



**HAL**  
open science

## Propriétés des niveaux de $61\text{Cu}$ et $63\text{Cu}$ par un modèle à couplage coeur-particule

R. Dayras, B. Čujec, B. Heusch

► **To cite this version:**

R. Dayras, B. Čujec, B. Heusch. Propriétés des niveaux de  $61\text{Cu}$  et  $63\text{Cu}$  par un modèle à couplage coeur-particule. *Journal de Physique*, 1976, 37 (7-8), pp.819-830. 10.1051/jphys:01976003707-8081900 . jpa-00208478

**HAL Id: jpa-00208478**

**<https://hal.science/jpa-00208478v1>**

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*  
 4.160

## PROPRIÉTÉS DES NIVEAUX DE $^{61}\text{Cu}$ ET $^{63}\text{Cu}$ PAR UN MODÈLE A COUPLAGE CŒUR-PARTICULE

R. DAYRAS (\*), B. ČUJEC

Université Laval, Québec, Canada

et B. HEUSCH

Laboratoire de Physique Nucléaire et d'Instrumentation Nucléaire  
 Centre de Recherches Nucléaires et Université Louis-Pasteur, Strasbourg, France

(Reçu le 1<sup>er</sup> mars 1976, accepté le 18 mars 1976)

**Résumé.** — Les énergies d'excitation, les facteurs spectroscopiques et les propriétés électromagnétiques des 11 premiers états de  $^{61}\text{Cu}$  et  $^{63}\text{Cu}$  sont comparés aux prédictions d'un modèle de couplage cœur-particule. Les états de quasi-particule d'un proton se trouvant dans les couches  $1f_{7/2}$ ,  $2p_{3/2}$ ,  $1f_{5/2}$  et  $2p_{1/2}$  sont couplés aux états à un et deux phonons du cœur de nickel. Contrairement à certains calculs effectués antérieurement, où certains paramètres pouvaient varier librement, nous avons considéré, en particulier pour la constante de couplage et les énergies de quasi-particule, des valeurs conformes aux systématiques existantes. Nous avons ainsi obtenu un meilleur accord général entre l'expérience et la théorie.

**Abstract.** — The excitation energies, spectroscopic factors and electromagnetic properties of the first eleven levels in  $^{61}\text{Cu}$  and  $^{63}\text{Cu}$  are compared with the predictions of a particle-core coupling model, described as a proton in the  $1f_{7/2}$ ,  $2p_{3/2}$ ,  $1f_{5/2}$  and  $2p_{1/2}$  quasi-particle states, coupled to the one and two-phonon states of the Ni-core. Considering values for the coupling constant and the quasi-particle energies in agreement with the existing systematics of this mass region, the overall agreement between calculated and observed properties is good and, in fact, better than in previous calculations containing free parameters.

**1. Introduction.** — Les récentes mesures de corrélations angulaires [1-3] et de vies moyennes [4-5] ont complété les informations sur les propriétés des premiers niveaux de  $^{61}\text{Cu}$  et  $^{63}\text{Cu}$ , permettant ainsi une vérification critique des modèles théoriques. Dans le but de vérifier et améliorer la description des noyaux impairs dans la région du nickel nous comparons, dans le présent travail, les données expérimentales sur les onze premiers niveaux de  $^{61}\text{Cu}$  et de  $^{63}\text{Cu}$  avec le modèle à couplage cœur-particule.

Le modèle à couplage cœur-particule a été appliqué aux noyaux de cuivre par plusieurs auteurs [6-18]. Il prenait des formes différentes et donnait toujours un accord satisfaisant avec les données expérimentales disponibles. Cependant, on pouvait se demander si cet accord n'était pas occasionné par le manque de données expérimentales et par un choix arbitraire des paramètres. Maintenant, avec les données expé-

riméntales plus nombreuses, un nouveau calcul nous a semblé opportun. Pour ce faire, les principes suivants nous ont guidés : 1) le choix du modèle et les valeurs des paramètres *ajustables* doivent être en accord avec le comportement général des noyaux impairs-pairs, 2) le modèle doit être simple, 3) les paramètres ajustables doivent être peu nombreux.

Dans le cadre du premier principe, rappelons que l'interaction résiduelle entre nucléons est généralement [19] considérée comme étant composée de l'interaction de *pairing* qui est à courte portée et de l'interaction quadrupolaire qui est à longue portée. Dans notre modèle, l'interaction de *pairing* est prise en considération par le formalisme des quasi-particules, tandis que l'interaction quadrupolaire entre nucléons est remplacée par l'interaction quadrupolaire entre la particule externe et le cœur. Ce critère élimine donc l'interaction dipolaire et nous amène dans le cadre du modèle *pairing-plus-quadrupole* de Bes et Sorensen [19]. Le paramètre du couplage, obtenu par ajustement aux données expérimentales

(\*) Present address : Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee.

de  $^{61}\text{Cu}$  et  $^{63}\text{Cu}$ , est en accord <sup>(1)</sup> avec la valeur déduite [20-19] à partir de l'énergie du premier état excité ( $2^+$ ) d'un vaste ensemble de noyaux de masse  $40 < A < 200$ . De même les énergies de quasi-particule, obtenues par ajustement, sont en accord avec la systématique des noyaux dans cette région (Fig. 1).

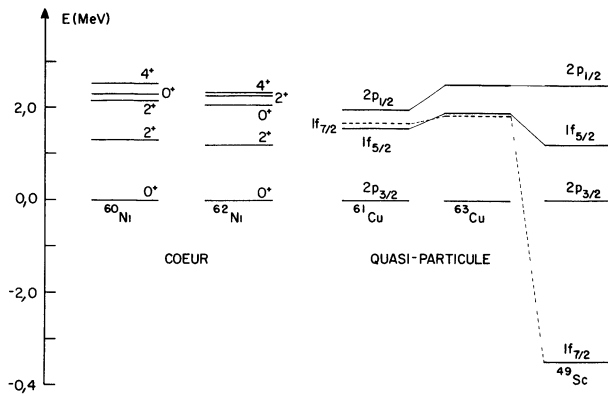


FIG. 1. — Etats de base pour le cœur et la quasi-particule utilisés dans le calcul. Les niveaux d'énergie de  $^{49}\text{Sc}$  sont pris de la référence [23].

Les noyaux de nickel représentent un exemple classique des noyaux vibrationnels : le multiplet  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$  de l'état à deux phonons se situe à une énergie à peu près double de l'état  $2^+$  à un phonon (Fig. 1), et la désintégration des états à deux phonons procède surtout par les états à un phonon. Pourtant, les noyaux de nickel ne sont pas strictement vibrationnels : les niveaux  $0_2^+$ ,  $2_2^+$ ,  $4_2^+$  sont séparés en énergie, et la transition  $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$ , a une intensité observable. Pour ces raisons, nous avons préféré adopter une forme plus générale [5-22] que celle de l'Hamiltonien vibrationnel de Bohr et Mottelson [21], où les états du cœur sont introduits simplement par les éléments de matrice. Pourtant, les noyaux de nickel étant presque vibrationnels, nous avons formellement retenu pour le cœur la description vibrationnelle, spécifiant le nombre de phonons, et nous avons aussi gardé le paramètre du couplage en accord avec le paramètre  $k$  de l'Hamiltonien de Bohr et Mottelson ( $k \simeq 40$  MeV).

Les éléments de matrice spécifiant le cœur du noyau de cuivre pourront, en principe, être considérés comme paramètres ajustables, car ils ne prennent pas nécessairement [22] les mêmes valeurs que pour le noyau de nickel. Cependant, en pratique les valeurs obtenues par ajustement aux données expérimentales sur les noyaux impairs-pairs ont toujours été très voisines de celles des noyaux voisins pairs-pairs.

<sup>(1)</sup> L'échelle des ordonnées sur la figure 4, p. 144, référence [19] est incorrecte (Sorensen, R. A., Communication privée). Selon l'éq. (14), p. 140, référence [19], elle doit être multipliée par  $1,1 \times 10^{-2}$ .

Cet accord a été considéré en fait comme une vérification et une justification du modèle. Ainsi, pour n'avoir que peu de paramètres ajustables, les éléments de matrice spécifiant le cœur du  $^{61}\text{Cu}$  ou  $^{63}\text{Cu}$  ont été pris égaux à ceux du noyau  $^{60}\text{Ni}$  ou  $^{62}\text{Ni}$  respectivement, en déduisant ces derniers à partir des valeurs expérimentales des moments quadrupolaires et des probabilités de transition  $B(E2)$ .

Les états de base comprennent, pour le cœur les cinq premiers états du nickel, correspondant aux états à  $N \leq 2$  phonons, et pour la quasi-particule les états :  $1f_{7/2}$ ,  $2p_{3/2}$ ,  $1f_{5/2}$  et  $2p_{1/2}$  (Fig. 1). On escomptait que ces états de base, s'étendant sur un intervalle  $\gtrsim 2$  MeV, suffiraient à décrire les niveaux de cuivre jusqu'à  $\sim 2$  MeV d'énergie. Que ces niveaux du cuivre soient du type à une quasi-particule paraît évident, car le paramètre de *pairing* pour le nickel étant  $\Delta \simeq 2,2$  MeV, il faut une énergie de  $2\Delta \simeq 4,4$  MeV pour réaliser un état à trois quasi-particules. La description en quasi-particules implique la présence d'un niveau  $7/2^-$  de caractère à une *particule*, qui est absent dans la description en particules où l'orbite  $1f_{7/2}$  est remplie et est donc inerte. Cependant, elle ne modifie pas beaucoup les transitions électromagnétiques car l'état  $1f_{7/2}$  est, dans notre cas, presque rempli, et les états  $2p_{3/2}$ ,  $1f_{5/2}$  et  $2p_{1/2}$  sont pratiquement inoccupés.

2. Détails et résultats des calculs. — 2.1 PARAMÈTRES DU MODÈLE. — Dans notre approche, l'Hamiltonien est écrit sous la forme :

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_c + \mathcal{H}_p - \eta Q_c^{(2)} \cdot Q_p^{(2)} \quad (1)$$

où l'indice c réfère au cœur et l'indice p à la quasi-particule, et  $\eta$  est le paramètre du couplage entre le cœur et la quasi-particule. Les états de base  $|NJ, j\rangle$  sont les états propres de  $\mathcal{H}_c + \mathcal{H}_p$ , caractérisés par les nombres quantiques du cœur ( $N, J$ ) et de la quasi-particule ( $j$ ).

L'opérateur  $Q_c^{(2)}$ , agissant sur le cœur, obéit à la définition

$$(Q_c^{(2)})_u = \frac{\sum_i e_i r_i^2 Y_{2u}(\theta_i, \varphi_i)}{\sqrt{B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)}} \quad (2)$$

Cette définition a été choisie pour que l'élément de matrice réduit  $\langle 12 \| Q_c^{(2)} \| 00 \rangle$ , décrivant la transition du premier état excité à l'état fondamental du cœur, prenne la même valeur ( $= \sqrt{5}$ ) que pour un cœur purement vibrationnel. Les éléments de matrice  $\langle NJ \| Q_c \| N'J' \rangle$  ont été déduits des valeurs expérimentales des moments quadrupolaires  $Q_{NJ}$  et des probabilités de transitions  $B(E2, J \rightarrow J')$  à partir des relations :

$$\langle NJ \| Q_c^{(2)} \| NJ \rangle = \sqrt{\frac{5}{16\pi}} \left( \frac{(J+1)(2J+1)(2J+3)}{J(2J-1)} \right)^{1/2} \frac{Q_{NJ}}{[B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)]^{1/2}},$$

$$\langle NJ \| Q_c^{(2)} \| N' J' \rangle = (2J+1)^{1/2} \left[ \frac{B(E2, J \rightarrow J')}{B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)} \right]^{1/2}.$$

L'opérateur  $Q_p^{(2)}$ , agissant sur la particule externe, obéit à la définition habituelle

$$(Q_p^{(2)})_u = r_p^2 Y_{2u}(\theta_p, \varphi_p).$$

Ses éléments de matrice réduits,  $\langle j \| r_p^2 \| j' \rangle$ , ont été évalués à l'aide des fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique avec le paramètre  $\nu = M\varepsilon/\hbar^2$  en adoptant [24] pour l'espacement des niveaux la valeur  $\varepsilon = 41 \text{ MeV}/A^{1/3}$ .

Le paramètre de couplage  $\eta$  est relié au paramètre  $k$  de l'Hamiltonien de Bohr et Mottelson,

$$k = \left\langle j \left| r \frac{\partial V}{\partial r} \right| j \right\rangle,$$

par la relation :

$$k \left( \frac{\hbar\omega}{2C} \right)^{1/2} = \eta \langle j \| r_p^2 \| j \rangle,$$

où l'énergie d'un phonon,  $\hbar\omega$ , est prise égale à l'énergie  $E(2_1^+)$  du premier niveau excité et la constante de rigidité  $C$  est déduite de la probabilité de transition  $B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  d'après la relation [21] :

$$C = \frac{\hbar\omega}{2} \left[ \frac{3}{4\pi} Z e R_0^2 \right]^2 [B(E2)]^{-1}$$

avec  $R_0 = 1,2 A^{1/3} \text{ fm}$ .

Le paramètre  $\chi$  de l'Hamiltonien *pairing-plus-quadrupole* [19] est relié au paramètre  $\eta$  par la relation :

$$\chi = \frac{\eta e}{\sqrt{B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)}}.$$

Les valeurs des paramètres  $\eta$ ,  $\chi$  et  $k$ , utilisées dans notre étude de  $^{61}\text{Cu}$  et  $^{63}\text{Cu}$  sont reportées dans le tableau I.

TABLEAU I

*Propriétés du cœur ( $^{60}\text{Ni}$  et  $^{62}\text{Ni}$ ) et de la quasi-particule externe et paramètres de couplage utilisés pour l'étude des noyaux  $^{61}\text{Cu}$  et  $^{63}\text{Cu}$ .*

	$^{61}\text{Cu}$	$^{63}\text{Cu}$
$E(2_1^+)$ (MeV)	1,332	1,172
$E(0_2^+)$	2,286	2,047
$E(2_2^+)$	2,159	2,293
$E(4_1^+)$	2,505	2,336
$Q_{2_1^+}$ (e fm <sup>2</sup> )	1,4	10
$B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ (e <sup>2</sup> fm <sup>4</sup> )	184	173
$B(E2, 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$	1	6,7
$B(E2, 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	315	164
$V_{7/2}^2$	0,89	0,90
$V_{3/2}^2$	0,15	0,20
$V_{1/2}^2$	0,13	0,0
$V_{5/2}^2$	0,0	0,0
$E_{1/2^-} - E_{3/2^-}$ (MeV)	1,95	2,50
$E_{5/2^-} - E_{3/2^-}$	1,56	1,90
$E_{7/2^-} - E_{3/2^-}$	1,65	1,87
$\eta$ (MeV fm <sup>-2</sup> )	0,190	0,224
$C$ (MeV)	78,6	76,6
$\chi$ (MeV fm <sup>-4</sup> )	0,014	0,017
$k$ (MeV)	37,0	46,5

## 2.2 NIVEAUX D'ÉNERGIE ET FONCTIONS D'ONDE. —

Les fonctions d'onde et les niveaux d'énergie ont été obtenus par diagonalisation de l'Hamiltonien (1), dont les éléments de matrice s'expriment sous la forme :

$$\langle NJj, IM | H | N' J' j', IM \rangle = \delta_{NN'} \delta_{JJ'} \delta_{jj'} (E_{NJ} + E_j) - \eta \delta_{l+l'}^{p\text{air}} (-1)^{(2j+1-l'-1)/2} \times$$

$$\times \left[ \frac{(2j+1)(2j'+1)}{4\pi} \right]^{1/2} W(2jJ' I; j' J) \langle jj' \frac{1}{2} - \frac{1}{2} | 20 \rangle$$

$$\times \langle NJ \| Q_c \| N' J' \rangle \langle j \| r_p^2 \| j' \rangle (U_j U_{j'} - V_j V_{j'}),$$

où le facteur  $(U_j U_{j'} - V_j V_{j'})$  tient compte des effets d'appariement.

Les valeurs des paramètres utilisés sont indiquées dans le tableau I. Pour les énergies  $E_{NJ}$  du cœur, les valeurs expérimentales des quatre premiers niveaux excités de  $^{60}\text{Ni}$  et  $^{62}\text{Ni}$  ont été adoptées. Les éléments de matrice  $\langle NJ \| Q_c \| N' J' \rangle$  ont été déduits des

valeurs expérimentales des moments quadrupolaires et des probabilités de transition  $B(E2, J \rightarrow J')$  à partir des différentes mesures [25-37] dans  $^{60}\text{Ni}$  et dans  $^{62}\text{Ni}$ . Pour les niveaux  $0_2^+$  et  $4_1^+$  les valeurs expérimentales faisant défaut, les valeurs calculées par Auerbach [38] ont été adoptées. Les nombres d'occupation  $V_j^2$  ont été déduits des facteurs spectro-

scopiques obtenus [39-45] dans les réactions de transfert.

Les énergies de quasi-particule,  $E_j$ , et le paramètre  $\eta$  sont, dans ce travail, les seuls paramètres ajustables. Ils ont été ajustés de façon à obtenir le meilleur accord global entre l'expérience et le calcul. Les valeurs  $E_j$ , déduites d'une façon approximative des réactions de stripping, ont servi comme valeurs de départ. De même le paramètre  $\eta$  a été gardé proche à la valeur correspondant à  $k = 40$  MeV. Les niveaux d'énergie obtenus sont comparés aux niveaux expérimentaux dans les figures 2 et 3 et dans le tableau II. Pour les six premiers états l'accord est excellent : dans  $^{61}\text{Cu}$  les niveaux se correspondent à mieux qu'à 25 keV près (5 %) et dans  $^{63}\text{Cu}$  à mieux qu'à 128 keV (9 %). Pour les quatre états suivants, la séquence des niveaux calculés diffère de la séquence expérimentale. Néanmoins, les niveaux se correspondent encore mieux qu'à 180 keV (9 %) dans  $^{61}\text{Cu}$  et à mieux qu'à 460 keV (22 %) dans  $^{63}\text{Cu}$ . On pourrait

poursuivre cette comparaison pour les états de plus haute énergie d'excitation ; cependant, pour des raisons pratiques, la présente investigation sera limitée aux onze premiers niveaux excités.

Les fonctions d'onde (amplitudes au carré) obtenues pour les onze premiers niveaux sont présentées dans le tableau III. Il est remarquable de constater que pour les six premiers niveaux ces fonctions d'onde sont pratiquement identiques à celles obtenues par Thankappan et True [9] dans un espace beaucoup plus restreint, comprenant seulement les six états de base, provenant du couplage des états  $2p_{3/2}$ ,  $2p_{1/2}$  et  $1f_{5/2}$  avec le niveau fondamental et le premier état excité du cœur. On constate donc une bonne convergence de la représentation en couplage cœur-particule. En particulier, l'introduction de l'état quasi-particule  $1f_{7/2}$  dans notre représentation ne change pas la nature du premier niveau  $7/2^-$ , sa composante prédominante restant toujours  $|1\ 2\ 3/2\rangle$ .

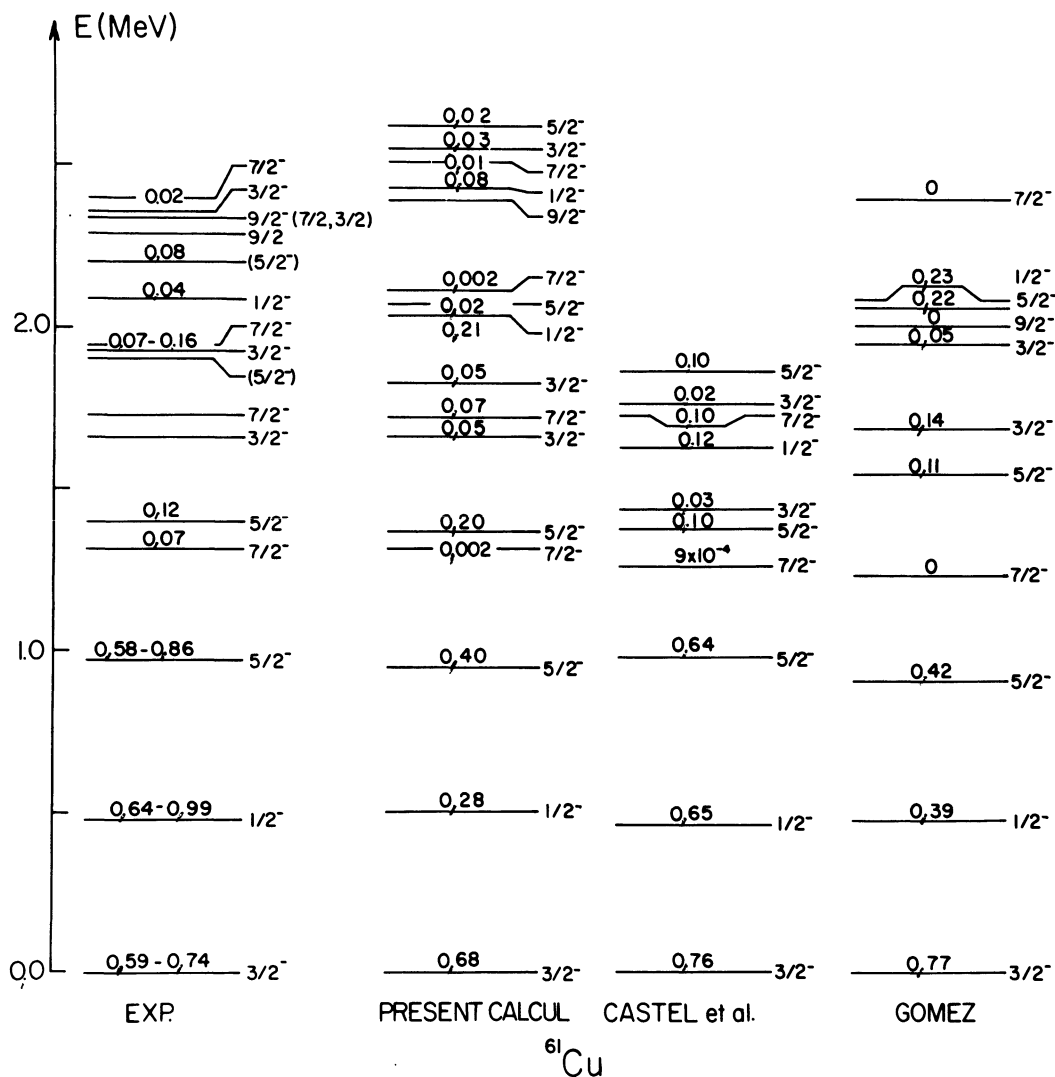




TABLEAU II

Energies et vies moyennes pour les onze premiers niveaux de  $^{61}\text{Cu}$  et  $^{63}\text{Cu}$ 

Niveau	Energie (keV)				Vie moyenne ( $10^{-13}$ s)				
	$^{61}\text{Cu}$		$^{63}\text{Cu}$		$^{61}\text{Cu}$		$^{63}\text{Cu}$		
	exp. (a)	calc.	exp. (b)	calc.	exp. (a)	calc.	exp. (c)	calc.	
$(3/2^-)_1$	0	0	0	0	$T_{1/2} = 3,3 h$		stable		
$(1/2^-)_1$	476	499	670	714	8,7	$\begin{matrix} + 6,0 \\ - 3,0 \end{matrix}$	5,7	$3,3 \pm 0,5$	2,0
$(5/2^-)_1$	970	947	962	1 037	6,5	$\begin{matrix} + 3,5 \\ - 1,9 \end{matrix}$	39	$9,6 \pm 0,9$	22,6
$(7/2^-)_1$	1 311	1 315	1 323	1 302	6,5	$\begin{matrix} + 2,8 \\ - 1,7 \end{matrix}$	7,5	$8,3 \pm 0,9$	11,0
$(5/2^-)_2$	1 395	1 370	1 412	1 540	14	$\begin{matrix} + 12 \\ - 5 \end{matrix}$	11	$2,5 \pm 0,6$ (d)	8,1
$(3/2^-)_2$	1 660	1 668	1 547	1 633	$1,95 \pm 0,30$		2,0	$2,1 \pm 0,3$ (d)	2,4
$(7/2^-)_2$	1 732	1 724	1 863	1 933	10,0	$\begin{matrix} + 6,0 \\ - 3,0 \end{matrix}$	8,5		3,6
$(3/2^-)_3$	1 932	1 832	2 011	2 445	$0,67 \pm 0,20$		1,7		3,1
$(5/2^-)_3$	1 903	2 077	2 081	2 119	$1,35 \pm 0,30$		1,2		1,7
$(7/2^-)_3$	1 942	2 118	2 092	2 434	6,5	$\begin{matrix} + 6,5 \\ - 2,5 \end{matrix}$	7,6		6,4
$(1/2^-)_2$	2 088	2 048	2 063	2 520	0,44	$\begin{matrix} + 0,32 \\ - 0,27 \end{matrix}$	1,2		0,8

(a) Référence [4].

(b) Référence [53].

(c) Références [50, 51].

(d) Valeurs déduites de la référence [51].

TABLEAU IV

Facteurs spectroscopiques pour les réactions de « stripping » et de « pick-up ». Pour les réactions de « stripping » les valeurs de  $C^2 S$  sont reportées, où  $C$  est le coefficient de Clebsch-Gordan pour les spins isotopiques.

	$^{61}\text{Cu}$					$^{63}\text{Cu}$					pick-up		
	Réf. [42]	(d, n) Réf. [43]	( $\tau$ , d) Réf. [40] (**)	Réf. [39]	( $\alpha$ , t) Réf. [39]	calc. $ a_j ^2 U_j^2$	(d, n) Réf. [41]	( $\tau$ , d) Réf. [44]	Réf. [45]	( $\alpha$ , t) Réf. [39]	calc. $ a_j ^2 U_j^2$	( $\tau$ , $\alpha$ ) Réf. [46]	calc. $(2j+1)  a_j ^2 V_j^2$
$(3/2^-)_1$	0,74	0,62	0,62	0,72	0,59	0,68	0,61	0,66	0,78	0,56	0,65	1,65	0,65
$(1/2^-)_1$	0,76	0,64	0,64	0,80	0,99	0,28	0,78	0,70	0,71	0,76	0,39	0,55	—
$(5/2^-)_1$	0,58	observé	0,43	0,83	0,86	0,40		0,33	0,29	0,40	0,30	0,92	—
$(7/2^-)_1$			0,07			0,002		0,06	0,07	0,10	0,006	1,61	0,43
$(5/2^-)_2$			(0,12)			0,20		0,06	0,07	0,10	0,006	1,61	0,43
$(3/2^-)_2$						0,05		0,45	0,34	0,68	0,29	0,44	—
$(7/2^-)_2$						0,07					0,05	0,04	0,06
$(3/2^-)_3$						0,05					0,07	3,31	4,97
$(5/2^-)_3$	0,16	0,07	0,07			0,05			0,03 (*)		0,02	0,02	—
$(7/2^-)_3$						0,02					0,04		—
$(1/2^-)_2$			0,04			0,002					0,001	0,63	0,07
						0,21	0,29	0,23	0,14		0,15		—

(\*) Corrigé pour la valeur du moment angulaire.

(\*\*) Les valeurs de la référence [40] ont été multipliées par un facteur 2,6.





Kozłowski et De Shalit [47] ont étudié théoriquement la possibilité d'attribuer les sections efficaces observées pour les états  $1/2_1^-$  et  $5/2_1^-$  de  $^{63}\text{Cu}$  dans la réaction ( $\tau$ , d), à l'excitation du cœur dans la voie finale. Selon leur étude, les sections efficaces mesurées peuvent être totalement attribuées à l'excitation du cœur, c'est-à-dire à la composante  $|1\ 2\ 3/2\rangle$  de l'état  $1/2_1^-$  ou  $5/2_1^-$ , à condition que l'on augmente les paramètres  $R$  et  $a$  du potentiel réel des deutons de 15 % par rapport à leur valeur obtenue à partir de la diffusion élastique. Cet accroissement de la valeur de ces paramètres est justifiable par le fait que la diffusion élastique tient compte d'une façon globale de l'ensemble des réactions, tandis qu'une réaction particulière comme le *stripping*, qui ne présente qu'une petite fraction des réactions totales, peut très bien se produire plus loin du noyau.

Les études expérimentales et théoriques montrent donc que les réactions de transfert sont plus complexes que l'on suppose normalement ; en plus du transfert simple il y a l'excitation du cœur dans les voies initiales et finales. Comme un calcul exact, tenant compte des différents mécanismes et des interférences entre eux, ne semble pas possible, nous nous sommes contentés de la comparaison entre l'expérience et le calcul, basée sur le transfert simple. En examinant le tableau IV, on constate que l'amplitude de la composante  $|0\ 0\ j\rangle$  reproduit effectivement assez bien les facteurs spectroscopiques pour les trois états  $I^\pi = 3/2^-$  et  $I^\pi = 5/2^-$ , tandis qu'elle est trop faible pour l'état  $1/2_1^-$ . Le fait que l'état  $7/2_2^-$  a un caractère à une particule plus accentué que l'état  $7/2_1^-$  est illustré par la valeur du facteur spectroscopique de la réaction de *pick-up*. Cette dernière est, pour l'orbite  $f_{7/2}$  qui est presque remplie, un meilleur critère que la réaction de *stripping*.

**2.4 PROPRIÉTÉS ÉLECTROMAGNÉTIQUES.** — Les propriétés électromagnétiques ont été calculées d'après les expressions données par ailleurs [48], modifiées pour tenir compte des effets d'appariement suivant Brussard [49]. Les éléments de matrice à une particule ont été multipliés par le facteur  $(U_j U_{j'} + V_j V_{j'})$  pour toutes les transitions électromagnétiques et les moments magnétiques, et par le facteur  $(U_j U_{j'} - V_j V_{j'})$  pour les moments électriques. Pour les facteurs gyromagnétiques  $g_e$ ,  $g_s$  et la charge  $e_p$  du proton externe, les valeurs effectives

$$(g_e, g_s)_{\text{eff}} = 0,6(g_e, g_s)_{\text{s.p.}} \quad \text{et} \quad e_p = 2e$$

ont été adoptées conformément aux travaux précédents [10-12-14-15]. Pour le cœur, la valeur de Bohr et Mottelson [21],  $g_c = Z/A$ , universellement acceptée a été adoptée, tandis que la charge  $e_c$  qui est comprise dans  $Q_c^{(2)}$  n'apparaît pas explicitement.

Les valeurs calculées pour  $^{61}\text{Cu}$  et  $^{63}\text{Cu}$  sont comparées avec les valeurs expérimentales dans les tableaux II (vies moyennes), V (moments des états fondamentaux), VI (rapports d'embranchement et

mélanges multipolaires) et VII (largeurs  $B(E2)$  et  $B(M1)$ ) ainsi que schématiquement dans la figure 4. Les largeurs réduites  $B(E2)$  et  $B(M1)$  déterminent complètement, avec les mélanges multipolaires, les transitions électromagnétiques, et sont du point de vue théorique les plus intéressantes. Les valeurs expérimentales de  $B(E2)$  et  $B(M1)$  n'existent cependant que pour un nombre limité de transitions et sont, de plus, entachées de larges incertitudes. Les rapports d'embranchement sont, par contre, connus pour presque toutes les transitions entre les niveaux en question avec une précision relativement grande, et permettent ainsi une comparaison très significative avec le calcul. A la vue des tableaux et des figures on peut constater que l'accord global avec l'expérience est très bon.

TABLEAU V

*Moments dipolaires magnétiques et quadrupolaires électriques de l'état fondamental*

	$^{61}\text{Cu}$		$^{63}\text{Cu}$	
	exp.	calc.	exp.	calc.
$\mu$ (m.n.)	$2,13 \pm 0,04$ (°)	2,15	$2,16$ (°)	2,15
$Q$ (e fm <sup>2</sup> )		- 22,1	$- 24 \pm 9$ (°)	- 20,0

(°) Référence [52].

(°) Référence [53].

(°) Référence [54].

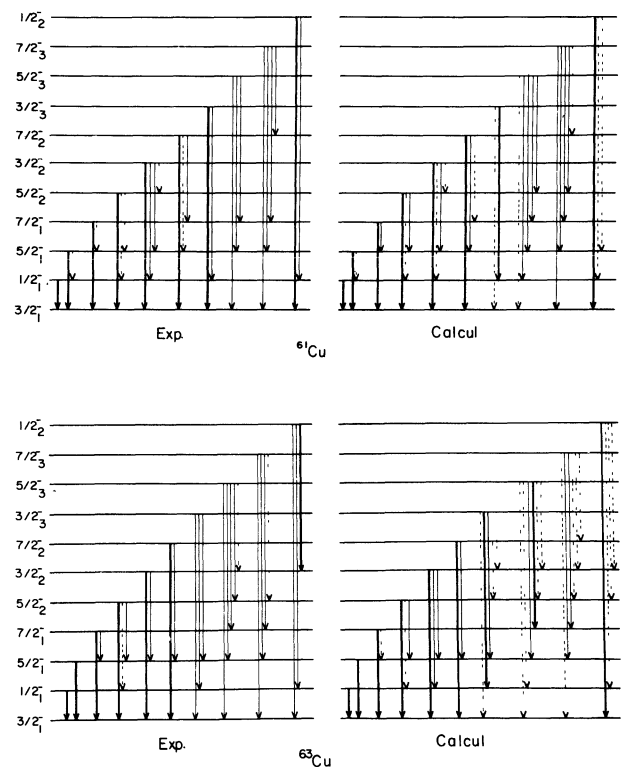


FIG. 4. — Schéma de désexcitation expérimental et calculé pour  $^{61}\text{Cu}$  et  $^{63}\text{Cu}$ . Les lignes fortes indiquent les transitions dont le rapport d'embranchement est entre 50 et 100 % ; les lignes normales entre 10 et 50 % ; les lignes en pointillé entre 1 et 10 %.

TABLEAU VI

Rapports d'embranchement et mélanges multipolaires δ(E2/M1) pour les transitions entre les onze premiers niveaux des noyaux <sup>61</sup>Cu et <sup>63</sup>Cu

Transition	Rapport d'embranchement (%) <sup>61</sup> Cu		<sup>63</sup> Cu		Mélange multipolaire δ(E2/M1)			
	exp. (°)	calc.	exp. (°)	calc.	<sup>61</sup> Cu		<sup>63</sup> Cu	
					exp. (°)	calc.	exp. (°)	calc.
(1/2 <sup>-</sup> ) → (3/2 <sup>-</sup> ) <sub>1</sub>	100	100	100	100	—	- 0,10	δ   = 0,11	- 0,13
(5/2 <sup>-</sup> ) <sub>1</sub> → (3/2 <sup>-</sup> ) <sub>1</sub>	99,1 ± 0,6	98,6	100	99,9	0,35-0,41	1,43	0,43-0,56	1,51
→ (1/2 <sup>-</sup> ) <sub>1</sub>	0,9 ± 0,1	1,4	≈ 0	0,1	∞	∞	∞	∞
(7/2 <sup>-</sup> ) <sub>1</sub> → (3/2 <sup>-</sup> ) <sub>1</sub>	90,6 ± 9,0	83,9	82,8 ± 1,1	92,3	∞	∞	∞	∞
→ (5/2 <sup>-</sup> ) <sub>1</sub>	9,4 ± 0,1	16,1	17,2 ± 1,1	7,7	- 0,07-0,09	0,004 3	0,10-0,28	0,043
(5/2 <sup>-</sup> ) <sub>2</sub> → (3/2 <sup>-</sup> ) <sub>1</sub>	90,1 ± 0,9	73,3	70,2 ± 1,7	53,8	3,5-3,78	0,91	- 0,70- - 0,53	1,13
→ (1/2 <sup>-</sup> ) <sub>1</sub>	9,0 ± 0,3	3,7	9,6 ± 1,0	2,9	∞	∞	∞	∞
→ (5/2 <sup>-</sup> ) <sub>1</sub>	0,9 ± 0,1	23,0	20,2 ± 1,2	43,2			- 0,36-0,07	- 0,10
→ (7/2 <sup>-</sup> ) <sub>1</sub>	—	0,0	—	0,1				0,33
(3/2 <sup>-</sup> ) <sub>2</sub> → (3/2 <sup>-</sup> ) <sub>1</sub>	65,3 ± 1,5	60,4	80,3 ± 1,7	58,4	- 1,68- - 0,29	- 0,35	- 0,18- - 0,09	- 0,53
→ (1/2 <sup>-</sup> ) <sub>1</sub>	14,4 ± 0,9	2,1	—	10,4	0,26-1,0	1,84		0,29
→ (5/2 <sup>-</sup> ) <sub>1</sub>	15,7 ± 1,2	32,2	19,7 ± 1,7	31,2	0,01-0,21	0,13	- 0,19-0,10	0,077
→ (5/2 <sup>-</sup> ) <sub>2</sub>	4,6 ± 0,3	5,3	—	0,0		0,05		
(7/2 <sup>-</sup> ) <sub>2</sub> → (3/2 <sup>-</sup> ) <sub>1</sub>	63,9 ± 0,6	70,0	56,6 ± 1,8	75,5	∞	∞	∞	∞
→ (5/2 <sup>-</sup> ) <sub>1</sub>	7,7 ± 0,4	28,5	43,4 ± 1,8	24,0	- 0,5- - 0,27	- 0,035	- 0,10-0,00	0,039
→ (7/2 <sup>-</sup> ) <sub>1</sub>	28,3 ± 0,2	1,1	—	0,2	0,13-0,29	- 0,45		- 0,15
→ (5/2 <sup>-</sup> ) <sub>2</sub>	—	0,4	—	0,3		- 0,14		- 0,22
(3/2 <sup>-</sup> ) <sub>3</sub> → (3/2 <sup>-</sup> ) <sub>1</sub>	72,6 ± 4,3	2,6	45,2 ± 3,3	6,6	- 0,42- - 0,08	- 1,47	- 0,15-0,02	- 1,15
→ (1/2 <sup>-</sup> ) <sub>1</sub>	27,4 ± 1,7	96,8	33,3 ± 3,1	71,9	0,27- - 0,10	- 0,29		- 0,37
→ (5/2 <sup>-</sup> ) <sub>1</sub>	—	0,6	21,5 ± 2,7	13,5		- 6,25	- 0,38- - 0,14	1,65
→ (5/2 <sup>-</sup> ) <sub>2</sub>	—	0,0	—	3,3				
→ (3/2 <sup>-</sup> ) <sub>2</sub>	—	0,0	—	4,8				
(5/2 <sup>-</sup> ) <sub>3</sub> → (3/2 <sup>-</sup> ) <sub>1</sub>	35,0 ± 0,9	6,3	observée	3,3	- 1,28- - 0,66	- 0,34		- 0,16
→ (1/2 <sup>-</sup> ) <sub>1</sub>	—	10,2	—	7,7	∞	∞	∞	∞
→ (5/2 <sup>-</sup> ) <sub>1</sub>	40,7 ± 0,9	29,4	observée	29,0	- 0,09-0,16	- 0,036		- 0,006
→ (7/2 <sup>-</sup> ) <sub>1</sub>	24,3 ± 0,7	43,7	observée	56,4	0,02-0,30	- 0,088	- 0,36- - 0,20	- 0,068
→ (5/2 <sup>-</sup> ) <sub>2</sub>	—	10,4	observée	2,2		- 0,31		2,2
→ (3/2 <sup>-</sup> ) <sub>2</sub>	—	0,0	faible	1,4		- 0,21		1,4
(7/2 <sup>-</sup> ) <sub>3</sub> → (3/2 <sup>-</sup> ) <sub>1</sub>	14 ± 2	21,5	observée	9,4	∞	∞	∞	∞
→ (5/2 <sup>-</sup> ) <sub>1</sub>	49 ± 10	43,6	observée	46,4		- 2,09	0,83-1,28	- 3,85
→ (7/2 <sup>-</sup> ) <sub>1</sub>	24 ± 5	19,3	observée	40,2	- 0,70-0,05	0,41	0,08-0,49	0,30
→ (5/2 <sup>-</sup> ) <sub>2</sub>	—	13,9	faible	1,9		- 0,008		- 0,48
→ (3/2 <sup>-</sup> ) <sub>2</sub>	—	0,0		1,1	∞	∞	∞	∞
→ (7/2 <sup>-</sup> ) <sub>2</sub>	13 ± 2	1,7		1,0	- 0,23- - 0,07	- 0,075		- 0,12
(1/2 <sup>-</sup> ) <sub>2</sub> → (3/2 <sup>-</sup> ) <sub>1</sub>	68,0 ± 11,0	90,2	11,0 ± 1,8	87,2		- 0,15		- 0,37
→ (1/2 <sup>-</sup> ) <sub>1</sub>	32,1 ± 2,5	6,8	36,0 ± 3,2	2,5				
→ (5/2 <sup>-</sup> ) <sub>1</sub>	—	3,0	—	0,5	∞	∞	∞	∞
→ (5/2 <sup>-</sup> ) <sub>2</sub>	—	0,0	—	1,0	∞	∞	∞	∞
→ (3/2 <sup>-</sup> ) <sub>2</sub>	—	0,0	53,0 ± 3,5	8,8				- 0,20

(°) Référence [2].

(°) Référence [3] et références incluses.

(°) Référence [1].

Les fonctions d'onde pour <sup>61</sup>Cu et <sup>63</sup>Cu étant très semblables, les transitions électromagnétiques calculées sont également très semblables et ne reproduisent pas de ce fait les différences observées expérimentalement entre les deux noyaux. C'est le cas, par exemple, pour les rapports d'embranchement pour les transitions 5/2<sup>-</sup> → 5/2<sup>-</sup><sub>1</sub>, 3/2<sup>-</sup> → 1/2<sup>-</sup><sub>1</sub>, 7/2<sup>-</sup> → 5/2<sup>-</sup><sub>1</sub>, 7/2<sup>-</sup> → 7/2<sup>-</sup><sub>1</sub>, 3/2<sup>-</sup> → 5/2<sup>-</sup><sub>1</sub> et 1/2<sup>-</sup> → 3/2<sup>-</sup><sub>1</sub>. Cependant, la valeur calculée se situe entre les deux valeurs expérimentales et le modèle représente donc une bonne approximation des caractéristiques individuelles des deux noyaux.

2.5 DIFFUSION INÉLASTIQUE ET TRANSITIONS E2. —

Le tableau VIII présente les résultats expérimentaux [55] de la diffusion inélastique <sup>63</sup>Cu(p, p')<sup>63</sup>Cu

et les compare avec les probabilités B(E2) pour les transitions à l'état fondamental, obtenues à partir de l'expérience et du présent calcul. Les sections efficaces comme les probabilités B(E2) ont été normalisées par la valeur correspondant à la transition 0<sup>+</sup><sub>1</sub> → 2<sup>+</sup><sub>1</sub> dans <sup>62</sup>Ni. Les sections efficaces normalisées, obtenues de deux façons, à partir des valeurs mesurées pour <sup>63</sup>Cu et <sup>62</sup>Ni au maximum de la distribution angulaire (colonne 3) et à partir de l'analyse par la DWBA (colonne 4) sont en accord, aux erreurs expérimentales près, avec les valeurs

$$B(E2, I^\pi \rightarrow 3/2^-_1)/B(E2, 2^+_1 \rightarrow 0^+_1)$$

expérimentales (colonne 5) et calculées (colonne 6). Comme pour plusieurs des états considérés la compo-

TABLEAU VII

*Largeurs réduites (en unités Weisskopf) pour les transitions E2 et M1 entre les onze premiers niveaux de  $^{61}\text{Cu}$  et  $^{63}\text{Cu}$*

Transition	$B(E2)$ (W. u.) ( <sup>a</sup> )		$B(M1)$ ( $10^{-2}$ W. u.) ( <sup>a</sup> )					
	$^{61}\text{Cu}$		$^{63}\text{Cu}$		$^{61}\text{Cu}$		$^{63}\text{Cu}$	
	exp. ( <sup>b</sup> )	calc.	exp. ( <sup>c</sup> )	calc.	exp. ( <sup>b</sup> )	calc.	exp. ( <sup>c</sup> )	calc.
( $1/2^-$ ) <sub>1</sub> → ( $3/2^-$ ) <sub>1</sub>	—	30,8	14-18	22,6	—	45	31-43	43
( $5/2^-$ ) <sub>1</sub> → ( $3/2^-$ ) <sub>1</sub>	7-20	12,6	7,9-15,6	13,9	3-7	0,31	2,7-3,6	0,39
→ ( $1/2^-$ ) <sub>1</sub>	5,7-41	10,9	—	6,24	—	—	—	—
( $7/2^-$ ) <sub>1</sub> → ( $3/2^-$ ) <sub>1</sub>	14-27	16,1	11,9-15,1	12,2	—	—	—	—
→ ( $5/2^-$ ) <sub>1</sub>	< 2,9	3,4	15-155	5,47	7-14	14	11-17	12
( $5/2^-$ ) <sub>2</sub> → ( $3/2^-$ ) <sub>1</sub>	3,1-9,7	3,6	4,7-12,5	2,34	0,02-0,09	0,45	1,6-3,4	0,26
→ ( $1/2^-$ ) <sub>1</sub>	2,6-10,8	3,7	67-140	5,11	—	—	—	—
→ ( $5/2^-$ ) <sub>1</sub>	—	9,8	0-394	9,20	—	8,7	19-39	13
→ ( $7/2^-$ ) <sub>1</sub>	—	—	—	9,76	—	—	—	0,29
( $3/2^-$ ) <sub>2</sub> → ( $3/2^-$ ) <sub>1</sub>	6,5-12,6	1,5	0,16-0,89	2,48	0,5-1,3	1,9	2,8-3,9	1,4
→ ( $1/2^-$ ) <sub>1</sub>	1-10,6	2,1	—	2,86	0,7-1,8	0,05	—	1,7
→ ( $5/2^-$ ) <sub>1</sub>	0,02-13,35	7,5	0-33	5,51	5-8	14	12-19	20
→ ( $5/2^-$ ) <sub>2</sub>	—	14,1	—	—	—	33	—	—
( $7/2^-$ ) <sub>2</sub> → ( $3/2^-$ ) <sub>1</sub>	1,1-2,6	3,1	—	4,24	—	—	—	—
→ ( $5/2^-$ ) <sub>1</sub>	1,2-7,9	0,08	—	0,097	4-11	2,4	—	3
→ ( $7/2^-$ ) <sub>1</sub>	13-146	0,22	—	0,055	8-19	0,1	—	0,06
→ ( $5/2^-$ ) <sub>2</sub>	—	1,0	—	2,28	—	0,4	—	0,44
( $3/2^-$ ) <sub>3</sub> → ( $3/2^-$ ) <sub>1</sub>	0,1-4,0	2,9	—	0,075	2,6-5,6	0,025	—	0,02
→ ( $1/2^-$ ) <sub>1</sub>	0,3-4,9	6,1	—	0,99	4-9	7,1	—	1,3
→ ( $5/2^-$ ) <sub>1</sub>	—	3,35	—	3,12	—	0,004	—	0,13
( $5/2^-$ ) <sub>3</sub> → ( $3/2^-$ ) <sub>1</sub>	1,3-4,7	0,061	—	0,006	0,5-1,2	0,13	—	0,06
→ ( $1/2^-$ ) <sub>1</sub>	—	5,10	—	4,54	—	—	—	—
→ ( $5/2^-$ ) <sub>1</sub>	0,8-8,2	0,098	—	0,002	9-15	5,4	—	4,4
→ ( $7/2^-$ ) <sub>1</sub>	0,4-142	6,2	—	2,30	20-34	26	—	20
→ ( $5/2^-$ ) <sub>2</sub>	—	12,5	—	9,66	—	7,4	—	2
→ ( $3/2^-$ ) <sub>2</sub>	—	—	—	7,44	—	—	—	2,3
( $7/2^-$ ) <sub>3</sub> → ( $3/2^-$ ) <sub>1</sub>	—	0,37	—	0,088	—	—	—	—
→ ( $5/2^-$ ) <sub>1</sub>	—	11,9	—	6,83	—	0,21	—	0,05
→ ( $7/2^-$ ) <sub>1</sub>	0,14-101	6,3	—	1,51	1,4-6	1,3	—	1,3
→ ( $5/2^-$ ) <sub>2</sub>	—	0,003	—	0,53	—	1,4	—	0,11
→ ( $3/2^-$ ) <sub>2</sub>	—	—	—	2,74	—	—	—	—
→ ( $7/2^-$ ) <sub>2</sub>	—	0,72	—	0,43	—	1,1	—	0,41
( $1/2^-$ ) <sub>2</sub> → ( $3/2^-$ ) <sub>1</sub>	—	0,24	—	0,69	—	2,7	—	1,9
→ ( $1/2^-$ ) <sub>1</sub>	—	—	—	—	—	0,49	—	0,16
→ ( $5/2^-$ ) <sub>1</sub>	—	1,84	—	0,4	—	—	—	—
→ ( $5/2^-$ ) <sub>2</sub>	—	—	—	7,24	—	—	—	—
→ ( $3/2^-$ ) <sub>2</sub>	—	—	—	4,35	—	—	—	4,7

(<sup>a</sup>) L'unité Weisskopf (W. u.) pour  $B(E2) = 14,44 e^2 \text{ fm}^4$  pour  $^{61}\text{Cu}$ .  
 $= 15,1 e^2 \text{ fm}^4$  pour  $^{63}\text{Cu}$ .  
pour  $B(M1) = 1,77 \mu_0^2$  pour  $^{61}\text{Cu}$  et  $^{63}\text{Cu}$ .

(<sup>b</sup>) Référence [4].

(<sup>c</sup>) Référence [3] et références incluses.

sante collective  $|1\ 2\ 3/2\rangle$  et celle à une particule  $|0\ 0\ j\rangle$  interviennent avec une intensité comparable, cet accord indique que l'interaction  $V_c + V_p$ , responsable de la diffusion inélastique, est proportionnelle à l'interaction  $e_c Q_c + e_p Q_p$ , responsable de la transition E2.

On a souvent supposé, dans l'interprétation des

résultats de la diffusion inélastique comme des transitions E2, que la valeur proche de l'unité pour la section efficace ou la probabilité  $B(E2)$ , normalisée par rapport au nickel, est une indication de la prédominance de la composante collective  $|1\ 2\ 3/2^- \rangle$  dans l'état considéré. La présente étude indique cependant que ce n'est pas nécessairement le cas.

TABLEAU VIII  
 Comparaison entre les résultats de la diffusion inélastique  
 et les valeurs  $B(E2)$  pour  $^{63}\text{Cu}$

$I^\pi$	$d\sigma/d\Omega$ (max) (mb/sr)	$g \frac{d\sigma}{d\Omega} (^{63}\text{Cu})$ $\frac{d\sigma}{d\Omega} (^{62}\text{Ni} - 2^+)$	$\frac{\beta^2(^{63}\text{Cu})}{\beta^2(^{62}\text{Ni}, 2^+)}$	$\frac{B(E2, I \rightarrow 3/2_1^-)}{B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)}$	$\frac{B(E2, I \rightarrow 3/2)}{B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)}$
	exp. <sup>(a)</sup>	exp. <sup>(a)</sup>	exp. <sup>(a)</sup>	exp. <sup>(b)</sup>	calcul <sup>(b)</sup>
$^{63}\text{Cu} - (1/2^-)_1$	1,20	1,25	$1,12 \pm 0,12$	$1,40 \pm 0,17$	1,97
$(5/2^-)_1$	4,10	1,42	$1,34 \pm 0,15$	$1,08 \pm 0,28$ $0,39$	1,21
$(7/2^-)_1$	4,10	1,07	$1,04 \pm 0,12$	$1,16 \pm 0,16$ $0,12$	1,07
$(5/2^-)_2$	0,65	0,22	$0,23 \pm 0,05$	$0,64 \pm 0,45$ $0,23$	0,20
$(3/2^-)_2$	0,36	0,19		$0,34 \pm 0,43$ $0,20$	0,22
$(7/2^-)_2$	0,98	0,25			0,37
$^{62}\text{Ni} - 2_1^+$	9,60				

$g = \frac{(2I+1)(2k+1)}{2I+1}$  où  $I_0 = \frac{3}{2}$ ,  $k = 2$ , et  $I =$  moment angulaire du niveau considéré .

<sup>(a)</sup> Référence [55].

<sup>(b)</sup> Tableau VII.

Comme le montre le tableau III, pour l'état  $3/2_2^-$  la composante collective  $|1\ 2\ 3/2\rangle$  prédomine largement, mais la valeur calculée de

$$B(E2, I^\pi \rightarrow 3/2_1^-)/B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+),$$

comme les valeurs expérimentales correspondantes pour la transition E2 et la diffusion inélastique, ne sont que  $\simeq 0,2$ . De même pour les états  $5/2_1^-$  et  $5/2_2^-$ , qui sont caractérisés par un mélange équilibré de la composante collective et celle à une particule, ces valeurs diffèrent d'un facteur  $\simeq 6$ . Il est donc évident que l'interférence joue un rôle majeur. Ceci est prévisible puisque dans le cas présent, avec une charge effective  $e_p = 2e$ , les transitions à une particule sont du même ordre de grandeur que les transitions collectives. De plus, la transition

$$|1\ 2\ 3/2\rangle \rightleftharpoons |1\ 2\ 3/2\rangle_{3/2,1}$$

contribue sensiblement, surtout pour l'état  $I^\pi = 3/2_2^-$ .

**3. Conclusion.** — Le nombre croissant de données expérimentales sur les noyaux  $^{61}\text{Cu}$  et  $^{63}\text{Cu}$  a permis une vérification critique de la description simple que l'on peut faire par le couplage entre un proton externe et un cœur excité. La vérification du modèle consiste en la reproduction des données expérimentales pour les premiers onze niveaux de  $^{61}\text{Cu}$  et  $^{63}\text{Cu}$ , sans introduire de paramètres arbitraires. Dans notre calcul les états du cœur, considérés jusqu'aux états à deux phonons, ont été identifiés avec les états réels de  $^{60}\text{Ni}$  et  $^{62}\text{Ni}$ , et les paramètres *ajustables*, le paramètre de couplage entre cœur et particule et les énergies de quasi-particule, ont été gardés en accord avec les valeurs systématiques de la région de masse considérée. La valeur  $\chi = 0,014$  (0,017) MeV fm $^{-4}$ ,

adoptée pour  $^{61}\text{Cu}$  ( $^{63}\text{Cu}$ ) est en accord avec l'Hamiltonien *pairing-plus-quadrupole* de Bes et Sorensen et la valeur  $k = 37,0$  (46,5) MeV, est en accord avec l'Hamiltonien de Bohr et Mottelson. De même les énergies adoptées pour la quasi-particule s'accordent assez bien (Fig. 1) avec les énergies à une particule, observées [23] dans  $^{49}_{21}\text{Sc}_{28}$ .

La reproduction des données expérimentales par le modèle est très bonne et représente une amélioration sensible par rapport aux travaux précédents, surtout en ce qui concerne les propriétés électromagnétiques et les spectres d'énergie (Fig. 2 et 3). Cette amélioration est d'autant plus remarquable qu'elle montre aussi la consistence des paramètres *ajustables* avec les valeurs systématiques, ce qui n'est pas le cas dans les travaux précédents. Gomez [14] dans un modèle à cœur vibrationnel, comme Castel *et al.* [17] dans un modèle essentiellement identique au nôtre, obtiennent pour le paramètre de couplage des valeurs sensiblement plus basses, correspondant à  $k \simeq 24$  et 16 MeV, respectivement. Les énergies à une (quasi)-particule introduites par Gomez sont à peu près les mêmes que dans le présent travail, tandis que Castel *et al.* introduisent l'état  $2p_{1/2}$  à beaucoup plus basse énergie (0,80 et 1,05 MeV) et en dessous de l'état  $1f_{5/2}$ . L'amélioration apportée par le présent travail semble attribuable : (1) au principe de garder les paramètres *ajustables* près de valeurs systématiques, (2) aux données expérimentales plus nombreuses sur les spectres d'énergie et les propriétés électromagnétiques et (3) à l'attribution d'une importance moindre à la reproduction des facteurs spectroscopiques. En effet, le facteur spectroscopique pour l'état  $1/2^-$  n'est pas reproduit par notre calcul. Cependant, à la lumière d'un bon

accord général et de l'évidence de l'excitation du cœur dans les réactions de transfert, ce désaccord ne peut pas être considéré comme un argument contre le modèle.

**Remerciements.** — Nous exprimons notre vive reconnaissance aux Drs R. D. Lawson et Do Dang Giu pour les fructueuses discussions que nous avons eues avec eux au sujet de ce travail.

### Bibliographie

- [1] HEUSCH, B., ČUJEC, B., DAYRAS, R., MO, J. N. et SZÖGHY, I. M., *Nucl. Phys. A* **169** (1971) 145.
- [2] HOFFMAN, E. J., SARANTITES, D. G. et LU, N.-H., *Nucl. Phys. A* **173** (1971) 146.
- [3] DAYRAS, R., ČUJEC, B. et SZÖGHY, I. M., *Nucl. Phys.* **257** (1976) 118.
- [4] HEUSCH, B., ČUJEC, B. et DAYRAS, R., *Nucl. Phys. A* **172** (1971) 395.
- [5] SARANTITES, D. G., BARKER, J. H., LU, N.-H., HOFFMAN, E. J. et VAN PATTTER, D. M., *Phys. Rev. C* **8** (1973) 629.
- [6] LAWSON, R. D. et URETSKY, J. L., *Phys. Rev.* **108** (1957) 1300.
- [7] BAYMAN, B. F. et SILVERBERG, L., *Nucl. Phys.* **16** (1960) 625.
- [8] BOUTEN, M. et VAN LEUVEN, P., *Nucl. Phys.* **32** (1962) 499.
- [9] HARVEY, M., *Nucl. Phys.* **48** (1963) 578.
- [10] THANKAPPAN, V. K. et TRUE, W. W., *Phys. Rev. B* **137** (1965) 793.
- [11] BERES, W. P., *Nucl. Phys.* **75** (1966) 255.
- [12] SIMONS, L. et SUNDIUS, T., *Commentat. Phys. Math. Soc. Sci. Fenn.* **34** (1969) 67.
- [13] PAAR, V., *Nucl. Phys. A* **147** (1970) 369.
- [14] LARNER, D., *Phys. Rev. C* **2** (1970) 522.
- [15] GOMEZ, J. M. G., *Nucl. Phys. A* **173** (1971) 537.
- [16] PARADELLIS, T. et HONTZEAS, S., *Can. J. Phys.* **49** (1971) 1750.
- [17] CASTEL, B., JOHNSTONE, I. P., SINGH, B. P. et STEWART, K. W. C., *Can. J. Phys.* **50** (1972) 1630.
- [18] DE JÄGER, J. L. et BOCKER, E., *Nucl. Phys. A* **216** (1973) 349.
- [19] BES, D. R. et SORENSEN, R. A., *Adv. Nucl. Phys.* eds. M. Baranger et E. Vogt, vol. 2 (Plenum Press, New York) 1969.
- [20] UHER, R. A., SORENSEN, R. A., *Nucl. Phys.* **86** (1966) 1.
- [21] BOHR, A. et MOTTELSON, B. R., *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* **27** (1953).
- [22] DE SHALIT, A., *Phys. Rev.* **122** (1961) 1530.
- [23] ERSKINE, J. R., MARINOV, A. et SCHIFFER, J. P., *Phys. Rev.* **142** (1965) 633.
- [24] KISSLINGER, L. S. et SORENSEN, R. A., *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* **32** (1960).
- [25] CLINE, D., GERTZMAN, H. S., GOVE, H. E., LESSER, P. M. S. et SCHWARTZ, J. J., *Nucl. Phys. A* **133** (1969) 445.
- [26] LESSER, P. M. S., CLINE, D. et PURVIS, J. D., *Nucl. Phys. A* **151** (1970) 257.
- [27] LESSER, P. M. S., CLINE, D., BAHNSEN, A., CLINE, C. K. et HOROSKHO, R. N., *Bull. Am. Phys. Soc.* **16** (1971) 12.
- [28] CHARBONNEAU, J., DE CASTRO FARIA, N. V., L'ECUYER, J. et VITOUX, D., *Bull. Am. Phys. Soc.* **16** (1971) 625.
- [29] RAMAN, S., *Nuclear Data Sheets B* **2-5** (1968) 41.
- [30] BERTIN, M. C., BENCZER-KOLLER, N., SEAMAN, G. G. et McDONALD, J. R., *Phys. Rev.* **183** (1969) 964.
- [31] TORIZUKA, Y., KOJIMA, Y., OYAMADA, M., NAKAHARA, K., SUGIYAMA, K., TERASAWA, T., ITOH, K., YAMAGUCHI, A. et KIMURA, M., *Phys. Rev.* **185** (1969) 1499.
- [32] METZGER, F. R., *Nucl. Phys. A* **148** (1970) 362.
- [33] VAN PATTTER, D. M., HOFFMAN, E. J., BECKER, T. et ASSIMAKOPOULOS, P. A., *Nucl. Phys. A* **178** (1972) 355.
- [34] VAN PATTTER, D. M. et RAUCH, F., *Nucl. Phys. A* **191** (1972) 245.
- [35] HÄUSSER, O., ALEXANDER, T. K., PELTE, D., HOOTON, B. W. et EVANS, H. C., *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 320.
- [36] VERHEUL, H., *Nuclear Data Sheets B* **2-3** (1967) 1.
- [37] FANGER, U., HECK, D., MICHAELIS, W., OTTMAR, H., SCHMIDT, H. et GAETA, R., *Nucl. Phys. A* **146** (1970) 549.
- [38] AUERBACH, N., *Phys. Rev.* **163** (1967) 1203.
- [39] ARMSTRONG, D. D., BLAIR, A. G. et THOMAS, H. C., *Phys. Rev.* **155** (1967) 1254.
- [40] PULLEN, D. J. et ROSNER, B., *Phys. Rev.* **170** (1968) 1034.
- [41] OKOROKOV, V. V., BOCHIN, V. P., ROMANOV, V. S., SEREZHIM, V. M., SMOTRYAEV, V. A., TOLCHENKOV, D. L., TROSTIN, I. S. et CHEBLUKOV, Y. N., *Sov. J. Nucl. Phys.* **8** (1969) 38.
- [42] OKOROKOV, V. V., TOLCHENKOV, D. L. et CHEBLUKOV, Y. N., *Sov. J. Nucl. Phys.* **9** (1969) 411.
- [43] FUCHS, H., GRABISCH, K. et RÖSCHERT, G., *Nucl. Phys. A* **133** (1969) 385.
- [44] BLAIR, A. G., *Phys. Rev.* **140** (1965) B 648.
- [45] SMITH, D. L., CHEN, H. Y. et ENGE, H. A., *Nucl. Phys. A* **107** (1968) 639.
- [46] BACHNER, D., BOCK, R., DUHM, H. H., SANTO, R., STOCK, R. et HINDS, S., *Nucl. Phys. A* **99** (1967) 487.
- [47] KOZLOWSKY, B., et DE SHALIT, A., *Nucl. Phys.* **77** (1966) 215.
- [48] DAYRAS, R. et ČUJEC, B., *Nucl. Phys. A* **186** (1972) 307.
- [49] BRUSSAARD, P. J., *Nucl. Phys. A* **158** (1970) 440.
- [50] ESWARAN, M. A., GOVE, H. E., LITHERLAND, A. E. et BROUDE, C., *Nucl. Phys.* **66** (1965) 401.
- [51] ALSTON III, W. J., WILSON, H. H. et BOOTH, E. C., *Nucl. Phys. A* **116** (1968) 281.
- [52] DODSWORTH, B. M. et SHUGART, H. A., *Phys. Rev.* **142** (1966) 638.
- [53] VERHEUL, H., *Nuclear Data Sheets B* **2-3** (1967) 31.
- [54] NEY, J., *Z. Phys.* **196** (1966) 53.
- [55] MCCARTHY, A. L. et CRAWLEY, G. M., *Phys. Rev.* **150** (1966) 935.