



HAL
open science

Spins et parités des niveaux de 9 485, 9 490, 9 613 et 9 670 keV de ¹⁵⁰

M. Lambert, M. Durand

► **To cite this version:**

M. Lambert, M. Durand. Spins et parités des niveaux de 9 485, 9 490, 9 613 et 9 670 keV de ¹⁵⁰. Journal de Physique, 1967, 28 (3-4), pp.349-362. 10.1051/jphys:01967002803-4034900. jpa-00206526

HAL Id: jpa-00206526

<https://hal.science/jpa-00206526>

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.

SPINS ET PARITÉS DES NIVEAUX DE 9 485, 9 490, 9 613 ET 9 670 keV DE ^{15}O

Par M. LAMBERT et M. DURAND,

Institut d'Études Nucléaires d'Alger.

Résumé. — Les sections efficaces différentielles de diffusion élastique par ^{14}N des protons d'énergie comprise entre 1,7 et 3 MeV ont été mesurées avec une précision de 6 % pour des angles de diffusion (CM) de $74^\circ 34'$, $113^\circ 09'$, $156^\circ 54'$, $166^\circ 03'$ et avec une résolution en énergie de 3 keV environ, en utilisant une chambre de diffusion pour cibles gazeuses munie d'un dispositif de pompage différentiel. Des courbes théoriques calculées au moyen d'une formule à trois niveaux rendent compte des résultats expérimentaux. On en déduit les déterminations suivantes pour les énergies (mesures en keV), les largeurs partielles réduites et les spins et parités des quatre résonances étudiées :

$2\ 342 \pm 4$,		0,020 ($l = 1, s = 3/2$)		, 5/2-
$2\ 347 \pm 40$,	0,014 ($l = 0, s = 3/2$),	0,079 ($l = 2, s = 1/2$),	0,013 ($l = 2, s = 3/2$),	3/2+
$2\ 479 \pm 6$,		0,010 ($l = 1, s = 3/2$)		, 3/2-

$2\ 547 \pm 6$ probablement de spin 7/2 ou 9/2 et de parité négative.

Abstract. — The differential cross sections for elastic scattering of protons from ^{14}N have been measured to an accuracy of 6 % for proton energies from 1.7 to 3.0 MeV at center-of-mass scattering angles of $74^\circ 34'$, $113^\circ 09'$, $156^\circ 54'$, and $166^\circ 03'$ with approximately 3 keV energy resolution in a gas scattering chamber with differential pumping. Theoretical curves calculated from a three level formula were fitted to the data between 2 and 3 MeV. Four resonances, all previously observed, were necessary to fit the data. The laboratory resonance energies (keV), reduced partial widths and J^π values assigned in this analysis are as follow :

$2\ 342 \pm 4$,		0,020 ($l = 1, s = 3/2$)		, 5/2-
$2\ 347 \pm 40$,	0,014 ($l = 0, s = 3/2$),	0,079 ($l = 2, s = 1/2$)	0,013 ($l = 2, s = 3/2$),	3/2+
$2\ 479 \pm 6$,		0,010 ($l = 1, s = 3/2$)		, 3/2-

and for

$2\ 547 \pm 6$, probable spin is 7/2 or 9/2 and parity negative.

1. **Introduction.** — Les noyaux ^{15}O et ^{15}N ont fait l'objet de nombreuses études expérimentales et théoriques qui ont permis de préciser de nombreuses informations concernant les états excités de ces deux noyaux.

L'analyse de la diffusion élastique des protons d'énergie supérieure à 1 MeV par l'azote 14 est particulièrement intéressante car elle constitue le principal moyen d'étudier les niveaux excités du noyau ^{15}O d'énergie supérieure à 8 MeV. Or les niveaux d'énergie inférieure sont maintenant bien connus [1] et il en est relativement bien rendu compte par le modèle à particule indépendante à la suite de calculs antérieurs faits en couplage $L-S$ ou $j-j$ [2]. La détermination des caractéristiques des niveaux plus élevés permettrait une confrontation plus précise avec les prévisions du modèle et une correspondance plus étendue avec les niveaux du noyau miroir ^{15}N dont les analogues isobariques des niveaux étudiés dans ce travail viennent d'être étudiés récemment [3].

La diffusion élastique par ^{14}N des protons d'énergie

inférieure à 2 MeV a été mesurée, et les spins et parités des résonances de 278, 1 060, 1 553, 1 743 et 1 809 keV ont été déterminés [4]. Pour une énergie des protons supérieure à 2 MeV, quatre résonances ont été observées [5] dont seule la plus large, repérée à 2,32 MeV par Ferguson, a été indiquée par lui être une résonance $1/2^+$.

L'analyse de ces résonances est compliquée par la présence d'une forte diffusion potentielle, qui ne peut être analysée au moyen des seules ondes S , mais exige l'introduction des ondes P . Le spin 1 de ^{14}N détermine les valeurs 1/2 et 3/2 pour le spin de la voie élastique, et il en résulte qu'il serait en toute rigueur nécessaire d'introduire deux déphasages pour caractériser les ondes S et cinq déphasages pour caractériser les ondes P . Les résultats expérimentaux ne sont pas suffisamment précis pour permettre la détermination sans ambiguïté de ces sept déphasages, et des approximations sont donc nécessaires. Dans ce qui suit, un déphasage φ_0 global rend compte de la diffusion potentielle des deux ondes $S_{1/2}$ et $S_{3/2}$, mais il est tenu entièrement compte, avec tous ses para-

mètres caractéristiques, de la résonance large qui interfère avec les trois autres résonances étudiées. La diffusion potentielle des ondes P est décrite, soit au moyen d'un seul déphasage φ_1 global, soit au moyen de deux déphasages $\varphi_{1/2}$ et $\varphi_{3/2}$ correspondant aux deux valeurs possibles du moment angulaire de couplage du moment orbital $L = 1$ du proton avec son spin.

La réaction $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ a déjà été étudiée dans le même domaine d'énergie [6] et certaines de ses conclusions contredisent celles déduites de l'étude de la diffusion élastique.

Le présent travail a consisté à mesurer expérimentalement

les sections efficaces différentielles de diffusion élastique par ^{14}N des protons d'énergie comprise entre 2 et 3 MeV et à analyser théoriquement ces résultats par la théorie de la matrice R de Breit et Wigner afin de déterminer tout spécialement si possible les spins et parités des niveaux observés du noyau composé ^{15}O . Les résonances de 1743 et 1809 keV observées sur la figure 1 ont déjà été étudiées antérieurement [4].

2. Appareillage. — Le faisceau de protons est fourni par un accélérateur Van de Graaff de 3 MeV, analysé en énergie par un déflecteur magnétique,

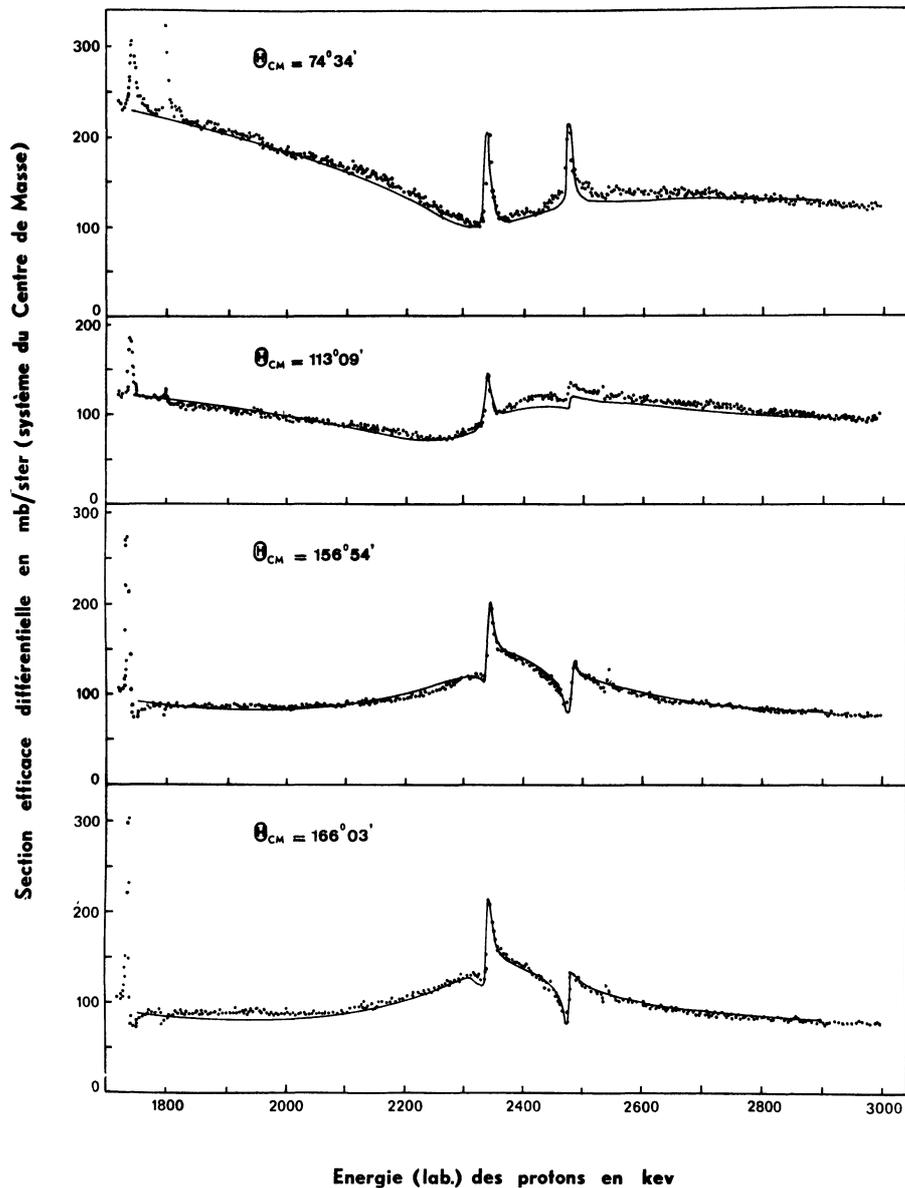


FIG. 1. — Section efficace différentielle de diffusion élastique des protons par ^{14}N en mb/st (système du centre de masse). La courbe en trait plein est la section efficace différentielle théorique calculée avec trois résonances admettant pour paramètres caractéristiques ceux déterminés dans cette analyse et indiqués dans le tableau IV.

l'ensemble assurant une précision supérieure au millièème sur l'énergie. La cible ^{14}N est constituée d'azote naturel (99,6 % de ^{14}N), placé dans une chambre pour cible gazeuse, déjà décrite [7], munie d'un dispositif de pompage différentiel. L'intensité du faisceau, d'une valeur moyenne de 0,9 μA , est mesurée dans un collecteur sous vide moléculaire, séparé de la chambre de diffusion par une feuille mince de nickel de 1 μ , avec piégeage des électrons secondaires. La voie de diffusion élastique étant, outre la voie de désexcitation γ , la seule voie ouverte, la détection des protons diffusés par des cristaux de ICs avec photomultiplicateurs, permet des taux de comptage élevés avec une erreur statistique négligeable et avec une résolution suffisante. Un détecteur fixe placé à $\theta_{\text{lab}} = 165^\circ$, joue le rôle de moniteur, tandis que trois détecteurs mobiles peuvent observer la diffusion dans les directions comprises entre 15° et 165° .

L'étalonnage en énergie de l'accélérateur a été fait en observant les résonances $p\gamma$ du ^{19}F dont l'énergie a été déterminée avec précision par Hunt et Firth [8]. Au cours du tracé des courbes d'excitation, l'énergie des protons incidents variait par pas de 3 keV environ, sauf au passage des résonances où le pas était plus petit. La pression de la cible était mesurée avec un manomètre à huile Apiezon B.

La chambre de diffusion a été étalonnée en observant la diffusion élastique des protons sur l'Argon à 1 MeV, où l'on sait que cette diffusion est entièrement coulombienne et vérifie la formule de Rutherford [7]. Par comparaison et en faisant les diverses corrections de passage du système du laboratoire dans les systèmes du centre de masse des systèmes $^{40}\text{A} + p$ et $^{14}\text{N} + p$, on mesure les sections efficaces différentielles élastiques $^{14}\text{N}(p, p)^{14}\text{N}$. Une évaluation détaillée des erreurs relatives indique que les mesures sont faites avec une erreur relative globale inférieure à $\pm 0,06$.

3. Résultats expérimentaux et analyse. — A. RÉSULTATS. — Les mesures expérimentales sont constituées de quatre courbes d'excitation (*fig. 1*) tracées entre 1,7 et 3 MeV pour les directions $\theta_{\text{lab}} = 165^\circ$, $155^\circ 11'$, $109^\circ 17'$ et $70^\circ 42'$ et de 14 distributions angulaires (*fig. 2*) faites à des énergies choisies de part et d'autre et entre les résonances. Ces courbes d'excitation et ces distributions angulaires ont été tracées en faisant des mesures « croisées » et en utilisant le détecteur à l'angle fixe de 165° comme moniteur de référence.

B. MÉTHODE D'ANALYSE. — Tenu compte de la largeur expérimentale des quatre résonances observées, l'application du critère de Wigner concernant les largeurs réduites indique que les ondes partielles résonnantes ont un moment orbital inférieur à 4. Par suite, les seules valeurs possibles pour le spin et la parité de ces résonances sont indiquées dans le tableau I.

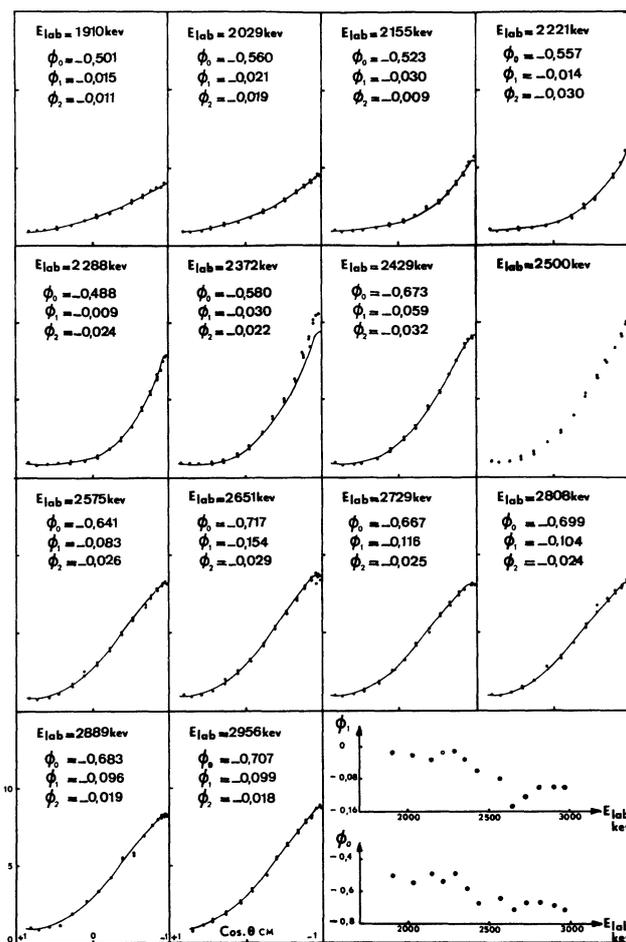


FIG. 2. — Distributions angulaires de la diffusion élastique des protons par ^{14}N . Les courbes en traits pleins sont les distributions angulaires théoriques calculées en attribuant à la résonance large $3/2^+$ les largeurs partielles relatives de la deuxième colonne du tableau II, et aux déphasages potentiels les valeurs indiquées. En ordonnées, rapport de la section efficace différentielle expérimentale à la section efficace de Rutherford.

Nous avons envisagé deux modes de couplage : d'abord le couplage ls habituel dans lequel on couple d'abord les spins des deux particules ($1/2$ et 1) pour former le spin s de la voie ($s = 1/2$ ou $3/2$), que l'on couple enfin avec le moment orbital l pour former le spin total J ; ensuite le couplage $js_{(^{14}\text{N})}$ par le moment angulaire j du proton incident résultant lui-même du couplage du spin du proton avec le moment orbital l . On couple enfin j avec le spin $s_{(^{14}\text{N})}$ de la cible pour former le spin total J . Il a déjà été précisé que la diffusion potentielle est décrite dans le premier mode de couplage avec deux déphasages ϕ_0 et ϕ_1 et dans le deuxième mode avec trois déphasages ϕ_0 , $\phi_{1/2}$ et $\phi_{3/2}$ précédemment définis. Ces approximations simplificatrices étant faites en ce qui concerne la diffusion potentielle, et en supposant une seule voie partielle résonnante, la section efficace différen-

TABLEAU I

COUPLAGE Is																			
VOIE	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19
L	0	2	1	1	2	0	2	1	1	3	2	2	3	1	3	2	3	3	3
S	1/2	3/2	1/2	3/2	1/2	3/2	1/2	3/2	1/2	3/2	1/2	3/2	1/2	3/2	3/2	1/2	3/2	3/2	3/2
J	1/2 ⁺		1/2 ⁻			3/2 ⁺			3/2 ⁻		5/2 ⁺		5/2 ⁻		7/2 ⁺		7/2 ⁻		9/2 ⁻

COUPLAGE js_(14N)																			
VOIE	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19
L	0	2	1	1	2	0	2	1	1	3	2	2	3	1	1	2	3	3	3
j	1/2	3/2	1/2	3/2	1/2	3/2	5/2	1/2	3/2	5/2	3/2	5/2	3/2	5/2	7/2	5/2	5/2	7/2	7/2
J	1/2 ⁺		1/2 ⁻			3/2 ⁺			3/2 ⁻		5/2 ⁺		5/2 ⁻		7/2 ⁺		7/2 ⁻		9/2 ⁻

tielle de diffusion élastique a pour expression en notant T_{RR} le terme purement résonnant, T_{PR} et T_{CR} les termes d'interférence entre les diffusions potentielle et résonnante ou coulombienne et résonnante... et ainsi de suite :

$$d\sigma/d\omega = T_{CC} + T_{PP} + T_{CP} + T_{RR} + T_{CR} + T_{PR}.$$

Pour le couplage **Is**, l'expression de ces termes est bien connue [9] et est écrite explicitement dans un travail antérieur [7], celle des trois premiers étant d'ailleurs indépendante du mode de couplage. Pour le couplage **js_(14N)** les trois derniers termes ont pour expression :

$$T_{RR} = \frac{\lambda^2 \cos \beta}{6} (2L+1)^2 \cdot (2G+1)^2 \cdot (2J+1)^2 \left[\bar{W}^2 \begin{pmatrix} J & J & 0 \\ G & G & 1 \end{pmatrix} \bar{W}^2 \begin{pmatrix} G & G & 0 \\ L & L & 1/2 \end{pmatrix} \langle LL00|00 \rangle^2 \right. \\
+ \bar{W}^2 \begin{pmatrix} J & J & 2 \\ G & G & 1 \end{pmatrix} \bar{W}^2 \begin{pmatrix} G & G & 2 \\ L & L & 1/2 \end{pmatrix} \langle LL00|20 \rangle^2 P_2(\cos \theta) \\
+ \bar{W}^2 \begin{pmatrix} J & J & 4 \\ G & G & 1 \end{pmatrix} \bar{W}^2 \begin{pmatrix} G & G & 4 \\ L & L & 1/2 \end{pmatrix} \langle LL00|40 \rangle^2 P_4(\cos \theta) \\
\left. + \bar{W}^2 \begin{pmatrix} J & J & 6 \\ G & G & 1 \end{pmatrix} \bar{W}^2 \begin{pmatrix} G & G & 6 \\ L & L & 1/2 \end{pmatrix} \langle LL00|60 \rangle^2 P_6(\cos \theta) \right]$$

$$T_{CR} = \frac{1}{3} \cdot \frac{\lambda^2 \eta}{1 - \cos \theta} (2J+1) \cos \beta \sin(\beta + \alpha + 2\psi_L + 2\varphi_{LG}) P_L(\cos \theta)$$

$$T_{PR} = -\frac{2\lambda^2(2J+1)(2L+1)}{3} \cos \beta \left[\sin \varphi_0 \sin(\beta + 2\psi_L + 2\varphi_{LG} - \varphi_0) \bar{W}^2 \begin{pmatrix} G & 1/2 & L \\ 0 & L & 1/2 \end{pmatrix} P_L(\cos \theta) \right. \\
+ 3 \sin \varphi_{1/2} \sin(\beta + 2\psi_L + 2\varphi_{LG} - 2\psi_1 - \varphi_{1/2}) \left[\langle L100|L-10 \rangle^2 \bar{W}^2 \begin{pmatrix} G & 1/2 & L-1 \\ 1 & L & 1/2 \end{pmatrix} P_{L-1}(\cos \theta) \right. \\
\left. + \langle L100|L+10 \rangle^2 \bar{W}^2 \begin{pmatrix} G & 1/2 & L+1 \\ 1 & L & 1/2 \end{pmatrix} P_{L+1}(\cos \theta) \right] \\
+ 6 \sin \varphi_{3/2} \sin(\beta + 2\psi_L + 2\varphi_{LG} - 2\psi_1 - \varphi_{3/2}) \left[\langle L100|L-10 \rangle^2 \bar{W}^2 \begin{pmatrix} G & 3/2 & L-1 \\ 1 & L & 1/2 \end{pmatrix} P_{L-1}(\cos \theta) \right. \\
\left. + \langle L100|L+10 \rangle^2 \bar{W}^2 \begin{pmatrix} G & 3/2 & L+1 \\ 1 & L & 1/2 \end{pmatrix} P_{L+1}(\cos \theta) \right] + 5 \sin \varphi_2 \sin(\beta + 2\psi_L + 2\varphi_{LG} - 2\psi_2 - \varphi_2) \\
\left. \times \sum_{k=L-2}^{L+2} \left[2\bar{W}^2 \begin{pmatrix} G & 3/2 & k \\ 2 & L & 1/2 \end{pmatrix} + 3\bar{W}^2 \begin{pmatrix} G & 5/2 & k \\ 2 & L & 1/2 \end{pmatrix} \right] \langle L200|k0 \rangle^2 P_k(\cos \theta) \right].$$

Les \bar{W} désignant les coefficients définis par Fano et Racah [11].

Dans ces expressions L , G et J désignent les nombres quantiques de moment angulaire de l'onde résonnante (respectivement moment orbital, spin \mathbf{j} du proton incident et spin de la résonance étudiée). ψ , φ et β désignent respectivement les déphasages coulombien, potentiel et résonnant.

Ces formules ont été programmées pour une calculatrice électronique IBM 1620.

Les figures 3 et 4 montrent les formes théoriques des résonances engendrées par chacune des 19 voies partielles du couplage $1s$ pour une énergie $E_{\text{lab}} = 2\,315$ keV de la résonance, une largeur $\Gamma = 20$ keV et avec $\Gamma_p/\Gamma = 1$. Les phases coulombiennes ψ_1 , ψ_2 et ψ_3 sont fonctions de l'énergie et ont pour valeurs moyennes : $\psi_1 = 0,63$ rad; $\psi_2 = 0,98$ rad; $\psi_3 = 1,22$ rad. Les courbes ont été calculées avec un seul déphasage, commun aux deux ondes S de valeur moyenne $\varphi_0 = -0,6$ rad, et variant avec l'énergie selon la formule :

$$\varphi_0 = -(0,03 E_{\text{lab}}^2 + 0,04 E_{\text{lab}} + 0,34)$$

qui constitue pour la région d'énergie ici considérée une interpolation entre les valeurs déjà déterminées

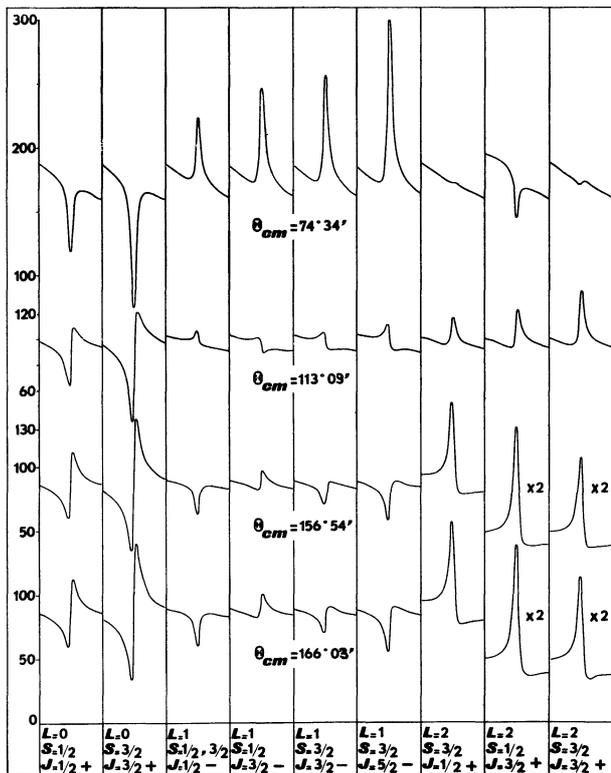


FIG. 3. — Résonances théoriques à un niveau dans le cas du couplage par le spin de la voie pour

$$E_{\text{lab}} = 2\,315 \text{ keV.}$$

$$\varphi_0 = -(0,03 E_{\text{lab}}^2 + 0,04 E_{\text{lab}} + 0,34)$$

$$\varphi_1 = -0,09 ; \quad \varphi_2 = 0.$$

Pour les figures 3 à 10, en ordonnées, section efficace différentielle en mb/st (système du centre de masse).

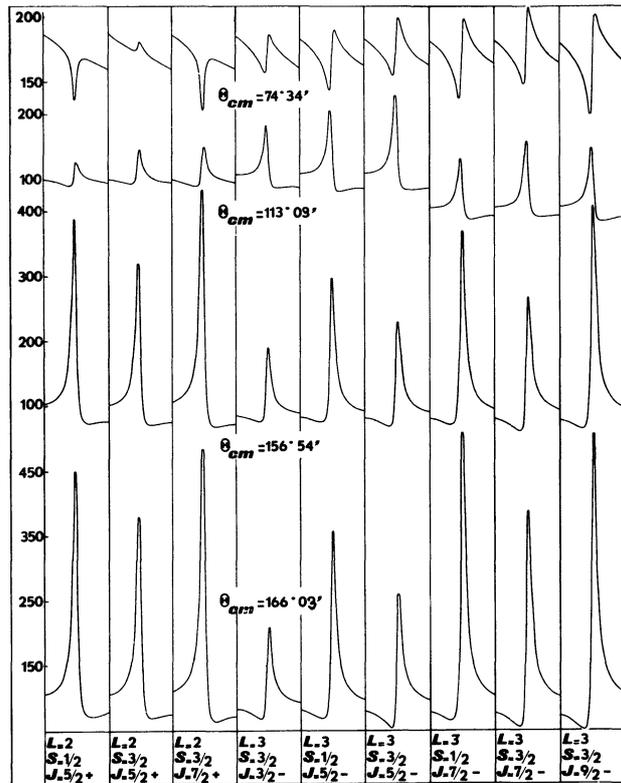


FIG. 4. — Résonances théoriques à un niveau dans le cas du couplage par le spin de la voie pour

$$E_{\text{lab}} = 2\,315 \text{ keV}$$

$$\varphi_0 = -(0,03 E_{\text{lab}}^2 + 0,04 E_{\text{lab}} + 0,34)$$

$$\varphi_1 = -0,09 ; \quad \varphi_2 = 0.$$

par Ferguson [5] et un seul déphasage, commun à toutes les ondes P , et de valeur fixe $\varphi_1 = -0,09$ rad. Dans ce travail, les déphasages seront toujours exprimés en radians.

Nous allons comparer ces courbes théoriques aux courbes expérimentales. Il faut remarquer que le défaut de résolution qui affecte l'énergie des protons incidents ne perturbe pas l'observation des trois premières résonances, puisque leur largeur est plus grande que la dispersion en énergie. Au contraire, la dernière résonance très étroite risque d'être « étouffée » par manque d'une résolution suffisante. Outre la voie de diffusion élastique, seule la voie de désexcitation γ est ouverte. Il en résulte que la largeur totale des résonances est égale à la somme des largeurs partielles de la voie élastique seule.

C. LA RÉSONANCE LARGE DE 2 347 keV. — Son amplitude observée à $\theta_{\text{CM}} = 166^\circ$ demeure inférieure à 160 mb. Par suite, toutes les voies résonnantes de moment orbital supérieur à 1, sauf la voie 2 du tableau I, ne peuvent rendre compte, prises isolément, de l'amplitude de la résonance vers l'arrière. Par ailleurs, les voies partielles de moment orbital $L = 1$ donnent naissance à un pic très prononcé vers l'avant

TABLEAU II

$E_{\text{lab}}(\text{keV}) \dots$	1 910	2 029	2 155	2 221	2 288	2 372	2 429
$\varphi_0(\text{rad}) \dots$	-0,445	-0,480	-0,402	-0,411	-0,390	-0,780	-0,827
$\varphi_1(\text{rad}) \dots$	-0,009	-0,009	0,005	0,052	0,130	-0,010	-0,030
$\varphi_2(\text{rad}) \dots$	0	0	0,032	0,034	0,060	-0,030	-0,002
$E_{\text{lab}}(\text{keV}) \dots$	2 500	2 575	2 651	2 729	2 808	2 889	2 956
$\varphi_0(\text{rad}) \dots$	-0,809	-0,791	-0,850	-0,783	-0,802	-0,777	-0,736
$\varphi_1(\text{rad}) \dots$	-0,057	-0,084	-0,146	-0,108	-0,100	-0,093	-0,091
$\varphi_2(\text{rad}) \dots$	-0,010	-0,018	-0,027	-0,023	-0,023	-0,019	-0,018

pour $\theta_{\text{CM}} = 74^\circ 34'$, au lieu de la vallée observée expérimentalement. Il en résulte que cette résonance ne peut être qu'une résonance $1/2^+$ ou $3/2^+$.

Dans l'un ou l'autre de ces deux derniers cas, on ne peut rendre compte de la forme de la résonance pour les grands angles qu'en faisant intervenir une forte contribution des ondes D qui, seules, peuvent faire disparaître le minimum prévu théoriquement aux grands angles et dû aux ondes S . La présence des ondes D est d'ailleurs prévisible car la largeur de cette résonance indique que le niveau correspondant a une configuration semblable à celle de la voie de diffusion et qui peut donc être partiellement constituée d'un proton dans la couche ($1d$) couplé à un cœur ^{14}N . Il y a donc lieu d'envisager successivement les hypothèses $1/2^+$ et $3/2^+$.

On a donc écrit l'expression de la section efficace différentielle correspondant à une résonance $1/2^+$ atteinte par les deux voies partielles 1 et 2. Les paramètres inconnus φ_0 et φ_1 , ou φ_0 , $\varphi_{1/2}$ et $\varphi_{3/2}$, ainsi que les poids respectifs des deux voies partielles, ont été déterminés par un calcul d'itération sur la calculatrice IBM de façon à rendre minimum la somme des carrés des distances entre les courbes théoriques et expérimentales relatives soit aux distributions angulaires, soit aux courbes d'excitation.

En ce qui concerne ces dernières, pour le couplage $1s$, on trouve :

$$\varphi_0 = -0,44 E_{\text{lab}} + 0,43; \quad \varphi_1 = 0,037; \quad \varphi_2 = 0,013 \\ R = 0,477$$

et pour le couplage $1s_{(^{14}\text{N})}$:

$$\varphi_0 = -0,42 E_{\text{lab}} + 0,40; \quad \varphi_{1/2} = 0,052 \\ \varphi_{3/2} = 0,031; \quad \varphi_2 = 0,02; \quad R = 0,489$$

R désignant le rapport de la largeur partielle Γ_0 de la voie 1 à la largeur totale $\Gamma = \Gamma_0 + \Gamma_2$, Γ_2 désignant la largeur de la voie 2. Les courbes d'excitation théoriques correspondantes, que l'on n'a pas cru utile de représenter, sont presque identiques pour les deux couplages. L'écart type Y entre les points théoriques et expérimentaux défini par

$$Y = \left\langle \left(\frac{\sigma_{\text{th}} - \sigma_{\text{exp}}}{\sigma_{\text{exp}}} \right)^2 \right\rangle^{1/2}$$

est de 8 %. Ces courbes sont incapables de reproduire l'allure des courbes d'excitation expérimentales à la

fois pour les angles avant et arrière. En effet, l'absence de minimum dans la courbe d'excitation aux angles arrières oblige à augmenter la contribution des ondes D , ce qui a pour effet de trop atténuer le minimum théorique qui doit apparaître pour les angles avant, et de le rendre beaucoup plus faible que celui observé expérimentalement.

Par ailleurs, dans l'hypothèse d'une résonance large $1/2^+$ d'énergie $E_{\text{lab}} = 2 315$ keV et de largeur moyenne $\Gamma = 300$ keV, l'analyse en déphasage des distributions angulaires a fixé les déterminations des déphasages potentiels indiqués dans le tableau II.

On constate que les lois de variation de ces déphasages potentiels, et tout particulièrement celle de φ_0 , ne sont pas régulières comme elles devraient l'être. Le déphasage φ_0 manifeste une variation brutale entre 2 288 et 2 372 keV tout à fait anormale puisque la partie résonnante de l'onde $1/2^+$ est décrite par ailleurs dans les formules avec un déphasage purement résonnant

$$\beta(1/2^+) = \text{Arc tg } [2(E - E_0)/\Gamma].$$

Cette anomalie explique qu'il soit impossible de rendre compte des courbes d'excitation en imposant au déphasage potentiel φ_0 une loi de variation linéaire. Cette inaptitude de l'hypothèse $1/2^+$ à rendre compte des résultats expérimentaux ne semble pas devoir être imputée au fait que les sept déphasages potentiels des ondes S et P sont décrits par seulement deux (φ_0 , φ_1) ou trois (φ_0 , $\varphi_{1/2}$, $\varphi_{3/2}$) paramètres puisque les conclusions sont les mêmes pour les 2 modes de couplage envisagés, qui par ailleurs indiquent tous deux que la contribution des ondes P est relativement faible, ce qui justifie qu'il en soit rendu compte approximativement. De cette analyse résulte que cette résonance large n'est pas une résonance $1/2^+$.

Il y a donc lieu d'envisager la deuxième éventualité $3/2^+$. A cette détermination correspondent deux voies de spin, l'une, $s = 1/2$, associée à une valeur $l = 2$ du moment orbital et à une largeur partielle relative $g_{1/2,2}^2 = \Gamma_{1/2,2}/\Gamma$, l'autre, $s = 3/2$, associée à deux valeurs du moment orbital et deux largeurs partielles relatives respectivement : $l = 0$ et $g_{3/2,0}^2$ ou $l = 2$ et $g_{3/2,2}^2$. Des calculs d'itération effectués sur la calculatrice IBM 1620 permettent de déterminer un ensemble de valeurs pour les paramètres caractéristiques de la résonance, qui rend minimum le para-

TABLEAU II

	1	2	3	4	5	6
Signe de $g_{3/2,2} g_{3/2,0} \dots$	+	+	+	—	—	—
$g_{1/2,2}^2 \dots$	0	0,220	0,442	0	0,220	0,420
$g_{3/2,0}^2 \dots$	0,551	0,559	0,558	0,554	0,561	0,563
$g_{3/2,2}^2 \dots$	0,449	0,221	0	0,446	0,219	0,017
$\varphi_0 \left\{ \begin{array}{l} a \dots \dots \dots \\ b \dots \dots \dots \end{array} \right.$	$-0,173$ $-0,195$	$-0,169$ $-0,195$	$-0,184$ $-0,185$	$-0,145$ $-0,210$	$-0,144$ $-0,210$	$-0,171$ $-0,192$
$\varphi_1 \left\{ \begin{array}{l} c \dots \dots \dots \\ d \dots \dots \dots \end{array} \right.$	$0,268$ $-0,156$	$0,247$ $-0,143$	$0,256$ $-0,147$	$0,247$ $-0,143$	$0,236$ $-0,136$	$0,238$ $-0,136$
$\varphi_2 \dots \dots \dots$	$-0,018$	$-0,018$	$-0,018$	$-0,019$	$-0,019$	$-0,019$
$Y \%$ $\dots \dots \dots$	3,35	3,72	4,70	3,36	3,79	4,65

mètre Y défini précédemment, et par suite qui donne le meilleur accord entre les courbes d'excitation théoriques et expérimentales. Dans ces calculs, la largeur Γ de la résonance varie en fonction de l'énergie comme les facteurs de pénétration avec une valeur de 300 keV à l'énergie de résonance trouvée égale à $E_{lab} = 2\ 347$ keV, et on a imposé aux déphasages potentiels, dans la région d'énergie considérée dans ce travail, des lois de variations linéaires avec l'énergie :

$$\varphi_0 = a + bE \quad \varphi_1 = c + dE.$$

Les calculs montrent qu'il est possible d'obtenir des valeurs pour Y tout à fait satisfaisantes et équivalentes avec des ensembles de valeurs et de signes différents pour les largeurs partielles relatives, tels que les six ensembles indiqués dans le tableau II et qui constituent des situations extrêmes.

Il résulte de ces calculs que l'hypothèse $3/2^+$ permet d'obtenir un bon accord entre les courbes d'excitation théoriques et expérimentales. L'accord réalisé permet de déterminer avec précision les déphasages potentiels ainsi que les largeurs partielles globales des ondes S et D , mais ne permet de déterminer ni le signe, ou le signe relatif, des amplitudes réduites g , ni les largeurs partielles relatives des ondes D associées aux deux voies de spin $1/2$ et $3/2$.

Par ailleurs, comme cela avait été fait pour l'hypothèse $1/2^+$, l'analyse en déphasage des distributions angulaires a été faite avec l'hypothèse $3/2^+$ et les largeurs partielles relatives du deuxième ensemble de valeurs du tableau II (voir fig. 2), et a fixé les déterminations des déphasages potentiels indiquées sur la figure 2. Les lois de variation des déphasages calculés

sont continues et beaucoup plus satisfaisantes que dans l'hypothèse $1/2^+$.

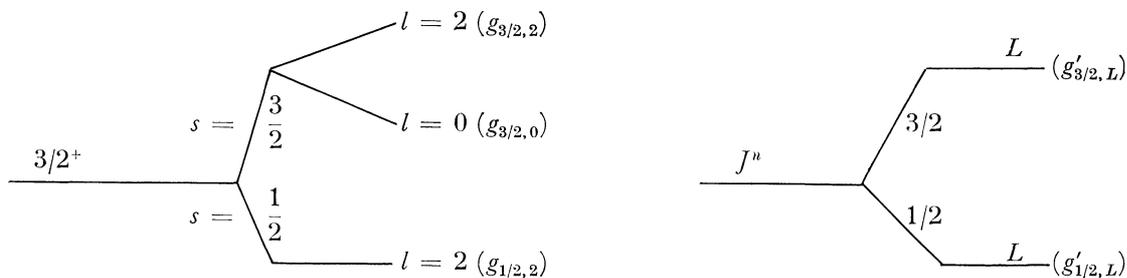
Dans la suite de ce travail, comme il a été possible d'attribuer aux résonances étudiées des déterminations de spin et parité qui rendent compte des résultats expérimentaux, et en utilisant seulement le mode de couplage par le spin de la voie, on n'a pas jugé utile de reprendre l'étude des mêmes résonances en utilisant le deuxième mode de couplage par le spin total du proton.

En conclusion, la résonance large d'énergie

$$E_{lab} = 2\ 347 \text{ keV}$$

et de largeur expérimentale $\Gamma = 300$ keV est certainement de parité paire et très probablement de spin $3/2$. Les autres caractéristiques seront déterminées ci-dessous grâce à ses effets d'interférence avec les autres résonances.

D. LA RÉSONANCE DE 2 342 keV. — Cette résonance, de même que les suivantes, interfère fortement avec la résonance large étudiée précédemment. Nous avons donc tracé les courbes d'excitation théoriques correspondant à deux résonances qui interfèrent entre elles, l'une, $3/2^+$, ayant pour énergie $E_1 = 2\ 347$ keV, pour largeur totale $\Gamma_1 = 300$ keV et pour largeurs partielles celles de la deuxième colonne du tableau II; l'autre résonance : J^π , ayant pour énergie $E_2 = 2\ 342$ keV, pour largeur totale $\Gamma_2 = 8$ keV. L'expression théorique correspondante comprend les termes dus à l'une et à l'autre résonances prises sans interférence et un seul terme d'interférence qui s'écrit avec les notations du schéma ci-dessous, et en ne retenant que la valeur du moment orbital la plus basse associée à chacune des deux voies de spin :



$$\begin{aligned}
 T_{R_1 R_2} = & \frac{\lambda^2}{6} \cos \beta_1 \cos \beta_2 \sum_k \{ Z^2(2\ 3/2\ LJ; 1/2k) \cos(2\varphi_L + 2\psi_L - 2\varphi_2 - 2\psi_2 + \beta_2 - \beta_1) g_{1/2,2}^2 g_{1/2,L}^2 \\
 & + [Z^2(0\ 3/2\ LJ; 3/2k) \cos(2\varphi_L + 2\psi_L - 2\varphi_0 + \beta_2 - \beta_1) g_{3/2,0}^2 \\
 & + Z^2(2\ 3/2\ LJ; 3/2k) \cos(2\varphi_L + 2\psi_L - 2\varphi_2 - 2\psi_2 + \beta_2 - \beta_1) g_{3/2,2}^2 \\
 & - 2Z(0\ 3/2\ LJ; 3/2k) Z(2\ 3/2\ LJ; 3/2k) g_{3/2,0} g_{3/2,2} \cos(2\varphi_L + 2\psi_L - \varphi_0 - \varphi_2 - \psi_2 + \beta_2 - \beta_1)] g_{3/2,L}^2 \\
 & + 2g_{1/2,2} g_{1/2,L} g_{3/2,L} Z(2\ 3/2\ LJ; 1/2k) [Z(2\ 3/2\ LJ; 3/2k) \cos(2\varphi_L + 2\psi_L - 2\varphi_2 - 2\psi_2 + \beta_2 - \beta_1) g_{3/2,2} \\
 & - Z(0\ 3/2\ LJ; 3/2k) \cos(2\varphi_L + 2\psi_L - \varphi_0 - \varphi_2 - \psi_2 + \beta_2 - \beta_1) g_{3/2,0}] \} P_k(\cos \theta).
 \end{aligned}$$

Pour effectuer un premier examen, on n'a d'abord retenu, pour la deuxième résonance, qu'une seule voie partielle résonnante, ce qui conduit à considérer successivement les 19 voies partielles du tableau I (voir fig. 5 et 6).

La comparaison des courbes d'excitation théoriques et expérimentales fait apparaître que seules des ondes résonnantes de moment orbital $L = 1$ expliquent le pic très prononcé observé dans la courbe d'excitation expérimentale vers l'avant pour $\theta_{CM} = 74^\circ 34'$.

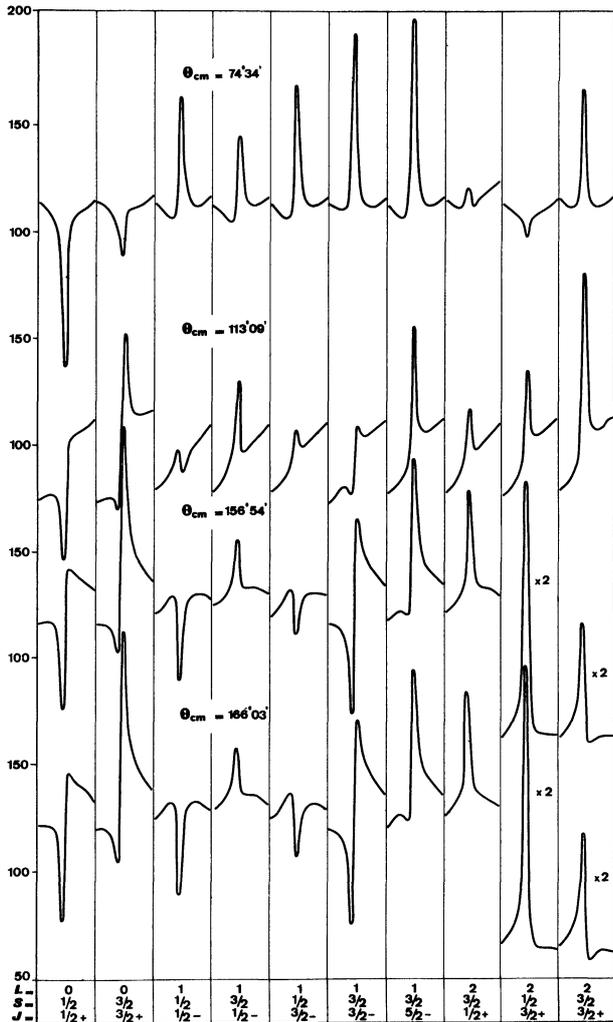


FIG. 5. — Courbes théoriques d'excitation d'une résonance d'énergie $E_{1lab} = 2\ 342$ keV, de largeur $\Gamma_1 = 8$ keV et de caractéristiques L, S, J , interférant avec la résonance large $3/2^+$ d'énergie $E_{2lab} = 2\ 347$ keV, de largeur $\Gamma_2 = 300$ keV et admettant pour largeurs partielles relatives celles indiquées dans la deuxième colonne du tableau II.

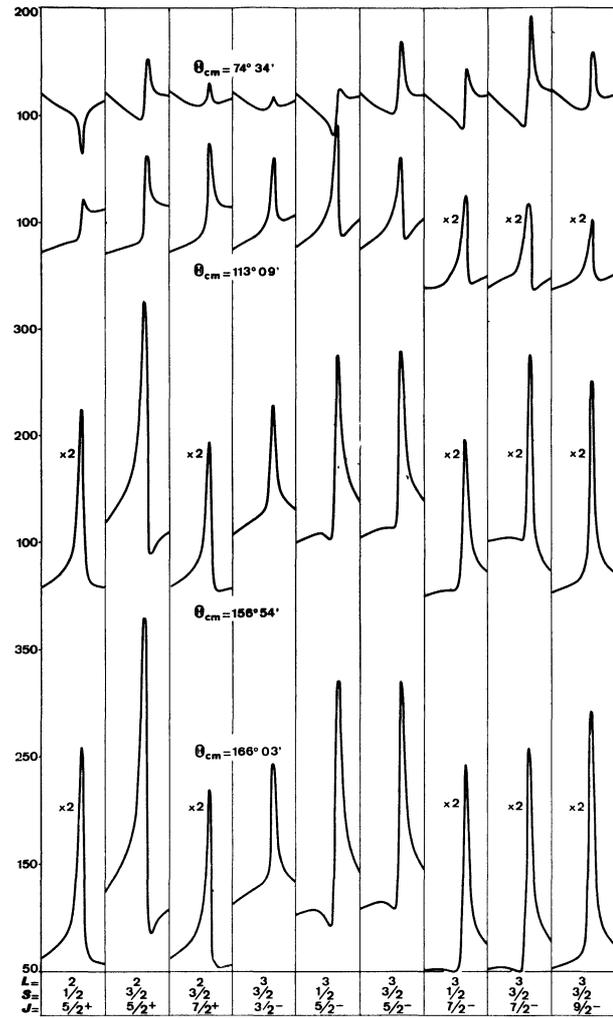


FIG. 6. — Courbes théoriques d'excitation d'une résonance d'énergie $E_{1lab} = 2\ 342$ keV, de largeur $\Gamma_1 = 8$ keV et de caractéristiques L, S, J , interférant avec la résonance large $3/2^+$ d'énergie $E_{2lab} = 2\ 347$ keV, de largeur $\Gamma_2 = 300$ keV et admettant pour largeurs partielles relatives celles indiquées dans la deuxième colonne du tableau II.

La détermination $5/2^-$ paraît celle qui donne le meilleur accord, mais pour écarter les déterminations $1/2^-$ et $3/2^-$, il faut montrer que les désaccords auxquels elles conduisent persistent même si l'on introduit effectivement pour l'une et l'autre, les contributions des ondes P ($L = 1$) à travers les deux voies de spin $1/2$ et $3/2$ et les effets d'interférence correspondant avec la résonance large $3/2^+$.

Ce dernier examen a été fait systématiquement en faisant varier les largeurs partielles relatives des deux voies de spin de la résonance étudiée et en donnant successivement aux largeurs partielles relatives de la résonance large $3/2^+$ les ensembles de valeurs indiqués dans les colonnes du tableau II. Cet examen révèle que les désaccords persistent.

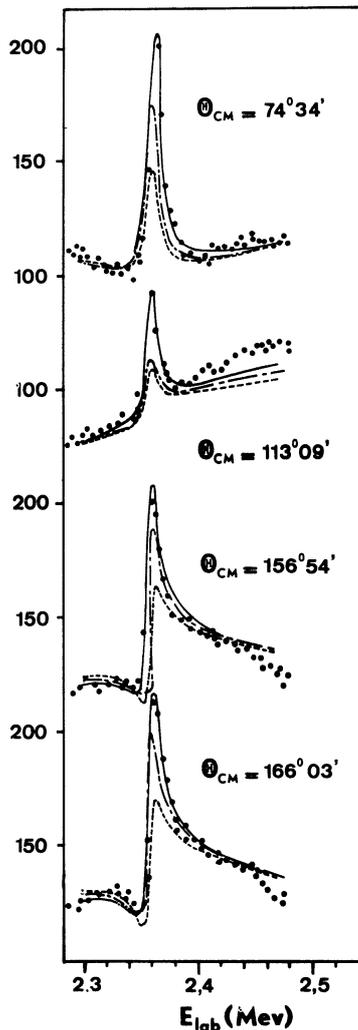


FIG. 7. — Courbes théoriques d'excitation de la résonance d'énergie $E_{\text{lab}} = 2342$ keV, de largeur $\Gamma_1 = 8$ keV, interférant avec la résonance large $3/2^+$, de mêmes caractéristiques que dans les figures 5 et 6 et relatives aux hypothèses suivantes : celles en traits pleins : $J^\pi = 5/2^-$, celles en traits mixtes : $J^\pi = 3/2^-$, celles en traits pointillés : $J^\pi = 1/2^-$.

Tout particulièrement, il est impossible, avec les hypothèses $1/2^-$ ou $3/2^-$, de rendre compte de l'importance des pics observés expérimentalement. Les amplitudes des courbes d'excitation théoriques sont toujours plus faibles, surtout vers l'avant, que celles des courbes d'excitation expérimentales.

Au contraire, la détermination $5/2^-$ pour cette résonance conduit à un très bon accord en ne faisant intervenir que les seules ondes P à travers la voie de spin $3/2$. Il paraît par ailleurs naturel de négliger les ondes F ($L = 3$) dont le facteur de pénétration des barrières centrifuges et coulombiennes est 60 fois plus faible que celui des ondes P . Par ailleurs, il en résulte que la résonance $5/2^-$ n'interfère avec la résonance large $3/2^+$ qu'à travers la seule voie de spin $3/2$. Dans l'expression précédente de $T_{R_1 R_2}$, seuls subsistent les deuxième, troisième et quatrième termes admettant $g_{3/2, L}^2$ en facteur. Le terme d'interférence dépend en particulier de l'amplitude réduite $g_{3/2, 0}$ et du signe relatif de $g_{3/2, 0}$ et de $g_{3/2, 2}$. Le meilleur accord entre les courbes d'excitation théoriques relatives à la détermination $5/2^-$ et expérimentales (voir fig. 7) a été obtenu avec les valeurs $g_{3/2, 2}^2 = 0,062$ et $g_{3/2, 0}^2 = 0,558$ auxquelles correspond évidemment la valeur $g_{1/2, 2}^2 = 0,380$.

Toutefois, les résultats obtenus ne sont pas suffisamment sensibles au signe relatif de $g_{3/2, 2}$ et $g_{3/2, 0}$ pour qu'il soit possible de déterminer ce signe. Les meilleurs accords obtenus avec les trois hypothèses $1/2^-$, $3/2^-$ et $5/2^-$ sont indiqués sur la figure 7 où il apparaît que cette dernière détermination seule conduit à un accord quantitatif.

En conclusion, la résonance d'énergie

$$E_{\text{lab}} = 2342 \text{ keV}$$

est une résonance $5/2^-$ de largeur expérimentale $\Gamma = 8$ keV presque entièrement formée par des ondes P . La largeur naturelle, compte tenu du défaut de résolution en énergie des particules incidentes, peut être estimée à 7 keV.

E. LA RÉSONANCE DE 2479 keV. — Cette résonance a été analysée en procédant de la même manière que pour la résonance précédente de 2342 keV. Les figures 8 et 9 montrent les courbes théoriques d'excitation correspondant à une résonance d'énergie $E_{\text{lab}} = 2479$ keV de largeur $\Gamma = 8$ keV supposée due successivement à chacune des 19 voies partielles du tableau I et interférant avec la résonance large $3/2^+$ en adoptant pour largeurs partielles relatives de celle-ci celles indiquées dans la deuxième colonne du tableau II.

De même que pour la résonance précédente, le pic très prononcé observé dans la courbe d'excitation pour $\theta_{\text{CM}} = 74^\circ 34'$ ne peut être expliqué que par les ondes résonnantes de moment orbital $L = 1$. La résonance de 2479 keV est donc certainement de parité négative et de spin $1/2$, $3/2$ ou $5/2$. La détermination $5/2^-$ ne peut être due essentiellement qu'à une seule voie partielle : la voie 14 du tableau I.

Cette voie partielle supposée résonnante ne peut rendre compte de la forme expérimentale de la résonance pour $\theta_{CM} = 166^{\circ} 03'$ et $\theta_{CM} = 113^{\circ} 09'$.

Dans l'hypothèse où la résonance de 2 479 keV serait une résonance $1/2^-$, on a tracé les courbes théoriques d'excitation en faisant intervenir les deux voies partielles 3 et 4 du tableau I pour la résonance étudiée et les trois voies partielles 5, 6 et 7 de la résonance large $3/2^+$ avec laquelle elle interfère. Aucune des courbes théoriques obtenues en faisant varier le poids relatif des diverses voies partielles et le signe relatif de leurs amplitudes de largeurs réduites ne reproduit les courbes expérimentales. La détermination $1/2^-$ peut donc être rejetée.

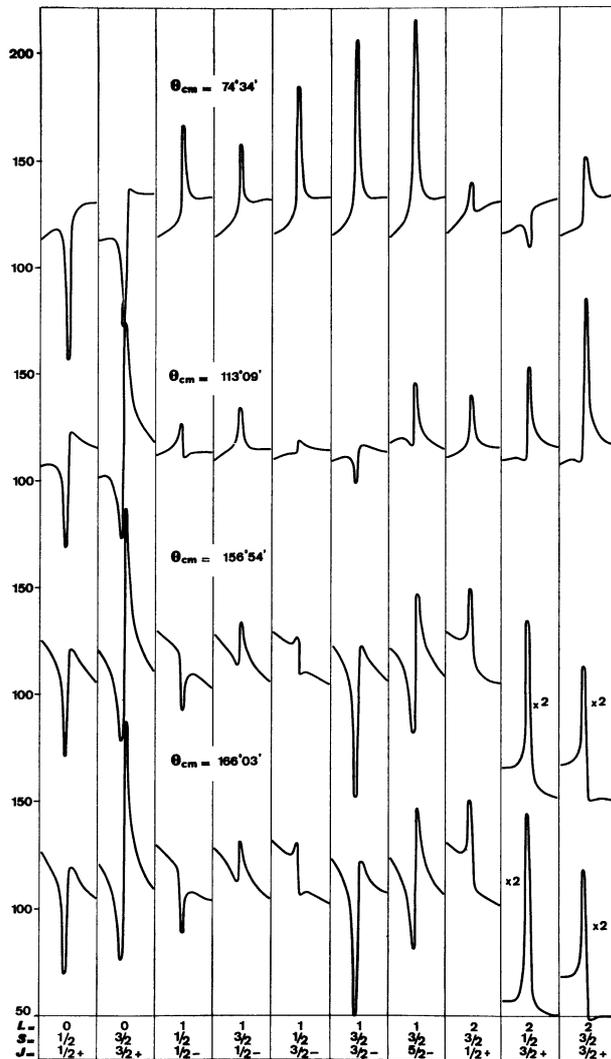


FIG. 8. — Courbes théoriques d'excitation d'une résonance d'énergie $E_{1lab} = 2\,479$ keV, de largeur $\Gamma_1 = 8$ keV et de caractéristiques L, S, J , interférant avec la résonance large $3/2^+$ d'énergie $E_{2lab} = 2\,347$ keV, de largeur $\Gamma_2 = 300$ keV et admettant pour largeurs partielles relatives celles indiquées dans la deuxième colonne du tableau II.

Au contraire, une simple comparaison des courbes théoriques de la figure 8, relatives à la détermination $3/2^-$, et des courbes expérimentales montre que cette détermination rend immédiatement compte, au moins qualitativement, des résultats expérimentaux. Le meilleur accord quantitatif a été recherché en faisant varier systématiquement le poids relatif des diverses voies partielles : 8 et 9 pour la résonance $3/2^-$, et 5, 6 et 7 pour la résonance large $3/2^+$ ainsi que le signe relatif des amplitudes de largeur réduite. Le meilleur accord a été obtenu en donnant à la résonance $3/2^+$ les mêmes caractéristiques ($g_{1/2,2}^2 = 0,380$, $g_{3/2,0}^2 = 0,558$) que celles déjà indiquées par l'analyse de la résonance de 2 342 keV et en ne faisant intervenir en ce qui concerne la résonance $3/2^-$ que la

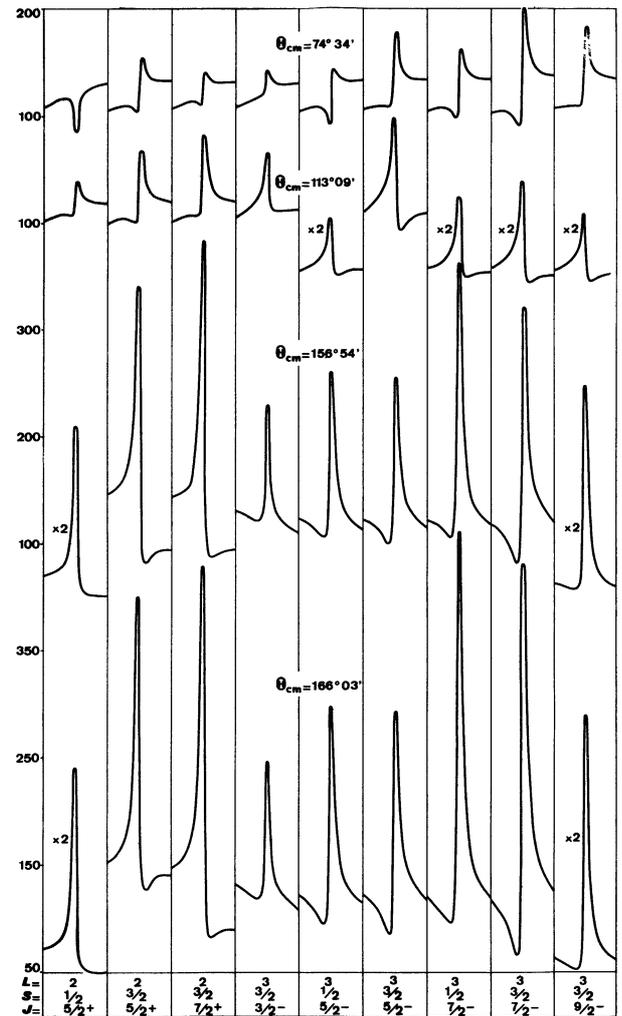


FIG. 9. — Courbes théoriques d'excitation d'une résonance d'énergie $E_{1lab} = 2\,479$ keV, de largeur $\Gamma_1 = 8$ keV et de caractéristiques L, S, J , interférant avec la résonance large $3/2^+$ d'énergie $E_{2lab} = 2\,347$ keV, de largeur $\Gamma_2 = 300$ keV et admettant pour largeurs partielles relatives celles indiquées dans la deuxième colonne du tableau II.

seule voie de spin $3/2$ ($g_{3/2,1}^2 = 1$). Les meilleurs accords obtenus avec les hypothèses $1/2^-$ et $3/2^-$ sont indiqués sur la figure 10. La détermination $3/2^-$ conduit à un accord satisfaisant si ce n'est pour $\theta_{CM} = 113^\circ 09'$ où la courbe théorique d'excitation, bien que respectant la forme de la courbe expérimentale, s'en écarte systématiquement par défaut.

En conclusion, la résonance d'énergie

$$E_{lab} = 2\,479 \text{ keV}$$

de largeur expérimentale égale à 8 keV et de largeur naturelle $\Gamma = 7 \text{ keV}$, est une résonance de parité négative et probablement de spin $3/2$ formée principalement par des ondes P dans la voie de spin $3/2$.

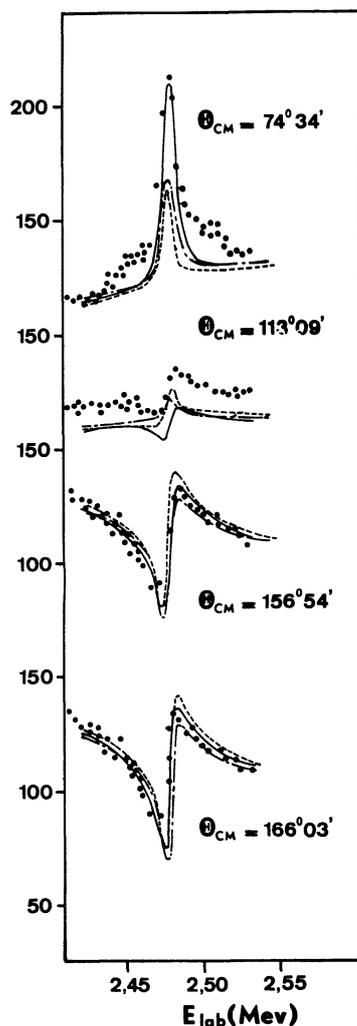


FIG. 10. — Courbes théoriques d'excitation de la résonance d'énergie $E_{lab} = 2\,479 \text{ keV}$, de largeur $\Gamma_1 = 8 \text{ keV}$, interférant avec la résonance large $3/2^+$, et relatives aux hypothèses suivantes : celles en traits pleins : $J^\pi = 3/2^-$, $g_{3/2,1}^2 = 1$ et $g_{1/2,2}^2 = 0,380$, $g_{3/2,0}^2 = 0,558$, celles en traits mixtes : $J^\pi = 1/2^-$, $g_{1/2,1} = g_{3/2,1}$ et $g_{3/2,2} = 0$, celles en traits pointillés : $J^\pi = 1/2^-$, $g_{1/2,1} = g_{3/2,1}$ et $g_{3/2,2} = g_{3/2,0}$.

F. LA RÉSONANCE DE 2 547 keV. — Il faut remarquer que cette résonance est très étroite et que par suite l'amplitude de ses fluctuations est réduite par défaut de résolution en énergie des particules incidentes. Il est rendu compte au mieux de la forme de la résonance, telle qu'elle est observée vers l'arrière et vers l'avant, par les voies résonnantes de moment orbital $L = 3$. Le spin peut donc être égal à $3/2$, $5/2$, $7/2$ ou $9/2$ sans qu'une comparaison des amplitudes permette de conclure puisqu'on sait que les amplitudes observées ne constituent que des limites inférieures des amplitudes réelles. On peut toutefois remarquer que, dans le cas où le spin serait égal à $3/2$ ou $5/2$, il paraît très difficile d'expliquer pourquoi les ondes $L = 1$, bien que favorisées cinématiquement par leur facteur de pénétration des barrières centrifuge et coulombienne, contribueraient très peu à la formation de cette résonance. Au contraire, si cette résonance ne peut être excitée que par des ondes F , on comprend pourquoi elle est si étroite.

En conclusion, cette résonance d'énergie

$$E_{lab} = 2\,545 \text{ keV}$$

et de largeur expérimentale $\Gamma \leq 2 \text{ keV}$ est trop mal observée expérimentalement pour permettre une analyse précise. Elle semble principalement due à des ondes résonnantes de moment orbital $L = 3$. Cette résonance serait alors de parité négative et son spin serait égal à $3/2$, $5/2$ ou beaucoup plus probablement $7/2$ ou $9/2$.

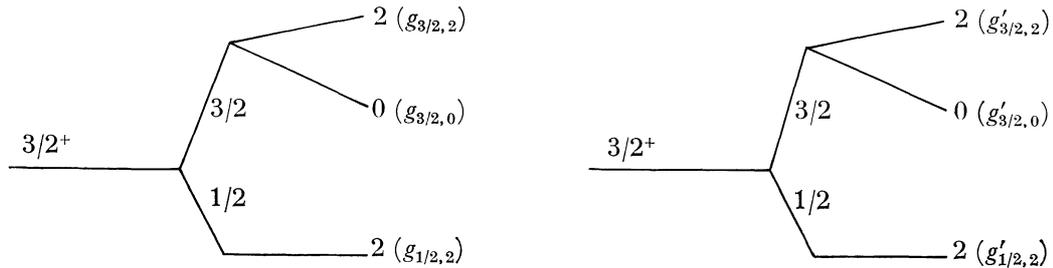
4. Comparaison avec les niveaux analogues isobariques de ^{15}N . — Les niveaux du noyau ^{15}N qui sont les analogues isobariques des niveaux analysés dans ce travail ont été étudiés récemment [10-3] et les déterminations trouvées sont celles de la figure 11. Le niveau $3/2^+$ de 10,074 MeV de ^{15}N est abondamment formé dans la réaction $^{14}\text{N}(dp)^{15}\text{N}$. Il est donc tentant de le considérer comme l'analogue isobarique du niveau large $3/2^+$ de 9,490 MeV de ^{15}O .

De même, vraisemblablement, le niveau $5/2^-$ de 9,762 MeV de ^{15}N est l'analogue isobarique du niveau $5/2^-$ de 9,485 MeV de ^{15}O . Enfin, les déterminations probables trouvées dans ce travail pour le niveau de 9,670 MeV de ^{15}O rendent possible que ce niveau soit l'analogue isobarique du niveau de spin $7/2$ de 9,832 MeV de ^{15}N . La seule difficulté rencontrée en établissant cette correspondance concerne les niveaux de 9,929 MeV de ^{15}N et de 9,613 MeV de ^{15}O .

Le niveau de 9,929 MeV de ^{15}N a été analysé [3] comme étant un niveau $1/2^+$ ou $3/2^+$, et s'il en est ainsi son analogue isobarique dans ^{15}O serait manifesté par une résonance $1/2^+$ ou $3/2^+$ interférant avec la résonance large $3/2^+$. Cette éventualité, bien que rendue très invraisemblable par l'analyse précédente, a été réexaminée très soigneusement en traçant toutes les courbes théoriques d'excitation $^{14}\text{N}(p, p)^{14}\text{N}$ correspondant à deux résonances $3/2^+$ et $1/2^+$, ou $3/2^+$ et $3/2^+$ en interférence, l'une d'énergie 2 347 keV et

de largeur 300 keV, l'autre d'énergie 2 479 keV et de largeur 8 keV.

Dans le cas de deux résonances $3/2^+$, il y a lieu d'introduire six largeurs partielles selon le schéma :



et le terme d'interférence s'écrit :

$$T_{R_1 R_2} = \frac{2\lambda^2}{3} \cos \beta_1 \cos \beta_2 \{ 2(g_{3/2,0} g'_{3/2,0} + g_{1/2,2} g'_{1/2,2} + g_{3/2,2} g'_{3/2,2})^2 \cos(\beta_1 - \beta_2) \\ + [2g_{1/2,2}^2 g'_{1/2,2} \cos(\beta_1 - \beta_2) + g_{3/2,0}^2 g'_{3/2,0} \cos(2\varphi_0 - 2\psi_2 - 2\varphi_2 + \beta_1 - \beta_2) \\ + g_{3/2,2}^2 g'_{3/2,2} \cos(2\varphi_0 - 2\psi_2 - 2\varphi_2 + \beta_2 - \beta_1) - 2g_{3/2,0} g_{1/2,2} g'_{1/2,2} g'_{3/2,2} \cos(\varphi_0 - \varphi_2 - \psi_2 + \beta_1 - \beta_2) \\ - 2g_{1/2,2} g_{3/2,2} g'_{3/2,0} g'_{1/2,2} \cos(\varphi_0 - \varphi_2 - \psi_2 + \beta_2 - \beta_1)] P_2(\cos \theta) \}.$$

Ce terme d'interférence et les autres termes résonnants sont fonction des signes des amplitudes des largeurs réduites par l'intermédiaire des facteurs indépendants $g_{3/2,0}$, $g_{3/2,2}$, $g'_{3/2,0}$, $g'_{3/2,2}$, $g_{1/2,2}$ et $g'_{1/2,2}$ et il existe huit combinaisons de signes indépendantes. Ces huit combinaisons de signes ont été examinées successivement en associant chacune d'elles aux quatre ensembles de valeurs extrêmes possibles pour $g_{3/2,0}^2$, $g_{1/2,2}^2$ et $g_{3/2,2}^2$ et aux trois ensembles de valeurs pour $g'_{3/2,0}$, $g'_{1/2,2}$ et $g'_{3/2,2}$ indiquées dans le tableau III. Il résulte $4 \times 3 \times 8 = 96$ hypothèses qui ne sont pas toutes distinctes en fait.

TABLEAU III

$g_{3/2,0}^2$	0,558	0,551	0,559	
$g_{1/2,2}^2$	0,380	0	0,220	
$g_{3/2,2}^2$	0,062	0,449	0,221	
$g'_{3/2,2}$	0	0,5	0	0,25
$g'_{3/2,0}$	1	0,5	0,5	0,50
$g'_{1/2,2}$	0	0	0,5	0,25

Aucune de ces hypothèses ne permet de rendre compte des pics observés dans la courbe d'excitation expérimentale pour $\theta_{CM} = 74^\circ 34'$. Les changements subis par le terme d'interférence en fonction des hypothèses faites ne sont pas assez importants pour modifier l'allure générale des courbes, imposée par les autres termes T_{PP} , T_{PR} , T_{CR} , etc., qui figurent dans l'expression de la section efficace différentielle. On a procédé de la même manière pour étudier les formes théoriques que pourrait avoir une résonance $1/2^+$, interférant avec la résonance large $3/2^+$. De ces examens résulte qu'aucune des résonances étudiées dans

ce travail ne peut être une résonance $1/2^+$ et que la seule résonance $3/2^+$ est la résonance large de 2 347 keV.

Cette conclusion n'est peut-être pas incompatible avec les résultats de l'analyse des niveaux de ^{15}N [10-3]. D'une part, les niveaux analogues peuvent correspondre à des énergies d'excitation assez différentes dans les noyaux miroirs et l'analogue du niveau $3/2^-$ de 9,613 MeV doit peut-être être recherché dans une autre région des énergies d'excitation du noyau ^{15}N . D'autre part, les spins et parités de certains des niveaux comparés ne sont pas définitivement établis. C'est ainsi que la détermination $1/2^+$ ou $3/2^+$ pour le niveau de 9,929 MeV de ^{15}N n'est peut-être pas définitive. Cette détermination est fondée sur le caractère E 1 de la transition γ de ce niveau au niveau fondamental de ^{15}N , mais les incertitudes des mesures sont telles que la possibilité E 2 n'a pas été complètement écartée [10] et dans ce dernier cas la détermination $3/2^-$ serait possible.

5. Conclusions. — Toutes les résonances analysées dans ce travail avaient déjà été observées expérimentalement, mais seule la résonance large avait déjà été étudiée par Ferguson [5]. Les conclusions de notre analyse sont résumées dans le tableau IV. Les énergies et les largeurs indiquées des résonances sont celles qui ont permis le meilleur accord avec les résultats expérimentaux. Toutefois, l'incertitude qui affecte ces derniers et l'insensibilité de l'accord obtenu en fonction de petites variations de ces énergies et de ces largeurs font que les déterminations de celles-ci sont affectées d'erreurs possibles dont l'ordre de grandeur est indiqué.

La résonance large d'énergie $E_{lab} = 2\,347$ keV et

TABLEAU IV

E_{lab} keV	$E_x(^{15}O)$ MeV	Γ_{CM} keV	L	S	$\gamma_{L,S}^2$ keV	$\theta_{L,S}^2 = \frac{2MR^2}{3\hbar^2} \gamma_{L,S}^2$	J^π
$2\ 342 \pm 4$	9,485	7 ± 2	1	$3/2$	58	0,020	$5/2^-$
$2\ 347 \pm 40$	9,490	300 ± 30	0	$3/2$	39	0,014	$3/2^+$
$2\ 479 \pm 6$	9,613	7 ± 2	2	$3/2$	38	0,013	
$2\ 547 \pm 6$	9,669	2 ± 1	2	$1/2$	229	0,079	$3/2^-$
			1	$3/2$	28	0,010	
				$1/2$			
			3	ou			$(7/2, 9/2)^-$
				$3/2$			

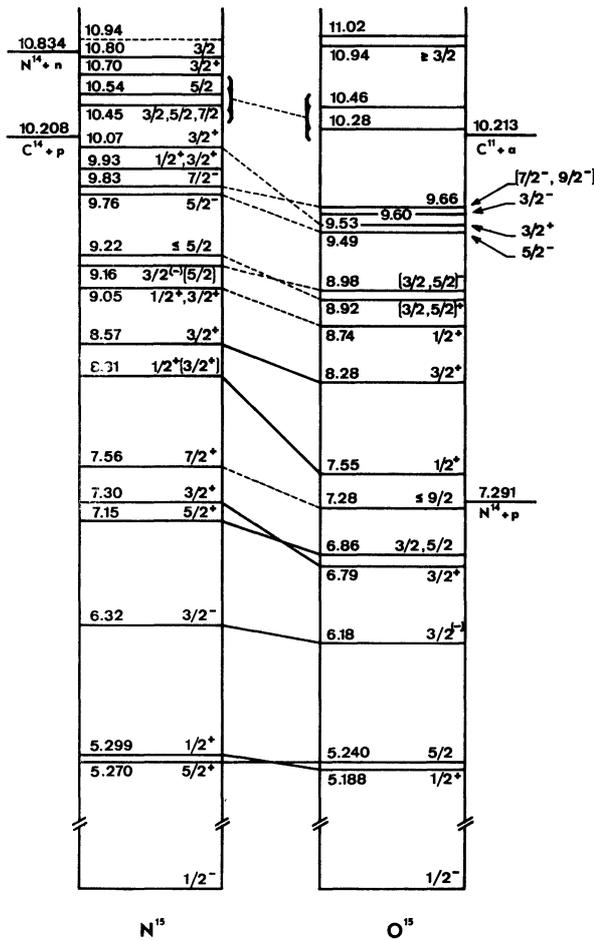


FIG. 11. — Diagramme des niveaux d'énergie des noyaux ^{15}N et ^{15}O indiquant les énergies d'excitation, les spins et parités des niveaux excités résultant du présent travail et des travaux antérieurs cités en référence. Les déterminations seulement probables sont indiquées entre parenthèses. Les niveaux analogues isobariques sont reliés par un trait plein si la correspondance est bien établie et par un trait discontinu si cette correspondance est incertaine.

de largeur $\Gamma = 300$ keV est due à un niveau de ^{15}O d'énergie d'excitation égale à 9,490 MeV, de parité positive et de spin $3/2$. Dans la formation de ce niveau, la contribution des ondes D est prédominante par rapport à celle des ondes S , ainsi que l'indiquent les largeurs partielles réduites mesurées. La détermination $3/2^+$ ici faite est en contradiction avec la détermination $1/2^+$ proposée antérieurement [5] par Ferguson. Ce désaccord provient probablement de ce que ce dernier n'avait pas introduit les ondes D dans son analyse et que ces ondes D nous paraissent jouer un rôle essentiel.

La résonance d'énergie $E_{lab} = 2\ 342$ keV, de largeur expérimentale égale à 8 keV et de largeur naturelle $\Gamma = 7$ keV, est due à un niveau de ^{15}O d'énergie d'excitation égale à 9,485 MeV, de parité négative et de spin $5/2$. La résonance est essentiellement due à des ondes P dans la voie de spin $3/2$.

La résonance d'énergie $E_{lab} = 2\ 479$ keV et de largeur naturelle $\Gamma = 7$ keV est due à un niveau de ^{15}O d'énergie d'excitation égale à 9,613 MeV, de parité négative et de spin égal à $3/2$. La résonance est essentiellement due à des ondes P dans la voie de spin $3/2$.

La résonance d'énergie $E_{lab} = 2\ 547$ keV, et dont la largeur expérimentale est de l'ordre de 2 keV, est due à un niveau de ^{15}O d'énergie d'excitation égale à 9,669 MeV. Cette résonance est trop mal observée expérimentalement pour permettre une analyse précise. Il semble que cette résonance soit essentiellement due à des ondes F . Dans ce cas, sa parité serait négative et son spin serait égal à $7/2$ ou $9/2$.

Une formule à trois niveaux, adoptant pour paramètres de ces niveaux ceux indiqués dans le tableau IV, et prenant en compte les interférences entre les trois premières résonances prises deux à deux, a été programmée pour la calculatrice IBM 1620. Les courbes théoriques d'excitation correspondantes, tracées sur la figure 1, épousent correctement les points expérimentaux à tous les angles, si ce n'est dans le voisinage de 2 547 keV où la résonance supposée être $7/2^-$ est considérablement étouffée par le manque de résolu-

tion en énergie du faisceau de particules incidentes.

Les largeurs partielles et les largeurs partielles réduites des niveaux correspondants du noyau ^{15}O sont indiquées dans les deux dernières colonnes du

tableau IV et une correspondance avec les niveaux analogues isobariques du noyau ^{15}N est proposée sur la figure 11.

Manuscrit reçu le 2 janvier 1967.

Note ajoutée à la correction. — Les énergies des niveaux indiquées sur la figure 11 sont celles de la référence [3]. En ce qui concerne les 4 niveaux étudiés dans le présent travail, une meilleure détermination de leur énergie est celle indiquée dans le tableau IV.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] LAURITSEN (T.) et AJZENBERG-SELOVE (F.), Nuclear Data sheets compiled by K. Way (Printing and Publishing Office, National Academy of Sciences, National Research Council Washington 25, D.C. (1962), sets 5 and 6).
- [2] INGLIS (D. R.), *Rev. Mod. Physics*, 1953, **25**, 390.
HALBERT (E. C.) et FRENCH (J. B.), *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 1563.
- [3] WARBURTON (E. K.) et OLNESS (J. W.), *Phys. Rev.*, 1966, **147**, 698.
- [4] HAGEDORN, MOZER, WEBB, FOWLER, LAURITSEN, COHEN-GANOUNA (J.), LAMBERT (M.) et SCHMUCKER (J.), *J. Physique Rad.*, 1963, **24**, 43.
- [5] BOLMGREN (C. R.), FREJER (G. D.), LIKELY (J. A.) et FAMULARO (K. F.), *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 210.
- OLNESS (J. W.), VORONA (J.) et LEWIS (H. W.), *Phys. Rev.*, 1958, **112**, 475.
- FERGUSON (A. J.), CLARKE (R. L.) et GOVE (H. E.), *Phys. Rev.*, 1959, **115**, 1655.
- FERGUSON (A. J.), *Phys. Rev.*, 1959, **115**, 1660.
- [6] DUNCAN et PERRY, *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 809.
EVANS (E. A.) et MARION (J. B.), *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1965, **10**, 37.
- [7] LAMBERT (M.), thèse, Université de Paris, 1962.
- [8] HUNT et FIRTH, *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 786.
- [9] BLATT (J. M.) et BIEDENHARN (L. C.), *Rev. Mod. Physics*, 1952, **24**, 258.
- [10] WARBURTON (E. K.), OLNESS (J. W.) et ALBURGER (D. E.), *Phys. Rev.*, 1965, **140**, B 1202.
- [11] FANO (U.) et RACAH (G.), *Irreducible tensorial sets*, Academic Press, New York, 1958.