorie ne tient compte du couplage spin-orbite.

C'est avec plaisir que nous remercions ici vivement Monsieur le Professeur Dr. P. SCHERRER pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour ses précieux conseils.

### Bibliographie.

- 1) I. HAMOUDA et G. DE MONTMOLLIN, Phys. Rev. **83**, 1277 (1951).
- 2) R. A. BUCKINGHAM et H. S. MASSEY, Proc. Roy. Soc. A **179**, 123 (1941).
- 3) H. S. MASSEY et R. A. BUCKINGHAM, Phys. Rev. **71**, 558 (1947).
- 4) M. VERDE, Helv. Phys. Acta **22**, 339 (1949).
- 5) A. TROESCH et M. VERDE, Helv. Phys. Acta **24**, 39 (1951).
- 6) I. HAMOUDA, J. HALTER et P. SCHERRER, Phys. Rev. **79**, 539 (1950); Helv. Phys. Acta **24**, 217 (1951).
- 7) W. F. CAPLEHORN et G. P. RUNDLE, Proc. Phys. Soc. **64**, 546 (1951).
- 8) M. S. LIVINGSTON et H. A. BETHE, Rev. Mod. Phys. **9**, 268 et 274 (1937).
- 9) MARTIN, BURHOP, ALCOCK et BOYD, Proc. Phys. Soc. **64A**, 884 (1950). (Voir note ajoutée par BUCKINGHAM.)