

**REMARQUES SUR QUELQUES RÉACTIONS NUCLÉAIRES  
PAR INTERACTION DIRECTE AUX ÉNERGIES D'UNE CENTAINE DE MeV**

Par M<sup>me</sup> P. BENOIST-GUEUTAL,  
Laboratoire de Physique Nucléaire, Orsay, Seine-et-Oise.

**Résumé.** — La possibilité d'obtenir des renseignements sur la distribution des quantités de mouvement et sur les corrélations entre paires de nucléons dans les noyaux, à l'aide des réactions nucléaires par interaction directe aux énergies d'une centaine de MeV est discutée. Les réactions considérées sont les réactions (p, 2p), (p, pn), (p, d), (p, dn) et (p, dp).

**Abstract.** — The nuclear reactions (p, 2p), (p, pn), (p, d), (p, dn) and (p, dp) in the energy range around 150 MeV are analysed from the point view of the momentum distribution of nucleons in nuclei.

**I. Distribution des quantités de mouvement des nucléons dans les noyaux.** — Lorsque l'énergie d'un proton (ou d'un neutron) incident sur un noyau est suffisamment grande pour que la longueur d'onde associée à son mouvement soit inférieure à la distance moyenne entre les nucléons du noyau, on admettra que ce proton peut, dans une unique interaction avec la matière nucléaire, partager, dans le système du centre de masse du noyau, son énergie et sa quantité de mouvement avec un seul des nucléons, le reste du noyau cible n'étant pas perturbé (approximation « impulse »). La réaction peut alors être assimilée à la collision de deux nucléons libres. Toutefois le nucléon cible a, au moment de l'interaction une quantité de mouvement  $\hbar q$  en général différente de zéro. La probabilité  $N^M(q) dq$  qu'un nucléon, dans un état du noyau de moment angulaire total ( $J, M$ ) ait une quantité de mouvement comprise entre  $\hbar q$  et  $\hbar(q + dq)$  peut être définie à partir de la fonction d'onde  $\psi^M(r_1, \sigma_1, \tau_1; 2; 3; \dots A)$  de cet état.  $r_1, \sigma_1, \tau_1$  sont respectivement les variables d'espace de spin et d'isospin du nucléon 1; 2; 3; ...  $A$ , représentant l'ensemble de ces variables pour les nucléons 2 ...  $A$ .

On a :

$$N^M(q) = \int |A^M|^2 d\sigma_1 d\tau_1 d2 \dots dA$$

$$A^M(q; \sigma_1 \tau_1; 2; \dots A)$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \psi^M(r_1 \sigma_1 \tau_1; 2; \dots A) e^{-iqr_1} dr_1.$$

Il résulte de cette définition et de la normalisation  $\langle \psi^M | \psi^M \rangle = 1$  que :

$$\int N^M(q) dq = 1.$$

Si la projection  $M$  de  $J$  n'est pas observée, on

considèrera une distribution moyenne  $N_J(q)$  des quantités de mouvements

$$N_J(q) = \frac{1}{2J+1} \sum_M N^M(q)$$

$N_J(q)$  ne dépend que de la longueur  $q$  du vecteur  $q$ . Si l'on admet pour décrire l'état  $\psi_J$  la validité d'un modèle à particules indépendantes dans un potentiel central,  $N_J(q)$  s'exprimera en fonction des distributions moyennes des quantités de mouvement pour chaque état individuel ( $nl$ ) dont la fonction d'onde radiale est  $f_{nl}(r)$

$$N_{nl}(q) = \frac{4\pi}{(2\pi)^3} \left| \int f_{nl}(r) j_l(qr) r^2 dr \right|^2.$$

Si  $l = 0$ ,  $N_{nl}(q)$  est maximum pour  $q = 0$ ; si  $l \neq 0$ ,  $N_{nl}(q)$  est nulle pour  $q = 0$

La figure 1 donne  $Ns(q)$ ,  $2Np(q)$  et

$$3N(q) = Ns(q) + 2Np(q)$$

pour l'état fondamental  $(1s)^4 (1p_{3/2})^8$  du  $^{12}\text{C}$  calculées dans un modèle d'oscillateur harmonique en fonction de  $x = q^2/v$ .  $\hbar^2 v/m$  est le quantum de l'oscillateur harmonique et vaut 15,5 MeV en adoptant pour  $v$  la valeur déterminée par les expériences de diffusion élastique des électrons [1]. L'énergie cinétique correspondant à la quantité de mouvement  $\hbar q$  est donc  $E = \hbar^2 q^2/2m = 7,8 x \text{ MeV}$ . Les unités sur la figure 1 sont arbitraires mais la normalisation de  $Ns(q)$ ,  $Np(q)$  et  $N(q)$  est la même. Ces courbes ne sont données qu'à titre indicatif, pour permettre une discussion qualitative car on a certaines raisons de penser que les distributions réelles diffèrent de celles données par ce simple modèle. En effet les travaux de Brueckner et al. [2] sur les propriétés de la matière nucléaire montrent, tout en justifiant l'utilisation d'un modèle à particules indépendantes, que l'on doit prendre un potentiel moyen différent pour chaque état indivi-

duel. En particulier les couches internes (état  $1s$ ) sont repoussées vers l'intérieur du noyau ce qui correspond à une distribution des quantités de mouvement relativement plus étalée. Sur la figure 1

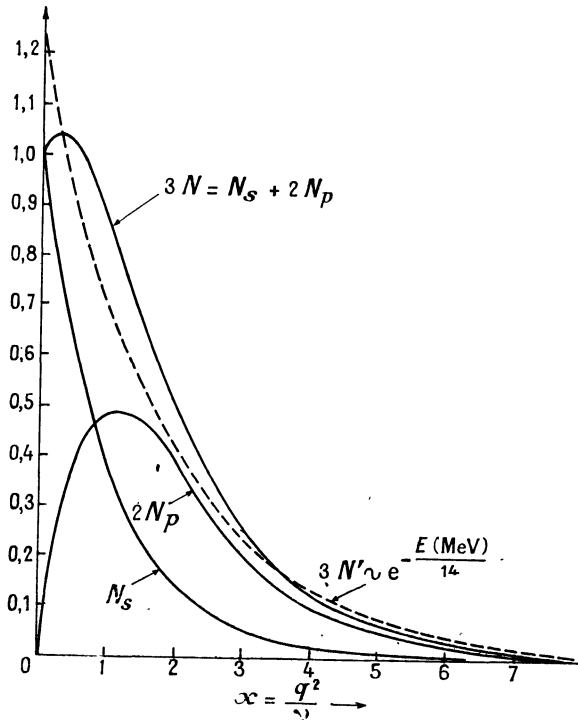


FIG. 1.

a été également représentée une distribution en  $\exp\left[-\frac{E(\text{MeV})}{14}\right]$  déterminée empiriquement par Greider [3] pour interpréter les résultats de la réaction  $^{12}\text{C}(p, d)^{11}\text{C}$  à 95 MeV et 145 MeV. Cette distribution a été ici normalisée comme  $3N(q)$ . Elle donne aux grandes valeurs de  $q^2$  un poids plus important que la distribution du modèle d'oscillateur harmonique. Cette différence est en général interprétée comme une conséquence des interactions résiduelles entre les nucléons dans la matière nucléaire qui introduisent des effets de corrélations.

## II. Réactions sur un nucléon « quasi-libre ».

Nous nous intéresserons plus particulièrement ici aux réactions nucléaires par interaction directe susceptibles de donner une information sur  $N(q)$ . Si à l'issue d'un premier choc les deux nucléons (proton incident et nucléon cible) ont l'un et l'autre assez d'énergie pour sortir du noyau sans nouvelle interaction, c'est-à-dire lors des réactions (p, 2p), (p, pn) et (p, d) la mesure des quantités de mouvement initiales et finales permet de déterminer la valeur correspondante de  $q$  pour le nucléon cible. Si  $\hbar k_0$ ,  $\hbar k_1$ ,  $\hbar k_2$  et  $\hbar K$  sont respecti-

vement les quantités de mouvement relatives du proton incident, des nucléons et du deuteron émis par rapport au centre du noyau, on a les relations de conservation

$$k_0 + q = k_1 + k_2 \text{ pour (p, 2p) et (p, pn)} \quad (1a)$$

$$k_0 + q = K \text{ pour (p, d).} \quad (2a)$$

Pour qu'il en soit réellement ainsi, il faut que les effets de réflexion et de réfraction à la surface du noyau des ondes incidentes et sortantes soient négligeables. Sinon les directions apparentes des vecteurs d'ondes seront différentes des directions réelles au moment du choc et l'on commettra une erreur sur la détermination de  $q$ . Si les effets d'absorption dans la matière nucléaire sont également négligeables la section efficace des réactions 1 et 2 est égale à la section efficace dans le laboratoire du processus élémentaire sur un nucléon libre de quantité de mouvement  $\hbar q$  pondérée par  $XN(q)$ ,  $X$  étant le nombre de protons ou de neutrons du noyau. On peut donc ainsi obtenir une détermination directe de  $N(q)$ . Toutefois cette simple approximation de Born conduit, pour la réaction  $^{12}\text{C}(p, d)^{11}\text{C}$  à 95 MeV à une distribution de la forme  $\exp[-E/7] + 0,15 \exp(-E/50)$  alors qu'en tenant compte de la perturbation des ondes incidentes et sortantes par un potentiel moyen complexe Greider [3] obtient un accord avec l'expérience à 95 MeV et 145 MeV avec la distribution en  $\exp[-E/14]$  citée précédemment qui donne moins d'importance aux grandes quantités de mouvement. Cependant, bien que l'approximation de Born ne permette pas, aux énergies d'une centaine de MeV, d'obtenir avec précision  $N(q)$  elle reste utile par sa simplicité pour une discussion qualitative des phénomènes.

Dans les réactions 1 et 2 les vecteurs d'onde des particules initiales et finales sont reliés par les équations de conservation de l'énergie

$$k_0^2 = k_1^2 + k_2^2 + \varepsilon \quad (1b)$$

$$k_0^2 = \frac{K^2}{2} + \varepsilon - B \quad (2b)$$

$\varepsilon$  et  $B$  étant respectivement, en unités  $\hbar^2/2m$ , l'énergie nécessaire pour arracher un nucléon du noyau cible et l'énergie de liaison du deuteron. Dans le cas du  $^{12}\text{C}$ , et dans le cadre d'un modèle à particules indépendantes il y a deux valeurs possibles de  $\varepsilon$ ,  $\varepsilon_s$  et  $\varepsilon_p$  correspondant aux énergies de liaison des nucléons  $s$  et  $p$ . Plusieurs séries d'expériences sur la réaction p, 2p [5 à 9] ont en effet montré, lorsqu'on mesure la section efficace en fonction de  $k_1^2 + k_2^2$  pour une position donnée des deux détecteurs, deux pics bien marqués attribués respectivement à l'éjection d'un nucléon  $s$  et d'un nucléon  $p$ . En faisant varier les positions des détecteurs pour une valeur donnée de  $k_1^2 + k_2^2$  on peut donc, en principe, obtenir séparément les distri-

butions  $Ns(q)$  et  $Np(q)$ . Il est possible de satisfaire aux équations (1a) et (1b) avec  $q = 0$ . D'après la forme suggérée pour  $N(q)$  par la figure 1 et si l'on suppose peu variable la section efficace de collision nucléon-nucléon libre, les valeurs de  $k_1$  et  $k_2$  pour  $q = 0$  sont donc associées aux maxima de la section efficace de la réaction 1. Ces valeurs de  $k_1$  et  $k_2$  si  $\varepsilon$  est petit devant  $k_0^2$ , sont voisines de celles de la collision nucléon-nucléon libre dans le laboratoire :  $k_1 k_2 = 0$  et  $k_1^2 = k_0^2 \cos^2 \theta_1$ ,  $\theta_1$  étant l'angle de  $k_1$  avec  $k_0$ .

Les relations (2a) et (2b) déterminent  $q^2$  en fonction de l'angle d'émission  $\theta$  du deuteron.

$$q^2 = 3k_0^2 - 2(\varepsilon - B) - 2k_0 \sqrt{2k_0^2 - 2(\varepsilon - B)} \cos \theta \quad (2')$$

$q^2$  augmente quand  $\theta$  et  $k_0^2$  augmentent. En considérant que les variations de  $N(q)$  commandent celles de la section efficace de la réaction de « pick-up », la relation (2') explique que cette section efficace décroisse avec l'énergie incidente et l'angle d'émission du deuton. Les réactions (pd) ne permettent pas, d'autre part, d'obtenir de renseignements sur  $N(q)$  pour  $q < q_{\min}$ ,  $q_{\min}$  étant obtenu pour  $\theta = 0^\circ$ .  $\hbar^2 q_{\min}^2 / 2m$  vaut respectivement 16 MeV et 40 MeV pour des protons de 150 MeV et 300 MeV incidents sur le  $^{12}\text{C}$ . Les nucléons  $p$  doivent donc jouer un rôle plus important à ces énergies que les nucléons  $s$ , d'autant plus que l'absorption du deuton dans la matière nucléaire défavorise la capture des neutrons  $s$ , situés en moyenne au cœur du noyau.

Les réactions de « pick-up » aux énergies d'une centaine de MeV devraient en résumé permettre de mieux étudier les corrélations qui se manifestent par l'existence de grandes quantités de mouvement que les réactions (p, 2p) ou (p, pn) qui sont maximum pour  $q$  voisin de zéro et ne pourront pas donner des renseignements très précis sur les grandes quantités de mouvement.

**III. Réactions p, dp et p, dn.** — Toutefois l'existence des corrélations semble pouvoir être mise en évidence plus directement par les réactions (p, dp) ou (p, dn). La production de deutons par des protons de 155 MeV incidents sur une cible de  $^{12}\text{C}$  et de  $^{197}\text{Au}$  a été étudiée expérimentalement à Orsay par P. Radvanyi et J. Génin [10] en fonction de l'énergie des deutons émis à différents angles. Dans le cadre d'un modèle à particules indépendantes pour le noyau cible, ces réactions résultent nécessairement d'un processus du deuxième ordre que nous appellerons le « pick-up indirect » : la première étape est une collision nucléon-nucléon ; un des deux nucléons en résultant sort du noyau et l'autre capture dans une deuxième étape un nucléon d'isospin opposé pour former un deuteron. Cependant, si l'on suppose l'existence dans la matière nucléaire de sous-structures éphémères compa-

rables à un deuteron la réaction peut être considérée comme un processus du premier ordre que nous appellerons le « knock-out » analogue à une collision proton deuton libre. Ces deux mécanismes pouvant entrer en compétition, on ne pourra obtenir de renseignements sur l'existence des sous-structures que si le P. U. I. est moins important où si les conditions expérimentales permettent de séparer les deux phénomènes.

La production de deutérons aux énergies de quelques centaines de MeV a été étudiée théoriquement par plusieurs auteurs, mais en général ceux-ci cherchent à interpréter les résultats expérimentaux en ne considérant qu'un seul des mécanismes. Hess et Moyer [11] utilisent une formule semi-phénoménologique basée sur le « pick-up indirect ». Brandsen [12], Beltrametti et Tomasini [13] n'étudient que le « knock-out ». Pasquier [14] et d'Hulst [15] pour interpréter les expériences de Radvanyi et Génin ont utilisé principalement le « pick-up indirect » et Pasquier a tenté une estimation de l'importance relative des deux mécanismes.

Pour les réactions (p — dp) et (p — dn), les équations de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie en approximation « impulse » s'écrivent :

$$\begin{cases} k_0 + Q = K + k_1 \\ k_0^2 = \frac{K^2}{2} + k_1^2 + \varepsilon' \end{cases} \quad (3)$$

où  $\hbar Q$  est la somme  $\hbar(q_1 + q_2)$  des quantités de mouvement des deux nucléons du noyau qui ont participé à la réaction.

Si l'on écrit, en approximation de Born, la section efficace de la réaction de « knock-out », où l'on suppose l'existence de sous-structures introduites sous forme de corrélations de paires, elle fait apparaître la distribution  $P(Q)$  dans le noyau cible de la quantité de mouvement d'une paire de nucléons.  $P(Q)$  ayant comme  $N(q)$  un maximum pour les faibles valeurs de  $Q$ , la production de deutons au voisinage du maximum de la section efficace d'une réaction de « knock-out » doit être analogue à la diffusion des deutons dans le laboratoire lors de la collision élastique des protons sur le deutérium [16]. Pour chaque valeur de  $\theta$ , la position en énergie du maximum du spectre des deutons, ainsi que la direction du nucléon en coïncidence sont données par les relations (3) avec  $Q = 0$ . L'émission vers l'avant résulte du « pick-up » d'un neutron de la paire par le proton incident, son importance diminue quand l'angle  $\theta$  de la direction du deuton augmente. Pour  $\theta > \sim 30^\circ$  le phénomène prépondérant est la réelle diffusion élastique du proton sur une paire (np), son importance augmente quand  $\theta$  augmente jusque vers  $90^\circ$ .

Dans le cas du « pick-up indirect » si l'on admet la conservation de l'énergie dans l'étape inter-

médiaire, on ne peut avoir  $Q = 0$ . Il faut satisfaire à la fois aux relations (1), (2) et (3) et la valeur minimum de  $Q$  est donnée par les relations (2) en fonction de l'énergie du nucléon intermédiaire calculée en faisant  $q_1 = 0$  dans (1a). On obtient dans ces conditions des valeurs différentes aux petits angles d'émission du deuton pour la position en énergie du maximum du spectre et la direction du nucléon en coïncidence. Pasquier [14] a toutefois montré qu'on ne peut pas négliger les états intermédiaires virtuels, favorisés par la possibilité de prendre  $q_1 = q_2 = 0$ . Ils apportent à chaque angle, une contribution supplémentaire au spectre en énergie des deutons ; le maximum en est moins marqué que celui-ci donné par le processus réel et sa position se rapproche de celle correspondant au « knock-out ». Cette contribution supplémentaire est d'environ 20 % dans la région du maximum pour les petites valeurs de  $\theta$  et elle augmente quand l'angle  $\theta$  augmente. Ce résultat est confirmé par les calculs de d'Hulst [15] qui trouve à  $60^\circ$  des contributions équivalentes des processus et

réel virtuels pour le « pick-up indirect ». Dans ces conditions la séparation des deux mécanismes au voisinage du maximum par des considérations « cinématiques » est sensiblement atténuée et ne semble guère possible expérimentalement. Toutefois la variation de la section efficace en fonction de l'angle semble être en meilleur accord avec l'expérience pour le « pick-up indirect » que pour le « knock-out ». Pasquier estime qu'à 156 MeV le « pick-up indirect » est suffisamment important pour rendre compte à lui seul des valeurs expérimentales. Ce résultat n'est pas confirmé par d'Hulst qui trouve à  $60^\circ$  une section efficace environ moitié de la valeur expérimentale. Il est clair que l'étude des réactions (p, dp) ou (p, dn) ne pourra, aux énergies de quelques centaines de MeV, apporter de renseignements sur les corrélations des nucléons dans la matière nucléaire, que lorsqu'on aura avec précision évalué la contribution du « pick-up indirect » en tenant compte des effets d'absorption, de réflexion et de réfraction des ondes dans le noyau.

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] HOFSTADTER (R.), *Rev. Mod. Physics*, 1956, **28**, 214.  
 [2] BRUECKNER (K. A.), LOCKETT (A. M.) et ROTENBERG (M.), *Phys. Rev.*, 1961, **121**, 255.  
 [3] GREIDER (K. A.), *Phys. Rev.*, 1959, **114**, 786.  
 [4] SELOVE (W.), *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 231.  
 [5] TYREN (H.), HILLMAN (P.) et MARIS (Th. A.), *Nucl. Physics*, 1958, **7**, 10.  
 [6] GOODING (T. J.) et PUGH (H. G.), *Nucl. Physics*, 1960, **18**, 46.  
 [7] GOTTSCHALK (B.) et STRAUCH (K.), *Phys. Rev.*, 1960, **120**, 1005.  
 [8] JACOB (G.), Proceedings of the Kingston Conference, 1960, p. 429.  
 [9] GARRON (J. P.), JACMART (J. C.), RIOU (M.) et RUHLA (C.). Ce colloque, p. 622.  
 [10] RADVANYI (P.), GÉNIN (J.), BRISAUD (I.) et DETRAZ (C.). Ce colloque, p. 615.  
 [11] HESS (W. N.) et MOYER (B. J.), *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 337.  
 [12] BRANSDEN (B. H.), *Proc. Phys. Soc.*, 1952, **65 A**, 738.  
 [13] BELTRAMETTI (F. G.) et TOMASINI (G.), *Nuovo Cimento*, 1960, **18**, 678.  
 [14] PASQUIER (R.), Thèse 3<sup>e</sup> cycle, Paris, 1961.  
 [15] D'HULST, Thèse 3<sup>e</sup> cycle, Strasbourg, 1961.  
 [16] POSTMA (H.) et WILSON (R.), *Phys. Rev.*, 1961, **121**, 1229.