

FR8001444



Université Scientifique et Médicale de Grenoble

**INSTITUT DES SCIENCES NUCLÉAIRES
DE GRENOBLE**

53, avenue des Martyrs - GRENOBLE

ISN 79.49
September 1979

NIVEAUX DE SPIN ÉLEVÉ DANS LE ^{65}Cu .
ÉTAT ISOMÉRIQUE $17/2^+$.

TSAN UNG CHAN, J. P. BRUANDET, P. CHAMBERON, A. DAUCHY, D. BRAINE,
A. GIORNI, F. GLASSER, C. MOREAU

* Institut de Physique Nucléaire de Lyon.

Submitted for publication

Laboratoire associé à l'Institut National de Physique Nucléaire et de
Physique des Particules.

NIVEAUX DE SPIN ELEVE DANS LE ^{63}Cu .
ETAT ISOMERIQUE YRAST $17/2^+$.

TSAN UNG CHAN, J.F. BRUANDET, B. CHAMRON*, A. DAUCHY, D. DRAIN*,
A. GIORNI, F. GLASSER, et C. MORAND.

Institut des Sciences Nucléaires (IN2P3 - USMG)
53 Avenue des Martyrs 38026 GRENOBLE CEDEX

Abstract. The ^{63}Cu nucleus has been studied via the reaction
 $^{61}\text{Ni} (\alpha, pny)$, using different in beam γ spectroscopy techniques. An
isomeric high-spin Yrast state $17/2^+$ ($\tau = 6.1 \pm 0.6\text{ns}$) is located
at 4498 keV. The $g_{9/2}$ shell must be involved to explain positive
high-spin states established in this work.

E

Nuclear reactions. $^{61}\text{Ni} (\alpha, pny)$, $E = 21-35$ MeV; measured
 $\sigma (E, E\gamma, \theta)$, γ - γ coin, $\gamma(t)$: ^{63}Cu deduced levels J, π, γ
branching, τ . Isotopic target.

*Institut de Physique Nucléaire (UCB LYON, IN2P3) 43, Bd du 11 Nov.
69621 VILLEURBANNE.

1) Introduction

Le ^{63}Cu a fait récemment l'objet de plusieurs études expérimentales et théoriques ¹⁻⁸, limitées aux seuls états de spin $\leq 9/2$.

Nous présentons dans ce travail, un schéma des niveaux de haut spin du ^{63}Cu ($J \leq 19/2$) déduit essentiellement de l'étude de la réaction $^{61}\text{Ni}(\alpha, p n \gamma) ^{63}\text{Cu}$. Nous avons pu en particulier mettre en évidence un état isomérique de période $\tau = 6.1 \pm 0.6$ ns situé à une énergie d'excitation de 4497.7 keV, de caractéristiques $J^{\pi} = 17/2^{+}$. Nos premiers résultats ont été présentés à la conférence de Florence. ⁹⁾ ..

2) Etude expérimentale de la réaction $^{61}\text{Ni}(\alpha, p n \gamma)$

L'étude du noyau ^{63}Cu a été entreprise avec les techniques classiques de la spectroscopie γ en ligne (coïncidence $\gamma\gamma$, fonctions d'excitation, distributions angulaires, mesures des durées de vie). Les expériences ont été réalisées au Cyclotron de Grenoble avec une cible isotopique autoporteuse d'épaisseur $2,2 \text{ mg/cm}^2$. Les détecteurs: Ge(Li) utilisés ($\sim 40 \text{ cm}^3$) avaient une résolution de l'ordre de 3 keV à $E_{\gamma} = 1 \text{ MeV}$. L'acquisition des données a été faite sur un ordinateur PDP 9.

2-1-Fonction d'excitation

Nous avons mesuré la fonction d'excitation à 21, 26, 30 et 35 MeV en normalisant l'intensité σ par rapport à la quantité de charges collectées dans une cage de Faraday. Le comportement des principales voies ouvertes est représenté sur la Fig.1, le taux de production des différents noyaux étant calculé en sommant les intensités des transitions aboutissant au niveau fondamental.

La Fig.2 représente les fonctions d'excitation relatives des principaux γ du ^{63}Cu . Nous remarquons l'allure rapidement croissante des γ issus des niveaux de grand spin du ^{63}Cu .

2-2 Spectre direct : La Fig.3 présente un spectre typique obtenu par réaction $^{61}\text{Ni} + \alpha$ à 32 MeV. La voie (pn) est un peu plus favorisée que la voie (2n). La calibration en énergie a été faite en utilisant

les transitions du ^{63}Cu , ^{63}Zn , ^{60}Ni connues de manière précise dans la littérature.

2-3 Coïncidences γ - γ :

Les coïncidences γ - γ promptes et retardées ont été enregistrées dans le format 1024 x 2048 canaux à l'énergie $E_{\alpha} = 30$ MeV. Les détecteurs étaient placés à 90° par rapport au faisceau dans le plan horizontal. La Fig. 4 montre les spectres de coïncidences γ - γ relatifs à quelques fenêtres prises sur les principales transitions.

2-4 Distributions Angulaires :

Les distributions angulaires (10 angles entre 25° et 155°) ont été effectuées à $E_{\alpha} = 32$ MeV sur une cible de ^{61}Ni isotopique avec un support de bismuth afin de réduire l'effet Doppler. L'ensemble des résultats provenant de l'analyse des distributions angulaires en polynômes de Légendre est regroupé dans le tableau 1.

2-5 Mesures des durées de vie.

a) Mesure électronique : selon une méthode décrite dans un précédent article ¹⁰⁾ nous avons mis en évidence un niveau isomérique à 4497.7 keV se désexcitant par un γ de 342 keV. La période mesurée est

$$\tau = 6.1 \pm 0.6\text{ns}$$

b) Mesures par la méthode de l'atténuation de l'effet Doppler (DGAM).

L'utilisation de cette méthode pour des cibles auto-porteuses ^{11,12} a permis de mesurer la durée de vie de quelques niveaux du ^{63}Cu . Il est difficile de tirer des valeurs précises pour les niveaux faisant partie de la cascade principale car la contribution due aux γ désexcitant le niveau retardé de 6ns est importante. Le tableau 2 regroupe les résultats de nos mesures de durée de vie à partir d'une cible autoporteuse de ^{61}Ni de $2,2\text{mg/cm}^2$. Pour les niveaux à 962 keV et 1327 keV, nos valeurs (1.2ps pour le niveau à 1327 keV et 2.0ps pour le niveau à 962 keV) sont moins précises et notablement plus grandes que celles adoptées

dans Nuclear Data Sheets ¹³⁾ ($\tau = 0.78$ ps pour le niveau à 1327 keV et $\tau = 0.88$ ps pour le niveau à 962 keV), ou mesurées plus récemment par DSAM lors de l'excitation coulombienne ¹⁴⁾ ($\tau = 0.925 \pm 0.08$ ps pour le niveau à 1327 keV et $\tau = 0.881 \pm 0.085$ ps pour le niveau à 962 keV). Mais ces dernières valeurs peuvent être mises en doute à cause de l'extrême simplicité du ralentissement utilisé et la faible précision de la détermination de $F(\tau)$ par la méthode du centroïde. La Fig. 5 montre l'ajustement de quelques raies dopplérisées dans la réaction $^{61}\text{Ni}(\alpha, p\text{N})$.

2-6. Effet ferromagnétique relatif au γ retardé de 342 keV.

Nous avons montré dans un précédent article ¹⁵⁾ concernant le ^{62}Cu , que la distribution angulaire d'une raie γ retardée peut être fortement perturbée par le champ hyperfin magnétique de la cible quand on utilise une cible ferromagnétique et qu'il est alors possible d'observer la précession de Larmor sans aucun champ magnétique extérieur. Afin de tester l'existence d'un tel effet sur le γ du 342 keV ($\tau = 6.1$ ns) nous avons fait les distributions angulaires et la mesure de durée de vie, avec les méthodes indiquées dans la réf. 15, sur une cible de ^{61}Ni de $2,2\text{mg}/\text{cm}^2$ à température ambiante et sur la même cible portée à une température supérieure à la température de Curie (385°C) par effet joule. A l'énergie incidente $E_\alpha = 32$ MeV, les deux voies de réaction $^{61}\text{Ni}(\alpha, p\text{N})$ ^{63}Cu et $^{61}\text{Ni}(\alpha, p2\text{N})$ ^{62}Cu sont ouvertes, il nous est donc possible de comparer l'effet ferromagnétique sur la transition de 342 keV du ^{63}Cu et l'effet ferromagnétique sur la transition 349 keV du ^{62}Cu que nous avons déjà mis en évidence dans la réaction $^{60}\text{Ni}(\alpha, p\text{N})$ ^{62}Cu . ¹⁵⁾

a) Test de la perturbation de la distribution angulaire.

La Fig 5 montre les distributions angulaires des raies γ de 342 keV (^{63}Cu) et de 349 keV (^{62}Cu) avec une cible à température ambiante et avec une cible chauffée. Pour le γ de 342 keV les deux distributions angulaires sont équivalentes alors que pour le γ de 349 keV, tout comme dans le cas de la réaction $^{60}\text{Ni}(\alpha, p\text{N})$ ^{62}Cu

la distribution angulaire avec la cible froide de ^{61}Ni est fortement perturbée par l'interaction magnétique hyperfine. Cette perturbation est indépendante de l'isotope cible puisqu'il s'agit d'une propriété atomique. Le Tableau 3 présente les coefficients I_0 , λ_2 et λ_4

des distributions angulaires du γ de 342 keV et du γ de 349 keV avec une cible froide et avec une cible chauffée. L'atténuation du coefficient A_2 est très nette pour le ^{62}Cu et imperceptible pour le ^{63}Cu . La distribution dépendant du temps $W(\theta, t)$ s'écrit (équation 1 de la Ref 15)

$$W(\theta, t) = \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau} (1 + A_2 P_2(\cos \theta) P_2(\cos \omega t))$$

Soit α le coefficient d'atténuation défini par

$$\alpha = \frac{\int A_2 P_2(\cos \omega t) dt}{A_2}$$

L'intégration donne :

$$\alpha = \frac{1 + \omega^2 \frac{\tau^2}{2}}{1 + 4\omega^2 \frac{\tau^2}{2}}$$

où

- τ = vie moyenne du niveau
- ω = pulsation de Larmor = $g\mu H/h$
- g = facteur gyromagnétique du niveau
- μ = magnéton de Bohr
- H = champ hyperfin
- h = constante de Planck

Pour le γ de 349 keV, $\omega\tau$ est grand et

$\alpha = 0.275$ expliquait la quasi-isotropie de la distribution angulaire.

Pour ω petit, $\alpha \approx 1$, il n'y a pas de perturbation;

C'est le cas du γ de 342 keV du ^{63}Cu , le coefficient α n'est pas assez grand pour produire un effet sensible sur la distribution angulaire.

b) Test de l'observation de la précession de Larmor :

Comme on pouvait s'y attendre, compte tenu des remarques précédentes. l'oscillation de Larmor est observée sur la cible froide pour le γ de 349 keV. (valeur comparable à celle obtenue dans la réaction $^{60}\text{Ni}(\alpha, p\gamma)^{62}\text{Cu}$) tandis que pour le γ de 342 keV, l'oscillation n'est pas perceptible.

2-7. Rapports d'embranchement

Le Tableau 4 présente les rapports d'embranchement déterminés dans notre expérience. Pour les niveaux connus, nous obtenons des valeurs en accord avec celles données dans la littérature.

2-8. Niveaux observés et schéma des niveaux du ^{63}Cu .

Le Tableau 5 présente la liste des niveaux avec leurs caractéristiques observées dans notre étude. Pour les niveaux allant jusqu'à $9/2^+$, nos résultats sont en très bon accord avec ceux de la littérature. Notons que le niveau à 669.6 keV est essentiellement observé par la radioactivité du ^{63}Zn . La Fig. 7 représente le schéma des niveaux obtenus.

3- Production du ^{63}Cu par les réactions $^{60}\text{Ni} (\alpha, p\gamma)$ et $^{63}\text{Cu} (\alpha, \alpha'\gamma)$.

3-1. La Réaction $^{60}\text{Ni} (\alpha, p\gamma)$ à $E_\alpha = 18.5$ MeV :

Nous observons pratiquement tous les γ du ^{63}Cu , même ceux qui sont issus des niveaux de grand spin. Cependant, l'intensité des γ issus des niveaux de grand spin est en valeur relative plus faible que celle obtenue dans la réaction $^{61}\text{Ni} (\alpha, p\gamma) ^{63}\text{Cu}$ car le moment angulaire induit dans le noyau composé est plus petit.

3-2. La réaction $^{63}\text{Cu} (\alpha, \alpha'\gamma)$ à $E_\alpha = 18.5$ MeV.

Grâce à cette réaction qui excite le niveau $9/2^+$ à 2506 keV, nous avons pu déterminer les rapports d'embranchement pour les raies γ de 413,645 et 1179 keV qui désexcitent ce niveau ce qui n'était pas possible à partir du spectre γ de la réaction $^{61}\text{Ni} + \alpha$ où les raies γ de 413 keV et 1179 keV sont communes aux ^{63}Cu et ^{63}Zn .

4. Discussions des résultats expérimentaux.

4-1. Niveaux de parité négative :

Nous avons confirmé l'existence d'un niveau à 2208 keV et mis en évidence deux nouveaux niveaux: un niveau $9/2^-$ situé à 2547,5 keV d'excitation et un niveau $11/2^-$ situé à 2677,7 keV d'excitation.

Niveau $9/2^-$ à 2208,3 keV

Ce niveau a été mis en évidence pour la première fois par Dayras et al³⁾ : Dans leur expérience des corrélations angulaires protons-gammas ils n'ont pas pu trancher entre les caractéristiques $9/2$ et $5/2$ par l'étude des distributions angulaires et la mesure de la durée de vie. Lors de nos mesures de DSAM nous n'avons malheureusement pas pu comparer nos résultats avec ceux de Papadopoulos et al²⁾ car les deux transitions provenant de ce niveau sont contaminées par des transitions du ^{63}Zn . Cependant nous avons confirmé indirectement leur détermination de spin et de parité par l'existence d'une transition $\Delta J = 1$ de 469 keV provenant du niveau $11/2^-$ à 2678 keV

Niveau $9/2^-$ à 2547,5 keV

Ce niveau se désexcite par deux transitions γ : l'une de 686,3 keV vers le niveau $7/2^-$ à 1861,2 keV (transition du type $L = 1$), l'autre de 1585,4 keV vers le niveau à 962,1 keV. (transition du type $L = 2$ $a_2 > 0$)

Niveau $11/2^-$ à 2677,7 keV

Ce niveau se désexcite par deux transitions γ , l'une de 1351 keV vers un niveau $7/2^-$, l'autre de 469 keV vers un niveau $9/2^-$.

Ces résultats sont en bon accord avec les calculs de Koops et al.⁷⁾ (Utilisation d'un coeur de ^{56}Ni et prise en compte des couches actives $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$). Le tableau 6 montre la comparaison entre les énergies théoriques et les énergies expérimentales pour ces trois niveaux de parité négative.

Niveaux de parité positive

Niveau $9/2^+$ à 2505.6 keV.

Ce niveau est l'état de particule indépendante $\pi g_{9/2}$ car le coefficient spectroscopique de la transition $l_p = 4$ dans la réaction $^{62}\text{Ni} (^3\text{He}, d)$ est important ^{16,17}. Ce niveau est fortement excité dans la réaction $^{61}\text{Ni} (\alpha, pn \gamma) ^{63}\text{Cu}$. Il se désexcite par trois γ (413, 645 et 1179 keV) aboutissant aux trois niveaux $7/2^-$ situés à 1327, 1861 et 2093 keV. Les raies γ de 413 keV et 1179 keV appartiennent aussi au noyau ^{63}Zn . Les rapports d'embranchement déterminés par la réaction $^{63}\text{Cu} (\alpha, \alpha' \gamma)$ nous permettent d'estimer les intensités respectives des γ de 413 keV et 1179 keV dans les noyaux ^{63}Cu et ^{63}Zn . L'intensité du γ de 1179 keV dans le ^{63}Cu (transition $L = 1$) est de l'ordre de la moitié de l'intensité du γ de 1179 keV dans le ^{63}Zn (transition $L = 2$). Ce qui explique le coefficient A_2 légèrement positif de la distribution angulaire. La durée de vie de ce niveau mesurée par DSAM sur la transition de 645 keV est $\tau = 2.2^{+0.5}_{-0.3}$ ps.

Autres niveaux de parité positive.

Plusieurs niveaux au-dessus du niveau $9/2^+$ sont excités; leurs caractéristiques sont d'une manière générale déduites à partir des distributions angulaires, des fonctions d'excitation et des mesures de durée de vie.

Niveau $11/2^+$ à 3461.1 keV :

Le coefficient A_2 fortement négatif ($A_2 = -1.05 \pm 0.25$) montre que la transition de 956 keV est du type M1/E2. Nous proposons donc $11/2^+$ pour ce niveau.

Niveau $13/2^+$ à 4155.4 keV :

Pour les mêmes raisons que ci-dessus nous proposons $13/2^+$ pour ce niveau. (A_2 de la transition 696 keV = 0.65 ± 0.18) La transition γ de 1650 keV correspondant au "cross-over" (4155 + 2506 keV) a un coefficient $A_2 = 0.32 \pm 0.04$.

Niveau $17/2^+$ à 4497.7 keV.

Ce niveau est isomérique ($\tau = 6.1$ ns) et se désintègre par un γ de 342 keV dont le coefficient $\lambda_2 = 0.31 \pm 0.04$ et l'intensité WEISSKOPF $\sim 2U.W$ sont caractéristiques d'une transition E2 peu collective.

Niveau $15/2^+$ à 4576.7 keV.

Ce niveau se désintègre par deux γ qui aboutissent à des niveaux $13/2^+$. La durée de vie (3,5ps) est compatible avec des transitions M1. Nous proposons les caractéristiques $J^\pi = 15/2^+$.

Niveau $19/2^+$ à 5358.5 keV :

La transition 861 keV est M1/E2 ($\lambda_2 = -0.70 \pm 0.07$). La forte croissance de la fonction d'excitation suggère $J^\pi = 19/2^+$.

Niveau $17/2^+$ à 5413.0 keV. :

La transition, 836 KeV ayant le même comportement que le γ de 861 keV, nous proposons $J^\pi = 17/2^+$ pour ce niveau.

Pour les autres niveaux, les distributions angulaires et ou les fonctions d'excitation sont trop incertaines (γ double ou trop faible) pour tirer des conclusions sûres. Nous suggérons $J^\pi = (13/2^+)$ pour le niveau à 4129.6 keV ($\lambda_2 > 0$ pour la transition 1624 keV).

5. Discussions qualitatives des états de parité positive.

La réaction $^{61}\text{Ni} (\alpha, pn \gamma) ^{63}\text{Cu}$ excite essentiellement des états de grand spin de parité positive. Il n'est cependant pas possible de les expliquer par le couplage d'un proton $g_{9/2}$ avec le coeur ^{62}Ni comme dans le cas du ^{67}Ga (réf.18) considéré comme un coeur de ^{66}Zn couplé avec un proton $g_{9/2}$ (ou comme les états de grand spin des ^{63}Zn (réf.19) interprétés simplement comme résultat du couplage d'un neutron $g_{9/2}$ avec un coeur de ^{62}Zn).

En effet, les niveaux $11/2^+$ et $13/2^+$ sont bien espacés dans le ^{63}Cu alors qu'ils sont très voisins dans le ^{67}Ga et l'énergie du γ déséxcitant le niveau $17/2^+$ vers le niveau $13/2^+$ n'est que 342 keV alors que l'énergie du γ correspondant dans le ^{62}Ni est de 1165 keV.

Pour expliquer ces niveaux de grand spin de parité positive, il est nécessaire de faire intervenir un nucléon (proton ou neutron) dans la couche $g_{9/2}$. Mais aucun calcul complet de modèles en couches incluant l'orbitale $g_{9/2}$ n'a été réalisée jusqu'à présent.

Cependant, qualitativement avec l'hypothèse de trois quasi particules (un proton et deux neutrons) réparties sur les couches $P_{3/2}$, $P_{1/2}$, $f_{5/2}$, $g_{9/2}$ dont une seule quasi particule sur la couche $g_{9/2}$, on peut fabriquer un état $19/2^+$ ($\pi f_{5/2} \nu f_{5/2} \nu g_{9/2}$). (trois particules couplées au maximum) cinq états $17/2^+$ et un nombre plus élevé d'états $13/2^+$ ou $11/2^+$.

CONCLUSIONS :

Cette étude des états de haut-spin du ^{63}Cu par réaction de fusion évaporation appelle quelques commentaires caractéristiques du problème de structure nucléaire dans cette région des noyaux.

1) L'interprétation des états Yrast relève du modèle en couches. (description microscopique). Les M (E2) des niveaux de grand spin de parité positive sont de l'ordre d'une unité Weiskopf ce qui est en faveur d'une interprétation de ces niveaux comme des états à peu de particules. On remarquera que l'état Yrast isomérique $17/2^+$ à 4497.7 keV est un des rares exemples d'isomères de grand spin dans les noyaux impairs de la couche f-p. Il est tentant de lui attribuer comme dans le cas du niveau Yrast isomérique $19/2^-$ à 3041 keV du ^{53}Fe une configuration à trois quasi-particules couplées au maximum de leur spin.²⁰⁾ On peut envisager qu'un tel état soit considéré comme un cas particulier de "trappe Yrast" résultant de l'inversion des niveaux $11/2^+$ et $17/2^+$ (une configuration totalement alignée pour l'état $17/2^+$ correspondant à un abaissement de l'énergie de cet état).

2) Il est souvent très fructueux de combiner les résultats obtenus par spectroscopie γ (réaction de fusion évaporation) et par spectroscopie particules chargées (réaction de transfert) (Ref.21). Ainsi pour l'étude du ^{63}Cu , une réaction de transfert $^{61}\text{Ni} (\alpha, d) ^{63}\text{Cu}$

apporterait des informations sur les configurations de certains niveaux observés dans notre étude. En effet une réaction de transfert (α, d) peuplant essentiellement les états à couplage maximum de la paire transférée sur une cible de ^{61}Ni ($J^\pi = 3/2^-$ pour le fondamental) devrait favoriser l'état $17/2^+$ de configuration $(\pi f5/2v p3/2g 9/2)$ ainsi que d'autres états formés par le couplage du neutron $p3/2$ avec une paire proton-neutron couplés au maximum de leur spin comme dans le cas de la réaction (α, d) sur les cibles ^{35}Cl et ^{39}Ar (Ref 22).

Nous remercions Mr M. Agard pour les fructueuses discussions que nous avons eues avec lui.

REFERENCES

- 1) A.G. Hartas, D.M. Van Patter
Nucl. Phys. A 303 (1978) 379
- 2) C.T. Papadopoulos, A.G. Hartas, P.A. Assimakopoulos, G. Andritsopoulos
et N.H. Gangas Phys.Rev. C 15 (1977) 1987
- 3) R. Dayras, B. Cujec, et I.M. Szoghy
Nucl. Phys. A 257 (1976) 118
- 4) R. Dayras, B. Cujec, et B. Heusch
Journal de Physique 37 (1976) 819
- 5) Y. Iwasaki, G.M. Crawley, R.G. Markham, J.E. Finck and J.H. Kim
Annual Report (1977) Michigan state University.
Phys. Rev. C 20 (1979) 861
- 6) Ole Hansen, M.N. Barakeh, J.V. Maher, L.W. Put, J.C. Vermeulen
Nucl. Phys. A 313 (1979) 95
- 7) J.E. Kooops, et P.W. Glaudemans
Z. Phys. A 280 (1977) 181
- 8) M.C Wang, H.C. Chiang, S.T Hsieh et E.K. Lin
Nucvo Cimento 29 A (1975) 49
- 9) Tsan Ung Chan, J.F. Bruandet, A. Giorni, F. Glasser, J.P. Longequeue
et C. Morand
Conference on "Physics of Medium light Nuclei", Florence (1977) p.98
- 10) Tsan Ung Chan, M. Agard, J.F. Bruandet, A. Giorni et J.P. Longequeue
Nucl. Phys. A 257 (1976) 413.
- 11) C. Morand, J.F. Bruandet, A. Giorni et Tsan Ung Chan
Journal de Physique 38 (1977) 1319
- 12) C. Morand, J.F. Bruandet, B. Chambon, A. Dauchy, D. Drain,
A. Giorni et Tsan Ung Chan
Nucl. Phys. A 313 (1979) 45
- 13) R.L. Auble, Nucl. Data Sheets 14 (1975) 119
- 14) V.T. Dorobantu, S. Apostolescu, P.S. Vertes et Rodica Macrin
Rev. Roum. Phys. 22 (1977) 989
- 15) Tsan Ung Chan, M. Agard, J.F. Bruandet, A. Giorni, F. Glasser,
J.P. Longequeue et C. Morand
Journal de Physique Lettres 37 (1976) L 237
- 16) A.G. Blair
Phys. Rev. 140 (1965) B 648

- 17) R.M. Britton, and D.L. Watson
Nucl. Phys. A 272 (1976) 91
- 18) V. Zobel, L. Cleemann, J. Eberth, W. Neumann and N. Wiehl
Nucl. Phys. A 316 (1979) 165
- 19) J.F. Bruandet, Tsan Ung Chan, C. Morand, M. Agard, A. Giorni,
F. Glasser
International symposium on high spin states and nuclear structure
Dresden 1977. p.119
- 20) J.N. Black, Wm C. Mc Harris, W.H. Kelly and B.H. Wildenthal
Phys. Rev. C 11 (1975) 939
- 21) Tsan Ung Chan, M. Agard, J.F. Bruandet and C. Morand
Phys. Rev C 19 (1979) 244
- 22) N. Nann, W.S. Chien, A. Saha, and B.H. Wildenthal
Phys. Rev. C 15 (1977) 1959

Tableau 1

E_γ	$E_i + E_f$	I_o	$A_2 \pm \Delta A_2$	$A_4 \pm \Delta A_4$	$J_i + J_f$	δ	Remarque.
342.3	4497.7 \rightarrow 4155.4	48	0.31 \pm 0.04	- 0.21 \pm 0.06	17/2 ⁺ + 13/2 ⁺	- 0.07	E2
364.9	1327.0 + 962.1	15	-0.44 \pm 0.07	- 0.09 \pm 0.1	7/2 ⁻ + 5/2 ⁻	- 0.1	M1
413.1	2505.6 + 2092.5	23	-0.33 \pm 0.03	- 0.04 \pm 0.04	9/2 ⁺ + 7/2 ⁻		Multiplet dans ⁶³ Zn.
421.3	4576.7 \rightarrow 4155.4	11	-0.36 \pm 0.05	0.03 \pm 0.06	15/2 ⁺ + 13/2 ⁺	- 0.07	M1
447.1	4576.7 \rightarrow 4129.6	4	-0.75 \pm 0.5	- 0.1 \pm 0.5	15/2 ⁺ + 13/2 ⁺	- 0.25	
469.4	2677.7 + 2208.3	10	-0.37 \pm 0.11	- 0.18 \pm 0.16	11/2 ⁻ + 9/2 ⁻	0.25	
644.4	2505.6 + 1861.2	40	-0.32 \pm 0.00	- 0.02 \pm 0.12	9/2 ⁺ + 7/2 ⁻	-0.03	E1
668.5	4129.6 + 3461.1	10	-0.14 \pm 0.05	- 0.22 \pm 0.08	(13/2 ⁺) + 11/2 ⁺	0.07	Multiplet ⁶³ Cu 669 \rightarrow 0
686.3	2547.5 + 1861.2	15	-0.43 \pm 0.16	- 0.32 \pm 0.25	9/2 ⁻ + 7/2 ⁻	- 0.18	
694.3	4155.4 + 3461.1	19	-0.65 \pm 0.18	- 0.26 \pm 0.25	13/2 ⁺ + 11/2 ⁻	- 0.25	M1/E2
765.5	2092.5 + 1327.0	11	0.20 \pm 0.08	- 0.01 \pm 0.10	7/2 ⁻ + 7/2 ⁻	- 0.18	
836.3	5413.0 + 4576.7	6	-0.60 \pm 0.32	0.01 \pm 0.30	17/2 ⁺ + 15/2 ⁺	- 0.21	M1/E2
860.8	5358.5 + 4497.7	12	-0.70 \pm 0.07	0.13 \pm 0.08	19/2 ⁺ + 17/2 ⁺	- 0.00	M1/E2
881.3	2208.3 + 1327.0				9/2 ⁻ + 7/2 ⁻		Multiplet Intense dans ⁶³ Zn
939.1	1861.2 + 952.1	29	-0.17 \pm 0.04	- 0.02 \pm 0.06	7/2 ⁻ + 5/2 ⁻	0.03	M1
955.5	3461.1 + 2505.6	29	-1.05 \pm 0.25	0.01 \pm 0.22	11/2 ⁺ + 9/2 ⁺	- 0.72	M1/E2
962.1	962.1 \rightarrow 0	100	-0.52 \pm 0.05	0.06 \pm 0.06	5/2 ⁻ + 3/2 ⁻	- 0.14	

Tableau 1 (suite)

E_{γ}	$E_i - E_f$	I_0	$A_2 \pm \Delta A_2$	$A_4 \pm \Delta A_4$	$J_i \rightarrow J_f$	δ	Remarque
1130.4	2092.5 \rightarrow 962.1	17	-0.87 ± 0.09	0.11 ± 0.08	$7/2^- \rightarrow 5/2^-$	- 1	M1/E2
1176.6*	2505.6 \rightarrow 1327.0	~ 20	0.12 ± 0.04	-0.07 ± 0.07	$9/2^{++} \rightarrow 7/2^-$		
1327.0	1327.0 \rightarrow 0	76	0.15 ± 0.05	-0.13 ± 0.09	$7/2^- \rightarrow 3/2^-$	- 0.25	
1350.7	2677.7 \rightarrow 1327.0	26	0.19 ± 0.04	-0.26 ± 0.08	$11/2^- \rightarrow 7/2^-$	- 0.17	
1585.4	2547.5 \rightarrow 962.1	7	> 0		$9/2^- \rightarrow 5/2^-$		
1624.0	4129.6 \rightarrow 2505.6	10	> 0		$(13/2^+) \rightarrow 9/2^+$	- 0.03	E2
1649.1	4155.4 \rightarrow 2505.6	59	0.32 ± 0.04	-0.16 ± 0.08	$13/2^+ \rightarrow 9/2^+$	- 0.03	E2
1787.0*	6284.7 \rightarrow 4497.7	~ 17	-0.21 ± 0.05	0.01 ± 0.08	$(15/2, 19/2) \rightarrow 17/2^+$		Multiplet dans ^{60}Ni
1861.2	1861.2 \rightarrow 0	34	0.27 ± 0.03	0.17 ± 0.06		- 0.1	E2.

*) Multiplet

Tableau 1 : Analyse des distributions angulaires de la réaction $^{61}\text{Ni} (\alpha, pny) ^{63}\text{Cu}$

Tableau 2

Mesures de durées de vie par DSAF

E_x	J^π	E_y	θ_1°	τ_1	τ_j	$(M)^2$ en n.w.			A	B	τ_1	C	τ	D	τ_3	E	τ_4	Remarques
						E1	M1	E2										
962	5/2 ⁻	962	30	2.4	2.8 ^{+0.8} -0.5	0.013			0.68	0.15	1.2	0		0.10	2	0.07	3	ajustement commun avec 956 keV
1327	7/2 ⁻	365	35	1.7	1.2 ^{+0.5} -0.3	0.09	11		0.1	0.3	1.2	0.2	2.2	0.3	2	0.1	2.2	raie 365 keV perturbée à l'avant
		1327	135	1					9.4									
1861	7/2 ⁻	899	30°	0.8	2 ⁺² -1.5	0.01			0.37	0		0		0.4	3	0.23	5.10 ³	raie 899 perturbée
		1861	150	0.6					0.7									
2093	9/2 ⁻	766	30	0.5	2 ⁺² -1	0.011	1.1		0.1	0.5	1.2	0		0.2	5	0.2	5.10 ³	perturbée à l'avant
		150	30	2.8														
2506	9/2 ⁺	1130				0.003	4										3	1130 inexploitable
		645	35	2.5	2.7 ^{+0.5} -0.3	5.10 ⁻⁴			0.1	0.3	0.5	0.1	2	0.1	5	0.4	5.10	1179 inexploitable parce que perturbé par 1173 du ⁶⁰ Ni
2677	11/2 ⁻	1179				4.10 ⁻⁵												
		1351	30	1.2	1.2 ^{+0.8} -0.3				7.6	1								
3461	11/2 ⁺	469				0.06	30											
		956	30	0.5	0.3 ^{+0.6} -0.2				0.1	0.3	2	0		0.2	5	0.4	5.10 ³	ajustement commun avec 962
4129	13/2 ⁺	1624	30°	3	3.3 ⁺² -1				0.74	1								
		150°	4															
4155	13/2 ⁺	668				0.016												
		1650	30	3.7	5±2	0.71			0.24	0.61	5.10 ³	0		0.38	3,5	0.07	5	perturbé à l'avant
4577	15/2 ⁺	694				4.10 ⁻³	1											
		21	35	2.7	3.5 ⁺² -1.5	0.12			0.6	0.4	3							
5358	19/2 ⁺	861	30	1	1.1 ^{+0.5} -0.2	0.045			1									
		150	150°	1.4														
5413		836	30°	> 4 > 3	> 3	< 0.02			1									

E_x est l'énergie d'excitation du niveau de caractéristiques J^π et E_y est l'énergie de la transition des excitant ce niveau pour lequel τ_1 a été mesuré à l'angle θ_1 . La colonne τ_j avec barres d'erreur donne nos résultats définitifs : Les quantités $|M|^2$ sont les estimations Weisskopf des taux de transition (E1, M1, E2) du niveau. Les colonnes suivantes précisent les quantités utilisées pour décrire l'alimentation du niveau (explications se reporter à la réf. 11) Les énergies sont exprimées en keV et les durées de vie en ps.

Tableau 3

	$^{61}\text{Ni} (\alpha, p\gamma) ^{63}\text{Cu}$ 342 keV			$^{61}\text{Ni} (\alpha, p2\gamma) ^{62}\text{Cu}$ 349 keV		
	I_0 unités arbitraires	A_2	A_4	I_0 unités arbitraires	A_2	A_4
cible froide	71.8 ± 1.2	0.29 ± 0.05	-0.14 ± 0.06	36.5 ± 0.9	0.08 ± 0.07	-0.08 ± 0.07
cible chaude	72.2 ± 0.9	0.31 ± 0.04	-0.21 ± 0.06	37.4 ± 0.6	0.28 ± 0.05	-0.21 ± 0.05

Coefficients I_0 , A_2 , A_4 , tirés des distributions angulaires sur une cible froide et sur une cible chauffée.

Tableau 4

Rapports d'embranchement

E_x	J^{π}	E_F	J^{π}	E_Y	Nos résultats	1,2) Hartas ²	Dayras ³⁾
962	5/2 ⁻	0	3/2 ⁻	962	100	100	100
1327	7/2 ⁻	0	3/2 ⁻	1327	84	84.2	82.8
		962	5/2 ⁻	365	16	15.8	17.2
1861	7/2 ⁻	0	3/2 ⁻	1861	54	57.3	56.6
		962	5/2 ⁻	899	46	42.7	43.4
2093	7/2 ⁻	0	3/2 ⁻	2093	15	9.7	} vus
		962	5/2 ⁻	1130	50	47.5	
		1327	7/2 ⁻	766	35	42.8	
2209	9/2 ⁻	962	3/2 ⁻	1246	} difficile à estimer	42.8	41.0
		1327	7/2 ⁻	881		57.2	59.0
2506 *	9/2 ⁺	1327	7/2 ⁻	1179	24		
		1861	7/2 ⁻	645	48		
		2093	7/2 ⁻	413	28		
2548	9/2 ⁻	962	5/2 ⁻	1585	33		
		1861	7/2 ⁻	686	67		
2678	11/2 ⁻	1327	7/2 ⁻	1351	75		
		2209	9/2 ⁻	469	25		
3462	11/2 ⁺	2506	9/2 ⁺	956	100		
4130	13/2 ⁺	2506	9/2 ⁺	1624	50		
		3461	11/2 ⁺	668	50		
4155	13/2 ⁺	2506	9/2 ⁺	1650	76		
		3461	11/2 ⁺	694	24		
4498	17/2 ⁺	4155	13/2 ⁺	342	100		
4577	15/2 ⁺	4155	13/2 ⁺	421	73		
		4130	13/2 ⁺	447	27		
5359	19/2 ⁺	4498	17/2 ⁺	861	100		
5413	17/2 ⁺	4577	15/2 ⁺	836	100		
6285		4498	17/2 ⁺	1787	100		
6496		5359		1137	100		

* : Rapports d'embranchement à partir de la réaction $^{63}\text{Cu}(\alpha, n\gamma)$.

Tableau 5

Nos résultats		^{63}Cu (p p'γ)		Nuclear Data Sheets Ref 12	
Niveaux	J ^π	Niveaux	J ^π	Niveaux	J ^π
669.6 ± 0.1	1/2 ⁻	669.6	1/2 ⁻	669.62	1/2 ⁻
962.1 ± 0.1	5/2 ⁻	962.1	5/2 ⁻	962.06	5/2 ⁻
1327.0 ± 0.1	7/2 ⁻	1327.0	7/2 ⁻	1327.03	7/2 ⁻
1411.9 ± 0.2	5/2 ⁻	1412.0	5/2 ⁻	1412.03	5/2 ⁻
1861.2 ± 0.1	7/2 ⁻	1861.2	7/2 ⁻	1861.3	(5/2 ⁻ 7/2 ⁻)
2092.5 ± 0.2	7/2 ⁻	2092.7	7/2 ⁻	2092.7	
2208.3 ± 0.3	9/2 ⁻	2208.0	9/2 ⁻		
2505.6 ± 0.2	9/2 ⁺			2507.	(9/2) ⁺
2547.5 ± 0.5	(9/2 ⁻)				
2677.7 ± 0.3	11/2 ⁻				
3461.1 ± 0.4	11/2 ⁺				
4129.6 ± 0.6	(13/2 ⁺)				
4155.4 ± 0.4	13/2 ⁺				
4497.7 ± 0.5	17/2 ⁺				
4576.7 ± 0.6	15/2 ⁺				
5358.5 ± 0.6	19/2 ⁺				
5413.0 ± 0.8	17/2 ⁺				
6284.7 ± 0.7					
6495.5 ± 0.8					

Tableau 6

Comparaison des positions des deux premiers niveaux $9/2^-$ et $11/2^-$
prévues par les calculs de Koops et nos résultats.

Koops et al (MeV)		Exp. (MeV)	
	MSDI	ASDI	
$9/2^-$	{ 2.16	2.27	2.208
	{ 2.21	2.52	2.548
$11/2^-$	{ 2.57	2.69	2.677
	{ 2.91	2.70	Non observé

LEGENDE DES FIGURES

- 1) Sections efficaces de production des différentes voies de réaction en fonction de l'énergie incidente déterminées par les transitions γ conduisant à l'état fondamental de chacun de ces noyaux.
- 2) Fonctions d'excitation de quelques γ du ^{63}Cu .
- 3) Spectre direct à 90° de la réaction $^{61}\text{Ni} + \alpha$ à 32 MeV
- 4) Spectre de coïncidences $\gamma\gamma$ de quelques fenêtres du ^{63}Cu .
- 5) Ajustement de quelques raies dopplérisées dans la réaction $^{61}\text{Ni}(\alpha, p\gamma)^{63}\text{Cu}$.
- 6) Distributions angulaires des γ de 342 keV (^{63}Cu) et 349 keV (^{63}Cu) sur une cible à température ambiante et sur une cible chauffée.
- 7) Schéma des niveaux du ^{63}Cu .

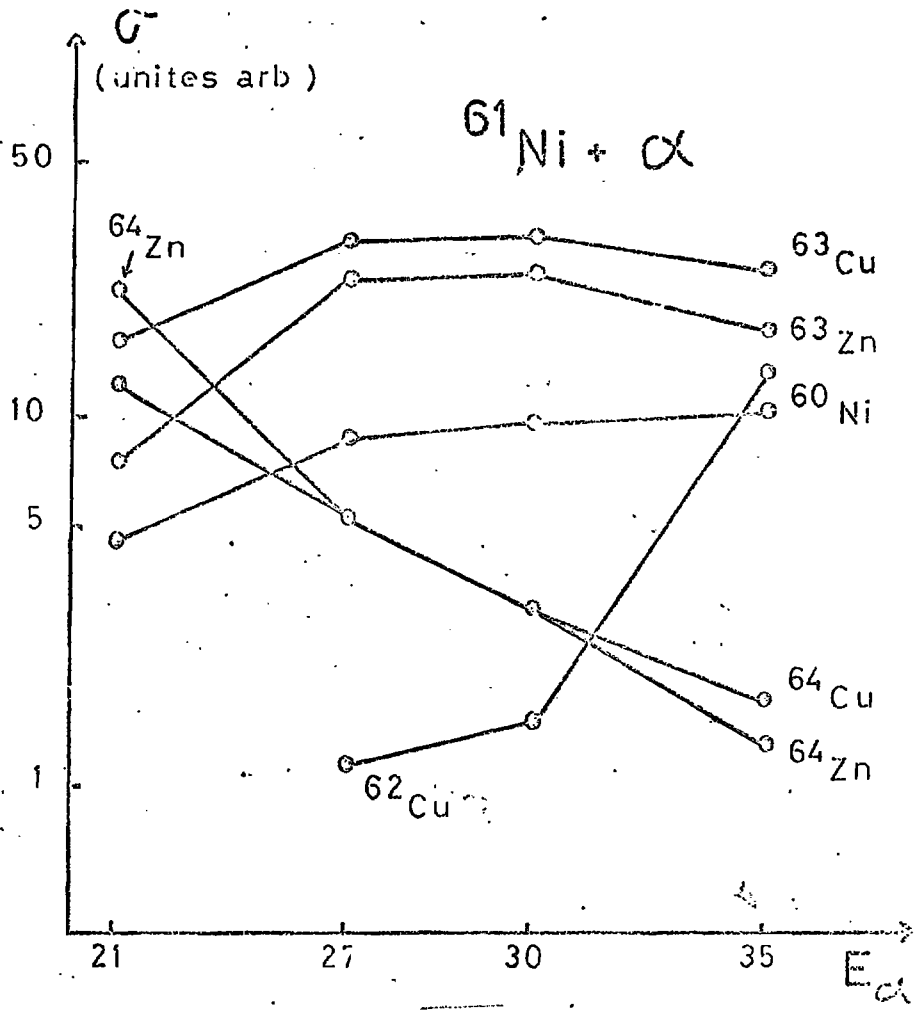


Fig. 1

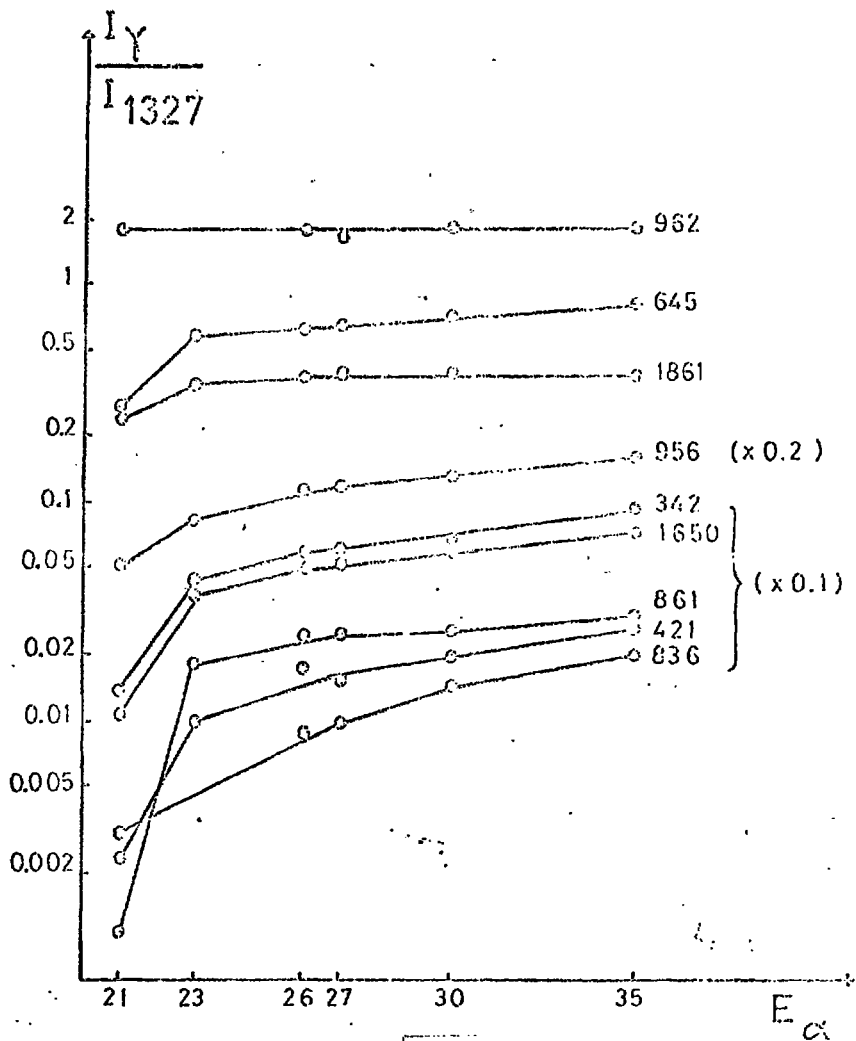


Fig. 2

$^{61}\text{Ni} + \alpha \quad E_{\alpha} = 32 \text{ MeV}$

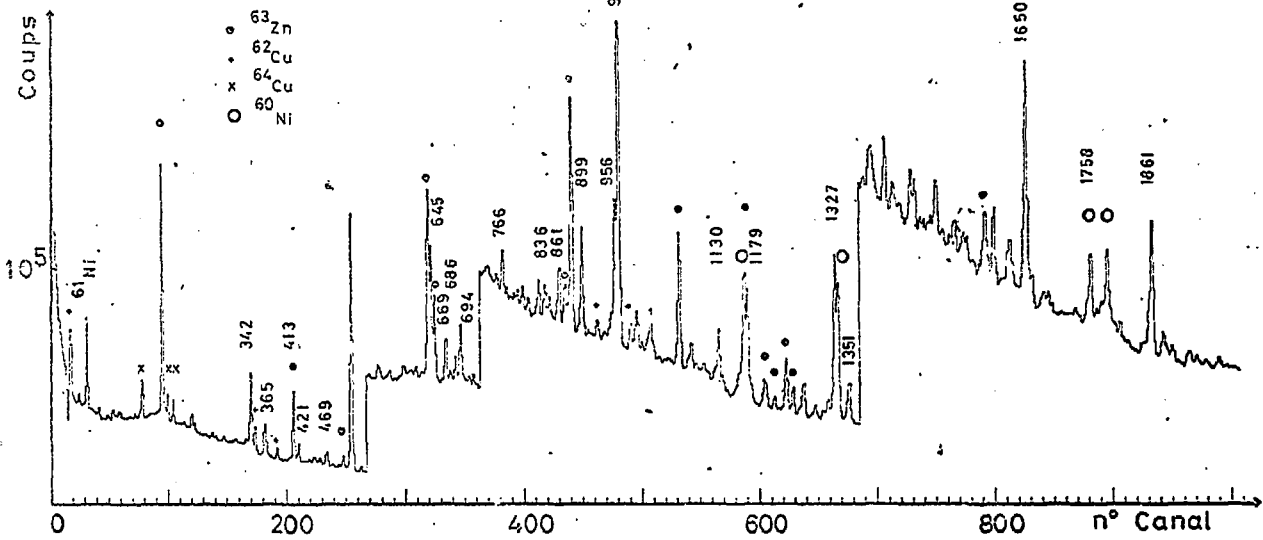


Fig. 3

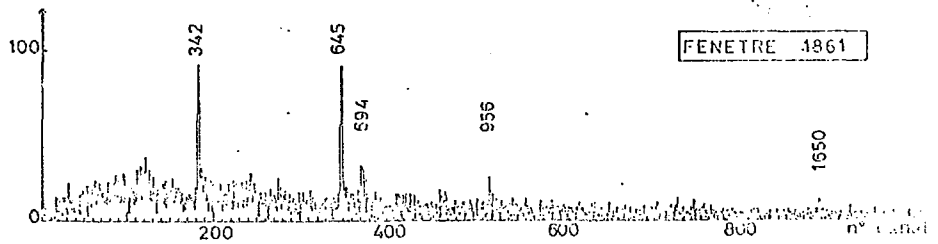
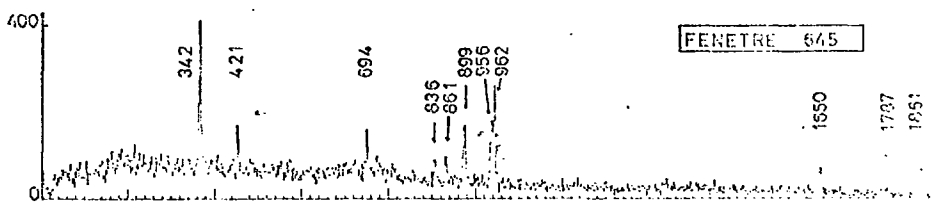
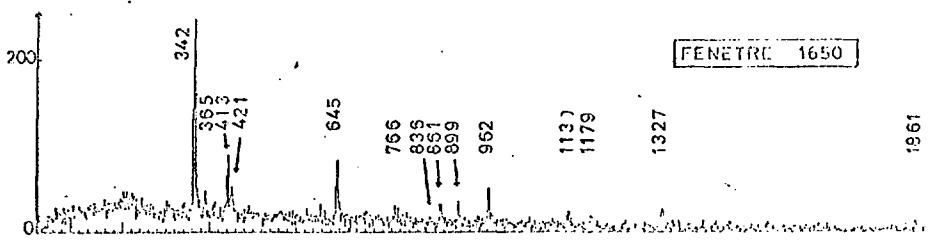
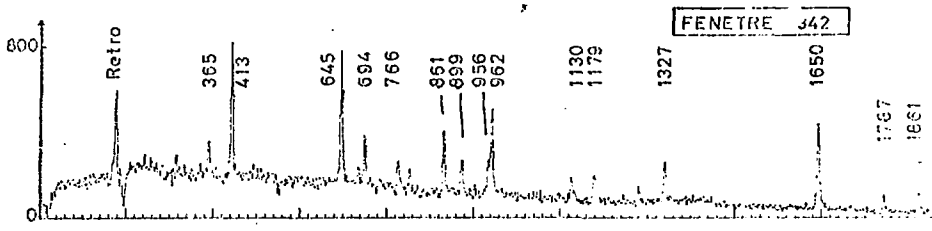
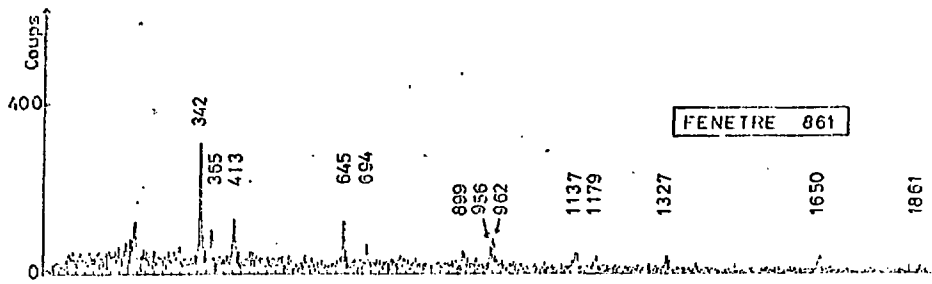


Fig. 4

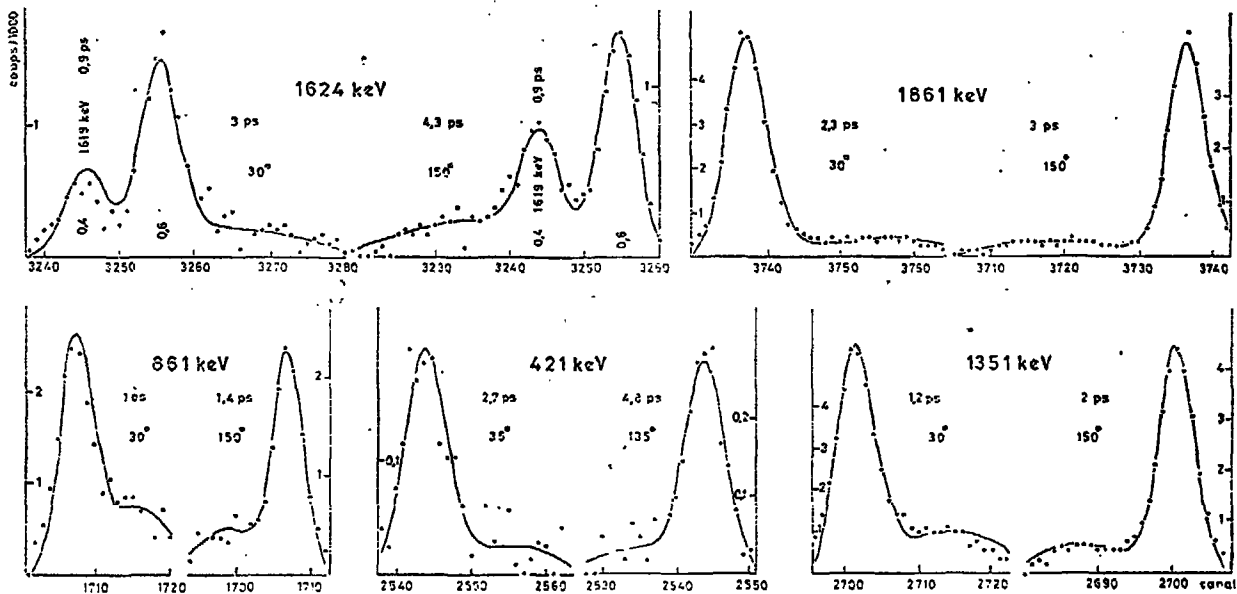
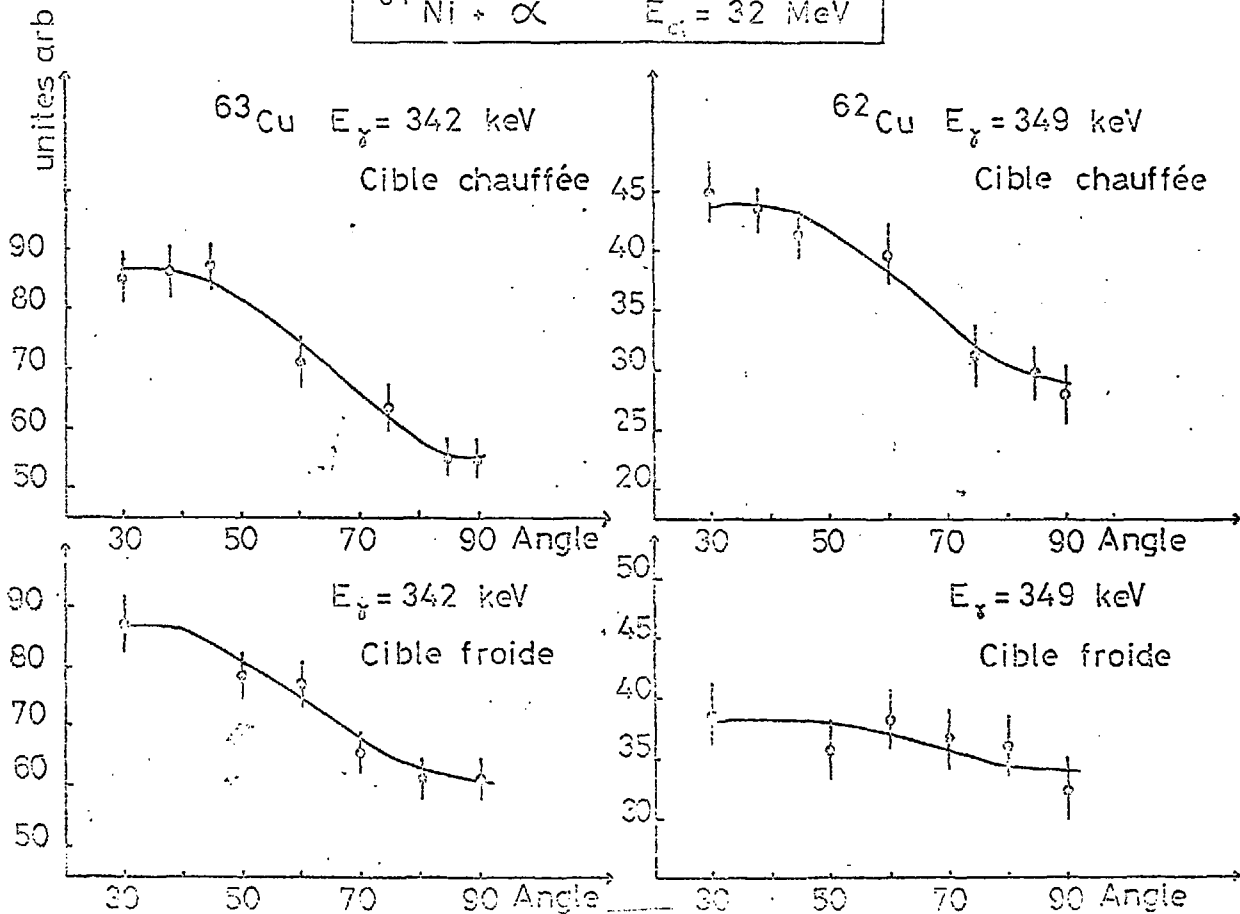


Fig. 5

$^{61}\text{Ni} + \alpha$ $E_{\text{c.t.}} = 32 \text{ MeV}$



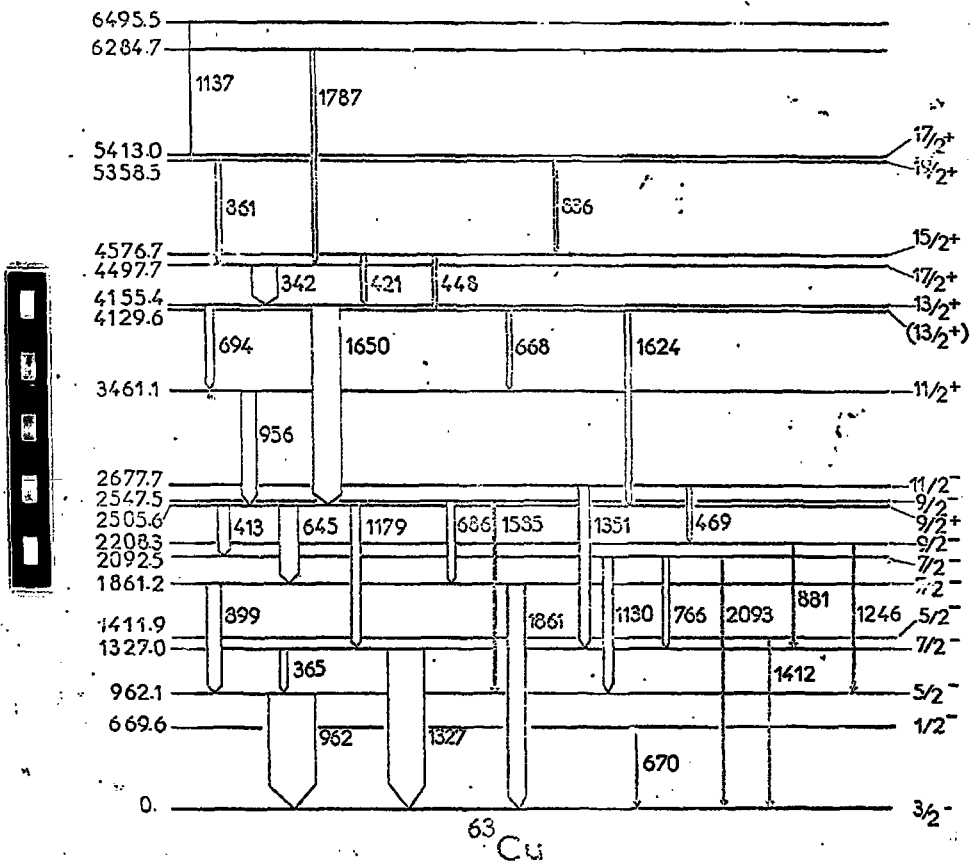


Fig. 7