



HAL
open science

Mesures de facteurs spectroscopiques de ^{61}Ni par réaction (d, p) en régime sous-coulombien

A. Baghadi, R. Seltz, D. Magnac-Valette, G. Bonneaud, C. Gerardin

► **To cite this version:**

A. Baghadi, R. Seltz, D. Magnac-Valette, G. Bonneaud, C. Gerardin. Mesures de facteurs spectroscopiques de ^{61}Ni par réaction (d, p) en régime sous-coulombien. *Journal de Physique Lettres*, 1975, 36 (7-8), pp.181-183. 10.1051/jphyslet:01975003607-8018100 . jpa-00231183

HAL Id: jpa-00231183

<https://hal.science/jpa-00231183>

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. 315 — 4. 370 — 4. 450

MESURES DE FACTEURS SPECTROSCOPIQUES DE ⁶¹Ni PAR RÉACTION (d, p) EN RÉGIME SOUS-COULOMBIEN

A. BAGHADI (*), R. SELTZ, D. MAGNAC-VALETTE,
 G. BONNEAUD ET C. GERARDIN

Laboratoire des Basses Energies, C. R. N. et U. L. P., 67037 Strasbourg Cedex, France

(Reçu le 28 avril 1975, accepté le 15 mai 1975)

Résumé. — Nous avons utilisé la réaction (d, p) en régime sous-coulombien pour mesurer les facteurs spectroscopiques de deux états excités par transferts $l = 0$ et $l = 2$ dans ⁶¹Ni au voisinage de 4,8 MeV. Nos résultats confirment que la règle de somme pour le remplissage des couches $3s_{1/2}$ et $2d$ n'est satisfaite qu'à 50 % dans ⁶¹Ni.

Abstract. — Spectroscopic factors for the two most strongly excited $l = 0$ and $l = 2$ states in ⁶¹Ni have been measured via the (d, p) reaction in the subcoulombic regime. The results confirm that the sum rule for the filling of the $3s_{1/2}$ and $2d$ orbitals in ⁶¹Ni is only obeyed up to 50 %.

1. Introduction. — En général, quand on étudie un transfert de neutron par réaction (d, p) aux énergies moyennes, aux environs de 7 MeV par exemple, il existe une grande incertitude sur la nature du mécanisme. Aussi, seul le sommet du premier maximum des distributions angulaires est-il pris en compte pour le calcul du facteur spectroscopique, le reste de la distribution étant supposé modifié par d'autres processus en compétition. D'autre part, on vérifie autant que possible la règle de somme des intensités spectroscopiques, pour un transfert de moment angulaire donné pour tous les états de la partie inférieure du spectre. Ce travail est simplifié par le fait que l'intensité spectroscopique est peu étalée et se retrouve en général dans un petit nombre d'états, dont le rendement est prépondérant. C'est le cas par exemple de ⁶¹Ni, pour lequel la règle de somme est bien observée (Tableau I), sauf dans le cas des transferts $l = 0$ et $l = 2$ [1, 2]. L'état de plus forte intensité correspondant au transfert $l = 0$ (à l'exception du fondamental) est un état à 4,907 MeV [1] qu'on retrouve comme un doublet 4,916-4,954 MeV dans la référence [2]. L'état de plus forte intensité correspondant au transfert $l = 2$ est à

4,762 MeV. Comme on le voit, les deux états sont à une énergie voisine de 4,8 MeV.

La possibilité d'étudier des transferts de neutrons en régime sous-coulombien a été démontrée par Goldfarb *et coll.* [3], mais ce genre de travail a été réalisé en (t, d) [6], [8] et (³He, d) [5], [9], mais non en (d, p), sinon aux environs des noyaux-cibles à couches fermées donnant des bilans faibles. En effet, la condition sous-coulombienne s'accompagne d'une condition de localisation : les distances minimales d'approche doivent être égales dans les deux canaux d'entrée et de sortie, ce qui ne permet les mesures que dans le cas

TABLEAU I

Règle de somme dans ⁶¹Ni Réf. [2]

| | <u>2p</u> | <u>1f_{5/2}</u> | <u>1g_{9/2}</u> | <u>3s_{1/2}</u> | <u>2d</u> |
|-------------------|-----------|-------------------------|-------------------------|-------------------------|-----------|
| Expérience | ~ 4,5 | ~ 4 | ~ 10,5 | ~ 1 | ~ 5,3 |
| Modèle en couches | 2 | 6 | 10 | 2 | 10 |
| Pairing | 3,5 | 4,5 | 9,9 | 2,2 | 10 |

(*) Université de Leningrad (U. R. S. S.).

TABLEAU II

Etats identifiés dans les travaux antérieurs

| Réf. [1] | | Réf. [2] | | (2J + 1) S | |
|-----------|----------|-------------------------|----------|----------------|----------------------|
| Ex. (MeV) | <u>l</u> | Ex. (MeV) | <u>l</u> | Réf. [1] | Réf. [2] |
| 4,727 | 1 | 4,716 4,736 | | 0,008 | |
| 4,760 | 2 | 4,762 4,795 | 2 | 0,55 | 0,958 |
| 4,82 | 0 | 4,818 4,837 4,857 | | 0,012 | n. s. ⁽¹⁾ |
| 4,877 | 2 | 4,872 4,888 | | (1 ?) (0 ?) | 0,072 0,052 |
| 4,907 | 0 | 4,916 4,954 | | 0 | 0,25 0,40 |
| 4,970 | 2 | 4,968 4,980 | 2 | 0,071 | 0,098 |

⁽¹⁾ n. s. : non obtenu par stripping.

d'états résiduels excités. Dans le cas des réactions (d, p), cette condition donne $E_1 = E_2$ donc $Q \sim 0$. Le bilan de la réaction ${}^{60}\text{Ni}(d, p){}^{61}\text{Ni}$ étant de 5,66 MeV, pour les états excités qui nous intéressent, $Q \sim 0,4$, la condition est donc bien remplie. D'autre part, la distance minimale d'approche est de 10 fm dans la voie d'entrée, ce qui est bien supérieur au rayon de la barrière. Comme les états à étudier n'ont pas le même facteur spectroscopique dans les deux références [1, 2] (Tableau II), nous nous sommes proposés de vérifier la normalisation dans des conditions expérimentales favorables.

2. Transferts sous-coulombiens. — En régime sous-coulombien, la méthode dite de portée nulle qui est une approximation assez sévère, peut être abandonnée pour l'approximation d'énergie locale [3] où la portée finie est introduite au premier ordre, en modifiant la constante de normalisation. Dans le cas des réactions (d, p), il n'existe qu'une différence très faible entre la constante sous-coulombienne D^2 et la constante de portée nulle D_0^2 et $D^2/D_0^2 = 1,07$ [3]. La différence est en général très largement supérieure aux autres incertitudes (choix de D_0^2 et des paramètres de l'état lié du neutron par exemple). Un autre inconvénient, propre à l'étude sous-coulombienne, est évidemment sa limitation, car les voies d'entrée et de sortie doivent être simultanément sous-coulombiennes.

Nous avons vu qu'on ne peut ainsi étudier que les états ayant une excitation voisine de la valeur du bilan Q de l'état fondamental. L'approche revient donc à placer une *fenêtre* sur les états qui ont une excitation voisine de Q .

Enfin, il existe une difficulté d'ordre expérimental, car les sections efficaces à mesurer sont très faibles, surtout vers l'avant.

Cette méthode présente cependant des avantages incontestables : une faible influence des paramètres optiques et une intervention presque nulle des autres processus en compétition. Enfin, et c'est là le résultat le plus intéressant : les distributions angulaires sont extrêmement caractéristiques du transfert direct qui peut être ainsi mis en évidence sans aucune hypothèse douteuse.

Une fois précisés les paramètres de l'état lié du neutron transféré, le facteur spectroscopique n'est donc plus entaché que de l'incertitude expérimentale et de l'incertitude sur D_0^2 qui se répercute sur D^2 . Nous avons pris $D^2 = 1,58 \times 10^4 \text{ MeV}^2 \text{ fm}^3$ [4].

3. Dispositif expérimental. — Les expériences ont été réalisées au Van de Graaff de 6 MeV du C.R.N. avec un spectrographe magnétique du type Buechner équipé d'une jonction à localisation [5]. La résolution est de 10 keV et la valeur des bilans est contrôlée par l'observation simultanée des réactions ${}^{60}\text{Ni}(d, p){}^{61}\text{Ni}$ et ${}^{16}\text{O}(d, p){}^{17}\text{O}$ donnant des protons d'énergie voisine et dont les pics se croisent quand on fait varier l'angle.

La cible de ${}^{60}\text{Ni}$ (99,8 %) a une épaisseur de $80 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, déterminée par diffusion élastique sous-coulombienne, dans les mêmes conditions expérimentales. L'erreur sur la section efficace absolue est estimée à 5 %. Bien que notre résolution soit de 10 keV, nous n'avons observé qu'un seul état de grand rendement aux environs de 4,9 MeV. Cosman *et coll.* [2] ne donnent d'ailleurs pour le doublet à 4,916-4,956 MeV que l'intensité spectroscopique de l'ensemble. Nous avons déterminé l'énergie de cet état à $4,907 \pm 0,010 \text{ MeV}$, confirmant ainsi la mesure de la référence [1].

4. Résultats et discussion. — Les distributions angulaires (Fig. 1) sont très caractéristiques du transfert

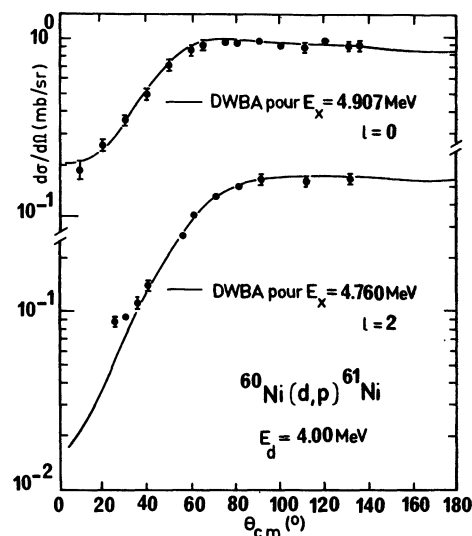


FIG. 1. — Distributions angulaires.

direct. Les courbes d'excitation (Fig. 2) confirment les valeurs de l attribuées par les références [1, 2]. Nous avons pris les paramètres optiques de la voie d'entrée dans la référence [6], ceux de la voie de sortie dans la référence [7]. Pour l'état lié du neutron, nous avons choisi $R_0 = 1,25 \text{ fm}$ et $a = 0,65 \text{ fm}$, avec une

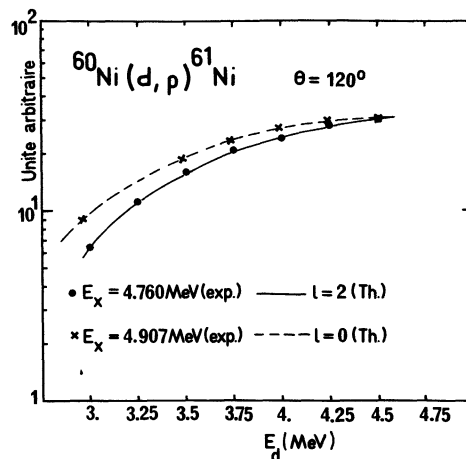


FIG. 2. — Courbes d'excitation à 120° .

profondeur de puits donnée par l'énergie de liaison et une valeur du potentiel spin-orbite égale à 5 MeV.

Nous obtenons dans une première analyse les facteurs spectroscopiques de la colonne 3 du tableau III. Le rapport des intensités spectroscopiques des deux états étudiés est le même que celui de la référence [1]. La différence sur les valeurs absolues est donc imputable au choix des paramètres des voies élastiques et de l'état lié. Mais aucun point de comparaison n'est possible, ces paramètres n'étant pas donnés dans la référence [1].

TABLEAU III

| Ex. (MeV) | l | $(2J+1)S$ | | Réf. [1] | Réf. [2] |
|-----------|-----|----------------------------|-----------------|-------------|-------------|
| | | Ce travail $R_0 = 1,25$ | $R_0 = 1,20$ | | |
| 4,762 | 2 | $0,71 \pm 0,05$ | $0,77 \pm 0,05$ | $\sim 0,55$ | 0,98 |
| 4,907 | 0 | $0,33 \pm 0,03$ | $0,37 \pm 0,03$ | $\sim 0,25$ | 0,40 |

La référence [2] donne les paramètres des voies élastiques, mais non ceux de l'état lié que l'on peut estimer en utilisant le facteur spectroscopique de l'état fondamental connu par ailleurs [6]. Ceci donne $R_0 = 1,20$ fm et $a = 0,65$ fm. Nous donnons ainsi les résultats de la colonne 4 du tableau III, mais on voit qu'ils sont peu différents des précédents. Le facteur spectroscopique de l'état à 4,907 MeV ($l = 0$) est en bon accord avec celui du doublet donné par la référence [2], mais il y a désaccord en ce qui concerne celui de l'état à 4,762 MeV ($l = 2$). L'ajustement du calcul en DWBA à 7 MeV, donné dans la référence [1],

n'avait d'ailleurs pas été réalisé sur le premier maximum dans ce cas. D'autre part, d'autres états non obtenus par stripping ou non résolus, peuvent être excités aux énergies moyennes. Nous pourrions également les observer, mais la forme de la distribution angulaire serait perturbée. Il ressort du tableau III que les intensités spectroscopiques des états étudiés ne dépassent pas et sont même très certainement inférieures aux valeurs données par Cosman *et coll.* [2], et l'intensité spectroscopique théorique n'est pas épuisée. Il faut donc admettre que dans d'autres zones d'excitation, des états supposés obtenus par noyau composé, comportent une part non négligeable de transfert direct. Il serait intéressant d'étudier ces états par transferts sous-coulombien, avec d'autres projectiles, en déplaçant ainsi la *fenêtre* d'excitation que nous avons utilisée.

L'intérêt du transfert sous-coulombien par (d, p) dans une zone d'excitation telle que le bilan est nul, est qu'il permet de vérifier les intensités manquantes des règles de somme dans les zones correspondantes. Une étude systématique de ce genre pourrait être réalisée sur un ensemble de noyaux. Pour balayer le reste du spectre, il faut faire appel à d'autres projectiles dont les nombres de charge sont différents à l'entrée et à la sortie, à la condition évidemment que les normalisations des réactions soient bien connues.

Remerciements. — Nous remercions le Professeur L. J. B. Goldfarb pour les discussions très intéressantes que nous avons eues avec lui. Nous sommes très reconnaissants à R. Bilwes pour l'aide qu'il nous a apportée dans la mise au point du dispositif expérimental et au Dr R. Kolalis pour sa contribution aux mesures.

Bibliographie

- [1] FULMER, R. H. McCARTHY, A. L. et COHEN, B. L., *Phys. Rev.* **133B** (1964) 955.
 [2] COSMAN, E. R., SCHRAMM, D. N., ENGE, H. A., SPERDUTO, A. et PARIS, C. H., *Phys. Rev.* **163** (1967) 1134.
 [3] GOLDFARB, L. J. B. et PARRY, E., *Nucl. Phys. A* **116** (1968) 309.
 [4] GOLDFARB, L. J. B., *Phys. Lett.* **24B** (1967) 264.
 [5] BAGHDADI, A. et BILWES, R., Rapport Interne. BAGHDADI, A., Thèse d'Etat, Strasbourg (1974).
 [6] BING, O., Thèse d'Etat, Strasbourg (1974).
 BING, O., BONNEAUD, G., MAGNAC-VALETTE, D., GERARDIN, C. Soumis à *Nucl. Phys.*
 [7] BECHETTI, F. D. et GREENLESS, G. W., *Phys. Rev.* **182** (1969) 1190.
 [8] GOLDFARB, L. J. B., GONZALES, J. A., POSNER, P. and JONES, K. W., *Nucl. Phys. A* **185** (1972) 337.
 [9] BAGHDADI, A., SELTZ, R., MAGNAC-VALETTE, D., BONNEAUD, G. et GERARDIN, C. Soumis à *Nucl. Phys.*