



HAL
open science

Étude des états excités du ^{21}Na

M. Lambert, P. Midy, D. Drain, M. Amiel, H. Beaumevieille, A. Dauchy, C. Meynadier

► **To cite this version:**

M. Lambert, P. Midy, D. Drain, M. Amiel, H. Beaumevieille, et al.. Étude des états excités du ^{21}Na . *Journal de Physique*, 1972, 33 (2-3), pp.155-176. 10.1051/jphys:01972003302-3015500 . jpa-00207234

HAL Id: jpa-00207234

<https://hal.science/jpa-00207234>

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 :
 12.17

ÉTUDE DES ÉTATS EXCITÉS DU ^{21}Na

M. LAMBERT, P. MIDY, D. DRAIN

Institut National de Physique Nucléaire et Physique des Particules, Université Claude Bernard de Lyon
 43, Bd du 11-Novembre 1918, 69-Villeurbanne (France)

M. AMIEL, H. BEAUMEVIEILLE, A. DAUCHY et C. MEYNADIER

Institut d'Etudes Nucléaires d'Alger (Algérie)

(Reçu le 11 août 1971)

Résumé. — L'étude des états excités du ^{21}Na à 4,15, 4,293, 4,47, 4,98 et 5,03 MeV a été faite par analyse des réactions $^{20}\text{Ne}(p, p)$, $^{20}\text{Ne}(p, p')$ et $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)$. Les propriétés des états du ^{21}Na d'énergie inférieure à 6 MeV sont comparées avec celles des états correspondants du ^{21}Ne et avec les prédictions du modèle de Nilsson.

Abstract. — States in ^{21}Na at 4.15, 4.293, 4.47, 4.98 and 5.03 MeV have been studied by proton elastic and inelastic scattering and radiative capture in ^{20}Ne . The properties of the excited states below $E_x < 6$ MeV are compared with the corresponding states in ^{21}Ne and with the predictions of the Nilsson model.

I. Introduction. — Les états excités du ^{21}Na d'énergie d'excitation supérieure à 4 MeV ne sont pas encore bien connus. En particulier, les spins et parités de certains de ces états sont encore incertains ou même indéterminés. L'étude des premiers états excités a été faite à partir de la réaction de stripping [1], [2], [3] $^{20}\text{Ne}(d, n)^{21}\text{Na}$, et en analysant les corrélations angulaires de la réaction $^{20}\text{Ne}(d, n\gamma)^{21}\text{Na}$ [9]. Les niveaux du $^{21}\text{Na}^*$ à une énergie d'excitation

$$E_x > 3,54 \text{ MeV}$$

peuvent être étudiés à partir des réactions $^{20}\text{Ne}(p, p)$ et $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)$ [8], [9] ; les caractéristiques de certains des niveaux rapportés par Endt et Van der Leun [1] à 3,54, 4,15, 4,293, 4,42, 4,47 et 5,03 MeV ont déjà été déterminées par Haerberli [4] et Bloch [8].

Dans ce travail, nous avons réétudié les résonances de diffusion élastique et inélastique correspondant aux états du $^{21}\text{Na}^*$ à 4,15, 4,293, 4,47 MeV et particulièrement la résonance de 2,72 MeV ($E_x = 5,03$ MeV) dont on savait déjà qu'elle était au moins double [4], [7].

Parallèlement nous avons mesuré la désexcitation γ des niveaux du $^{21}\text{Na}^*$ à 4,15, 4,293 et 4,47 MeV, ainsi que celle du niveau large à $E_x = 4,15$ MeV ($E_p = 1,81$ MeV) qui n'avait pas été analysée auparavant.

Enfin, nous proposons, à l'aide du modèle de Nilsson, une interprétation théorique des caractéristiques des états excités du ^{21}Na actuellement connues et notamment de celles qui ont été déterminées dans ce travail.

II. Appareillage expérimental et résultats expérimentaux. — a) RÉACTIONS $^{20}\text{Ne}(p, p)^{20}\text{Ne}$ et $^{20}\text{Ne}(p, p')^{20}\text{Ne}^*$. — L'appareillage expérimental et la méthode de mesure étaient les mêmes que ceux déjà utilisés dans les expériences antérieures et déjà décrites [10].

Le faisceau de protons fourni par un accélérateur Van de Graaff de 3 MeV était analysé en énergie par un déflecteur magnétique assurant une résolution en énergie meilleure que 0,001. La cible était une cible gazeuse de néon naturel contenant 90,92 % de ^{20}Ne enfermé dans une chambre reliée à l'accélérateur par un dispositif de pompage différentiel. L'intensité du courant de faisceau d'une valeur moyenne de 0,8 μA était mesurée par un collecteur sous vide moléculaire séparé de la chambre par une feuille mince de nickel de 1 μm environ d'épaisseur. Les protons diffusés par la cible ont été détectés par des jonctions à barrière de surface.

Un détecteur fixe placé à $\theta_{\text{lab}} = 165^\circ$ jouait le rôle de moniteur tandis que des détecteurs mobiles pouvaient 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, γ) sur ^{19}F dont l'énergie α , antérieurement, été déterminée avec précision [11].

La chambre de diffusion a été étalonnée en observant la diffusion élastique des protons sur l'argon à 1 MeV dont on sait qu'elle est purement coulomb-

bienn. Par comparaison, et en faisant les diverses corrections de passage du repère du laboratoire dans le repère du centre de masse des systèmes $^{40}\text{A} + \text{p}$ et $^{20}\text{Ne} + \text{p}$, on a mesuré les sections efficaces différentielles de diffusion élastique et inélastique des protons par ^{20}Ne . Les mesures ont été faites

avec une erreur relative globale inférieure à $\pm 0,08$, les erreurs statistiques étant négligeables.

Les résultats expérimentaux permettent de donner les quatre courbes d'excitation de diffusion élastique tracées entre 1,5 et 2,8 MeV pour des angles $\theta_{\text{cm}} = 63^\circ 37'$, $121^\circ 23'$, $148^\circ 20'$ et $165^\circ 44'$ (Fig. 1).

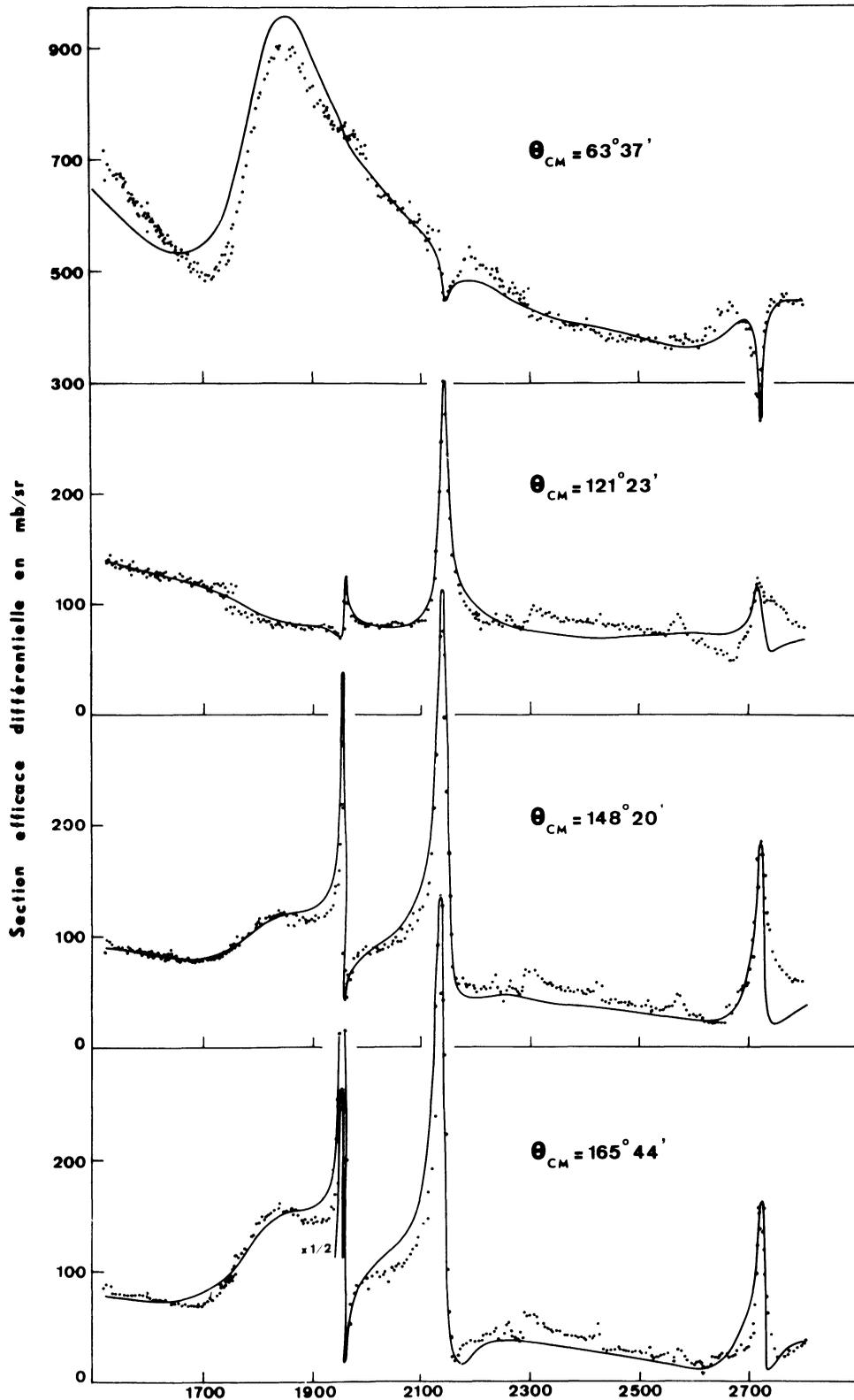


FIG. 1. — Courbes d'excitation de la diffusion élastique $^{20}\text{Ne}(p, p)^{20}\text{Ne}$. La courbe en trait plein représente la section efficace différentielle théorique obtenue avec les hypothèses résumées dans le tableau III.

L'énergie des protons incidents variait par pas de 3 keV environ. D'autre part, dans le but d'étudier la résonance de 2,72 MeV, 9 distributions angulaires et 6 courbes d'excitation de diffusion élastiques, 6 distributions angulaires et 6 courbes d'excitation de diffusion inélastique ont été tracées au voisinage de cette résonance (Fig. 2, 3, 4 et 5). Le néon naturel utilisé contenait environ 10 % de ^{22}Ne . Les courbes d'excitation de la réaction $^{22}\text{Ne}(p, p)^{22}\text{Ne}$ ont été tracées à 9 angles compris entre 30° et $165^\circ 44'$. Là où les effets dus à la présence du ^{22}Ne étaient les plus importants, les mesures expérimentales ont été corrigées.

b) RÉACTION $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)\text{Na}^{21}$. — La cible utilisée était une cellule cylindrique remplie de gaz, de diamètre 1 cm, de longueur 1 cm, dont les faces planes étaient fermées par des feuilles de nickel d'épaisseur 0,6 μm environ. Cette cellule était placée dans une chambre cylindrique de diamètre 55 mm, où l'on maintenait le vide pour assurer une collection correcte du faisceau émergent de la cellule. Une jonction à barrière de surface placée à 165° par rapport au faisceau permettait également d'assurer le monitoring.

Nous avons utilisé du ^{20}Ne pur (99,92 %). La pression dans la cellule était de 300 mm de mercure. Les rayons γ étaient détectés à l'aide d'un scintillateur

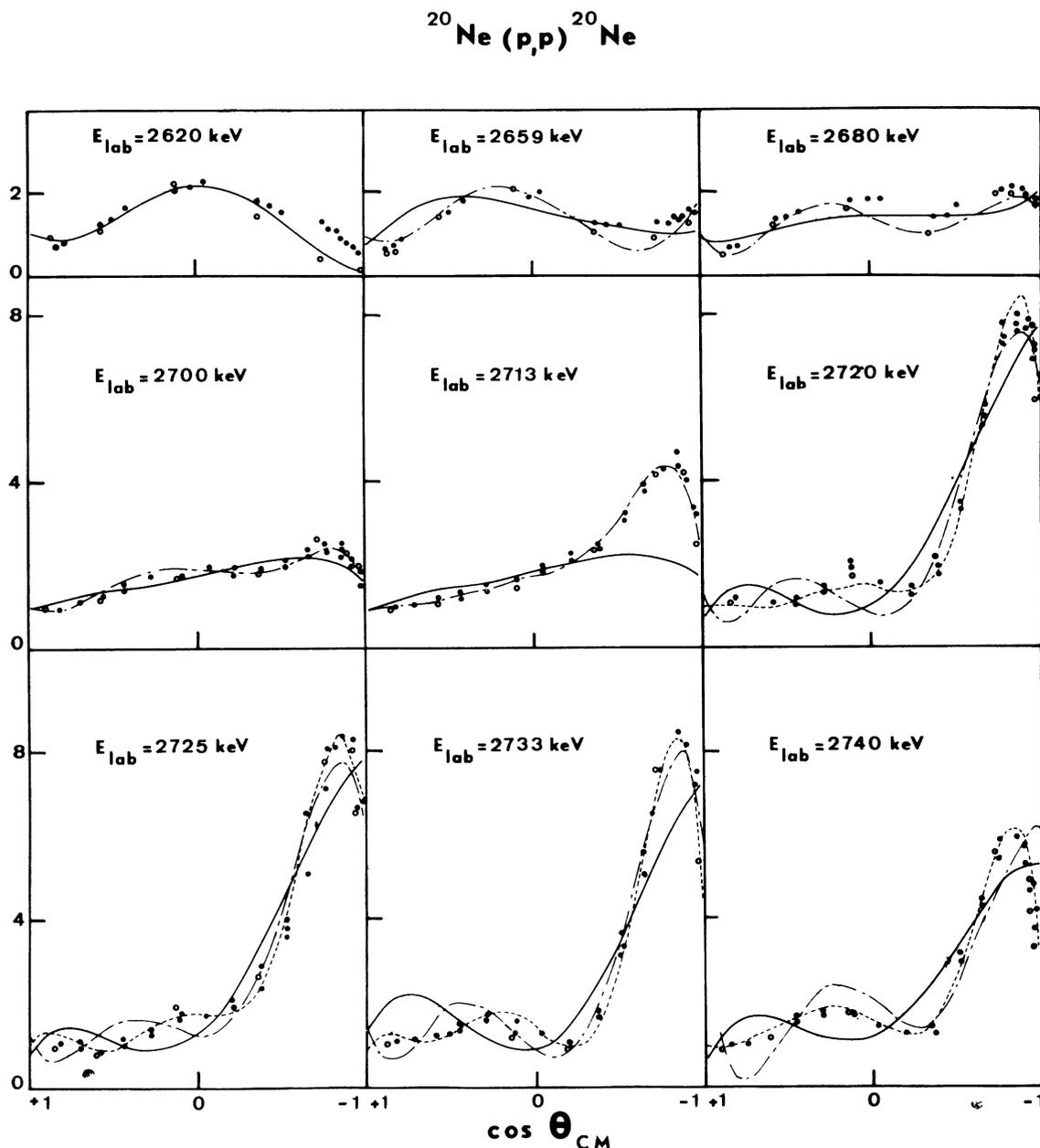


FIG. 2. — Distributions angulaires de la réaction $^{20}\text{Ne}(p, p)^{20}\text{Ne}$. On a porté en ordonnées les valeurs du rapport $\sigma_{el}/\sigma_{Ruth}$. Les courbes en traits pleins, en traits tirés pointés et en traits pointillés représentent respectivement les distributions angulaires théoriques développées en polynômes de Legendre et limitées successivement à l'ordre 4, 5 et 6.

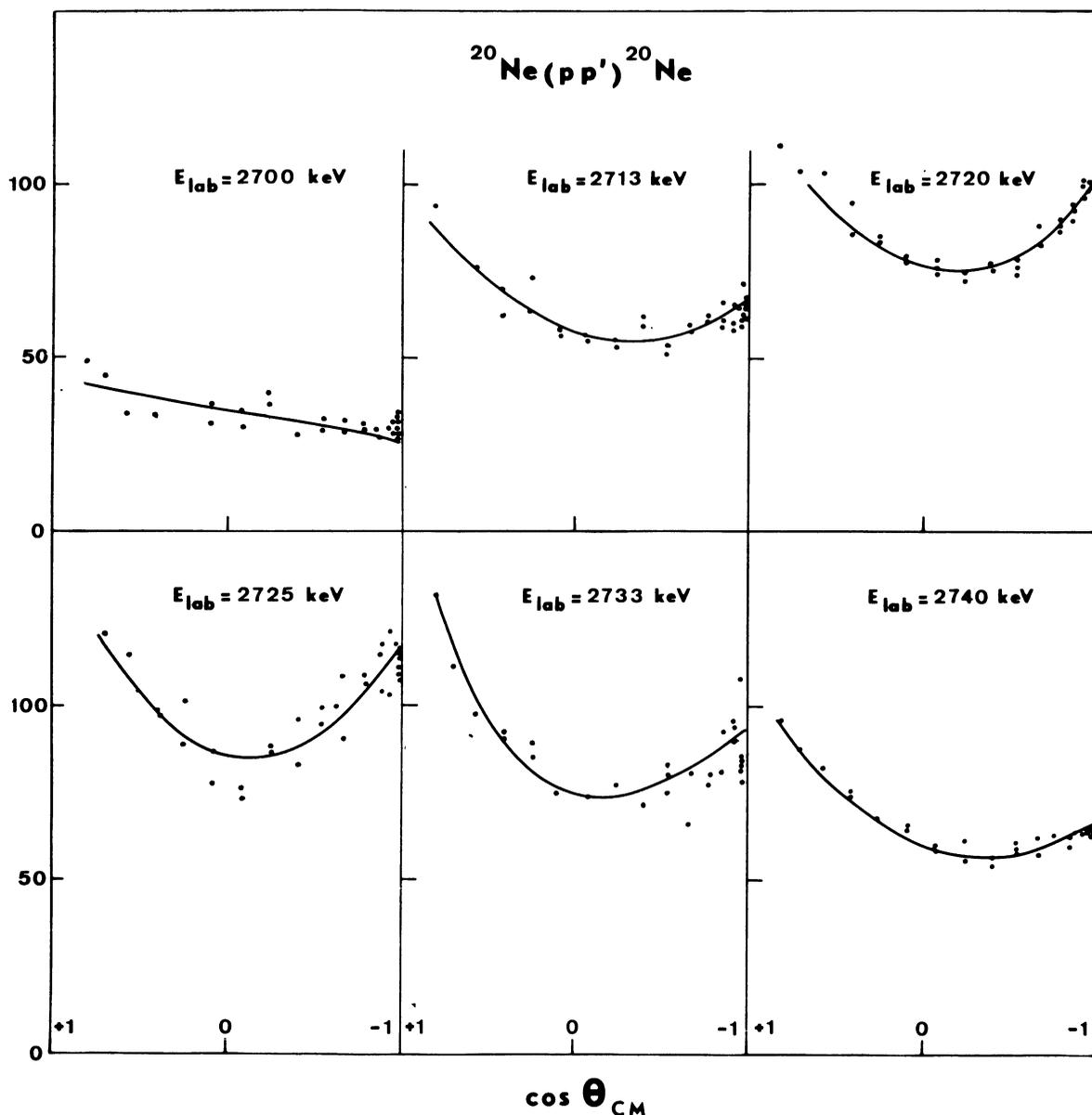


FIG. 3. — Section efficace différentielle en mb/sr de la réaction $^{20}\text{Ne}(p, p')^{20}\text{Ne}^*$. Les courbes en traits pleins représentent les distributions angulaires théoriques développées en polynômes de Legendre.

NaI(Tl) de $12,7 \times 12,7$ cm et d'un détecteur Ge(Li) de 50 cm^3 placés à 90° du faisceau et dont les distances face avant-centre de la cellule étaient respectivement de 7 et 3,5 cm.

Nous avons tracé les courbes d'excitation au voisinage des énergies de résonance $E_p = 1,955$ et $2,142$ MeV, à la fois en cible mince (pression 3 mm de mercure) et en cible épaisse (pression 300 mm de mercure). Nous avons pu ainsi assurer un calage correct en énergie pour la résonance à $E_p = 1,810$ MeV.

Nous avons ensuite obtenu les spectres de désexcitation γ aux trois résonances indiquées ci-dessus, en utilisant les détecteurs NaI(Tl) et Ge(Li). Les spectres γ pour les résonances correspondant aux niveaux

$E_x = 4,293$ MeV et $E_x = 4,15$ MeV sont représentés respectivement sur les figures 6 et 7.

III. Analyse des résultats de diffusion élastique. —

La section efficace différentielle de diffusion élastique à l'angle θ_{cm} et à l'énergie E a pour expression théorique [12] :

$$\frac{d\sigma}{d\omega}(\theta, E) = T_{\text{CC}} + T_{\text{PP}} + T_{\text{RR}} + T_{\text{CP}} + T_{\text{PR}} + T_{\text{CR}}$$

où T_{CC} , T_{PP} , T_{RR} représentent respectivement les termes correspondant aux diffusions coulombienne, potentielle et résonnante et T_{CP} , T_{PR} , T_{CR} les termes d'interférence correspondants, soit :

$$T_{\text{CC}} = \frac{\lambda^2 \eta^2}{(1 - \cos \theta)^2}$$

$$T_{\text{PP}} = \lambda^2 \sum_{l_1 l_2 l} (2l_1 + 1)(2l_2 + 1)(l_1 l_2 0 0 | l 0)^2 \sin \varphi_{l_1} \sin \varphi_{l_2} \times \cos(2\Psi_{l_1} - 2\Psi_{l_2} + \varphi_1 - \varphi_2) P_l(\cos \theta)$$

$$T_{\text{RR}} = \frac{\lambda^2}{2} \sum_{ij} R_i R_j \cos \beta_i \cos \beta_j \cos [2(\Psi_{l_i} + \varphi_{l_i} - \Psi_{l_j} - \varphi_{l_j}) + \beta_i - \beta_j] \sum_i Z^2(l_i J_i l_j J_j; sl) P_l(\cos \theta)$$

$$T_{\text{CR}} = \frac{\lambda^2 \eta}{(1 - \cos \theta)} \sum_i (2J_i + 1) R_i \cos \beta_i \sin \left(2\varphi_{l_i} + 2\Psi_{l_i} + 2\eta \text{Log} \sin \frac{\theta}{2} + \beta_i \right) P_l(\cos \theta)$$

$$T_{\text{CP}} = \frac{-2\eta\lambda^2}{(1 - \cos \theta)} \sum_l (2l + 1) \sin \varphi_l \cos \left(2\eta \text{Log} \sin \frac{\theta}{2} + 2\Psi_l + \varphi_l \right) P_l(\cos \theta)$$

$$T_{\text{PR}} = -\lambda^2 \sum_i \sum_{L l_2} (2J_i + 1) R_i (2l_2 + 1) (l_1 l_2 0 0 | L 0)^2 \sin \varphi_{l_2} \times \\ \times \cos \beta_i \sin (2\Psi_{l_1} + 2\varphi_{l_1} - 2\Psi_{l_2} - \varphi_{l_2} + \beta_i) P_L(\cos \theta)$$

où λ est la longueur d'onde de la voie élastique

$$\Psi_l - \Psi_0 = \sum_{n=1}^l \text{Arc tg} \frac{\eta}{n}, \quad \beta_i = \text{Arc tg} \frac{2(E - E_i)}{\Gamma_i}, \quad R_i = \frac{\Gamma p_i}{\Gamma_i}, \quad \eta = \frac{Z_1 Z_2}{\hbar v}.$$

L'énergie de la i -ième résonance étant E_i , sa largeur totale Γ_i , sa largeur partielle élastique Γ_{p_i} et Z désigne les coefficients de Blatt et Biedenharn. Dans cette expression les sommations ont été limitées à des ondes $l_i < 4$. Cette limite est justifiée par les raisons suivantes : dans sa partie non résonnante et non coulombienne, la section efficace est proportionnelle à $\sin \varphi_l$ qui devient négligeable pour des ondes $l > 2$, d'autre part, la section efficace résonnante comporte des termes proportionnels aux pénétrabilités v_l qui peuvent être négligés pour des valeurs de $l \geq 4$. Ainsi, les seules valeurs possibles de J^π sont $1/2^\pm$, $3/2^\pm$, $5/2^\pm$, $7/2^-$. Les courbes d'excitation de diffusion élastique correspondant aux 7 cas précédents, ont été tracées sur la figure 9. Les calculs ont été effectués pour une énergie $E_0 = 2,725$ MeV, une largeur totale $\Gamma = 50$ keV et une largeur proton $\Gamma_p = 50$ keV, et avec des déphasages potentiels égaux aux déphasages de sphère dure.

La section efficace différentielle de diffusion inélastique a été calculée en utilisant la formule de Blatt et Biedenharn. La valeur la plus basse du moment angulaire l' a seule été conservée dans la voie de sortie en raison du rapport très faible des pénétrabilités des ondes de moment angulaire $l' + 2$ et l' .

IV. Étude des résonances de 1,81, 1,955 et 2,142 MeV
— a) DIFFUSION ÉLASTIQUE. — La comparaison des courbes théoriques de diffusion élastique (Fig. 9) et des courbes d'excitation expérimentales (Fig. 1) montre nettement que la résonance large de 1,81 MeV ne peut être due qu'à un niveau $3/2^-$ ou $1/2^-$. Dans le cas $1/2^-$ les amplitudes théoriques de variation de la section efficace différentielle sont nettement inférieures aux valeurs expérimentales (200 mb/sr au lieu de 400 à

63° 37'). Il en résulte que la résonance large de 1,81 MeV ne peut être qu'une résonance $3/2^-$.

De même les formes des résonances de 1,955 MeV et 2,142 MeV observées notamment vers l'arrière pour $\theta_{\text{em}} = 165^\circ$, indiquait sans ambiguïté que ces deux résonances sont excitées par des ondes $l = 2$ et correspondent donc à des niveaux $3/2^+$ à $5/2^+$. La première résonance de 1,955 MeV est étroite ($\Gamma \simeq 4$ keV) et étouffée par manque de résolution aux angles avant. La grande amplitude de l'anomalie observée pour $\theta = 165^\circ$ n'est compatible qu'avec la détermination $5/2^+$. Au contraire la deuxième résonance de 2,142 MeV est assez large ($\Gamma \simeq 23$ keV) et doit donc être observée sans altération. Les amplitudes des pics observés à $\theta = 148^\circ 2$ (soit 380 mb environ) et à $\theta = 165^\circ 44'$ (soit 435 mb environ) n'est compatible qu'avec la détermination $3/2^+$ à laquelle correspond des pics dont les amplitudes sont respectivement de 390 mb et 460 mb.

Les meilleurs courbes théoriques (Fig. 1) obtenues avec ces hypothèses ont été calculées avec les paramètres du tableau III ; les déphasages potentiels utilisés varient linéairement avec l'énergie.

b) RÉACTION $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)\text{Na}^{21}$. — Nous avons précisé les rapports d'embranchement pour les niveaux à $E_x = 4,293$ MeV et $E_x = 4,47$ MeV, et étudié la résonance large correspondant au niveau à $E_x = 4,15$ MeV.

Les spectres γ ont été analysés à l'aide d'un programme gamma-polynôme fourni par le C. E. N. de Strasbourg.

Les tables d'efficacité de Vegors *et al.* [13] ont permis de déterminer les intensités relatives des différentes transitions observées. Les rapports d'embranchement

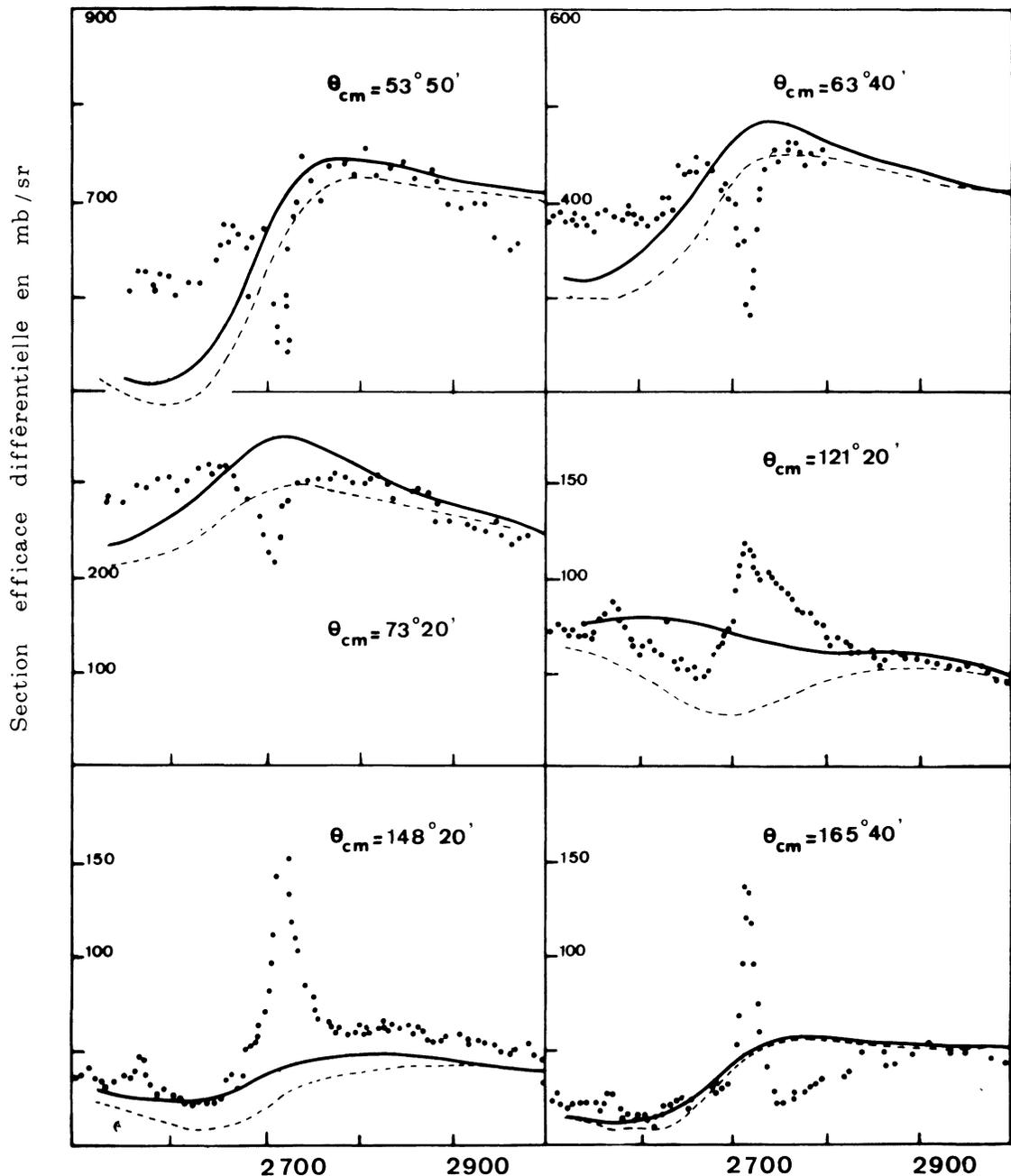


FIG. 4. — Courbes d'excitation de la réaction $^{20}\text{Ne}(p, p)^{20}\text{Ne}$. Les courbes en traits pleins et en traits tirés représentent respectivement les résultats théoriques obtenus avec un niveau $1/2^-$ ($E_0 = 2,680$ MeV, $\Gamma = 200$ keV, $\Gamma_p/\Gamma = 0,9$) et avec un niveau $3/2^-$ ($E_0 = 2,680$ MeV, $\Gamma = 200$ keV, $\Gamma_p/\Gamma = 0,5$).

pour les résonances de 1,955 et 2,142 MeV sont rassemblés dans le tableau IV et sont en assez bon accord avec les déterminations précédentes [6], [8].

Une estimation de la largeur totale Γ_γ pour la résonance à $E_p = 1,81$ MeV a été obtenue à partir des caractéristiques connues de la résonance à $E_p = 1,955$ MeV à l'aide de la relation approchée [14].

$$\frac{(2J_2 + 1)\Gamma_{\gamma 2}}{(2J_1 + 1)\Gamma_{\gamma 1}} = \frac{I_2}{I_1} \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^2 \frac{\text{Arc tg } \Delta E/\Gamma_1}{\text{Arc tg } \Delta E/\Gamma_2}$$

ΔE est l'épaisseur de la cible, I est l'intensité du rayonnement détecté, pour un nombre fixé de protons

incidents, λ est la longueur d'onde réduite de la voie d'entrée. Nous avons adopté les valeurs :

$$\begin{aligned} \Gamma_1 &= 5 \text{ keV}, \quad \Gamma_2 = 190 \text{ keV (ce travail)} \\ \Gamma_{\gamma 1} &= 0,8 \text{ eV (Bloch [8])}. \end{aligned}$$

Le calcul de l'épaisseur de la cible donne

$$\Delta E = 45 \text{ keV}.$$

D'où $\Gamma_{\gamma 2} = 1,1$ eV, cette valeur ne devant être considérée que comme un ordre de grandeur. Nous n'avons pas tenu compte dans ce calcul des effets de distribution angulaire des rayonnements γ . Dans la rela-

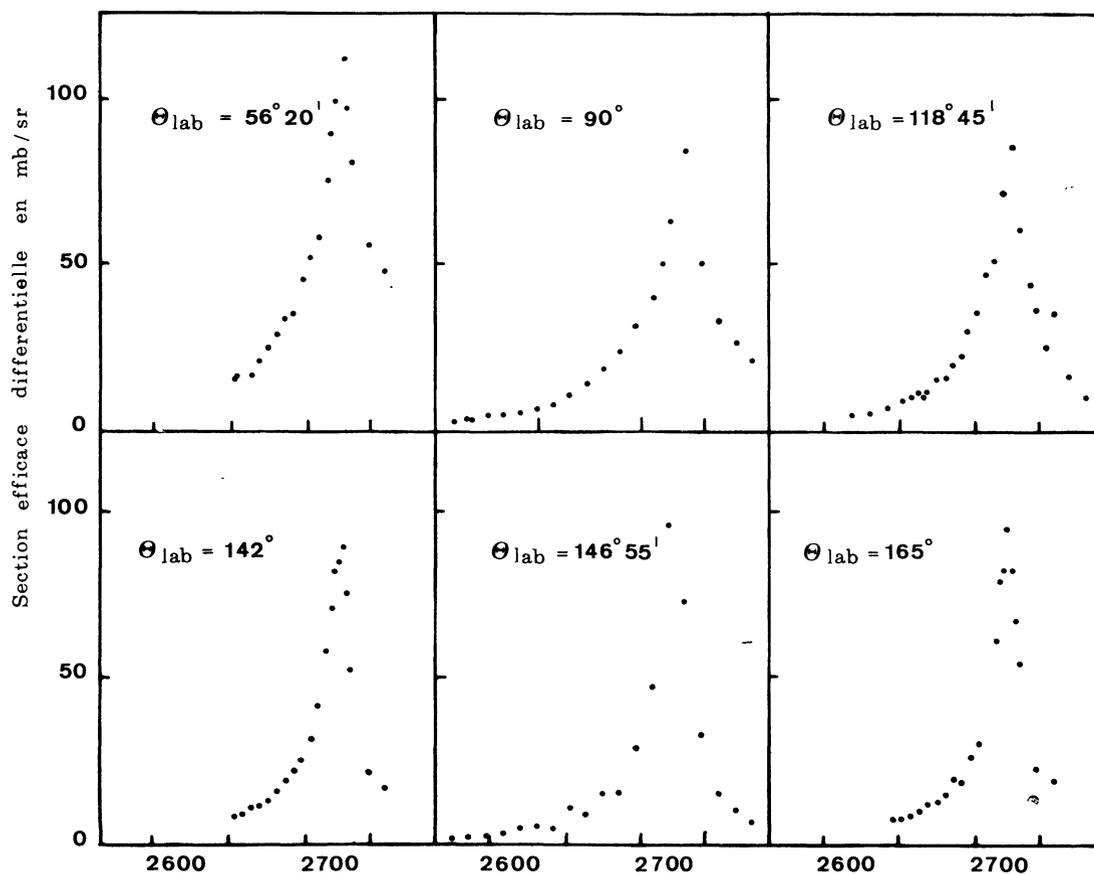


FIG. 5. — Courbes d'excitation de la réaction ²⁰Ne(p, p')²⁰Ne*.

tion précédente, nous n'avons pas fait intervenir les rapports Γ_p/Γ , que nous avons considérés comme égaux à l'unité.

Les résultats (rapports d'embranchement et largeurs partielles) concernant la résonance à $E_p = 1,810$ MeV sont donnés dans le tableau V. Les largeurs de Weisskopf ont été calculées pour $R = 3,3$ fm.

Il est à noter que, sauf pour la première transition, les largeurs partielles sont beaucoup plus grandes que les largeurs de Weisskopf pour les rayonnements quadrupolaires.

On peut donc en conclure que ces transitions sont pratiquement des transitions dipolaires pures.

Les cascades γ et les rapports d'embranchement des premiers niveaux de ²¹Na sont indiqués sur la figure 8.

V. Analyse du groupe de résonances de 2,72 MeV.

a) COURBES D'EXCITATION. — L'examen des courbes d'excitation de diffusion élastique (Fig. 4) montre l'existence d'au moins deux résonances : une large à 2,68 MeV et une étroite à 2,72 MeV. La résonance large se traduit par une bosse aplatie vers l'avant ($53^\circ 50'$, $63^\circ 40'$, $73^\circ 20'$) et l'examen des courbes théoriques (Fig. 9) montre que seuls les niveaux $1/2^-$ et $3/2^-$ permettent d'interpréter ce résultat. Divers essais ont conduit à choisir pour paramètres de ce niveau, dans le cas $1/2^-$,

$$\Gamma = 200 \text{ keV}, \quad \frac{\Gamma_p}{\Gamma} = 0,9$$

et dans le cas $3/2^-$,

$$\Gamma = 200 \text{ keV}, \quad \frac{\Gamma_p}{\Gamma} = 0,5$$

(Fig. 4).

b) DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DE DIFFUSION INÉLASTIQUE. — Les distributions angulaires de diffusion inélastique (Fig. 3) ont été développées en polynômes de Legendre suivant

$$\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{\text{inél}} = \lambda^2 \sum_l A_l P_l.$$

Les valeurs des coefficients A_l sont indiquées dans le tableau I.

On en déduit les variations de la section efficace totale : $(\sigma)_{\text{inél}} = 4 \pi \lambda^2 A_0$. Dans le cas d'un niveau pur, la section efficace totale de diffusion inélastique a la valeur maximale 262 mb si $J = 1/2$, 525 mb si $J = 3/2$, 788 mb si $J = 5/2$ et 1 050 mb si $J = 7/2$ (valeurs calculées à 2,725 MeV).

L'existence à 2,68 MeV d'une résonance large due à un niveau $1/2^-$ ou $3/2^-$ n'apparaît pas clairement dans les variations des sections efficaces totales et différentielles inélastiques (Tableau I et Fig. 5). Avec les paramètres déterminés précédemment, la contribution à la section efficace totale d'un niveau $1/2^-$ à $E_p = 2,68$ MeV est négligeable (< 100 mb) et celle d'un niveau $3/2^-$ serait de l'ordre de 500 mb. Or, la

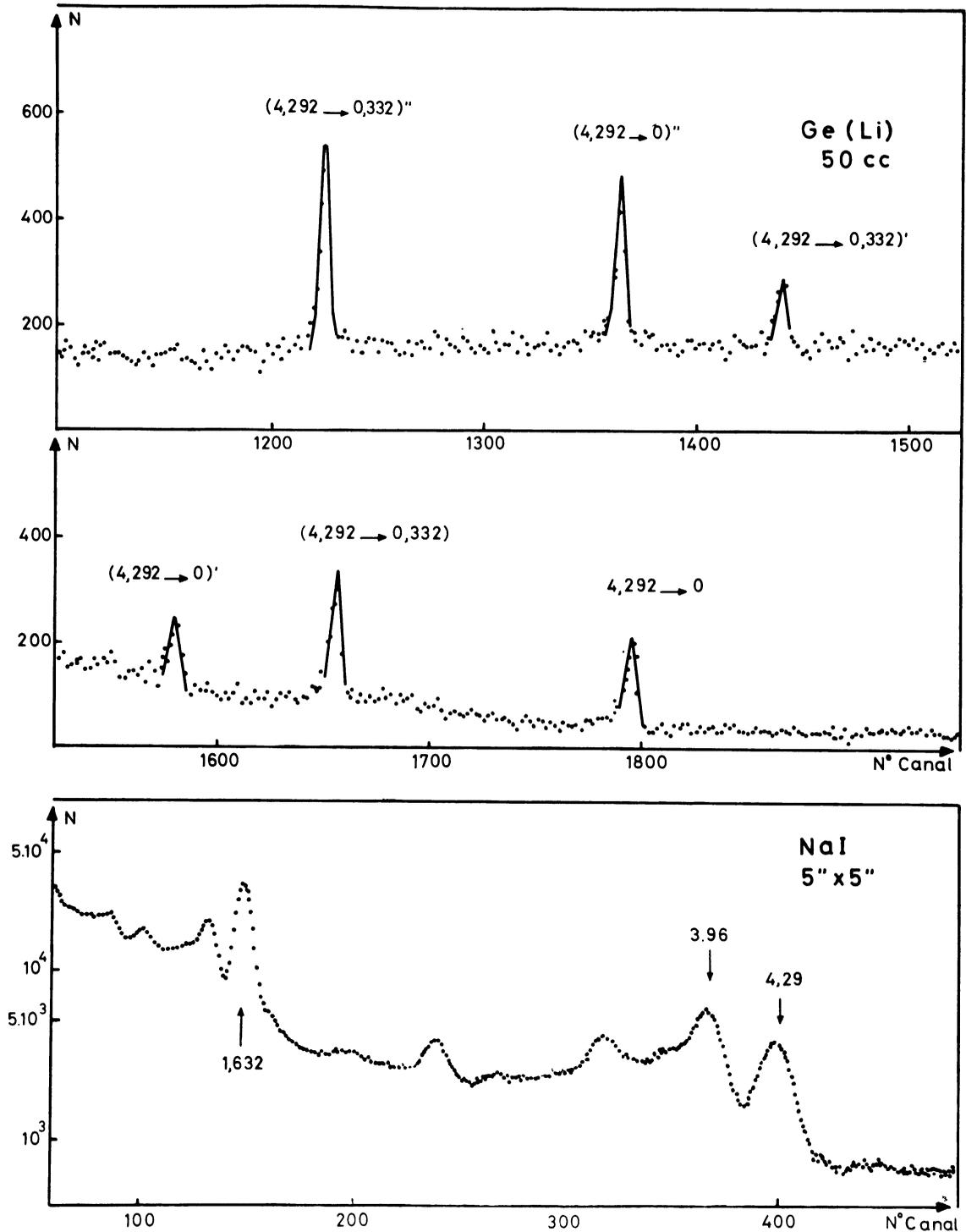


FIG. 6. — Spectre γ de la résonance à $E_p = 1,955$ MeV.

section efficace inélastique totale a une valeur expérimentale 320 mb, dont une partie importante est due au niveau de 2,72 MeV. Ainsi, l'hypothèse $3/2^-$ peut être éliminée. Au contraire la contribution d'un niveau $1/2^-$ à $E_p = 2,68$ MeV est compatible avec les résultats expérimentaux. A $E_p = 2,725$ MeV, la section efficace totale est voisine de 1 400 mb (Tableau I). Or, la contribution à cette énergie du niveau $1/2^-$ étant

négligeable, la résonance étroite à $E_p = 2,72$ MeV doit être formée d'un niveau double tel que $J_1 + J_2 \geq 4$, où J_1 et J_2 sont les spins respectifs des deux niveaux.

La présence de termes A_1 dans le développement de $(d\sigma/d\omega)_{in\acute{e}l.}$ impose à l'un au moins des niveaux d'être de parité positive et puisque ce développement contient des termes A_2 sans contenir de termes A_4 un des niveaux doit avoir les caractéristiques : $3/2^+$, $3/2^-$,

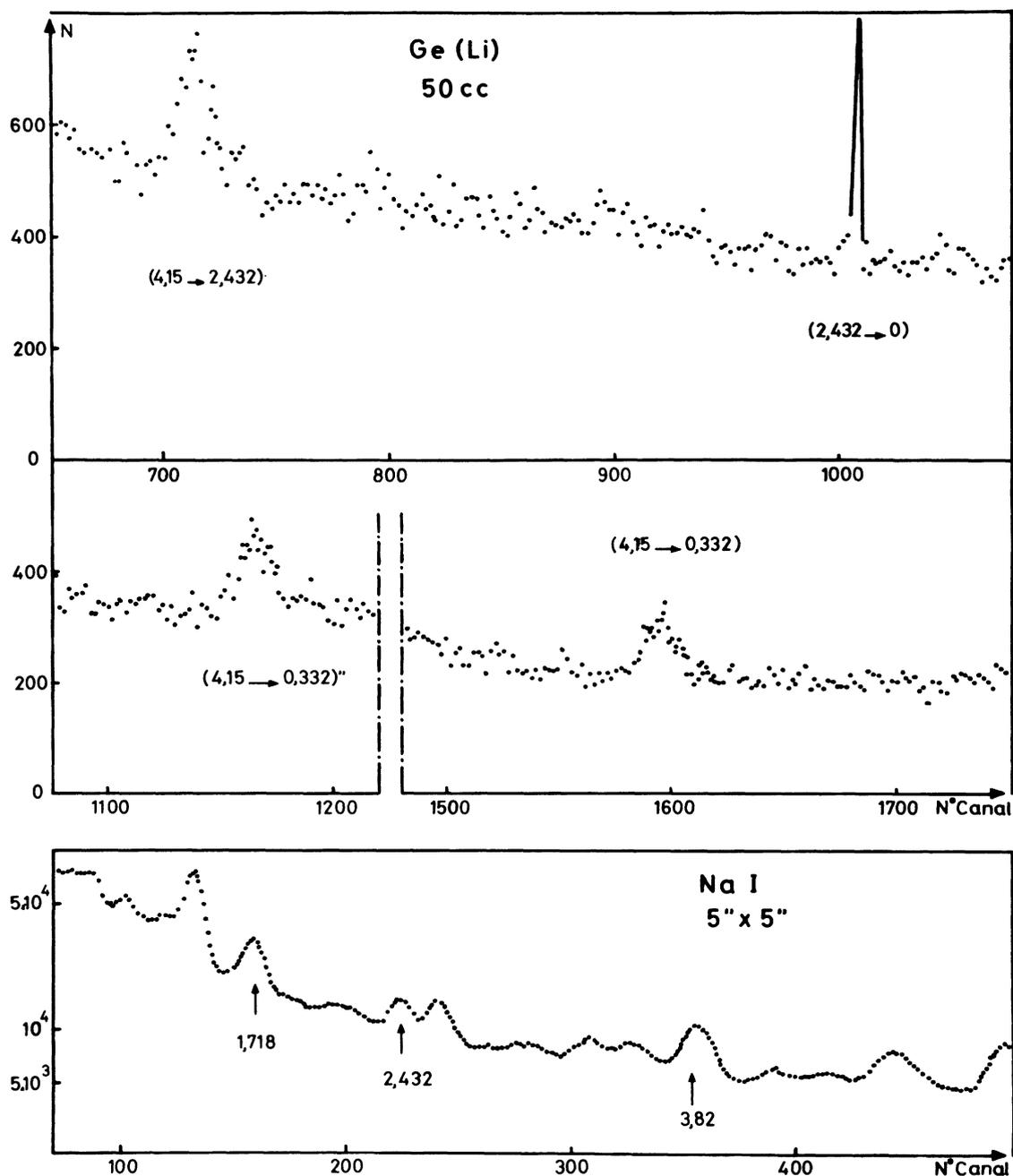


FIG. 7. — Spectre γ de la résonance à $E_p = 1,81$ MeV.

$5/2^-$ ou $7/2^-$. Les cas suivants sont possibles : $(3/2^+, 5/2^+)$; $(3/2^+, 5/2^-)$; $(3/2^+, 7/2^-)$; $(3/2^-, 5/2^+)$; $(5/2^-, 5/2^+)$; $(7/2^-, 5/2^+)$; $(7/2^-, 1/2^+)$.

Dans l'hypothèse : $(7/2^-, 1/2^+)$ la contribution à la section efficace totale du niveau $7/2^-$ pur doit être voisine de 1 100 mb ce qui impose $\Gamma_p/\Gamma \approx 0,5$ pour le niveau $7/2^-$. Ainsi, la valeur de $(d\sigma/d\omega)_{\theta=1}$ à $165^\circ 44'$ devrait être supérieure à 250 mb/sr. Or, la valeur expérimentale de $(d\sigma/d\omega)_{\theta=1}$ est 140 mb/sr et l'hypothèse $(7/2^-, 1/2^+)$ doit être éliminée.

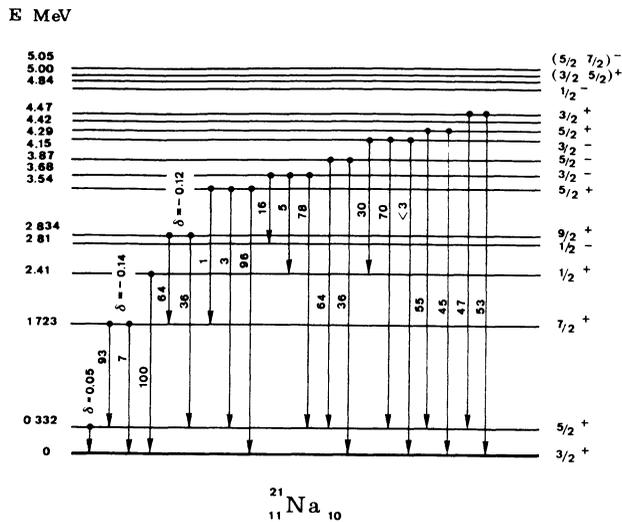
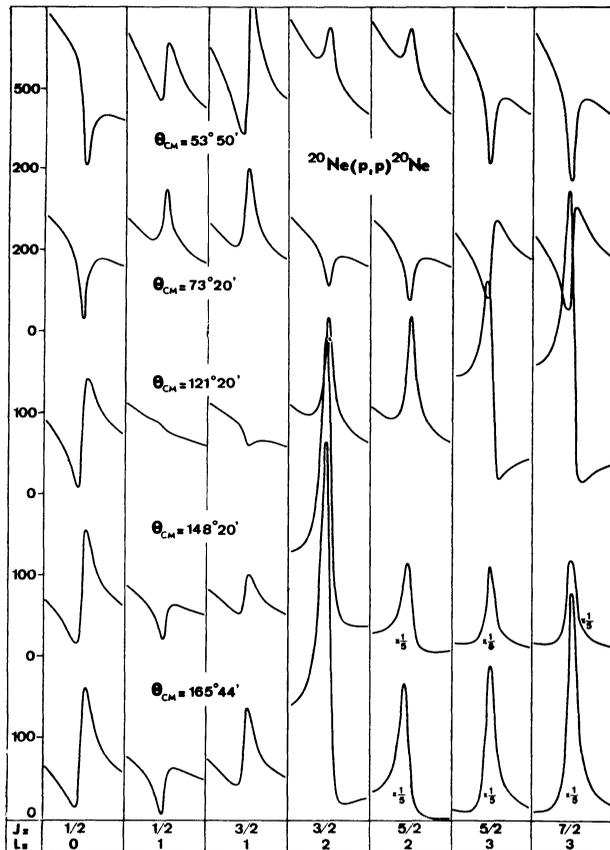
c) ANALYSE DES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DE DIFFUSION ÉLASTIQUE. — En raison de la longue portée des forces coulombiennes, la présence des termes

T_{CC} , T_{CP} et T_{CR} dans la section efficace différentielle élastique rend le développement de celle-ci en polynômes de Legendre très lentement convergent. Par contre, on obtient un développement rapidement convergent pour le rapport :

$$\frac{(d\sigma/d\omega)_{\theta=1}}{T_{CC}} = \sum_i A'_i P_i(\cos \theta).$$

La somme $(T_{CP} + T_{CR})/T_{CC}$ fournit des termes d'ordre maximum $L' + 1$. L' étant l'ordre le plus élevé des déphasages potentiels ou résonnants non nuls. Si :

$$(T_{PP} + T_{PR} + T_{RR}) = \sum_{i=1}^L \lambda^2 T_i P_i(\cos \theta).$$

FIG. 8. — Cascades γ et rapports d'embranchement dans ^{21}Na .FIG. 9. — Courbes d'excitation théoriques de la réaction $^{20}\text{Ne}(p, p)^{20}\text{Ne}$ (sections efficaces différentielles exprimées en mb/sr).

le terme $(T_{PP} + T_{PR} + T_{RR})/T_{CC}$ contient des termes d'ordre $L + 2$. L'examen des différents cas possibles montre que $L + 2 > L' + 1$ et le terme d'ordre le plus élevé de $(d\sigma/d\omega)_{\epsilon 1}/T_{CC}$ est :

$$A'_{L+2} = \frac{1}{\eta^2} \langle L \ 100 \ | \ L + 1 \ 0 \rangle^2 \times \langle L + 1 \ 100 \ | \ L + 2 \ 0 \rangle^2 T_L$$

d'après la relation :

$$P_l P_{l'} = \sum_L \langle l \ l' \ 0 \ 0 \ | \ L \ 0 \rangle^2 P_L.$$

Les valeurs obtenues pour les coefficients A'_i sont indiquées dans le tableau II.

Sur la figure 2, on a tracé les distributions angulaires théoriques obtenues en limitant les développements aux ordres 4, 5 et 6. On voit sur la figure que certaines des distributions angulaires contiennent des termes d'ordre 6 au moins.

Avec les hypothèses $(3/2^+, 5/2^+)$, $(3/2^+, 5/2^-)$ et $(5/2^+, 3/2^-)$ pour le niveau double, le terme de degré le plus élevé du développement en polynôme de Legendre de $T_{PR} + T_{RR} + T_{PP}$ est $\lambda^2 T_4 P_4$.

En supposant les deux niveaux confondus à la résonance $E_p = 2,72$ MeV, et en prenant des valeurs raisonnables pour les déphasages potentiels, on obtient dans tous les cas $T_4 > 2$. Les trois hypothèses $(3/2^+, 5/2^+)$, $(3/2^+, 5/2^-)$ et $(5/2^+, 3/2^-)$ pour lesquelles le développement en polynômes de Legendre de $(d\sigma/d\omega)_{\epsilon 1}/T_{CC}$ est limité à l'ordre 6, peuvent être rejetées puisque aucune d'elles ne rend compte de la valeur déduite de l'expérience, $T_4 = -4,6 \pm 1,3$ (Tableau II).

Le développement de $(d\sigma/d\omega)_{\epsilon 1}/T_{CC}$ doit contenir au moins des termes d'ordre 7 avec $A'_6 \approx -1,45$ et $A'_7 \approx +0,5$ (Tableau II).

Dans les trois derniers cas $(7/2^-, 5/2^+)$, $(7/2^-, 3/2^+)$ et $(5/2^-, 5/2^+)$ il est possible d'obtenir des valeurs théoriques pour A'_7 et A'_6 compatibles avec l'expérience.

Toutefois, dans les cas $(7/2^-, 5/2^+)$ et $(7/2^-, 3/2^+)$ le degré maximum du développement de $(d\sigma/d\omega)_{\epsilon 1}/T_{CC}$ est égal à 8, mais la valeur théorique du coefficient A'_8 peut être très faible si le rapport Γ_p/Γ pour le niveau $7/2^-$ est faible.

d) DISCUSSION. — Un calcul quantitatif correspondant à ces trois hypothèses est très difficile en raison du grand nombre de paramètres à déterminer.

Les meilleurs résultats que nous avons obtenus avec l'hypothèse d'une résonance double $(5/2^-, 5/2^+)$ sont tracés sur les figures 1 à 10. L'accord n'est pas satisfaisant à l'angle $\theta_{cm} = 121^\circ 23'$.

Nous avons obtenu des résultats analogues avec l'hypothèse $(7/2^-, 3/2^+)$. Les meilleurs résultats obtenus avec l'hypothèse $(7/2^-, 3/2^+)$ sont tracés sur la figure 10. L'accord avec les résultats expérimentaux est meilleur que dans les cas précédents surtout à $121^\circ 23'$. Toutefois, la différence des ajustements ne permet pas de distinguer entre les trois hypothèses.

VI. Interprétation. — A) ÉNERGIES. SPINS ET PARITÉ DES NIVEAUX. — Plusieurs tentatives d'interprétation théorique des premiers états excités des noyaux miroirs ^{21}Na et ^{21}Ne ont déjà été faites dans le cadre du modèle de Nilsson [15]-[19]. Toutefois, dans ces calculs antérieurs, la valeur de la déformation du noyau n'est pas toujours déterminée de manière à rendre minimum l'énergie statique totale, mais est

TABLEAU I

Coefficients du développement en polynômes de Legendre de $(d\sigma/d\omega)_{\text{inéel}}$

E_{lab} (MeV)	A_0	A_1	A_2	$(\sigma)_{\text{inéel}} = 4 \pi \lambda^2 A_0$ (mb)
2,620	0,13 ± 0,01			140 ± 10
2,659	0,23 ± 0,01	0,045 ± 0,02		246 ± 10
2,680	0,30 ± 0,05	0,09 ± 0,03		320 ± 50
2,700	0,45 ± 0,04	0,13 ± 0,06		480 ± 40
2,713	0,88 ± 0,03	0,22 ± 0,05	0,23 ± 0,07	930 ± 30
2,720	1,26 ± 0,05	0,25 ± 0,09	0,41 ± 0,10	1 320 ± 50
2,725	1,33 ± 0,03	0,17 ± 0,05	0,42 ± 0,05	1 400 ± 30
2,733	1,20 ± 0,03	0,39 ± 0,05	0,48 ± 0,05	1 260 ± 30
2,740	0,92 ± 0,03	0,25 ± 0,03	0,24 ± 0,06	960 ± 30

TABLEAU II

Coefficients du développement en polynômes de Legendre de $(d\sigma/d\omega)_{\text{el}}/(d\sigma/d\omega)_{\text{Ruth}}$.

E_{lab} (MeV)	A'_4	A'_5	A'_6	A'_7	χ^2	χ'^2	χ''^2
2,620	0,46 ± 0,13				0,64	0,90	
2,659	0,68 ± 0,06	0,23 ± 0,02			0,01	0,97	
2,680	0,15 ± 0,18	0,75 ± 0,22			0,08	0,66	
2,700	- 0,26 ± 0,3	0,60 ± 0,16			0,10	0,60	
2,713	- 0,21 ± 0,23	0,45 ± 0,11			0,07	0,45	
2,720	- 0,90 ± 0,65	1,95 ± 0,35	- 1,42 ± 0,40		0,50	2,71	
2,725	- 0,98 ± 0,16	1,63 ± 0,18	- 1,47 ± 0,21	0,55 ± 0,24	0,12	0,40	2,77
2,733	- 1,12 ± 0,22	2,19 ± 0,25	- 1,51 ± 0,28	0,45 ± 0,32	0,24	0,41	2,91
2,740	- 0,94 ± 0,19	1,45 ± 0,20	- 0,54 ± 0,19		0,17	0,37	

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[1 - \frac{\sum_{j=0}^l A_j P_j}{d\sigma/d\omega(\theta_i)} \right]^2$$

représente la précision obtenue avec un développement en polynômes de Legendre limité à l'ordre l , χ'^2 , la précision obtenue avec un développement limité à l'ordre $l - 1$ et χ''^2 la précision obtenue avec un développement limité à l'ordre $l - 2$.

TABLEAU III

$^{21}\text{Na}^*$ (MeV)	E_p (keV)	l	J^π	Γ (keV)		Γ_p/Γ	$\theta^2 \times 10^3$ (c)		
				ce travail	ce travail		ce travail	ce travail	
4,15	1,81	1	3/2 ⁻	190	180, 121 (a)	1	> 0,7 (a)	255	
4,293	1,955	2	5/2 ⁺	5	5,3-6 et 17(a) 3,93 ± 0,1 (b)	0,95	> 0,7 (a)	31	35 (b)
4,47	2,142	2	3/2 ⁺	23	21, 17, 27 (a)	0,95	> 0,7 (a)	98	
4,98	2,680 ± 20	1	1/2 ⁻	200		0,9		82	
5,03	2,720 ± 10	2	(5/2) 3/2 ⁺	40 (d)		0,6 (d)		45 (d)	
5,03	2,720	3	(5/2) 7/2 ⁻	25 (d)		0,4 (d)		179 (d)	
5,46	3,180	0	1/2 ⁺		110 (a)		1		21
6,51	4,28	2	(5/2) 3/2 ⁺		150 (a) (d)		1		71 (d)

(a) Réf. [1]; (b) Réf. [8]; (c) Calculés avec $R = 4,83$ fm; (d) Valeurs calculées pour la détermination J^π la plus probable indiquée hors parenthèses.

TABLEAU IV

$^{21}\text{Na}^*$ (MeV)	E_p (MeV)	Transitions	Rapports d'embranchement (%)		
			ce travail	(a)	(b)
4,293	1,955	4,293 \rightarrow 0	45 \pm 5	40 \pm 5	37
		4,293 \rightarrow 0,332	55 \pm 5	60 \pm 5	63
4,472	2,142	4,472 \rightarrow 0	53 \pm 8	45 \pm 10	
		4,472 \rightarrow 0,332	47 \pm 8	55 \pm 10	

(a) Réf. [6] ; (b) Réf. [8].

On en déduit l'énergie statique totale du noyau relative à chaque configuration définie elle-même par l'ensemble des orbitales occupées. La déformation effective du noyau correspondant à chaque configuration est celle qui rend minimum cette énergie statique totale. En adoptant une valeur ajustable du paramètre d'inertie $\hbar^2/2\mathcal{J}$, on peut ensuite calculer les énergies des niveaux appartenant à chaque bande

TABLEAU V

Energies, transitions, rapports d'embranchement, largeurs partielles, multipolarités et largeurs de Weisskopf pour la résonance de 1,81 MeV

E_γ (MeV)	Transition	Rapport d'embranchement (%)	Largeur partielle (eV)	Multi-polarités	Γ_w (MeV)
4,150	4,150 \rightarrow 0	< 3		E_1, M_2	37 200 ; 0,14
1,718	4,150 \rightarrow 2,41	30	0,33	E_1, M_2	2 200 ; $1,7 \times 10^{-3}$
3,818	4,150 \rightarrow 0,332	70	0,77	E_1, M_2	29 000 ; $9,3 \times 10^{-3}$

parfois seulement choisie de manière à pouvoir rendre compte immédiatement de la valeur du moment quadrupolaire ou de la séquence des premiers états excités [16] et [17]. De plus, assez souvent, une partie seulement des bandes rotationnelles sont mélangées par le terme de Coriolis [17] et les énergies des têtes de bandes sont choisies égales aux valeurs expérimentales [17]. Enfin, on introduit parfois des moments d'inertie différents pour chacune des bandes. Dans le cas d'un modèle plus élaboré [18] où la symétrie axiale n'est pas supposée *a priori*, le principe de Pauli est appliqué en faisant occuper non pas les états déformés, mais ceux de la base sphérique utilisée. Toutes ces simplifications et l'introduction de tous ces paramètres phénoménologiques ajustables permettent évidemment d'obtenir plus facilement un meilleur accord avec les résultats expérimentaux mais qui de ce fait est moins significatif.

Nous avons tenté une application plus stricte du modèle de Nilsson en ne gardant comme seuls paramètres ajustables que le moment d'inertie et les coefficients de Nilsson χ et μ des termes ls et l^2 de l'hamiltonien. Par ailleurs, l'abondance des résultats expérimentaux aujourd'hui disponibles permet maintenant une confrontation plus complète avec les prévisions de ce modèle.

a) *Méthode*. — La méthode déjà employée précédemment [15] peut être résumée comme suit en utilisant les notations de Nilsson [20]. La valeur de la pulsation ω_0 de l'oscillateur est fixée égale à la valeur théorique imposée par les dimensions du noyau $\hbar\omega_0 = 41 \text{ A}^{-1/3} = 14,9 \text{ MeV}$. Pour chaque couple de valeurs possibles des paramètres χ et μ , on calcule les énergies $E_{\tau K}$ et les fonctions d'onde $|\tau K\rangle$ des orbitales de Nilsson

$$|\tau K\rangle = \sum_{ij} C_{ij}^{\tau K} |ljK\rangle .$$

rotationnelle construite sur chaque configuration et de fonction d'onde : ($K > 0$)

$$|\tau JMK\rangle = \frac{\sqrt{2J+1}}{4\pi} [\mathcal{D}_{MK}^J |\tau K\rangle + (-1)^{J-1/2} \pi_x \mathcal{D}_{M-K}^J |\tau - K\rangle] \psi_{\text{intr}} .$$

On effectue ensuite le mélange des bandes dû au terme de Coriolis en obtenant pour nouvelle fonction d'onde des états excités d'énergie E :

$$|EJM\rangle = \sum_{K\tau} D_{\tau K}^{EJ} |\tau JMK\rangle .$$

Nous avons estimé négligeable le mélange entre des bandes rotationnelles construites sur des configurations dont les cœurs diffèrent entre eux par deux des états occupés. Par suite, seules les bandes des orbitales $\tau = 5, 7, 9, 11$ et 8 ont été mélangées (voir Tableau VI). Nous avons vérifié que le résultat ainsi obtenu est très voisin (niveaux déplacés de 10 keV en moyenne) de celui obtenu en minimisant l'énergie totale (comprenant l'énergie rotationnelle) associée à chaque niveau après mélange des bandes.

On obtient donc ainsi finalement un spectre d'états excités qui dépend donc seulement des trois paramètres χ , μ et $\hbar^2/2J$. A l'aide d'une méthode systématique d'optimisation, on adopte finalement pour valeurs de ces paramètres celles qui fournissent le meilleur accord entre le spectre théorique et les spectres expérimentaux des deux noyaux miroirs correspondants ^{21}Na et ^{21}Ne . Dans le calcul d'optimisation, on introduit seulement les états expérimentaux dont le spin et la parité sont certains.

b) *Etats de parité positive*. — Le meilleur accord obtenu avec la séquence expérimentale des états de parité positive précisée dans le tableau VII, est indiqué sur la figure 12. Les valeurs des paramètres résultant

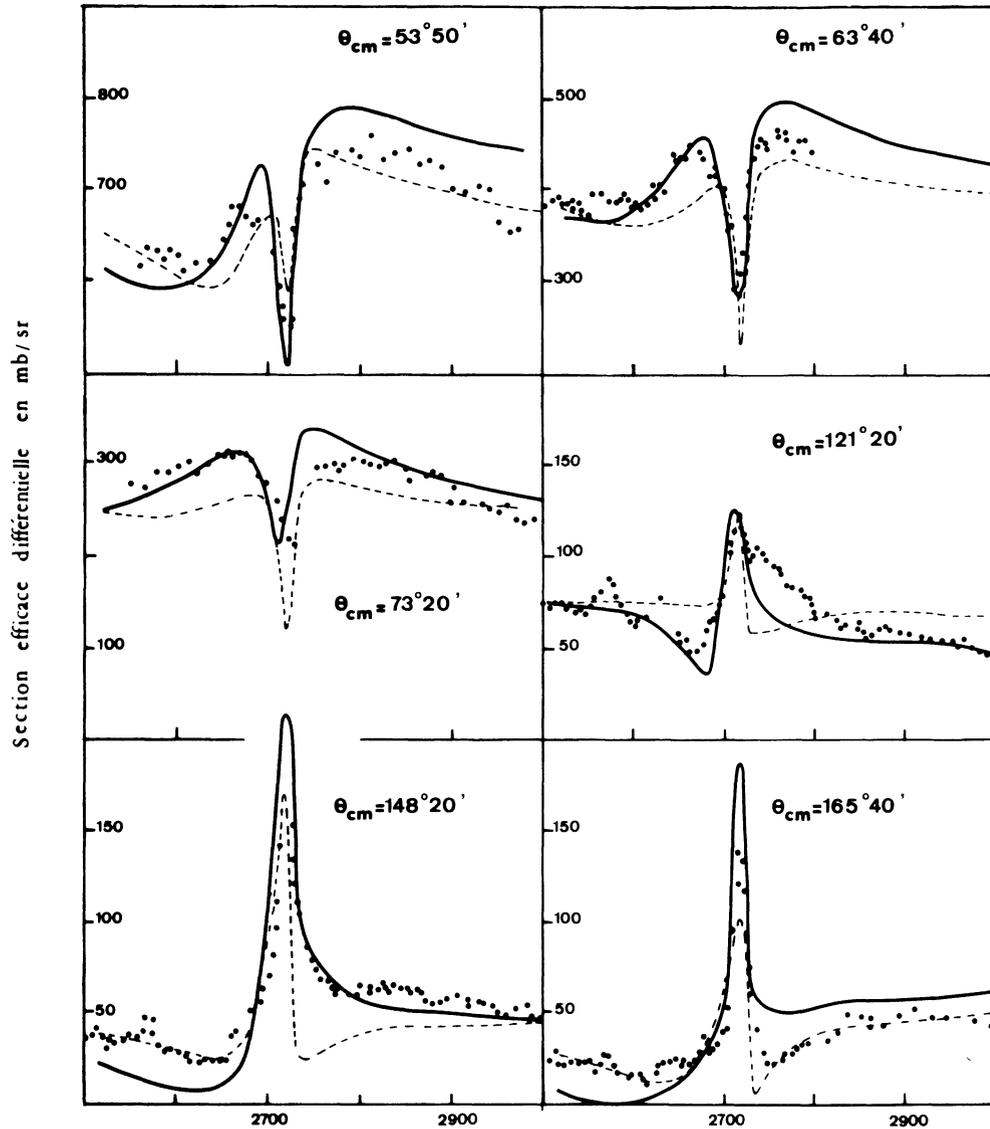


FIG. 10. — Courbes d'excitation de la réaction $^{20}\text{Ne}(p, p)^{20}\text{Ne}$. Les courbes en traits pleins représentent les résultats théoriques obtenus avec les niveaux $1/2^-$ ($E_0 = 2,680$ MeV, $\Gamma = 200$ keV, $\Gamma_p/\Gamma = 0,9$), $7/2^-$ ($E_0 = 2,720$ MeV, $\Gamma = 25$ keV, $\Gamma_p/\Gamma = 0,4$) et $3/2^+$ ($E_0 = 2,720$ MeV, $\Gamma = 40$ keV, $\Gamma_p/\Gamma = 0,6$); les courbes en traits pointillés représentent les résultats obtenus avec les niveaux $1/2^-$ ($E_0 = 2,680$ MeV, $\Gamma = 120$ keV, $\Gamma_p/\Gamma = 0,6$), $5/2^-$ ($E_0 = 2,725$ MeV, $\Gamma = 25$ keV, $\Gamma_p/\Gamma = 0,4$) et $5/2^+$ ($E_0 = 2,725$ MeV, $\Gamma = 10$ keV, $\Gamma_p/\Gamma = 0,4$). Les valeurs moyennes des déphasages potentiels sont dans les deux cas $\varphi_0 = -0,51$ rad., $\varphi_1 = 0,34$ rad., $\varphi_2 = -0,14$ rad.

de cette optimisation sont indiquées dans le tableau VIII. La valeur du paramètre d'inertie $\hbar^2/2 \mathcal{J}$ correspondant aux états particules ($N = 2$) est en bon accord avec celle (0,250 MeV) dérivée de l'énergie du premier état excité du ^{20}Ne et déjà obtenue dans les études antérieures [21]. On remarquera notamment que les états excités du ^{21}Na de 4,47 MeV ($3/2^+$) et 4,29 MeV ($5/2^+$) étudiés expérimentalement dans ce même travail sont interprétés comme constituant le deuxième et le troisième membres de la bande rotationnelle construite sur l'orbitale 9. L'accord obtenu avec l'état $5/2^+$ est excellent, mais celui obtenu avec l'état $3/2^+$ est médiocre.

Avec les mêmes valeurs des paramètres que pour les états particules de parité positive, les niveaux de la bande rotationnelle construite avec un cœur de configuration $(1\ 2\ 3\ 4)^4\ 6^2\ 7^2$ correspondant à un trou sur l'orbitale 6 se situent à 2,04 MeV ($1/2$), 2,78 MeV ($5/2$), 4,72 MeV ($3/2$), 5,55 MeV ($9/2$) et donc beaucoup trop bas puisque les états expérimentaux correspondants ne semblent pas avoir été observés. En prenant $\mu = 0$ au lieu de 0,05 pour cette orbitale, on obtient :

$$(1/2, 5/2, 3/2, 9/2) = (3,67, 4,45, 6,30, 7,20 \text{ MeV})$$

et on pourrait encore faire remonter ces énergies en donnant à χ et μ des valeurs respectivement un peu

TABLEAU VI

Spectre théorique (^{21}Ne - ^{21}Na)
Composantes des états sur les bandes rotationnelles

Niveau	E	J^π	$7(3/2)^+$	$5(5/2^+)$	$9(1/2^+)$	$11(1/2^+)$	$8(3/2^+)$	Orbitale d'origine
1	0	$3/2^+$	0,991	0	0,131	- 0,033	- 0,014	7
2	0,40	$5/2^+$	0,845	0,492	0,193	- 0,079	0,007	7
3	1,52	$7/2^+$	0,809	0,562	0,169	- 0,033	0,022	7
4	2,43	$1/2^+$	0	0	0,985	- 0,172	0	9
5	2,49	$1/2^-$						4
6	3,01	$9/2^+$	0,780	0,560	0,252	- 0,111	0,031	7
7	3,12	$5/2^+$	- 0,390	0,835	- 0,366	0,128	0,001	5
8	3,31	$3/2^+$	- 0,118	0	0,961	0,205	0,145	9
9	3,60	$3/2^-$						4
10	3,95	$5/2^-$						4
11	4,15	$3/2^-$						14
12	4,27	$5/2^+$	- 0,360	0,243	0,862	- 0,221	0,141	9
13	4,42	$3/2^-$						2
14	5,03	$7/2^-$						14
15	5,08	$1/2^-$						14
16	5,27	$11/2^+$	0,772	0,600	0,203	- 0,024	0,047	7
17	5,31	$7/2^+$	0,298	- 0,620	0,665	0,244	0,160	5
18	5,72	$5/2^-$						2
19	5,84	$7/2^+$	- 0,471	0,540	0,500	0,408	0,267	9
20	6,31	$1/2^+$	0	0	0,172	0,985	0	11
21	6,36	$3/2^+$	0,065	0	- 0,228	0,943	0,234	11
22	6,55	$7/2^-$						4

TABLEAU VII

Energies	0	0,35	1,73	2,60	2,85	3,64	4,29	4,47	5,46
Spin et parité	$3/2^+$	$5/2^+$	$7/2^+$	$1/2^+$	$9/2^+$	$5/2^+$	$5/2^+$	$3/2^+$	$1/2^+$
Bande rotationnelle	7	7	7	9	7	5	9	9	11

Les énergies indiquées sont les énergies moyennes relatives chacune aux deux niveaux analogues dans ^{21}Ne et ^{21}Na . Chaque bande rotationnelle est repérée par le numéro de l'orbitale de Nilsson sur laquelle elle est construite.

TABLEAU VIII

Cœur Config. du Cœur Bande	Avec trou			Sans trou						
	$(1\ 346)^4\ (27)^2$ 2	$(1\ 236)^4\ (47)^2$ 4	$(1\ 234)^4\ (67)^2$ 6	$(1\ 2\ 3\ 4\ 6)^4$						
χ	← 0,115 →									
μ	0,10	← 0,05 →								
$\hbar^2/2 J$ (keV)	260	221		← 253 →					150	
η	3,5	3,5	2,5	3,2	3,2	2,5	2,8	2,6	3,2	
a		0,676	2,53		0,197		- 0,795		- 3,07	

inférieure et supérieure à celles trouvées pour les autres états.

Cependant des essais ont été effectués pour interpréter l'état $5/2^+$ de 3,54 MeV dans ^{21}Na , peu alimenté par stripping, comme un état de la bande rotationnelle construit sur cette configuration trou admettant pour

cœur $1\ 1\ 2\ 3\ 4)^4\ 6^2\ 7^2$. Cette interprétation ne modifie pas sensiblement l'accord obtenu pour les autres états, mais présente l'inconvénient de faire apparaître vers 2,5 à 3 MeV la tête $1/2^+$ de la bande rotationnelle construite sur l'orbitale 6 et aucun état expérimental connu ne semble correspondre à un tel état théorique.

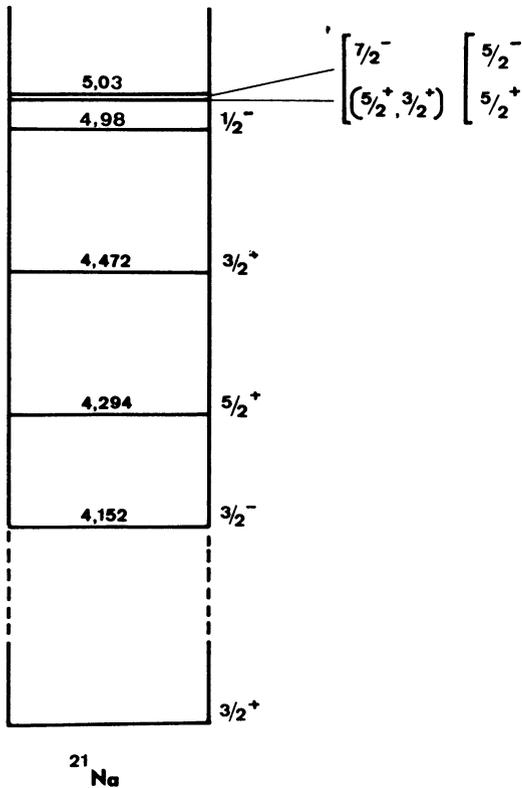


FIG. 11. — Etats excités du ²¹Na étudiés dans ce travail.

c) *Etats de parité négative.* — La bande rotationnelle construite avec un état trou sur l'orbitale 4 et correspondant au cœur $(1\ 2\ 3\ 6)^4\ 4^2\ 7^2$ a été calculée en interprétant les niveaux 3/2⁻ (à 3,68 MeV dans ²¹Na et 3,66 MeV dans ²¹Ne) et 5/2⁻ à 3,87 MeV dans ²¹Na comme lui appartenant. Le paramètre d'inertie de 221 keV est obtenu aussi bien en fondant l'interprétation sur ces seuls niveaux qu'en leur adjoignant celui de 2,81 MeV dans ²¹Na (2,791 MeV dans ²¹Ne), interprété comme un 1/2⁻. Avec la même valeur du paramètre d'inertie que pour les états particules, on obtient pour cette bande rotationnelle la séquence (énergies en MeV) :

$$(1/2, 3/2, 5/2, 7/2) = (2,52, 3,78, 4,19, 7,16).$$

La figure 12 montre l'état (3/2, 5/2)⁻ à 4,42 MeV du ²¹Na interprété comme tête d'une bande rotationnelle construite avec un cœur de configuration $(1\ 3\ 4\ 6)^4\ 2^2\ 7^2$ correspondant à un trou sur l'orbitale 2 ; aucun accord n'a été possible dans cette hypothèse en gardant les mêmes valeurs de μ et du paramètre d'inertie que pour les états particules ; il est évident que les valeurs indiquées (cf. Tableau VIII) pour ces paramètres ne sont pas les seules qui donnent lieu à un accord, étant donné qu'un seul niveau expérimental peut être introduit dans le calcul.

La bande rotationnelle construite avec une particule sur l'orbitale 14 est particulièrement importante car elle permet peut-être d'interpréter les trois états de parité négative étudiés dans ce travail. Malheureusement, il n'a pas été possible d'appliquer pour cette bande la

méthode utilisée pour toutes les précédentes et qui consistait à déterminer et à adopter la valeur du paramètre de déformation qui minimise l'énergie statique totale. En effet, la valeur ainsi obtenue est très élevée et les énergies d'excitation des états correspondants sont très inférieures aux valeurs expérimentales. Nous avons donc adopté pour χ et μ les valeurs trouvées pour les autres bandes construites sur les orbitales de la couche 2 s-1 d et nous avons attribué aux paramètres de déformation et d'inertie ceux qui permettent d'obtenir le meilleur accord. On trouve ainsi $\eta = 3,2$ et $\hbar^2/2J = 150$ keV si on interprète les états du ²¹Na de 4,15 MeV (3/2⁻), 4,98 MeV (1/2⁻) et 5,03 MeV (7/2, 5/2)⁻ comme constituant les trois premiers membres de la bande rotationnelle construite sur l'orbitale 14. L'état 3/2⁻ de 4,15 MeV dans ²¹Na est alors l'état analogue isobarique de l'état 3/2⁻ de 4,73 MeV dans ²¹Ne.

B) FACTEURS SPECTROSCOPIQUES. — Les valeurs théoriques des facteurs spectroscopiques de réaction dp ou dn sur ²⁰Ne ont été calculées en tenant compte du mélange des bandes rotationnelles et sont indiquées dans le tableau IX et comparées aux valeurs expérimentales sur la figure 13.

Avant mélange des bandes rotationnelles, le facteur spectroscopique du niveau de spin J appartenant à la bande rotationnelle construite sur l'orbitale τK de Nilsson, a pour expression, avec $j = J$:

$$S_{ij}^{\tau K J} = \frac{2}{2j + 1} (C_{ij}^{\tau K})^2.$$

Après mélange des bandes rotationnelles le niveau de spin J et d'énergie E a pour facteur spectroscopique, avec $j = J$:

$$S_{ij}^{EJ} = \frac{2}{2j + 1} \left(\sum_{\tau K} D_{\tau K}^{EJ} C_{ij}^{\tau K} \right)^2.$$

Tenu compte des relations d'orthonormalisation des vecteurs $|\tau K\rangle$ et $|\alpha IM\rangle$ on obtient [22] la règle de somme suivante :

$$\sum_{EJ} (2j + 1) S_{ij}^{EJ} = 2n$$

n désignant le nombre d'orbitales de Nilsson $|\tau K\rangle$ disponibles dans la couche et pouvant être occupées par le dernier nucléon. Pour ²¹Ne et ²¹Na, $n = 5$ dans la couche 2 s 1 d. On observera qu'en effectuant la somme correspondante des facteurs spectroscopiques théoriques du tableau IX, on obtient un total égal à 9 environ et à comparer au maximum égal à 10 prévu par la règle de somme. Ce résultat indique que les niveaux de ce tableau (et qui notamment ne comprennent pas les niveaux issus de la bande rotationnelle construite sur l'orbitale 8 de Nilsson) contiennent presque toute la force de stripping disponible dans la couche 2 s 1 d.

Le premier niveau théorique 1/2⁺ (2,43 MeV) correspond certainement aux niveaux expérimentaux de

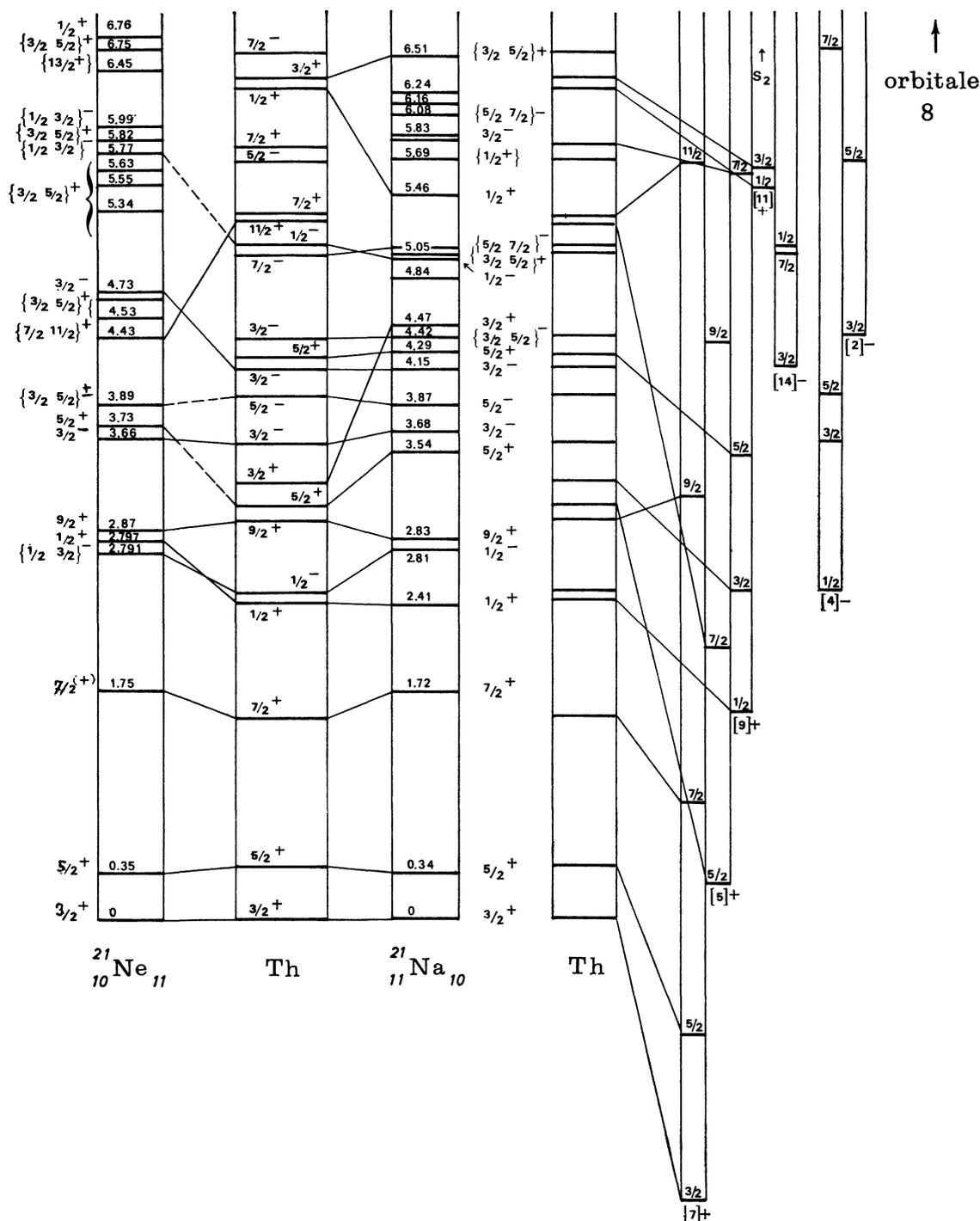


FIG. 12. — A droite figurent les bandes rotationnelles avant mélange, chacune d'elles étant repérée par l'orbitale du nucléon impair sur laquelle elle est construite. On a indiqué la correspondance entre les niveaux de la séquence théorique définitive (Th) et ceux des bandes non mélangées.

2,41 MeV dans ^{21}Na et 2,80 MeV dans ^{21}Ne avec un assez bon accord des valeurs des facteurs spectroscopiques de stripping. Le deuxième niveau théorique $1/2^+$ (6,31 MeV) pourrait correspondre au niveau de 5,46 MeV dans ^{21}Na dont la largeur $\Gamma_p \sim 110$ keV implique un θ_p^2 égal à 0,02.

Une correspondance supposée entre les niveaux expérimentaux et théoriques $3/2^+$ et $5/2^+$ correspon-

dant à des réactions de stripping $l = 2$ est indiquée sur la figure 12 et le tableau IX. Les valeurs expérimentales des facteurs spectroscopiques des cinq premiers niveaux $3/2^+$ ou $5/2^+$ sont assez bien retrouvées théoriquement. Notamment, il apparaît que la valeur très élevée du facteur spectroscopique du premier état excité $5/2^+$ est due au mélange de la bande rotationnelle $\tau = 7$ avec les autres bandes et notamment

TABLEAU IX

Facteurs spectroscopiques théoriques et expérimentaux relatifs aux réactions $^{20}\text{Ne}(dp)^{21}\text{Ne}$, $^{20}\text{Ne}(dn)^{21}\text{Na}$ et $^{20}\text{Ne}(pp)^{20}\text{Ne}$

E_x (theor) MeV	J^π	$(2J+1) S_{th}$		HF (i)	$(2J+1) S_{exp}$			$\theta_p^2 \cdot 10^3$	E_x (exp) MeV	
		avant mélange	après mélange		^{21}Ne	^{21}Na	^{21}Ne		^{21}Na	
0	$3/2^+$	0,062	0,034	0,08	< 0,11 (c)	0 (d)	0 (e)		0	0
0,40	$5/2^+$	1,94	4,07	3,72	3,1 (a)	3,7 (c)	2,22 (d)	2,4 (e)	0,350	0,340
2,43	$1/2^+$	0,74	0,99	0,98	0,9 (a)	1,6 (c)	0,46 (d)	0,8 (e)	2,796	2,41
3,12	$5/2^+$	2,00	0,14	0,06		0,2 (c)		1,5 (f)	3,735	3,54
3,31	$3/2^+$	0,82	1,77	1,20			1,08 (g)	1,32 (g)	4,47	1,20
4,15	$3/2^-$	0,65	—	—	1,3 (b)	2,3 (c)		98 (h)	4,73	4,15
4,27	$5/2^+$	0,43	0,23	1,20			0,9 (g)	0,6 (g)	31 (h) 35 (f)	4,29
5,03	$7/2^-$	1,25	—	—				179 (h)		5,05
5,08	$1/2^-$	0,07	—	—				82 (h)		5,00
6,31	$1/2^+$	0,74	0,49	0,64				21 (j)		
6,36	$3/2^+$	1,22	1,31	1,28				71 (j)		

(a) Réf. [15]; (b) Réf. [26]; (c) Réf. [22] avec $\sigma_{exp} = 1,58(2J+1) S_{dp} \sigma_{DWBA}$; (d) Réf. [2]; (e) Réf. [24]; (f) Réf. [8]; (g) Réf. [25]; (h) Ce travail; (i) Réf. [23]; (j)

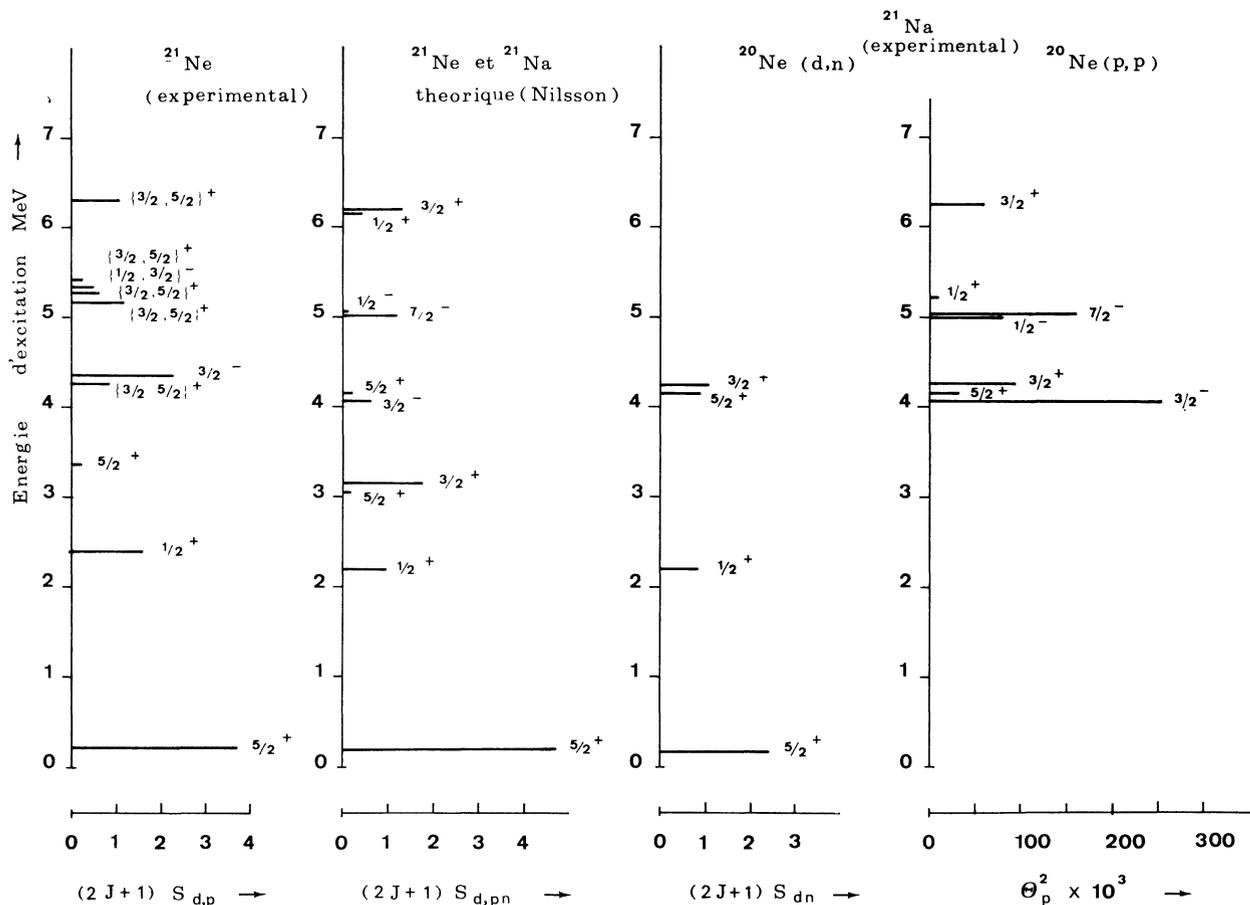


FIG. 13. — Valeurs expérimentales et théoriques des facteurs spectroscopiques relatifs aux réactions $^{20}\text{Ne}(d, p)^{21}\text{Ne}$, $^{20}\text{Ne}(d, n)^{21}\text{Na}$ et $^{20}\text{Ne}(p, p)^{20}\text{Ne}$. Les valeurs représentées sont celles qui figurent dans le tableau IX.

avec la bande $\tau = 5$, les composantes de ce mélange étant indiquées dans le tableau VI. Inversement la valeur théorique du facteur spectroscopique du deuxième niveau $5/2^+$ est très atténuée par le mélange des bandes et devient seulement alors voisine de la

valeur expérimentale. On notera que la valeur expérimentale du facteur S_{dp} pour le deuxième niveau $3/2^+$ est assez bien retrouvée théoriquement bien qu'il n'en soit pas de même pour l'énergie elle-même de ce niveau.

En ce qui concerne les niveaux de parité négative appartenant à la bande rotationnelle construite sur l'orbitale $\tau = 14$, l'interprétation proposée ici est compatible avec les résultats expérimentaux, mais l'accord quantitatif obtenu entre les prévisions théoriques des facteurs spectroscopiques et leur mesure expérimentale demeure médiocre. Comme cela a déjà été indiqué [22] cet accord serait sensiblement amélioré si la déformation du noyau correspondant à cette configuration était plus grande ainsi que cela sera envisagé ci-dessous.

Les facteurs spectroscopiques théoriques relatifs à des états résiduels de parité positive et de spin supérieur à $5/2$ sont tous nuls. Cela vient de ce que la couche $2s1d$ ne contient que les seuls états sphériques : $1d_{3/2}$, $2s_{1/2}$ et $1d_{5/2}$ et que le modèle de Nilsson développé ici, néglige le mélange entre les couches. De même, nous avons admis que le terme de couplage de Coriolis ne mélange pas les bandes rotationnelles construites sur des cœurs différents et il en résulte que les facteurs spectroscopiques relatifs aux états excités qui n'admettent pas un cœur ^{20}Ne sont nuls. C'est le cas de tous les états résiduels de parité négative et appartenant aux bandes rotationnelles construites avec un trou sur l'orbitale 4 ou sur l'orbitale 2. En conclusion, nous remarquons que les valeurs expérimentales des facteurs spectroscopiques relatifs au ^{21}Na sont assez bien retrouvées théoriquement par le modèle de Nilsson mais seulement après avoir effectué complètement le mélange des bandes dû au terme de Coriolis.

C) TRANSITIONS ÉLECTROMAGNÉTIQUES. — a) *Calculs théoriques.* — Nous adoptons les expressions de Brink [29] des probabilités T de transition et des éléments de matrice réduits B relatifs aux transitions γ de type σ (E ou M) et de multipolarité λ qui connectent un état nucléaire initial i , de spin J_i et d'énergie E_i , à un état final f , de spin J_f et d'énergie E_f :

$$T_{if}(\sigma, \lambda) = \frac{\Gamma_{if}(\sigma\lambda)}{\hbar}$$

$$= \frac{2}{\hbar} k^{2\lambda+1} \frac{(\lambda+1)(2\lambda+1)}{\lambda[(2\lambda+1)!]^2} \times$$

$$\times \left| \langle E_i J_i \parallel T_\lambda^\sigma \parallel E_f J_f \rangle \right|^2$$

$$B_{if}(\sigma, \lambda) = \frac{2\lambda+1}{4\pi} \left| \langle E_i J_i \parallel T_\lambda^\sigma \parallel E_f J_f \rangle \right|^2.$$

Les $\Gamma_{if}(\sigma\lambda)$ désignant les largeurs partielles γ du niveau initial et k désignant le nombre d'ondes du photon émis. Les fonctions d'onde des états initiaux et finaux ont les expressions déjà données précédemment après mélange des bandes rotationnelles.

Dans le calcul des éléments de matrice réduits des opérateurs de transition T_λ^σ , la somme portant sur les nucléons du cœur est remplacée par une intégrale et l'opérateur relatif au nucléon externe est défini dans le système d'axes intrinsèque lié au cœur. On

obtient ainsi les composantes de l'opérateur T_1^M de transition dipolaire magnétique.

$$T_{1\mu}^M = \mu_N \left(g_R J_\mu + \sum_\nu \mathcal{D}_{\mu\nu}^{1*}(\Omega) [(g_l - g_R) j'_\nu + (g_s - g_l) s'_\nu] \right)$$

avec

$$\mu_N = \frac{e\hbar}{2mc}$$

désignant le magnéton nucléaire, g_R le rapport gyromagnétique du cœur, g_l et g_s les rapports gyromagnétiques orbital et de spin du nucléon externe.

Les opérateurs de transition électrique E_1 et E_2 s'écrivent de même :

$$T_{1\mu}^E = \sum_\nu \mathcal{D}_{\mu\nu}^{1*}(\Omega) e g_l r' C_{1\nu}(\theta' \varphi')$$

$$T_{2\mu}^E = \sum_\nu \mathcal{D}_{\mu\nu}^{2*}(\Omega) \left[\frac{e Q_i}{2} \delta_{\nu 0} + g_l e r'^2 C_{2\nu}(\theta' \varphi') \right],$$

$C_{\lambda\mu} = \sqrt{\frac{4\pi}{2\lambda+1}} Y_{\lambda\mu}$ désignant les harmoniques sphériques modifiées par Brink [29] et Q_i désignant le moment quadropolaire intrinsèque du cœur.

Enfin les moments dipolaire magnétique et quadropolaire électrique de l'état $|EJ\rangle$ ont pour expression :

$$\langle \mu \rangle = \langle EJJ | T_{10}^M | EJJ \rangle$$

$$= \sqrt{\frac{J}{J+1}} \langle EJ \parallel T_1^M \parallel EJ \rangle$$

$$e \langle Q \rangle = 2 \langle EJJ | T_{20}^E | EJJ \rangle$$

$$= 2 \sqrt{\frac{J(J-1)}{(J+1)(2J+3)}} \langle EJ \parallel T_2^E \parallel EJ \rangle.$$

Les rapports δ de multipolarité $E_2 M_1$ sont ceux définis par Brink

$$\delta_\lambda^{(n)} = \frac{\sqrt{3} \langle E_i J_i \parallel T_2^E \parallel E_f J_f \rangle}{\sqrt{5} \langle E_i J_i \parallel T_1^M \parallel E_f J_f \rangle}.$$

Les éléments de matrice réduits BE_1 , BE_2 , BM_1 , les largeurs partielles γ correspondantes Γ_p , les rapports d'embranchement Γ_p/Γ_γ et les rapports de multipolarité δ concernant certaines transitions entre les premiers états excités de ^{21}Na ont été calculés et sont indiqués dans les tableaux X et XI en regard de certains résultats expérimentaux. Une comparaison semblable est faite dans le tableau XII en ce qui concerne les moments dipolaire magnétique et quadropolaire électrique des états fondamentaux de ^{21}Na et ^{21}Ne . Tous ces calculs ont été effectués avec $g_R = Z/A = 0,476$ et en attribuant à tous les états d'une même bande rotationnelle le moment quadropolaire intrinsèque correspondant à la déformation d'équilibre obtenue pour cette bande.

TABLEAU X
Transitions M_1 et E_2 dans ²¹Na et ²¹Ne

E_i keV	$J_i \pi_i$	$J_f \pi_f$	E_f keV	$B(M_1)$ $\mu_N^2 \cdot 10^{-2}$	$B(E_2)$ $e^2 \cdot \text{fm}^4$	$\Gamma_p(M_1)$ MeV	$\Gamma_p(E_2)$ MeV	Γ_p MeV	Γ_p/Γ_γ %	Γ_γ MeV	τ 10^{-12} s	δ	²¹ Na (a)		
													Γ_p/Γ	τ, Γ_p	δ
332	5/2 ⁺	3/2 ⁺	0	6,5	68	0,03	$0,25 \cdot 10^{-3}$	0,03	100	0,03	22	-0,088	14 ± 3 psec	$-0,05 \pm 0,02$	
1 723	7/2 ⁺	3/2 ⁺	0	0	30	0	0,36	0,36	4,6	7,87	0,08	-0,15		0	
		5/2 ⁺	332	24	44	7,33	0,18	7,51	95,4					93 ± 2	$-0,14 \pm 0,03$
2 432	1/2 ⁺	3/2 ⁺	0	147	4,6	238	0,30	239	100	239	$2,7 \cdot 10^{-3}$	0,03			
		5/2 ⁺	332	0	~ 0	0	0,002	0,002	~ 0			—			
2 833	9/2 ⁺	5/2 ⁺	332	0	37	0	2,82	2,82	27,3	10,34	0,06	—		37 ± 5	(0)
		7/2 ⁺	1 723	47	22	7,49	0,029	7,52	72,7			-0,06		63 ± 5	$-0,12 \pm 0,03$
3 544	5/2 ⁺	3/2 ⁺	0	77	6,7	393	2,99	396	88,1			-0,08		$96 (92)$	
		5/2 ⁺	332	5,7	7,3	21,8	1,97	23,7	5,3	449		-0,29		$< 3 (2)$	360 MeV < 12 MeV 12 MeV
4 290	5/2 ⁺	7/2 ⁺	1 723	42	2,7	29,6	0,044	29,6	6,6			0,04		3 (6)	
		3/2 ⁺	0	0,6	5,9	5,16	6,91	12,1	2,9			-1,11		$[55] 37 (33)$	290 MeV 510 MeV
4 470	3/2 ⁺	5/2 ⁺	332	43	0,7	305	0,51	305	72,6	419		0,04		$[45] 63 (67)$	
		7/2 ⁺	1 723	52	~ 0	102	0,002	102	24,3			$4 \cdot 10^{-3}$			
4 470	3/2 ⁺	3/2 ⁺	0	40	~ 0	409	0,017	409	30,3	1 344		$6 \cdot 10^{-3}$		$[53]$	
		5/2 ⁺	332	114	1,3	934	1,27	935	69,3			-0,035		$[47]$	

(a) Voir réf. [27] pour niveaux en dessous de 3 MeV et réf. [8] pour niveaux au-dessus. Les mesures entre parenthèses () sont celles de la référence [24] et les mesures entre crochets [] résultent du présent travail ; (b) Voir réf. [28].

TABLEAU XI
Transitions E_1 dans ^{21}Na . $\mu' = 0,35$; $\eta = 12$

E_i keV	$J_i \pi_i$	$J_f \pi_f$	E_f keV	$e^2 B(E_1)$ fm ²	$\Gamma_p(E_1)$ MeV	Γ_p/Γ_γ %	Γ_γ MeV	Γ_p/Γ_γ ^{21}Na	Γ_γ
		$3/2^+$	0	0,77	10^{-4}	5,7	6	< 3	
4 150	$3/2^-$	$5/2^+$	332	0,95	10^{-3}	55	61	70	1 100
		$1/2^+$	2 432	0,55	10^{-2}	29	32	91	30
		$5/2^+$	3 544	0,16	10^{-2}	0,4	0,4		0
		$3/2^+$	0	0,12	10^{-2}	153	61		
5 000	$1/2^-$	$1/2^+$	2 432	0,53	10^{-2}	95	38	250	
		$3/2^+$	4 470	0,14	10^{-1}	2,1	0,8		
		$5/2^+$	332	0,82	10^{-4}	8,9	31		
		$7/2^+$	1 723	0,76	10^{-4}	2,9	10		
5 050	$7/2^-$	$9/2^+$	2 833	0,10	10^{-2}	11,6	41	28,4	
		$5/2^+$	3 544	0,68	10^{-3}	2,5	9		
		$5/2^+$	4 290	0,54	10^{-2}	2,5	9		

TABLEAU XII

Moments	^{21}Na		^{21}Ne	
	calculé	expé- rimental	calculé	expé- rimental
Quadrupolaire électrique (b)	0,102	non déterminé	0,084	$0,091 \pm 0,01$
Dipolaire ma- gnétique (μ_N)	2,63	2,386	-0,92	-0,66

b) *Etats de parité positive.* — En ce qui concerne les trois premiers états (niveaux de 332-1 723-2 833 keV) de la bande rotationnelle de l'état fondamental, construite sur l'orbitale 7 ($K = 3/2^+$) de Nilsson, l'accord obtenu entre les mesures expérimentales et les résultats du calcul théorique est assez satisfaisant. Notamment les propriétés statiques de l'état fondamental sont bien retrouvées théoriquement pour ^{21}Na et ^{21}Ne avec $g_R = Z/A$. Une valeur plus faible de g_R améliorerait l'accord obtenu pour ^{21}Na (voir Fig. 14) mais en détériorant celui obtenu pour ^{21}Ne . Par ailleurs une

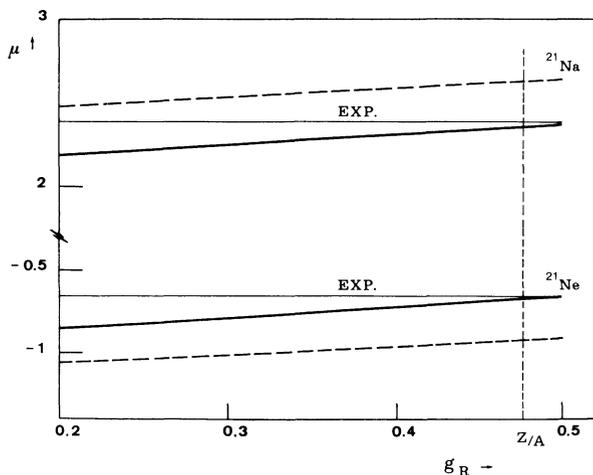


FIG. 14. — Moments magnétiques dipolaires des états fondamentaux de ^{21}Na et ^{21}Ne en fonction du rapport gyromagnétique g_R du cœur avec (courbes - - - -) et sans (courbes —) mélange des bandes.

valeur plus faible de g_R détériore également l'accord obtenu en ce qui concerne les caractéristiques électromagnétiques des premiers niveaux de la bande rotationnelle de l'état fondamental.

La désexcitation γ du niveau $1/2^+$ de 2 432 keV est bien en accord avec son interprétation comme tête de bande construite sur l'orbitale 9 ($K = 1/2^+$) de Nilsson. L'accord devient moins bon pour le deuxième membre $3/2^+$ (4 470 keV) et mauvais pour le troisième membre $5/2^+$ (4 290 keV) pour lequel on prévoit théoriquement à tort une transition de caractère essentiellement $M1$ vers le niveau $7/2^+$ de 1 723 keV.

Enfin le niveau $5/2^+$ de 3 544 keV interprété précédemment comme tête de la bande rotationnelle construite sur l'orbitale 5 ($K = 5/2^+$) de Nilsson a un schéma théorique de désexcitation très voisin du résultat expérimental.

c) *Etats de parité négative.* — Les seuls états de parité négative étudiés ici sont les états « particule » membres de la bande rotationnelle construite sur l'orbitale 14 ($K^\pi = 1/2^-$) de Nilsson et notamment la tête de bande $3/2^-$ à laquelle correspond dans ^{21}Na le niveau de 4,15 MeV et dans ^{21}Ne le niveau de 4,73 MeV. L'étude précédente n'a pas permis de déterminer la déformation d'équilibre correspondant à cette bande. Par suite nous indiquons sur les figures 15 et 16 comment varient les rapports d'embranchement du niveau $3/2^-$ de 4,15 MeV en fonction du paramètre de déformation η et pour deux valeurs du paramètre μ . La confrontation des résultats théoriques et expérimentaux indique un assez bon accord pour $\eta = 12$ avec $\mu = 0,35$ et pour $\eta \simeq 6$ avec $\mu = 0,05$. Par contre la valeur $\eta = 3,2$ avec $\mu = 0,05$ qui a permis d'obtenir théoriquement l'énergie exacte du niveau fournit des rapports théoriques d'embranchement tout à fait inexacts. On remarquera enfin que la largeur Γ_γ totale du niveau est très mal retrouvée théoriquement. Avec $\mu = 0,35$, Γ_γ varie de 0,46 eV ($\eta = 3$) à 0,091 eV ($\eta = 12$) avec un minimum de 0,088 eV pour $\eta = 10$. Avec $\mu = 0,05$, Γ_γ varie de

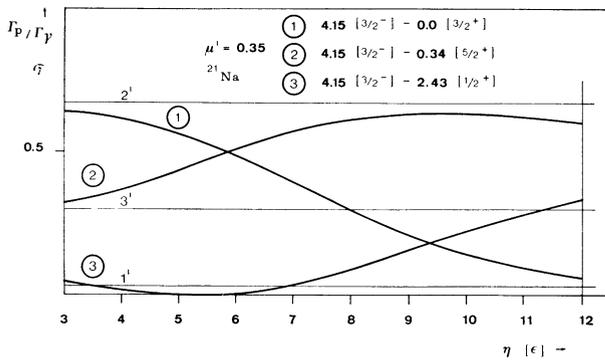


FIG. 15. — Variation des rapports d'embranchement Γ_p/Γ_γ du niveau $3/2^-$ dans ^{21}Na en fonction du paramètre η de déformation et pour $\mu = 0,35$. Les droites horizontales indiquent les résultats expérimentaux.

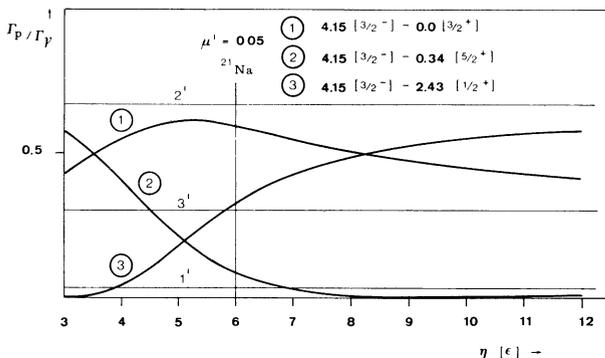


FIG. 16. — Variation des rapports d'embranchement Γ_p/Γ_γ du niveau $3/2^-$ dans ^{21}Na en fonction du paramètre μ de déformation et pour $\eta = 0,05$. Les droites horizontales indiquent les résultats expérimentaux.

0,10 eV ($\eta = 3$) à 0,083 eV ($\eta = 12$) avec un minimum de 0,043 eV pour $\eta = 5,6$.

Les deux états suivants de cette bande rotationnelle $1/2^-$ et $7/2^-$ qui pourraient correspondre aux deux niveaux de 4,98 MeV et 5,03 MeV étudiés expérimentalement plus haut, ont des caractéristiques théoriques électromagnétiques indiquées dans le tableau XI mais qui malheureusement ne peuvent être comparées aux mesures expérimentales qui n'ont pas encore été effectuées.

VII. Conclusions. — Les résultats expérimentaux, concernant les six états excités de ^{21}Na étudiés dans ce travail, sont résumés dans les tableaux III, IV et V et sur les figures 8 et 11. Les largeurs réduites $\theta^2 = \mu\lambda^2 \Gamma_p / A_i^2/3 \hbar^2$ ont été calculées avec un rayon égal à 4,83 fm. Pour les niveaux de 4,15, 4,293 et 4,47 MeV, les caractéristiques trouvées sont en accord avec celles obtenues antérieurement [1], [8]. Par ailleurs le niveau large $1/2^-$ ($\Gamma \sim 200$ keV) trouvé ici est sans doute le même que celui observé à 4,99 MeV [1] par Ajzenberg et Selove dans la réaction $^{20}\text{Ne}(d, n)^{21}\text{Na}$. Enfin la résonance double atteinte par $E_p = 2,72$ MeV est excitée par des ondes $l = 2$ et $l = 3$. L'analyse des diffusions élastique et inélastique indique que le niveau double correspondant est un niveau $5/2^-$, $5/2^+$ ou plus probablement $7/2^-$, $3/2^+$.

L'ensemble de ces résultats et plus généralement de ceux concernant les premiers états excités de ^{21}Na , peut être interprété théoriquement par le modèle de Nilsson d'une façon assez satisfaisante. Les états membres de la bande rotationnelle de l'état fondamental ont des caractéristiques théoriques, notamment de désexcitation γ , voisines de celles déterminées expérimentalement. De même, les deux niveaux $3/2^+$ (4,47 MeV) et $5/2^+$ (4,293 MeV) étudiés ici seraient les deuxième et troisième états membres de la bande rotationnelle construite sur l'orbitale 9 ($K^\pi = 1/2^+$) de Nilsson. Toutefois si l'énergie et le mode de désexcitation γ de la tête de bande sont bien retrouvés théoriquement, il n'en est pas de même pour les états de 4,472 et 4,293 MeV.

Par ailleurs nous proposons une interprétation théorique des trois états de parité négative étudiés dans ce travail comme étant les premiers membres de la bande rotationnelle construite sur l'orbitale 14 ($K^\pi = 1/2^-$) de Nilsson. Pour obtenir une situation correcte de cette bande dans le spectre des états excités, il faut adopter une déformation ($\eta = 3,2$) voisine de celle des autres bandes mais qui ne minimise pas l'énergie totale et n'est donc pas stable. Au contraire une bonne stabilité exige une déformation beaucoup plus élevée qui a pour effet de donner à ces états d'une part des énergies d'excitation plus basses que celles observées expérimentalement et d'autre part des facteurs spectroscopiques et des caractéristiques de désexcitation électromagnétique qui au contraire sont très proches des résultats expérimentaux sauf en ce qui concerne la largeur totale γ du niveau $3/2^-$ de 4,15 MeV. De même les états membres de la bande rotationnelle construite sur la configuration formée avec un trou neutron sur l'orbitale 6 ($K^\pi = 1/2^+$) de Nilsson ont des énergies théoriques beaucoup trop basses si on attribue à cette bande la déformation qui la rend stable. Il apparaît donc que la condition de stabilité ne permet pas de situer correctement en énergie les bandes rotationnelles construites sur des cœurs de structure différente lorsque l'énergie totale est obtenue en sommant simplement les énergies des orbitales [30]. Il faut toutefois remarquer que ce même procédé approximatif a permis cependant de retrouver exactement avec leur énergie d'excitation correcte, les premiers états des deux bandes rotationnelles de parité négative construites sur une configuration avec un trou neutron sur les orbitales 4 ou 2 de Nilsson. On notera enfin qu'il est apparu dans ce travail que les valeurs des facteurs spectroscopiques et des caractéristiques des transitions électromagnétiques sont très sensibles au mélange des bandes rotationnelles. Il est donc indispensable d'effectuer ce mélange pour obtenir les prévisions réelles du modèle de Nilsson en ce qui concerne le noyau ^{21}Na étudié ici. Dans ces conditions, il apparaît que ce modèle de Nilsson fournit une interprétation théorique assez satisfaisante des principales caractéristiques des premiers états excités de ce noyau.

Bibliographie

- [1] ENDT (P. M.), VAN DER LEUN (C.), *Nucl. Phys.*, 1967, A **105**, 1.
- [2] BURBANK (M. B.), FRANK (G. G.), DAVISON (N. E.), NEILSON (G. C.), WONG (S. S. M.) et MAC DONALD (W. J.), *Nucl. Phys.*, 1968, A **119**, 184.
COX (M. C.), VAN LOEF (J.) et LIND (D. A.), *Phys. Rev.*, 1954, **93**, 925A.
- [3] HAAS (F. X. jr), Thesis, 1969, MLM-1644.
- [4] HAEBERLI (W.), GALONSKY (A.), GOLDBERG (E.) et DOUGLAS (R.), *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 640A.
- [5] VALTER, DEINEKO, SOROKIN et TARAMOV, *Izvest. Akad. Nauk Sci. Fiz.*, 1960, **24**, 884.
- [6] VAN DER LEUN (C.) et MOUTON (W. L.), *Physica*, 1964, **30**, 333.
- [7] DUMAZET (G.), GAILLARD (M.), LAMBERT (M.) et MEYNADIER (C.), *C. R. Acad. Sci. Paris*, 1965, **261**, 4381.
- [8] BLOCH (R.), KNELLWOLF (T.) et PIXLEY (R. E.), *Nucl. Phys.*, 1969, A **123**, 129.
- [9] ROLFS (C.), TROST (W.), KUHLMANN (E.), KRÄMER (K.) et RIESS (F.), *Nucl. Phys.*, 1969, A **129**, 231.
- [10] CREMET (J. P.), LAMBERT (M.), LEFÈVRE (G.) et RAÏS (L.), *Rev. Phys. Appliquée*, 1966, **1**, 267.
- [11] HUNT (S. E.) et FIRTH (K.), *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 786.
- [12] BLATT (J. M.) et BIEDENHARN (L. C.), *Rev. of Mod. Phys.*, 1952, **24**, 258.
- [13] VEGORS, MARSDEN and HEATH, AEC report IDO 16370.
- [14] FOWLER (W.), LAURITSEN (C. C.) and LAURITSEN (T.), *Rev. of Mod. Physics*, 1948, **20**, 236.
- [15] LAMBERT (M.), DUMAZET (G.), BEAUMEVIELLE (H.), TELLEZ (A.), MEYNADIER (C.), MIDY (P.), *Nucl. Phys.*, 1968, A **112**, 161.
- [16] BENENSON (R. E.), LIDOFKY (L. J.), *Phys. Rev.*, 1961, **123**, 939.
- [17] BENT (R. D.), EVANS (J. E.), MORRISON (G. C.), GALE (N. H.), VAN HEERDEN (I. J.), *Nucl. Phys.*, 1967, A **90**, 122.
- [18] CHI (B. E.), DAVIDSON (J. P.), *Phys. Rev.*, 1963, **131**-366.
- [19] HOWARD (A. J.), ALLEN (J. P.), BROMLEY (D. A.), *Phys. Rev.*, 1965, **139**, B 1135.
- [20] NILSSON (S. G.), *Mat. Fyz. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, 1955, **29**, 16.
- [21] HOWARD (A. J.), BROMLEY (D. A.), WARBURTON (E. K.) *Phys. Rev.*, 1964, **137**, B 32.
- [22] HOWARD (A. J.), PRONKO (J. G.) and WHITTEN (C. A.), *Nucl. Phys.*, 1970, A **152**, 317.
- [23] JOHNSTONE (I. P.) and BENSON (H. G.), *Nucl. Phys.*, 1969, A **134**, 68.
- [24] HAAS (F.), Thesis MLT-1644, U. S. A., 1969.
- [25] COLE (B. J.), *Phys. Letters*, 1970, **33B**, 321.
- [26] CHAMBON (M.) et al., *Nucl. Phys.*, 1969, A **136**, 311.
- [27] PRONKO (J. G.) LINDGREN (R. A.) and BROMLEY (D. A.), *Nucl. Phys.*, 1970, A **140**, 465.
- [28] PRONKO (J. G.), ROLFS (C.) and MAIR (H. J.), *Phys. Rev.*, 1969, **186**, 1174.
- [29] ROSE (H. J.), BRINK (D. M.), *Rev. Mod. Phys.*, 1967, **39**, 306.
BRINK (D. M.), SATCHLER (G. R.), *Angular Momentum*, Clarendon Press, Oxford, 1968.
- [30] JOHNSTONE (I. P.), BENSON (H. G.), *Nucl. Phys.*, 1969, A **134**, 68.