



HAL
open science

Mécanisme de la réaction ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, \alpha){}^8\text{Be}(\text{o})$ et résonances géantes isoscalaires du ${}^{12}\text{C}$

B. Bilwes, R. Bilwes, J.L. Ferrero, A. Garcia

► **To cite this version:**

B. Bilwes, R. Bilwes, J.L. Ferrero, A. Garcia. Mécanisme de la réaction ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, \alpha){}^8\text{Be}(\text{o})$ et résonances géantes isoscalaires du ${}^{12}\text{C}$. *Journal de Physique*, 1978, 39 (8), pp.805-814. 10.1051/jphys:01978003908080500 . jpa-00208817

HAL Id: jpa-00208817

<https://hal.science/jpa-00208817>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification
 Physics Abstracts
 21.10H — 21.10J — 25.60

MÉCANISME DE LA RÉACTION ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, \alpha){}^8\text{Be}(\text{O})$ ET RÉSONANCES GÉANTES ISOSCALAIRES DU ${}^{12}\text{C}$

B. BILWES, R. BILWES

C.R.N. et U.L.P., Basses Energies, 67037 Strasbourg Cedex, France

J. L. FERRERO et A. GARCIA

Instituto de Fisica Corpuscular,
 Facultad de Ciencias, Universidad de Valencia, Espagne

(Reçu le 3 janvier 1978, révisé le 3 avril 1978, accepté le 2 mai 1978)

Résumé. — La réaction ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, \alpha){}^8\text{Be}(\text{O})$ a été étudiée entre 4 et 10 MeV. L'analyse des courbes d'excitation et des distributions angulaires met en évidence la prépondérance d'un mécanisme de noyau composé en dessous de 7 MeV et un mécanisme de pick-up d'un neutron $j = 3/2$ aux énergies incidentes supérieures à 7 MeV. La compilation des résultats acquis dans le domaine d'excitation du ${}^{12}\text{C}$ et en particulier sur les résonances géantes multipolaires du ${}^{12}\text{C}$ permet d'interpréter la structure résonnante observée à 29,5 MeV par l'excitation de composantes isoscalaires ($3^-, 4^+$) de ces résonances.

Abstract. — The excitation functions and angular distributions of the differential cross sections of the ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, \alpha){}^8\text{Be}(\text{O})$ reaction have been measured at bombarding energies between 4 and 10 MeV. The experimental data show a resonance like structure at 29.5 MeV in ${}^{12}\text{C}$ and the existence of a pick-up mechanism of a $j = 3/2$ neutron for energies greater than 7 MeV. The compilation of experimental and theoretical data in the high excitation region of ${}^{12}\text{C}$, especially for multipolar giant resonances allows the observed structure to be explained by the excitation of the isoscalar components ($3^-, 4^+$) of these resonances.

Introduction. — Le mécanisme de la réaction ${}^9\text{Be} + {}^3\text{He} \rightarrow 3\alpha$ a suscité l'intérêt de plusieurs auteurs dans des optiques différentes. Certains se sont attachés à mettre en évidence des processus séquentiels, à étudier les caractéristiques des états du ${}^8\text{Be}$ ainsi formés, et à comparer l'intensité de ces processus entre eux, ainsi qu'au processus en une étape [1-7]. D'autres ont cherché à estimer l'importance des termes d'ordre supérieur dans l'interaction à deux corps [8] et des composantes à trois corps des interactions nucléaires [9].

Plusieurs, parmi ces auteurs, indiquent une contribution possible de mécanismes de noyau composé, mais ne donnent pas d'éléments quantitatifs et n'étaient pas cette hypothèse par une étude systématique en fonction de l'énergie incidente.

D'autre part, dans l'étude du mécanisme de la réaction séquentielle ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, \alpha){}^8\text{Be}$ (doublet 1^+), nous avons été amenés à faire l'hypothèse de la contribution d'une résonance $T = 0$ dans le ${}^{12}\text{C}$ pour des énergies incidentes de 4 et 5 MeV [10]. En effet, à ces énergies, il n'est pas possible de rendre compte,

par un mécanisme de pick-up $l = 1$, du rendement correspondant au niveau de 18,15 MeV, qui a une forte composante $T = 0$. Par contre, ce mécanisme est bien adapté à d'autres énergies incidentes et pour le niveau de 17,64 MeV, essentiellement $T = 1$.

Le présent travail a pour but de justifier cette hypothèse et d'essayer de déduire les caractéristiques d'une telle résonance. Pour cela, nous avons mesuré dans le même domaine d'énergie incidente, la section efficace de la réaction ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, \alpha){}^8\text{Be}(\text{O}^+)$, réaction sélective en spin isotopique pour le ${}^{12}\text{C}$.

1. Méthode expérimentale. — Les mesures ont été effectuées à l'aide du Van de Graaff, 7 MeV du C.R.N. de Strasbourg-Cronenbourg.

Nous avons utilisé trois détecteurs à semi-conducteurs mobiles et un détecteur fixe à 90° . Nous avons déterminé les ouvertures relatives des détecteurs en les plaçant successivement au même angle et en effectuant le rapport des contenus d'une partie des spectres α obtenus dans les mêmes conditions expérimentales. L'énergie des particules α émises varie

très rapidement avec l'angle. De ce fait, et bien que le niveau fondamental du ^8Be soit très étroit (6,5 eV), le pic s'élargit très rapidement. Nous avons donc choisi des angles solides très faibles pour nos détecteurs (5×10^{-4} stéradians) et utilisé des cibles minces ($\sim 2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) de ^9Be évaporé sur des supports de carbone ($\sim 20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$). Ceci nous a obligés à limiter le faisceau à 0,1 μA . La section efficace de la réaction étant faible, les mesures ont nécessité un temps élevé (~ 6 h/point).

Quelles que soient les précautions expérimentales, l'intégration du pic intéressant est difficile. En effet, il est superposé à un fond continu de particules α , fond dont la forme et l'importance dépendent de l'angle et de l'énergie incidente comme le montre la figure 1. Ce fond est dû, d'une part, à la largeur du premier état excité (2^+ , 2,9 MeV, $\Gamma_{\text{cm}} = 1450$ keV), d'autre part, aux continus provenant de la cassure en deux alpha du doublet 2^+ et du niveau à 19,9 MeV du ^8Be (nous avons montré dans un travail antérieur la forte section efficace de cassure de ces niveaux [11] et éventuellement du processus de tripartition en une étape). De plus, bien que le ^{13}C n'intervienne que pour 1,11 % dans le carbone naturel du support, nous avons observé la réaction $^{13}\text{C}(^3\text{He}, \alpha)^{12}\text{C}(\text{O})$ (Fig. 1) dont le pic se déplace autour du pic étudié suivant l'angle et l'énergie incidente et est, dans certains cas, d'intensité comparable.

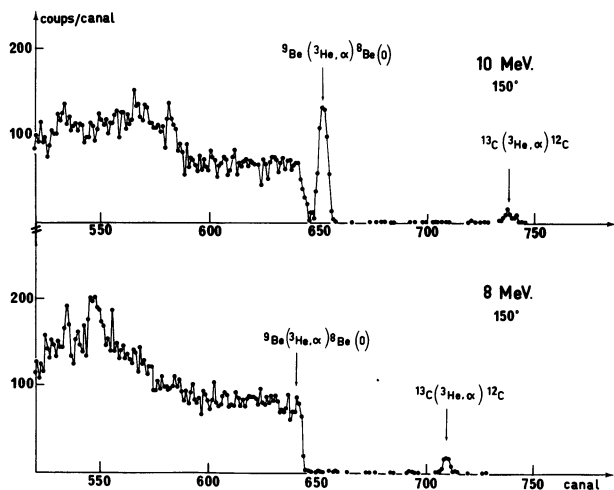


FIG. 1. — Spectres expérimentaux.
[Experimental spectra.]

Afin de pallier ces difficultés, nous avons effectué une analyse globale de la partie du spectre s'étendant autour des alphas de $^8\text{Be}(\text{O})$. Pour cela, dans le domaine d'énergie correspondant à une excitation de ^8Be comprise entre 0 et environ 1 MeV, nous avons représenté les pics correspondant à la formation de $^8\text{Be}(\text{O})$ et $^{12}\text{C}(\text{O})$ par des gaussiennes de même largeur 2σ , le continuum α par une droite coupée du côté hautes énergies par une demi-gaussienne σ et le fond par une composante continue (en pratique

toujours voisine de zéro). La figure 2 donne un exemple de décomposition d'un spectre expérimental.

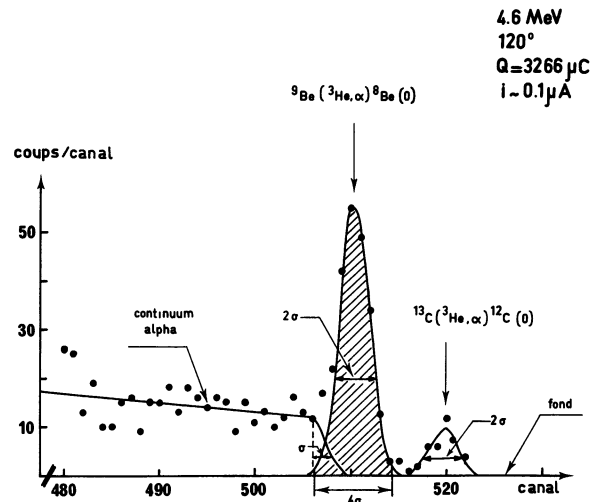


FIG. 2. — Décomposition d'un spectre expérimental. Le domaine d'intégration est hachuré.

[An example of the decomposition of an experimental spectrum. The integration area is shaded.]

L'ajustement des spectres a été fait en utilisant le principe de la méthode de Hooke [12]. Nous avons testé la stabilité de notre fit en agissant sur les valeurs de départ et les pas des différents paramètres. Dans les cas limites où le continuum est accolé au pic $^8\text{Be}(\text{O})$, le fit perd toute stabilité et nous avons supprimé ces mesures.

L'intégration se fait sur 4σ de la gaussienne déterminée par le meilleur ajustement. Les barres d'erreurs attachées aux points expérimentaux représentent l'erreur statistique sur le résultat de l'intégration du spectre expérimental effectuée sur la même largeur, ainsi que l'erreur introduite par la déduction du pic de $^{13}\text{C}(^3\text{He}, \alpha)^{12}\text{C}$, lorsqu'il y a superposition. Cette correction est faite en utilisant suivant l'énergie incidente, soit les mesures de Weller *et coll.* [14], soit celles de Owen *et coll.* [13].

2. Résultats expérimentaux. — La figure 3 donne les résultats obtenus en fonction de l'énergie incidente, les détecteurs étant fixes. Dans ce cas, la mesure de la charge est utilisée pour la normalisation.

Il faut noter sur la courbe à 150° une zone où aucun point n'est reporté. Ceci est lié à la disparition du pic dans le continuum. Les quatre courbes présentent une augmentation caractéristique du rendement dont le maximum se situe entre 4 et 5 MeV d'énergie incidente.

La figure 4 permet de comparer les distributions angulaires que nous avons mesurées dans cette zone d'énergie ainsi qu'à 7 MeV, et celles obtenues à des énergies plus élevées : 9 et 10 MeV (mesures de Roy *et coll.* [9]), 18 MeV (mesures de Artemov *et coll.* [6]),

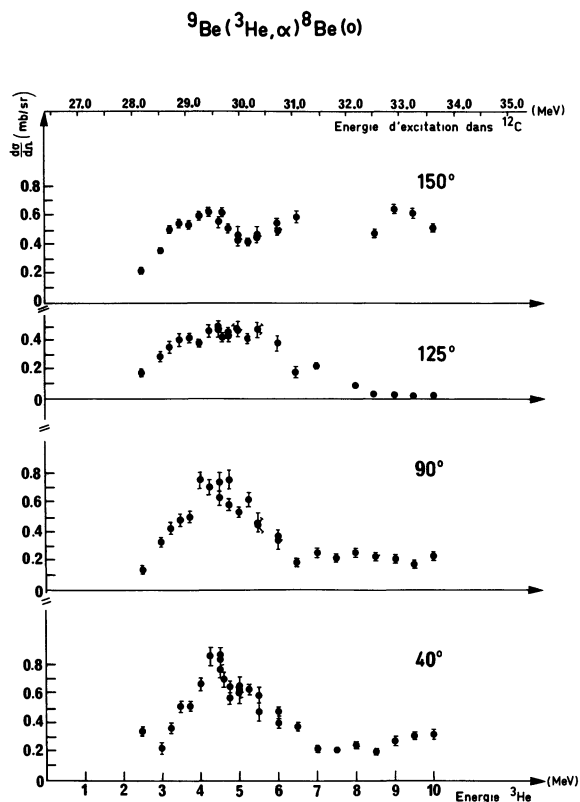


FIG. 3. — Courbes d'excitation.

[Excitation functions.]

ou à des énergies plus faibles : 2 MeV (mesures de Weinman *et coll.* [4]) et 3 MeV (mesures de Dorenbusch *et coll.* [3]). Dans le cas des distributions angulaires, nous avons utilisé une partie du spectre du détecteur fixe (90°) comme moniteur.

Les valeurs absolues des sections efficaces de nos mesures ont été évaluées par référence au rendement de la réaction ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, p){}^{11}\text{B}^*$, mesurée simultanément à 5 MeV. La section efficace différentielle de cette réaction a elle-même été déterminée [15] par comparaison avec le rendement de ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, t){}^9\text{B}(0)$. Pour cette dernière réaction, nous avons utilisé les valeurs données par Earwaker [16]. L'erreur sur les échelles est de 15 % pour les courbes d'excitation et la distribution angulaire à 5 MeV, 17 % pour celles à 4 et 4,3 MeV et 20 % pour les autres.

Les résultats que nous avons obtenus à 7 MeV sont tout à fait compatibles avec ceux de Roy *et coll.* [9] à 9 et 10 MeV. Par contre, à 4 MeV, l'accord avec les mesures de Dorenbusch *et coll.* [3] est moins bon. La divergence semble être liée à l'estimation des fonds.

Nous reportons sur la figure 5 les valeurs des sections efficaces intégrées dans un domaine angulaire commun aux différentes mesures existant dans la littérature (la valeur à 3 MeV est celle de la référence [3] multipliée par le rapport entre nos mesures et celles de ces auteurs à 4 MeV). Les points dessinent

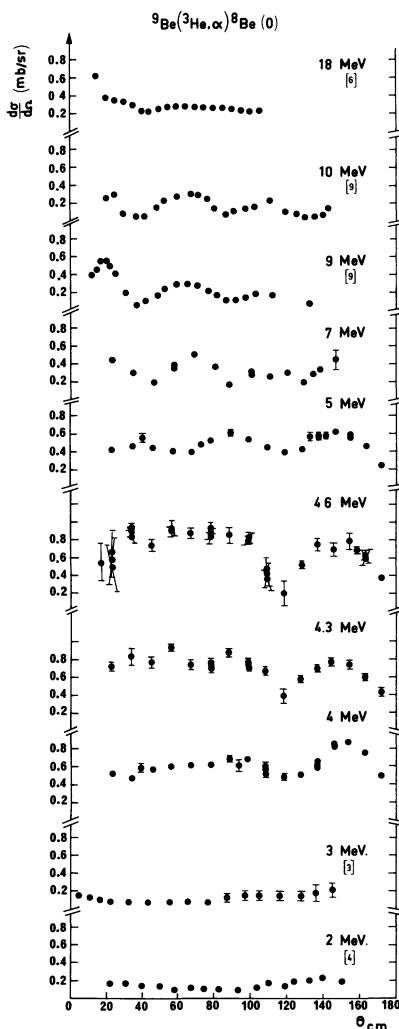


FIG. 4. — Distributions angulaires. Les résultats expérimentaux obtenus par d'autres auteurs sont indiqués par le numéro de la référence correspondante dans la bibliographie.

[Angular distributions. The experimental results obtained by other authors are referenced by numbers in brackets.]

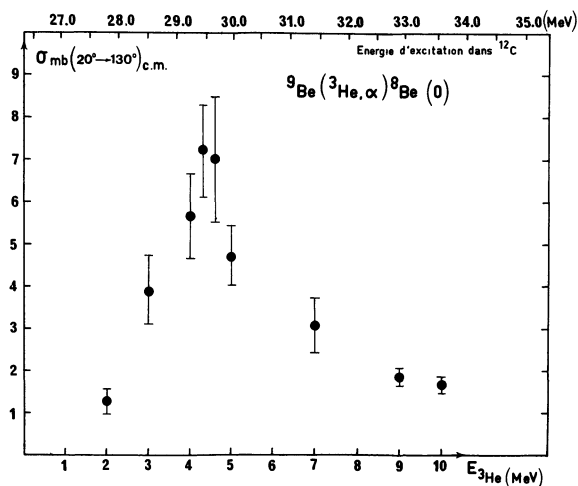


FIG. 5. — Sections efficaces obtenues en intégrant les distributions angulaires entre 20° et 130° dans le système du centre de masse.

[Cross sections (integrated between 20° and 130° c.m.).]

une large bosse dont le maximum est voisin de 29,5 MeV et la largeur de l'ordre de 2 MeV dans le ^{12}C .

Les différentes distributions angulaires ont généralement été interprétées par leurs auteurs, en terme de mécanisme direct : à 3 et 4 MeV, processus de pick-up associé à un *heavy particle stripping*, et aux énergies supérieures ou égales à 9 MeV, par un pick-up d'un neutron $j = 3/2$. A 2 MeV, la distribution angulaire est approximativement symétrique par rapport à 90° et les auteurs hésitent entre les mécanismes de noyau composé et direct. En effet, le bilan élevé de cette réaction leur paraît justifier *a priori* l'existence d'effets directs.

La juxtaposition de ces interprétations et de nos résultats expérimentaux nous permet de supposer l'existence de mécanismes directs et de noyau composé dans la gamme d'énergie considérée, leur proportion relative étant fonction de l'énergie incidente.

Nous allons successivement supposer que la réaction a lieu exclusivement par l'un ou l'autre mécanisme, analyser les résultats expérimentaux dans ce cadre et tenter d'en déduire des éléments quantitatifs.

3. Analyse en mécanisme de noyau composé. —

Une décomposition en polynômes de Legendre a été effectuée pour la plupart des courbes expérimentales reportées sur la figure 4. L'ordre maximum retenu est le premier qui — dans une recherche systématique — permet de reproduire la courbe expérimentale de façon satisfaisante.

On peut distinguer trois domaines d'énergie :

a) 2 MeV. — L'ordre maximum égal à deux est déjà satisfaisant. Le terme pair est plus important que le terme impair. En fait, l'énergie incidente est inférieure à la barrière de Coulomb. Il est donc probable que les effets de noyau composé soient les plus importants.

b) 4 à 5 MeV. — Les courbes ont des allures semblables : à l'avant la distribution est relativement monotone, sauf à 5 MeV où des oscillations apparaissent. A l'arrière, on observe une large structure centrée à 150° quelle que soit l'énergie incidente. L'ordre maximum nécessaire pour reproduire cette

structure est égal à six, comme on peut le voir sur la figure 6. Les coefficients de cette décomposition sont reportés dans le tableau I, A_0 a un comportement résonnant. Les termes impairs sont du même ordre de grandeur que les termes pairs, exception faite des termes A_6/A_0 significativement plus importants.

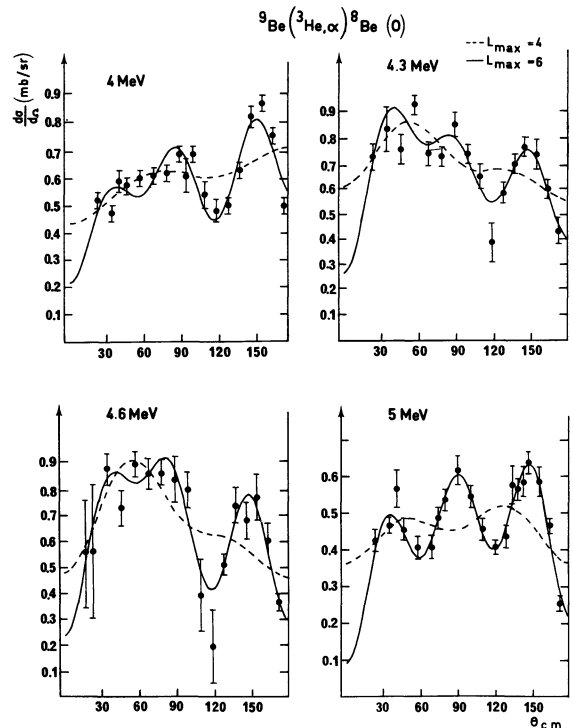


FIG. 6. — Décomposition sur une base de polynômes de Legendre, dont l'ordre maximum est, soit 4 (courbe en tirets), soit 6 (courbes en traits pleins).

[Legendre polynomial decomposition of angular distributions : maximum order 4 (dashed line) or 6 (solid line).]

Ces caractéristiques permettent de supposer une contribution importante du noyau composé. Nous avons tenté de déterminer les paramètres de la résonance.

Le spin de la voie de sortie étant nul, seuls les états de parité naturelle du ^{12}C peuvent être concernés.

TABEAU I

Composantes sur la base des polynômes de Legendre

[Components expressed in Legendre polynomials]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \sum_{l=0}^6 A_l P_l(\cos \theta)$$

Energie	A_0	A_1/A_0	A_2/A_0	A_3/A_0	A_4/A_0	A_5/A_0	A_6/A_0
4,0 MeV	$0,598 \pm 0,008$	$-0,123 \pm 0,022$	$0,027 \pm 0,030$	$-0,281 \pm 0,040$	$0,080 \pm 0,040$	$0,144 \pm 0,048$	$-0,431 \pm 0,052$
4,3 MeV	$0,729 \pm 0,013$	$0,152 \pm 0,028$	$-0,062 \pm 0,038$	$-0,222 \pm 0,050$	$0,115 \pm 0,056$	$-0,030 \pm 0,070$	$-0,378 \pm 0,073$
4,6 MeV	$0,716 \pm 0,020$	$0,204 \pm 0,047$	$-0,127 \pm 0,074$	$-0,396 \pm 0,088$	$0,027 \pm 0,090$	$0,155 \pm 0,103$	$-0,478 \pm 0,086$
5,0 MeV	$0,475 \pm 0,007$	$-0,128 \pm 0,025$	$-0,123 \pm 0,036$	$-0,074 \pm 0,042$	$0,038 \pm 0,050$	$0,073 \pm 0,052$	$-0,597 \pm 0,056$

Si l'on se place dans l'hypothèse d'une résonance isolée, l'ordre maximum de la décomposition en polynômes de Legendre permet de restreindre les valeurs du spin à 3^- et 4^+ . Avec ces hypothèses, nous avons calculé à l'aide des tables de Sharp *et coll.* [17] les valeurs théoriques des composantes sur la base des polynômes de Legendre d'ordre pair et égal à six au maximum, pour les différents jeux (s_1, l_1) possibles pour la voie d'entrée. Pour chacune des valeurs supposées de J , il existe un jeu $(s_1 = 2, l_1 = 4$ pour $J = 3^-$, et $s_1 = 2, l_1 = 3$ pour $J = 4^+)$ qui permet de reproduire le signe et l'ordre de grandeur des valeurs relatives des composantes expérimentales.

En réalité, ces estimations sont très grossières. Pour un calcul plus précis, il faudrait tenir compte de la superposition des termes correspondant à des jeux différents pondérés de leur probabilité. En fait, l'hypothèse d'un niveau isolé est *a priori* sujette à caution dans une zone d'excitation aussi élevée. Plusieurs niveaux peuvent participer à ce mécanisme de noyau composé. L'existence de termes impairs traduit, soit l'excitation de plusieurs niveaux de parité opposée, soit la contribution de mécanisme direct. Un traitement rigoureux devrait faire intervenir les termes d'interférence entre ces niveaux et entre les deux types de mécanismes.

Toutes ces remarques montrent qu'une analyse plus précise de cette résonance serait illusoire, car le nombre de paramètres inconnus est trop grand.

c) ≥ 7 MeV. — Les courbes de 7, 9 et 10 MeV ont la même allure. Les oscillations sont en opposition de phase avec celles observées à 5 MeV. Ceci entraîne une brusque discontinuité dans la valeur et le signe des coefficients entre ce domaine et le domaine précédent. On constate donc une modification importante du mécanisme prépondérant. L'absence de points expérimentaux à l'arrière ne permet pas de déterminer un ordre maximum significatif. A ces énergies, les effets directs semblent l'emporter, si

l'on en juge par l'indépendance de l'allure des courbes avec l'énergie incidente.

Notons que le manque de points expérimentaux à l'arrière et à l'avant de la courbe à 3 MeV entraîne les mêmes difficultés d'analyse.

4. Analyse en mécanisme direct. — Nous plaçant dans le cadre de la DWBA, nous avons analysé les différentes courbes expérimentales à l'aide du code DWUCK [18].

Nous avons supposé que la réaction a lieu par un pick-up d'un neutron $j = 3/2$. Le facteur de forme de l'état lié est calculé avec un potentiel central de type Woods Saxon, sans spin orbite, avec $r_0 = 1,2$ fm, $a = 0,65$ fm et dont la profondeur est déterminée à partir de l'énergie de liaison du neutron. Les calculs sont faits dans l'approximation de portée nulle, sans cut-off et avec des potentiels locaux. Nous nous limitons à ce cadre étroit, afin d'éviter de simuler les effets d'autres mécanismes par l'introduction d'approximations plus raffinées [14].

Dans une telle analyse, un problème important est le choix des paramètres des potentiels optiques.

Les paramètres de la voie d'entrée peuvent être déduits des mesures de la diffusion élastique ${}^9\text{Be} + {}^3\text{He}$. Plusieurs études expérimentales ont été faites dans la gamme d'énergie qui nous intéresse [cf. 9, 10]. Il existe ainsi plusieurs jeux de paramètres correspondant à des paramétrisations différentes.

Par contre, les paramètres de la voie de sortie ne peuvent être obtenus que de façon indirecte.

La première méthode pour les déterminer consiste à essayer des jeux de paramètres déduits de la diffusion élastique des particules α sur des noyaux voisins. C'est la procédure adoptée par Roy *et coll.* [9]. Ils testent plusieurs combinaisons de jeux de la voie d'entrée et de la voie de sortie. Parmi celles-ci, les combinaisons qu'ils notent (D-D) et (D-A) semblent acceptables aux énergies incidentes qu'ils étudient

TABLEAU II

Paramètres des potentiels optiques : voie ${}^3\text{He} + {}^9\text{Be}$ [Optical parameters : channel ${}^3\text{He} + {}^9\text{Be}$]

Jeux	Réf.	Energie	V_R	r_V	a_V	$4W_s$	r_w	a_w	$4V_s$	r_s	a_s	r_c	
D	[9]	18	140	1,27	0,63	66	1,51	1,04	20	1,14	0,63	1,3	
P(E)	}	[19]	18	150	1,2	0,65	60	1,2	1,15	20	1,2	0,65	1,4
		—	10	170	1,2	0,53	60	1,2	0,77	20	1,2	0,53	1,4
		—	9	172,5	1,2	0,52	60	1,2	0,72	20	1,2	0,52	1,4
		—	7	177,5	1,2	0,47	60	1,2	0,63	20	1,2	0,47	1,4
		—	5	182,5	1,2	0,46	60	1,2	0,54	20	1,2	0,46	1,4
		—	4,6	183,5	1,2	0,45	60	1,2	0,52	20	1,2	0,45	1,4
		—	4,3	184,3	1,2	0,45	60	1,2	0,50	20	1,2	0,45	1,4
		—	4	185	1,2	0,44	60	1,2	0,49	20	1,2	0,44	1,4

Les énergies sont données en MeV, les longueurs en fm.
[The energies are in MeV, the lengths in fm.]

TABLEAU III

Paramètres des potentiels optiques : voie $\alpha + {}^8\text{Be}$
 [Optical parameters : channel $\alpha + {}^8\text{Be}$]

Jeux	Réf.	Energie	V_R	r_V	a_V	$4 W_S$	r_W	a_W	r_C
A	[9]	12	167,6	1,261	0,61	34,4	1,261	0,61	1,261
D	[9]	18,54	164,2	1,33	0,57	23,2	1,33	0,57	1,33
B	présent travail	~ 38	190	1,2	0,55	50	1,2	1,0	1,4

Les énergies sont données en MeV, les longueurs en fm.
 [The energies are in MeV, the lengths in fm.]

(9 et 10 MeV). Ces jeux sont reportés dans les tableaux II et III. Nous avons utilisé ces jeux dans notre cadre d'approximation et effectué les calculs pour les courbes expérimentales de 4 à 18 MeV. La figure 7 donne les résultats obtenus. Nous avons normalisé les courbes théoriques à l'ensemble des points expérimentaux contrairement à Roy *et coll.* qui normalisent au point à 65° . L'accord est médiocre dans l'ensemble pour l'une et pour l'autre combi-

raison. En particulier, la partie arrière des distributions angulaires, lorsqu'elle existe, n'est pas du tout reproduite. Ceci confirme une remarque de ces auteurs qui signalent, qu'en dessous de 4 MeV, seule la partie vers l'avant peut être reproduite par des calculs en DWBA.

Le jeu D de la voie d'entrée est déduit de la diffusion d' ${}^3\text{He}$ de 18 MeV. Dans ce calcul, il n'a pas été tenu compte de la variation du potentiel avec l'énergie incidente. D'autre part, pour la voie de sortie, le jeu A correspond à la diffusion de particules α de 18,54 MeV sur du ${}^6\text{Li}$, le jeu D à celle de particules α de 12 MeV sur du ${}^7\text{Li}$. En fait, dans la voie $\alpha + {}^8\text{Be}$, l'énergie des particules α varie de 33 à 48 MeV lorsque l'énergie incidente varie de 4 à 18 MeV. Il n'est donc pas étonnant que l'accord obtenu soit peu convaincant.

Devant le peu de succès de cette méthode, nous avons appliqué la procédure que nous avons utilisée lors de l'étude du doublet 1^+ [10].

Les paramètres de la voie d'entrée sont calculés, pour chaque énergie incidente, à l'aide de l'expression analytique donnée par Park *et coll.* [19]. Ils sont reportés dans le tableau II et références P(E). Les paramètres de la voie de sortie sont obtenus par recherche du meilleur ajustement entre les valeurs calculées et expérimentales (le meilleur ajustement correspond à la valeur minimum de χ^2 calculée en tenant compte de tous les points expérimentaux).

Nous choisissons pour la voie de sortie la même paramétrisation que pour la voie d'entrée — en particulier, le potentiel imaginaire correspond à une absorption de surface.

Dans le cas du doublet 1^+ , nous avons montré, par une étude systématique, l'existence de plusieurs familles de potentiels optiques permettant de reproduire de façon comparable les résultats expérimentaux. Dans cette étude, nous nous sommes donc restreints à une seule famille en fixant $r_v = r_w = 1,2$ fm et $V_v \sim 180$ MeV, famille qui correspond à un potentiel voisin du potentiel de la voie d'entrée.

Dans ce cadre étroit, nous avons cherché le meilleur jeu de paramètres pour chacune des courbes expérimentales. En fait, nous nous sommes heurtés à l'impossibilité de reproduire les résultats expérimentaux entre 4 et 5 MeV sans modifier considérable-

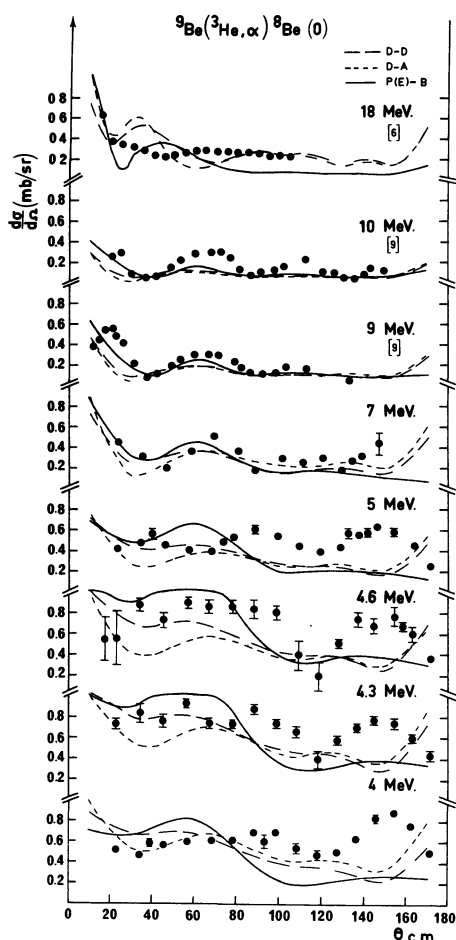


FIG. 7. — Analyse dans le cadre de la DWBA avec différents jeux de paramètres optiques (cf. tableaux II et III).

[DWBA analysis with different sets of optical parameters (see tables I and II).]

ment le potentiel réel. De plus, les valeurs obtenues pour les largeurs de diffusion perdent leur signification physique.

Nous avons donc tenté une approche plus globale. Partant du fait que la variation d'énergie des particules dans la voie de sortie est de $\sim 15\%$ dans le domaine étudié, nous avons supposé que nous pouvions en première approximation, conserver un même jeu de paramètres de sortie pour toutes les courbes. En conservant les mêmes contraintes que précédemment, nous avons cherché le jeu qui correspondait au meilleur accord simultanément avec les trois courbes 7, 9 et 10 MeV, courbes pour lesquelles nous avons trouvé une similitude de comportement lors des essais précédents, et correspondant aux énergies moyennes de l'intervalle considéré. Le jeu que nous notons B est reporté dans le tableau III. L'ensemble des courbes obtenues avec les combinaisons $[P(E) - B]$ sont reportées sur la figure 7. En dehors des courbes 7, 9 et 10, l'accord n'est pas meilleur. Les courbes calculées ne reproduisent pas le déplacement du second maxima avec l'énergie et se retrouvent déphasées par rapport aux oscillations expérimentales ; la structure observée autour de 150° reste inexpiquée.

Nous avons donc montré que, si un mécanisme de pick-up d'un neutron permet de reproduire de façon correcte, avec les approximations les plus simples possibles, les courbes à 7, 9 et 10 MeV, il n'en est pas de même pour les courbes obtenues aux énergies plus basses.

Dans le domaine où l'accord est bon, nous avons déterminé les facteurs spectroscopiques. Nous avons :

$$\sigma_{\text{exp}} = K\sigma_{\text{DWUCK}}$$

avec

$$K = NC^2 S_{ij} \frac{2s+1}{2} \frac{1\text{h}}{2j+1}$$

C = coefficient de Clebsh-Gordan pour les spins isotopiques. Pour $T = 0$, on a $C^2 = 1$;

s, j sont les nombres quantiques du nucléon transféré. Dans ce cas, $s = 1/2$; $j = 3/2$;

N = constante de normalisation. Pour la réaction $({}^3\text{He}, \alpha)$, Stock *et coll.* [20] ont déterminé $N = 23 \pm 5$.

Donc $K = \frac{23}{4} S_{ij} = 5,75 S_{ij}$.

Les valeurs de S_{ij} déterminées à partir des valeurs de K obtenues à 7, 9 et 10 MeV pour le jeu $P(E) - B$, sont reportées dans le tableau IV ainsi que celles déterminées par l'étude d'autres réactions de pick-up d'un neutron du ${}^9\text{Be}$. Nous avons reporté également des valeurs théoriques calculées avec différentes fonctions d'ondes. Notre valeur moyenne (0,7) est en assez bon accord avec celle obtenue par l'étude de ${}^9\text{Be}(p, d)$. Ceci confirme le caractère direct du mécanisme prépondérant dans ce domaine d'énergie.

TABLEAU IV

Facteurs spectroscopiques $S_{p,3/2} {}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + n$
 [Spectroscopic factors $S_{p,3/2} {}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + n$]

Valeurs	Expérimentaux Réactions	Réf.	Théoriques	
			Valeurs	Réf.
$0,67 \pm 0,14$	${}^9\text{Be}(p, d)$	[21]	0,580	[27]
0,19		[22]	0,369	[28]
0,81	${}^9\text{Be}({}^{16}\text{O}, {}^{17}\text{O})$ $({}^{16}\text{O}, {}^{17}\text{O}^*)$	[23]	0,57	[29]
$0,60 \pm 0,17$		[24]	0,44	[30]
$0,55 \pm 0,09$		[25]		
$0,86 \pm 0,06$	$({}^{12}\text{C}, {}^{13}\text{C})$	—		
$0,64 + 0,8$ $- 0,4$		—		
$0,84 \pm 0,08$	$({}^{12}\text{C}, {}^{13}\text{C}^*)$	—		
$0,37 \pm 0,04$		[26]		
$0,44 \pm 0,06$	${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, \alpha)$			
0,50		présent travail		
0,77				
0,87				

5. Discussion. Conclusions. — Nous retiendrons de cette étude :

— La compétition entre les mécanismes de noyau composé et directs, les premiers étant prépondérants jusqu'à 7 MeV, les seconds au-delà de cette valeur.

— L'excitation d'une résonance large dans le ${}^{12}\text{C}$ dont le maximum est voisin de 29,5 MeV et que l'analyse ne permet pas d'attribuer sans ambiguïté à l'excitation d'un état isolé. Cependant, celle-ci indique que le, ou les états considérés ont un spin élevé ($3^-, 4^+$).

— Le mécanisme direct identique à celui de la formation du doublet 1^+ par la même voie d'entrée (pick-up d'un neutron $l = 1$), néanmoins avec une section efficace plus faible d'un ordre de grandeur. Cette inhibition est due à la grande différence de moment angulaire entre les voies d'entrée et de sortie ($\Delta l \sim 5 \hbar$) et le moment angulaire transféré au neutron.

Nous avons vu que la décomposition en somme de polynômes de Legendre apporte peu d'éléments concluants pour l'interprétation de la résonance observée. Il est donc nécessaire pour progresser dans cette interprétation, de replacer les résultats obtenus dans l'ensemble des résultats expérimentaux concernant — soit la voie d'entrée ${}^9\text{Be} + {}^3\text{He}$ — soit la zone du ${}^{12}\text{C}$ considérée.

Dans cette gamme d'énergie, plusieurs courbes d'excitation de réactions provenant de la même voie d'entrée ont été mesurées : $n + {}^{11}\text{C}$ [31, 32], $p + {}^{11}\text{B}$ [33], $t + {}^9\text{B}$ [16]. Ces réactions ne sont pas sélectives en spin isotopique. Une résonance dans le même domaine d'énergie que celle que nous avons observée, n'apparaît que dans la voie $n + {}^{11}\text{C}$ (uniquement dans les travaux de Hahn *et coll.* [32]) et dans la courbe d'excitation à 20° de ${}^9\text{B} + t$.

Le domaine d'excitation de 20 à 30 MeV dans le ${}^{12}\text{C}$ a été exploré par de nombreux auteurs à l'aide de réactions photonucléaires ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, \gamma)$ [34],

$^{11}\text{B}(p, \gamma)$ [35], $^{12}\text{C} + \gamma$ [36]. Plusieurs composantes de la résonance géante dipolaire isovectorielle ont ainsi été mises en évidence. L'étude de cette résonance a été complétée par des mesures de diffusion inélastique de protons [37, 38].

Plus récemment, la découverte de résonances géantes d'ordre supérieur dans certains noyaux lourds a suscité un regain d'intérêt pour la zone d'excitation élevée de noyaux légers comme le ^{12}C . La diffusion inélastique de hadrons s'avère une méthode très utile pour étudier ces résonances. L'observation des différentes multiplicités dépend de la nature du projectile et de son énergie [38, 39].

Pour le ^{12}C , des mesures de ce type ont essentiellement eu pour but l'étude de la résonance quadrupolaire.

La diffusion de particules α de 150 MeV [40] ainsi que de ^3He de 130 MeV [41] a mis en évidence la dispersion de la force E2 sur plusieurs états dans un large domaine d'énergie ($\Gamma \sim 13$ MeV, valeur moyenne 21,5 MeV d'après Buenerd *et coll.* [41]). Par contre, cette résonance n'est pratiquement pas excitée par la diffusion de particules α de 60 MeV ni par celle de protons de 45 et 155 MeV [38]. Dans la diffusion de deutérons de 77,3 MeV [42], un large pic dont le maximum est voisin de 27 MeV et qui correspond à un domaine d'excitation de 25 à 35 MeV dans le ^{12}C est attribué à cette résonance quadrupolaire.

D'autre part, dans la diffusion $^{12}\text{C}(p, p')$ (1^+ ; 12,71 MeV) [39] et celle de $^{12}\text{C}(p, p')$ (2^+ ; 4,44 MeV) [43], les états des résonances géantes du ^{12}C sont formés lors d'étapes intermédiaires (états *doorways*). Geramb *et coll.* déduisent de leurs mesures la répartition des forces E1, E2 et E3, en fonction de l'énergie, entre 22 et 45 MeV. En particulier, la force E2 se distribue sur un intervalle de 20 MeV avec un maximum important au voisinage de 28 MeV et d'autres vers 32 et 42 MeV. Le premier maximum correspond à une composante isoscalaire et est dominé par la configuration $f_{7/2} p_{3/2}^-$.

De façon théorique, Dehesa *et coll.* [44] retrouvent cette dispersion de la force E2 et la présence d'un maximum, voisin de 30,7 MeV dans leur calcul, qui correspond essentiellement à cette configuration mais qui n'est plus pure en isospin. Ces résultats sont obtenus en introduisant dans un calcul effectué dans le cadre de la R.P.A., le couplage entre les états $1p-1t$ dans le continuum et certaines excitations $1p-1t$ de faible énergie du cœur.

Les études concernant la résonance hexadécapolaire sont plus rares. Des états 3^- ont été mis en évidence en dessous de 22 MeV par la diffusion inélastique de protons et de particules α [38]. Au-dessus de 22 MeV, la force E3 déduite de l'excitation des états *doorways* dans la réaction $^{12}\text{C}(p, p')1^+$, est distribuée de façon monotone et est assez faible. Son intensité augmente au-dessus de 33 MeV [39]. Ces auteurs signalent cependant que leurs résultats n'ont

qu'une valeur indicative. Au point de vue théorique, les calculs existants ne concernent que des états inférieurs à 24 MeV.

La répartition de la force E4 n'a été étudiée que par Dehesa *et coll.* [44]. Elle se distribue à peu près uniformément dans l'intervalle 27-37 MeV, puis marque une concentration vers 50 MeV. Ces calculs n'indiquent pas de séparation des composantes isoscalaires et isovectorielles. Au point de vue expérimental, ces auteurs font référence à l'observation d'une bosse dans le spectre de la diffusion inélastique de particules α , au voisinage de 29,2 MeV. Pour interpréter la distribution angulaire de ce pic, ils supposent la présence d'une composante E4 isoscalaire.

Si nous résumons les informations obtenues à partir des mesures des diffusions inélastiques de hadrons et de calculs théoriques, sur la zone d'excitation 29-30 MeV dans le ^{12}C , zone qui nous intéresse plus spécialement, nous retenons :

- la présence d'une composante importante isoscalaire E2 dont la configuration est essentiellement $[f_{7/2} p_{3/2}^-]$ [39, 44] ;
- l'existence probable d'états 4^+ [44], dont une composante isoscalaire est voisine de 29,2 MeV ;
- les données concernant la force E3 sont plus douteuses. Nous retiendrons qu'elle est faible [38, 39].

L'étude des résonances géantes par la diffusion d'hadrons nécessite des énergies incidentes élevées. Une autre méthode d'exploration des zones d'excitation élevée des noyaux avec des énergies beaucoup plus faibles, est l'étude de réactions dans lesquelles ces noyaux interviennent comme noyau composé. Pour le ^{12}C , deux réactions qui, comme $^9\text{Be}(^3\text{He}, \alpha)$, sélectionnent les états $T = 0$ ont été étudiées.

Dans l'étude de $^{10}\text{B}(d, \alpha)^8\text{Be}(O)$, des niveaux à 29,2 MeV et 30,4 MeV dans le ^{12}C sont indiqués comme résultats préliminaires, sans confirmation ultérieure plus détaillée [45]. Par ailleurs, la distribution angulaire obtenue avec des deutérons de 5 MeV ne peut être interprétée par un mécanisme direct. Les auteurs en déduisent la présence de mécanismes de noyau composé [9]. On peut donc supposer l'existence d'un niveau au voisinage de 29,4 MeV, mais il n'y a aucune indication quant à sa largeur et à son spin.

L'étude de $^{11}\text{B}(p, \alpha)^8\text{Be}$ à des énergies incidentes correspondant à la zone d'excitation 25-30 MeV dans le ^{12}C [46] montre que cette réaction procède essentiellement par mécanisme direct, mais inhibé par un fort *mismatch* angulaire, et que, d'autre part, la partie arrière de la distribution angulaire a un comportement résonnant avec l'énergie incidente. Les auteurs observent au-dessus de 25 MeV, deux structures dont les maximums se situent au voisinage de 26,5 MeV et 28,5 MeV. Ils interprètent ce résultat par l'excitation des résonances géantes isoscalaires observables grâce à l'inhibition du mécanisme direct.

Leurs résultats ne leur permettent pas de choisir entre les contributions E2 et E4.

Avec la réaction ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, \alpha)$, nous nous trouvons dans une situation expérimentale tout à fait comparable. En particulier, les mécanismes directs sont inhibés et la voie ${}^9\text{Be} + {}^3\text{He}$, comme la voie ${}^{11}\text{B} + \text{p}$, permet une excitation directe de la configuration ($f_{7/2} p_{3/2}^{-1}$) qui prédomine dans la résonance E2, dans cette région.

Il n'est pas possible d'observer avec la voie ${}^9\text{Be} + {}^3\text{He}$ la structure mise en évidence à 26,5 MeV. L'énergie incidente correspondante est très inférieure à la barrière de Coulomb située à 3 MeV. La structure résonnante que nous obtenons à 29,5 MeV ne peut être interprétée par un effet de seuil, car dans la capture radiative ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, \gamma)$, l'état de la résonance géante dipolaire à 28,4 MeV est nettement excité. D'autre part, la position de ce maximum est très proche de celle du second maximum observé dans les spectres des particules α et ${}^3\text{He}$ diffusés par le ${}^{12}\text{C}$ [46].

Il semble donc que l'on puisse interpréter cette structure par l'excitation de composantes de la résonance géante isoscalaire. L'étude que nous avons

effectuée montre que des composantes d'ordre supérieur à E2 sont également excitées. Nos résultats ne nous permettent pas de trancher entre E3 et E4. Cependant, les conclusions que nous avons retenues de la comparaison des différentes études de diffusions inélastiques plaident pour E4.

Nous pensons donc avoir mis en évidence l'excitation de résonances géantes isoscalaires d'ordre élevé dans le ${}^{12}\text{C}$, au voisinage de 29-30 MeV avec la réaction ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, \alpha){}^8\text{Be}$. La nature de l'interaction ${}^3\text{He}$ -cible privilégie les excitations isoscalaires [47, 41] et de ce fait, cette réaction permet de les isoler avec une section efficace suffisante.

Remerciements. — Les auteurs tiennent à remercier les Pr D. Magnac-Valette et F. Senent pour leur accueil dans leurs laboratoires respectifs, et I. Linck et H. Oeschler pour la lecture critique du manuscrit.

Ce travail a été effectué avec l'appui financier de l'Institut de Estudios Nucleares, du C.S.I.C., du C.N.R.S. et de la collaboration franco-espagnole. Les calculs ont été faits au « Centro de Mecanizacion contable » de la « C.A.M.P. » de Valencia et au Centre de Calcul du G.L.S.C. (Strasbourg), France.

Bibliographie

- [1] ERSKINE, Jr., BROWNE, C. P., *Phys. Rev.* **123** (1961) 958.
 [2] DORENBUSCH, W. E., BROWNE, C. P., *Phys. Rev.* **131** (1963) 1212.
 [3] DORENBUSCH, W. E., BROWNE, C. P., *Phys. Rev.* **132** (1963) 1759.
 [4] WEINMAN, J. A., SMITHER, R. K., *Nucl. Phys.* **45** (1963) 260.
 [5] MOAZED, C., EITTER, J. E., HOLMGREN, H. D., WAGGONER, M. A., *Rev. Mod. Phys.* **37** (1965) 354.
 [6] ARTEMOV, K. P., GOLD'BERG, V. Z., ISLAMOV, B. L., RUDAKOV, V. P., SERIKOV, L. N., *Sov. J. Nucl. Phys.* **1** (1965) 726.
 [7] SULLIVAN, J. D., TREACY, P. B., *Nucl. Phys.* **78** (1966) 225.
 [8] TAYLOR, C., VALKOVIC, V., PHILLIPS, G. C., *Nucl. Phys. A* **182** (1972) 558.
 [9] ROY, R., BIRCHALL, J., FROIS, B., VON MOELENDORFF, U., LAMONTAGNE, C. R., SLOBODRIAN, R. J., *Nucl. Phys. A* **245** (1975) 87.
 [10] BILWES, B., BILWES, R., FERRERO, J. L., GARCIA, A., MARTINEZ, V., *J. Physique* **36** (1975) 1055.
 [11] BILWES, B., Thèse Université de Strasbourg, 1969.
 [12] HOOKE, JEEVES, *J. Assoc. Comput. Mach.* **8** (1962) 212.
 [13] OWEN, G. E., MADANSKY, L., EDWARDS Jr, S., *Phys. Rev.* **113** (1959) 1575.
 [14] WELLER, H. R., ROBERTSON, N. R., TILLEY, D. R., *Nucl. Phys. A* **122** (1968) 529.
 [15] PACHECO, J. C., Thèse Université de Valencia, en préparation.
 [16] EARWAKER, L. G., *Nucl. Phys. A* **90** (1967) 56.
 [17] SHARP, W. T., KENNEDY, J. M., SEARS, B. J., HOYLE, M. G., AECL, CRT 556.
 [18] Ecrit par KUNZ, P. D., Université de Colorado.
 [19] PARK, J. Y., DUGGAN, J. L., MILLER, P.-D., DUNCAN, M. M., *Nucl. Phys. A* **134** (1969) 277.
 [20] STOCK, R., BOCK, R., DAVID, P., DUHM, M. H., TAMURA, T., *Nucl. Phys. A* **104** (1967) 136.
 [21] SCHOONOVER, J. L., LI, T. Y., MARK, S. K., *Nucl. Phys. A* **176** (1971) 567.
 [22] BACHELIER, D., BERNAS, M., BRISSAUD, I., DETRAZ, C., RADVANYI, P., *Nucl. Phys. A* **126** (1969) 60.
 [23] SUNDBERG, O., KÄLLNE, J., *Ark. Fys.*, Band 39, N° 22, Häfte 4.
 [24] TOWNER, I. S., *Nucl. Phys. A* **126** (1969) 97.
 [25] BARKER, P. H., HUBER, A., KNOTH, H., MATTER, U., GOBBI, A., MARMIER, P., *Nucl. Phys. A* **155** (1970) 401.
 [26] KNOTH, H., BARKER, P. H., HUBER, A., MATTER, U., COCKBURN, P. M., MARMIER, P., *Nucl. Phys. A* **172** (1971) 25.
 [27] COHEN, S., KURATH, D., *Nucl. Phys. A* **101** (1967) 1.
 [28] BALASOV, V. V., BOYARKINA, A. N., ROTTER, I., *Nucl. Phys. A* **59** (1965) 417.
 [29] FRENCH, J. B., HALBERT, E. C., PANDYA, S. P., *Phys. Rev.* **99** (1955) 1387.
 [30] BARKER, F. C., *Nucl. Phys.* **83** (1966) 418.
 [31] DIN, G. U., WEIL, J. L., *Nucl. Phys.* **71** (1965) 641.
 [32] HAHN, R. L., RICCI, E., *Phys. Rev.* **146** (1966) 650.
 [33] WOLICKI, E. A., HOLMGREN, H. D., JOHNSTON, R. L., GEERILLSLEY, E., *Phys. Rev.* **116** (1959) 1585;
 HINDS, S., MIDDLETON, R., *Proc. Phys. Soc. London* **75** (1960) 754.
 [34] SHAY, H. D., PESCHEL, R. E., LONG, J. L., BROMLEY, D. A., *Phys. Rev. C* **9** (1974) 76;
 BLATT, S. L., MOON, K. J., KOHLER, D., *Phys. Rev. C* **6** (1972) 1536;
 LINCK, I., KRAUS, L., *C. R. Acad. Sci.* **275B** (1972) 669.
 [35] BRASSARD, C., SHAY, D., COFFIN, J. P., SCHOLZ, W., BROMLEY, D. A., *Phys. Rev. C* **6** (1972) 53;
 KERNEL, G., MASON, W. M., *Nucl. Phys. A* **123** (1969) 205.
 [36] FULTZ, S. C., CALDWELL, J. T., BERMAN, B. L., BRAMBLETT, R. L., HARVEY, R. R., *Phys. Rev.* **143** (1966) 790.
 FREDERICK, D. E., *Nucl. Phys. A* **119** (1968) 347;
 COOK, B. C., BAGLIN, J. E. E., BRADFORD, J. N., GRIFFIN, J. E., *Phys. Rev.* **143** (1966) 724.
 [37] BUENERD, M., DE SAINTIGNON, P., MARTIN, P., LOISEAUX, J. M., *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 1233.

- [38] BUENERD, M., MARTIN, P., DE SAINTIGNON, P., LOISEAUX, J. M., *Nucl. Phys. A* **286** (1977) 377.
- [39] GERAMB, H. V., AMOS, K., SPRICKMANN, R., KNÖFLE, K. T., ROGGE, M., INGHAM, D., MAYER-BÖRIGKE, C., *Phys. Rev. C* **12** (1975) 1697.
- [40] KNÖPFLE, K. T., WAGNER, G. J., KISS, A., ROGGE, M., MAYER-BÖRIGKE, C., BAUER, Th., *Phys. Lett.* **64B** (1976) 263.
- [41] BUENERD, M., GELBKE, G. K., HENDRIE, D. L., MAHONEY, J., OLMER, C., SCOTT, D. K., *J. Physique Lett.* **38** (1977) L-53.
- [42] ASPELUND, O., HREHUS, G., KISS, A., KNÖPFLE, K. T., MAYER-BÖRIGKE, C., ROGGE, M., SCHWINN, U., SERES, Z., TUREK, P., *Nucl. Phys. A* **253** (1975) 263.
- [43] DE LEO, R., D'ERASMO, G., FERRERO, F., PANTALEO, A., PIGNANELLI, M., *Nucl. Phys. A* **254** (1975) 156.
- [44] DEHESA, J. S., KREWALD, S., SPETH, J., FAESSLER, A., *Phys. Rev. C* **15** (1977) 1858.
- [45] RENDIC, D., MILJANIC, D., PHILLIPS, G. C., *Bull. Am. Phys. Soc.* **16** (1971) 1153.
- [46] BUCK, N., STÄBLER, A., STAUDT, G., OESCHLER, H., *Nucl. Phys. A* **281** (1977).
- [47] MOALEM, A., BENENSON, W., CRAWLEY, G. M., *Nucl. Phys. A* **236** (1974) 307.
-