

Zeitschrift: Bulletin technique de la Suisse romande
Band: 90 (1964)
Heft: 19: Association amicale des anciens élèves de l'École polytechnique de l'Université de Lausanne, Congrès mondial, Lausanne, 18-22 septembre 1964

Artikel: Spectrométrie de neutrons rapides études des niveaux d'excitation nucléaire du carbone par diffusion inélastique des neutrons
Autor: Haenny, Ch. / Joseph, Cl.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-67003>

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: 22.01.2025

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

où t_{th} est le temps moyen du ralentissement jusqu'à l'âge τ_{th} . Cette expression doit être introduite comme un terme de source dans l'équation cinétique de la diffusion des neutrons thermiques. La solution de ce problème est beaucoup plus compliquée que la description de la théorie à deux groupes.

La courbe supérieure de la figure 1 est une carte du flux intégré des neutrons rapides, établie au moyen d'un détecteur à ${}^3\text{He}$ entouré de cadmium. Nous n'accordons pas un crédit absolu à ces résultats, en raison de certains défauts de la technique de mesure. Contrairement aux prévisions théoriques, cette courbe n'est parallèle à la carte du flux thermique que sur une courte distance. Le détecteur étant plus sensible aux neutrons épithermiques qu'aux neutrons plus rapides, cet écart doit provenir d'une dégradation du spectre des neutrons rapides d'autant plus accentuée qu'on s'éloigne davantage de la source. On peut en conclure que, tout en rendant compte globalement des phénomènes de ralentissement et de diffusion, le modèle de la théorie à deux groupes est trop schématique pour décrire le compor-

tement des neutrons au cours de leur thermalisation et qu'il faut être prudent en interprétant des mesures effectuées sur les neutrons rapides.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] E. JAHNKE et F. EMDE : *Funktionentafeln*. Leipzig und Berlin (1909).
- [2] R. RAMANA et al. : Actes de la Conférence de Genève. P/872 (1955).
- [3] G. F. VON DARDEL et N. G. SJÖSTRAND : *Phys. Rev.* 96 (1954).
- [4] A. V. ANTONOV et al. : Actes de la Conférence de Genève, P/661 (1955).
- [5] K. H. BECKURTS : *Nuclear Sci. and Eng.* 2 (1957).
- [6] M. KÜCHLE : *Nucleonik* 2 (1960).
- [7] H. GOLDSTEIN et al. : ORNL, 2639 ; UC 4 *Physics* (1961).
- [8] S. N. PUROHIT : *Nuclear Sci. and Eng.* 9 (1961).

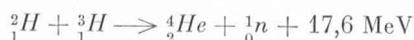
Nous remercions M. M. Guex, candidat ingénieur physicien EPUL, de sa collaboration.

SPECTROMÉTRIE DE NEUTRONS RAPIDES. ÉTUDES DES NIVEAUX D'EXCITATION NUCLÉAIRE DU CARBONE PAR DIFFUSION INÉLASTIQUE DES NEUTRONS

par Ch. HAENNY et Cl. JOSEPH, Laboratoire de recherches nucléaires de l'EPUL

Dépourvus de charge électrique, les neutrons pénètrent à l'intérieur du noyau plus facilement que les particules chargées (protons, deutons, α) ; en dépit de cet avantage, l'étude de la diffusion nucléaire des neutrons rapides fut longtemps limitée par les difficultés que présentent leur détection et la mesure de leur énergie. La plupart des détecteurs de particules sont sensibles à l'excitation ou l'ionisation des atomes que provoquent le long de leur trajectoire dans la matière les particules rapides électriquement chargées. La détection des neutrons n'est alors possible que par l'intermédiaire des particules chargées qu'ils sont susceptibles de produire par réaction ou collision nucléaire dans le milieu détecteur. C'est ainsi que les milieux hydrogénés, tels les scintillateurs organiques, sont sensibles aux neutrons rapides qui y produisent par choc contre les atomes d'hydrogène des protons de recul. Parallèlement aux développements des techniques de détection, ceux de l'électronique rapide permettent actuellement l'étude de la diffusion de neutrons rapides [1].

Un faisceau de deutons ${}^2_1\text{H}$ produit par un accélérateur de 150 kV bombarde une cible de titane dans laquelle est adsorbé du Tritium ${}^3_1\text{H}$. Par réaction de fusion entre ces deux noyaux



sont produits un neutron et une particule α d'énergies respectives 14,1 et 3,5 MeV dont les trajectoires font entre elles un angle défini, voisin de 180° .

Un détecteur à scintillations sensible aux particules α d'un faisceau délimité par un diaphragme délivre une impulsion électrique, qui repère l'instant d'émission d'un neutron à l'intérieur d'un cône défini. Après diffusion par un noyau de la cible étudiée, le neutron parcourt une distance fixe avant d'être détecté (fig. 1). Le temps t mis par un neutron pour parcourir L dépend de son énergie E , suivant la relation :

$$t = 72,3 \frac{L}{E} \quad \begin{aligned} [t] &= 10^{-9} \text{ sec} = \text{ns} ; \\ [E] &= \text{MeV} ; \\ [L] &= \text{m}. \end{aligned}$$

Ainsi des neutrons de 14 et 6 MeV parcourent un mètre respectivement en 19,4 et 29,5 ns. La mesure de l'intervalle de temps séparant l'émission d'un neutron de l'instant de sa détection permet de connaître son énergie.

Le circuit de mesure du temps de vol, de conception relativement simple, est basé sur l'emploi de diodes comme élément de commutation rapide [2]. Par des circuits de mise en forme, les impulsions électriques délivrées par les détecteurs α et n sont transformées en impulsions rectangulaires d'amplitude et de durée définies qui parviennent par des câbles coaxiaux aux deux entrées du circuit de conversion temps-amplitude, représenté sur la figure 2. Au repos, les diodes D_1 et D_2 conduisent un courant égal d'intensité I . Polarisée par une tension judicieusement choisie, V_b , la diode D_3 est coupée au repos : elle le demeure lors de l'application

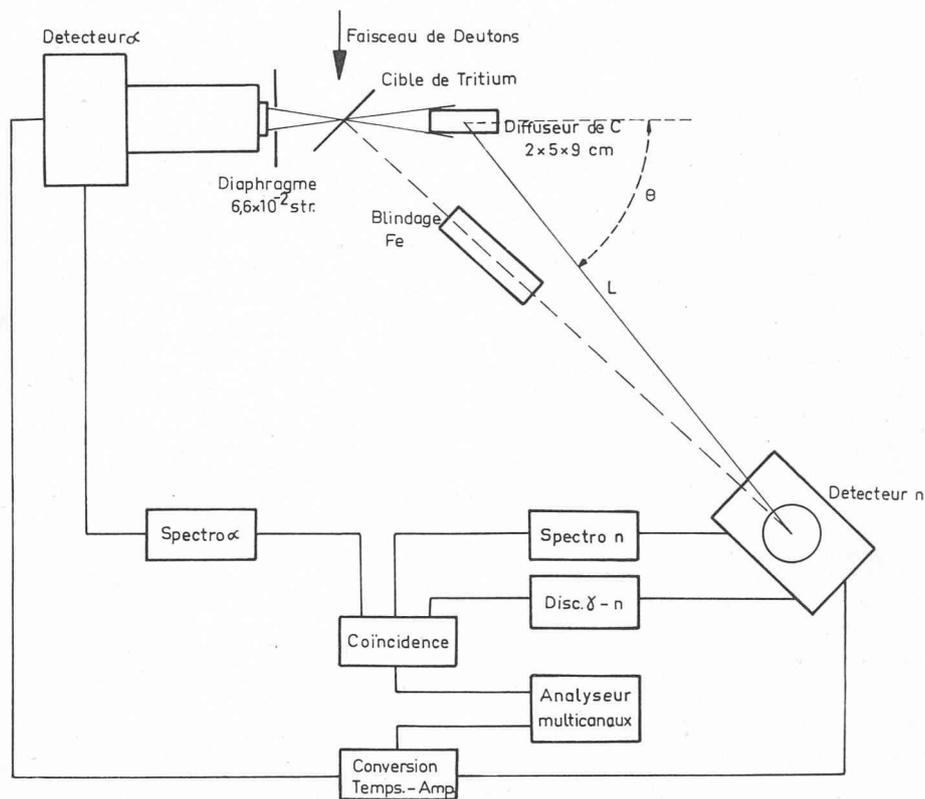


Fig. 1. — Schéma fonctionnel de l'expérience.

d'une impulsion d'un seul côté du circuit qui n'a pour effet que de commuter la totalité du courant $2I$ dans l'autre diode. Par contre, si deux impulsions sont présentes simultanément aux deux entrées, le courant constant $2I$ charge à travers D_3 la capacité C aux bornes de laquelle apparaît une impulsion d'amplitude proportionnelle à la durée de superposition des deux impulsions d'attaque. La résolution temporelle intrinsèque de cet élément de circuit, mesurée à l'aide d'un générateur d'impulsions à court temps de montée (inférieur à 1 ns), est de $4 \cdot 10^{-11}$ sec, sa stabilité de l'ordre de 1‰ et sa linéarité meilleure que 1%. Augmentée par la dispersion du parcours des neutrons suivant le lieu de leur diffusion et de leur détection, cette résolution temporelle est de 2,2 ns dans les conditions d'utilisation (scintillateur cylindrique $\varnothing 2'' \times 2''$).

Au convertisseur temps-amplitude sont associés divers circuits ; d'une part les voies spectrométriques (spectro) (fig. 1), constituées d'amplificateurs et de discriminateurs, rejettent toutes les impulsions parasites dues au bruit de fond des détecteurs, d'autre part le circuit de discrimination $\gamma - n$ élimine les impulsions du détecteur de neutrons provoquées par des rayons γ toujours présents en grand nombre dans ces expériences. La lumière émise lors d'une scintillation succède à l'excitation provoquée par la particule chargée rapide et décroît en intensité exponentiellement avec une constante de temps caractéristique du milieu détecteur ; cette impulsion lumineuse est transformée en une impulsion de courant électrique, de forme approximativement semblable, par un tube photomultiplicateur. De récentes mesures ont montré que les scintillations sont consti-

tuées de plusieurs composantes, en général deux, caractérisées par des constantes de temps distinctes qui correspondent à des modes d'excitation différents [3]:

$$I(t) = ae^{-t/\tau_1} + be^{-t/\tau_2}$$

Le rapport $\frac{b}{a}$ des intensités lumineuses émises selon

les deux constantes de temps dépend, dans certains cas, de l'ionisation spécifique de la particule détectée. Tenant compte du fait que les rayons γ sont détectés dans un scintillateur organique par l'intermédiaire d'électrons Compton faiblement ionisants et les neutrons par des protons de recul fortement ionisants, une discrimination entre γ et n est réalisable par analyse de la forme de l'impulsion de courant délivrée par le photomultiplicateur. Par exemple, pour la solution scintillante NE 213,

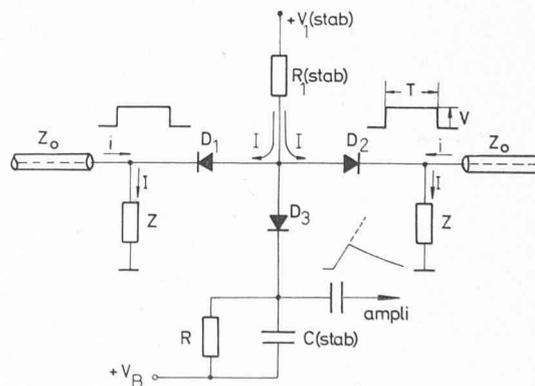


Fig. 2. — Schéma du convertisseur temps-amplitude.

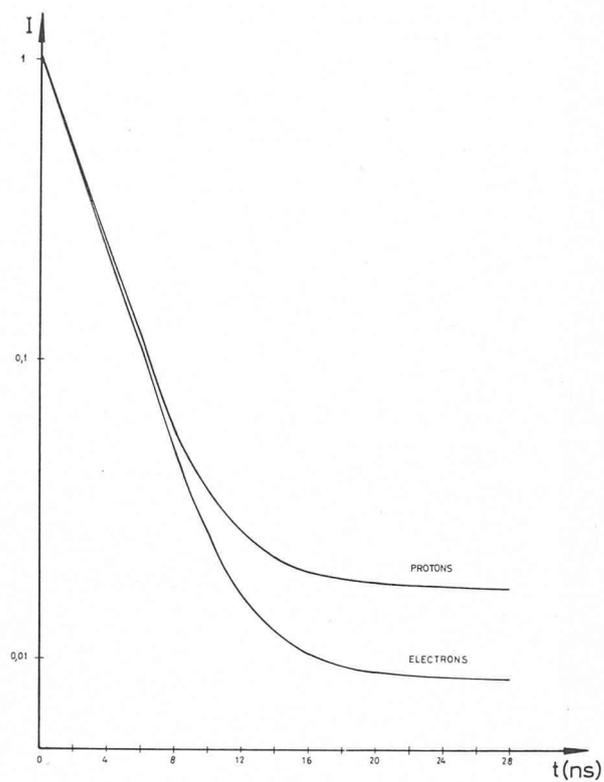


Fig. 3. — Forme des impulsions de scintillation dues aux protons et aux électrons.

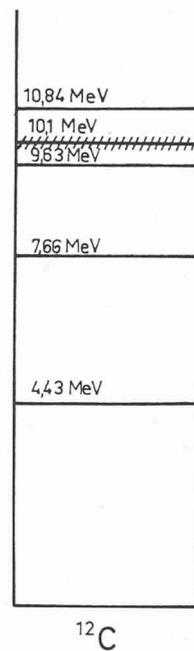


Fig. 4. — Niveaux d'excitation nucléaire du carbone 12.

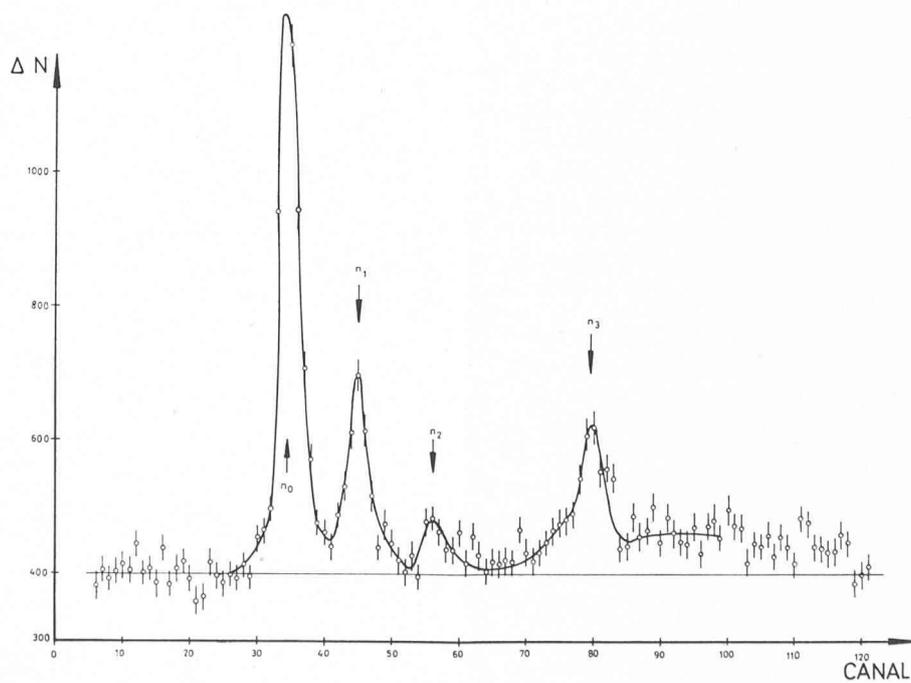


Fig. 5. — Spectre de temps de vol à 90° du faisceau incident dans le laboratoire.

dont les constantes de temps sont $\tau_1 = 2$ ns et $\tau_2 = 200$ ns, le rapport $\frac{b}{a}$ vaut 1 % pour des électrons et 2 % pour des protons (fig. 3). Le circuit d'analyse réalisé permet par exemple de rejeter 90 % des scintillations résultant de la détection de γ de 1 MeV, tandis que la perte d'efficacité de détection des neutrons n'excède pas 6 %, le seuil de détection des protons de recul étant fixé par la voie spectrométrique à 500 KeV.

Le signal de coïncidence qui résulte de ces divers contrôles commande l'enregistrement de l'impulsion de conversion temps-amplitude par l'analyseur à 200 canaux, qui classe et totalise les impulsions selon leur amplitude.

Dans l'état fondamental du noyau, la cohésion des nucléons (protons et neutrons) qui le constituent résulte d'une énergie de liaison maximale. Des états excités de durées de vie extrêmement brèves correspondant à des énergies de liaison plus faibles peuvent résulter du bombardement du noyau par des particules énergétiques. Les trois premiers états excités du ^{12}C sont caractérisés par des énergies de liaison de 4 à 10 MeV inférieures à celle de l'état fondamental (fig. 4). Dans les diffusions dites inélastiques, le neutron fournit au noyau une partie de son énergie ; sa vitesse, après l'interaction, sera d'autant plus faible qu'il l'aura excitée à un niveau plus élevé. Le spectre de la figure 5 représente le nombre de neutrons détectés en fonction de leur temps de vol ; quatre pics distincts y apparaissent. Les neutrons diffusés élastiquement, qui n'excitent pas le noyau de carbone, atteignent le plus rapidement le détecteur, ils forment le pic n_0 . Les autres pics n_1, n_2, n_3 résultent de diffusions inélastiques qui ont laissé le noyau résiduel de carbone dans un des états excités.

La mesure d'un spectre de temps de vol ne révèle de la structure du noyau que les valeurs possibles des énergies d'excitation (fig. 4). Par contre, on peut mesurer la variation de la probabilité de diffusion sur chaque niveau en fonction de l'angle θ (fig. 1). Ces distributions angulaires comparées aux prévisions théoriques permettent de tester la validité des modèles suggérés pour représenter les propriétés du noyau.

Dans le modèle du noyau composé, proposé par Niels Bohr, on considère que la particule incidente forme avec le noyau cible un noyau composé intermédiaire fortement excité, se désintégrant rapidement en 10^{-18} sec par émission d'une particule. Appliqué à la diffusion inélastique des neutrons, ce modèle laisse prévoir une distribution angulaire dans le référentiel du centre de masse, symétrique par rapport à 90° de la direction du neutron incident. La distribution angulaire des diffusions laissant le C excité sur le second niveau (fig. 6) ne présente pas cette particularité. On constate en effet que la diffusion se produit de préférence sous de petits angles. Ce fait suggère un mécanisme d'interaction directe s'effectuant beaucoup plus rapidement, en un

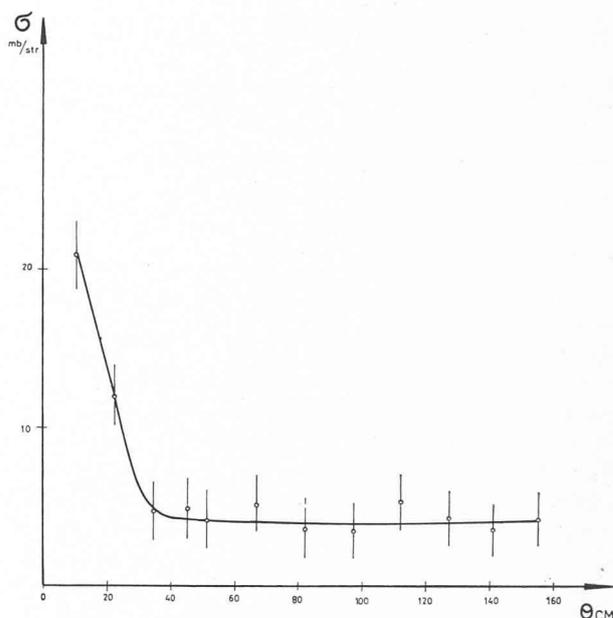


Fig. 6. — Probabilité de diffusion sur le second niveau d'excitation (7,66 MeV) en fonction de l'angle de diffusion θ_{CM} dans le référentiel du centre de masse.

temps de l'ordre de 10^{-22} sec, qui correspond à la durée de passage du projectile à travers le noyau. Pendant cette interaction, le neutron échange une partie de son énergie avec un nucléon ou un groupe de nucléons du noyau cible.

Ces recherches ont été entreprises par un groupe de physiciens avec l'active collaboration de MM. G. A. Grin, J. C. Alder, B. Vaucher, A. Henchoz et J. F. Loude, et sont poursuivies pour d'autres interactions nucléaires des neutrons rapides. Elles n'ont été possibles que grâce à l'appui financier du Fonds national suisse de la recherche scientifique, dans des locaux provisoires loués par l'Etat de Vaud en attendant que des salles mieux adaptées soient disponibles.

RÉFÉRENCES

- [1] Diverses publications dans ce domaine sont parues récemment, par exemple :
J. D. ANDERSON et coll. *Phys. Rev.* **111** (1958), 572.
J. RETHMEIER et coll. *Nucl. Instr. and Meth.* **17** (1962), 273.
J. RETHMEIER et coll. *Nucl. Phys.* **38** (1962), 322.
R. BOUCHEZ, J. DUCLOS, P. PERRIN. *Nucl. Phys.* **43** (1963), 623.
C. JOSEPH, G.-A. GRIN, J. C. ALDER, B. VAUCHER, J. F. LOUDE. *H.P.A.* **36** (1963), 494.
- [2] G. A. GRIN, C. JOSEPH, J. C. ALDER, B. VAUCHER. *H.P.A.* **34** (1961), 490.
G. A. GRIN, C. JOSEPH. *Nucl. Instr. and Meth.* **24** (1963), 331.
- [3] R. B. OWEN. *Trans. IRE Nucl. Science NS-5* (1958), 198.
R. BATCHELOR et coll. *Nucl. Instr. and Meth.* **8** (1960), 146.