



## Étude des niveaux de $^{28}\text{Si}$ et $^{32}\text{S}$ au moyen de la réaction $(^3\text{He}, d)$ à 8 MeV

J. Kalifa, G. Rotbard, M. Vergnes, G. Ronsin

### ► To cite this version:

J. Kalifa, G. Rotbard, M. Vergnes, G. Ronsin. Étude des niveaux de  $^{28}\text{Si}$  et  $^{32}\text{S}$  au moyen de la réaction  $(^3\text{He}, d)$  à 8 MeV. Journal de Physique, 1973, 34 (2-3), pp.139-145. <10.1051/jphys:01973003402-3013900>. <jpa-00207365>

**HAL Id: jpa-00207365**

**<https://hal.science/jpa-00207365v1>**

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.



HAL Authorization

Classification  
 Physics Abstracts  
 12.17 — 12.37

## ÉTUDE DES NIVEAUX DE $^{28}\text{Si}$ ET $^{32}\text{S}$ AU MOYEN DE LA RÉACTION $(^3\text{He}, d)$ A 8 MeV

J. KALIFA, G. ROTBARD, M. VERGNES et G. RONSIN

Institut de Physique Nucléaire, 91-Orsay, France

(Reçu le 12 juin 1972, révisé le 14 septembre 1972)

**Résumé.** — L'étude des distributions angulaires des deutons émis dans les réactions  $^{27}\text{Al}(^3\text{He}, d)^{28}\text{Si}$  et  $^{31}\text{P}(^3\text{He}, d)^{32}\text{S}$  à 8 MeV a permis de vérifier que ces réactions ont lieu essentiellement par un mécanisme de stripping. L'analyse de ces distributions par la méthode des ondes distordues a permis de déterminer les facteurs spectroscopiques. Un accord très acceptable est obtenu entre les résultats expérimentaux et des calculs de modèle en couches avec interaction résiduelle.

**Abstract.** — The study of the deuteron angular distributions shows that the reactions,  $^{27}\text{Al}(^3\text{He}, d)^{28}\text{Si}$  and  $^{31}\text{P}(^3\text{He}, d)^{32}\text{S}$  at 8 MeV proceed essentially by stripping. DWBA analysis is used to extract spectroscopic factors for many levels. Satisfactory agreement is found between experimental results and residual interaction shell model calculations.

**1. Introduction.** — Le  $^{28}\text{Si}$  et le  $^{32}\text{S}$ , noyaux à sous-couches complètes, ont été l'objet de nombreuses études tant expérimentales que théoriques et différents modèles ont été proposés pour expliquer en particulier les moments statiques et les propriétés électromagnétiques. La réaction  $(^3\text{He}, d)$  permet d'étudier les états simples de ces noyaux obtenus en ajoutant un proton aux noyaux cibles à un trou  $^{27}\text{Al}$  et  $^{31}\text{P}$  et de mesurer les facteurs spectroscopiques correspondants. La comparaison des valeurs expérimentales et théoriques de ces facteurs permet de tester les fonctions d'onde des modèles proposés au moyen d'un opérateur différent de l'opérateur de transition électromagnétique.

Notre étude a permis de vérifier qu'à 8 MeV la réaction procède essentiellement par stripping et de déterminer les facteurs spectroscopiques pour 10 niveaux de  $^{32}\text{S}$  et 17 niveaux de  $^{28}\text{Si}$ . Les valeurs expérimentales sont en désaccord avec les valeurs théoriques calculées à partir de modèles à potentiel déformé (Nilsson, Hartree-Fock) mais sont en bon accord avec celles obtenues à partir de calculs de modèle en couches avec interaction résiduelle.

**2. Méthode expérimentale.** — Cette étude a été effectuée à l'aide du faisceau d'ions  $^3\text{He}^{++}$  de 8 MeV de l'accélérateur Van de Graaff du laboratoire [1]. Les cibles minces autosupportées de phosphore de zinc et d'aluminium métal ont été préparées par évaporation sous vide. Les particules émises après réaction sont analysées au moyen de détecteurs à jonction

et d'un spectromètre magnétique muni dans son plan image d'une jonction à localisation. Le dispositif expérimental et les techniques utilisées sont décrites de façon plus détaillée par ailleurs [2], [3]. Les distributions angulaires des deutons émis ont généralement été mesurées entre  $10^\circ$  et  $110^\circ$  et les sections efficaces absolues déterminées à partir de la mesure de la diffusion élastique des  $^3\text{He}$  aux angles avant.

**3. Analyse DWBA.** — La section efficace d'une réaction de stripping  $A(^3\text{He}, d)B$  s'exprime dans le formalisme de la DWBA sous la forme :

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = N \sum_{ij} G_{ij} \cdot \sigma_{ij}(\theta)$$

où  $G_{ij} = [(2J_B + 1)/(2J_A + 1)] \cdot C^2 S_{ij}$  est l'intensité spectroscopique,  $S_{ij}$  le facteur spectroscopique,  $C$  le coefficient de couplage des isospins. La section efficace réduite  $\sigma_{ij}(\theta)$  est calculée en utilisant le code Dwuck [4] dans l'approximation de portée nulle avec des potentiels locaux. Le facteur de normalisation  $N$  est égal [5] à 4,42 pour la réaction  $(^3\text{He}, d)$ .

**3.1 MÉLANGE DE  $l$ .** — La somme sur  $l$  et  $j$  est limitée par les règles de sélection :

$$|J_B - J_A| \leq j \leq J_B + J_A, \\ l = j \pm \frac{1}{2}, \quad (-1)^l = \pi_A \cdot \pi_B.$$

Pour les réactions étudiées, peuplant des niveaux de quelques MeV d'excitation dans  $^{28}\text{Si}$  et  $^{32}\text{S}$ , les

composantes  $l \geq 4$  sont certainement négligeables pour des raisons spectroscopique et cinématique. L'analyse a donc été limitée à des mélanges de moments orbitaux 0 et 2 ou 1 et 3. Dans ces conditions, la somme est réduite à un seul terme pour les niveaux  $0^+$  et  $4^+$  de  $^{28}\text{Si}$  et pour tous les niveaux de  $^{32}\text{S}$  à l'exception des niveaux  $1^+$  ( $l = 0 + 2$ ) et  $2^-$  ( $l = 1 + 3$ ). Les transitions « pures » permettent de vérifier que le calcul reproduit correctement la forme des distributions angulaires expérimentales. Pour les transitions faisant intervenir deux valeurs de  $l$ , un sous-programme permet de déterminer le pourcentage de mélange et les valeurs des facteurs spectroscopiques. Le meilleur accord est déterminé à la fois par minimisation du  $\chi^2$  et par comparaison visuelle.

**3.2 MÉLANGE DE  $j$ .** — La forme de la distribution angulaire permet de déterminer la valeur de  $l$ , mais non celle de  $j$ . Dans le cas des niveaux  $2^+$  de  $^{32}\text{S}$  et des niveaux  $1^+$ ,  $2^+$ ,  $3^+$ ,  $4^+$  de  $^{28}\text{Si}$  les deux transferts  $d\ 3/2$  et  $d\ 5/2$  sont permis par les règles de sélection, mais il n'est pas possible d'extraire séparément de l'expérience les intensités  $G_{2,3/2}$  et  $G_{2,5/2}$ , ou même leur somme  $G_2$ .

La valeur expérimentale donnée dans les tableaux est alors

$$G_{2,3/2} + R G_{2,5/2}$$

(le coefficient  $R = \sigma_{2,5/2}/\sigma_{2,3/2}$  dépendant empiriquement du bilan  $Q$  de la réaction :  $R = 1,38 + 0,02 Q$ ). Cette valeur se confond avec  $G_{2,3/2}$  si on considère arbitrairement comme négligeable le transfert  $d\ 5/2$ .

**3.3 PARAMÈTRES DU CALCUL DWBA.** — Les potentiels optiques utilisés sont de type Woods-Saxon avec absorption en volume pour la voie  $^3\text{He}$ , en surface pour la voie deuton.

Pour la réaction  $^{31}\text{P}(^3\text{He}, d)^{32}\text{S}$ , l'analyse a été effectuée en utilisant, tant pour la voie  $^3\text{He}$  que pour la voie deuton, des potentiels optiques déterminés [6] à partir de la diffusion élastique sur  $^{40}\text{Ca}$ . Pour la réaction  $^{27}\text{Al}(^3\text{He}, d)^{28}\text{Si}$  des potentiels obtenus à partir de la diffusion élastique [7] et déjà utilisés [8] pour analyser la réaction inverse  $^{28}\text{Si}(d, ^3\text{He})^{27}\text{Al}$ , ont été essayés. Certains paramètres de la voie deuton ont été très légèrement modifiés afin de mieux repro-

duire la forme des distributions angulaires expérimentales pures et d'améliorer la précision dans la détermination des mélanges. Les paramètres utilisés sont reportés dans le tableau I.

**4. Résultats expérimentaux.** — **4.1 DISTRIBUTIONS ANGULAIRES POUR LES TRANSITIONS PURES.** — Les nombres quantiques du noyau cible  $^{31}\text{P}$  étant  $J^\pi = \frac{1}{2}^+$ , une seule valeur du moment orbital transféré est possible ( $l = J_B$ ) pour les réactions peuplant les niveaux de parité naturelle du  $^{32}\text{S}$  :  $0^+$  (fondamental et 3,78 MeV),  $1^-$  (5,80 MeV),  $2^+$  (2,24 et 5,55 MeV) et  $3^-$  (5,01 MeV). Les distributions angulaires sont bien reproduites pour  $l = 0, 1$  et  $3$ , un peu moins bien pour  $l = 2$  (Fig. 1). Les nombres quantiques du noyau cible  $^{27}\text{Al}$  étant  $J^\pi = \frac{5}{2}^+$ , les niveaux  $0^+$  (fondamental) et  $4^+$  (4,62 MeV) ne peuvent être atteints que par un transfert  $l = 2$  pur. Les formes des distributions angulaires expérimentales sont bien reproduites par le calcul. Aucun niveau ne doit nécessairement être peuplé par un transfert  $l = 0$  (ou  $l = 1$ ) pur, mais quand expérimentalement la composante  $l = 0$  domine très nettement, les calculs avec un transfert  $l = 0$  pur reproduisent bien les distributions angulaires expérimentales (Fig. 2 : niveaux à 6,27-7,80-9,32-9,38 MeV).

Les distributions angulaires, assez structurées et caractéristiques de la valeur de  $l$ , sont donc bien reproduites par un calcul de stripping dans tous les cas de transitions pures. Les calculs de sections efficaces de réaction par noyau composé [3] montrent d'autre part que ce processus peut être considéré comme négligeable sauf pour les niveaux de très faible section efficace, malgré l'énergie incidente relativement faible. Il est donc raisonnable de conclure que la réaction ( $^3\text{He}, d$ ) à 8 MeV procède essentiellement par un mécanisme de stripping. Nous verrons plus loin que les valeurs obtenues pour les facteurs spectroscopiques confirment cette conclusion.

**4.2 DISTRIBUTIONS ANGULAIRES POUR LES AUTRES TRANSITIONS.** — La qualité des accords obtenus pour les transitions pures permet en principe de déterminer les facteurs spectroscopiques avec une assez bonne précision dans le cas de transitions pouvant correspondre à des mélanges. Toutefois les transferts  $l = 0$

TABLEAU I

Paramètres utilisés dans l'analyse DWBA

		$V$	$r_v$	$a_v$	$W$	$4 W'$	$r_w$	$a_w$	$r_c$	$\lambda_{s,0}$
$^{31}\text{P} \rightarrow ^{32}\text{S}$	$^3\text{He}$	177	1,14	0,723	14,5		1,64	0,910	1,4	
	d	100,5	1,053	0,968		116	1,52	0,429	1,4	
$^{27}\text{Al} \rightarrow ^{28}\text{Si}$	$^3\text{He}$	155	1,08	0,80	15		1,78	0,60	1,4	
	d	115	1	0,9		100	1,65	0,5	1,4	
	p		1,25	0,65						

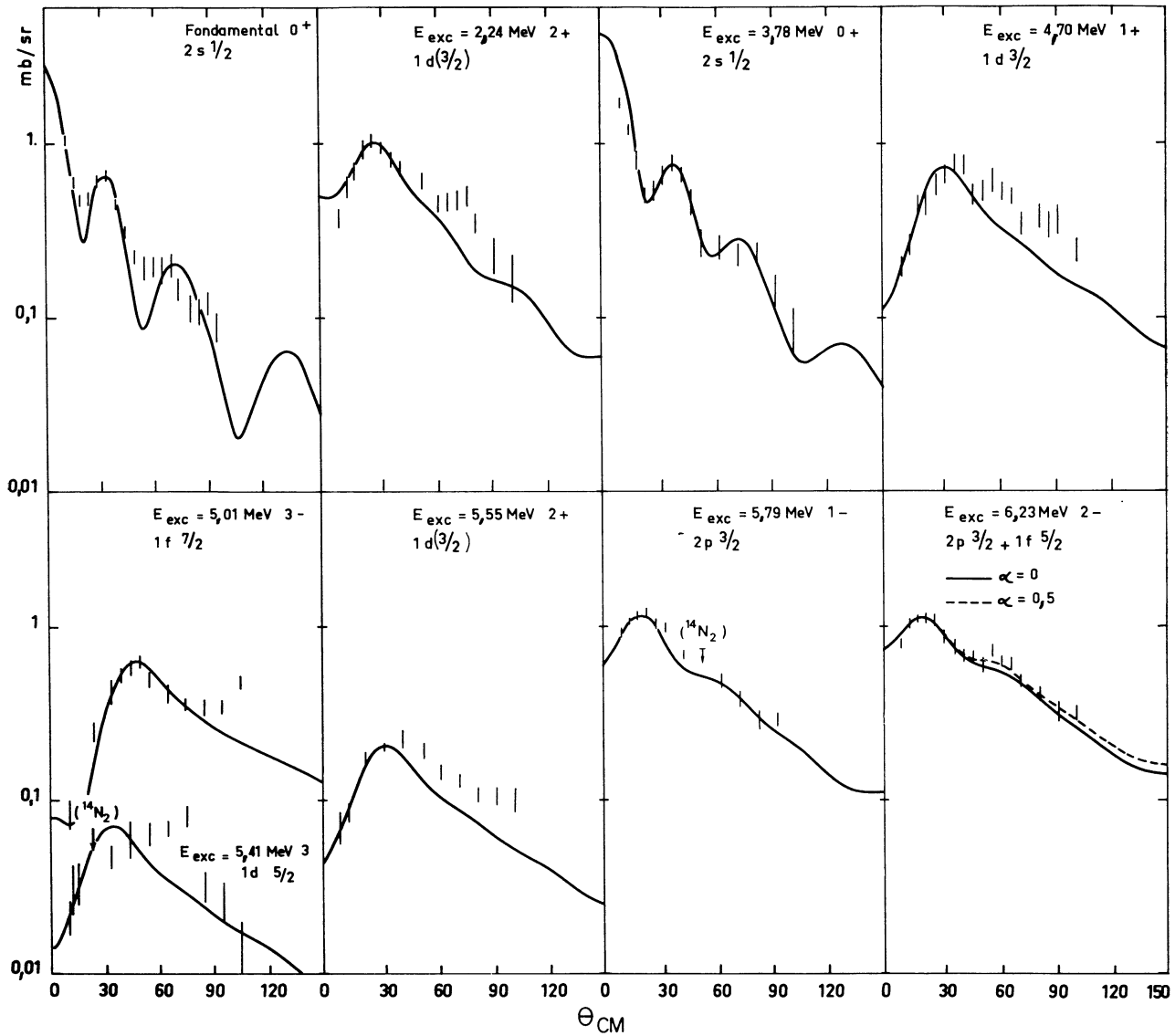


FIG. 1. — Distributions angulaires des deutons observés dans la réaction  $^{31}\text{P}(^3\text{He}, d)^{32}\text{S}$  à l'énergie incidente  $E_{^3\text{He}} = 8$  MeV. Les courbes sont les résultats des calculs DWBA. Le paramètre  $\alpha$  indique la proportion de la composante  $l = 2$  ou  $l = 3$ .

et  $l = 1$  sont favorisés par la cinématique de la réaction : la section efficace réduite pour un transfert  $l = 0$  (ou 1) est environ dix fois plus grande que pour un transfert  $l = 2$  (ou 3). Ceci est très accentué aux angles avant et il suffit généralement d'une faible proportion de transfert  $l = 0$  ou 1 pour influencer fortement sur la forme de la distribution angulaire aux petits angles. La forme de la distribution angulaire expérimentale à l'avant permet donc généralement de détecter la présence d'une composante, même faible,  $l = 0$  (ou 1) et de déterminer avec une bonne précision le facteur spectroscopique correspondant. Par contre, pour les composantes  $l = 2$  (ou 3) les facteurs spectroscopiques sont déterminés avec une précision nettement moins bonne.

En plus des niveaux discutés au paragraphe 4.1, cinq niveaux de  $^{32}\text{S}$  ont été observés au moyen de la réaction  $(^3\text{He}, d)$ . Pour le niveau  $1^+$  à 4,70 MeV, la forme

de la distribution angulaire est caractéristique d'un transfert  $l = 2$ , pour le niveau  $2^-$  à 6,23 MeV elle est compatible avec un transfert  $l = 1$  pur, mais un mélange correspondant à des facteurs spectroscopiques égaux pour  $l = 1$  et  $l = 3$  est également acceptable. Le niveau de spin  $J = 3$  à 5,41 MeV a une section efficace faible. La contribution du mécanisme de noyau composé a été évaluée et ne peut être négligée pour ce niveau. La forme de la distribution angulaire ne permet pas de trancher entre un transfert  $l = 2$  ou  $l = 3$ , donc de déterminer la parité. Les sections efficaces des niveaux  $2^+$  à 4,29 MeV et  $4^+$  à 4,46 MeV sont très faibles et les distributions angulaires complètes n'ont pas été mesurées.

Les intensités spectroscopiques déterminées pour tous les niveaux de  $^{32}\text{S}$  sont groupées dans le tableau II et comparées aux intensités déterminées à 12 MeV [9] et à 15 MeV [10] pendant notre étude expérimentale.

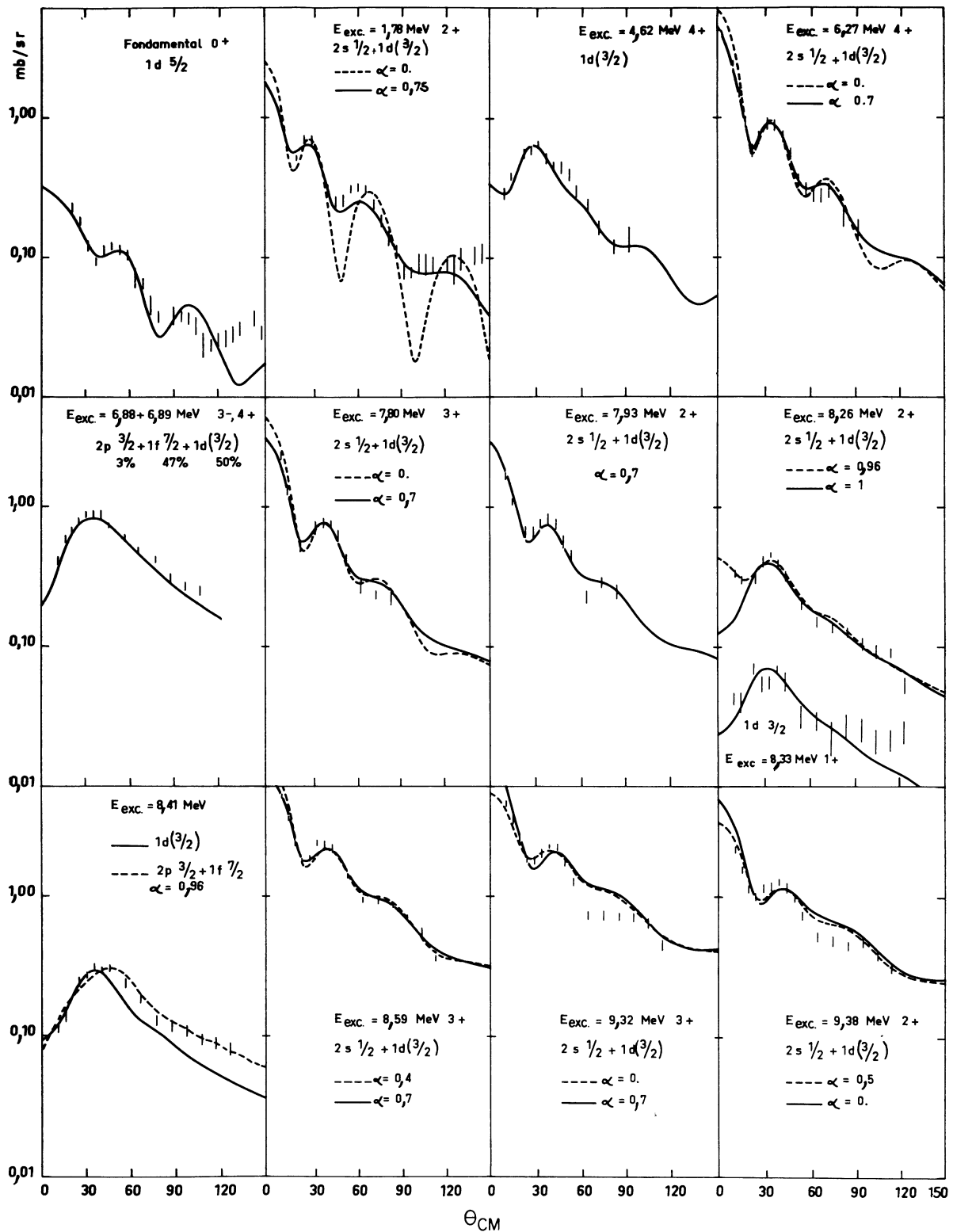


FIG. 2. — Distributions angulaires des deutons observés dans la réaction  $^{27}\text{Al}(^3\text{He}, d)^{28}\text{Si}$  à l'énergie incidente  $E_{^3\text{He}} = 8 \text{ MeV}$ . Les courbes sont les résultats des calculs DWBA. Le paramètre  $\alpha$  indique la proportion de la composante  $l = 2$  ou  $l = 3$ .

L'accord est très satisfaisant, en particulier avec les résultats obtenus à 15 MeV, ce qui confirme le caractère direct de la réaction à 8 MeV.

Les distributions angulaires correspondant aux niveaux de  $^{28}\text{Si}$  ont été groupées dans la figure 2. La

plupart des transitions correspondent à des mélanges. La comparaison des distributions angulaires expérimentales et des courbes calculées permet de fixer des limites pour le pourcentage de mélange. Les valeurs extrêmes des intensités spectroscopiques ainsi déter-

TABLEAU II

Intensités de transition expérimentales et théoriques pour la réaction <sup>31</sup>P(<sup>3</sup>He, d)<sup>32</sup>S

<i>E<sub>exc</sub></i> MeV	<i>J<sup>π</sup></i>	<i>l<sub>p</sub> j<sub>p</sub></i> transférés	Résultats expérimentaux			Modèle en couches			Hartree-Fock (réf. [19]) <i>K</i> = 1/2	
			Présent travail <sup>(a)</sup>	12 MeV (réf. [9])	15 MeV (réf. [10])	Glaude- mans (réf. [16])	Wildenthal (réf. [15])	MSDI	Forme aplatie	Forme allongée
0	0 <sup>+</sup>	2 s 1/2	0,53	0,60	0,55	0,7	0,565	0,64	0,65	0,285
2,24	2 <sup>+</sup>	1 d 3/2	1,41	1,50	1,63	1,32	1,06	1,04	0,030	0,625
		1 d 5/2					0,037 5	0,037 5	0,32	0,09
3,78	0 <sup>+</sup>	2 s 1/2	0,16	0,10	0,17	0,12	0,17	0,11		
4,29	2 <sup>+</sup>	1 d 3/2	≤ 0,06			0,086	0	0,012 5		
4,70	1 <sup>+</sup>	1 d 3/2	0,59	0,37	0,68	0,70	0,59	0,59		
		2 s 1/2				0,001 3				
5,01	3 <sup>-</sup>	1 f 7/2	1,02	0,56	0,88					
5,41	3	1 d 5/2	≤ 0,04							
		1 f 7/2	≤ 0,10							
5,55	2 <sup>+</sup>	1 d 3/2	0,174	0,16	0,25	0	0,188	0,188		
5,79	1 <sup>-</sup>	2 p 3/2	0,165	0,14	0,195					
6,23	2 <sup>-</sup>	2 p 3/2	0,168-0,165	0,15	0,238					
		1 f 5/2	0 -0,165							

(<sup>a</sup>) Pour les niveaux 2<sup>+</sup>, voir le paragraphe 3.2.

minées ont été portées dans le tableau III. On peut vérifier que les facteurs spectroscopiques pour *l* = 0 sont assez bien déterminés quand il y a mélange *l* = 0 + 2.

Des distributions angulaires obtenues à 9,16 MeV ont été publiées en 1960 par Hinds et Middleton [11]. Ces distributions ont été normalisées et analysées avec les potentiels optiques du tableau I. Les résultats à 8 MeV et à 9,16 MeV sont généralement en assez bon accord (voir tableau III). Nos résultats sont comparés dans ce tableau aux intensités déterminées à plus haute énergie [12], mais avec une moins bonne résolution. Le seul désaccord important concerne le niveau 4<sup>+</sup> à 4,62 MeV pour lequel l'intensité mesurée décroît d'un facteur deux entre 8 MeV et 37,7 MeV.

Les valeurs obtenues pour les moments transférés sont généralement en accord avec les valeurs connues des nombres quantiques des niveaux. Pour le niveau à 8,26 MeV du <sup>28</sup>Si la distribution angulaire correspond à un transfert *l* = 2 presque pur, ce qui conduit à une parité positive. La présence d'une composante *l* = 0, probable d'après la forme de la distribution angulaire aux angles avant, conduirait à une attribution *J* = 2 (ou 3). Ceci est en accord avec la valeur *J* = 2 déterminée par Meyer et Wolmarans [13]. La valeur *L* = 1 obtenue par Wagner [14] pour le moment angulaire transféré dans la réaction <sup>30</sup>Si(p, t)<sup>28</sup>Si conduirait à une attribution *J<sup>π</sup>* = 1<sup>-</sup>, en contradiction avec nos résultats.

5. Comparaison avec les modèles. — Les énergies et les probabilités de transition γ de nombreux niveaux des noyaux de la couche s-d ont été interprétées en

terme d'excitations collectives. Les transferts d'une particule peuvent dans le même esprit être décrits dans le cadre de modèles à particules indépendantes, le champ moyen déformé ayant ou non la symétrie axiale : fonctions d'onde de Nilsson, fonctions d'onde de Hartree-Fock [19]. Les calculs effectués en utilisant de telles fonctions d'onde ne sont pas, comme on peut le voir dans les tableaux II et III, en bon accord avec les résultats expérimentaux.

Les intensités de transition expérimentales ont été comparées lorsque c'était possible aux valeurs obtenues dans des calculs de modèle en couches avec mélange de configurations, qui permettent de rendre compte de façon satisfaisante des moments statiques et des propriétés électromagnétiques de nombreux noyaux [15].

Les facteurs spectroscopiques pour les niveaux de <sup>32</sup>S ont été calculés par Glaudemans *et al.* [16] en restreignant l'espace de configuration aux sous-couches 1 d 3/2 et 2 s 1/2. Wildenthal *et al.* [15] ont utilisé un espace un peu plus étendu (jusqu'à deux trous dans la couche 1 d 5/2) et deux formes d'interaction effective. Les valeurs calculées diffèrent assez peu et les résultats expérimentaux sont en accord très satisfaisant avec les valeurs théoriques (voir tableau II).

Seuls des résultats très partiels sont actuellement disponibles pour les niveaux du <sup>28</sup>Si. Les calculs de Zucker et Soyeur [17] tiennent compte de l'ensemble de la couche s-d, ceux de Wildenthal [18] admettent jusqu'à 4 trous dans la sous-couche 1 d 5/2. La forme de l'interaction utilisée est très différente dans les deux cas. Ces résultats théoriques très fragmentaires sont comparés à nos résultats expérimentaux dans le tableau III.

TABLEAU III  
Intensités de transition expérimentales et théoriques pour la réaction  $^{27}\text{Al}(^3\text{He}, \text{d})^{28}\text{Si}$

$E_{\text{exc}}$ MeV	$J^\pi$	$l_p j_p$ transférés	Résultats expérimentaux			Modèle en couches		Hartree-Fock (réf. [19])	
			Présent travail (a)	9,16 MeV (a) (b)	37,7 MeV (réf. [12])	Wilden- thal (réf. [18])	Soyeur (réf. [17])	$K = 5/2$	$K = 1/2$
0	0 <sup>+</sup>	1 d 5/2	0,49		0,44	0,65	0,36	0,333	0,112
1,78	2 <sup>+</sup>	2 s 1/2	0,36-0,16		0,38				0,575
		1 d 3/2	0 -0,76						0,127
		1 d 5/2			0,07			0,596	0,127
4,62	4 <sup>+</sup>	1 d 3/2	0,60	0,49	0,32				0,075
		1 d 5/2						0,072	0,096
4,97	0 <sup>+</sup>	1 d 5/2		0,055	0,05		0,02		
6,27	3 <sup>+</sup>	2 s 1/2	0,18-0,15	0,19-0,14	0,14				
		1 d 3/2	0 -0,36	0 -0,33	0,07				
6,69	0 <sup>+</sup>	1 d 5/2	< 0,006				0,006		
6,88	3 <sup>-</sup>	2 p 3/2	0,024 ± 0,004	0,016					
		1 f 7/2	0,32 ± 0,08	0,26	0,46				
6,89	4 <sup>+</sup>	1 d 3/2	0,34 ± 0,06	0,28	0,50				
7,38	2 <sup>+</sup>	2 s 1/2		0,001-0					
		1 d 3/2		0,05 -0,055	0,12				
7,41	2 <sup>+</sup>	2 s 1/2		0,003					
		1 d 3/2		0,060					
7,80	3 <sup>+</sup>	2 s 1/2	0,09 -0,067	0,10-0,05	0,06				
		1 d 3/2	0 -0,10	0 -0,11	0,04				
7,93	2 <sup>+</sup>	2 s 1/2	0,075-0,06	0,07-0,058	0,10				
		1 d 3/2	0,11 -0,22	0,10-0,23	0,07				
8,26	2 <sup>+</sup>	2 s 1/2	0,011-0	0,01-0					
		1 d 3/2	0,17 -0,22	0,16-0,20					
8,33	1 <sup>+</sup>	1 d 3/2	≤ 0,04	0,023					
8,41		2 p 3/2	0,004-0,003	0 -0,04					
		1 f 7/2	0,14 -0,15	0,19 -0,20					
8,54	6 <sup>+</sup>		$\sigma(\theta) \leq 25$ μb/sr						
8,59	3 <sup>+</sup>	2 s 1/2	0,25-0,22	0,26 -0,20	0,20				
		1 d 3/2	0,17-0,45	0,17 -0,46	0,28				
8,90	1 <sup>-</sup>	2 p 3/2		0,008-0,006 4					
		1 f 7/2		0 -0,025					
8,94		1 d 3/2		≤ 0,028					
		2 p 3/2		0-0,003					
		1 f 7/2		≤ 0,03					
9,32	3 <sup>+</sup>	2 s 1/2	0,34-0,24	0,40-0,31		0,38			
	$T = 1$	1 d 3/2	0 -0,56	0 -0,31		0,056			
9,38	2 <sup>+</sup>	2 s 1/2	0,20-0,17	0,26-0,13	0,34	0,23			
	$T = 1$	1 d 3/2	0 -0,17	0 -0,20	0,18	0,044			
9,49	(1, 2) <sup>+</sup>	1 d 3/2		0,25					
9,70	5 <sup>-</sup>	1 f 7/2		0,33					
9,76	(2, 3, 4) <sup>-</sup>	2 p 3/2		0,063-0,05					
		1 f 7/2		0 -0,08	0,24				

(a) Pour les niveaux 1<sup>+</sup>, 2<sup>+</sup>, 3<sup>+</sup>, 4<sup>+</sup>, voir le paragraphe 3.2.  
(b) Valeurs obtenues à partir des résultats expérimentaux de la référence [11], en utilisant les potentiels du tableau I.

6. Conclusion. — Nos expériences ont permis de montrer que la réaction ( $^3\text{He}, \text{d}$ ) procède essentiellement par stripping à l'énergie incidente de 8 MeV bien que cette énergie soit peu supérieure à la barrière coulombienne des noyaux étudiés. Les intensités spectroscopiques que nous avons déterminées sont généralement en bon accord avec celles obtenues à d'autres énergies, dans les cas où une comparaison est possible.

Les valeurs des intensités spectroscopiques ne peuvent être reproduites par le modèle de Nilsson ou par des calculs de type Hartree-Fock. Elles sont par contre en très bon accord avec les calculs de modèle en couches avec mélange de configurations dans le cas de  $^{32}\text{S}$ . Bien que les résultats théoriques actuellement publiés soient encore insuffisants dans le cas de  $^{28}\text{Si}$ , il semble qu'un bon accord global puisse être obtenu dans le cadre du modèle en couches. Un accord

très satisfaisant a également été obtenu [3] dans une étude de la réaction  $^{35}\text{Cl}(^3\text{He}, \text{d})^{36}\text{Ar}$  entre les résultats expérimentaux et les calculs de modèle en couches avec mélange de configurations.

Il semble donc que le modèle en couches avec interaction résiduelle dans un espace de configuration

limité à la couche s-d, soit capable de reproduire à la fois les propriétés électromagnétiques statiques et dynamiques et les probabilités de transfert d'un nucléon pour les niveaux de parité positive des noyaux  $N = Z$  du milieu de la couche s-d étudiés ici.

### Bibliographie

- [1] VERGNES M., KERZREHO P., SIMON P., Rapport interne Inst. Phys. Nucl., Orsay 1970, IPN 70-29.
- [2] ROTBARD G., KALIFA J., RONSIN G., VERGNES M., *J. Physique* **28** (1967) 637-641.
- [3] KALIFA J., Thèse, Orsay, 1971.
- [4] KUNZ P. D., Université de Colorado.
- [5] BASSEL R. H., *Phys. Rev.* **149** (1966) 791-797.
- [6] GIBSON E. F., RIDLEY B. W., KRAUSHAAR J. J., RICKEY M. E., BASSEL R. H., *Phys. Rev.* **155** (1964) 1194-1207.
- YNTEMA J. L., SATCHLER G. R., *Phys. Rev.* **134B** (1964) 976-984.
- [7] NURZYNSKI J., BRAY K. H., ROBSON P. A., *Nucl. Phys.*, **A 107** (1968), 581-592.
- [8] GOVE H. E., PURSER D. H., SCHWARTZ J. J., ALFORD W. P., CLINE D., *Nucl. Phys. A* **116** (1968) 369-386.
- [9] GRAUE A., HERLAND L., LIEN J. R., *Nucl. Phys. A* **120** (1968) 513-529.
- [10] MORRISON R. A., *Nucl. Phys. A* **140** (1970) 97-117.
- [11] HINDS S., MIDDLETON R., *Proc. Phys. Soc.* **76** (1960) 545-552.
- [12] BARNARD R. W., JONES G. D., *Nucl. Phys. A* **108** (1966) 641-654.
- [13] MEYER M. A., WOLMARANS N. S., *Nucl. Phys. A* **136** (1969) 663-672.
- [14] WAGNER G. J., *Nucl. Phys. A* **176** (1971) 47-64.
- [15] WILDENTHAL B. H., MC GRORY J. B., HALBERT E. C., GRABER H. D., *Phys. Rev. C* **4** (1971) 1708-1758.
- [16] GLAUDEMANS P. W. M., WIECHERS G., BRUSSAARD P. J., *Nucl. Phys.* **56** (1964) 548-568.
- [17] SOYEUR M., ZUCKER A. P., Communication privée.
- [18] WILDENTHAL B. H., NEWMAN E., *Phys. Rev.* **167** (1968) 1027-1034.
- WILDENTHAL B. H., cité dans T. P. G. Carola, J. G. Van Der Baan, *Nucl. Phys. A* **173** (1971) 414-426.
- [19] RIPKA G., *Adv. Nucl. Phys.* **1** (1969) 183-257.