



**HAL**  
open science

## États de $^{40}\text{Ca}$ excités jusqu'à 9 MeV

A. Tellez, H. Ronsin, R. Ballini, I. Fodor

► **To cite this version:**

A. Tellez, H. Ronsin, R. Ballini, I. Fodor. États de  $^{40}\text{Ca}$  excités jusqu'à 9 MeV. Journal de Physique, 1973, 34 (4), pp.281-293. 10.1051/jphys:01973003404028100 . jpa-00207382

**HAL Id: jpa-00207382**

**<https://hal.science/jpa-00207382v1>**

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

## ÉTATS DE $^{40}\text{Ca}$ EXCITÉS JUSQU'À 9 MeV

A. TELLEZ (\*), H. RONSIN, R. BALLINI et I. FODOR

Département de Physique Nucléaire  
 CEN Saclay, B P n° 2, 91190 Gif-sur-Yvette

(Reçu le 5 juin 1972, révisé le 19 octobre 1972)

**Résumé.** — Les réactions  $^{40}\text{Ca}(p, p' \gamma)^{40}\text{Ca}$ ,  $^{39}\text{K}(^3\text{He}, d\gamma)^{40}\text{Ca}$ ,  $^{36}\text{Ar}(^7\text{Li}, t)^{40}\text{Ca}$  et  $^{36}\text{Ar}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}\gamma)^{40}\text{Ca}$ , observées respectivement à des énergies incidentes de 12, 18, 28 et 58 MeV, permettent une étude systématique des rapports d'embranchement électromagnétique, des vies moyennes et de la formation des états de  $^{40}\text{Ca}$  excités jusqu'à une énergie de 9 MeV. Des critères simples, mais applicables à tous les niveaux étudiés, conduisent à une classification des états de  $^{40}\text{Ca}$  en quatre groupes ayant chacun une structure prédominante déterminée. Cette classification, fondée essentiellement sur des arguments qualitatifs, est justifiée par l'accord raisonnable entre les propriétés expérimentales des niveaux qui constituent un groupe et les prévisions théoriques des modèles adaptés à la description de ce groupe.

**Abstract.** — The reactions  $^{40}\text{Ca}(p, p' \gamma)^{40}\text{Ca}$ ,  $^{39}\text{K}(^3\text{He}, d\gamma)^{40}\text{Ca}$ ,  $^{36}\text{Ar}(^7\text{Li}, t)^{40}\text{Ca}$  and  $^{36}\text{Ar}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}\gamma)^{40}\text{Ca}$  were studied at incident energies of 12, 18, 28 and 58 MeV respectively, using solid state detector telescopes for charged particles and INa and Ge-Li detectors for coincident gamma rays. This allows a systematic study of the gamma branching ratios, lifetimes and excitation properties of the  $^{40}\text{Ca}$  states up to 9 MeV, leading to the classification of these states into four groups with well defined structures: one particle-one hole, two particles-two holes,  $(2n+1)$  particles- $(2n+1)$  holes,  $2n$  particles- $2n$  holes. The experimental properties of these groups are compared with theoretical predictions. The agreement is generally good.

1. **Introduction.** — La sélection expérimentale, dans un noyau donné, d'états finals  $|f\rangle$  ayant une structure prédominante particulière, se fait le plus souvent à l'aide de réactions de transfert ou de retrait d'un ou plusieurs nucléons à une cible appropriée, d'état  $|i\rangle$ . Si  $|n\rangle$  représente l'état des nucléons transférés ou soustraits à la cible, ces réactions permettent en principe de déterminer les quantités  $|\langle i \times n | f \rangle|^2$  appelées facteurs spectroscopiques, qui mesurent le recouvrement des états finals considérés avec un état plus ou moins fictif constitué par le couplage des états  $|i\rangle$  et  $|n\rangle$ . Autrement dit, ces facteurs spectroscopiques devraient mesurer l'importance des structures particulières du type  $|i \times n\rangle$  dans les états  $|f\rangle$ . Cependant, ils sont évalués à l'aide d'un modèle (et donc fonction des paramètres de ce modèle); de plus, l'état  $|i \times n\rangle$  est souvent mal connu ou irréalisable expérimentalement. Enfin, ils ne donnent aucun renseignement sur la contribution dans  $|f\rangle$  des configurations autres que celles décrites approximativement par des états du type  $|i \times n\rangle$ , ce qui interdit tout classement significatif à partir d'une réaction donnée

pour les niveaux ayant des facteurs spectroscopiques trop faibles dans cette réaction.

Les probabilités de transitions électromagnétiques réduites entre deux états  $|f_1\rangle$  et  $|f_2\rangle$ , si elles ne reflètent pas directement leurs structures, dépendent par contre de leur lien de parenté et sont très sensibles au détail des composantes qui interviennent dans ces états:  $B = k |\langle f_1 | T | f_2 \rangle|^2$ . L'opérateur de transition  $T$  est l'un des mieux connus actuellement et les quantités  $B$  sont donc, à l'inverse des facteurs spectroscopiques, des mesures qui dépendent principalement des caractéristiques quantiques des états  $|f\rangle$ . D'autre part, la nature essentiellement à un corps de l'opérateur  $T$  peut suffire (en dehors de toute forme explicite) pour obtenir des renseignements sur les structures comparées des états étudiés. Il peut ainsi être possible de répartir ceux-ci en plusieurs ensembles, constitués chacun de niveaux ayant des structures semblables. Par structures semblables, il faut comprendre des structures qui engendrent toutes le même genre de transition (multi-polarité et intensité) vers un certain nombre d'états particuliers. Si, d'autre part, les structures les plus probables de ces derniers sont connues, la nature à un corps de l'opérateur  $T$  peut permettre d'assigner à chaque ensemble formé une structure

(\*) Faculté des Sciences d'Orléans, 45-Orléans (02).

prédominante déterminée. Lorsque les facteurs spectroscopiques correspondant à certains de ces ensembles sont accessibles expérimentalement, il est possible de vérifier en partie la cohérence du classement entrepris en considérant par exemple, pour chaque ensemble, les valeurs moyennes de ces facteurs spectroscopiques.

En fait, il existe peu de noyaux dans lesquels les probabilités de transition soient connues pour un nombre de niveaux tel qu'il soit possible d'en faire une étude systématique. Il faut donc se contenter, dans une première étape, des rapports d'embranchement et des vies moyennes que les récents développements des moyens de détection et d'enregistrement des données rendent accessibles expérimentalement pour un nombre important de niveaux. En particulier, dans  $^{40}\text{Ca}$ , la faible densité d'états excités permet l'étude de leurs propriétés électromagnétiques jusqu'à 9 MeV d'excitation, et on peut s'attendre à ce que ces propriétés soient relativement simples et susceptibles de conduire à une classification telle que celle évoquée précédemment. En effet, dans ce noyau, les transitions entre la plupart des états de parité négative et des états de parité positive sont probablement à plusieurs corps et les transitions électromagnétiques correspondantes doivent donc être défavorisées, ce qui a pour effet de clarifier le schéma général de désexcitation.

Après un bref exposé des méthodes expérimentales utilisées, deux parties constituent la suite de l'article. La première partie rassemble les résultats expérimentaux obtenus sur les états de  $^{40}\text{Ca}$  excités jusqu'à environ 9 MeV : énergies d'excitation, rapports d'embranchement électromagnétique, vies moyennes, propriétés d'excitation dans les réactions ( $^3\text{He}$ ,  $d\gamma$ ), ( $^7\text{Li}$ ,  $t$ ) et ( $^{16}\text{O}$ ,  $^{12}\text{C}\gamma$ ). Ces résultats sont utilisés dans la seconde partie pour tenter de répartir les états de  $^{40}\text{Ca}$  entre différents groupes, sur la base de critères simples applicables à tous les états considérés. Ces critères sont : l'existence (ou non-existence) de rapports d'embranchement électromagnétique appréciables ( $> 10\%$ ) vers quelques états de référence dont les structures prédominantes sont assez bien connues, et l'excitation (ou non-excitation) dans les réactions de transfert étudiées. La justification de ce procédé de classement systématique mais qualitatif ainsi que celle des critères retenus apparaissent, *a posteriori*, lorsqu'ils permettent de reporter sans ambiguïté tous les niveaux étudiés entre quatre groupes ayant chacun un caractère bien défini, et que les principales caractéristiques de ces groupes sont en accord raisonnable avec les prévisions des modèles adaptés à leur description.

**2. Méthodes et performances expérimentales.** — Les réactions  $^{40}\text{Ca}(p, p' \gamma)^{40}\text{Ca}$ ,  $^{39}\text{K}(^3\text{He}, d\gamma)^{40}\text{Ca}$ ,  $^{36}\text{Ar}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}\gamma)^{40}\text{Ca}$  et  $^{36}\text{Ar}(^7\text{Li}, t)^{40}\text{Ca}$  (énergies incidentes respectives : 12, 18, 58 et 28 MeV) ont été étudiées à Saclay auprès de l'accélérateur Van de Graaff Tandem du Service de Physique Nucléaire à Basse Energie. La notation (a, b $\gamma$ ) signifie observation des phénomènes coïncidents entre particules chargées b

et rayonnement gamma de désexcitation des niveaux de  $^{40}\text{Ca}$  produits par la réaction (a, b).

La réaction  $^{40}\text{Ca}(p, p' \gamma)^{40}\text{Ca}$  (dont les sections efficaces à 12 MeV sont relativement importantes) permet d'observer tous les niveaux déjà connus par diverses réactions et d'en révéler de nouveaux. Elle fournit les schémas de désexcitation et les vies moyennes de la plupart d'entre eux. Les réactions de transfert sont, si possible, étudiées en coïncidence avec les rayonnements de désexcitation. En effet, dans ces expériences, la résolution en énergie des systèmes de détection de particules chargées est souvent insuffisante ; l'identité de la plupart des états excités ne peut alors être connue de façon certaine que par l'intermédiaire de leurs propriétés de désexcitation, retrouvées dans les listes établies à l'aide de la réaction (p, p'  $\gamma$ ).

L'ensemble du système de détection est décrit en détail par ailleurs [1]. Chaque événement physique ayant donné lieu à une coïncidence entre les détecteurs de particules chargées et les détecteurs de rayonnements gamma est traduit par une information numérique, analysé par un dispositif multiparamétrique et inscrit sur une bande magnétique. La lecture différée de cette bande magnétique permet d'obtenir, à partir des informations individuelles, des résultats qu'il apparaît inopportun ou impossible d'obtenir en temps réel [2]. Les détecteurs solides (Si) de particules chargées (télescopes E -  $\Delta E$  pour les particules autres que les protons) sont refroidis par effet Peltier et protégés des électrons secondaires par des aimants circulaires. Les rayonnements gamma sont détectés par une diode Ge(Li) de 80 cm<sup>3</sup> dans les expériences où la résolution en énergie des particules détectées est sacrifiée au profit du rendement de détection (cible épaisse, grand angle solide) ; c'est le cas des mesures de vie moyenne dans la réaction  $^{40}\text{Ca}(p, p' \gamma)^{40}\text{Ca}$  et des mesures dans la réaction  $^{36}\text{Ar}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}\gamma)$ . Dans les réactions  $^{40}\text{Ca}(p, p' \gamma)^{40}\text{Ca}$  étudiées avec une bonne résolution sur l'énergie des protons (20 keV à mi-hauteur sur un spectre global obtenu après plusieurs jours d'enregistrement) et dans la réaction  $^{39}\text{K}(^3\text{He}, d\gamma)^{40}\text{Ca}$ , les rayonnements gamma sont détectés par un scintillateur NaI(Tl) de 15,2  $\times$  12,7 cm dont l'efficacité importante permet d'obtenir des résultats, avec une bonne statistique, qui sont adaptés à une représentation graphique par courbes de niveaux [3]. Dans des cas favorables, le pouvoir de séparation effectif de cette représentation est cinq à six fois plus grand que celui d'un spectre d'énergie de particules chargées : la figure 1 en donne un exemple.

Les vies moyennes comprises entre 10<sup>-11</sup> et 10<sup>-14</sup> s sont mesurées grâce à l'effet Doppler dans la réaction  $^{40}\text{Ca}(p, p' \gamma)^{40}\text{Ca}$  à 12 MeV. Deux cibles sont employées simultanément (ou alternativement si nécessaire), la diode Ge(Li) détectant les rayonnements gamma en coïncidence avec les particules émises par la première cible à 90° d'un côté du faisceau incident et par la seconde cible à 90° de l'autre côté dans le même plan. L'intérêt de cette géométrie réside dans la

mesure instantanée du déplacement en énergie des rayonnements gamma, ce qui élimine les risques d'erreurs dues à des variations de la calibration en énergie de la diode Ge(Li). Le calcul des courbes d'atténuation est décrit dans un autre article [4].

La réaction  $^{36}\text{Ar}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}\gamma)^{40}\text{Ca}$  est étudiée dans la géométrie suivante : détection des  $^{12}\text{C}$  par télescope à des angles compris entre  $+10^\circ$  et  $-10^\circ$  par rapport à la direction du faisceau (arrêt du faisceau de  $^{16}\text{O}$  par une feuille de tantale d'épaisseur  $10\ \mu\text{m}$ ) et détection des rayonnements gamma par une diode Ge(Li) placée à  $90^\circ$  par rapport au faisceau incident. Cette géométrie permet d'accepter un angle solide important pour la détection des particules, tout en réduisant l'effet Doppler sur les rayonnements gamma mesurés.

La cellule gazeuse [5] utilisée est de même conception que celle employée pour l'étude de la réaction  $^{36}\text{Ar}(^7\text{Li}, t)^{40}\text{Ca}$  [31].

**3. États de  $^{40}\text{Ca}$  excités jusqu'à 9 MeV.** — Ce chapitre expose les résultats obtenus à l'aide des techniques évoquées précédemment : énergies d'excitation, rapports d'embranchement électromagnétique, vies moyennes des états excités de  $^{40}\text{Ca}$ . Le noyau de  $^{40}\text{Ca}$  a été l'objet de nombreuses études expérimentales, dont les plus importantes ces dernières années sont citées dans les références [6] à [19] (et réf. incluses). Cependant, en dehors des énergies d'excitation, les informations (transitions et vies moyennes) concernant les états situés entre 7 et 9 MeV étaient très sporadiques avant ce travail. Certaines de ces informations ont déjà été publiées [18] mais la nature de la discussion présentée au chapitre suivant rend nécessaire le rappel de tous les résultats expérimentaux obtenus jusqu'à présent.

**3.1 ENERGIES D'EXCITATION.** — Le nombre des états excités ainsi que leurs énergies approximatives (erreurs absolues  $\pm 10\ \text{keV}$ , erreurs relatives  $\pm 4\ \text{keV}$ ) sont d'abord déterminés par l'étude des courbes de niveaux des surfaces de coïncidence (détecteur NaI) dans les réactions  $^{40}\text{Ca}(p, p'\gamma)^{40}\text{Ca}$  à 12 MeV et  $^{39}\text{K}(^3\text{He}, d\gamma)^{40}\text{Ca}$  à 18 MeV. Les états excités étant identifiés par l'intermédiaire de leurs propriétés électromagnétiques, aucune confusion, due à des impuretés présentes dans les cibles, n'est possible.

Les énergies des états suffisamment excités dans la réaction  $^{40}\text{Ca}(p, p'\gamma)^{40}\text{Ca}$  à 12 MeV sont ensuite déduites des énergies des raies gamma des transitions

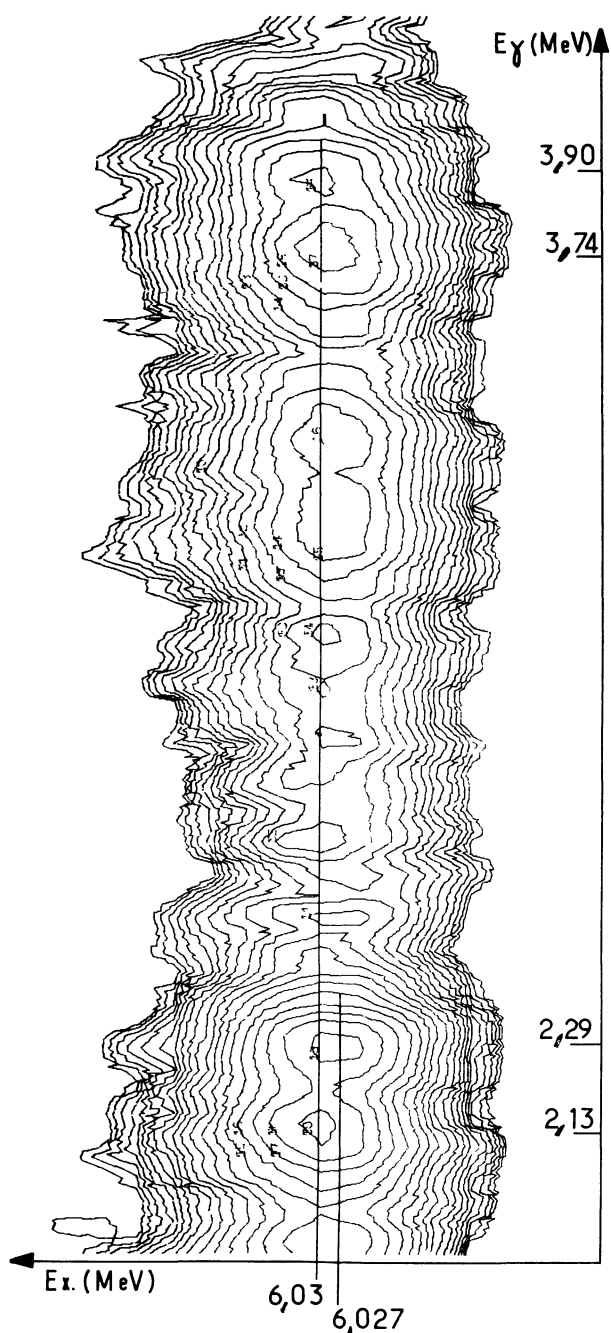


FIG. 1. — Doublets à 6,03 MeV dans  $^{40}\text{Ca}$ .

La figure représente les courbes de niveaux de la surface du nombre d'événements coïncidents entre les rayonnements gamma d'énergie comprise entre 2 et 4 MeV et les protons diffusés par des états de  $^{40}\text{Ca}$  situés vers 6 MeV d'excitation. Les énergies gamma sont en ordonnées, les énergies d'excitation en abscisse. Cette figure montre que les protons correspondant à une énergie d'excitation voisine de 6,03 MeV dans  $^{40}\text{Ca}$  sont principalement en coïncidence avec des gammas d'énergie 2,13-2,29-3,74 et 3,90 MeV, ce qui indique des transitions vers les états à 3,74 et 3,90 MeV qui se désexcitent eux-mêmes vers l'état fondamental. On remarque cependant que les pics à 2,13 et 2,29 MeV ne sont pas exactement alignés sur la même droite verticale, et qu'il en est de même pour les pics à 3,74 et 3,90 MeV (il faut tenir compte des flancs des pics qui donnent une bonne idée de leurs formes et de leurs positions, plutôt que des sommets dont la position apparente est plus affectée par les fluctuations statistiques). En outre, les couples de gammas complémentaires 3,90 et 6,03 — 3,90 = 2,13 d'une part, 3,74 et 6,03 — 3,74 = 2,29 d'autre part, constituent chacun un alignement particulier. Ces caractéristiques indiquent de façon certaine la présence d'un doublet à l'énergie 6,03 MeV [18]. La séparation en énergie entre les deux termes de ce doublet est de l'ordre de 3 keV (résolution en énergie des protons dans cette expérience : 20 keV). Des mesures faites indépendamment à Oxford [12] ont confirmé l'existence de ce doublet, ainsi que l'énergie séparant les deux termes.

TABLEAU I  
Energies d'excitation dans  $^{40}\text{Ca}$

Transitions	Attributions	n°	$E_x$ (keV)	Antérieurs
CN		1	3 353 $\pm$ 2	3 353,5 $\pm$ 1,4
3 736,6 $\pm$ 0,3	2 $\rightarrow$ 0	2	3 736,8 $\pm$ 0,3	3 736,8 $\pm$ 0,3
3 904,6 $\pm$ 0,4	3 $\rightarrow$ 0	3	3 904,8 $\pm$ 0,4	3 904,2 $\pm$ 0,3
754,7 $\pm$ 0,2	4 $\rightarrow$ 2	4	4 491,6 $\pm$ 0,5	4 491,7 $\pm$ 0,4
1 307,5 $\pm$ 0,4	5 $\rightarrow$ 3	5	5 212,5 $\pm$ 0,7	5 212,2 $\pm$ 0,5
5 247,9 $\pm$ 0,6	6 $\rightarrow$ 0			
1 343,5 $\pm$ 1	6 $\rightarrow$ 3	6	5 248,1 $\pm$ 0,6	5 248,8 $\pm$ 0,5
1 373,1 $\pm$ 0,1	7 $\rightarrow$ 3	7	5 277,9 $\pm$ 0,5	5 278,6 $\pm$ 1
1 876,5 $\pm$ 0,4	8 $\rightarrow$ 2			
1 123,0 $\pm$ 0,8	8 $\rightarrow$ 4	8	5 613,4 $\pm$ 0,7	5 614,5 $\pm$ 0,5
5 628,6 $\pm$ 0,5	9 $\rightarrow$ 0			
2 277,5 $\pm$ 1	9 $\rightarrow$ 1	9	5 628,9 $\pm$ 0,5	5 627,3 $\pm$ 1,5
5 903,4 $\pm$ 1	10 $\rightarrow$ 0	10	5 903,9 $\pm$ 1	5 900,1 $\pm$ 2
2 289,0 $\pm$ 0,3	11 $\rightarrow$ 2	11	6 025,9 $\pm$ 0,6	6 025,2 $\pm$ 0,4
2 121,0 $\pm$ 0,6	11 $\rightarrow$ 3			
2 124,3 $\pm$ 0,3	12 $\rightarrow$ 3	12	6 029,3 $\pm$ 0,7	6 029,0 $\pm$ 0,5
1 793,1 $\pm$ 0,2	13 $\rightarrow$ 4	13	6 284,8 $\pm$ 0,7	6 285,0 $\pm$ 0,4
2 380,0 $\pm$ 0,5	13 $\rightarrow$ 3			
2 603,2 $\pm$ 0,3	14 $\rightarrow$ 3	14	6 508,2 $\pm$ 0,7	6 509 $\pm$ 1
2 638,1 $\pm$ 0,3	15 $\rightarrow$ 3	15	6 543,1 $\pm$ 0,7	6 541 $\pm$ 1
2 845,1 $\pm$ 0,3	16 $\rightarrow$ 2	16	6 582,1 $\pm$ 0,6	6 579 $\pm$ 1
3 014,0 $\pm$ 0,3	17 $\rightarrow$ 2			
2 848,4 $\pm$ 1	17 $\rightarrow$ 3	17	6 751,1 $\pm$ 0,8	6 752 $\pm$ 1
6 910,2 $\pm$ 1	18 $\rightarrow$ 0	18	6 910,8 $\pm$ 1	6 909,4 $\pm$ 1,1
3 190,0 $\pm$ 1,5	19 $\rightarrow$ 2			
1 651,7 $\pm$ 0,4	19 $\rightarrow$ 7 (*)	19	6 928,3 $\pm$ 2,5	6 930 $\pm$ 10
3 201,0 $\pm$ 1,5	20 $\rightarrow$ 2	20	6 938,0 $\pm$ 1,8	
6 952,2 $\pm$ 1,5	21 $\rightarrow$ 0	21	6 952,8 $\pm$ 1,5	6 949,5 $\pm$ 2
7 112,9 $\pm$ 1	22 $\rightarrow$ 0			
3 206,8 $\pm$ 0,6	22 $\rightarrow$ 3	22	7 113,1 $\pm$ 1	
1 899,8 $\pm$ 0,7	22 $\rightarrow$ 5			
3 378,5 $\pm$ 0,3	23 $\rightarrow$ 2			
2 623,2 $\pm$ 0,3	23 $\rightarrow$ 4	23	7 115,2 $\pm$ 0,7	7 114,2 $\pm$ 0,8
3 501,4 $\pm$ 0,2	24 $\rightarrow$ 2			
1 624,5 $\pm$ 0,7	24 $\rightarrow$ 8	24	7 238,6 $\pm$ 0,6	7 240 $\pm$ 10
3 541,0 $\pm$ 0,5	25 $\rightarrow$ 2	25	7 278,1 $\pm$ 0,8	7 280 $\pm$ 10
2 050,3 $\pm$ 0,5	26 $\rightarrow$ 6	26	7 298,6 $\pm$ 1	7 300 $\pm$ 10
2 119,2 $\pm$ 0,6	27 $\rightarrow$ 7	27	7 397,2 $\pm$ 1	7 399 $\pm$ 10
3 684,9 $\pm$ 1,2	28 $\rightarrow$ 2	28	7 421,9 $\pm$ 1,5	7 426 $\pm$ 10
2 169,1 $\pm$ 1,5	29 $\rightarrow$ 7			
2 198,0 $\pm$ 1	29 $\rightarrow$ 6	29	7 446,1 $\pm$ 1,5	7 447,1 $\pm$ 1,4
1 831,5 $\pm$ 1	29 $\rightarrow$ 8			
7 467,8 $\pm$ 0,6	30 $\rightarrow$ 0	30	7 468,5 $\pm$ 0,6	7 468,4 $\pm$ 1,4
1 917,6 $\pm$ 1	31 $\rightarrow$ 8	31	7 531,2 $\pm$ 1,7	7 532,6 $\pm$ 1,1
2 311,1 $\pm$ 0,3	32 $\rightarrow$ 6	32	7 559,3 $\pm$ 1	7 562,4 $\pm$ 0,9
2 009,5 $\pm$ 0,7	33 $\rightarrow$ 8	33	7 623,0 $\pm$ 1,5	7 625,7 $\pm$ 1,4
2 045,0 $\pm$ 1	34 $\rightarrow$ 8	34	7 658,5 $\pm$ 1,7	7 655 $\pm$ 10
2 399,2 $\pm$ 0,5	35 $\rightarrow$ 7	35	7 677,3 $\pm$ 1	7 676 $\pm$ 10

(\*) Les déplacements observés pour ces deux transitions lors de la mesure des durées de vie (voir tableau II) sont, à l'extrême limite des erreurs expérimentales, compatibles avec l'existence d'un seul niveau à 6,928 MeV. L'erreur importante faite sur la mesure du déplacement de la transition de 3,190 MeV ne permet cependant pas d'affirmer la présence de deux niveaux distincts (distants de 2 ou 3 keV au plus) à 6,928 MeV.

TABLEAU I (suite)

Transitions	Attributions	n°	$E_x$ (keV)	Antérieurs
3 957,5 ± 0,5	36 → 2	36	7 694,5 ± 0,8	7 695,8 ± 1,4
4 034,3 ± 1,5	37 → 2	37	7 771,1 ± 2	7 768 ± 10
CN		38	7 813,5 ± 3	7 811 ± 10
7 872,9 ± 1	39 → 0	39	7 873,7 ± 1	7 865 ± 10
2 313,7 ± 1,3	40 → 8	40	7 927,2 ± 2	7 928 ± 10
4 072,1 ± 0,6	41 → 3	41	7 977,2 ± 1	7 972 ± 10
CN		42	8 018 ± 3	8 016 ± 10
8 092,4 ± 2	43 → 0	43	8 093,2 ± 2	8 092 ± 10
8 114,4 ± 2	44 → 0	44	8 115,2 ± 2	8 113 ± 10
4 229,4 ± 1	45 → 3	45	8 134,5 ± 1,5	8 133 ± 10
4 451,6 ± 0,8	46 → 2	46	8 188,7 ± 1,5	8 186 ± 10
CN		47	8 268 ± 4	8 271 ± 10
CN		48	8 275 ± 4	
4 584,1 ± 1,5	49 → 2	49	8 321 ± 2	8 321 ± 10
1 405,2 ± 0,5	50 → 21	50	8 358,1 ± 2	
CN		51	8 364 ± 5	8 371 ± 10
4 688,2 ± 1,5	52 → 2	52	8 425,3 ± 2	8 424 ± 10
CN		53	8 437 ± 4	
4 748,1 ± 2	54 → 2	54	8 485,2 ± 3	8 481 ± 10
8 540,3 ± 4	55 → 0	55	8 541,2 ± 4	8 535 ± 10
4 060,8 ± 1,5	56 → 4	56	8 552,6 ± 2	
8 572,3 ± 4	57 → 0	57	8 573,2 ± 4	
CN		58	8 587 ± 6	8 578 ± 10
CN		59	8 633 ± 6	8 626 ± 10
CN		60	8 671 ± 6	8 664 ± 10
CN		61	8 676 ± 6	
CN		62	8 717 ± 8	
CN		63	8 756 ± 8	8 743 ± 10
CN		64	8 769 ± 8	8 757 ± 10
CN		65	8 819 ± 10	8 805 ± 10
CN		66	8 860 ± 10	8 848 ± 10
CN		67	8 922 ± 10	8 904 ± 10
CN		68	8 949 ± 10	8 931 ± 10
CN		69	9 011 ± 10	8 993 ± 10

La colonne « transitions » indique, chaque fois que cela est possible, les énergies (détecteur Ge(Li)) des transitions qui permettent de déterminer les énergies d'excitation ( $E_x$  en keV) des niveaux repérés par leur numéro (n°). L'indication « CN » repère les énergies d'excitation déduites de l'étude des courbes de niveaux des surfaces de coïncidence, lorsque les transitions observées à l'aide des diodes Ge(Li) sont d'intensité trop faible pour être analysées.

La colonne « attributions » indique les niveaux entre lesquels les transitions ont lieu.

Dans la colonne « antérieurs » se trouvent les résultats obtenus dans d'autres laboratoires ([6], [17] et réf. incluses).

issues de ces états, mesurées (en coïncidence) à l'aide d'une diode Ge(Li). La calibration en énergie de celle-ci est construite à partir des transitions des états  $3^-$  et  $5^-$  à 3,74 et 4,49 MeV. Nous avons adopté, pour énergies de ces transitions, respectivement :  $3\,736,6 \pm 0,3$  keV et  $754,7 \pm 0,2$  keV (voir par exemple [14] et [17]).

Les énergies d'excitation des niveaux dont les transitions ne sont pas repérables dans les spectres obtenus à l'aide de la diode Ge(Li) sont déterminées à partir de l'énergie des particules lue sur les courbes de

niveau, en se référant au niveau d'énergie absolue connue le plus proche.

Le tableau I fournit les énergies d'excitation ( $E_x$  en keV) des niveaux identifiés jusqu'à 9 MeV.

3.2 RAPPORTS D'EMBRANCHEMENT ELECTROMAGNETIQUE. — Les rapports d'embranchement des transitions électromagnétiques (portés sur la Fig. 2) sont déduits de spectres à une dimension, obtenus à l'aide du scintillateur NaI et de la diode Ge(Li) utilisés dans la réaction  $^{40}\text{Ca}(p, p' \gamma)^{40}\text{Ca}$  à 12 MeV. Ces

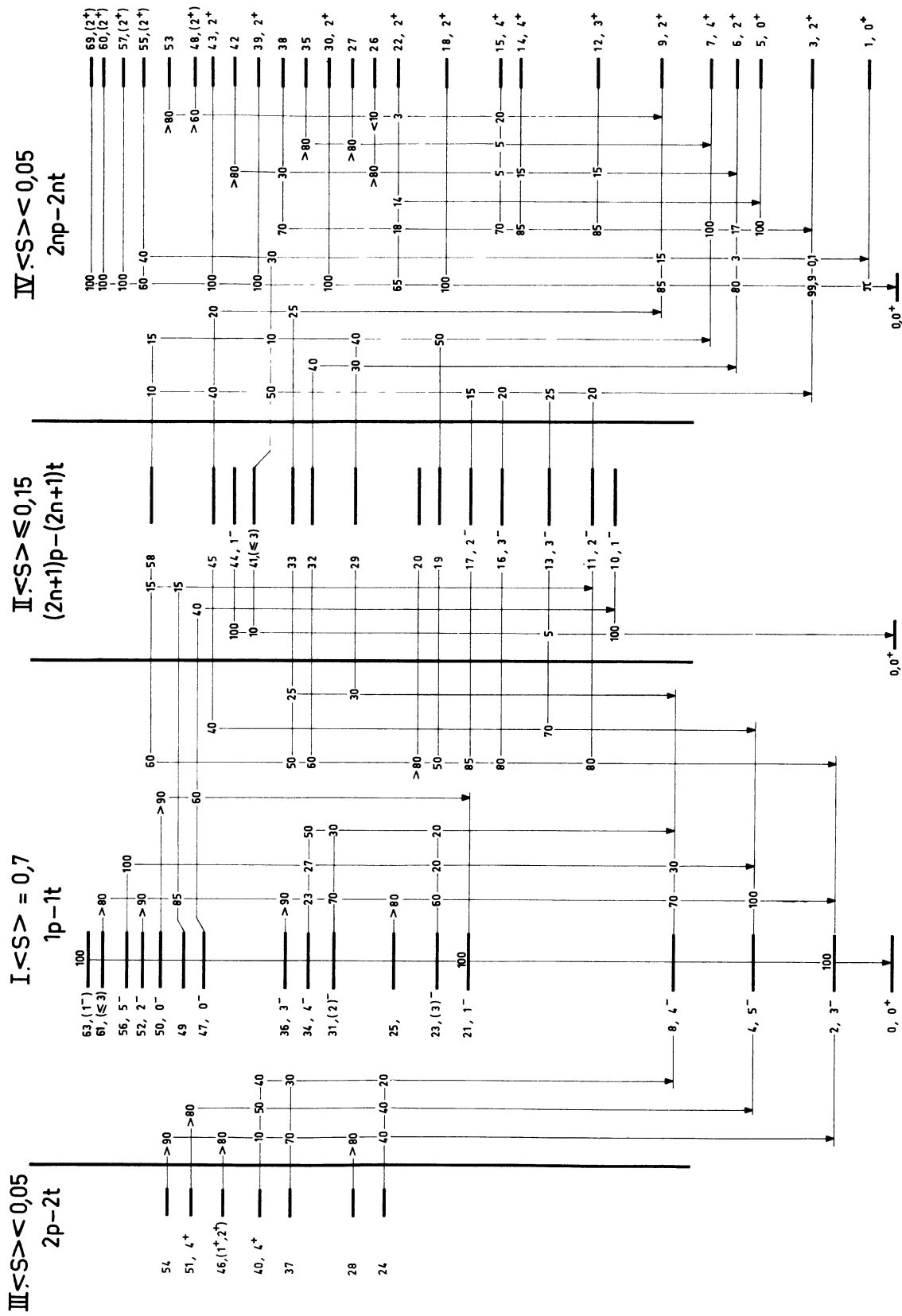


FIG. 2. — Rapports d'embranchement électromagnétique dans  $^{40}\text{Ca}$ .

Les rapports d'embranchement sont donnés à 20 % près sous forme de nombres échelonnés de 0 à 100 et situés aux intersections des lignes horizontales figurant les niveaux (repérés par leur numéro) et des lignes verticales qui représentent les transitions. La répartition en quatre groupes distincts est discutée dans le chapitre IV. Les symboles  $\langle S \rangle >$  en tête des colonnes représentent les valeurs moyennes des facteurs spectroscopiques dans la réaction ( $^3\text{He}, d$ ) [7] des niveaux situés dans ces colonnes.

TABLEAU II

*Vies moyennes des états excités de  $^{40}\text{Ca}$* 

$n^\circ$	$E_x$ (keV)	$E_y$ (keV)	$F(\tau)$	$\tau$ ( $10^{-15}$ s)	Antérieurs
1	3 353	511	0	$(2,7 \pm 1) 10^6$	$(3,17 \pm 0,2) 10^6$
2	3 737	3 737	0		$(60 \pm 6) 10^3$
3	3 905	3 905	$0,96 \pm 0,03$	$30 \pm 20$	$50 \pm 5$
4	4 492	755	0		
5	5 212	1 307	$0,35 \pm 0,06$	1 000	$1\ 900 \pm 300$
6	5 248	5 248	$0,86 \pm 0,02$	$110 \pm 20$	$180 \pm 30$
		1 343	$0,87 \pm 0,05$		
7	5 278	1 373	$0,64 \pm 0,04$	$330 \pm 50$	$330 \pm 80$
8	5 613	1 876	$0,30 \pm 0,03$	$1\ 100 \pm 150$	$850 \pm 200$
9	5 629	5 629	$0,96 \pm 0,09$	$30 \pm 30$	$70 \pm 20$
		2 277	$0,96 \pm 0,04$		
10	5 904	5 903	$0,98 \pm 0,02$	$15 \pm 15$	$55 \pm 20$
11	6 026	2 121	$0,72 \pm 0,04$	$240 \pm 30$	$220 \pm 30$
		2 289	$0,71 \pm 0,02$		
12	6 029	2 124	$0,40 \pm 0,04$	$700 \pm 120$	$470 \pm 130$
13	6 285	2 380	$0,52 \pm 0,02$	$500 \pm 50$	$450 \pm 100$
		1 793	$0,51 \pm 0,03$		
14	6 508	2 603	$0,76 \pm 0,03$	$190 \pm 30$	$160 \pm 60$
15	6 543	2 638	$0,78 \pm 0,02$	$170 \pm 30$	$190 \pm 60$
16	6 582	2 845	$0,70 \pm 0,04$	$250 \pm 40$	$250 \pm 70$
17	6 751	3 014	$0,85 \pm 0,02$	$120 \pm 40$	$185 \pm 65$
			$0,80 \pm 0,05$		
18	6 910	6 910	1	$< 15$	$3,7 \pm 0,6$
19	6 928	1 652	$0,80 \pm 0,04$	$150 \pm 40$	
		3 190 (*)	$0,65 \pm 0,10$	$300 \pm 100$	
20	6 938	3 201	$0,45 \pm 0,10$	$600 \pm 250$	
21	6 953	6 952	1	$< 15$	$1,4 \pm 0,2$
22	7 113	7 113	$0,90 \pm 0,04$	$80 \pm 40$	
		1 900	$0,88 \pm 0,05$		
23	7 115	2 623	$0,97 \pm 0,03$	$50 \pm 30$	$450 \pm 130$
		3 378	$0,93 \pm 0,03$		
24	7 239	1 624	$0,82 \pm 0,07$	$140 \pm 70$	
		3 501	$0,80 \pm 0,09$		
25	7 278	3 541	$0,90 \pm 0,06$	$70 \pm 50$	
26	7 299	2 050	$0,78 \pm 0,06$	$170 \pm 50$	
27	7 397	2 119	$0,40 \pm 0,06$	$680 \pm 200$	
28	7 422	3 685	$0,66 \pm 0,15$	$285 \pm 200$	
29	7 446	2 198	$0,75 \pm 0,09$	$200 \pm 70$	
		2 169	$0,75 \pm 0,08$		
30	7 468	7 468	1	$< 15$	$10 \pm 6$
31	7 531	1 918	$0,74 \pm 0,05$	$215 \pm 50$	
32	7 559	2 311	$0,70 \pm 0,06$	$240 \pm 60$	$260 \pm 140$
33	7 623	2 009	$0,79 \pm 0,04$	$160 \pm 40$	
34	7 658	2 045	1	$< 15$	
35	7 677	2 399	$0,64 \pm 0,05$	$300 \pm 70$	
36	7 694	3 957	1	$< 15$	$< 9$
37	7 771	4 034	$0,70 \pm 0,05$	$240 \pm 50$	
39	7 874	7 873	1	$< 20$	
40	7 927	2 314	$0,90 \pm 0,06$	$70 \pm 50$	
41	7 977	4 072	$0,96 \pm 0,05$	$30 \pm 30$	
43	8 093	8 092	$0,98 \pm 0,04$	$< 40$	

(\*) Voir la remarque faite à propos de ces transitions dans le tableau I.



TABLEAU II (suite)

n°	$E_x$ (keV)	$E_y$ (keV)	$F(\tau)$	$\tau$ ( $10^{-15}$ s)	Antérieurs
44	8 115	8 114	1	< 20	
45	8 134	4 229	$0,99 \pm 0,05$	< 40	
46	8 189	4 452	1	< 25	
49	8 321	4 584	$0,92 \pm 0,04$	$60 \pm 30$	
50	8 358	1 405	$0,80 \pm 0,04$	$150 \pm 30$	
52	8 425	4 688	1	< 25	
54	8 485	4 748	$0,95 \pm 0,03$	$35 \pm 20$	
55	8 541	8 540	$0,97 \pm 0,04$	$20 \pm 20$	
56	8 553	4 061	1	< 25	
57	8 573	8 572	1	< 30	

La colonne «  $E_y$  (keV) » indique les énergies de transition (voir tableau I) qui permettent de mesurer l'atténuation de l'effet Doppler. Les vies moyennes  $\tau$  sont en unité  $10^{-15}$  s (fs). La vie moyenne du premier état excité à 3,53 MeV, qui se désexcite par émission de paires, est mesurée par le déplacement du pic des temps de coïncidence relatifs à ce niveau par rapport à un pic de référence correspondant à une vie moyenne courte (état  $2^+$  à 3,904 MeV). La colonne « antérieurs » indique les résultats obtenus dans d'autres laboratoires ([17], [19] et réf. incluses).

spectres sont construits (par lecture différée des bandes magnétiques) en sélectionnant, pour chaque niveau, ou groupe de niveaux rapprochés, les rayonnements gamma en coïncidence avec les protons d'énergies comprises entre des limites fixées après étude des courbes de niveaux des événements coïncidents.

Les transitions observées dans la réaction  $^{39}\text{K}({}^3\text{He}, d\gamma){}^{40}\text{Ca}$  ne sont généralement utilisées que pour identifier les états produits par cette réaction.

3.3 VIES MOYENNES. — Le tableau II résume les résultats obtenus, ainsi que les valeurs les plus probables déduites de mesures antérieures ([17] et réf. incluses, [19]).

4. Observations et suggestions. — Dans ce chapitre, les rapports d'embranchement électromagnétique et les propriétés d'excitation des niveaux dans les réactions  $^{39}\text{K}({}^3\text{He}, d\gamma){}^{40}\text{Ca}$ ,  $^{36}\text{Ar}({}^7\text{Li}, t){}^{40}\text{Ca}$  et  $^{36}\text{Ar}({}^{16}\text{O}, {}^{12}\text{C}\gamma){}^{40}\text{Ca}$ , sont utilisés pour faire une répartition de tous les états de  ${}^{40}\text{Ca}$  excités jusqu'à 9 MeV en groupes de caractères bien définis. Les caractéristiques expérimentales de chacun de ces groupes sont ensuite comparées aux prévisions des modèles adaptés à leur description.

4.1 ETATS DE PARITÉ NÉGATIVE : RÉPARTITION. — On peut raisonnablement supposer que tous les niveaux observés jusqu'à 9 MeV par la réaction  $^{39}\text{K}({}^3\text{He}, d\gamma){}^{40}\text{Ca}$  sont de parité négative. Certains de ces niveaux, fortement excités par la réaction précédente, sont couramment interprétés par des configurations prédominantes à une particule et un trou  $d_{3/2}$  ( $T = 0$  et  $T = 1$ ) de facteurs spectroscopiques voisins de 0,5. Sauf des cas particuliers de transitions vers l'état fondamental (premier état  $3^-$  et états  $1^-$ ), ils se désexcitent tous entièrement vers les premiers d'entre eux, notamment les états  $3^-$  et  $5^-$  à 3,74 et 4,49 MeV.

A l'opposé, la plupart des niveaux faiblement produits par la réaction ( ${}^3\text{He}, d$ ) (facteurs spectroscopiques au moins cinq fois plus petits que les précédents) donnent des transitions à la fois vers les états précédents et vers les états de parité positive à structure prédominante quatre particules et quatre trous. La présence de ces dernières transitions n'est compatible avec la nature essentiellement à un corps de l'opérateur de transition que si les fonctions d'onde des niveaux de ce groupe contiennent des composantes à trois (ou cinq) particules et trois (ou cinq) trous qui ne sont pas excitées directement par la réaction ( ${}^3\text{He}, d$ ).

Si l'on adopte comme critère simple de distinction entre les niveaux produits par la réaction ( ${}^3\text{He}, d$ ) l'observation de transitions vers des états de parité positive, on constate que le facteur spectroscopique moyen est environ 0,7 pour les uns (groupe I, deuxième colonne de la Fig. 2) et 0,15 pour les autres. Il est légitime d'assimiler à ces derniers les niveaux non observés dans la réaction ( ${}^3\text{He}, d$ ) et présentant les mêmes caractéristiques de désexcitation à la fois vers des états de parité positive et négative. Le groupe II ainsi constitué occupe la troisième colonne de la figure 2. Il est clair que cette partition très nette, dont le bien-fondé sera examiné dans le paragraphe suivant, ne peut se faire sur la seule donnée des facteurs spectroscopiques, répartis de façon continue entre 0 et 1.

4.2 NIVEAUX DE PARITÉ NÉGATIVE : PRÉDICTIONS DES MODÈLES. — Plusieurs travaux théoriques traitent des états de parité négative dans  ${}^{40}\text{Ca}$  [20] à [23]. Ils sont faits en utilisant l'approximation de Tamm-Dancoff (T D A) ou l'approximation des phases aléatoires (R P A). La méthode des phases aléatoires est bien adaptée à la description du groupe I puisqu'elle peut prédire pour les états excités une structure du type une particule et un trou par rapport

à un état fondamental plus ou moins complexe, qui n'est d'ailleurs généralement pas calculé explicitement.

Les différentes interactions employées, effectives (force centrale gaussienne, termes d'échange habituels) ou réalistes (Hamada-Johnston, Tabakin), conduisent à des résultats qui ont plusieurs points communs : environ treize niveaux apparaissent en dessous de 9 MeV, le premier état 2<sup>-</sup> et le second état 3<sup>-</sup> sont situés entre 7 et 8 MeV, le premier état 1<sup>-</sup> et le premier état 0<sup>-</sup> sont situés respectivement au-dessous de 6,5 et de 7,5 MeV. Ces prévisions (notamment la densité de niveaux) correspondent bien aux caractéristiques expérimentales du groupe I, comme le montre la figure 3.

Cet accord très satisfaisant serait totalement perturbé si aucune distinction n'avait été faite entre les états de parité négative dans <sup>40</sup>Ca : la réunion des groupes I et II double la densité des niveaux et fait apparaître les premiers états 1<sup>-</sup> et 2<sup>-</sup> et le second état 3<sup>-</sup> en dessous de 6,3 MeV. Le cas du second état 3<sup>-</sup> du type une particule et un trou (2 p<sub>3/2</sub>, 1 d<sub>3/2</sub><sup>-1</sup>) mérite un examen particulier. En effet, d'après la classification faite, il apparaît dans le groupe I à 7,12 MeV avec un facteur spectroscopique égal à 0,2 dans la réaction (<sup>3</sup>He, d). Cependant, l'état 3<sup>-</sup> à 6,29 MeV dans le groupe II a un facteur spectroscopique égal à 0,4 et, sur cette seule information, il serait donc interprété comme le second état 3<sup>-</sup> à structure une particule et un trou dans <sup>40</sup>Ca. En fait, les propriétés électromagnétiques théoriques associées au second état 3<sup>-</sup> à structure une particule et un trou prévue [21] à 7,85 MeV sont en excellent accord avec les propriétés de l'état à 7,12 MeV dans le groupe I, et en désaccord avec celles de l'état à 6,29 MeV dans le groupe II. L'accord sur les énergies d'excitation (7,85 MeV prévu et 7,12 MeV expérimental) n'est donc pas fortuit.

Le tableau III contient les rapports d'embranchement, la vie moyenne, et la probabilité de transition E 2 vers l'état 5<sup>-</sup> à 4,49 MeV, prévus théoriquement pour le second état 3<sup>-</sup> à structure une particule et un

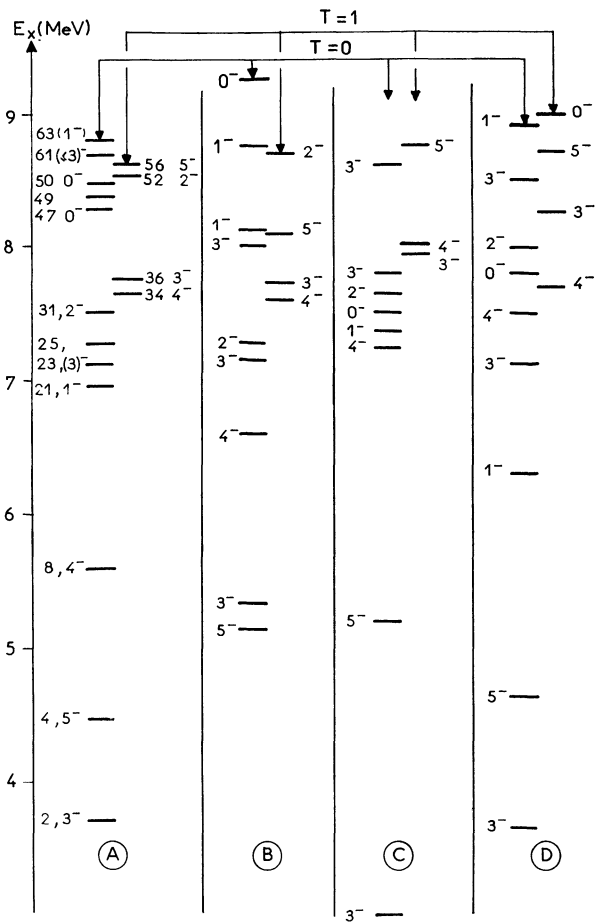


FIG. 3. — Structure du type une particule et un trou par rapport à l'état fondamental de <sup>40</sup>Ca.

A : expérience ; B : [20, TDA] ; C : [21, RPA] ; D : [23, RPA].

trou dans <sup>40</sup>Ca, ainsi que les caractéristiques expérimentales des niveaux à 7,12 et 6,29 MeV.

Les niveaux du groupe II ont des structures du type (2n + 1) particules et (2n + 1) trous par rapport à l'état fondamental de <sup>40</sup>Ca. Pour les décrire, Gerace et Green [25] introduisent une bande de rotation K = 1 résultant d'un état déformé à structure trois particules

TABLEAU III

Second état 3<sup>-</sup> à structure une particule et un trou dans <sup>40</sup>Ca

Prévisions [21] <sup>(1)</sup>	Ex. (MeV)	Embranchements vers : (%)			τ (fs)	B(E 2) → 4,49 (5 <sup>-</sup> ) e <sup>2</sup> fm <sup>4</sup>
		3,74 (3 <sup>-</sup> )	5,61 (4 <sup>-</sup> )	4,49 (5 <sup>-</sup> )		
—	7,85 (3 <sup>-</sup> )	53	27	20	55	23
Expérience :						
Groupe I	7,12 (3 <sup>-</sup> )	60	20	20	50 ± 30	26 <sup>+40</sup> <sub>-10</sub>
Groupe II	6,29 (3 <sup>-</sup> )	< 3	< 3	80	500 ± 50	68 <sup>+10</sup> <sub>-5</sub>

<sup>(1)</sup> Calculées à partir de l'énergie expérimentale (7,12 MeV), en supposant des transitions E 2 (ce qui est en partie justifié puisque les transitions M 1 (p<sub>3/2</sub>, d<sub>3/2</sub><sup>-1</sup>) → (f<sub>7/2</sub>, d<sub>3/2</sub><sup>-1</sup>) sont interdites), et avec une charge effective telle que e<sub>p</sub> + e<sub>n</sub> = 2 e, nécessaire dans <sup>40</sup>Ca pour retrouver les probabilités de transition entre les premiers états de parité négative [17], [24].

TABLEAU IV  
Niveaux de parité négative prévus à partir d'une base mixte 1 p, 1 t et 3 p, 3 t

$J^a$	Prévisions [25]		Ex. (MeV)	Expérience <sup>(b)</sup>	
	$ 1 p - 1 t \rangle$ <sup>(a)</sup>	$ 3 p - 3 t \rangle$ <sup>(a)</sup>		Groupe I (1 p - 1 t) Ex. (MeV)	Groupe II [(2 n + 1) p - (2 n + 1) t] Ex. (MeV)
3 <sup>-</sup>	93	—	3,85	3,74	—
3 <sup>-</sup>	—	60	6,56	—	6,29
3 <sup>-</sup>	94	—	7,02	7,12	—
3 <sup>-</sup>	—	30	8	—	(8,59 ?)
5 <sup>-</sup>	95	—	4,5	4,49	—
5 <sup>-</sup>	—	95	8,7	—	?
4 <sup>-</sup>	99	—	5,8	5,61	—
4 <sup>-</sup>	—	83	7,3	—	(6,93 ?)
1 <sup>-</sup>	—	96	5,88	—	5,90
1 <sup>-</sup>	97	—	8,6	6,95	—
1 <sup>-</sup>	99	—	9,2	(8,75 ?)	—
2 <sup>-</sup>	—	70	6	—	6,02
2 <sup>-</sup>	—	30	7,2	—	6,75
2 <sup>-</sup>	97	—	8	7,53	—

<sup>(a)</sup> Les nombres contenus dans ces colonnes correspondent aux intensités (en %) des composantes (1 p - 1 t) ou (3 p - 3 t) dans les fonctions d'onde prédites.

<sup>(b)</sup> Les énergies données entre parenthèses ( $E_x$  ?) correspondent à des niveaux de spins non connus. Ces tentatives d'attribution sont fondées sur les caractéristiques électromagnétiques.

et trois trous, construit sur des orbites du type Nilsson. Les états  $|3 p - 3 t, J^\pi \rangle$  ainsi obtenus constituent, avec les états  $|1 p - 1 t, J^\pi \rangle$  déterminés par une méthode R P A, une base mixte dans laquelle l'interaction effective à deux corps préconisée par Kuo et Brown [26] est diagonalisée, ce qui fournit les énergies et les fonctions d'onde mixtes des états  $J^\pi$ . Le tableau IV résume les résultats prédits et les compare aux caractéristiques expérimentales des groupes I et II.

On voit que les positions relatives prédites pour les niveaux ayant des structures du type une particule et un trou prédominantes ( $|1 p - 1 t \rangle \simeq 95\%$ ) d'une part, et (2 n + 1) particules et (2 n + 1) trous ( $|3 p - 3 t \rangle > 30\%$ ) d'autre part, correspondent bien aux positions relatives expérimentales observées respectivement dans les groupes I et II. De même, l'accord sur les énergies absolues est très bon, notamment pour les états 3<sup>-</sup> et 2<sup>-</sup>. Enfin, les probabilités de transition E 2 prédites entre les premiers états de parité négative, à partir des fonctions d'onde calculées par Gerace et Green, reproduisent bien [24] les probabilités expérimentales.

4.3 ETATS DE PARITÉ POSITIVE. — Il s'agit des niveaux non contenus dans les groupes I et II définis précédemment (aucun n'est observé par réaction de transfert sur <sup>39</sup>K). Par rapport à l'état fondamental de <sup>40</sup>Ca, ces états de parité positive peuvent résulter de structure du type 2 n particules et 2 n trous ou une particule et un trou (autre que 1 d<sub>3/2</sub>) avec saut d'une couche majeure. Il est très probable cependant que cette dernière structure n'intervient pas de manière appréciable dans <sup>40</sup>Ca en dessous de 9 MeV. On peut

donc raisonnablement faire l'hypothèse que les niveaux étudiés dans ce paragraphe résultent de structures 2 n particules et 2 n trous.

Ils se scindent en deux groupes parfaitement distincts : l'un (groupe III) contient les niveaux qui se désexcitent entièrement vers les premiers états de parité négative, l'autre (groupe IV) contient les niveaux qui se désexcitent entre eux exclusivement.

La nature à un corps de l'opérateur de transition et la structure à une particule et un trou largement prédominante ( $\simeq 95\%$ ) des premiers états de parité négative, permettent d'assigner au groupe III une structure du type deux particules et deux trous par rapport à l'état fondamental. Une telle structure peut avoir deux origines différentes : d'une part, elle peut provenir du couplage de deux configurations à une particule et un trou

$$(|III \rangle \simeq a |(1 p - 1 t) 3^- \times (1 p - 1 t) 3^-, J \rangle + b |(1 p - 1 t) 3^- \times (1 p - 1 t) 5^-, J \rangle, \text{ etc...}) ;$$

d'autre part, elle peut être décrite par un couplage faible d'états de parité positive ( $|III \rangle \simeq |^{38}\text{Ar} \times ^{42}\text{Ti} \rangle$  par exemple, pour les états d'isospin intermédiaire égal à 1). Il est difficile de départager expérimentalement ces deux modes de couplage, mais on peut cependant penser que c'est le premier,

$$(1 p - 1 t) \times (1 p - 1 t),$$

qui intervient de façon prépondérante dans le groupe III. En effet, les états du type  $|^{38}\text{Ar} \times ^{42}\text{Ti} \rangle$  s'apparentent à certains états du groupe IV qui sont décrits par ce genre de couplage ( $|^{36}\text{Ar} \times ^{44}\text{Ti} \rangle$

par exemple), et il est donc probable que les structures à deux particules et deux trous de cette nature sont réparties dans le groupe IV. D'autre part, il faut remarquer que les énergies d'excitation dans le groupe III sont comprises entre 7,2 et 8,5 MeV, c'est-à-dire égales à environ deux fois les énergies d'excitation des premiers états  $3^-$  et  $5^-$  (3,74 et 4,49 MeV) à structure une particule et un trou, alors que les structures du type  $|^{38}\text{Ar} \times ^{42}\text{Ti}\rangle$  interviennent probablement en partie à des énergies inférieures [27].

Depuis quelques années, l'existence à basse énergie d'excitation de structures à quatre nucléons fortement corrélés a été suggérée ([28] en particulier), puis démontrée dans une certaine mesure par l'intermédiaire de réactions de transfert de quatre nucléons. Dans  $^{40}\text{Ca}$ , de telles structures (quatre particules et quatre trous) sont effectivement prévues pour les premiers états du groupe IV [27], [29], [30] et elles devraient être préférentiellement excitées dans des réactions du type  $^{36}\text{Ar}(^7\text{Li}, t)^{40}\text{Ca}$  ou  $^{36}\text{Ar}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{40}\text{Ca}$ .

L'usage d'une cible gazeuse scellée détériore la résolution d'énergie des particules, mais permet néanmoins de faire apparaître le caractère sélectif de la réaction  $^{36}\text{Ar}(^7\text{Li}, t)^{40}\text{Ca}$  vis-à-vis des premiers états du groupe IV [31]. Le spectre de particules de la réaction  $^{36}\text{Ar}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{40}\text{Ca}$  n'est pas directement utilisable, mais les sections efficaces et le faible rayonnement  $\gamma$  parasite permettent des mesures de coïncidence entre le détecteur de  $^{12}\text{C}$  et une diode Ge(Li). Les transitions électromagnétiques détectées par cette dernière permettent de repérer les états les plus fortement produits. La figure 4 montre par exemple que, pour des énergies d'excitation comprises approximativement entre 5 et 6 MeV dans  $^{40}\text{Ca}$ , l'état  $4^+$  à 5,28 MeV dans le groupe IV (caractérisé par sa transition de 1,38 MeV vers l'état  $2^+$  à 3,90 MeV qui se désexcite lui-même vers l'état fondamental) est le plus fortement excité. Pour des énergies d'excitation infé-

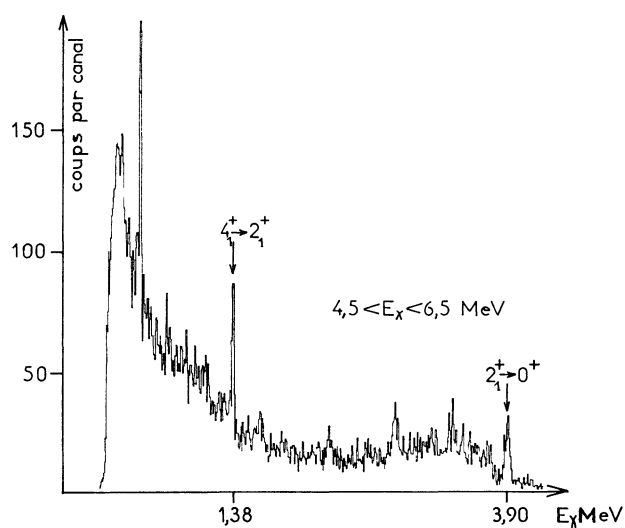


FIG. 4. — Spectre des énergies gamma observé en coïncidence dans la réaction  $^{36}\text{Ar}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{40}\text{Ca}$ , pour des énergies d'excitation dans  $^{40}\text{Ca}$  comprises entre 4,5 et 6,5 MeV.

rieures à 5 MeV, c'est l'état  $2^+$  à 3,90 MeV qui présente cette particularité [31]. On remarque que les états  $0^+$  et  $2^+$  à 5,21 et 5,25 MeV, caractérisés par des transitions de 1,31 et 1,35 MeV ne sont pas observés, ce qui pourrait être dû à une structure différente de celle des états  $4^+$  et  $2^+$  à 5,28 et 3,90 MeV. Il faut toutefois tenir compte, dans ces réactions de transfert induites par ions lourds, des effets importants (cinématique, bilans de réaction) qui peuvent masquer les effets dus aux structures elles-mêmes.

Gerace et Green [29] décrivent les états du groupe IV comme membres de bandes de rotation  $K = 0$  ou  $K = 2$  fondées sur des états à structure  $2n$  particules et  $2n$  trous avec  $n = 1, 2, 3$  et  $4$ .

La comparaison des prédictions du modèle de Gerace et Green et des résultats expérimentaux a été discutée par plusieurs auteurs pour les niveaux situés en dessous de 7 MeV ([12] par exemple). Ils concluent à l'existence de trois bandes de rotation, qui contiennent les neuf premiers niveaux du groupe IV. Les valeurs prédites pour les transitions électromagnétiques entre ces niveaux sont en accord raisonnable avec les valeurs expérimentales disponibles. Cependant, l'une des bandes de rotation introduites est fondée sur un état à structure huit particules et huit trous, dont l'existence à une énergie d'excitation de 5 MeV peut être mise en doute.

Deux remarques peuvent être faites sur les prévisions de ce modèle collectif :

— Il prévoit un état  $0^+$  à 7,20 MeV, se désexcitant vers les états  $2^+$  à 3,90 et 5,62 MeV avec, respectivement, des probabilités de transition  $B(E 2)$  égales à 3 et  $20 e^2 \text{fm}^4$ . Les auteurs identifient cet état  $0^+$  à celui existant effectivement à 7,30 MeV dans  $^{40}\text{Ca}$ . Cependant, ce dernier se désexcite essentiellement vers l'état  $2^+$  à 5,25 MeV (prédit avec une structure différente de celle de l'état  $2^+$  à 5,62 MeV) avec une probabilité de transition  $E 2$  supérieure à  $100 e^2 \text{fm}^4$ . L'accord entre les énergies d'excitation est donc probablement fortuit dans ce cas.

Le seul niveau entre 7 et 8 MeV qui pourrait présenter les caractéristiques annoncées se situe à 7,81 MeV. Son spin n'est pas connu.

— L'état  $2^+$  à 7,113 MeV se désexcite vers l'état  $0^+$  à 5,21 MeV avec une probabilité de transition  $E 2$  voisine de  $60 e^2 \text{fm}^4$ . Dans le cadre de l'image adoptée par Gerace et Green, on pourrait considérer le niveau à 7,114 MeV comme l'état  $K = 2$  correspondant à la configuration qui engendre l'état  $K = 0$  à 5,21 MeV. Le modèle de Davydov et Filippov permet de prévoir la position de cet état  $2^+$ ,  $K = 2$  (par rapport à l'état  $0^+$ ,  $K = 0$ ) en fonction du paramètre d'asymétrie  $\gamma$ . En choisissant  $\gamma = 23^\circ$  (valeur adoptée par Gerace et Green pour l'état  $2^+$ ,  $K = 2$  associé à l'état  $0^+$ ,  $K = 0$  à 3,35 MeV), on obtient une énergie voisine de 7,10 MeV.

Une autre manière de décrire les états du groupe IV consiste à tenir compte de tous les spins et isospins

intermédiaires résultant du couplage des particules et des trous qui composent une configuration donnée. Ce type de calcul a été fait par Federman et S. Pittel [27] pour les états  $0^+$  et  $2^+$  de  $^{40}\text{Ca}$ . Les configurations utilisées sont de la forme  $2n$  particules et  $2n$  trous avec  $n \leq 2$ . Cette méthode permet de rendre compte des états  $2^+$  et  $0^+$  identifiés jusqu'à 7 MeV. Il faut remarquer qu'elle n'est pas en contradiction avec l'existence d'une bande de rotation fondée sur l'état  $0^+$  à 3,35 MeV. En effet, elle prédit pour cet état, ainsi que pour l'état  $2^+$  à 3,90 MeV, une configuration  $[(1 f_{7/2}^4, T_p = 0), (1 d_{3/2}^4, T_t = 0)]^{T=0}$  largement prédominante. Dans le cadre d'un modèle à couplage faible, ceci peut être représenté par  $|^{36}\text{Ar} \times ^{44}\text{Ti} \rangle$  et il est raisonnable de penser qu'une telle structure peut être décrite par un mode rotationnel [30].

Il est donc intéressant d'étudier dans quelle mesure les états  $0^+$  à 3,35,  $2^+$  à 3,90 et  $4^+$  à 5,28 MeV représentent les trois premiers membres d'une bande de rotation. Cela peut être fait en recherchant le membre  $6^+$  qui devrait se trouver vers 7 MeV dans le groupe IV, et se désexciter avec une probabilité élevée (voisine de  $250 \text{ e}^2 \text{ fm}^4$ , soit environ 30 unités de Weisskopf) vers l'état  $4^+$  à 5,28 MeV. Trois niveaux, de spins non connus, sont susceptibles de présenter ces caractéristiques : les niveaux nos 19, 27 et 35 à 6,93, 7,40 et 7,68 MeV qui, dans l'hypothèse de transitions E 2, se désexcitent vers l'état  $4^+$  à 5,28 MeV avec des probabilités voisines respectivement de 200, 30 et  $35 \text{ e}^2 \text{ fm}^4$ . Les niveaux à 7,40 et 7,68 MeV ne sont pas observés dans la réaction ( $^7\text{Li}, t$ ) (contrairement aux états  $2^+$  et  $4^+$  à 3,90 et 5,28 MeV) où un pic important correspond par contre à une énergie d'excitation voisine de 6,93 MeV [31]. En fait, il existe à cette dernière énergie un multiplet qui, en plus de la transition vers l'état  $4^+$ , engendre deux transitions vers l'état  $3^-$  à 3,74 MeV. Les vies moyennes mesurées pour ces transitions sont compatibles avec l'existence de deux niveaux dont l'un pourrait donc être responsable à la fois de la transition vers l'état  $4^+$  et d'une transition vers l'état  $3^-$ , ce qui exclurait le spin  $6^+$  (transition E 3 d'intensité inacceptable ; c'est cette dernière hypothèse qui est retenue à propos de la figure 2 : les deux niveaux situés à 6,93 MeV se retrouvent donc dans le groupe II avec les nos 19 et 20). Dans la réaction  $^{36}\text{Ar}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}\gamma)^{40}\text{Ca}$ , un rayonnement d'énergie 1,65 MeV est observé en coincidence avec des  $^{12}\text{C}$  contenus dans une bande d'énergie correspondant à une énergie d'excitation voisine de 7 MeV dans  $^{40}\text{Ca}$ , et il est possible d'attribuer ce rayonnement à la transition d'un niveau à 6,93 MeV vers l'état  $4^+$  à 5,28 MeV. L'intensité de cette raie de

1,65 MeV est cependant faible (plus d'un ordre de grandeur par rapport à la transition  $4^+ \rightarrow 2^+$  à 3,90 MeV) et aucune conclusion définitive ne peut être déduite. On peut seulement remarquer que, si l'état  $6^+$  cherché existe, il n'est pas excité de façon appréciable par la réaction  $^{36}\text{Ar}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}\gamma)^{40}\text{Ca}$  dans les conditions où nous l'avons étudiée.

**5. Conclusion.** — Nous avons fait une étude systématique des énergies d'excitation, des rapports d'embranchement électromagnétique, des vies moyennes et du comportement des réactions  $^{39}\text{K}(^3\text{He}, d\gamma)^{40}\text{Ca}$ ,  $^{36}\text{Ar}(^7\text{Li}, t)^{40}\text{Ca}$  et  $^{36}\text{Ar}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}\gamma)^{40}\text{Ca}$ , des états de  $^{40}\text{Ca}$  excités jusqu'à environ 9 MeV.

A partir des résultats obtenus, et en utilisant des critères de sélection très simples mais applicables à tous les niveaux connus, il est possible de répartir ces niveaux entre quatre familles ayant chacune un comportement bien déterminé. Le seul fait qu'une telle partition soit possible est une justification de ce procédé dans le cas de  $^{40}\text{Ca}$  (un essai comparable dans  $^{42}\text{Ca}$  n'aboutit à aucune conclusion, ce qui peut être dû à au moins deux causes : critères insuffisants ou mal adaptés, ou absence de familles caractéristiques). La nature essentiellement à un corps de l'opérateur de transition électromagnétique permet d'attribuer à chaque famille, en comparant leur comportement respectif, une structure d'ensemble prédominante définie par rapport à l'état fondamental.

La répartition en deux groupes des états de parité négative est justifiée par le bon accord entre les propriétés expérimentales et les prévisions théoriques des modèles adaptés à la description de ces groupes.

Les états de parité positive sont aussi répartis en deux groupes. L'un contient les états ayant, par rapport à l'état fondamental, une structure prédominante du type deux particules et deux trous résultant probablement du couplage des premiers états de parité négative. L'autre peut être décrit par des structures à nombres pairs de particules et de trous. Dans ce groupe, l'interprétation des premiers états à l'aide de structures à quatre particules et quatre trous est compatible avec les résultats obtenus dans les réactions ( $^7\text{Li}, t$ ) et ( $^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}\gamma$ ) sur  $^{36}\text{Ar}$ . Ces réactions ne permettent cependant pas de mettre en évidence un niveau qui puisse être un bon candidat pour le terme  $6^+$  d'une éventuelle bande de rotation fondée sur l'état  $0^+$  à 3,35 MeV. Bien que cette constatation ne représente pas un argument suffisant pour démontrer l'absence de ce terme  $6^+$ , elle reflète dans une certaine mesure les limites d'une description des états de ce groupe à l'aide d'états de base déformés.

#### Bibliographie

- [1] FOUAN, J. P. *et al.*, à paraître.  
 [2] PAGES, A., *Proc. Int. Conf. on Nuclear Electronics*, Versailles (1969) 45.  
 PAGES, A. *et al.*, *Int. Conf. Rad. Nucl. Spectr.*, Nashville (1969).  
 [3] KAMOUN, R., FAUCON, A. et GLUZMAN, P., *Nucl. Instr. Methods* **28** (1968) 45.  
 KAMOUN, R. et VEYRIE-FAUCON, A., *Int. Conf. Rad. Nucl. Spectr.*, Nashville (1969).  
 [4] RONSIN, H., *et al.*, à paraître.

- [5] DE GRAEVE, F., Rapport d'Activité 1968-1969 (note C E A 1232) 61.
- [6] GRACE, M. A. et POLETTI, A. R., *Nucl. Phys.* **78** (1966) 273.
- [7] SETH, K. K., BIGGERSTAFF, J. A., MILLER, P. D. et SATCHLER, G. R., *Phys. Rev.* **164** (1967) 164.
- [8] LEENHOUTS, M. P., *Physica* **35** (1967) 290.
- [9] LINDEMAN, M., ENGELBERTINK, G. A. P., OCKELOEN, M. W. et PRUYS, M. S., *Nucl. Phys. A* **122** (1968) 373.
- [10] METZER, F. R., *Phys. Rev.* **165** (1968) 1245.
- [11] LIPPINCOTT, E. et BERNSTEIN, A. M., *Phys. Rev.* **163** (1967) 1170.
- [12] ANDERSON, R., ROBERTSON, A. G., START, D. F. M., CARLSON, L. E. et GRACE, M. G., *Nucl. Phys. A* **131** (1969) 113.
- [13] FUCHS, M., GRABISH, K. et RÖSCHERT, G., *Nucl. Phys. A* **129** (1968) 545.
- [14] KASHY, E. et SNELGROVE, J. L., *Phys. Rev.* **172** (1968) 1124.
- [15] POLETTI, A. R., JONES, A. D. W., BECKER, J. A. et McDONALD, R. E., *Phys. Rev.* **181** (1969) 1606.
- [16] CANADA, T. R., COX, R. S., DUVAL, J. S. et CLASS, C. M., *Phys. Rev.* **188** (1969) 1741.
- [17] McDONALD, J. R., WILKINSON, D. M. et ALBURGER, D. E., *Phys. Rev.* **33** (1971) 219.
- [18] DELAUNAY, J., TELLEZ, A., BALLINI, R. et FOUAN, J. P., *Conf. on Nucl. Structure*, Dubna (1968) (contribution 149).  
TELLEZ, A., BALLINI, R., DELAUNAY, J. et FOUAN, J. P., *Nucl. Phys. A* **127** (1969) 348.  
TELLEZ, A. et BALLINI, R., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci.* **270** (1970) 628.
- TELLEZ, A., DELAUNAY, J. et RONSIN, H., *Phys. Lett.* **34B** (1971) 131.
- TELLEZ, A., Thèse, Université de Paris-Sud (1971).
- [19] SINEX, C. M., COX, R. S. et CLASS, C. M., *Nucl. Phys. A* **178** (1972) 612.
- [20] GILLET, V. et SANDERSON, E. A., *Nucl. Phys. A* **91** (1967) 292.
- [21] DIEPERINK, A. E. L., LEENHOUTS, M. P. et BRUSARD, P. J., *Nucl. Phys. A* **116** (1968) 556.
- [22] BLOMQUIST, J. et KUO, T. T. S., *Phys. Lett.* **29B** (1969) 544.
- [23] IRVINE, J. M. et PUCKNELL, V. F. E., *Nucl. Phys. A* **173** (1971) 129.
- [24] GOODE, P., *Nucl. Phys. A* **140** (1970) 481.
- [25] GERACE, W. J. et GREEN, A. M., *Nucl. Phys. A* **113** (1968) 641.  
GERACE, W. J., Thèse, Princeton (1967).
- [26] KUO, T. T. S. et BROWN, G. E., *Nucl. Phys. A* **114** (1968) 241.
- [27] FEDERMAN, P. et PITTEL, S., *Nucl. Phys. A* **139** (1969) 108.
- [28] GILLET, V., *Proc. Int. Conf. on Properties of Nuclear States*, Montreal (1969) 483 (Montreal University Press, 1969).
- [29] GERACE, W. J. et GREEN, A. M., *Nucl. Phys. A* **123** (1969) 241.
- [30] ZUCKER, A. P., *Padova Conf. on f-shell Nuclei*, Legnaro (avril 1971).
- [31] TELLEZ, A., BALLINI, R., FODOR, I. et FOUAN, J. P., *Int. Symposium on heavy ions reactions and many particle excitations*, Saclay (septembre 1971).