



**HAL**  
open science

## Propriétés des états $E_x = 3\ 447$ et $4\ 642$ V du 29P

M. Aléonard, Ph. Hubert, L. Sarger, P. Mennrath

► **To cite this version:**

M. Aléonard, Ph. Hubert, L. Sarger, P. Mennrath. Propriétés des états  $E_x = 3\ 447$  et  $4\ 642$  V du 29P. Journal de Physique, 1975, 36 (10), pp.913-918. 10.1051/jphys:019750036010091300 . jpa-00208335

**HAL Id: jpa-00208335**

**<https://hal.science/jpa-00208335>**

Submitted on 4 Feb 2008

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification  
 Physics Abstracts  
 4.430

## PROPRIÉTÉS DES ÉTATS $E_x = 3\ 447$ ET $4\ 642$ keV DU $^{29}\text{P}$

M. M. ALÉONARD, PH. HUBERT (\*), L. SARGER et P. MENNRATH

Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan  
 Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules  
 Le Haut-Vigneau 33170 Gradignan, France

(Reçu le 4 avril 1975, révisé le 16 mai 1975, accepté le 22 mai 1975)

**Résumé.** — Les états  $E_x = 3\ 447$  et  $4\ 642$  keV du  $^{29}\text{P}$  ont été étudiés à l'aide de la réaction de capture radiative  $^{28}\text{Si}(p, \gamma)^{29}\text{P}$  aux résonances  $E_p = 724$  et  $1\ 961$  keV. Les mesures des forces des résonances, des schémas de désexcitation  $\gamma$ , des vies moyennes et des distributions angulaires des transitions issues de ces niveaux conduisent aux résultats suivants :  $E_x = 3\ 447$  keV,  $J^\pi = 7/2^-$ ,  $\tau = 13^{+9}_{-7}$  fs ;  $E_x = 4\ 642$  keV,  $J^\pi = 3/2^+$ ,  $5/2$ ,  $7/2$ ,  $9/2$ ,  $\tau = 52 \pm 20$  fs. La comparaison des caractéristiques des niveaux des noyaux miroirs  $^{29}\text{Si}$ - $^{29}\text{P}$  montre que l'état  $E_x = 4\ 642$  keV est fort probablement le premier état  $J^\pi = 9/2^+$  du  $^{29}\text{P}$ .

**Abstract.** — The  $E_x = 3\ 447$  and  $4\ 642$  keV levels in  $^{29}\text{P}$  were studied at the  $E_x = 724$  and  $1\ 961$  keV resonances in the  $^{28}\text{Si}(p, \gamma)^{29}\text{P}$  reaction. Resonance strengths as well as  $\gamma$ -decay branchings, mean lifetimes and angular distributions have been measured with a  $80\ \text{cm}^3$  Ge(Li) detector. The main features of these levels are :  $E_x = 3\ 447$  keV,  $J^\pi = 7/2^-$ ,  $\tau = 13^{+9}_{-7}$  fs ;  $E_x = 4\ 642$  keV,  $J^\pi = 3/2^+$ ,  $5/2$ ,  $7/2$ ,  $9/2$ ,  $\tau = 52 \pm 20$  fs. Comparison of the mirror level characteristics in  $^{29}\text{Si}$  and  $^{29}\text{P}$  favours a  $J^\pi = 9/2^+$  assignment for the  $E_x = 4\ 642$  keV level in  $^{29}\text{P}$ .

1. **Introduction.** — Le noyau  $^{29}\text{P}$  a déjà été largement étudié à l'aide de réactions de transfert de particules [1, 2], de diffusion [3, 4] ou de capture radiative de protons [5, 6]. Les caractéristiques des niveaux du  $^{29}\text{P}$  résumées dans la référence [7] sont, jusque vers 5 MeV d'excitation, en général assez bien connues. Cependant, lorsque ce travail a été entrepris, les caractéristiques du premier état de parité négative de ce noyau, situé à  $E_x = 3\ 447$  keV, n'étaient pas encore bien définies. Par ailleurs, Detorie [8] a mis en évidence de nouveaux états du  $^{29}\text{P}$  à l'aide de la réaction  $^{32}\text{S}(p, \alpha)^{29}\text{P}$ , or, une comparaison du schéma des niveaux des noyaux  $^{29}\text{Si}$  et  $^{29}\text{P}$  laisse prévoir l'existence d'états de haut spin dès 4,5 MeV d'excitation, notamment le premier état  $9/2^+$  correspondant à l'état  $E_x = 4\ 741$  keV du  $^{29}\text{Si}$ .

Nous avons donc entrepris plus particulièrement l'étude des caractéristiques du premier état de parité négative et la recherche du premier état  $9/2^+$  du  $^{29}\text{P}$  à l'aide de la réaction de capture radiative  $^{28}\text{Si}(p, \gamma)^{29}\text{P}$ .

2. **Dispositif expérimental.** — Les expériences ont été réalisées à l'aide de l'accélérateur Van de Graaff de 4 MV du Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan. La résolution en énergie du faisceau de protons, mesurée à la résonance  $E_p = 1\ 941$  keV de la réaction  $^{30}\text{Si}(p, \gamma)^{31}\text{P}$ , était de l'ordre du keV. Le dispositif expérimental a déjà été décrit par ailleurs [9, 10].

Les cibles étaient obtenues par évaporation sous vide d'un composé de silicium sur un support d'or,

de 0,2 mm d'épaisseur, préalablement traité [9] pour éliminer les contaminants à base de fluor et de sodium. Les composés utilisés étaient du  $\text{SiO}_2$  enrichi à 99,91 % en  $^{28}\text{Si}$  ou du Si naturel ultra pur. Les cibles de  $\text{SiO}_2$  enrichi avaient une épaisseur de 10 à 20  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  et celles de Si naturel environ 50  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ . Ces cibles étaient refroidies par une circulation d'eau ce qui permettait d'utiliser des intensités de faisceau de 20 à 40  $\mu\text{A}$ .

Les rayonnements  $\gamma$  étaient détectés à l'aide d'une diode Ge(Li) de  $80\ \text{cm}^3$  de volume utile et une deuxième diode Ge(Li) de  $60\ \text{cm}^3$  servait de moniteur lors des mesures de distributions angulaires. Enfin, deux détecteurs NaI ( $12,7 \times 12,7$  cm) ont été utilisés en coïncidence pour la recherche de la résonance à  $E_p = 1\ 961$  keV. La résolution de la chaîne d'analyse des détecteurs Ge(Li), mesurée sur la raie de 1,3 MeV du  $^{60}\text{Co}$ , était de 2,4 keV pour la diode de  $80\ \text{cm}^3$  et de 2,7 keV pour celle de  $60\ \text{cm}^3$ .

3. **Méthodes expérimentales.** — 3.1 FORCE DES RÉSONANCES. — Les mesures, absolues ou relatives, des forces des résonances à  $E_p = 724$  et  $1\ 961$  keV ont été effectuées à l'aide de cibles de Si naturel d'une épaisseur de 50  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ , et du détecteur Ge(Li) de  $80\ \text{cm}^3$  placé à  $55^\circ$  par rapport à la direction du faisceau de protons incidents. La méthode de mesure a déjà été décrite par ailleurs [11, 12]. Rappelons que la force,  $S = (2J + 1) \Gamma_p \Gamma_\gamma / \Gamma$ , se déduit du rendement, en cible épaisse, de la réaction. Ce rendement est obtenu à l'aide de la fonction d'excitation tracée à partir de la surface d'une raie  $\gamma$  caractéristique de la résonance, enregistrée avec la diode Ge(Li).

(\*) Actuellement au Laboratoire National d'Oak Ridge, Tennessee, U. S. A.

3.2 MESURES DE VIES MOYENNES. — Les vies moyennes des états  $E_x = 3\,447$  et  $4\,642$  keV du  $^{29}\text{P}$  ont été déterminées en mesurant, entre  $0^\circ$  et  $90^\circ$ , l'atténuation du déplacement des raies  $\gamma$  dû à l'effet Doppler. Ce déplacement était mesuré par rapport aux raies  $\gamma$  de sources radioactives ( $^{40}\text{K}$ ,  $^{208}\text{Tl}$ ). Les cibles de Si naturel utilisées avaient une épaisseur suffisante pour que les ions de recul ralentissent uniquement dans la cible.

La vie moyenne de l'état étudié se déduit de la comparaison du facteur d'atténuation expérimental  $F$  (rapport du déplacement observé au déplacement maximum), au facteur d'atténuation  $F(\tau)$  calculé [13, 14] avec l'approximation de Blaugrund [15] pour la diffusion multiple. Les relations de Engelbertink [16] ont été utilisées pour calculer la contribution du ralentissement nucléaire au pouvoir d'arrêt des ions de recul.

3.3 MESURES DE DISTRIBUTIONS ANGULAIRES. — Les intensités des raies  $\gamma$ , enregistrées à l'aide du détecteur Ge(Li) de  $80\text{ cm}^3$  aux angles  $\theta = 0, 30, 55, 90^\circ$ , étaient normalisées à l'intensité des mêmes raies enregistrées dans la diode monitrice (Ge(Li) de  $60\text{ cm}^3$ ). Les corrections d'anisotropie pour chaque angle étaient effectuées à partir de la distribution angulaire de la transition  $1\,219(1/2^+) \rightarrow 0$  keV observée à la résonance  $E_p = 1\,020$  keV de la réaction  $^{34}\text{S}(p, \gamma)^{35}\text{Cl}$ .

Le spin de la cible étant  $J = 0$ , le seul paramètre intervenant dans l'analyse de distribution d'une transition est le mélange multipolaire  $\delta$  des radiations d'ordre  $L + 1$  et  $L$ . Les calculs que nous avons effectués utilisent la convention de phase de Rose et Brink [17]. De façon générale, l'analyse des distributions angulaires d'une cascade  $J_r \rightarrow J_i \rightarrow J_f$ , où les deux paramètres sont les mélanges multipolaires  $\delta_1$  et  $\delta_2$  des transitions primaire et secondaire, consiste à minimiser, pour chaque séquence de spin possible, la quantité :

$$Q^2(\delta_1, \delta_2) = \sum_t \sum_i P_i^t (N_i^t - \bar{N}_i^t)^2$$

où  $i$  représente l'angle de mesure,  $t$  la transition (primaire ou secondaire),  $N_i^t$  et  $\bar{N}_i^t$  le nombre d'événements enregistré et calculé compte tenu de l'angle solide du détecteur, et  $P_i^t$  les poids associés aux valeurs expérimentales. Les séquences de spins conduisant à des minima de  $Q^2$  supérieurs à la limite de probabilité de  $0,1\%$  ont été rejetées.

4. Résultats expérimentaux. — 4.1 NIVEAU  $E_x = 3\,447$  keV. — La résonance de capture radioactive associée à cet état résonnant a déjà été observée par Byrski [6] à  $E_p = 724,2 \pm 1,5$  keV. Afin de préciser les caractéristiques de ce niveau, notamment la vie moyenne, le schéma de désexcitation, et les probabilités de transitions électromagnétiques, l'étude de cette résonance a été effectuée à l'aide de cibles épaisses ( $50\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) de Si naturel.

La force de la résonance a été déduite de mesures absolues effectuées au cours de plusieurs expériences. La valeur moyenne  $S = 0,25 \pm 0,08$  meV [12] est plus faible que la valeur déjà mesurée

$$(S = 0,43 \pm 0,16 \text{ meV [6]}),$$

cependant ces deux mesures restent compatibles dans la limite des erreurs.

Les rapports d'embranchement de désexcitation  $\gamma$  de l'état  $E_x = 3\,447$  keV ont été mesurés à un angle de  $55^\circ$  par rapport à la direction du faisceau de protons incidents. Le niveau décroît à  $93 \pm 5\%$  vers l'état  $E_x = 1\,954$  keV et à  $7 \pm 5\%$  vers l'état  $E_x = 3\,105$  keV.

L'énergie d'excitation,  $E_x = 3\,447,0 \pm 0,8$  keV, déduite de mesures effectuées à  $90^\circ$ , et l'énergie de la résonance,  $E_p = 723,8 \pm 1,2$  keV, calculée à partir de la chaleur de la réaction ( $Q = 2\,748,2 \pm 0,8$  keV [6]) sont comparables aux résultats de Byrski [6]

$$(E_x = 3\,447,8 \pm 0,5 \text{ keV}, E_p = 724,2 \pm 1,5 \text{ keV}).$$

Les mesures de l'atténuation du déplacement de la raie  $3\,447 \rightarrow 1\,954$  keV conduisent à une vie moyenne  $\tau = 13_{-9}^{+7}$  fs.

TABLEAU I

Résultats expérimentaux obtenus aux résonances  $E_p = 724$  et  $1\,961$  keV de la réaction  $^{28}\text{Si}(p, \gamma)^{29}\text{P}$

$E_p$ (°) (keV)	$E_R$ (°) (keV)	$S = (2J + 1) \frac{\Gamma_p \Gamma_\gamma}{\Gamma}$ (meV)	Transition $E_i \rightarrow E_f$ (keV)	R.E.	Mesures d'effet Doppler		Mesures de distributions angulaires	
					$F(\tau)$	$\tau$ (fs)	$A_2$	$A_4$
$723,8 \pm 1,2$	$3\,447,0 \pm 0,8$	$0,25 \pm 0,08$	$3\,447 \rightarrow 1\,954$	$0,93 \pm 0,05$	$0,87 \pm 0,07$	$13_{-7}^{+9}$	$-0,41 \pm 0,04$	$0,00 \pm 0,07$
			$1\,954 \rightarrow 0$		$0,20 \pm 0,07$	$280 \pm 60$	$0,46 \pm 0,08$	$-0,19 \pm 0,11$
			$3\,447 \rightarrow 3\,105$	$0,07 \pm 0,05$				
$1\,961,6 \pm 1,0$	$4\,642,0 \pm 0,6$	$0,27 \pm 0,08$ (°)	$4\,642 \rightarrow 1\,954$	$0,87 \pm 0,07$	$0,75 \pm 0,08$	$52 \pm 20$	$0,42 \pm 0,09$	$-0,10 \pm 0,10$
			$4\,642 \rightarrow 3\,105$	$< 0,04$				
			$4\,642 \rightarrow 4\,081$	$0,13 \pm 0,07$				
			$1\,954 \rightarrow 0$		$0,23 \pm 0,09$	$250_{-100}^{+170}$ (°)		

(°) Energies calculées à partir de l'énergie de la transition  $E_R \rightarrow 1\,954$ , des valeurs de la chaleur de réaction [6] et de l'énergie  $E_x = 1\,954$ ,  $2 \pm 0,5$  keV de l'état  $J^\pi = 5/2^+$ .

(°) Ces valeurs tiennent compte des corrections de recul.

(°) Mesure relative à la résonance  $E_p = 2\,187$  keV,  $^{30}\text{Si}(p, \gamma)^{31}\text{P}$ ,  $S = 15 \pm 2$  eV [12].

(°) Une correction [10] a été effectuée pour tenir compte de la vie moyenne de l'état résonnant.

Les coefficients  $A_2$  et  $A_4$  du développement en polynômes de Legendre obtenus pour les distributions angulaires des transitions  $3\,447 \rightarrow 1\,954$  et  $1\,954 \rightarrow 0$  keV sont présentés dans le tableau I qui rassemble les résultats de nos mesures.

L'anisotropie de la distribution angulaire de la transition  $3\,447(J) \rightarrow 1\,954$  keV ( $5/2$ ) permet de rejeter le spin  $J = 1/2$ . L'analyse en  $Q^2(\delta)$  de cette même distribution permet aussi de rejeter le spin  $9/2$ .

La figure 1 présente, pour les différentes solutions  $J = 3/2-7/2$ , l'analyse en  $Q^2(\delta_1, \delta_2)$  de la cascade  $3\,447(J) \rightarrow 1\,954(5/2) \rightarrow 0$  keV ( $1/2$ ). Les mélanges multipolaires déduits de cette analyse sont présentés dans le tableau II.

4.2 NIVEAU  $E_x = 4\,642$  keV. — De nouveaux états excités du noyau  $^{29}\text{P}$  ont été mis en évidence dans la région  $E_x \simeq 5$  MeV par Detorie [8] à l'aide de la réaction  $^{32}\text{S}(p, \alpha)^{29}\text{P}$ . Le premier de ces niveaux est à  $E_x = 4\,641 \pm 3$  keV et une comparaison des états d'énergie des noyaux  $^{29}\text{Si}$ - $^{29}\text{P}$  montre que c'est un candidat possible aux spins et parités  $9/2^+$ ,  $9/2^-$  dans le  $^{29}\text{P}$ .

Une première recherche de la résonance de capture radiative ( $E_p \simeq 1\,960$  keV) peuplant l'état  $E_x = 4\,642$  keV, effectuée à l'aide de deux détecteurs NaI placés en coïncidence, s'est avérée infructueuse. Une cible épaisse de Si naturel ultra pur et un détecteur Ge(Li) de  $80\text{ cm}^3$  ont alors été utilisés pour enregistrer les spectres directs des rayonnements  $\gamma$  émis pour des énergies de protons variant par pas de 3 keV dans le domaine  $E_p \simeq 1\,960$  keV. La fonction d'excitation de la transition  $4\,642 \rightarrow 1\,954$  keV a été déduite des surfaces des raies  $\gamma$  enregistrées à  $55^\circ$ , pour une charge déposée de 0,5 C. La cible était contrôlée après chaque statistique à l'aide du détecteur NaI à la résonance  $E_p = 1\,941$  keV de la réaction  $^{30}\text{Si}(p, \gamma)^{31}\text{P}$ . La figure 2 présente cette fonction d'excitation de même que celles des transitions  $\gamma_0$  et  $\gamma_1$ , dues à la capture directe de protons dans le  $^{28}\text{Si}$ , et celle de la transition  $677 \rightarrow 0$  keV, due à la réaction  $^{29}\text{Si}(p, \gamma)^{30}\text{P}$  qui présente une résonance large ( $\Gamma = 3$  keV) à  $E_p = 1\,968,6 \pm 0,5$  keV [7]. L'appartenance de la résonance observée à la réaction  $^{28}\text{Si}(p, \gamma)^{29}\text{P}$  a été vérifiée en remesurant la fonction d'excitation avec une cible mince de  $^{28}\text{Si}$  enrichi (Fig. 2). La résonance

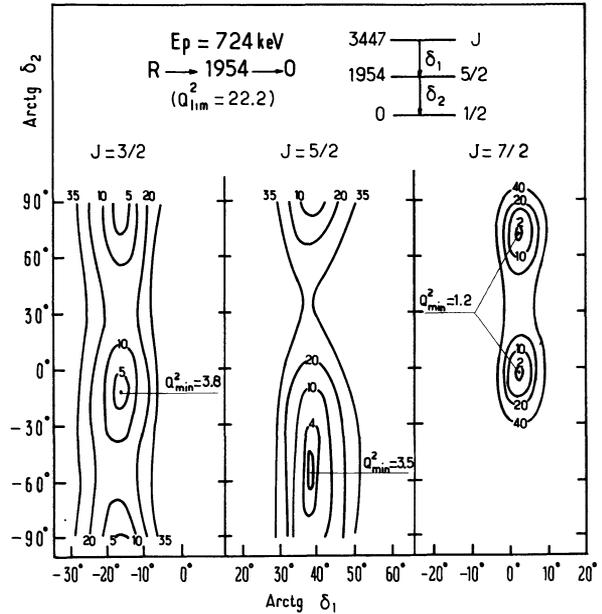


FIG. 1. — Résonance  $E_p = 724$  keV, analyse en  $Q^2(\delta_1, \delta_2)$  des transitions  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$  de la cascade  $3\,447 \rightarrow 1\,954 \rightarrow 0$  keV.

$E_p = 1\,941,3 \pm 1,2$  keV [7] de la réaction  $^{30}\text{Si}(p, \gamma)^{31}\text{P}$  a été utilisée comme référence pour calculer l'énergie de la résonance de capture radiative du  $^{28}\text{Si}$  :

$$E_p = 1\,961,5 \pm 2 \text{ keV} .$$

La force de cette dernière résonance

$$S = (2,7 \pm 0,8) \times 10^{-4} \text{ eV} ,$$

a été mesurée par rapport à la force de la résonance  $E_p = 2\,187$  keV de la réaction

$$^{30}\text{Si}(p, \gamma)^{31}\text{P} (S = 15 \pm 2 \text{ eV} [12]) .$$

La limite obtenue pour la force de la résonance  $^{28}\text{Si}(p, p_1)^{28}\text{Si}^* (E_p = 1\,961 \text{ keV})$ ,

$$S = (2J + 1) \Gamma_p \Gamma_{p_1} / \Gamma < 10^{-4} \text{ eV} ,$$

conduit à une limite supérieure pour la largeur partielle  $\Gamma_{p_1}$  de l'état  $E_x = 4\,642$  keV :  $\Gamma_{p_1} < 0,5 \Gamma$ .

L'énergie de l'état  $E_x = 1\,954,2 \pm 0,5$  keV étant déduite des mesures effectuées aux résonances  $E_p = 724$  et  $1\,961$  keV, l'énergie de l'état résonnant  $E_x = 4\,642,0 \pm 0,6$  keV a été déterminée par rapport à l'énergie de la raie  $\gamma$  de référence d'une source de  $^{208}\text{Tl} (E_x = 2\,614,71 \pm 0,05 \text{ keV} [18])$ .

TABLEAU II

Mélanges multipolaires des transitions  $3\,447 \rightarrow 1\,954$ ,  $1\,954 \rightarrow 0$  et  $4\,642 \rightarrow 1\,954$  keV mesurées aux résonances  $E_p = 724$  et  $1\,961$  keV

$E_p$ (keV)	Transition $E_i(J_i) \rightarrow E_f(J_f)$ (keV)	$\delta$			
		$J = 3/2$	$J = 5/2$	$J = 7/2$	$J = 9/2$
724	$3\,447(J) \xrightarrow{\delta_1} 1\,954(5/2)$	$-0,27^{+0,02}_{-0,07}$	$0,78 \pm 0,06$	$0,04 \pm 0,02$	
	$1\,954(5/2) \xrightarrow{\delta_2} 0(1/2)$	$-0,20 \pm 0,17$ > 3	$-1,4^{+0,8}_{-4,3}$	$-0,04 \pm 0,07$ $3,3^{+0,7}_{-0,6}$	
1 961	$4\,642(J) \rightarrow 1\,954(5/2)$	$0,8^{+0,5}_{-0,3}$	$-1,5^{+0,2}_{-0,3}$ $0,03 \pm 0,08$	$-0,36^{+0,04}_{-0,08}$	$-0,03^{+0,04}_{-0,06}$ $ \delta  > 14$

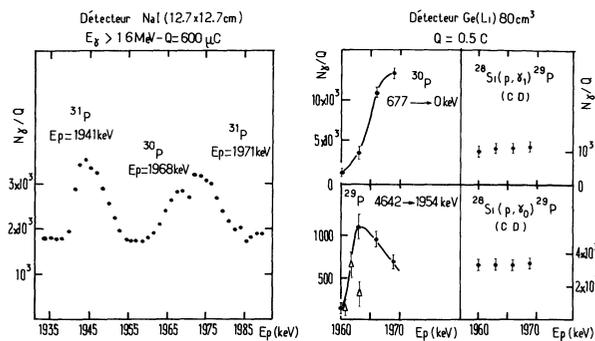


FIG. 2. — Fonction d'excitation des réactions  $\text{Si}(p, \gamma)\text{P}$  en cible de Si naturel dans le domaine d'énergie  $E_p \approx 1960$  keV. Dans l'encart concernant la fonction d'excitation de la transition  $4\,642 \rightarrow 1\,954$  keV du  $^{29}\text{P}$  les points résultent de mesures en cibles de Si naturel et les triangles de mesures avec une cible de  $\text{SiO}_2$  mince ( $^{28}\text{Si}$  enrichi).

Les caractéristiques principales du niveau  $E_x = 4\,642$  keV du  $^{29}\text{P}$  sont résumées dans le tableau I. Le schéma de désexcitation est déduit de l'analyse des spectres enregistrés à  $55^\circ$  à l'aide du détecteur Ge(Li) ( $80\text{ cm}^3$ ) et la vie moyenne ( $\tau = 52 \pm 20$  fs) de mesures de l'atténuation du déplacement dû à l'effet Doppler.

Notons que l'étude du déplacement des raies  $\gamma_0$  et  $\gamma_1$  attribuées à la capture directe de protons dans  $^{28}\text{Si}$  conduit aux facteurs d'atténuation suivants :

$$F(\gamma_0) = 0,96 \pm 0,04 \text{ et } F(\gamma_1) = 1,01 \pm 0,07,$$

de sorte, qu'en accord avec l'analyse de la fonction d'excitation (Fig. 2), les transitions  $\gamma_0$  et  $\gamma_1$  ne peuvent être attribuées à la désexcitation de l'état résonnant  $E_x = 4\,642$  keV.

L'importance du coefficient  $A_2$  de la transition  $4\,642 \rightarrow 1\,954$  keV permet de rejeter le spin  $1/2$  pour l'état  $E_x = 4\,642$  keV. L'analyse en  $Q^2(\delta)$  de cette même transition ne permet d'éliminer aucun des spins  $J = 3/2-9/2$ . L'analyse de la distribution de la transition  $1\,954 \rightarrow 0$  keV n'a pu être effectuée, cette transition ayant sensiblement la même énergie que la transition  $\gamma_1$  due à la capture directe de protons dans  $^{16}\text{O}$ . Le tableau II rassemble les mélanges multipolaires obtenus pour la transition  $4\,642 \rightarrow 1\,954$  keV dans les différentes hypothèses de spin  $J = 3/2-9/2$ .

**5. Discussion.** — 5.1 SPIN ET PARITÉ DES ÉTATS  $E_x = 3\,447$  et  $4\,642$  keV. — 5.1.1 Niveau  $E_x = 3\,447$  keV. — L'analyse des distributions angulaires des transitions  $3\,447(J) \rightarrow 1\,954(5/2)$  et  $1\,954(5/2) \rightarrow 0$  keV ( $1/2$ ) conduit aux solutions  $J = 3/2-7/2$ . Cependant les spins  $J = 3/2$  et  $5/2$  doivent être rejetés par l'importance des éléments de matrice réduits  $|M(M3)|^2$  mis alors en jeu pour la transition  $1\,954 \rightarrow 0$  keV; en outre le niveau  $E_x = 3\,447$  keV est alimenté par transfert  $l = 3$  dans la réaction  $^{28}\text{Si}(^3\text{He}, d)$  [2], le spin et la parité de cet état sont donc  $J^\pi = 7/2^-$ . Le mélange multipolaire obtenu pour la transition  $3\,447(7/2) \rightarrow 1\,954(5/2)$  est  $\delta = 0,04 \pm 0,02$ .

Le niveau  $E_x = 3\,447$  keV ne peut se désexciter que par les voies proton ou  $\gamma$ . La connaissance de la largeur totale du niveau et de la force de la résonance permet de déterminer la largeur radiative. Deux solutions sont alors possibles,

$$\Gamma_\gamma = (3,1 \pm 1,0) \times 10^{-5} \text{ eV et } (5 \pm 3) \times 10^{-2} \text{ eV}.$$

Cette dernière valeur est très peu probable car elle conduirait, pour la transition  $3\,447 \rightarrow 1\,954$  keV, à un élément de matrice réduit trop élevé

$$(|M(M2)|^2 = 54 \pm 30 \text{ uW}).$$

La seule solution retenue,  $\Gamma_\gamma = (3,1 \pm 1,0) \times 10^{-5}$  eV, conduit, pour cette même transition, aux éléments de matrice réduits suivants :

$$|M(E1)|^2 = (1,4 \pm 0,4) \times 10^{-5} \text{ uW}$$

et

$$|M(M2)|^2 = (3,4 \pm 1,1) \times 10^{-2} \text{ uW}.$$

5.1.2 Niveau  $E_x = 4\,642$  keV. — Les mesures de distributions angulaires ne permettent pas de rejeter une des solutions de spin  $J = 3/2-9/2$ .

La vie moyenne mesurée pour ce niveau conduit à une largeur  $\Gamma = 12 \pm 4$  meV. Cette valeur, ainsi que la mesure de la force de la résonance de capture radiative et la limite obtenue pour la résonance de diffusion inélastique permettent d'estimer la largeur radiative du niveau  $E_x = 4\,642$  keV. Deux solutions ( $\Gamma_\gamma^a$  et  $\Gamma_\gamma^b$ ) sont alors possibles. Cependant, compte tenu de l'énergie de protons considérée ( $E_p = 1\,961$  keV) et des pénétrabilités de la barrière coulombienne, la largeur partielle  $\Gamma_{p1}$  est certainement très inférieure à la largeur partielle  $\Gamma_{p0}$ . Dans ces conditions, les deux largeurs radiatives possibles sont :

$$\Gamma_\gamma^a = \frac{S}{2J+1} \text{ et } \Gamma_\gamma^b = \Gamma.$$

Les éléments de matrice réduits (ou leurs limites) des transitions  $4\,642 \rightarrow 4\,081$  et  $4\,642 \rightarrow 1\,954$  keV évalués pour chacune des solutions  $\Gamma_\gamma^a$ ,  $\Gamma_\gamma^b$ , et pour chaque hypothèse de spin de l'état résonnant conduisent à rejeter le spin et la parité  $J^\pi = 3/2^-$  par l'importance de l'élément de matrice  $|M(M2)|^2$  mis en jeu pour la transition  $4\,642 \rightarrow 4\,081$  keV; et, dans l'hypothèse d'un spin  $J = 9/2$ , seul le mélange multipolaire  $\delta = -0,03_{-0,06}^{+0,04}$  est à retenir pour la transition  $4\,642 \rightarrow 1\,954$  keV.

Si l'étude de la résonance de capture radiative à  $E_p = 1\,961$  keV ne permet pas de déterminer de façon unique le spin et la parité du niveau  $E_x = 4\,642$  keV, une comparaison des états des noyaux miroirs  $^{29}\text{Si}$ - $^{29}\text{P}$  apporte des informations supplémentaires.

5.2 COMPARAISON DES CARACTÉRISTIQUES DES NIVEAUX DANS  $^{29}\text{Si}$  ET  $^{29}\text{P}$ . — Une étude des schémas de désexcitation  $\gamma$  et des forces des résonances de la réaction  $^{28}\text{Si}(p, \gamma)^{29}\text{P}$  a été effectuée. Les résultats, récapitulés dans la figure 3, sont en bon accord avec des travaux antérieurs [6, 7]. Nous avons pu cependant déterminer, au cours de ces expériences, les largeurs radiatives de certains états non liés du  $^{29}\text{P}$ ; en particu-

lier, pour les états  $E_x = 3\ 105$  et  $4\ 081$  keV, le bilan entre l'alimentation et la désexcitation  $\gamma$  de ces niveaux aux résonances  $E_p = 1\ 381$  et  $1\ 961$  keV conduit à une largeur radiative comparable à la largeur totale.

La comparaison des caractéristiques des noyaux  $^{29}\text{Si}$ - $^{29}\text{P}$  (Fig. 3) montre que si les états miroirs de parité positive ont sensiblement la même énergie (à  $\sim 100$  keV près), les états de parité négative présentent des différences d'énergie plus importantes. Par ailleurs, les schémas de désexcitation  $\gamma$  des états analogues sont très similaires, tant en ce qui concerne les états de parité positive que les états de parité négative.

Les éléments de matrice réduits des transitions électromagnétiques dans  $^{29}\text{P}$  ont été calculés à partir de nos résultats et des mélanges multipolaires et vies moyennes donnés dans les références [6, 7]. Les transitions de multipolarité E1 des premiers états de parité négative du  $^{29}\text{Si}$  et du  $^{29}\text{P}$  sont comparées dans le tableau III. Si, dans tous les cas, ces transitions sont, comme attendu [19], ralenties, les intensités de ces transitions miroirs sont sensiblement différentes. Ce phénomène peut être dû simplement [20] au fait que ces états ne sont pas liés dans le  $^{29}\text{P}$ .

Les éléments de matrice réduits des transitions miroirs pour les premiers états de parité positive sont résumés dans le tableau IV. De même que les énergies de ces états sont à peu près comparables, les transitions de multipolarité E2 ou M1 sont, compte tenu des

TABLEAU III

Comparaison des transitions miroirs des états de parité négative dans  $^{29}\text{Si}$  et  $^{29}\text{P}$

$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$ ( $^\circ$ )	$ M(E1) ^2$ (uW)	
	$^{29}\text{P}$	$^{29}\text{Si}$ ( $^\circ$ )
$7/2^- \rightarrow 5/2^+$	$(1,4 \pm 0,4) \times 10^{-5}$	$(5,4 \pm 0,4) \times 10^{-5}$
$\rightarrow 5/2_2^+$	$(0,9 \pm 0,7) \times 10^{-4}$	$(1,3 \pm 0,2) \times 10^{-4}$
$3/2^- \rightarrow 1/2^+$	$(2,9 \pm 0,8) \times 10^{-2}$ ( $^\circ$ )	$(6,6 \pm 1,0) \times 10^{-3}$
$\rightarrow 3/2_1^+$	$(4,8 \pm 1,2) \times 10^{-3}$ ( $^\circ$ )	$(8,6 \pm 2,2) \times 10^{-4}$

( $^\circ$ ) Les énergies des états de parité négative sont respectivement :

$^{29}\text{P}$ ,  $7/2^- E_x = 3,4$  MeV,  $3/2^- E_x = 4,3$  MeV ;

$^{29}\text{Si}$ ,  $7/2^- E_x = 3,6$  MeV,  $3/2^- E_x = 4,9$  MeV .

Se reporter à la figure 3 pour les énergies des états de parité positive.

( $^\circ$ ) Les éléments de matrice réduits sont calculés à partir des données expérimentales de la référence [7].

( $^\circ$ ) Valeurs déduites de la largeur radiative calculée à partir de la force que nous avons mesurée pour cette résonance

$$S = (6,4 \pm 1,6) \text{ eV} .$$

incertitudes expérimentales, sensiblement équivalentes, et ceci même pour les états non liés du  $^{29}\text{P}$ .

La comparaison des caractéristiques des états du  $^{29}\text{Si}$  et du  $^{29}\text{P}$  permet de suggérer que l'état  $E_x = 4\ 642$  keV du  $^{29}\text{P}$  est probablement le premier état  $9/2^+$  de ce noyau. En effet, les hypothèses  $J^\pi = 5/2^+$ ,  $7/2^+$ ,  $3/2^+$  pour l'état  $E_x = 4\ 642$  keV sont improbables, ces états étant déjà identifiés dans

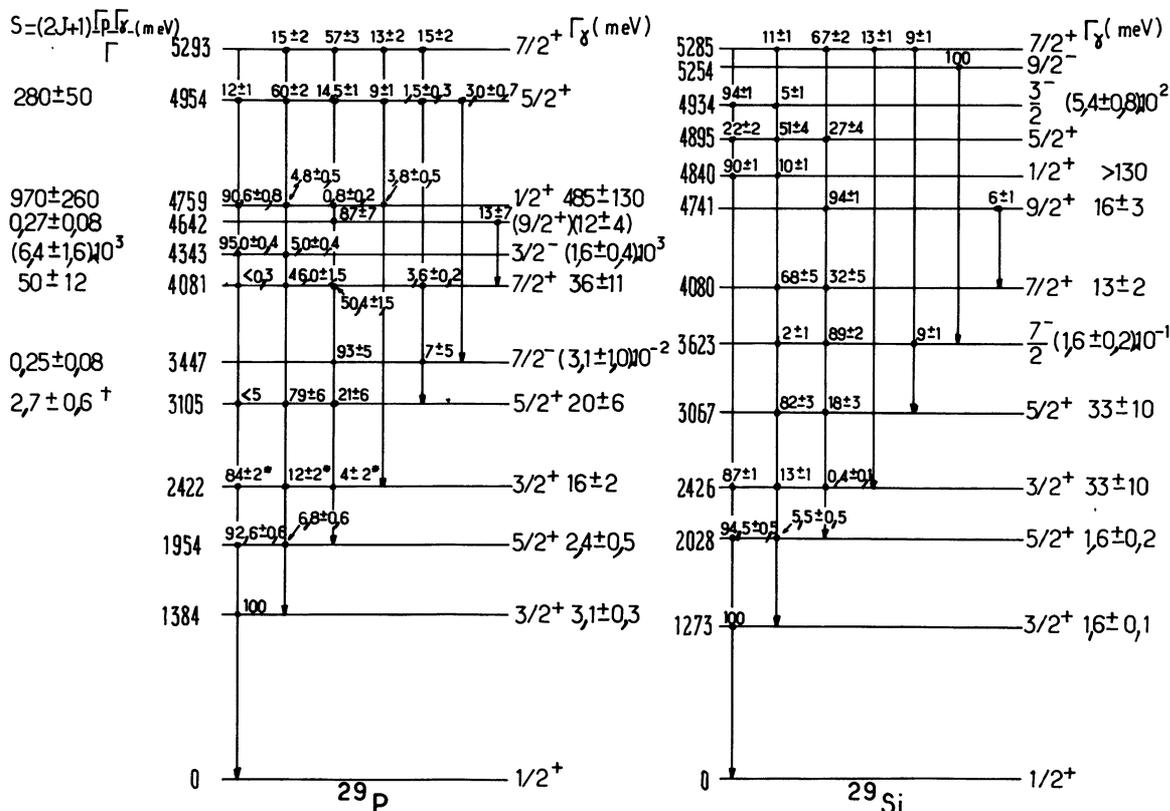


TABLEAU IV

Comparaison des transitions miroirs des états de parité positive dans  $^{29}\text{Si}$  et  $^{29}\text{P}$

Transition $J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	$ M(E2) ^2$ (uW)		$ M(M1) ^2$ ( $10^{-2}$ uW)	
	$^{29}\text{P}$	$^{29}\text{Si}$ (a)	$^{29}\text{P}$	$^{29}\text{Si}$ (a)
$3/2_1^+ \rightarrow 1/2_1^+$	$4,0 \pm 0,4$	$4,8 \pm 0,6$	$5,4 \pm 0,5$	$3,7 \pm 0,3$
$5/2_1^+ \rightarrow 1/2_1^+$	$18 \pm 4$	$10 \pm 1$		
$\rightarrow 3/2_1^+$	$12 \pm 4$	$< 0,3$	$4 \pm 1$	$1,0 \pm 0,2$
$3/2_2^+ \rightarrow 1/2_1^+$	$1,6 \pm 0,2$	$5 \pm 2$	$4,3 \pm 0,5$	$9 \pm 2$
$\rightarrow 3/2_1^+$	$8 \pm 3$	$< 14$	$8,1 \pm 1,7$	$13 \pm 3$
$5/2_2^+ \rightarrow 3/2_1^+$	$14 \pm 4$	$22 \pm 7$	$14 \pm 4$	$21 \pm 6$
$\rightarrow 5/2_1^+$	$< 480$	$< 7$	$< 13$	$25 \pm 9$
$7/2_1^+ \rightarrow 3/2_1^+$	$26 \pm 8$	$12 \pm 2$		
$\rightarrow 5/2_1^+$	$1,6 \pm 0,5$	$0,13 \pm 0,03$	$9 \pm 3$	$2,3 \pm 0,5$
$9/2_1^+ \rightarrow 5/2_1^+$	$(16 \pm 5)^{(b)}$	$25 \pm 5$		
$\rightarrow 7/2_1^+$	$(< 7 \times 10^3)^{(b)}$	$< 2 \times 10^3$	$(\lesssim 40)^{(b)}$	$\lesssim 16$

(a) Les éléments de matrice réduits sont calculés à partir des données expérimentales de la référence [7].

(b) Se reporter au texte.

les deux noyaux miroirs à respectivement  $E_x = 4,9$ ;  $5,3$  et  $5,9$  MeV (Fig. 3 et réf. [7]); de plus, dans ces hypothèses de spin, le schéma de désexcitation  $\gamma$  de ce niveau est très différent de ceux du  $^{29}\text{Si}$ . Le décalage en énergie nécessaire pour identifier l'état  $E_x = 4\,642$  keV du  $^{29}\text{P}$  à un état  $J^\pi = 5/2^-, 7/2^-$  du  $^{29}\text{Si}$  ( $E_x > 6,1$  MeV) est trop important; enfin, l'hypothèse  $J^\pi = 9/2^-$  est infirmée par le mode de désexcitation  $\gamma$  de ce niveau. Dans la seule hypothèse restante,  $J^\pi = 9/2^+$ , les caractéristiques de l'état  $E_x = 4\,642$  keV sont comparables à celles de l'état  $E_x = 4\,741$  keV ( $J^\pi = 9/2^+$ ) du  $^{29}\text{Si}$ , tant en ce qui concerne l'énergie que le schéma de décroissance  $\gamma$ . Dans ces conditions deux largeurs radiatives sont possibles :

$$\Gamma_\gamma^a = (2,7 \pm 0,8) \times 10^{-2} \text{ meV} \text{ ou } \Gamma_\gamma^b = 12 \pm 4 \text{ meV}.$$

Seule la dernière valeur conduit à un élément de matrice réduit E2, pour la transition  $9/2^+ \rightarrow 5/2_1^+$ , comparable à celui du noyau miroir :

$$|M(E2)|^2 = 16 \pm 5 \text{ uW}$$

pour le  $^{29}\text{P}$  et  $23 \pm 5$  uW pour le  $^{29}\text{Si}$ .

**6. Conclusion.** — L'analyse des mesures effectuées aux résonances  $E_p = 724$  et  $1\,961$  keV de la réaction  $^{28}\text{Si}(p, \gamma)^{29}\text{P}$  a permis d'établir que l'état

$$E_x = 3\,447 \text{ keV},$$

alimenté par transfert  $l = 3$  dans la réaction  $^{28}\text{Si}(^3\text{He}, d)^{29}\text{P}$ , a pour spin et parité  $J^\pi = 7/2^-$  et que l'état  $E_x = 4\,642$  keV a pour spin et parité  $J^\pi = 3/2^+, 5/2, 7/2, 9/2$ .

L'identification de ce dernier niveau à un état  $9/2^+$  est favorisée par la comparaison des caractéristiques des états des noyaux miroirs. Des mesures de corrélation angulaire  $\gamma\text{-}\gamma$  ou plus probablement  $\alpha\text{-}\gamma$  devraient permettre d'établir de façon définitive le spin de cet état.

La recherche du premier état  $9/2^-$  et du deuxième état  $9/2^+$  dans le  $^{29}\text{P}$  semble plus délicate, ces niveaux étant probablement situés dans le domaine d'énergie ( $E_x = 5$  à  $5,6$  MeV) où la diffusion inélastique devient importante et où la réaction de capture radiative présente des résonances larges.

Les auteurs tiennent à remercier M. F. Leccia pour l'étroite collaboration qu'il a apportée à la réalisation de ce travail.

#### Bibliographie

- [1] EJIRI, H. *et al.*, *J. Phys. Soc. Japan* **21** (1966) 2110.
- [2] EJIRI, H. *et al.*, *Nucl. Phys.* **59** (1964) 625.
- [3] BELOTE, T. A., KASHY, E. et RISSER, J. R., *Phys. Rev.* **122** (1961) 920.
- [4] VORONA, J., OLNESS, J. W., HAEBERLI, W. et LEWIS, H. W., *Phys. Rev.* **116** (1959) 1563.
- [5] EJIRI, H. *et al.*: *Nucl. Phys.* **52** (1964) 561.
- [6] BYRSKI, T. *et al.*, *Nucl. Phys. A* **223** (1974) 125.
- [7] ENDT, P. M. et VAN DER LEUN, C., *Nucl. Phys. A* **214** (1973) 1.
- [8] DETORIE, N. A., GROSS, J. D., ROLLEFSON, A. A. et BROWNE, C. P., *Phys. Rev. C* **10** (1974) 991.
- [9] HUBERT, P. *et al.*, *Nucl. Phys. A* **195** (1972) 485 et 502.
- [10] HUBERT, P., Thèse Université de Bordeaux (1972).
- [11] ALÉONARD, M. M., BOURSQUOT, C., HUBERT, P. et MENNATH, P., *Phys. Lett.* **49 B** (1974) 40.
- [12] BOURSQUOT, C., Thèse 3<sup>e</sup> cycle, Université de Bordeaux (1974).
- [13] THIBAUD, J. P., Thèse, Université de Bordeaux (1970).
- [14] ALÉONARD, M. M. *et al.*, *Nucl. Phys. A* **146** (1970) 90.
- [15] BLAUGRUND, A. E., *Nucl. Phys.* **88** (1966) 501.
- [16] ENGELBERTINK, G. A. P., LINDEMAN, H. et JACOBS, M. J. N., *Nucl. Phys. A* **107** (1968) 305.
- [17] ROSE, H. J. et BRINK, D. M., *Rev. Mod. Phys.* **39** (1967) 306.
- [18] GUNNINK, R., MEYER, R. A., NIDAY, J. B. et ANDERSON, R. P., *Nucl. Instrum. Methods* **65** (1968) 26.
- [19] ENDT, P. M. et VAN DER LEUN, C., *Nucl. Data Tables* **13** (1974) 67; *Nucl. Phys. A* **235** (1974) 27.
- [20] WARBURTON, E. K. et WENESER, J., *Isospin in Nuclear Physics* (ed. Wilkinson, D. M., North-Holland, Amsterdam), 1969, p. 173.