



**HAL**  
open science

# Niveaux du $^{10}\text{B}$ excités dans la diffusion élastique $^9\text{Be} + \text{p}$ à $2 \leq E_p \leq 5$ MeV

M. Allab, A. Boucenna, M. Haddad

► **To cite this version:**

M. Allab, A. Boucenna, M. Haddad. Niveaux du  $^{10}\text{B}$  excités dans la diffusion élastique  $^9\text{Be} + \text{p}$  à  $2 \leq E_p \leq 5$  MeV. *Journal de Physique*, 1983, 44 (5), pp.579-588. 10.1051/jphys:01983004405057900 . jpa-00209634

**HAL Id: jpa-00209634**

**<https://hal.science/jpa-00209634>**

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  
 24.30

## Niveaux du $^{10}\text{B}$ excités dans la diffusion élastique $^9\text{Be} + \text{p}$ à $2 \leq E_p \leq 5$ MeV

M. Allab, A. Boucenna et M. Haddad

Centre des Sciences et de la Technologie Nucléaires, Alger, Algérie

(Reçu le 25 juin 1982, révisé le 13 janvier 1983, accepté le 31 janvier 1983)

**Résumé.** — Les sections efficaces différentielles absolues de la diffusion  $^9\text{Be} + \text{p}$  ont été mesurées à  $2 \leq E_p \leq 3,8$  MeV. Cinq courbes d'excitation à des angles  $65^\circ \leq \theta_{\text{cm}} \leq 160^\circ$  et cinq distributions angulaires à  $E_p = 2,31; 2,44; 2,56; 2,62$  et  $2,73$  MeV et pour des angles  $40^\circ \leq \theta_{\text{cm}} \leq 140^\circ$  ont été obtenues. L'analyse simultanée de ces résultats et de données existant à  $E_p \leq 5$  MeV a été effectuée dans le formalisme de la matrice  $R$ . L'ensemble des données a été ajusté de façon satisfaisante en tenant compte, dans cette gamme d'énergie, de neuf niveaux du  $^{10}\text{B}$  situés respectivement aux énergies d'excitation  $E_x = 8,45; 8,66; 8,78; 8,880; 8,892; 8,93; 10,00; 10,36$  et  $10,83$  MeV. Les paramètres associés à ces niveaux ont été déduits et comparés aux résultats de travaux antérieurs et, dans certains cas, aux paramètres des niveaux analogues isobariques du  $^{10}\text{Be}$ .

**Abstract.** — Absolute differential cross sections of the  $^9\text{Be} + \text{p}$  elastic scattering have been measured between 2 and 3.8 MeV proton laboratory energy. Excitation curves at five angles between  $\theta_{\text{cm}} = 65^\circ$  and  $160^\circ$  and angular distributions at  $E_p = 2.31, 2.44, 2.56, 2.62$  and  $2.73$  MeV for  $\theta_{\text{cm}} = 40^\circ$  to  $140^\circ$  have been obtained. These results together with the previous measurements at  $E_p \leq 5$  MeV have been compared with the calculations performed in the  $R$ -matrix formalism. A good fit has been achieved by introducing nine  $^{10}\text{B}$  levels at the excitation energies  $E_x = 8.45, 8.66, 8.78, 8.880, 8.892, 8.93, 10.00, 10.36$  and  $10.83$  MeV. Resonance parameters for these levels have been deduced and compared with the existing values and, in some cases, with those of the analogous states in  $^{10}\text{Be}$ .

**1. Introduction.** — La diffusion élastique des protons par le béryllium a été largement étudiée pour des protons incidents d'énergie  $0,2 < E_p \leq 2,8$  MeV permettant d'atteindre les états du  $^{10}\text{B}$  à  $6,58 < E_x \leq 9,11$  MeV [1]. Si ces états sont bien connus [2, 3] jusqu'à  $E_x \leq 7,5$  MeV, il n'en est pas de même pour ceux situés aux énergies d'excitation  $7,5 < E_x \leq 9,11$  MeV. En effet, l'existence d'une anomalie observée au voisinage du seuil d'émission de neutrons dans les courbes d'excitation [4, 5] et dans les mesures de polarisation [6] en diffusion  $^9\text{Be}(p, p)$ , attribuée à un niveau du  $^{10}\text{B}$  à  $E_x = 8,4$  MeV est contestée par ailleurs [7, 8]. De plus, dans la gamme d'énergie  $2,3 \text{ MeV} \leq E_p \leq 2,8$  MeV où les courbes d'excitation sont dominées par une forte structure résonnante autour de  $E_p = 2,56$  MeV sur laquelle viennent se superposer de légères anomalies, Mashkarov *et al.* [5] prévoient, en plus du doublet à  $2,56$  MeV, l'existence de quatre états du  $^{10}\text{B}$  aux énergies de résonance [9]  $2,31; 2,44; 2,62$ ; et  $2,73$  MeV. Par contre, d'autres auteurs [10] obtiennent un ajustement satisfaisant de l'anomalie, dans son ensemble, en ne tenant compte que du doublet  $3^-$  et  $2^+$  à  $2,56$  MeV. Les niveaux du  $^{10}\text{B}$  proposés par

ces différents auteurs et les paramètres associés au doublet à  $2,56$  MeV doivent donc être reconsidérés.

Aux énergies de protons incidents  $2,8 \leq E_p \leq 4$  MeV, les seules données expérimentales de la diffusion élastique  $^9\text{Be}(p, p)$  existantes sont les distributions angulaires mesurées par Loyd *et al.* [11] à  $3 \leq E_p \leq 12$  MeV et les fonctions d'excitation de Read *et al.* [12] mesurées aux angles  $\theta_{\text{cm}} = 50^\circ$  et  $120^\circ$  à  $E_p \geq 3,6$  MeV. Ces résultats laissent supposer des états du  $^{10}\text{B}$  à  $E_x \geq 9,11$  MeV, confirmant les prévisions antérieures déduites de l'étude des réactions  $^9\text{Be}(p, n)$  et  $^9\text{Be}(p, \alpha\gamma)$  [13, 14]. Cette structure résonnante semble d'ailleurs persister à plus haute énergie ( $E_p > 4$  MeV) où Yasue *et al.* [15] étudiant la diffusion élastique  $^9\text{Be}(p, p)$  font état de l'existence d'un doublet à  $E_p = 4,5$  MeV, ( $\Gamma_1 = 200$  keV,  $\Gamma_2 = 1\,000$  keV) et d'un niveau à  $E_p = 4,7$  MeV ( $\Gamma = 300$  keV,  $J^\pi = 2^+$ ).

Nous nous proposons d'étudier, dans ce travail les états du  $^{10}\text{B}$  à  $8,4 < E_x < 11$  MeV à partir de l'analyse, effectuée dans le formalisme de la matrice  $R$ , des données expérimentales de la diffusion élastique  $^9\text{Be}(p, p)$  à  $2 \leq E_p \leq 5$  MeV. Les données comprennent, outre les courbes d'excitation mesurées à cinq angles diffé-

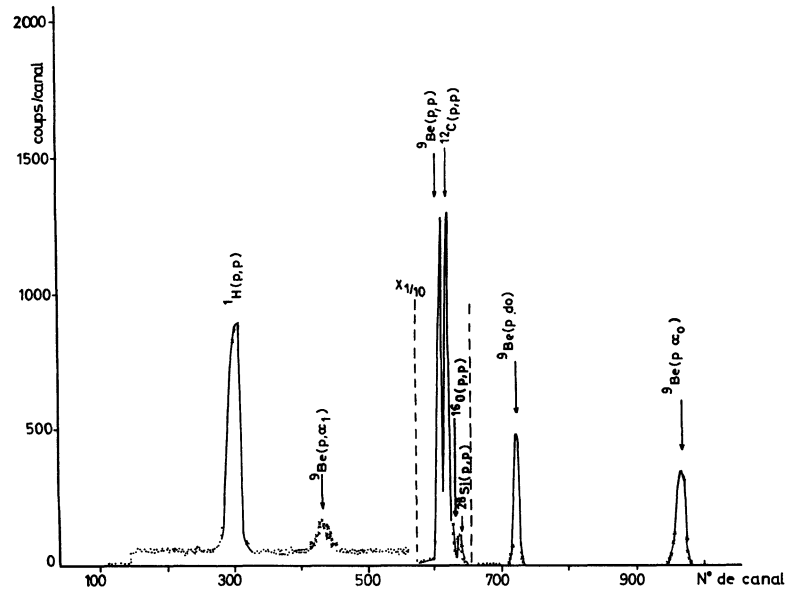


Fig. 1. — Spectre des particules émises en bombardant une cible de béryllium sur support de carbone avec des protons d'énergie  $E_p = 2,5$  MeV à  $\theta_{\text{Lab}} = 43^\circ$ .

[Pulse-height spectra of particles emitted from the bombardment of a  $^9\text{Be}$  target evaporated on a carbon backing with protons, with  $E_p = 2.5$  MeV,  $\theta_{\text{Lab}} = 43^\circ$ .]

rents à  $2 \leq E_p \leq 3,8$  MeV et les cinq distributions angulaires mesurées à  $2,31 \leq E_p \leq 2,73$  MeV dans le cadre de ce travail, les résultats des références [9-11] et [16] à  $E_p \leq 5$  MeV.

**2. Méthode expérimentale.** — Le faisceau de protons était fourni avec une résolution en énergie inférieure à  $1\%$  par l'accélérateur Van de Graaff de 3,8 MeV du Centre des Sciences et de la Technologie Nucléaires d'Alger.

Les cibles sont constituées par du béryllium métallique évaporé sur un support de  $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  de  $^{12}\text{C}$ . L'épaisseur en béryllium de ces cibles a été déterminée en évaluant la perte d'énergie des  $\alpha$ , d'énergie 2,31 MeV, rétrodiffusés par la cible. L'ajustement du spectre expérimental des  $\alpha$  mesuré à  $\theta_{\text{Lab}} = 155^\circ$  par un spectre théorique calculé en tenant compte de la perte d'énergie des particules  $\alpha$ , du straggling et de la résolution intrinsèque du détecteur permet de déterminer la largeur du spectre expérimental et d'en déduire la perte d'énergie des  $\alpha$  dans la cible [17]. L'épaisseur de la cible ( $29 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) peut alors être déduite en utilisant la valeur du pouvoir d'arrêt des  $\alpha$  dans le béryllium donné dans les tables de Ziegler [18].

L'intensité du faisceau incident recueilli dans une cage de Faraday placée derrière la cible était de l'ordre de 30 nA et la charge collectée par spectre était fixée à  $20 \mu\text{C}$ .

Les particules émises étaient détectées à l'aide de jonctions à barrière de surface Si-Au de  $300 \mu\text{m}$  de profondeur situées dans des cônes de détection délimitant des angles solides de quelque  $10^{-4}$  stéradian. Une chaîne d'analyse multivoies permettait l'acquisition simultanée des informations provenant de

quatre détecteurs. La résolution à mi-hauteur d'un pic de protons de 2,5 MeV variait entre 15 keV et 20 keV suivant la voie de détection (Fig. 1).

**3. Résultats expérimentaux.** — Nous avons mesuré cinq distributions angulaires dans la gamme d'angles  $40^\circ \leq \theta_{\text{cm}} \leq 140^\circ$  et aux énergies  $E_p = 2,31; 2,44; 2,56; 2,62; 2,73$  MeV correspondant aux énergies de résonance du noyau  $^{10}\text{B}$  proposées par Mashkarov *et al.* [9], et 5 courbes d'excitation dans la gamme d'énergies incidentes  $2 \leq E_p \leq 3,8$  MeV, par pas de 2 à 5 keV et aux angles d'observation  $65^\circ 30' \leq \theta_{\text{cm}} \leq 160^\circ 42'$ .

Les sections efficaces différentielles absolues ont été déterminées avec une incertitude  $\leq 13\%$  due essentiellement à l'erreur sur la mesure des angles solides ( $\approx 5,3\%$ ) et à l'erreur sur la détermination de l'épaisseur de cible ( $\approx 5\%$ ). Les erreurs dues au dépouillement des spectres ont été minimisées du fait que le pic proton n'était pas exploité aux énergies et angles où la cinématique et la résolution ne permettaient pas de le séparer de pics contaminants tels que le deuton de la réaction  $^9\text{Be}(p, d)^8\text{Be}$ . Nos mesures sont, dans la limite des barres d'erreurs, en bon accord avec celles publiées précédemment (Fig. 2).

**4. Analyse des résultats expérimentaux.** — L'ensemble de nos résultats expérimentaux ainsi que les courbes d'excitation  $^9\text{Be}(p, p)$  mesurées par Mashkarov *et al.* [9], Kiss *et al.* [10] et Mozer [16] à  $2 \leq E_p \leq 3$  MeV et des distributions angulaires obtenues par Loyd *et al.* [11] à  $3 \leq E_p \leq 5$  MeV ont été analysés en utilisant le formalisme de la matrice  $R$  développé par Lane et Thomas [19], dans l'approximation à

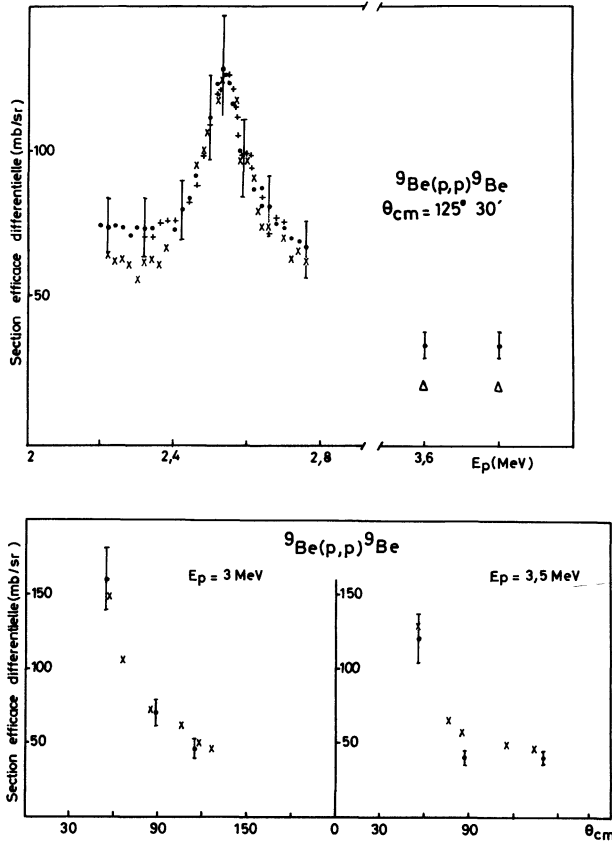


Fig. 2. — Comparaison des résultats expérimentaux obtenus dans ce travail avec ceux obtenus par d'autres auteurs : ● : nos points; × : réf. [9]; + : réf. [10]; \* : réf. [11]; Δ : réf. [12].

[Comparison of the present data with existing results : ● : this work, × : ref. [9]; + : ref. [10]; \* : ref. [11]; Δ : ref. [12].]

un niveau λ. L'élément de matrice de collision  $U_{cc'}$  s'écrit alors :

$$U_{cc'} = e^{i(\Omega_c + \Omega_{c'})} \left[ \delta_{cc'} + i \frac{(\Gamma_{\lambda_c} \Gamma_{\lambda_{c'}})^{1/2}}{(E_\lambda + \Delta_\lambda - E) - \frac{i}{2} \Gamma} \right]$$

où  $\Omega_c$  et  $\Omega_{c'}$  sont les déphasages dans les voies  $c$  et  $c'$  donnés par :

$$\Omega_c = \left( \sum_{n=1}^{l_c} \arctg \frac{\eta_c}{n} \right) - \arctg \frac{F(\rho_c)}{G(\rho_c)} \quad \text{avec} \quad \rho_c = k_c a_c$$

où  $l_c$  est le moment orbital relatif des particules dans la voie  $c$ ,  $\eta_c$  le paramètre de Coulomb,  $F(\rho_c)$  et  $G(\rho_c)$  sont les fonctions de Coulomb régulière et irrégulière calculées pour un nombre d'onde  $k_c$  et un rayon d'interaction  $a_c$  égal à 4,47 fm.

La largeur partielle  $\Gamma_{\lambda_c}$  du niveau  $\lambda$  dans la voie  $c$  est reliée à la largeur réduite  $\gamma_{\lambda_c}$  par l'intermédiaire du facteur de pénétration  $P_c$  :

$$\Gamma_{\lambda_c} = 2 P_c \gamma_{\lambda_c}^2 \quad \text{avec} \quad P_c = \frac{\rho_c}{F^2(\rho_c) + G^2(\rho_c)}$$

La largeur totale  $\Gamma_\lambda$  du niveau  $\lambda$  est égale à la somme des largeurs partielles  $\Gamma_{\lambda_c}$ .

Le facteur de déplacement  $\Delta_\lambda$  est donné par :

$$\Delta_\lambda = - \sum_c \gamma_{\lambda_c}^2 \left[ \rho_c \frac{G'(\rho_c) G(\rho_c) + F'(\rho_c) F(\rho_c)}{F^2(\rho_c) + G^2(\rho_c)} - b_c \right]$$

où  $G'(\rho_c)$  et  $F'(\rho_c)$  sont les dérivées d'ordre un des fonctions de Coulomb  $G(\rho_c)$  et  $F(\rho_c)$ ;  $b_c$  est le paramètre de raccordement choisi de telle sorte que le déplacement du niveau soit nul à l'énergie de résonance.

Les énergies de protons incidents étant faibles, la contribution des ondes partielles a été limitée à  $l_c \leq 4$ .

Les sections efficaces différentielles expérimentales ont été ajustées par les sections efficaces théoriques où chaque niveau est caractérisé par les paramètres suivants : le spin  $S$  de la voie, le spin et la parité  $J^\pi$  du niveau, l'énergie de résonance  $E_R$ , la largeur totale  $\Gamma$  et la largeur partielle  $\Gamma_p$  dans la voie proton.

Pour tenir compte des effets d'interférence produits par les niveaux larges situés dans la gamme d'énergie  $E_p < 2$  MeV, nous avons d'abord introduit les niveaux bien connus [1] situés aux énergies  $E_p = 330$  keV; 980 keV; 992 keV; 1 084 keV et 1 370 keV et le niveau large proposé par Mo *et al.* [3] à  $E_p = 1 650$  keV.

Pour les niveaux situés à  $E_p > 2$  MeV, à cause des divergences existant entre les conclusions des différents travaux rapportés jusqu'ici, nous avons introduit progressivement chaque niveau en optimisant par essais successifs l'ajustement de l'ensemble des courbes d'excitation (Fig. 3). La validité des paramètres résonnants déduits de l'analyse a ensuite été testée dans l'ajustement de l'ensemble des distributions angulaires.

4.1 NIVEAU À  $E_x = 8.45$  MeV ( $E_p = 2,06$  MeV). — Par analogie avec les résultats obtenus à partir de la diffusion <sup>7</sup>Li(p, p) [20] et conformément aux prévisions de Breit *et al.* [21], Dearnaley [22] a émis l'hypothèse de l'existence d'une résonance au seuil neutron de la voie <sup>9</sup>Be(p, n)<sup>9</sup>B situé à  $E_p = 2,06$  MeV.

Les mesures de rendement de la diffusion <sup>9</sup>Be(p, p) faites par certains auteurs [7, 8, 22] ne mettent pas en évidence l'existence de cette résonance et sont en contradiction avec les mesures faites par ailleurs [4-6] où l'on note la présence d'une faible anomalie attribuée par Mashkarov *et al.* [23] à l'existence d'un état de spin et parité  $1^-$  ou  $2^-$ .

Nos résultats expérimentaux laissent apparaître des variations faibles ( $\approx 10\%$ ) de la section efficace autour de 2,06 MeV, en particulier à l'angle  $\theta_{cm} = 65^\circ 30'$  (Fig. 4). Ces variations ont été attribuées à la contribution d'un niveau large faiblement excité dans la voie proton mais qui produit avec les niveaux avoisinants, notamment ceux situés à  $E_p = 1,6$  MeV et 2,3 MeV des effets d'interférence non négligeables. L'analyse de ces effets dans l'ensemble des résultats expérimentaux autour de cette

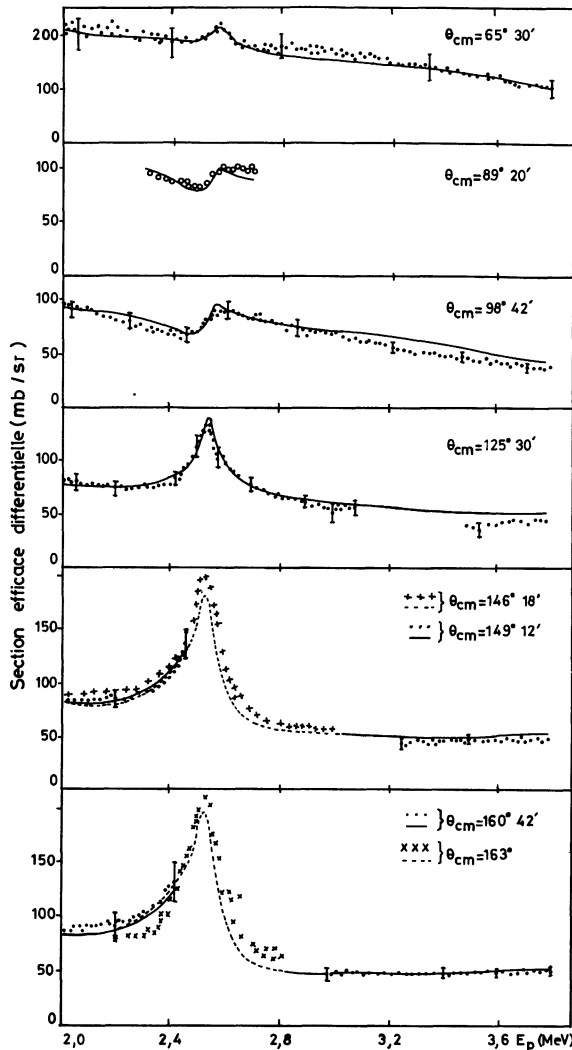


Fig. 3. — Fonctions d'excitation de la diffusion élastique  ${}^9\text{Be}(p, p){}^9\text{Be}$ . Les résultats expérimentaux sont ceux déduits de ce travail ( $\bullet\bullet\bullet$ ) et ceux donnés par Mo *et al.* [3] ( $+++$ ); par Mashkarov *et al.* [9] ( $\times\times\times$ ) et par Kiss *et al.* [10] ( $\circ\circ\circ$ ). Les courbes théoriques (traits tirés et traits pleins) ont été calculées en tenant compte de la contribution des neuf niveaux du  ${}^{10}\text{B}$  décrits par les paramètres donnés dans le tableau I, et des six niveaux situés à  $E_p \leq 2$  MeV comme précisé dans le texte.

[Differential cross sections for the  ${}^9\text{Be} + p$  elastic scattering at eight different angles. The experimental data are from this work ( $\bullet\bullet\bullet$ ); from Mo *et al.* [3] ( $+++$ ); Mashkarov *et al.* [9] ( $\times\times\times$ ); Kiss *et al.* [10] ( $\circ\circ\circ$ ). The solid and dashed curves represent the theoretical fits obtained from the  $R$ -matrix formalism with all the  ${}^{10}\text{B}$  levels listed in table I plus six  ${}^{10}\text{B}$  levels at  $E_p \leq 2$  MeV as explained in the text.]

gamme d'énergie, nous a permis de confirmer la parité négative proposée pour ce niveau [23] et de lui attribuer préférentiellement des spin et parité  $J^\pi = 2^-$  (Fig. 4) avec un rapport  $\Gamma_p/\Gamma = 0,02$  nettement plus faible que celui proposé par Mashkarov (Tableau I).

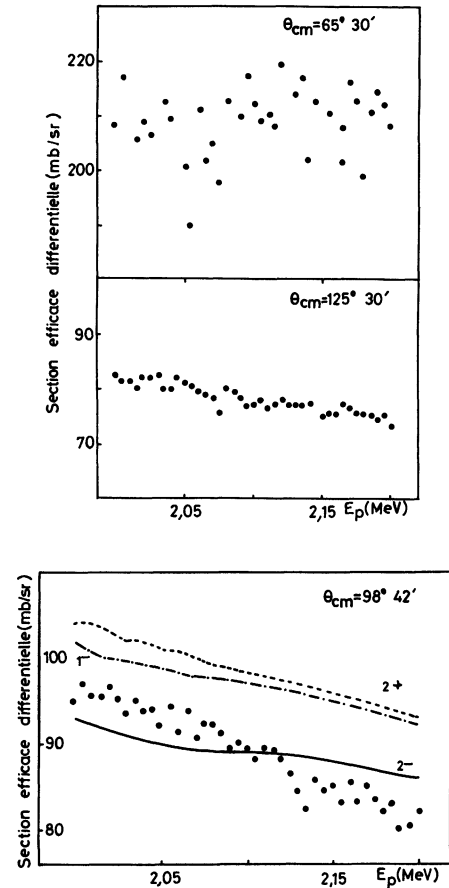


Fig. 4. — Fonctions d'excitation de la diffusion élastique  ${}^9\text{Be}(p, p){}^9\text{Be}$  au voisinage de  $E_p = 2,07$  MeV. Les courbes théoriques ont été calculées comme décrit dans la légende de la figure 3 mais en attribuant au niveau à  $E_p = 2,07$  MeV successivement les spins et parités  $2^-$  (trait plein),  $1^-$  (trait tiré pointé) ou  $2^+$  (trait tiré).

[Differential cross sections of the  ${}^9\text{Be} + p$  elastic scattering in the vicinity of the 2.07 MeV resonance. The theoretical curves were calculated as explained in figure 3 but with different  $J^\pi$  values for the 2.07 MeV resonance:  $2^-$  (solid line),  $1^-$  (dashed-pointed line),  $2^+$  (dashed line).]

#### 4.2 NIVEAU À $E_x = 8,66$ MeV ( $E_p = 2,30$ MeV). —

Les sections efficaces intégrées de la réaction  ${}^9\text{Be}(p, d){}^8\text{Be}$  [24] et de la réaction  ${}^9\text{Be}(p, \alpha_0){}^6\text{Li}$  [25] suggèrent un niveau du  ${}^{10}\text{B}$  à  $E_x = 8,66$  MeV. Par ailleurs, la variation avec l'énergie du pouvoir d'analyse des protons polarisés diffusés par le béryllium mesurée par Rohrer *et al.* [2] et par Mashkarov *et al.* [9] montre un comportement résonnant dans cette gamme d'énergie attribuée, là encore, à un niveau du  ${}^{10}\text{B}$  à 8,66 MeV. Cependant, il existe de grandes divergences entre les paramètres résonnants caractérisant ce niveau et proposés par ces auteurs:  $J^\pi = (1^+, 2^+)$ ,  $\Gamma = 0,3$  MeV d'une part [2] et  $J^\pi = 3^-$ ,  $\Gamma = 35$  keV d'autre part [9].

Les sections efficaces de la diffusion élastique  ${}^9\text{Be}(p, p){}^9\text{Be}$  rapportées dans ce travail ne présentent pas de structure résonnante claire au voisinage de

Tableau I. — Niveaux du  $^{10}\text{B}$  déduits de l'étude de la diffusion élastique  $^9\text{Be}(p, p)^9\text{Be}$  à  $2 \leq E_p \leq 5$  MeV.  
 [ $^{10}\text{B}$  levels deduced from  $^9\text{Be} + p$  elastic scattering analysis at  $2 \leq E_p \leq 5$  MeV.]

Présent travail								Travaux antérieurs				
$E_p$ (MeV $\mp$ keV)	$E_x$ (MeV $\mp$ keV)	$l$	$S$	$\gamma_p^2$ (keV)	$\Gamma_p/\Gamma$	$\Gamma_{cm}$ (keV)	$J^\pi$	$J^\pi$	$\Gamma$ (keV)	$\Gamma_p/\Gamma$	$E_x$ (MeV)	Réf.
2,07 $\mp$ 10	8,45 $\mp$ 10	0	2	1,14	0,02	100 $\mp$ 20	$2^-$	$(1^-, 2^-)$	70 $\mp$ 10	0,43	(8,4)	23
2,30 $\mp$ 20	8,66 $\mp$ 20	1	1	7,4	0,04	200 $\mp$ 20	$2^+$	$(1^+, 2^+)$ $3^-$	300 $\mp$ 100 35 $\mp$ 10	0,3	8,67	2 9
2,44 $\mp$ 10	8,78 $\mp$ 10	2	1	135,3	0,2	180 $\mp$ 10	$3^-$	$3^+$	50 $\mp$ 10	0,7	8,79	9
2,550 $\mp$ 5	8,880 $\mp$ 5	2	1	300	0,85	105 $\mp$ 5	$3^-$	$3^{(-)}$ $3^-$	30 $\mp$ 5 100 $\mp$ 20	0,6 0,95	8,89 8,890	9 10
2,563 $\mp$ 5	8,892 $\mp$ 5	1	1	10,2	0,35	36 $\mp$ 4	$2^+$	$2^+$ $2^+$	90 $\mp$ 20 40 $\mp$ 1	0,4 0,19	8,89 8,895	9 10
2,60 $\mp$ 10	8,93 $\mp$ 10	1	1	12,5	0,35	45 $\mp$ 5	$1^+$	$(1^+, 3^+)$	40 $\mp$ 10	0,7	8,95	9
2,73 $\mp$ 20 [9]					0			$3^-$	45 $\mp$ 10	0,4	9,03	9
3,80 $\mp$ 100	10,00 $\mp$ 90	2	1	110	0,15	450 $\mp$ 50	$3^-$					
4,20 $\mp$ 100	10,36 $\mp$ 90	0	2	260	0,78	1 000 $\mp$ 100	$2^-$		1 000		10,6	15
4,72 $\mp$ 100	10,83 $\mp$ 90	1	1	65,6	0,4	400 $\mp$ 100	$2^+$	$2^+$	300		10,8	15

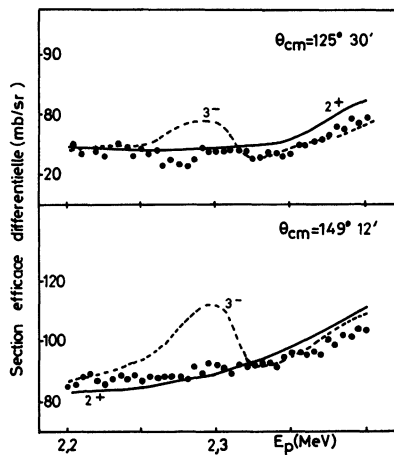


Fig. 5. — Fonctions d'excitation de la diffusion élastique  $^9\text{Be}(p, p)^9\text{Be}$  au voisinage de  $E_p = 2,30$  MeV. Les courbes théoriques ont été calculées comme décrit dans la légende de la figure 3 mais en attribuant au niveau à  $E_p = 2,30$  MeV successivement les spins et parités  $2^+$  (trait plein) ou  $3^-$  (trait tiré).

[Differential cross sections of  $^9\text{Be} + p$  elastic scattering in the vicinity of the 2.30 MeV resonance. The theoretical curves were calculated as explained in figure 3, but with different  $J^\pi$  values for the level at 2.30 MeV :  $2^+$  (solid line),  $3^-$  (dashed line).]

$E_p = 2,30$  MeV, en accord avec les résultats précédents [9, 16], mettant en évidence que le niveau à 8,66 MeV est très faiblement excité dans la voie proton. L'existence de celui-ci se manifeste essentiellement par les effets qu'il produit avec les niveaux avoisinants notamment aux angles intermédiaires  $\theta_{cm} = 83^\circ$  et  $\theta_{cm} = 98^\circ 42'$ . Un bon ajustement des données a été obtenu (Figs. 3 et 5) en prenant un rapport  $\Gamma_p/\Gamma = 0,04$ ,  $J^\pi = 2^+$ ,  $\Gamma = 200$  keV en accord avec les valeurs proposées par Rohrer [2] (Tableau I). De plus, la distribution angulaire théorique calculée avec les paramètres proposés est en très bon accord avec la distribution angulaire mesurée au voisinage immédiat de la résonance (Fig. 6).

4.3 NIVEAU À  $E_x = 8,78$  MeV ( $E_p = 2,44$  MeV). — Nos mesures suggèrent l'existence d'une anomalie au voisinage de  $E_p = 2,44$  MeV (Fig. 7) en accord avec les observations de Andreev *et al.* [6] et Mashkarov *et al.* [9]. Toutefois Andreev attribue la structure observée à  $E_p = 2,48$  MeV à un des membres du doublet situé au voisinage de  $E_p = 2,56$  MeV alors que Mashkarov la fait correspondre à un nouvel état du  $^{10}\text{B}$ , ce qui est en accord avec les résultats obtenus dans ce travail. Nous proposons pour ce niveau les paramètres  $J^\pi = 3^-$ ,  $\Gamma = 180$  keV et

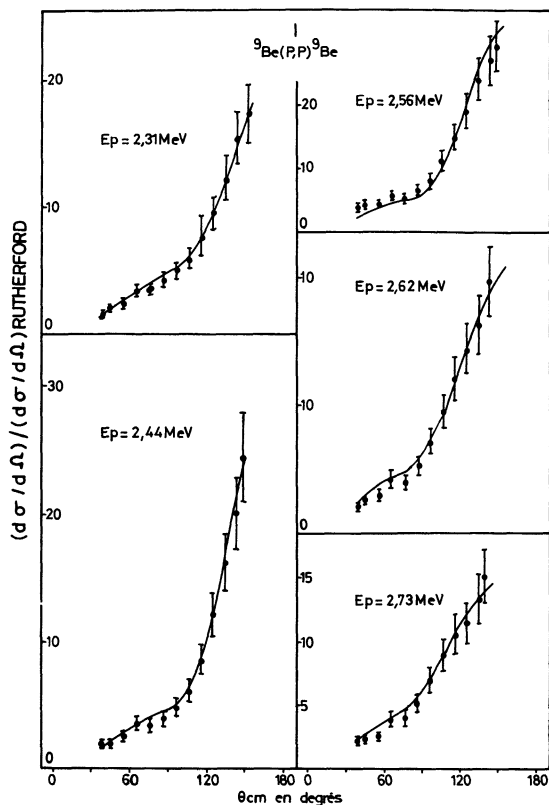


Fig. 6. — Distributions angulaires de la diffusion élastique  ${}^9\text{Be}(p, p){}^9\text{Be}$ . Les courbes théoriques ont été calculées comme décrit dans la légende de la figure 3.

[Angular distributions for  ${}^9\text{Be} + p$  elastic scattering. The theoretical curves were calculated as explained in figure 3.]

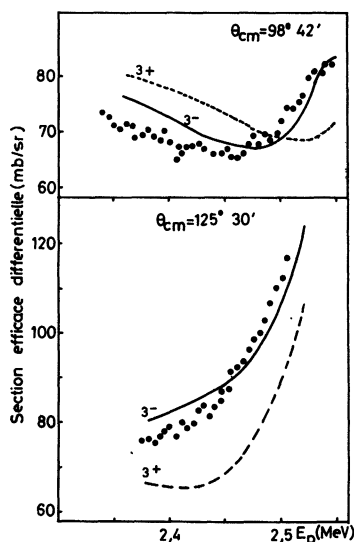


Fig. 7. — Fonctions d'excitation de la diffusion élastique  ${}^9\text{Be}(p, p){}^9\text{Be}$  au voisinage de  $E_p = 2,44$  MeV. Les courbes théoriques ont été calculées comme décrit dans la légende de la figure 3 mais en attribuant au niveau à  $E_p = 2,44$  MeV successivement les spins et parités  $3^-$  (trait plein) ou  $3^+$  (trait tiré).

[Differential cross sections of  ${}^9\text{Be} + p$  elastic scattering in the vicinity of the 2.44 MeV resonance. The theoretical curves were calculated as explained in figure 3 but with different  $J^\pi$  values for the 2.44 MeV resonance :  $3^-$  (solid line),  $3^+$  (dashed line).]

$\Gamma_p/\Gamma = 0,2$  en désaccord avec les paramètres proposés par Mashkarov *et al.* [9] (Tableau I); la figure 7 montre que les ajustements obtenus en supposant la contribution d'un niveau de spin et parité  $3^-$  d'une part et  $3^+$  d'autre part sont en faveur du niveau de parité négative. De plus, la distribution angulaire théorique calculée à l'énergie de résonance  $E_p = 2,44$  MeV avec les paramètres proposés dans ce travail (Tableau I) est en très bon accord avec la distribution angulaire expérimentale (Fig. 6).

4.4 DOUBLET AU VOISINAGE DE  $E_p = 2,56$  MeV. — Les courbes d'excitation de la diffusion élastique  ${}^9\text{Be}(p, p){}^9\text{Be}$  mesurées dans ce travail et celles obtenues par ailleurs [9, 10, 16, 22] montrent l'existence d'une structure résonnante très accentuée au voisinage de  $E_p = 2,56$  MeV. Une structure analogue apparaît également dans les mesures des sections efficaces différentielles des réactions  ${}^9\text{Be}(p, n)$ ,  ${}^9\text{Be}(p, \alpha)$  et  ${}^9\text{Be}(p, \alpha\gamma)$  effectuées par divers auteurs [10, 13, 24-28] et dans les courbes de polarisation obtenues par ailleurs [2, 6, 9].

Par des considérations purement qualitatives, Dearnaley [22] a attribué l'anomalie observée à un niveau du noyau  ${}^{10}\text{B}$  de spin et parité  $J^\pi = 2^+$ . Mais la comparaison des valeurs de la largeur totale de la résonance déduites de l'analyse des réactions  ${}^9\text{Be}(p, \alpha\gamma)$  et  ${}^9\text{Be}(p, n)$  égales respectivement à  $\Gamma = 38 \pm 3$  keV et  $\Gamma = 85 \pm 10$  keV, a conduit Marion *et al.* [13]

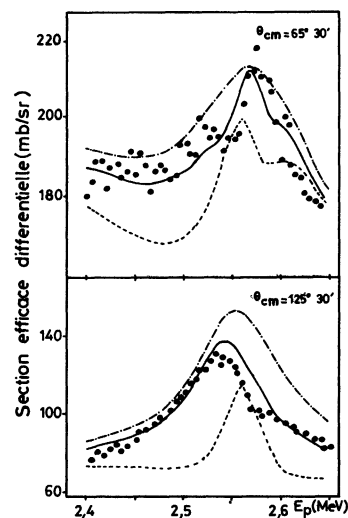


Fig. 8. — Fonctions d'excitation de la diffusion élastique  ${}^9\text{Be}(p, p){}^9\text{Be}$  au voisinage de  $E_p = 2,56$  MeV. Les courbes théoriques ont été calculées conformément à la légende de la figure 3 mais en décrivant les niveaux du doublet à  $E_p = 2,56$  MeV par les paramètres déduits de ce travail (trait plein), donnés dans la réf. [9] (trait tiré) et la référence [10] (trait tiré pointé) reportés dans le tableau II.

[Differential cross sections of  ${}^9\text{Be} + p$  elastic scattering in the vicinity of the 2.56 MeV doublet. The theoretical curves were calculated as explained in figure 3, but with different resonance parameters for the 2.56 MeV doublet listed in table II; this work (solid line); Mashkarov *et al.* [9] (dashed line); Kiss *et al.* [10] (dashed-pointed line).]

à émettre l'hypothèse de l'existence d'un doublet à 2,56 MeV de spins et parités  $J^\pi = 3^+$  et  $2^+$ . Cependant Altman *et al.* [29] ont montré que les paramètres déduits pour le niveau  $J^\pi = 3^+$  sont incompatibles avec la règle « d'addition de l'isospin » [30] suggérant ainsi la présence de deux niveaux de parités opposées, en accord avec les conclusions de l'analyse des courbes de polarisation réalisées par ailleurs [9, 31] et l'analyse à deux niveaux effectuée par Kiss *et al.* [10] dans l'étude des réactions  ${}^9\text{Be}(p, p)$  et  ${}^9\text{Be}(p, \alpha_2\gamma){}^6\text{Li}$ .

L'analyse de l'ensemble de nos résultats expérimentaux confirme les résultats précédents puisqu'elle suggère l'existence de deux niveaux de spins et parités  $3^-$  et  $2^+$  au voisinage de  $E_p = 2,56$  MeV. Toutefois, les paramètres résonnants qui caractérisent ces niveaux (en particulier  $\Gamma$  et  $\Gamma_p$ ) et qui permettent d'obtenir un bon accord entre les courbes d'excitation expérimentales et théoriques et un très bon ajustement de la distribution angulaire à  $E_p = 2,56$  MeV (Fig. 6), sont sensiblement différents de ceux proposés dans les travaux antérieurs [9, 10] (Tableaux I et II). Une comparaison des ajustements obtenus en utilisant les diverses séries de paramètres est illustrée dans la

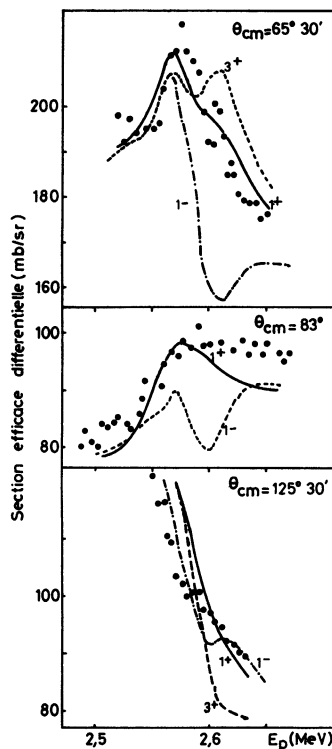


Fig. 9. — Fonctions d'excitation de la diffusion élastique  ${}^9\text{Be}(p, p){}^9\text{Be}$  au voisinage de  $E_p = 2,60$  MeV. Les courbes théoriques ont été calculées comme décrit dans la légende de la figure 3, mais en attribuant au niveau à  $E_p = 2,60$  MeV successivement les spins et parités  $1^+$  (trait plein),  $3^+$  (trait tiré) ou  $1^-$  (trait tiré pointé).

[Differential cross sections of  ${}^9\text{Be} + p$  elastic scattering in the vicinity of the 2.60 MeV resonance. The theoretical curves were calculated as explained in figure 3, but with different  $J^\pi$  values for the 2.60 MeV resonance :  $1^+$  (solid line),  $3^+$  (dashed line),  $1^-$  (dashed-pointed line).]

figure 8 où la contribution de l'ensemble des niveaux avoisinants a été prise en compte.

4.5 NIVEAU AU VOISINAGE DE  $E_x = 8,92$  MeV ( $E_p = 2,6$  MeV). — Les courbes d'excitation de la diffusion  ${}^9\text{Be}(p, p){}^9\text{Be}$  montrent l'existence d'une légère anomalie au voisinage de  $E_p = 2,6$  MeV (Fig. 3). Cette anomalie apparaît également sur les mesures des sections efficaces différentielles réalisées par Mashkarov *et al.* [9], Kiss *et al.* [10] et dans les mesures du rendement de la réaction  ${}^9\text{Be}(p, \alpha_2\gamma){}^6\text{Li}$  effectuée par Morita *et al.* [25].

L'analyse de l'ensemble des courbes d'excitation permet de confirmer l'existence, déjà suggérée par Mashkarov *et al.* [9], d'un niveau de parité positive (Fig. 9), dont les effets d'interférence avec les niveaux avoisinants ne sont pas négligeables. Ces effets permettent de retenir préférentiellement, parmi les hypothèses étudiées, le spin et la parité  $J^\pi = 1^+$  (Fig. 9). Ce niveau caractérisé par les paramètres donnés dans le tableau I, permet d'obtenir également un très bon ajustement de la distribution angulaire expérimentale à 2,6 MeV (Fig. 6).

4.6 NIVEAU À  $E_x = 9,03$  MeV ( $E_p = 2,73$  MeV). — L'ensemble des courbes d'excitation (Fig. 3) ne présente aucune évidence pour l'existence d'un niveau au voisinage de  $E_p = 2,73$  MeV comme proposé par Mashkarov *et al.* [9]. Un ajustement satisfaisant des données expérimentales (Fig. 3) et particulièrement de la distribution angulaire à  $E_p = 2,73$  MeV (Fig. 6) a été obtenu sans tenir compte de la présence de ce niveau mais en introduisant seulement les contributions des niveaux avoisinants donnés dans le tableau I.

4.7 NIVEAUX À  $2,8 \leq E_p \leq 5$  MeV. — Dans la gamme d'énergie  $2,8 \leq E_p \leq 3,8$  MeV (Fig. 3) les

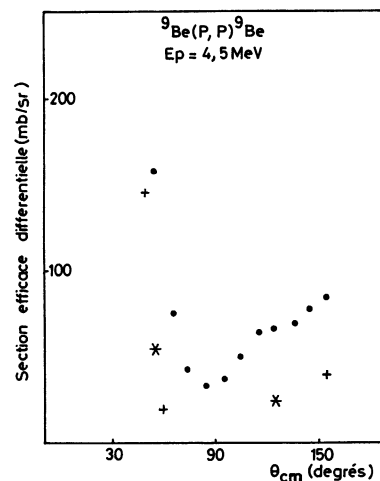


Fig. 10. — Comparaison des résultats expérimentaux de la diffusion élastique  ${}^9\text{Be}(p, p){}^9\text{Be}$  obtenus par différents auteurs à  $E_p = 4,5$  MeV ; (●) Loyd *et al.* [11] ; (\*) Read *et al.* [12] ; (+) Yasue *et al.* [15].

[Comparison of the experimental work performed at  $E_p = 4.5$  MeV by different authors : (●) Loyd *et al.* [11] ; (\*) Read *et al.* [12] ; (+) Yasue *et al.* [15].]



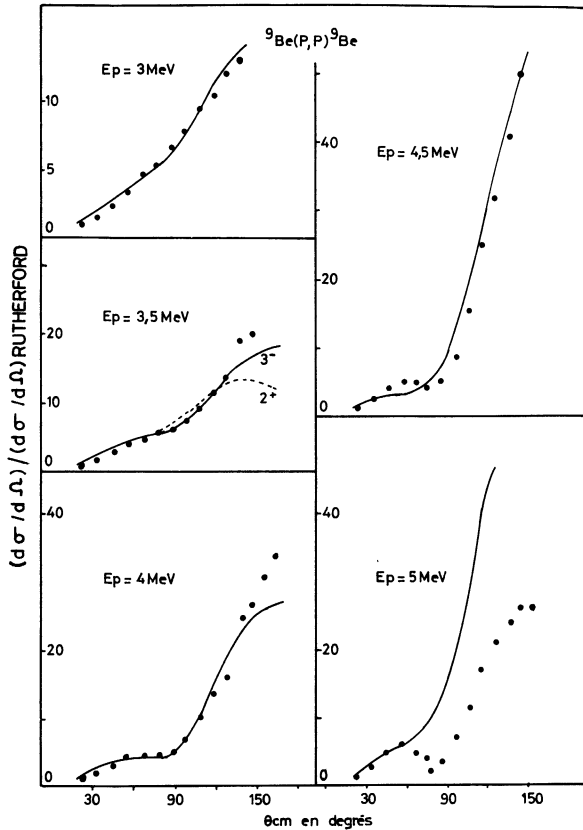


Fig. 11. — Distributions angulaires de la diffusion élastique  ${}^9\text{Be}(p, p){}^9\text{Be}$  à  $3 \leq E_p \leq 5$  MeV. Les points expérimentaux sont tirés de la référence [11]. Les courbes théoriques ont été calculées conformément à la légende de la figure 3, mais en attribuant au niveau à  $E_p = 3,8$  MeV les spins et parités  $J^\pi = 3^-$  (trait plein) ou  $2^+$  (trait tiré).

[Angular distributions for  ${}^9\text{Be} + p$  elastic scattering at  $3 \leq E_p \leq 5$  MeV. The experimental data are from ref. [11]. The theoretical curves were calculated as explained in figure 3, but with different  $J^\pi$  values for the 3.8 MeV level :  $3^-$  (solid curve),  $2^+$  (dashed curve).]

sections efficaces de la diffusion élastique  ${}^9\text{Be}(p, p){}^9\text{Be}$  présentent une variation lente et régulière avec l'énergie qui peut être expliquée soit par la présence d'une diffusion purement potentielle soit par l'effet conjugué des diffusions potentielle et résonnante, cette dernière étant provoquée par l'existence de niveaux larges dans le noyau composé  ${}^{10}\text{B}$  suggérée par plusieurs auteurs [11-15, 26, 27, 32].

Toutefois, il apparaît (Fig. 10) une grande divergence entre les valeurs absolues des sections efficaces différentielles de diffusion élastique  ${}^9\text{Be}(p, p){}^9\text{Be}$ . De ce fait, nous avons étudié les états du  ${}^{10}\text{B}$  dans cette gamme d'énergie en ajustant au mieux l'ensemble de nos courbes d'excitation à  $E_p \leq 3,8$  MeV (Fig. 3) et des distributions angulaires mesurées par Loyd *et al.* [11] à  $3 \leq E_p \leq 5$  MeV (Fig. 11) qui, elles, sont en bon accord avec nos résultats expérimentaux à  $E_p = 3$  et 3,5 MeV (Fig. 2). Le meilleur accord entre les courbes théoriques et expérimentales (Figs. 3,

11) a été obtenu en introduisant trois niveaux du  ${}^{10}\text{B}$  à  $E_x \geq 10$  MeV de spins et parités  $3^-$ ,  $2^-$  et  $2^+$  situés respectivement à  $E_x = 10,00$ ;  $10,36$  et  $10,83$  MeV correspondant aux énergies incidentes  $E_p = 3,80$ ;  $4,20$  et  $4,72$  MeV et caractérisés par les paramètres résonnants donnés dans le tableau I.

Les niveaux à 3,8 MeV ( $J^\pi = 3^-$ ) et à 4,72 MeV ( $J^\pi = 2^+$ ) peuvent être identifiés aux deux niveaux larges formés par des ondes p et d, de caractéristiques ( $J^\pi = 2^+$  et  $T = 1$ ) et ( $J^\pi = 3^-$ ,  $T = 1$ ) proposés respectivement à  $E_p = 3,5$  MeV et 4,6 MeV par Marion *et al.* [14] à partir d'une analyse purement qualitative des résultats des réactions  ${}^9\text{Be}(p, n)$  et  ${}^9\text{Be}(p, \alpha\gamma)$ ; il est à noter cependant que la séquence ( $3^-$ ,  $2^+$ ) proposée dans ce travail donne avec les paramètres du tableau I un meilleur ajustement de l'ensemble des données expérimentales en particulier des distributions angulaires à  $3 < E_p < 4,5$  MeV (Fig. 11) que la séquence ( $2^+$ ,  $3^-$ ) proposée par Marion [14]. De plus ce résultat est en accord avec les conclusions d'une part de Ajzenberg *et al.* [32] qui mettent en évidence un niveau du  ${}^{10}\text{B}$  à  $E_x = 10,8$  MeV, de largeur  $\Gamma = 300 \pm 100$  keV à partir de l'analyse des spectres des produits de la réaction  ${}^{11}\text{B}({}^3\text{He}, \alpha){}^{10}\text{B}$ , d'autre part de Yasue *et al.* [15] qui prévoient, à partir de l'analyse des distributions angulaires  ${}^9\text{Be}(p, p_2)$  et  ${}^9\text{Be}(p, \alpha_2)$ , un niveau du  ${}^{10}\text{B}$  à 10,8 MeV de caractéristiques  $J^\pi = 2^+$  et  $\Gamma = 300$  keV, la configuration correspondante comportant un proton et un neutron dans la couche 1p liés à un cœur de  ${}^8\text{Be}$  dans l'état  $2^+$ .

La large anomalie observée par Yasue *et al.* [15] dans les fonctions d'excitation de la diffusion  ${}^9\text{Be}(p, p)$  autour de  $E_p = 4,5$  MeV et attribuée à un état du  ${}^{10}\text{B}$ , a été identifiée à un état du  ${}^{10}\text{B}$  à  $E_x = 10,36$  MeV; les effets d'interférence de ce niveau avec les niveaux voisins se manifestent de manière sensible dans les valeurs absolues des sections efficaces à  $E_p \leq 3,8$  MeV et permettent de lui attribuer les paramètres  $J^\pi = 2^-$ ,  $\Gamma = 1\,000 \pm 100$  keV et  $\Gamma_p/\Gamma = 0,78$  (Tableau I) qui donnent un bon ajustement des distributions angulaires mesurées sur la résonance à  $E_p = 4$  MeV et 4,5 MeV (Fig. 11).

**5. Conclusions.** — Les paramètres des niveaux du  ${}^{10}\text{B}$  proposés dans ce travail dans la gamme d'énergie  $8,45 \leq E_x \leq 10,83$  MeV sont reportés et comparés aux résultats des travaux antérieurs dans le tableau I. La contribution de ces niveaux et des niveaux rapportés précédemment à  $6,88 \leq E_x < 8,4$  MeV [1] permet d'avoir un ajustement satisfaisant de l'ensemble des résultats expérimentaux à  $2 \leq E_p \leq 4,5$  MeV (Figs. 3, 6, 11), le désaccord observé à  $E_p = 5$  MeV (Fig. 11) peut être attribué à la contribution de niveaux situés à des énergies d'excitation supérieures [1] non pris en compte dans ce travail.

La confirmation des résultats obtenus peut être établie en étudiant quantitativement les états  $T = 1$  du noyau  ${}^{10}\text{Be}$  de structure  ${}^9\text{Be} + n$ , analogues

Tableau II. — Comparaison des paramètres des états analogues isobariques des noyaux  $^{10}\text{B}$  et  $^{10}\text{Be}$ .  
[Comparison of resonance parameters of analogous isobaric states in  $^{10}\text{B}$  and  $^{10}\text{Be}$ .]

$^{10}\text{B}$								$^{10}\text{Be}$			$\frac{\gamma_p^2(^{10}\text{B}) + \gamma_n^2(^{10}\text{B})}{\gamma_n^2(^{10}\text{Be})}$
$E_x$ (MeV)	J	Réf.	$\Gamma_{\text{cm}}$ (keV)	$\Gamma_p/\Gamma$	$\gamma_p^2$ (keV)	$\gamma_n^2$ (keV)	$\gamma_p^2 + \gamma_n^2$ (keV)	$E_x$ (MeV)	$J^\pi$	$\gamma_n^2$ (keV)	
8,88	3 <sup>-</sup>	( <sup>a</sup> )	30 ± 5	0,6	60		525	7,37	3 <sup>-</sup>	756 (*) ( <sup>d</sup> )	0,69
		( <sup>b</sup> )	100 ± 20	0,95	396	465 ( <sup>d</sup> )	861				1,14
		( <sup>c</sup> )	105 ± 5	0,85	300		765				1,01
8,89	2 <sup>+</sup>	( <sup>a</sup> )	90 ± 20	0,4	15		20,5	7,54	2 <sup>+</sup>	11,6 (*) ( <sup>e</sup> )	1,77
		( <sup>b</sup> )	40 ± 1	0,19	5,5	5,5 ( <sup>e</sup> )	11				0,95
		( <sup>c</sup> )	36 ± 4	0,35	10,2		15,7				1,35
10,83	2 <sup>+</sup>	( <sup>c</sup> )	400 ± 100	0,4	65,6	178,3	243,9	9,4	(2 <sup>+</sup> )	291 (*)	0,84

(\*) Voir § 5 du texte.

(<sup>a</sup>) Réf. [9]; (<sup>b</sup>) Réf. [10]; (<sup>c</sup>) ce travail; (<sup>d</sup>) Réf. [29];

(<sup>e</sup>) Les largeurs réduites ont été déduites des largeurs réduites sans dimension  $\theta^2$  données dans la référence [13].

isobariques des états du  $^{10}\text{B}$ . Dans ces noyaux, si les forces nucléaires vérifient l'indépendance de charge, les fonctions d'onde des états composés et les fonctions d'onde des états finaux diffèrent uniquement dans l'espace des spins isotopiques et le rapport :  $\{\gamma_n^2 + \gamma_p^2\} (^{10}\text{B})/\gamma_n^2(^{10}\text{Be})$  doit être égal à l'unité [30]. Ce rapport a été calculé pour les membres du doublet à  $E_x = 8,880$  et  $8,892$  MeV du  $^{10}\text{B}$  déjà identifiés [13] comme les analogues isobariques des niveaux à  $E_x = 7,37$  et  $7,54$  MeV du  $^{10}\text{B}$ . Les résultats obtenus à partir des paramètres suggérés par Mashkarov *et al.* [9] et les paramètres déduits de notre analyse sont comparés dans le tableau II où les dernières valeurs de  $\gamma_n^2(^{10}\text{Be})$  données par Lane *et al.* [33] et reportées dans la référence [1] n'ont pas été utilisées car déduites de courbes théoriques calculées pour un rayon d'interaction  $R = 5,6$  F. De plus, le niveau 2<sup>+</sup> à 10,83 MeV dans le noyau  $^{10}\text{B}$  (Tableau I) excité

dans la voie  $^9\text{Be}(p, \alpha_2)^6\text{Li}$  (3,56 MeV) [15] peut être considéré comme le niveau analogue isobarique du niveau 2<sup>+</sup>, T = 1 prévu [1] à 0,9 MeV dans le noyau  $^{10}\text{Be}$ . En effet, la somme des largeurs réduites  $\gamma_p^2$  (Tableau I) et  $\gamma_n^2$  du niveau à 10,83 MeV dans le noyau  $^{10}\text{Be}$  ( $\gamma_n^2$  étant calculée en supposant que la largeur totale  $\Gamma$  est égale à la somme des largeurs partielles dans les voies proton et neutron, soit :  $\Gamma \sim \Gamma_p + \Gamma_n$ ) est peu différente de la largeur réduite neutron  $\gamma_n^2$  du niveau à 9,4 MeV dans le noyau  $^{10}\text{Be}$  déterminée en assimilant la largeur partielle  $\Gamma_n$  à la largeur totale  $\Gamma \sim 400$  keV [1] comme le montrent les valeurs reportées dans le tableau II.

**Acknowledgments.** — Les auteurs sont reconnaissants au Professeur H. Beaumeville pour tout l'intérêt qu'il a manifesté à ce travail lors de sa réalisation.

### Bibliographie

- [1] AJZENBERG-SELOVE, F., *Nucl. Phys. A* **320** (1979) 164.
- [2] ROHRER, U. et BROWN, L., *Nucl. Phys. A* **210** (1973) 465.
- [3] MO, T. et HORNYAK, W. F., *Phys. Rev.* **187** (1969) 1220.
- [4] SIKSIN, V. S., BAZ, A. I., DOMORATSKII, V. N., VORONIN, A. N., MARCHANTO, V. S., KOSINSKI, G. E., KUDRYAVSTEN, A. N. et BATYSHEV, G. D., *Sov. J. Nucl. Phys.* **7** (1968) 571.
- [5] MASHKAROV, Y. G., DEINEKO, A. S., ZALYUBOVSKII, I. I., SLABOSPITSKII, R. P. et BEZVERSHUK, B. S., *Izv. Akad. Nauk-SSSR Ser. Fiz.* **37** (1973) 1729.
- [6] ANDREEV, G. B., LOPATKO, I. D., BOROVLEV, V. I., LUTSIK, V. A., SLABOSPITSKII, R. P. et TARANOV, A. Ya., *Sov. J. Nucl. Phys.* **10** (1970) 521.
- [7] COOPER, M. D., FIGUERA, A. S., PFEUFER, G. et RANDERSPEHRSON, G., *Nucl. Phys. A* **142** (1970) 445.
- [8] GOPYCH, P. M., SALATSKII, V. I. et SIZOV, I. V., *Sov. J. Nucl. Phys.* **14** (1971) 138.
- [9] MASHKAROV, Y. G., DEINEKO, A. S., SLABOSPITSKII, R. P. et ZALYUBOVSKII, I. I., *Izv. Akad. Nauk SSSR Ser. Fiz.* **40** (1976) 1218.
- [10] KISS, A., KOLTAY, E., SZABO, Gy. et VEGH, L., *Nucl. Phys. A* **282** (1977) 44.

- [11] LOYD, D. H. et HAEBERLI, W., *Nucl. Phys. A* **148** (1970) 236.
- [12] READ, F. H. et CALVERT, J. M., *Proc. Phys. Soc.* **77** (1961) 65.
- [13] MARION, J. B., *Phys. Rev.* **103** (1956) 713.
- [14] MARION, J. B. et LEVIN, J. S., *Phys. Rev.* **115** (1959) 144.
- [15] YASUE, M., OHSAWA, T., FUJIWARA, N., KAKIGI, S., NGUYEN, D. C. et YAMASHITA, S., *Bull. Inst. Chem. Res. Kyoto Univ.* **52** (1974) 177.
- [16] MOZER, F. S., *Phys. Rev.* **104** (1956) 1386.
- [17] OBERLIN, J. C. *et al.*, *Radiat. Eff.* **46** (1980) 249.
- [18] ZIEGLER, J. F., *The Stopping and Ranges of Ions in Matter, T. 4 : He Stopping power and Ranges in all Elements* (Pergamon Press) 1977.
- [19] LANE, A. M. et THOMAS, R. G., *Rev. Mod. Phys.* **30** (1958) 257.
- [20] BASHKIN, S. et RICHARDS, H. T., *Phys. Rev.* **84** (1951) 1124.
- [21] BREIT, G. et BLOCH, I., *Phys. Rev.* **74** (1948) 397.
- [22] DEARNALEY, G., *Philos. Mag.* **1** (1956) 821.
- [23] MASHKAROV, Y. G., DEINEKO, A. S. et SLABOSPITSKII, R. P., *Izv. Akad. Nauk SSSR Ser. Fiz.* **40** (1976) 2189.
- [24] WEBER, G., DAVIS, L. W. et MARION, J. B., *Phys. Rev.* **104** (1956) 1307.
- [25] MORITA, S., TOHEI, T., NAKAGAWA, T., HASEGAWA, T., UENO, H. et CHUI-CHUNG, *Nucl. Phys.* **66** (1965) 17.
- [26] HAHN, T. M., SNYDER, C. W., WILLARD, H. B., BAIR, J. K., KLEMA, E. D., KINGTON, J. D. et GREEN, F. P., *Phys. Rev.* **85** (1952) 934.
- [27] GIBBONS, J. H. et MACKLIN, R. L., *Phys. Rev.* **114** (1959) 571.
- [28] TAKAYANAGI, S., GALE, N. H., GARG, J. B. et CALVERT, J. M., *Nucl. Phys.* **28** (1961) 494.
- [29] ALTMAN, A., MACDONALD, W. et MARION, J. B., *Nucl. Phys.* **35** (1962) 85.
- [30] ADAIR, R. K., *Phys. Rev.* **96** (1954) 709.
- [31] ROHRER, U. et BROWN, L., *Nucl. Phys. A* **261** (1976) 141.
- [32] AJZENBERG-SELOVE, F., MAGUIRE, C. F., HENDRIE, D. L., SCOTT, D. K. et MAHONEY, J., *Phys. Rev. C* **13** (1976) 46.
- [33] LANE, R. O., ELWYN, A. J. et LANGSDORF, A., Jr., *Phys. Rev. B* **133** (1964) 409.
-