HAL
open science

Formation du doublet 1+ dans la réaction 9Be(3 He, α)8 Be

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

To cite this version:

B. Bilwes, R. Bilwes, J.L. Ferrero, A. Garcia, V. Martinez. Formation du doublet 1+ dans la réaction 9Be(3 He, α)8 Be. Journal de Physique, 1975, 36 (11), pp.1055-1062. 10.1051/jphys:0197500360110105500 . jpa-00208347

HAL Id: jpa-00208347

https://hal.science/jpa-00208347v1

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
4.116 — 4.305 — 4.420

FORMATION DU DOUBLET 1^+ DANS LA RÉACTION $^9Be(^3He, \alpha)^8 Be^*$

B. BILWES et R. BILWES

Laboratoire des Basses Energies, C.R.N. et U.L.P., 67037 Strasbourg Cedex, France
et
J. L. FERRERO, A. GARCIA et V. MARTINEZ

Instituto de Fisica Corpuscular
Facultad de Ciencias. Universidad de Valencia (Espagne)

(*Reçu le 30 mai 1975, accepté le 24 juin 1975*)

Résumé. — Nous avons étudié les distributions angulaires de la réaction $^9Be(^3He, \alpha)^8Be^*$ (1^+) formant les niveaux de 17,64 MeV et 18,15 MeV à 4, 5 et 7 MeV. L'allure des courbes est semblable pour les deux niveaux, le rapport de leur section efficace de formation est de l'ordre de 2 et ne dépend pas de l'énergie incidente. Nous donnons les résultats d'une analyse en DWBA et nous discutons le mélange de spin isobarique de ces niveaux.

Abstract. — Angular distributions of the reaction $^9Be(^3He, \alpha)^8Be^*$ (1^+ levels at 17.64 MeV and 18.15 MeV) are measured at 4, 5 and 7 MeV. The pattern of the curves are similar for the two levels and the ratio of their cross sections is about 2 and is independent of the incident energy. We give the results of a DWBA analysis and discuss isobaric spin mixing of these levels.

La mise en évidence des états isobariques analogues dans le ^8Be a suscité l'intérêt de nombreux auteurs. Ce noyau présente, dans chaque cas, des doublets de spin (2^+, 1^+ et 3^+) comme membres possibles des multiplets d'isospin.

La comparaison du comportement des niveaux 2^+ dans plusieurs réactions [1, 2, 3], sélectives ou non en spin isobarique, a montré que ces niveaux étaient très fortement mélangés en spin isobarique.

Les données expérimentales concernant les autres doublets sont moins nombreuses. Il est intéressant de les compléter et de tester ainsi les modèles proposés pour décrire leur comportement.

Nous avons entrepris, dans ce but, l'étude de la réaction $^9Be(^3He, \alpha)^8Be^*$ (1^+), réaction qui s'était avérée très sélective dans le cas du doublet 2^+ [4, 5, 6]. Cette réaction ne possède pas de règle de sélection en spin isobarique et devrait donc former avec la même probabilité les états d'un doublet qui ne diffèrent que par le spin isobarique.

Cette réaction a un grand bilan et permet de former des états dans cette zone d'excitation avec des énergies incidentes peu élevées.

Nous avons étudié les formes des distributions angulaires ainsi que la variation du rapport de formation des deux niveaux, en fonction de l'énergie incidente entre 4 et 7 MeV. Nous donnons, dans une seconde partie, les résultats d'une analyse en DWBA et enfin, nous replaçons ces résultats dans l'ensemble des données relatives à ce doublet et essayons de les interpréter.

1. **Conditions expérimentales.** — Les mesures expérimentales ont été effectuées à l'aide du Van de Graaff du C.R.N. de Strasbourg-Cronenbourg. Les cibles étaient constituées de ^9Be évaporé sur support de carbone.

Nous avons utilisé, pour discriminer les particules, un spectrographe magnétique du type Buechner, associé à des plaques nucléaires.

La figure 1 donne un exemple de spectres α obtenus. On a noté sur les pics les noyaux résiduels correspondants en indiquant le numéro de l'état d'excita-

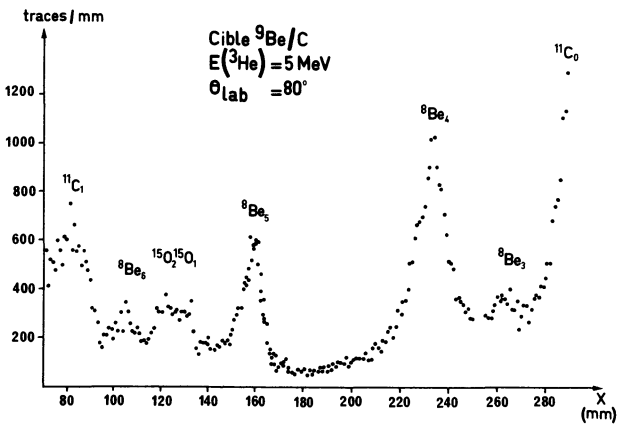

FIG. 1. — Spectre de particules α obtenues dans l'interaction d'^3He avec une cible de ^9Be sur support de carbone.

Article published online by EDP Sciences and available at http://dx.doi.org/10.1051/jphys:0197500360110105500

tion. Le doublet 1^+, objet de cette étude, est référencé comme les cinquième et sixième niveaux du ^{8}Be. Nous avons, dans chaque cas, choisi une valeur du champ magnétique de telle sorte que les pics considérés soient dans la zone de la surface focale où la dispersion est la plus faible, de façon à pouvoir observer des niveaux larges, tels que celui à 18,15 MeV.

L'erreur sur l'intégration des pics est liée, d'une part à la difficulté de discriminer dans certains cas entre α et ^{3}He diffusés (plusieurs dépouillements avec différents critères de sélection ont été effectués), d'autre part, à la présence d'un fond de particules α qui provient de la cassure de ^{8}Be dans certains états excités.

Les rendements obtenus, déduction faite des fonds, ont été multipliés par le facteur de transmission qui tient compte de la variation de l'ouverture du spectrographe avec la position sur la surface focale. Nous avons également étudié la variation du rapport des α^+/α^{++} avec l'énergie, dans le domaine qui nous intéresse, et nous avons introduit le facteur de correction correspondant [7].

La comparaison entre différentes mesures a été réalisée par référence, soit à la charge intégrée dans une cage de Faraday placée dans l'axe du faisceau, soit en utilisant comme moniteur une jonction placée dans la chambre de réaction du spectrographe.

Les sections efficaces différentielles sont évaluées en mb/sr par référence au rendement de la réaction ^{9}Be(^{3}He, t)^{9}B (0) mesurée simultanément à certains angles, et dont Earwaker [8] a donné les sections efficaces absolues.

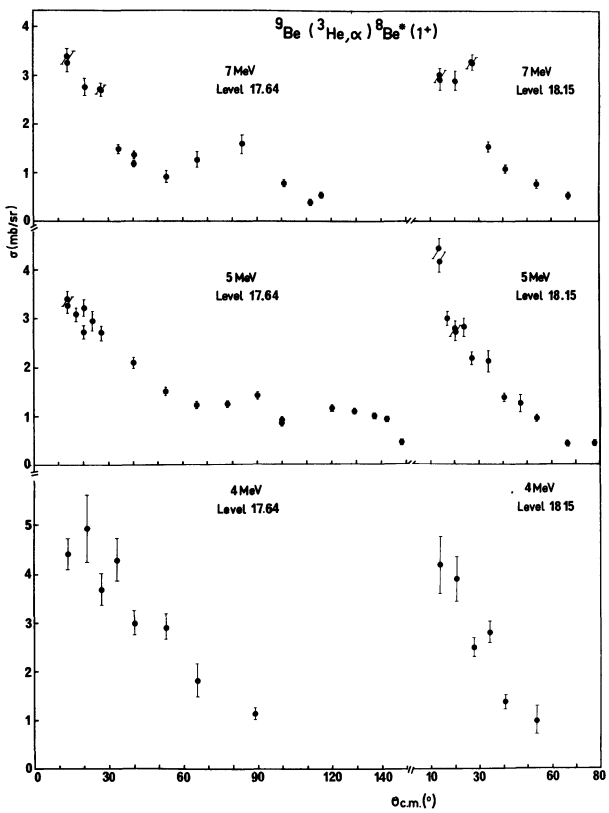

FIG. 2. — Distributions angulaires de la réaction ^{9}Be(^{3}He, α)^{8}Be* (1^+).

La figure 2 donne les distributions angulaires obtenues pour des énergies incidentes de 4, 5 et 7 MeV. Les barres d'erreur tiennent compte de l'erreur sur la mesure de ^{9}Be(^{3}He, α) (estimation des fonds, erreur sur le monitorage, erreur statistique). L'erreur obtenue sur l'échelle des sections efficaces est de 15 %. Elle tient compte de l'erreur sur les mesures de Earwaker et de l'erreur introduite par comparaison des rendements de ^{9}Be(^{3}He, t) et ^{9}Be (^{3}He, α).

Nous pouvons comparer notre courbe, obtenue à 4 MeV pour le niveau de 17,64 MeV, aux résultats obtenus par Dorenbusch [4]. Celui-ci trouve un rendement vers l'avant plus faible que nous. Nous pensons que cette différence provient de critères d'évaluation des pics différents des nôtres. Ceci peut être particulièrement notable à 4 MeV incident ; en effet, les groupes de particules α considérées sont superposés à un fond important.

Lorsque l'on compare les distributions angulaires obtenues pour les deux niveaux, on constate une grande similitude d'allure qui correspond à une prépondérance d'effets directs. Afin d'estimer le rapport des sections efficaces $\sigma(17{,}64)/\sigma(18{,}15)$ et donner ainsi une indication sur la sélectivité de la réaction, nous avons intégré les courbes expérimentales entre 0° et 90°, domaine angulaire pour lequel nous avons des résultats expérimentaux pour toutes les distributions.

Dans le tableau I, nous reportons les valeurs obtenues ainsi que le rapport des sections efficaces intégrées. Nous avons également reporté les valeurs que nous avons déduites par la même méthode des résultats d'Artémov *et al.* [6], obtenus à une énergie plus élevée.

Il faut noter que les valeurs que nous donnons à 5 et 7 MeV sont certainement des valeurs par défaut. En effet, les distributions angulaires du niveau à 17,64 MeV décroissent moins rapidement avec l'angle que celle du niveau à 18,15 MeV, et ainsi le domaine d'intégration entraîne une sous-estimation de la section efficace totale plus importante pour le premier niveau.

Ceci n'est pas le cas pour la valeur donnée par Artémov *et al.*, car les distributions angulaires à 26,7 MeV sont très fortement *piquées* vers l'avant. Nous en déduirons donc que le rapport des sections efficaces est grossièrement de l'ordre de 2 et dépend relativement peu de l'énergie incidente.

Pour tenter de déduire de ces résultats expérimentaux des caractéristiques plus précises de ces niveaux, une analyse en DWBA a été entreprise.

2. **Analyse en ondes distordues.** — 2.1 PARAMÈTRES OPTIQUES DE LA VOIE D'ENTRÉE. — Dans le domaine d'énergie incidente de cette étude, la diffusion élastique ^{3}He + ^{9}Be a été étudiée expérimentalement

TABLEAU I

	σ (0 → 90°) mb niveau : 17,64 MeV σ mb	niveau : 18,15 MeV σ mb	$R = \frac{\sigma_{17,64}}{\sigma_{18,15}}$ (0 → 90°)	
4 MeV	15 ± 3	8,0 ± 1,6	1,9 ± 0,5	Présent travail
5 MeV	11 ± 2	7,0 ± 1,4	1,6 0,5	
7 MeV	10 ± 2	6,2 ± 1,3	1,6 0,5	
26,7 MeV	2,2 ± 0,4	1,0 ± 0,2	2,2 0,6	Artémov

par Earwaker *et al.* [8] à 4 et 6 MeV, Park *et al.* [9] à 4, 6 et 8 MeV et analysée à l'aide du modèle optique par ces auteurs, ainsi que par Thomason *et al.* [10] qui ont utilisé les mesures à 6 MeV de Park.

Nous avons choisi les paramètres donnés par Park *et al.*, car le domaine d'énergie recouvre entièrement le nôtre et la qualité des ajustements est meilleure que dans le travail d'Earwaker. Ces auteurs donnent une expression analytique des valeurs des paramètres en fonction de l'énergie. Ceci nous a permis de les calculer à 5 et 7 MeV.

Park indique qu'une absorption de surface plutôt que de volume améliore les résultats ; il utilise un potentiel imaginaire de forme gaussienne. Nous avons utilisé, pour les calculs en DWBA, le code DWUCK [11] dans lequel le potentiel d'absorption de surface est décrit par la dérivée première d'un potentiel de Woods-Saxon. Nous avons calculé les paramètres de ce potentiel, de sorte que le potentiel d'absorption soit équivalent à la gaussienne originale [9]. Les paramètres que nous avons utilisés sont reportés dans le tableau.

Energie	V_R (MeV)	r_R (fm)	a_R (fm)	4 W_s (MeV)	r_I (fm)	a_I (fm)	V_{so} (MeV)	r_c (fm)
4 MeV	185,3	1,2	0,44	58,4	1,2	0,48	21	1,4
5 MeV	182,5	1,2	0,455	60	1,2	0,53	20	1,4
7 MeV	179	1,2	0,465	56	1,2	0,63	20	1,4

2.2 CALCULS EN DWBA. — La grande difficulté de ce calcul repose sur l'impossibilité de déterminer expérimentalement les paramètres du potentiel optique de la voie $\alpha + {}^8$Be. Dans un premier temps, nous avons utilisé des potentiels supposés semblables (diffusion $\alpha + {}^9$Be à des énergies voisines [12] et voie $\alpha + {}^8$Li* (2^+) déduite de l'étude ^{9}Be(t, α)^{8}Li [13]). Ceux-ci n'ont pas permis de reproduire l'allure des courbes expérimentales.

Nous avons donc, dans une seconde phase, effectué une recherche systématique des paramètres de ce potentiel optique en conservant les mêmes hypothèses quant au mécanisme et les mêmes approximations.

2.2.1 *Cadre du calcul.* — Nous avons supposé que les niveaux du doublet 1^+ étaient formés par le pick-up d'un neutron dans l'onde $l = 1$. Le neutron peut donc être dans un état $1p_{3/2}$ ou $1p_{1/2}$.

Le facteur de forme de l'état lié du neutron est calculé avec un potentiel central de type Woods-Saxon sans spin-orbite avec $r_0 = 1,2$ fm, $a = 0,65$ fm, 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.

2.2.2 *Recherche des paramètres du potentiel de la voie* $\alpha + {}^8$Be (1^+). — Cette recherche a pour but de comprendre si l'impossibilité de reproduire les courbes expérimentales avec les paramètres déduits de ^{9}Be + α ou de ^{8}Li + α est liée au mécanisme supposé, à la paramétrisation du potentiel ou bien à l'inexactitude de l'approximation. On se propose donc de chercher si, partant de l'hypothèse d'un pick-up $l = 1$, il est possible de déduire des résultats expérimentaux, des paramètres optiques qui aient une signification, et alors s'il est possible d'obtenir des informations spectroscopiques sur les niveaux considérés.

Nous avons utilisé la même paramétrisation que pour la voie d'entrée ; en particulier, nous avons conservé un potentiel imaginaire de surface. Ce choix a été fait pour que les potentiels ^{3}He et α soient comparables et ainsi rester dans le cadre des approximations de la DWBA [14]. Nous avons également conservé la même valeur pour r_c.

Les deux niveaux 1^+, objet de cette étude, ont des énergies qui ne diffèrent que de 500 keV. On peut donc supposer que les potentiels optiques, pour une même énergie incidente, sont identiques. Nous avons donc cherché le meilleur ajustement à la fois pour les deux courbes expérimentales à chaque énergie (le meilleur ajustement correspond à la valeur minimum du χ^2 calculé en tenant compte de tous les points expérimentaux).

Dans une première étape, nous avons fixé 4 $W_s = 40$ MeV, $a_R = a_I = 0,6$ fm et nous avons laissé V_R et les rayons libres tout en imposant $r_R = r_I$.

La figure 3 montre la variation du χ^2/point en fonction des valeurs de V_R pour des rayons constants. On constate l'existence de plusieurs minimums correspondant à des V_R qui diffèrent d'une centaine de MeV, et ceci pour toutes les énergies considérées.

Les minimums correspondant à différentes valeurs des rayons sont décalés régulièrement. On retrouve donc un résultat analogue à celui trouvé dans l'étude de la diffusion élastique (ambiguïté discrète et continue).

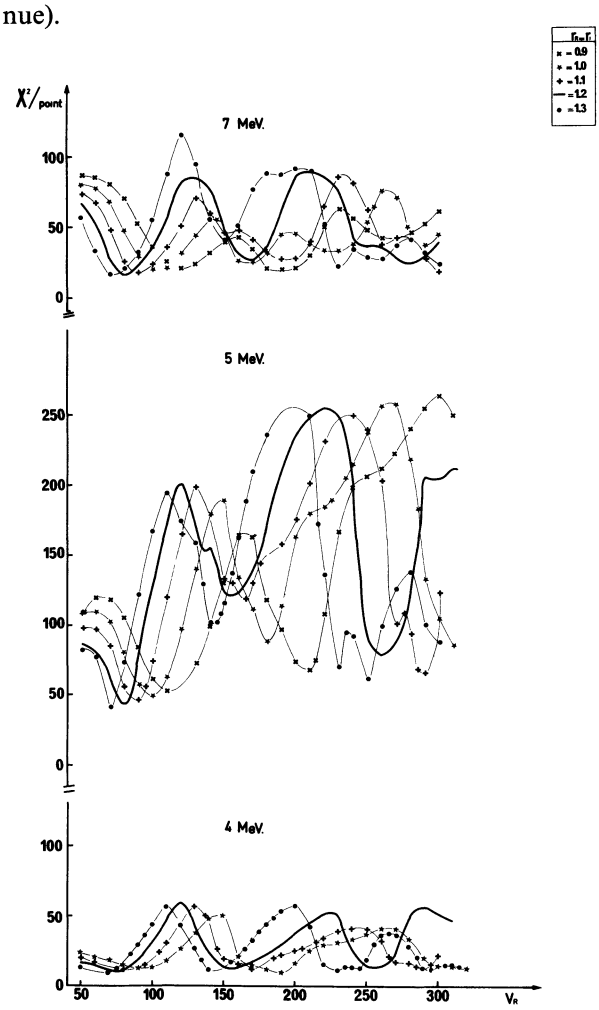

FIG. 3. — Recherche des valeurs de la profondeur du potentiel réel V_R du potentiel optique $^8Be^* + \alpha$ permettant le meilleur ajustement avec les résultats expérimentaux, les autres paramètres étant fixes. Les courbes sont données pour différentes valeurs du rayon des puits ($r_R = r_I$).

L'ambiguïté continue est mise en évidence sur la figure 4. Nous avons reporté, pour 5 MeV, les valeurs de V_R correspondant au minimum de χ^2/point, en fonction de r_R (nous avons indiqué la valeur de ce minimum en chaque point). On retrouve une loi $V_R\, r_R^n \sim$ Cte.

Sur la partie gauche de la figure 5, nous avons reporté les courbes théoriques obtenues pour des valeurs de V_R correspondant au minimum des différentes familles avec $r_R = 1{,}2$ fm. Les valeurs des potentiels sont les suivantes :

$$A \sim 80 \text{ MeV}, \quad B \sim 160 \text{ MeV}, \quad C \sim 260 \text{ MeV}.$$

Les courbes sont normalisées à l'ensemble des points expérimentaux. Soit K le facteur correspondant. Il est possible de faire plusieurs remarques :

— la famille A correspond à un accord légèrement meilleur aux trois énergies. Il faudrait en fait disposer de points expérimentaux aux plus grands angles pour trancher réellement. Néanmoins, la disparition des pics dans le fond correspond à une section efficace faible ;

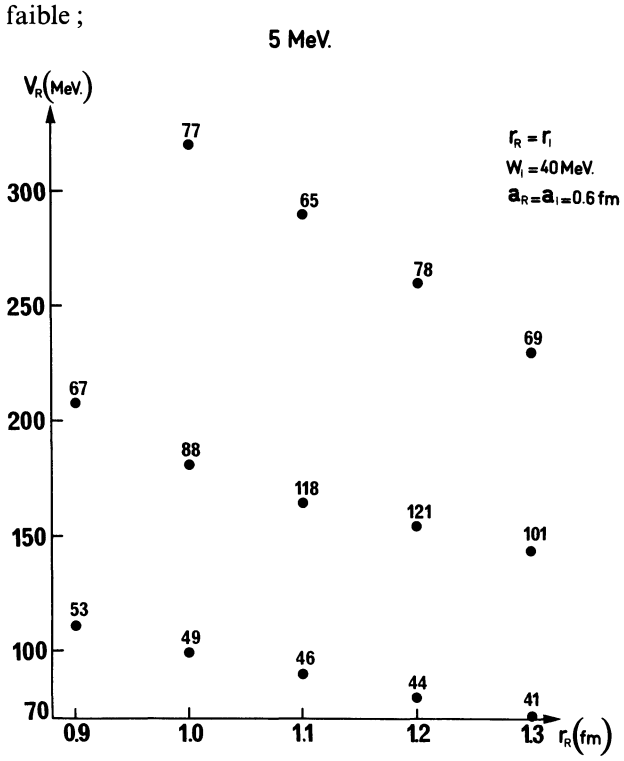

FIG. 4. — Variation des valeurs de V_R permettant le meilleur ajustement en fonction des valeurs des rayons. La valeur du χ^2/point est indiquée au-dessus de points représentatifs.

— à 4 et 5 MeV, il est impossible de trouver un accord satisfaisant pour les deux niveaux à la fois ; en particulier, l'ajustement est mauvais pour les points vers l'avant de la distribution du niveau de 18,15 MeV. Par contre, à 7 MeV, l'accord est comparable pour les deux niveaux ;

— les valeurs absolues des constantes de normalisation K varient très fortement d'une famille à l'autre (jusqu'à un facteur 5). Par contre, leur rapport fluctue moins ($\sim 50\,\%$).

Dans une seconde étape, nous avons pris comme point de départ les jeux précédemment obtenus ($r_R = r_I = 1{,}2$ fm) et nous avons laissé libres les six paramètres. Sur la partie droite de la figure 5, sont reportées les courbes théoriques correspondantes. L'amélioration n'est pas considérable. Les remarques faites précédemment restent valables. Cependant, les valeurs absolues de K sont encore plus dispersées (facteur 8) ; par contre, leur rapport, à une énergie donnée, reste constant à 10 % près, mais varie alors dans le domaine d'énergie considéré, d'environ 50 %.

2.3 DISCUSSION. — Nous avons donc montré l'existence de familles de potentiel optique caractérisées, comme celles mises en évidence dans l'étude de la diffusion élastique, par le nombre de nœuds de la fonction d'onde à l'intérieur du puits de potentiel pour un L donné [15].

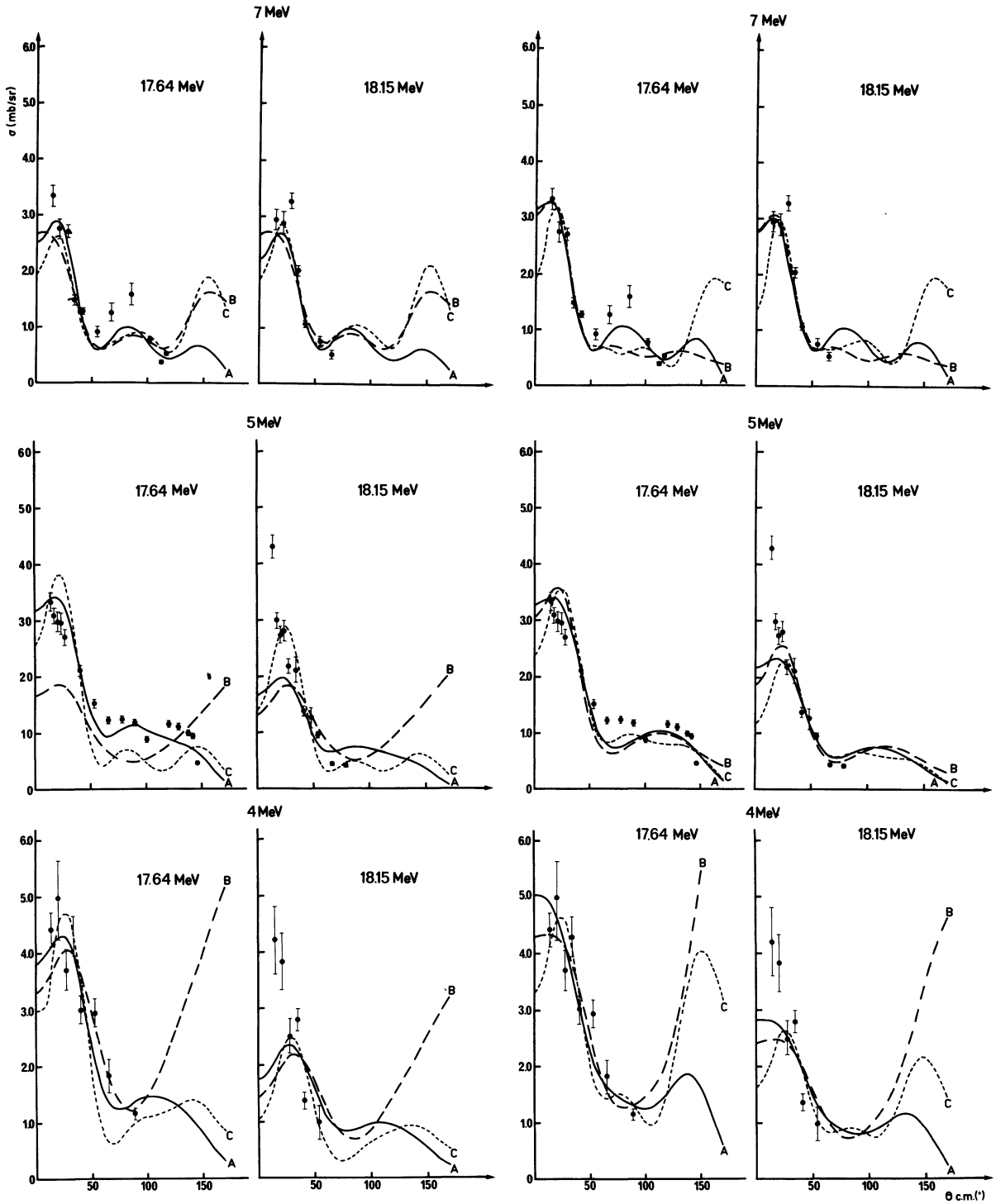

FIG. 5. — Courbes théoriques calculées avec les paramètres optiques correspondant au meilleur ajustement, si on effectue la recherche sur deux paramètres (partie gauche) ou sur six paramètres (partie droite).

Ce résultat est identique à celui trouvé par Nurzynski [16] dans l'étude de ^{26}Mg(^{3}He, α). Il compare ces familles à celles obtenues directement par l'étude de la diffusion élastique et montre que les paramètres de diffusion doivent être modifiés pour permettre un ajustement correct dans le cas d'une réaction, mais que néanmoins, la modification d'un seul paramètre de la voie α est suffisante.

Par contre, Stock *et al.* [14], dans l'étude de ^{54}Cr(^{3}He, α), s'ils considèrent eux aussi comme nécessaire l'adaptation des paramètres de diffusion dans le cas d'une réaction, établissent un critère permettant de sélectionner parmi les différentes familles de potentiels optiques obtenus dans la diffusion élastique. D'après ces auteurs, on doit avoir :

$$U^{\alpha}_{\text{opt.}} \sim U^{^3\text{He}}_{\text{opt.}} + U^{\text{n}} .$$

De nombreux auteurs ont tenté de tester la validité de ce critère pour différentes réactions (^{3}He, α). On trouve ainsi dans la littérature des confirma-

tions [17] et par analogie dans l'étude de ^{9}Be(t, α) [14], et des infirmations [18].

Nos résultats ne nous permettent pas de confirmer ce critère. Nous obtenons, au contraire, une valeur de χ^2 légèrement plus basse pour la famille A, correspondant à des potentiels peu profonds et en tous cas, inférieurs aux potentiels de la voie ^{3}He pour des rayons comparables. Bien que la comparaison avec les paramètres de la diffusion élastique α sur le ^{9}Be soit un peu délicate, du fait de l'adaptation nécessaire aux réactions et de la différence de stabilité de ces deux noyaux, il est intéressant de noter que les auteurs qui ont étudié cette diffusion dans le même domaine d'énergie [12], retiennent des potentiels α peu profonds ($\sim$ 50 MeV) qui seuls permettent un ajustement assez bon à toutes les énergies considérées.

Il paraît impossible de tirer des informations plus quantitatives de cette analyse. Nous n'avons pas de paramètres élastiques de référence, les constantes K sont très fluctuantes et l'accord est en fait médiocre.

On peut, par contre, en déduire que le pick-up d'un neutron 1p permet de rendre compte de l'allure des distributions angulaires des deux niveaux, mais que ce mécanisme n'est sans doute pas le seul en cause.

La difficulté d'obtenir un ajustement de même qualité pour les deux niveaux à 4 et 5 MeV paraît être significative. On peut supposer la contribution d'une résonance dans le noyau composé dans ce domaine. En fait, nous avons mesuré la courbe d'excitation de ^{9}Be(^{3}He, α)^{8}Be (0^+) et avons mis en évidence une résonance large aux environs de 4,5 MeV. Cette résonance correspondrait à un niveau $T = 0$ dans le ^{12}C et ceci pourrait expliquer le rendement particulièrement grand du niveau de 18,15 MeV, essentiellement $T = 0$, à ces énergies.

Pour obtenir des données spectroscopiques plus précises, il serait intéressant de comparer les réactions ^{9}Be(^{3}He, α)^{8}Be* (1^+) et ^{9}Be(t, α)^{8}Li* (1^+). En effet, pour les niveaux isobariques analogues, on a :

$$(\gamma_n^2)_{T_z=1} = (\gamma_n^2 + \gamma_p^2)_{T_z=0} = (\gamma_p^2)_{T_z=-1}$$

$$(\gamma_n^2)_{T_z=0} = (\gamma_p^2)_{T_z=0}$$

γ_n^2 et γ_p^2 étant les largeurs partielles neutron et proton.

Cette dernière réaction a été étudiée par Kim Syn Nam [20] de 500 à 1 572 keV et présente dans ce domaine d'énergie incidente une distribution angulaire vers l'avant. Il serait intéressant d'étendre ce domaine d'étude, afin de comparer ces réactions à des énergies incidentes équivalentes et minimiser ainsi les difficultés d'analyse.

3. **Doublet 1^+.** — Nous avons montré que dans la réaction ^{9}Be(^{3}He, α), les niveaux 1^+ sont formés, tous deux, essentiellement par un mécanisme de pick-up $l = 1$ et que le rapport des sections efficaces de leur formation est de l'ordre de 2.

L'analyse du mécanisme de cette réaction ne permet pas de déduire sans ambiguïté les caractéristiques spectroscopiques de ces niveaux. Ces résultats doivent donc être replacés dans l'ensemble des résultats obtenus dans l'étude d'autres réactions, et ce sont toutes ces données qui doivent être comparées aux modèles proposés.

3.1 Réactions sélectives en spin isobarique. — • ^{10}B(d, α) forme le niveau de 18,15 MeV avec un rendement environ dix fois plus grand que celui du niveau de 17,64 MeV [21]. Ceci indique une forte composante $T = 0$ du niveau de 18,15 MeV. Cependant, la transition M1 importante vers le fondamental [2] suppose l'existence d'une composante $T = 1$, d'après la règle de Morpugo dans les noyaux self-conjugués.

• La comparaison des réactions

^{9}Be(d, ^{3}He)^{8}Li* (1^+) et ^{9}Be(d, t)^{8}Be* (17,64 MeV) [22]

montre que le niveau de 17,64 MeV peut être considéré de façon satisfaisante comme membre du multiplet d'isospin.

Ces réactions mettent en évidence un mélange de spin isobarique, mais beaucoup plus faible que dans le cas des niveaux 2^+.

3.2 Les réactions de pick-up d'un nucléon. — • ^{9}Be(p, d). L'étude de cette réaction [23] conduit à des conclusions comparables à celles que nous avons obtenues avec la réaction ^{9}Be(^{3}He, α).

Si les valeurs absolues des facteurs $F^2 = C_T^2\, S(T)$ (C_T = coefficient de Clebsch-Gordan de spin isobarique, S = facteur spectroscopique) déduites de l'analyse des résultats expérimentaux et correspondant aux deux niveaux, varient beaucoup d'un auteur à l'autre, leur rapport reste voisin de 2. Ce rapport est directement comparable au rapport expérimental car les effets énergétiques sont pratiquement les mêmes pour les deux niveaux, aux énergies incidentes relativement élevées auxquelles ont été effectuées ces études (34, 46, 100 et 185 MeV).

• La réaction ^{9}Be(d, t), par contre, est peu étudiée. Garvey [22] indique que le niveau de 17,64 MeV est fortement excité et que la distribution angulaire est semblable à celle du niveau de 16,9 MeV, c'est-à-dire caractéristique d'un effet direct. Par contre, il ne mentionne pas la formation du niveau de 18,15 MeV. En fait, ce niveau est plus difficile à observer car plus large. On ne peut donc rien conclure quant à la sélectivité de la réaction.

3.3 Réaction de stripping d'un nucléon. — • Dans la réaction ^{7}Li(d, n) [24] les distributions angulaires correspondant aux deux niveaux sont toutes deux expliquées [25] par un stripping $l = 1$. Le rapport des largeurs réduites θ^2 (18,15 MeV)/θ^2 (17,64 MeV) est égal à 1,93.

• Dans la réaction ^{7}Li(^{3}He, d), seul le niveau de 17,64 MeV est mentionné [26].

La comparaison de ces différentes réactions de transfert d'un nucléon montre que ces deux niveaux

ont des largeurs partielles neutron et proton du même ordre de grandeur.

La situation est très différente pour le doublet 2^+. Les réactions sélectives en spin isobarique forment les deux niveaux avec une probabilité comparable. Par contre, dans les réactions de transfert d'un nucléon, l'un ou l'autre des niveaux est formé avec une probabilité beaucoup plus grande suivant qu'il s'agisse du pick-up d'un neutron (niveau de 16,9 MeV) ou du stripping d'un proton (niveau de 16,6 MeV) [1, 2, 3].

Marion [27] a proposé un modèle en sous-structure à une configuration pour expliquer les différents résultats expérimentaux obtenus pour ce doublet : le niveau de 16,6 MeV aurait une configuration ^{7}Li + p, celui de 16,9 MeV, une configuration ^{7}Be + n. Pour le doublet 1^+, les résultats expérimentaux précédents, ainsi que d'autres analysés par Paul [12], montrent que l'extension de ce modèle (en supposant une excitation des cœurs) est inadaptée.

Une explication plus générale a été fournie dans le cadre du modèle en couches en couplage intermédiaire [1, 2]. Dans ce modèle, on suppose que les niveaux 2^+ de spins isobariques différents sont dégénérés ou mélangés par l'interaction coulombienne. On peut montrer que la description du doublet 2^+ par deux états mélangés à 50 % en T est équivalente à la représentation en sous-structure à une configuration.

Le modèle en couches permet également d'expliquer qualitativement [3] le mélange de spin isobarique beaucoup plus faible, observé dans le doublet 1^+. En effet, les calculs de Barker ont montré que le ^{8}Be était proche de la limite $L.S$ (les états 2^+ et 1^+ sont des états presque purs $L = 1$ et les états $J = 3$, des états $L = 2$). La principale composante provient donc, pour chaque état J, du L admissible maximum. Dans cette approximation, on peut décrire les différents doublets de façon simple :

$$2^+ \begin{cases} \psi\,(T = 0) = |\,S = 1\,\rangle\,|\,L = 1\,\rangle \\ \psi\,(T = 1) = |\,S = 1\,\rangle\,|\,L = 1\,\rangle \end{cases}$$

$$1^+ \begin{cases} \psi\,(T = 0) = |\,S = 1\,\rangle\,|\,L = 1\,\rangle \\ \psi\,(T = 1) = \alpha\,|\,S = 1\,\rangle\,|\,L = 1\,\rangle + \\ \qquad\qquad + \beta\,|\,S = 0\,\rangle\,|\,L = 1\,\rangle \end{cases}$$

$$3^+ \begin{cases} \psi\,(T = 0) = |\,S = 1\,\rangle\,|\,L = 2\,\rangle \\ \psi\,(T = 1) = |\,S = 1\,\rangle\,|\,L = 2\,\rangle\,. \end{cases}$$

La similitude de description des doublets 2^+ et 3^+ permet de supposer une interaction coulombienne comparable, donc un mélange important pour une dégénérescence comparable. Par contre, l'intervention d'un état $|\,S = 0\,\rangle\,|\,L = 1\,\rangle$ dans l'état 1^+ $T = 1$ diminue l'interaction coulombienne et explique le mélange beaucoup moins important observé. De plus, ces calculs montrent que ces niveaux sont beaucoup moins dégénérés ($\Delta E = 1{,}15$ MeV), ce qui diminue également le mélange.

Dans l'évaluation précise du taux de mélange, on se heurte à des difficultés. Barker, en introduisant un mélange de 6 %, reproduit assez bien les différentes transitions γ provenant du niveau de 17,64 MeV, le rapport de spin [28] de voie ^{7}Li(p, p) ainsi que le facteur spectroscopique déduit de la résonance pour ce même niveau. Par contre, ce mélange est incorrect pour décrire les mêmes quantités relatives au niveau de 18,15 MeV.

Pour rendre compte des transitions γ provenant de ce niveau, Paul [29] introduit un mélange de 10 % en T en utilisant comme fonction d'onde de base les fonctions d'onde non mélangées calculées par Barker. Ce mélange plus important serait lié à la présence d'un second niveau 1^+ $T = 1$ calculé à 19,4 MeV.

On peut également supposer que la fonction d'onde non mélangée (1^+ $T = 0$) attribuée au niveau de 18,15 MeV n'est pas la bonne. Anderson *et al.* [30] indiquent que cet état est mal décrit dans le modèle en couches. Cela revient à dire que les deux niveaux considérés ne forment pas, en fait, un doublet. C'est également la conclusion à laquelle parviennent Detraz *et al.* [31] dans l'étude de ^{11}B(^{3}He, ^{6}Li). La probabilité très faible de formation de ce niveau s'expliquerait en supposant que celui-ci est en fait le second niveau 1^+ $T = 0$, qui, d'après les calculs de Boyarkina [32], serait à 1,2 MeV du premier, et d'après ceux de Barker [1] à 2,2 MeV. Cependant, la question reste ouverte, car une telle sélectivité n'est pas observée [33] dans ^{11}B(p, α), réaction qui correspond au même transfert.

Remerciements. — Les auteurs tiennent à remercier les professeurs D. Magnac-Valette, J. Catala et F. Senent pour leur accueil dans leurs laboratoires respectifs.

Ce travail a été effectué avec l'appui financier de l'Instituto de Estudios Nucleares, du C.S.I.C., du C.N.R.S. et de la collaboration franco-espagnole.

Bibliographie

[1] Barker, F. C., *Nucl. Phys.* **60** (1964) 555.
[2] Paul, P., *Z. Naturforsch.* **21a** (1966) 914.
[3] Bilwes-Bourotte, B., Thèse Université de Strasbourg (1969).
[4] Dorenbusch, W. E., Browne, C. P., *Phys. Rev.* **132** (1963) 1759.
[5] Moazed, C., Holmgren, H. D., *Phys. Rev.* **166** (1968) 977. Sullivan, D. J., Tracy, P. B., *Nucl. Phys.* **78** (1966) 225.
[6] Artemov, K. P., Gol'dberg, V. Z., Rudakov, V. P., Serikov, I. N., *Sov. J. Nucl. Phys.* **7** (1968) 314.
[7] Martinez, S., Thèse Université de Valencia (1973).
[8] Earwaker, L. G., *Nucl. Phys.* **A 90** (1967) 56.
[9] Park, J. Y., Duggan, J. L., Miller, P. D., Duncan, M. M., *Nucl. Phys.* **A 134** (1969) 277.
[10] Thomason, R. S., Schaller, L. A., Spalik, G., Walter, R. L., *Nucl. Phys.* **A 176** (1971) 535.
[11] Ecrit par Kunz, P. D., Université de Colorado.
[12] Taylor, R. B., Flechter, N. R., Davis, R. H., *Nucl. Phys.* **65** (1965) 318.

BRADY, F. P., JUNGERMANN, J. A., YOUNG, J. C., *Nucl. Phys.* **A 98** (1967) 241.
[13] COHEN, L., HERLING, G. H., *Nucl. Phys.* **A 141** (1970) 595.
[14] STOCK, R., BOCK, R., DAVID, P., DUHM, M. H., TAMURA, T., *Nucl. Phys.* **A 104** (1967) 136.
[15] CASAL, E., GARCIA, A., SENENT, F., *An. Fis.* **68** (1972) 305.
[16] NURZYNSKI, J., *Nucl. Phys.* **A 141** (1970) 257.
[17] FOU, C. M., ZURMÜHLE, R. V., *Nucl. Phys.* **A 129** (1969) 138.
EDWARDS, F. M., KRAUSHAAR, J. J., RIDDLEY, B. W., *Nucl. Phys.* **A 199** (1973) 463.
[18] KNUDSON, A. R., YOUNG, F. C., *Nucl. Phys.* **A 149** (1970) 323.
PARKER ALFORD, W., BLAU, L. M., CLINE, D., *Nucl. Phys.* **61** (1965) 368.
[19] ALTMAN, A., Thèse Université du Maryland.
[20] KIM SYN NAM, OSETINSKII, G. M., *Sov. J. Nucl. Phys.* **9** (1969) 279.
[21] BROWNE, C. P., ERSKINE, J. R., *Phys. Rev.* **143** (1966) 683.
CALLENDER, W. D., BROWNE, C. P., *Phys. Rev.* **2** 1 (1970) 1.
[22] GARVEY, G. T., CERNY, J., PUGH, H., *Bull. Am. Phys. Soc.* **2** (1966) 26.
[23] VERBA, J. W., WILLMES, H., CARLSON, R. F., SLAUS, I., REGINALD RICHARDSON, J., PETERSEN, E. L., *Phys. Rev.* **153** (1967) 1127.
SUNDBERG, O., KÄLLNE, J., *Ark. Fys.* **39** (1969) 323.
KULL, L. A., *Phys. Rev.* **163** (1967) 1066.
SCHOONOVER, J. L., LI, T. Y., MARK, S. M., *Nucl. Phys.* **A 176** (1971) 567.
MARION, J. B., LUDEMANN, C. A., ROOS, P. G., *Phys. Lett.* **22** (1966) 172.
[24] DIETRICH, F. S., ZAFIRATOS, C. D., *Bull. Am. Phys. Soc.* **10** (1965) 439.
DIETRICH, F. S., ZAFIRATOS, C. D., *Bull. Am. Phys. Soc.* **11** (1966) 725.
[25] KERR, R. G., *Bull. Am. Phys. Soc.* **12** (1967) 33.
[26] MARION, J. B., NETTLES, P. H., COCKE, C. L., STEPHENSON, G. J., *Phys. Rev.* **157** (1967) 847.
[27] MARION, J. B., *Phys. Lett.* **14** (1965) 315.
[28] BROWN, L., STEINER, E., ARNOLD, L. G., SEYLER, R. G., *Nucl. Phys.* **A 206** (1973) 353.
[29] PAUL, P., KOHLER, D., SNOVER, K. A., *Phys. Rev.* **173** (1968) 919.
[30] ANDERSON, R. K., GOLDHAMMER, P., *Phys. Rev. Lett.* **26** (1971) 978.
[31] DETRAZ, C., POUGHEON, F., BERNAS, M., LANGEVIN, M., ROUSSEL, P., VERNOTTE, J., *Nucl. Phys.* **A 228** (1974) 39.
[32] BOYARKINA, A. N., *Bull. Acad. Sci. USSR* **28** (1969) 255.
[33] KAMKE, D. G., GOODMAN, C. D., *Nucl. Phys.* **A 172** (1971) 555.