

**institut de physique nucléaire**

**UNIVERSITE CLAUDE BERNARD LYON I**

**43. Bd du 11 Novembre 1918 \* F 69622 VILLEURBANNE Cedex**

Contribution à l'étude des réactions  
 $(n_{th}, \alpha)$   $(n_{th}, \gamma \alpha)$  et  $(n_{th}, p)$   
sur les noyaux moyens et lourds

André EMSALLEM

# thèse

présentée

devant l'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD LYON-I  
pour obtenir

le grade de DOCTEUR D'ETAT ES-SCIENCES

par

André EMSALLEM

\* \* \* \* \*

Contribution à l'étude des réactions

$(n_{th,\alpha})(n_{th,p\alpha})$  et  $(n_{th,p})$

sur les noyaux moyens et lourds

Soutenue le 18 Décembre 1979

devant la Commission d'Examen

JURY :

MM M. Gusakow Président

M. Arghar

R. Chéry

B. Jonson

B. Leroux

M. Neve de Mevergnies

Examinateurs

## UNIVERSITE CLAUDE BERNARD LYON-I

Président honoraire : M. le Professeur J. BOIDIN

Président : M. le Professeur D. GERMAIN  
1er Vice-Président : M. le Professeur E. ELBAZ  
2ème Vice-Président : M. E. OUDIN, Maître-Assistant  
3ème Vice-Président : Mlle ECHALLON, Etudiante  
Secrétaire Général : M. J. RAMBAUD, Administrateur Civil

### UNITES d'ENSEIGNEMENT et de RECHERCHE

U. E. R. de Médecine Grange-Blanche	M. B. SALLE, Maître de Conférences Agrégé
U. E. R. de Médecine Alexis-Carrel	M. le Professeur R. MORNEIX
U. E. R. de Médecine Lyon-Nord	M. J. P. NEIDHART, Maître de Conférences Ag.
U. E. R. de Médecine Sud-Ouest	M. le Professeur J. NORMAND
U. E. R. de Sciences Pharmaceutiques	M. le Professeur C. A. BIZOLLON
U. E. R. de Techniques de Réadaptation	M. A. MORGON, Maître de Conférences Agrégé
U. E. R. de Biologie Humaine	M. J. P. REVILLARD, Maître de Conférences Ag.
U. E. R. d'Education Physique et Sportive	M. A. MILLON, Professeur d'E. P. S.
U. E. R. de Sciences Odontologiques	M. le Dr. R. VINCENT
U. E. R. de Mathématiques	M. le Professeur Ph. PICARD
U. E. R. de Physique	M. le Professeur J. DELMAU
U. E. R. de Chimie-Biochimie	M. le Professeur J. HUET
U. E. R. des Sciences de la Nature	M. le Professeur R. GINET
U. E. R. de Sciences Physiologiques	Mlle le Professeur J. F. WORBE
U. E. R. de Physique Nucléaire	M. le Professeur M. GUSAKOW
I. U. T - I	M. le Professeur A. VILLE
I. U. T - II	M. J. GALLET, Directeur E. N. S. A. M.
Observatoire de Lyon	M. G. MONNET, Astronome Adjoint
U. E. R. de Mécanique	Mlle le Professeur G. COMTE-BELLOT

TABLE DES MATIERES

	Pages
<u>CHAPITRE I</u> <u>INTRODUCTION</u> .....	1
I - <u>CONTEXTE THEORIQUE</u> .....	1
1. L'émission de particules alpha.....	1
2. L'étude des propriétés des niveaux de haute énergie.....	3
II - <u>CONTEXTE EXPERIMENTAL</u> .....	5
1. Réaction (n, $\alpha$ ) sur les résonances.....	5
2. Réaction (n, $\alpha$ ) induite par des neutrons thermiques.....	6
3. Bibliographie des résultats expérimentaux anciens.....	8
 <u>CHAPITRE II</u> <u>METHODES EXPERIMENTALES</u> .....	 11
I - <u>LE REACTEUR A HAUT FLUX ET LES GUIDES DE NEUTRONS</u> .....	11
II - <u>LA CHAMBRE A REACTION</u> .....	11
III - <u>PREPARATION DES CIBLES</u> .....	13
IV - <u>CHOIX DES MEILLEURS CONDITIONS EXPERIMENTALES</u> <u>ET VALIDITE DES RESULTATS</u> .....	14
a) La résolution du détecteur.....	14
b) Influence du faisceau de neutrons.....	15
c) Influence de l'épaisseur de la cible.....	15
d) Influence de l'homogénéité de la cible.....	16
e) Précision sur les mesures d'énergie.....	16
f) Incertitude statistique sur la position d'un pic.....	17
g) Mesures d'intensité.....	17
V - <u>ETUDE DU BRUIT DE FOND</u> .....	17
a) Les réactions parasites.....	18
b) Les pics du thoron et autres pics de radioactivité.....	18
c) Le bruit de fond continu.....	19
 <u>CHAPITRE III</u> <u>RESULTATS</u> .....	 21
1) Thermal neutron induced particle reactions on <sup>58, 59, 61</sup> Ni.....	21
2) The (n <sup>th</sup> , $\alpha$ ) Reaction on <sup>95</sup> Mo, <sup>123</sup> Te and <sup>145</sup> Nd.....	29
3) The (n <sup>th</sup> , $\alpha$ ) Reaction on <sup>147</sup> Sm, <sup>151, 153</sup> Eu and Yb isotopes.....	35
4) Search for the (n <sup>th</sup> , $\alpha$ ) Reaction on <sup>180</sup> Hf, <sup>181</sup> Ta and <sup>209</sup> Bi.....	43
5) The <sup>238</sup> (n, $\alpha$ ) <sup>th</sup> <sup>235</sup> Th Reaction with thermal neutrons.....	47
6) The (n <sup>th</sup> , $\alpha$ ) and (n <sup>th</sup> , $\gamma$ ) Reactions on <sup>143</sup> Nd, <sup>149</sup> Sm and <sup>147</sup> Sm.....	53
7) The (n <sup>th</sup> , $\alpha$ ) and (n <sup>th</sup> , p) Reactions on radioactive nuclei.....	59
8) Thermal neutron induced charged particle reactions in radioactive targets of <sup>37</sup> Ar, <sup>109</sup> Cd, <sup>125</sup> Xe, <sup>127</sup> Xe and <sup>132</sup> Cs.....	61
9) Study of the reaction <sup>76</sup> Br (n <sup>th</sup> , p) <sup>76</sup> Se.....	65
10) Thermal neutron capture experiments with radioactive targets.....	67
11) Observation of proton emission following thermal neutron capture in 34.5 d <sup>84</sup> Rb.....	71

12) Emission de particules alpha par des niveaux de haute energie du $^{65}\text{Zn}$ , $^{68}\text{Zn}$ et $^{78}\text{Se}$ .....	75
13) Reaction $(n, \alpha)$ sur les $^{155}\text{Gd}$ , $^{167}\text{Er}$ et $^{177}\text{Hf}$ .....	91
14) A systematic search for and study of $(n_{th}, \gamma\alpha)$ and $(n_{th}, \gamma p)$ reactions.....	103

**CHAPITRE IV      INTERPRETATION DE L'ENSEMBLE DES RESULTATS..... 107**

I - <u>METHODES</u> .....	107
a) Calcul des pénétrabilités.....	107
b) Calcul des largeurs alpha.....	108
c) Approche statistique des propriétés des résonances.....	109
II - <u>LE FACTEUR W</u> .....	111
III - <u>COMPARAISON DES DIFFERENTS CALCULS DE <math>\Gamma_\alpha</math></u> .....	111
IV - <u>ETUDE STATISTIQUE DE L'ENSEMBLE DE NOS RESULTATS</u> .....	116
V - <u>CONCLUSION</u> .....	116

**REFERENCES..... 119**

## CHAPITRE I

### INTRODUCTION

L'ensemble de travaux que nous présentons ici est consacré à l'étude de réactions  $(n_{th}, \alpha)$  et  $(n, p)$  sur des noyaux stables, de réactions  $(n_{th}, \alpha)$  et  $(n_{th}, p)$  sur quelques noyaux radioactifs et de réactions  $(n, \gamma \alpha)$  et  $(n, \gamma p)$ .

Bien que différents auteurs se soient intéressés à ces réactions, leur étude systématique n'a été permise que par les qualités exceptionnelles des faisceaux disponibles à l'extrémité des guides courbes de neutrons de l'I. L. L.

Dans ce premier chapitre nous nous sommes attachés à présenter le contexte théorique et expérimental dans lequel se situe cette étude.

#### I. CONTEXTE THEORIQUE

##### 1. L'émission de particules alpha

Depuis sa découverte la radioactivité alpha a été l'objet d'un grand nombre d'études qui ont eu pour but d'obtenir des informations sur le mécanisme d'émission des particules alpha et sur les propriétés du noyau émetteur. Le travail fondamental de Gamow a montré très tôt que le facteur le plus important intervenant dans les durées de vie des transitions alpha est la pénétrabilité de la barrière coulombienne. Quelques-uns des travaux les plus importants à ce sujet ont été effectués par Mang et Rasmussen (réf. 1 et 2), qui interprètent la radioactivité alpha dans le cadre de la théorie de Wigner des réactions nucléaires.

Ils ont utilisé les paramètres du modèle optique pour déterminer le facteur de transmission à travers la barrière de potentiel et les fonctions d'onde du modèle en couches pour obtenir la probabilité qu'une particule alpha soit présente à la surface du noyau avant d'être émise. Ils ont obtenu des valeurs relatives correctes de la durée de vie alpha pour les différents noyaux, mais il n'a jamais été possible d'obtenir la valeur absolue correcte de ces durées de vie. En fait, les valeurs théoriques des largeurs réduites (taux de décroissance corrigé de l'effet de la barrière

de potentiel) sont parfois deux ordres de grandeur plus faibles que les valeurs expérimentales. Il semble donc que, soit le facteur de transmission (pénétrabilité de la barrière de potentiel), soit le facteur de préformation (possibilité de trouver une particule alpha préformée à la surface du noyau) tel qu'il est calculé à partir des modèles nucléaires existants, doit être erroné (d'après la réf. 2). Il est donc intéressant d'obtenir des informations séparées sur les deux grandeurs. L. Milazzo-Colli et R. Bonetti, en utilisant des neutrons de 14 MeV, ont analysé des réactions (n, α) et (p, α) sur des noyaux lourds (réf. 3). Ils ont montré que les caractéristiques de ces réactions peuvent être expliquées lorsque l'on admet un facteur de préformation des particules α dans le noyau-cible, voisin de 0, 5.

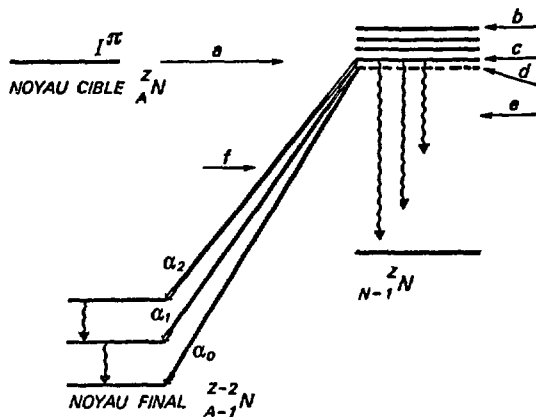


Figure 1 - Principe de la réaction (n<sub>th</sub>, α)

- a) capture d'un neutron thermique
- b) résonances
- c) noyau composé : énergie d'excitation Bn égale à l'énergie de liaison d'un neutron
- d) niveaux liés
- e) émission de γ correspondant à la réaction (n<sub>th</sub>, γ)
- f) émission de particules α correspondant à la réaction (n<sub>th</sub>, γ)

Ces auteurs calculent le taux de décroissance ou largeur alpha par la formule

$$\Gamma_{\alpha, th} = \frac{< D_j > T_L}{2\pi \hbar} \quad \text{la valeur } \varphi \text{ du facteur de préformation est alors donnée par } \Gamma_{\alpha, th} \text{ expérimentale} = \varphi \Gamma_{\alpha, th} \text{ théorique.}$$

Ils ont étendu ce calcul à toutes les valeurs connues pour les réactions (n, α) utilisant des neutrons de 14 MeV, pour les réactions (n, p), et pour les résultats provenant des études de radioactivité α. L'ensemble de ces résultats est résumé sur la figure 1, qui montre que sauf aux environs de la couche fermée à 126 neutrons, le coefficient de préformation est voisin de 0, 5. Un des buts de notre travail a été d'étendre cette systématique à des noyaux de masse faible et à différentes énergies.

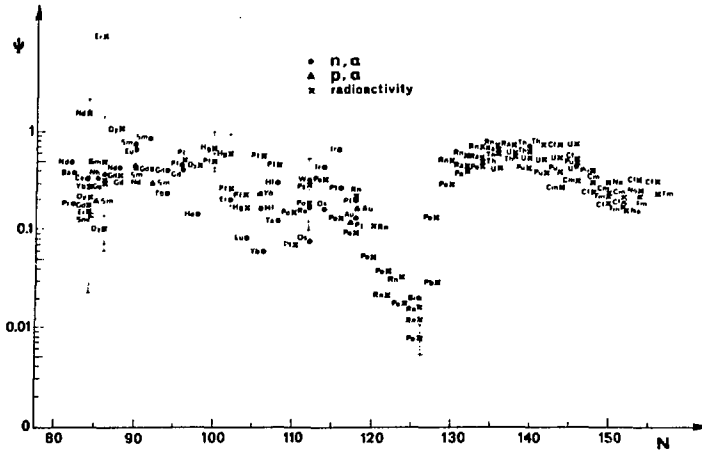


Figure 2 - Valeurs du facteur de préformation  $\phi$ , d'après la réf. 3.

(3) L. Milazzo-Colli, Phys. Lett., 38 B, (1972), 155.

Nucl. Phys., A 210, (1973), 297.

## 2. L'étude des propriétés des niveaux de haute énergie

L'état actuel de la théorie des niveaux de très haute énergie des noyaux ne permet d'obtenir aucune indication précise sur la manière d'utiliser les grandeurs que nous savons mesurer telles que  $E_0$ ,  $\Gamma_n$ ,  $\Gamma_\gamma$ ,  $\Gamma_\alpha$ ,  $J^\pi$ , pour en extraire des informations sur la structure de ces niveaux.

Les travaux de Soloviev constituent un premier pas dans cette voie, bien que le modèle microscopique qu'il développe ne conduise pour le moment, qu'à une description très qualitative de ces niveaux.

Selon Soloviev, "la structure de l'état fondamental et des états de basse énergie des noyaux sphériques et déformés est assez bien décrite dans le cadre d'une approche semi-microscopique par des excitations de quasi-particules et de phonons. Les niveaux de basse énergie des noyaux voisins des couches fermées sont des états de quasi-particules ou d'un phonon. Cependant, dès que nous nous éloignons des couches fermées, ces niveaux deviennent plus complexes. Les niveaux d'énergie des noyaux appartenant aux régions de transition sont spécialement complexes, ces états se simplifient de nouveau dans le cas des noyaux très déformés.

Pour les noyaux sphériques et les noyaux déformés nous observons une complication de ces états lorsque l'énergie d'excitation augmente. Chaque configuration de particules unique est fragmentée sur un nombre croissant de niveaux. Pour les noyaux voisins des couches fermées, cette fragmentation commence vers une énergie de 1,5 à 2,5 MeV et croît beaucoup plus



lentement que pour les autres noyaux.

Il est nécessaire, pour comprendre la structure des niveaux de haute énergie, de savoir d'où provient cette complication de la structure des états, l'augmentation de leur densité, la fragmentation des configurations de particules uniques avec l'énergie d'excitation et quelle est la structure des niveaux nucléaires aux différentes énergies d'excitation.

Les niveaux de haute énergie (résonances) c'est-à-dire les états dont l'énergie d'excitation est voisine ou supérieure à l'énergie de liaison d'un neutron sont extrêmement compliqués et leur densité est très grande. Aussi sont-ils habituellement étudiés dans le cadre du modèle statistique.

Puisque nous n'avons aucun point de départ théorique qui permettrait de calculer l'énergie ou la fonction d'onde de chacune de ces résonances, ni expérimental qui permettrait de déterminer chacune de leurs caractéristiques, la question se pose de savoir ce que nous pouvons connaître de ces niveaux" (réf. 4).

Soloviev pose cette question et il tente d'y répondre en développant un modèle semi-microscopique où la fonction d'onde d'une résonance est représentée par la superposition de plusieurs milliers de configurations simples à quelques quasi-particules et quelques phonons. Il détermine quelles doivent être les propriétés générales de telles fonctions d'onde, et il trouve, conformément au modèle statistique que leurs propriétés sont purement aléatoires.

Il étudie ensuite les cas où quelques composantes de quasi-particules auraient une très grande amplitude, et le cas beaucoup plus probable où ces niveaux de haute énergie seraient de nature collective. Il recherche des critères permettant de savoir si le noyau, dans ces états très excités, peut être déformé, s'il est en rotation etc... Cependant, en l'absence de données expérimentales sur ces fonctions d'onde, les conclusions auxquelles il aboutit sont entièrement qualitatives et ne peuvent être clairement confirmées, ou contredites par une mesure expérimentale.

Je voudrais résumer la situation du point de vue de ce modèle semi-microscopique, de la façon suivante :

- A très basse énergie, la situation est relativement simple, les spectroscopistes peuvent décrire correctement les niveaux qu'ils observent au moyen d'excitations de particules et de phonons.

- A plus haute énergie, la situation se simplifie de nouveau. Dans les réactions nucléaires on n'observe généralement pas de niveaux d'énergie distincts et l'on traite globalement l'ensemble des niveaux alimentés de façon statistique (sauf pour les résonances géantes où l'on observe un mode d'excitation simple).

Nous nous sommes placés au voisinage de l'énergie de liaison du neutron, dans le cas le plus compliqué : les modèles des spectroscopistes sont à peu près inapplicables et il n'était pas sûr au départ que le modèle statistique soit déjà utilisable (réf. 13, 16, 18).

Une motivation importante de ce travail aura été d'obtenir des informations sur les niveaux dont l'énergie est proche de l'énergie de liaison du neutron.

Nous avons pu comparer nos résultats avec les prévisions du modèle statistique et avec les prévisions du modèle semi-microscopique.

## II. CONTEXTE EXPERIMENTAL

"Les résonances ont une structure très compliquée, ainsi elles sont généralement étudiées dans le cadre du modèle statistique. Les paramètres des résonances (tels que  $E_0$ ,  $\Gamma$ ,  $\Gamma_n$ ,  $\Gamma_\alpha$ ,  $\Gamma_p$ ,  $J^\pi$ ) qui sont mesurés par les spectroscopistes sont utilisés pour obtenir des caractéristiques moyennes de ces états et pour en étudier les régularités statistiques.

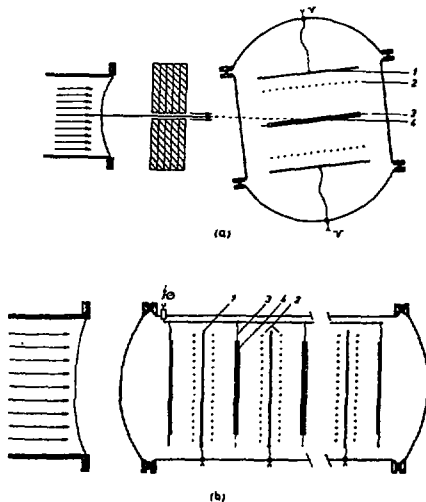
L'étude de la structure compliquée des résonances nécessite la mesure d'une grande variété de caractéristiques de chacune d'elles, plus directement liées à leur structure telles que les largeurs  $\alpha$  et les largeurs alpha et gamma partielles".

### 1. Réaction ( $n, \alpha$ ) sur les résonances

Le groupe de Dubna (Popov et al.) utilisant un réacteur pulsé a étudié l'émission de particules alpha par les résonances. Leur appareillage permet d'obtenir, par une mesure de temps de vol, l'énergie des neutrons incidents, les particules  $\alpha$  émises sont captées par des chambres d'ionisation.

Les spectres obtenus donnant le nombre de particules  $\alpha$  en fonction de l'énergie des neutrons incidents permettent de déterminer les largeurs  $\alpha$  totales de chaque résonance.

Pour le  $^{147}\text{Sm}$  seulement, il a été possible d'obtenir les spectres de particules  $\alpha$  provenant de chaque résonance.



The geometry of the ionization chambers and their disposition on the neutron beam. a) Double ionization chamber; b) multifunctional ionization chamber: 1 - collector, 2 - grids, 3 - high-voltage electrode, 4 - target.

**Figure 3** - Principe de l'appareillage servant à étudier les réactions ( $n, \alpha$ ) sur les résonances par le groupe de Dubna.

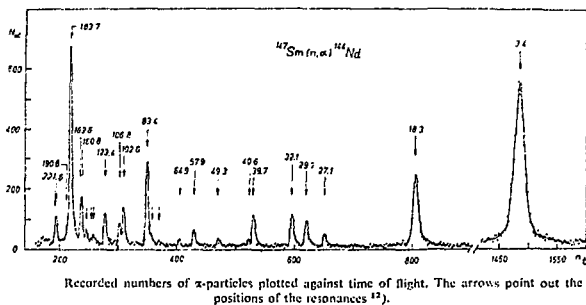


Figure 4 - Exemple de spectre d'après la réf. 5

(5) Popov, Nucl. Phys., A 188, (1972), 212.

## 2. Réaction $(n, \alpha)$ induite par des neutrons thermiques

Les premières mesures de réaction neutron thermique alpha, ont porté sur les noyaux légers pour lesquels la section efficace peut être très grande. A cette époque les détecteurs étaient des chambres de Wilson et des chambres d'ionisation ; elles ont permis d'étudier les réactions  $(n, \alpha)$  sur les  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^{10}\text{B}$ ,  ${}^{17}\text{O}$  et les réactions  $(n, p)$  sur les  ${}^{35}\text{Cl}$  et  ${}^{14}\text{N}$ .

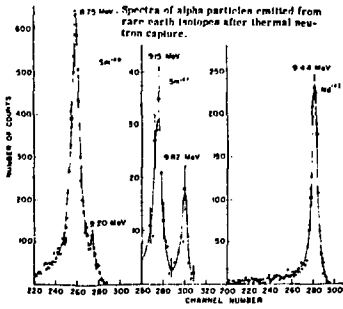
La deuxième série de mesures se situe aux environs de 1951. L'utilisation d'émulsions photographiques permettait d'améliorer la sensibilité des mesures. On prévoyait pour les isotopes du fer et du zinc des sections efficaces élevées, mais cette technique étant extrêmement délicate, de nombreuses tentatives ont donné des résultats contradictoires.

Un progrès décisif a été obtenu grâce à l'emploi des détecteurs à barrière de surface. En 1962 Cheifitz et al, d'une part, Macfarlane et Almodovar d'autre part, publient leurs résultats concernant l'étude de réactions  $(n, \alpha)$  dans la région des terres rares.

En 1967, Macfarlane et Oakey utilisent un guide de particules chargées qui leur permet de détecter les particules  $\alpha$  avec une bonne résolution et un faible bruit de fond. Ils peuvent ainsi résoudre la structure du spectre des particules  $\alpha$ . Des travaux moins complets ont été réalisés sur la réaction  $(n, \gamma \alpha)$ .

Le tableau I présente les principales études de réactions neutron thermique, alpha. La figure 2 présente les résultats expérimentaux les plus marquants.

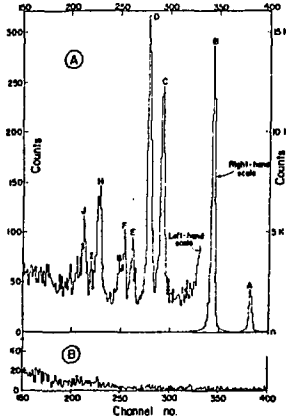
Pour ces études les difficultés expérimentales d'observation tenaient d'une part à la faiblesse des sections efficaces, et d'autre part, à la présence d'un flux intense de  $\gamma$  pile et de la cible, flux entraînant un empilement important au niveau du détecteur ( $\text{Si-Li}$ ), lequel provoque une détérioration de la résolution. Ainsi dans les expériences de Okamoto la résolution est d'environ 170 KeV malgré la réduction du fond  $\gamma$  issu de la pile par un écran de Bismuth et l'emploi d'un dispositif anti-empilement. Macfarlan, grâce à l'emploi de son guide de particules chargées pouvait placer sur détecteur dans des conditions de fonctionnement plus favorables mais aux dépens du taux de comptage (efficacité de détection  $5 \cdot 10^{-4}$ ). L'utilisation des guides courbes de neutrons du réacteur à haut flux de l'I. L. L. nous a permis de conserver une bonne efficacité de détection sans exposer notre détecteur à un flux important de  $\gamma$  et de neutrons.



**Figure 5** - L'utilisation de détecteurs à semiconducteur a permis à Cheifetz et al. d'observer pour la première fois les réactions  $(n, \alpha)$  sur des isotopes de la région des terres rares. Ces auteurs ont mesuré les sections efficaces de réaction  $(n, \alpha)$  sur les  $^{147}\text{Sm}$ ,  $^{149}\text{Sm}$ ,  $^{143}\text{Nd}$  et ils ont prévu la possibilité de réactions  $(n, \gamma \alpha)$ . Pour ces premières mesures le détecteur était situé dans le flux de neutrons.

D'après E. Cheifetz, G. Gilat, A. Yavin, S.G. Cohen, Phys. Lett., 1, (1962), 289.

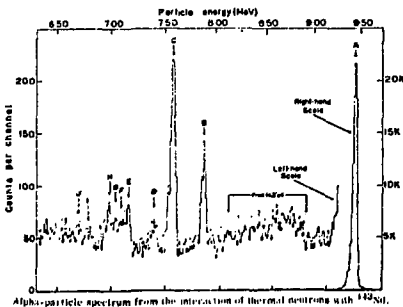
L'utilisation d'un guide électrostatique de particules chargées a permis à Macfarlane de placer son détecteur à l'extérieur du flux de neutrons, ce qui lui a permis d'améliorer la qualité des mesures précédentes et de mettre en évidence la réaction  $(n, \gamma \alpha)$  sur le  $^{143}\text{Nd}$ .



A) Alpha particle spectrum from the reaction  $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)^{146}\text{Nd}$ ;  $T = 235$  hours. B) Background spectrum with sample backing plate only;  $T = 97$  hours.

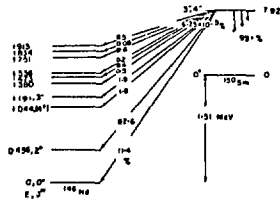
**Figure 6**

D'après Macfarlane, Phys. Lett., 24 B, (1967), 143.



Alpha-particle spectrum from the interaction of thermal neutrons with  $^{143}\text{Nd}$ .

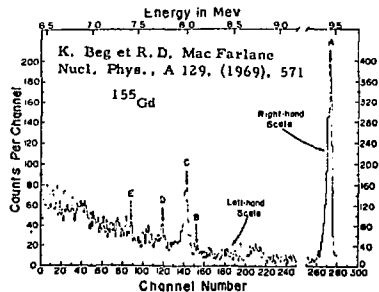
**Figure 8**



Alpha decay scheme of the thermal neutron capture states of  $^{150}\text{Sm}$ .

**Figure 7**

D'après N. S. Oakey and R. D. Macfarlane, Phys. Lett., 26 B, (1968), 662.



Particle spectrum obtained for a mixed  $^{143}\text{Nd}$ - $^{149}\text{Sm}$  target in a thermal neutron flux of  $10^{11}$  n/cm<sup>2</sup>-sec. Group A is from the  $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)^{139}\text{Ce}$  reaction and groups C, D, E from the  $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)^{145}\text{Sm}$  reaction.

**Figure 9**

D'après Beg et R. D. Macfarlane, Nucl. Phys., A 129, (1969), 571.

3. Bibliographie des résultats expérimentaux anciens

<u>Auteurs</u>	<u>Revue</u>	<u>Références</u>	<u>Noyaux-Cible</u>
Chadwick	Proc. Cambridge Phys. Soc.	31 (1935) 612	$^{10}_B$ $^6Li$
Kurtchatov	Compte-Rendu Acad. Sc.	200 (1935) 1199	$^{10}_B$
Walen	Comptes-Rendus	202 (1936) 1500	$^{10}_B$
Goldhaber	Proc. Cambridge Phyl. Soc.	32 (1936) 632	$^{14}_N$ (n, p)
Oceallaigh	Proc. Roy. Soc. London	167 (1938) 81	$^{10}_B$
Livingston	Phys. Rev.	53 (1938) 227	$^{10}_B$
Thibaud	Journal Phys. Rad.	10 (1939) 161	$^{14}_N$ (n, p)
Good	Phys. Rev.	56 (1939) 288	$^{10}_B$
Wilson	Proc. Roy. Soc. London	177 (1941) 382	$^{10}_B$
Gilbert	Helvetica Phys. Acta	17 (1944) 97	$^{35}Cl$ (n, p)
Minks	Phys. Rev.	70 (1946) 770	$^{17}O$
Seren	Phys. Rev.	72 (1947) 888	$^{35}Cl$
Cüer	J. Phys. Rad.	8 (1947) 83	$^{14}_N$
Coon	Phys. Rev.	75 (1949) 1358	$^{14}_N$
Stebler	Helv. Phys. Acta	22 (1949) 363	$^{10}_B$
Boggild	Phys. Rev.	75 (1949) 782	$^6Li$
C. G. Hanna	Phys. Rev.	80 (1950) 530	$^{10}_B$
T. Alper	Nature	165 (1950) 689	Fer
H. Faraggi	Comptes-Rendus Acad. Sc.	231 (1950) 1475	Fer
Hanni-Rossel	Helv. Phys. Acta	23 (1950) 513 25 (1952) 521	Fer Fer
Cuer-Lonchamp	Comptes-Rendus Acad. Sc.	232 (1951) 1824	$^{10}_B$
Facchini	Phys. Rev.	81 (1951) 475	$^6Li$
Faraggi-Bernas et al.	Compte-Rendu Acad. Sc.	234 (1952) 1684 235 (1952) 425	Fer Zinc
Lonchamp	J. Phys. Rad.	13 (1952) 333 13 (1952) 105 A	Fer
Faraggi, Bonnet, Cohen	J. Phys. Rad.	14 (1953) 160	Fer
Hanna	Phyl. Mag.	46 (1955) 381	$^7Be$
Berthet	Helv. Phys. Acta	27 (1954) 159	$^{35}Cl$
Münich	Z. Phys.	153 (1958) 106	$^{32}_S$ $^{33}_S$ , $^{40}Ca$ , $^{58}Ni$
Segel	Phyl. Mag.	3 (1958) 204	$^6Li$
Durham	Nuovo Cimento Supl.	19 (1961) 4	$^{35}Cl$ (n, $\alpha$ ) (n, p)
Hanna	Can. J. Phys.	39 (1961) 1784	$^{14}_N$ , $^{36}Ar$
Gowing	Nucl. Phys.	12 (1961) 658	$^{14}_N$
Macfarlane	Phys. Rev.	127 (1962) 1665	$^{149}Sm$
E. Cheifetz et al.	Phys. Lett.	1 (1962) 289	$^{149}Sm$ , $^{147}Sm$ , $^{143}Nd$
P. Bassi et al	Nuovo Cimento	24 (1962) 560	$^7Be$

3. Bibliographie des résultats expérimentaux anciens (suite)

<u>Auteurs</u>	<u>Revue</u>	<u>Références</u>	<u>Noyaux-Cible</u>
M. Sowinski et al	Phys. Lett.	60 (1963) 321	$^{235}\text{U}$
A. Deruytter, M. Neve de Mevergnies	Congrès de Paris	(1964) 1114	$^{235}\text{U}$ et $^{233}\text{U}$
F. Poortman, A. Deruytter, M. Neve de Mevergnies, H. Caulmans	Congrès de Paris	(1964) 554	$^{149}\text{Sm}$
Shikata	Nucl. Sc. and Techn.	1 (1964) 228	$^{35}\text{Cl}$
Benisz	Acta Phys. Polonica	28 (1965) 763	$^{39}\text{K}$ , $^{40}\text{Ca}$ , $^{43}\text{Ca}$
Katase	Israël A. E. C.	1082 (1965) 57	$^{95}\text{Mo}$
V. N. Andreev, S. M. Sirotkin	Yad. Phys.	1 (1965) 252	Noyaux moyens et lourds ( $\text{Eu}^{143}$ )
M. W. Toney and A. Waltner	Nucl. Phys.	80 (1967) 833	$^{10}\text{B}$
Haris	Dissertation Abstract	27 (1966) 2077	$^{32}\text{S}$
Tiwari	Atomic Energy Trombay	267 (1966) 42	$^{43}\text{Ca}$
F. Poortman, H. Caulmans A. Deruytter, M. Neve de Mevergnies,	Nucl. Phys.	82 (1966) 331	$^{149}\text{Sm}$
J. Kvitek and Yu. Popov	Phys. Lett.	22 (1966) 186	$^{149}\text{Sm}$ , $^{147}\text{Sm}$
A. Deruytter, H. Neve de Mevergnies	Journ. Nucl. Energy	21 (1967) 833	$^{235}\text{U}$ , $^{237}\text{U}$
N. S. Oakey	Nucl. Inst. Meth.	49 (1967) 220	
E. Cheifetz et al	Nucl. Phys.	191 (1967) 238	$^{123}\text{Te}$
M. Dakowsky et al	Nucl. Phys.	A97 (1967) 187	$^{149}\text{Sm}$
N. S. Oakey and R. D. Macfarlane	Phys. Lett.	24B (1967) 142	$^{149}\text{Sm}$
I. G. Schröder et al	Phys. Rev.	165 (1968) 1184	$^{40}\text{K}$
De Regge	Radiochemica Acta	10 (1968) 156	$^{45}\text{Sc}$ (n, p)
N. S. Oakey and R. D. Macfarlane	Phys. Lett.	26B (1968) 662	$^{143}\text{Nd}$ (n, $\gamma$ a)
K. Beg and Macfarlane	Phys. Nucl.	A129 (1969) 571	$^{155}\text{Gd}$
G. H. Sims and D. G. Juhnke	J. Inorg. Chem.	31 (1969) 3721	$\text{Cl}^{35}$ (n, p)
K. Okamoto	Nucl. Phys.	A141 (1970) 193	$^{147}\text{Sm}$ , $^{149}\text{Sm}$ , $^{143}\text{Nd}$ , $^{145}\text{Nd}$
G. J. Krouac	Nucl. Sc. and Eng.	46 (1971) 247	$^{59}\text{Ni}$
A. A. BANER	J. Nucl. Energy	42 (1972) 91	$^{59}\text{Ni}$

## CHAPITRE II

### METHODES EXPERIMENTALES

#### I. LE REACTEUR A HAUT FLUX ET LES GUIDES DE NEUTRONS

Pour améliorer les mesures précédentes sur les réactions  $(n, \alpha)$  il est nécessaire d'éviter l'irradiation du détecteur par les neutrons ce qui exige un faisceau bien collimaté. Le bruit de fond sera ainsi fortement réduit. D'autre part nous devons éliminer autant que possible les neutrons épithermiques et les rayons gamma toujours présents dans un canal de réacteur.

Les guides courbes installés auprès du réacteur à haut flux possèdent précisément ces propriétés, et ce sont ces raisons qui ont motivé l'installation de cette expérience (réf. 8).

La distribution en énergie des neutrons disponibles à la sortie du guide est extrêmement voisine de la distribution maxwellienne théorique (figure 10). Nous ne faisons donc intervenir aucune correction due à la distribution en énergie des neutrons. Nous utilisons un flux de neutrons égal à  $10^9$  neutrons  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  disponible sur une section de  $5 \times 3 \text{cm}^2$  (Macfarlane utilisait un flux de  $10^{10} \text{n cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , Okamoto avait un flux de  $2 \cdot 10^7 \text{n cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  sur un faisceau de neutrons. Cheifetz disposait d'un flux de  $10^9 \text{n cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  mais à l'intérieur de la colonne thermique du réacteur).

#### II. LA CHAMBRE A REACTION

Dans la mesure des faibles sections efficaces, il y a lieu de prendre toutes les précautions possibles pour limiter le bruit de fond. Une partie de ce dernier peut provenir des neutrons diffusés par tout obstacle placé sur le faisceau. Pour réduire cette diffusion les fenêtres par lesquelles le faisceau pénètre et sort de la chambre à réaction ont été éloignées de la cible et constituées en aluminium de faible épaisseur. Pour la même raison le corps de la chambre a été construit en alliage d'aluminium.

(réf. 8) Neutron beam facilities at the ILL high flux reactor ILL, Report janvier 1973.

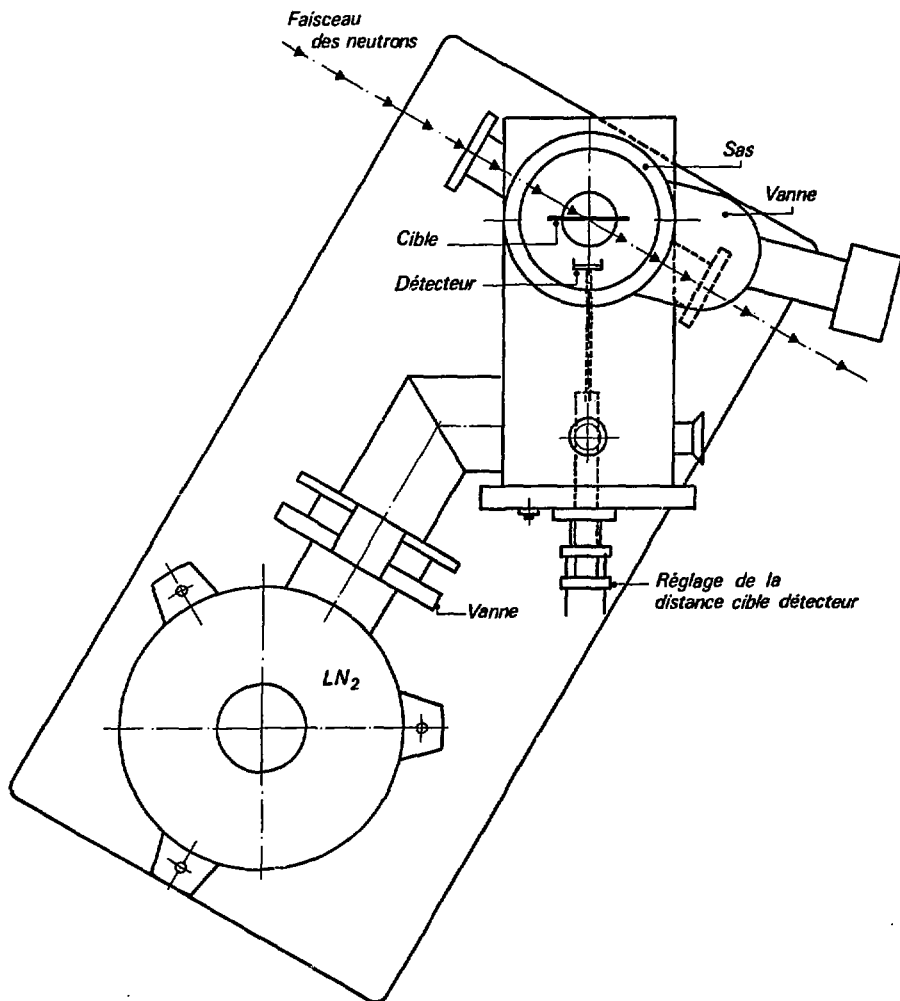


Figure 10 - Vue d'ensemble de la chambre à réaction à l'échelle 1/5.

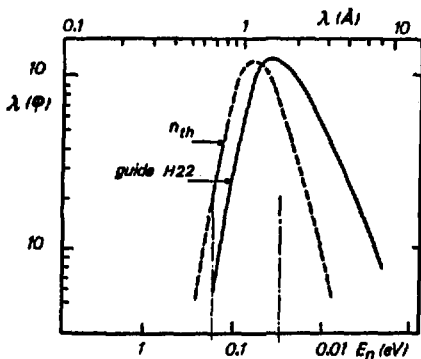


Figure 11 - Distribution en énergie des neutrons utilisés. Les lignes en tirets indiquent la largeur à mi-hauteur de la résonance à 0,97 eV du  $^{149}\text{Sm}$ .



Le détecteur est placé à l'extérieur du flux des neutrons et la distance cible-détecteur est réglable entre 2, 5 et 10 cm. La position du détecteur et de la cible par rapport au flux de neutrons est présentée figure 11.

La figure 10 montre une vue d'ensemble de la chambre à réaction et du système de pompage.

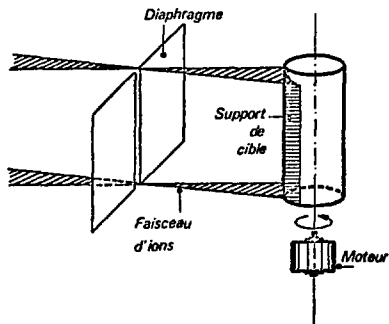
a - pompage primaire permettant d'atteindre  $10^{-3}$  Torr

b - le pompage cryogénique améliore légèrement le vide ( $\approx 10^{-4}$  Torr) il permet de préserver la qualité des détecteurs en piégeant les vapeurs d'huile provenant de la pompe primaire, il permet surtout d'éliminer les pics parasites provenant de la désintégration du Radon qui est piégé de façon très efficace à la température de l'azote liquide. Le porte cible est conçu pour utiliser des cibles minces déposées sur une feuille d'aluminium (épaisse de 10 à 20  $\mu$  ; dimensions 8, 5 x 9, 5cm<sup>2</sup>). Les cibles peuvent être changées sans casser le vide dans l'enceinte principale.

### III. PREPARATION DES CIBLES

Les cibles sont préparées le plus souvent par évaporation sous vide. Cette technique permet d'obtenir des cibles de bonne qualité. Pour chaque isotope étudié nous avons utilisé au moins une cible non enrichie préparée par cette méthode (par exemple Zn, Pd, Rh, Nd, Sm, Eu, Gd, Yb, dy, Er, Bi, fluorure de lithium, sulfure d'antimoine, oxyde de molybdène, chlorure de potassium, chlorure d'hafnium, etc...). Nous avons également préparé par évaporation les cibles enrichies de <sup>123</sup>Te, <sup>95</sup>Mo (oxyde), <sup>40</sup>K (chlorure).

Les cibles enrichies très pures ont été préparées par implantation sur le séparateur d'isotopes de notre Institut. Le faisceau d'ions accélérés à 40 KV est limité par une fente de sortie de 2 mm de large et 40 mm de haut. La cible est déposée par implantation sur une feuille d'aluminium épaisse de 20 microns qui est enroulée autour d'un support cylindrique animé d'un mouvement de rotation.



L'intensité du faisceau est souvent voisine de de 10 à 20  $\mu$  A, on peut ainsi implanter une dose d'environ 20  $\mu$ g/cm<sup>2</sup> d'un isotope pur sur une surface de 6 x 4 cm<sup>2</sup> en une dizaine d'heures.

Nous avons préparé de cette manière les cibles de <sup>6</sup>Li, <sup>64</sup>Zn, <sup>67</sup>Zn, <sup>77</sup>Se, <sup>105</sup>Pd, <sup>143</sup>Nd, <sup>145</sup>Nd, <sup>147</sup>Sm, <sup>152</sup>Gd, <sup>155</sup>Gd, <sup>161</sup>Dy, <sup>167</sup>Eu, <sup>171</sup>Yb, <sup>177</sup>Hf, <sup>178</sup>Hf, <sup>180</sup>Hf.

Figure 12 - Fabrication des cibles par implantation d'ions de 40 KeV sur le séparateur d'isotopes de notre laboratoire.

Plusieurs cibles radioactives ont été préparées sur le séparateur d'isotopes en ligne Isolede du CERN (cibles de  $^{37}\text{Ar}$ ,  $^{109}\text{Cd}$ ,  $^{125}\text{Xe}$ ,  $^{127}\text{Xe}$ ,  $^{132}\text{Cs}$ ,  $^{76}\text{Br}$ ,  $^{84}\text{Rb}$ ) ces cibles contiennent environ  $10^{12}$  à  $10^{14}$  atomes déposés sur une surface de trois ou quatre  $\text{mm}^2$ . La cible de  $^{93}\text{Mo}$  a été préparée par irradiation de  $^{93}\text{Nb}$  sur le synchrocyclotron de Lyon ; les cibles de  $^{65}\text{Zn}$  et  $^{153}\text{Gd}$  sont produites par irradiation aux neutrons de cibles stables de  $^{64}\text{Zn}$  et  $^{152}\text{Gd}$  sur le réacteur de Mol (Belgique).

#### IV. CHOIX DES MEILLEURES CONDITIONS EXPERIMENTALES ET VALIDITE DES RESULTATS

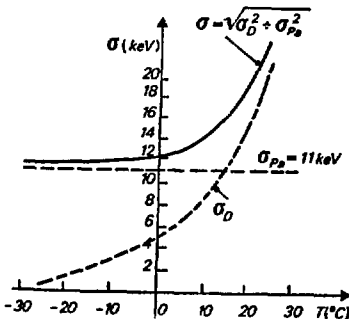
Dans ce paragraphe nous étudions les causes d'élargissement et de déplacement des pics ; les causes d'incertitudes sur les mesures d'énergie et d'intensité.

$\sigma$  étant la largeur à mi-hauteur d'un pic, l'incertitude statistique sur l'énergie est  $\Delta E \approx \sigma/\sqrt{N}$  où  $N$  est le nombre de coups sur le pic, ( surface du pic). Lorsqu'il y a un bruit de fond important sous le pic nous emploierons la formule  $\Delta E = \sigma\sqrt{N+F}/N$  où  $F$  est le nombre de coups de bruit de fond, sous le pic. Dans la plupart de nos mesures cette incertitude statistique est de l'ordre de 2 à 5 KeV. La valeur de  $\sigma$  provient de plusieurs causes :

##### a) La résolution du détecteur :

Généralement nous utilisons des détecteurs dont la résolution est comprise entre 22 et 35 KeV. Ces valeurs sont obtenues pour une source radioactive de très bonne qualité et sans faisceau de neutrons.

Il serait possible d'améliorer cette valeur en refroidissant le détecteur.



Nous avons mesuré la résolution d'un détecteur en fonction de la température de fonctionnement : la résolution s'améliore rapidement jusqu'à  $0^\circ\text{C}$ . Ensuite la résolution du préamplificateur est prépondérante et on ne gagne rien lorsqu'on continue à abaisser la température (figure 13).

Nous n'avons pas utilisé cette méthode de refroidissement parce qu'en présence d'un faisceau de neutrons elle est inefficace : la largeur des pics dépend principalement de l'activité de la cible et du nombre de neutrons diffusés.

Figure 13 - Résolution d'un détecteur à barrière de surface mesurée en fonction de la température.

$\sigma_D$  : résolution du détecteur  
 $\sigma_{pa}$  : résolution du préamplificateur  
 $\sigma$  : résolution de l'ensemble

b) Influence du faisceau de neutrons :

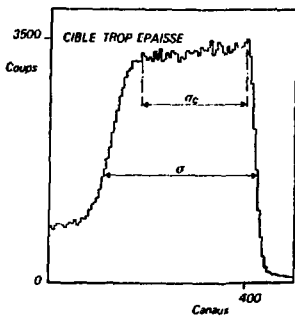
Un détecteur dont la résolution  $\sigma = 25$  KeV donne, en présence d'une cible et du faisceau de neutrons des pics dont la largeur à mi-hauteur  $\sigma_T$  est supérieur à 50 KeV. Le faisceau de neutrons, et l'activité de la cible introduisent un élargissement tel que  $\sigma_T = \sigma^2 + \sigma_F^2$ ,  $\sigma_F$  est supérieur à 40 KeV : dans les conditions expérimentales habituelles on ne peut donc pas bénéficier de la bonne résolution du détecteur.

Toutefois lorsque la section efficace à mesurer est suffisante, on peut améliorer la résolution en réduisant les dimensions du faisceau de neutrons, la quantité de produit constituant la cible et en augmentant la distance cible-détecteur de façon que celui-ci se trouve dans des conditions de fonctionnement plus favorables.

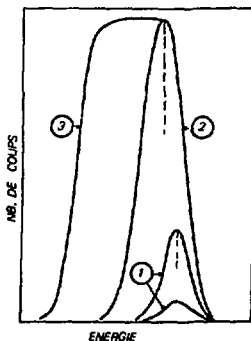
Mais une amélioration de la résolution en énergie se fait toujours au prix d'une diminution du taux de comptage.

Comme nous voulons en général mesurer de faibles sections efficaces, nous devons rechercher le compromis entre le taux de comptage et la résolution, c'est-à-dire qu'on doit optimiser le rapport  $\sigma/\sqrt{N}$ . Ce rapport représente l'incertitude statistique sur la position du centre de gravité d'un pic, et il définit pour nous la qualité d'un pic.

c) Influence de l'épaisseur de la cible :



14 a



14 b

Les particules  $\alpha$  perdent de l'énergie en traversant la cible. Si cette perte d'énergie n'est pas trop grande, elle est proportionnelle à l'épaisseur de cible traversée. Nous présentons sur la figure 13 la forme d'un pic obtenu avec une cible trop épaisse, le pic prend alors la forme d'un rectangle. La largeur  $\sigma_C$  : l'élargissement dû à l'épaisseur de la cible est proportionnel à cette épaisseur, ainsi que la surface du pic.

Il est facile d'en déduire que l'épaisseur de cible optimale est obtenue (pour la valeur minimum du rapport  $\sigma/\sqrt{N}$ ) lorsque  $\sigma_{\text{cible}} = \sigma_{\text{détecteur}}$ . On n'a donc pas intérêt à choisir une cible trop mince les meilleurs résultats sont ainsi obtenus pour des cibles d'environ  $100 \mu\text{g/cm}^2$  pour des noyaux moyens ( $A = 100$ ) et d'environ  $200 \mu\text{g/cm}^2$  pour les noyaux de la région des terres rares, la largeur des pics obtenus dans ces conditions est de l'ordre de 70 KeV.

Figures 14 - Elargissement des pics dû à l'épaisseur de la cible.

a) Spectre expérimental obtenu avec une cible très mince.

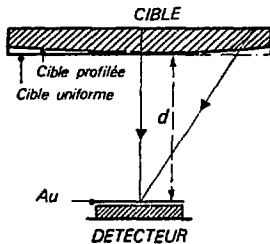
b) Forme du pic en fonction de l'épaisseur de la cible.

1 : cible trop mince ; 2 : cible optimale ; 3 : cible trop épaisse.

d) Influence de l'homogénéité de la cible :

Les cibles préparées par voie chimique, dépôt chimique, électrospray, etc... présentent souvent un aspect granuleux et conduisant à des spectres de très mauvaise qualité, les pics présentent une queue à basse énergie formée par les particules qui ont eu à traverser les plus grandes épaisseurs de matière. Ceci se produit lorsque le dépôt est inhomogène, l'épaisseur du dépôt peut varier brusquement d'un point à un autre, comme par exemple lorsque le dépôt est formé de gouttelettes ou de microcristaux. Pour obtenir des pics de bonne qualité nous avons évité d'utiliser ces cibles peu homogènes.

Les cibles que nous utilisons, préparées par évaporation sous vide ou par implantation sont très homogènes, mais l'épaisseur du dépôt n'est pas uniforme. Le dépôt est souvent plus épais au centre que sur le bord.



Nous avons recherché quel devait être le profil optimum du dépôt.

Une particule traversant toute la cible perd une énergie  $\Delta E$ . En moyenne, les particules  $\alpha$  perdent  $\frac{\Delta E}{2}$ . Cependant la largeur des cibles que nous utilisons est du même ordre de grandeur que la distance cible détecteur. Les  $\alpha$  provenant du bord de la cible auront donc à traverser pour atteindre le détecteur une épaisseur de cible de 20 à 25% plus grande que ceux qui proviennent du centre de la cible.

De même que pour une cible non homogène, les  $\alpha$  provenant d'une cible d'épaisseur constante donnent un pic présentant une queue à basse énergie.

Pour éviter cette légère détérioration des pics nous avons produit des cibles profilées de façon que les  $\alpha$  aient toujours à traverser la même épaisseur de cible, indépendamment du point de la cible d'où ils ont été émis.

Nous obtenons ce résultat lors de la fabrication de la cible par évaporation sous vide en choisissant une forme de creuset convenable et une distance convenable entre le creuset et la cible. Si D est cette distance d et la distance cible détecteur il suffit de choisir  $D = d\sqrt{3}$ . Dans ces conditions le rendement d'évaporation est voisin de 10%, c'est-à-dire que 10% du produit évaporé est récupéré sur la cible. Nous n'avons pas intérêt à chercher à obtenir des cibles plus uniformes en augmentant la valeur de D : le rendement d'évaporation serait moins bon (il décroît de  $1/D^2$ ) et les pics seraient plus larges à leur base.

e) Précision sur les mesures d'énergie :

Nous avons indiqué quelques causes d'élargissement et de déplacement de pics liés à l'épaisseur de la cible. Les mêmes phénomènes se reproduisent lors de la traversée de la fenêtre d'entrée du détecteur constituée par une couche d'or de  $50 \mu\text{g/cm}^2$ .

Les mêmes phénomènes de perte d'énergie sont à considérer pour les cibles étalons.

Nous utilisons généralement comme étalon d'énergie la réaction  $(n, \alpha)$  sur le  ${}^6\text{Li}$  donnant un  $\alpha$  de  $2,055 \text{ MeV}$  et un triton de  $2,727 \text{ MeV}$ , la réaction  $(n, \alpha)$  sur le  ${}^{149}\text{Sm}$  donnant un pic  $\alpha$  à  $9,178 \pm 0,004 \text{ MeV}$  et  $\alpha$  à  $8,734 \pm 0,004 \text{ MeV}$ . D'autre part les pics parasites provenant de la désintégration du  ${}^{220}\text{Rn}$  nous ont couramment servi d'étalons d'énergie.

Toutes ces pertes d'énergie, qui sont différentes suivant la nature et l'énergie des particules considérées nécessitent des corrections. Plusieurs tables donnent les pertes d'énergie des particules à la traversée de la matière, mais il n'est pas possible de calculer ces corrections avec précision. Ces incertitudes nous conduisent à mesurer l'énergie des particules à environ  $10 \text{ KeV}$  près de façon à savoir sans ambiguïté quel niveau d'énergie est alimenté.

f) Incertitude statistique sur la position d'un pic :

Nous avons souvent à étudier de petits pics. Dans ce cas l'incertitude statistique sur la position d'un pic est donnée par  $\sigma/\sqrt{N}$  ou  $\sigma$  est la  $1/2$  largeur du pic (plu précisément l'écart quadratique moyen) et  $N$  est la surface du pic.

Généralement le bruit de fond sous le pic n'est pas négligeable. Si  $N$  est la surface du pic,  $F$  la surface du fond sous le pic, l'incertitude statistique est alors donnée par  $\frac{\sigma}{\sqrt{N}} \sqrt{1 + \frac{F}{N}}$ . On voit que  $\sqrt{1 + \frac{F}{N}}$  ne devient important que si  $F \gg N$ .

g) Mesures d'intensité :

Les mesures d'intensité se font en comparant le taux de comptage obtenu pour la cible à étudier, avec le taux de comptage obtenu pour une cible étalon de fluorure de Lithium. La section efficace de la réaction  ${}^6\text{Li}(n_{th}, \alpha)t$  qui est égale à  $941 \pm 4$  barns est prise comme étalon d'intensité dans toutes nos mesures. Cependant nous avons parfois utilisé également des cibles calibrées de  ${}^{143}\text{Nd}$  et  ${}^{149}\text{Sm}$ . La méthode de comparaison que nous utilisons ne nécessite pas que les cibles utilisées soient homogènes ni que le produit soit réparti uniformément sur toute la surface de la cible. Elle ne nécessite pas non plus un flux de neutrons uniforme en tous points de la cible. Cependant il est nécessaire que le flux de neutrons ne varie pas au cours d'une mesure, d'autre part il est nécessaire que la cible étalon et la cible à étudier aient le même profil ; c'est-à-dire la même variation d'épaisseur depuis le centre vers les bords. Si nous ne sommes pas sûr que ce dernier critère soit réalisé, nous devons calculer un coefficient correctif. Nous trouvons par exemple que ce coefficient, dans le cas où la distance cible-détecteur est  $3 \text{ cm}$ , peut atteindre la valeur 2 dans les cas les plus défavorables, par exemple si la source étalon est ponctuelle et la source à étudier est étendue. Cette valeur importante provient de ce que la largeur de la cible à étudier est beaucoup plus grande que la distance cible-détecteur.

Pour  $d = 10 \text{ cm}$ , le détecteur voit la cible sous un angle solide beaucoup plus faible, le facteur correctif à introduire est égal à 1,06 dans les cas les plus défavorables.

V. ETUDE DU BRUIT DE FOND

Malgré les précautions prises, lorsque nous ne mettons pas de cible dans le faisceau de neutrons ou bien en dehors des pics donnés par les réactions  $(n, \alpha)$  ou  $(n, p)$  sur la cible nous

observons la présence d'un "bruit de fond". L'étude de ce bruit de fond nous a permis dans certains cas de le réduire sensiblement.

Ce bruit de fond se compose de pics parasites provenant des réactions  $(n, \alpha)$  sur le  ${}^6\text{Li}$  et le  ${}^{10}\text{B}$ , de pics de radioactivités, et d'un fond continu.

a) Les réactions parasites :

A basse énergie nous observons les réactions  $(n, \alpha)$  sur le lithium et le bore qui sont toujours présents à l'état de trace, même dans les matériaux les plus purs. La section efficace de réaction  $(n, \alpha)$  sur le bore 10 est 3836 barns. Il suffit de  $10^{-11} \text{ g/cm}^2$  pour voir apparaître nettement les pics correspondant à cette réaction. Nous les observons toujours. Dans plusieurs cas nous avons pu les utiliser comme étalons d'énergie ou bien pour monitorer l'intensité du faisceau de neutrons.

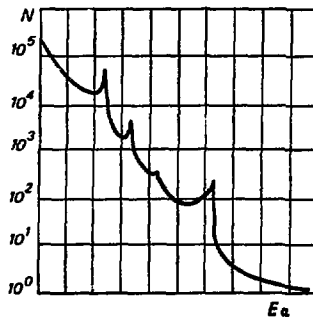


Figure 16 - Exemple de spectre à basse énergie montrant le bruit de fond exponentiel produit par un support de cible épais ( $A_t$  30 u) ; et quelques pics provenant de la réaction  $(n, \alpha)$  sur le  ${}^6\text{Li}$  et  ${}^{10}\text{B}$ .

b) Les pics du thoron et autres pics de radioactivité :

Les pics parasites que nous observons dans plusieurs spectres proviennent de contaminations radioactives de notre chambre à réaction.

La figure 17 présente tous les pics de radioactivité alpha provenant de notre appareillage, leur taux de comptage est inférieur à un coup par heure pour les pics les plus intenses, cependant lors de la plupart des mesures, il a été nécessaire de prendre des précautions destinées à supprimer ces pics parasites.

Les pics de plus haute énergie proviennent de la désintégration du radon. Nous pouvons les supprimer complètement en utilisant le pompage cryogénique qui piège très efficacement le radon. Les pics de Am et Np sont dus à des contaminations déposées sur les parois de la chambre à réaction, nous pouvons les réduire en disposant convenablement des chaches devant ces parois.

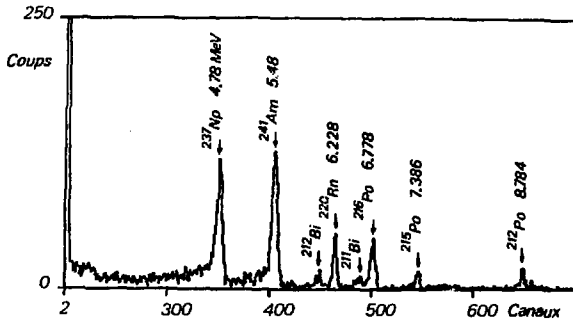


Figure 17 - Etudes des pics de radioactivité

c) Le bruit de fond continu

L'énergie des particules que nous étudions est souvent supérieure à 3 MeV. Dans cette zone d'énergie, le bruit de fond présente une partie continue dont un exemple est donné sur la figure 17. Ce fond est présent pour toutes les cibles utilisées mais il est d'autant plus important que la section efficace de capture et de diffusion de la cible est grande et que le support de cible est plus épais.

Il est donc lié à l'activité produite par la cible et le support de cible et probablement aux neutrons diffusés. Il présente un plateau ou une légère remontée vers 4-5 MeV ensuite il décroît exponentiellement jusqu'à une énergie égale à  $\approx 100$  MeV c'est-à-dire l'énergie maximum des fragments de fission. Nous avons observé qu'il s'agit de particules qui peuvent être arrêtées par une faible pression de gaz ( $\approx 1$  mm de Hg) ou par un absorbeur mince placé devant le détecteur tel que une feuille de mylar de  $850 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ , les  $\alpha$  de 8 MeV y perdent environ 500 KeV l'élargissement correspondant des pics est négligeable mais les particules constituant ce bruit de fond sont presque toutes absorbées (figure 18). Ce qui montre qu'il s'agit de noyaux lourds provenant de fissions. Nous observons un spectre de fission dégénéré provenant de traces d'uranium qui sont probablement contenues dans les parois de la chambre à réaction (il s'agit là d'une hypothèse que nous n'avons pas pu réellement vérifier).

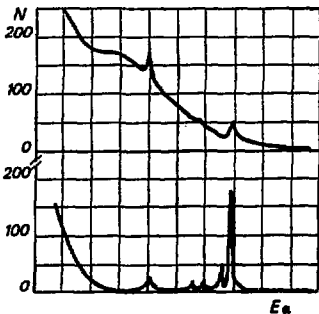


Figure 18 - Cible de  $^{155}\text{Gd}$  sans absorbeur

Figure 19 - Cible de  $^{155}\text{Gd}$  avec absorbeur de mylar de  $250 \mu\text{g}/\text{cm}^2$

A très basse énergie le bruit de fond est très intense il a une forme exponentielle, il décroît très rapidement pour devenir très faible vers 1.7 MeV.

Ce bruit de fond est dû à l'activité de l'Al<sup>28</sup> produit par capture de neutrons sur l'Al<sup>27</sup> qui constitue le support de cible et le revêtement intérieur de la chambre à réaction. Nous pouvons le réduire en utilisant comme support de cible une feuille de mylar très mince.

Entre 1 MeV environ et 3, 5 MeV le bruit de fond a une forme exponentielle à décroissance plus lente que la précédente. Il est dû aux empilements d'impulsions provenant de la composante de plus basse énergie. Lorsque cela était nécessaire, nous avons pu réduire très sensiblement cette composante en utilisant un dispositif d'anti-empilement.

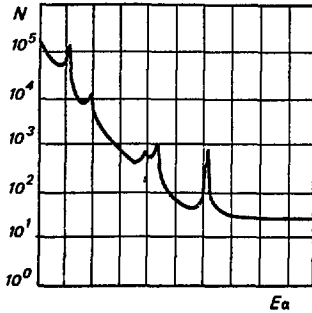


Figure 20a

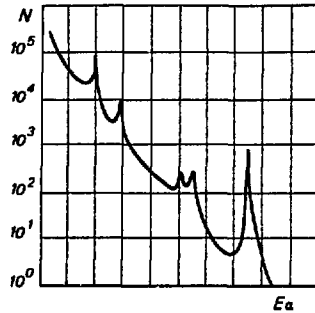


Figure 20b

Figures 20 - Réaction (n, p) sur le <sup>84</sup>Rb  
a) Sans anti-empilement  
b) Avec anti-empilement



## CHAPITRE III

## RESULTATS

Zeitschrift  
für Physik A

© by Springer-Verlag 1977

Z. Physik A 282, 375–381 (1977)

Thermal Neutron Induced Charged Particle Reactions on  $^{58,59,61}\text{Ni}$ 

M. Asghar

Institut Laue-Langevin, Grenoble, France

A. Emsallem

Institut de Physique Nucléaire, Lyon, France

Nils G. Sjöstrand

Department of Reactor Physics, Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden

Received March 18, 1977

The thermal neutron induced charged particle spectroscopy on  $^{58,59,61}\text{Ni}$  (target nuclei) was done at the 87 m thermal neutron curved guide of the Grenoble high flux reactor. In the  $^{59}\text{Ni}(n, \alpha)^{56}\text{Fe}$  reaction two lines showed up corresponding to  $\alpha$ -particle transitions to the ground and first excited states in  $^{56}\text{Fe}$  with  $\sigma_{\alpha 0} = 13.1 \pm 1.1$  b and  $\sigma_{\alpha 1} = 0.188 \pm 0.01$  b. A value of  $\sigma_{p\alpha} \leq 13$  mb was obtained for the two-step  $^{59}\text{Ni}(n, \gamma\alpha)^{56}\text{Fe}$  reaction. The technique to unfold the  $\gamma\alpha$ -spectrum and to get information on the primary low energy  $\gamma$ -rays is given and the present and our previous data on the  $^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)^{140}\text{Ce}$  reaction are analysed. For the  $^{59}\text{Ni}(n, p)^{59}\text{Co}$  reaction  $\sigma_{p0} = 1.34 \pm 0.18$  b,  $\sigma_{p1} < 0.30$  b were determined. The cross-sections for the  $^{58}\text{Ni}(n, \alpha)^{54}\text{Fe}$  and  $^{61}\text{Ni}(n, \alpha)^{58}\text{Fe}$  reactions were  $\sigma_{\alpha 0} \leq 30$   $\mu\text{b}$  and  $\sigma_{\alpha 0} \leq 30$   $\mu\text{b}$  respectively; these and  $\sigma_{p1}$  upper limit value are about 20–1500 times lower than the existing data. The other results are compared with the existing data and the differences are explained. The experimental data are compared with the values obtained from the statistical model.

E Nuclear Reactions  $^{58,59,61}\text{Ni}(n, \alpha)$ ,  $^{59}\text{Ni}(n, \gamma\alpha)$ ,  $^{59}\text{Ni}(n, p)$ ,  $E = \text{thermal}$ ; measured  $\sigma(E_\alpha)$ ,  $\sigma_{\gamma\alpha}$ ,  $\sigma(E_p)$ .  $^{60}\text{Ni}$  levels, deduced  $\alpha$ - and  $p$ -branching ratios and the nature of low energy primary  $\gamma$ -rays. Enriched targets.

## 1. Introduction

The slow neutron induced  $(n, \alpha)$ - and  $(n, p)$ -reactions are usually difficult to study, because of low probability ( $\approx 10^{-5}$ – $10^{-6}$ ) of  $\alpha$  or  $p$ -decay of the compound state formed by the capture of a neutron by the target nucleus, compared to its decay by  $\gamma$ -ray emission [1–3]. For good spectroscopy work, the neutron beam should have low background from fast neutrons and  $\gamma$ -rays which tend to increase the background and degrade the energy resolution of the charged particle detector. This results in a low limit of the cross-section that one can measure and, hence, the number of transitions that one can detect.

Due to simple but stringent  $J^\pi$  selection rules, the  $(n, \alpha)$ -reaction gives information such as their spin and parity ( $J^\pi$ ) on highly excited compound nucleus states. This work is important for the theory of  $\alpha$ -particle decay by yielding knowledge of  $\alpha$ -particle

clusters in these compound nucleus levels and their  $\alpha$ -decay to the various states of the final nucleus [4]. Moreover, the two-step  $(n, \gamma\alpha)$ -reaction gives information on the primary low energy ( $E_\gamma$  up to  $\approx 1$ –2 MeV)  $\gamma$ -rays which is very difficult to get with the other possible methods [13, 14]. Nickel isotopes (particularly  $^{59}\text{Ni}$ ) were chosen to study for the following reasons:

1. As nickel ( $^{58}\text{Ni}$  and  $^{61}\text{Ni}$  isotopes) is a constituent of reactor construction materials such as stainless steel, the important cross-sections of  $(n, \alpha)$ - and  $(n, p)$ -reactions on  $^{59}\text{Ni}$  ( $T_{1/2} \approx 8 \times 10^4$  yr) following the  $^{58}\text{Ni}(n, \gamma)^{59}\text{Ni}$  reaction, lead to swelling and embrittlement of these materials. However, the existing values of these cross-sections (Table 2) vary by over a factor of about 3. Using the intense and low background thermal neutron beam available at the Gren-

oble high flux reactor, this work aimed at measuring these cross-sections with good precision.

2. The spectroscopical study to detect as many  $\alpha$  and proton transitions as possible.

3. Our and other previous work [5, 6] showed that the two-step ( $n, \gamma\alpha$ )-reaction cross-section is in some cases  $\approx 3-4\%$  of the ( $n, \alpha$ )-reaction cross-section. As  $\sigma_{\alpha}$  for  $^{59}\text{Ni}(n, \alpha)^{56}\text{Fe}$  is quite important (Table 2), we hoped to study the ( $n, \gamma\alpha$ )-reaction and through it get information on the primary low energy  $\gamma$ -rays emitted by  $^{60}\text{Ni}$  (see Sect. 7.4).

## 2. Experimental Method

The details of the experimental set up used in this work have been given in [1]. Briefly, the 87 meter long curved neutron guide of the Grenoble high flux reactor was used for this work. It has a thermal neutron flux  $\phi_{th} \approx 10^9$  neutrons/cm<sup>2</sup>·s, with  $\phi_{in}/\phi_{out} \approx 10^6$ , and the direct  $\gamma$ -ray flux is down by  $\approx 10^6$ . The available beam size is  $3 \times 5$  cm<sup>2</sup>. A gold-silicon surface barrier detector of 450 mm<sup>2</sup> area and 100  $\mu\text{m}$  depletion depth detects the charged particles. It is placed outside the neutron beam at  $\approx 5$  cm from the centre of the target which is inclined at an angle of 30° with respect to the incident neutron beam. The whole system is placed inside a vacuum chamber. The detector has an energy resolution of 50–60 keV for  $\alpha$ -particles and the background conditions allow to measure cross-sections down to  $\approx 1 \mu\text{b}$  for  $E_{\alpha} \geq 4$  MeV.

## 3. Targets and Cross-Section Normalization

The  $^{58}\text{Ni}$  and  $^{61}\text{Ni}$  targets were prepared from nickel powder enriched to 99.9% and 93% in  $^{58}\text{Ni}$  and  $^{61}\text{Ni}$  respectively. The  $^{59}\text{Ni}$  was produced by irradiating  $^{58}\text{Ni}$  for 4 months in the R2 reactor at Studsvik with a total thermal neutron fluence of  $2.2 \times 10^{21}$  n/cm<sup>2</sup>. After this irradiation, Co and Fe formed during the irradiation were removed through a chemical treatment. Then the atomic percentage of  $^{59}\text{Ni}$  in the irradiated metal was determined from two independent measurements using different mass spectrometers. A value of  $0.85 \pm 0.01\%$  was obtained.

Thin circular targets of 14 mm dia. of  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{59}\text{Ni}$  and  $^{61}\text{Ni}$  were prepared by vacuum deposition of material on 12  $\mu\text{m}$  of aluminium. The thicknesses of the nickel deposits were determined by micro-weighing and subsequently compared using X-ray fluorescence. An absolute thickness calibration was obtained by destructive chemical analysis of a  $^{58}\text{Ni}$  target. The details of the targets used are given in Table 1. The  $^{59}\text{Ni}$  and  $^{61}\text{Ni}$  targets are the same as used in the Studsvik work.

The charged particle cross-section of the targets studied in this work were determined relative to the  $^6\text{Li}(n, \alpha)t$ -reaction cross-section of  $941 \pm 4b$  [7]. These cross-section values represent the weighted average over the guide thermal neutron spectrum. Moreover, the  $\alpha$ - and  $t$ -lines from  $^6\text{Li}$  give energy calibration of the system. The errors on the cross-sections include the uncertainty in the nickel and lithium target thicknesses, the instability of the neutron beam—all added together quadratically with the statistical errors of data.

## 4. Results

While Figures 1, 2 show the  $\alpha$ -particle and proton energy spectra of  $^{59}\text{Ni}$ , Figures 3 and 4 give the  $\alpha$ -particle spectra for  $^{58}\text{Ni}$  and  $^{61}\text{Ni}$  as target nuclei. The background lines are due to  $\alpha$  and  $t$  from  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ - and  $^6\text{Li}(n, \alpha)t$ -reactions on  $^{10}\text{B}$  and  $^6\text{Li}$  present as small impurities in the targets and their backings.

As  $^{59}\text{Ni}$  target is rather thick for  $\alpha$ -particles, to get good  $\alpha$ -particle energies, the peaks were fitted with 3 gaussians and 2 exponential tails one on each side of the  $\alpha$ -peaks.

As the proton peak (Fig. 2) is reasonably resolved from the boron  $\alpha$ -line, its area was determined by analysing the two peaks simultaneously with a response function determined independently in our earlier work.

Table 2 gives the various details on the nuclei studied here such as the thermal neutron capture cross-section values, the  $J^{\pi}$  values of the capturing states of the nuclei studied, of the states of the final nuclei reached after charged particle decay, the calculated

Table 1. Targets used

Isotope studied	Target	Method of target preparation	Thickness ( $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ )	Data recording Time (h)
$^{58}\text{Ni}$	Nickel powder enriched to 99.9% in $^{58}\text{Ni}$	Vacuum deposition	$500 \pm 14, 165 \pm 5$	45, 46
$^{59}\text{Ni}$	$^{58}\text{Ni}$ powder enriched to 0.85% in $^{59}\text{Ni}$	Vacuum deposition	$165 \pm 5$	46
$^{61}\text{Ni}$	Nickel powder enriched to 93% in $^{61}\text{Ni}$	Vacuum deposition	$82 \pm 3$	89

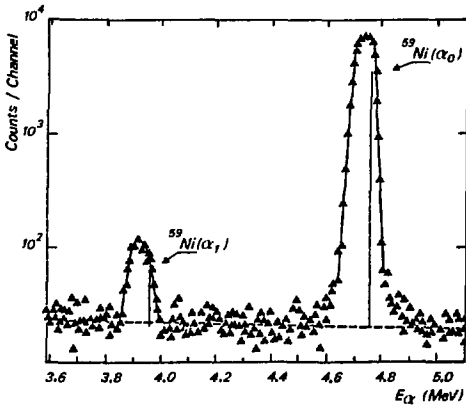


Fig. 1. The number of counts per channel ( $\approx 7$  keV wide) plotted against  $\alpha$ -particle energy for  $^{59}\text{Ni}$ . As the target was rather thick, the vertical lines show the expected  $\alpha$ -particle energies

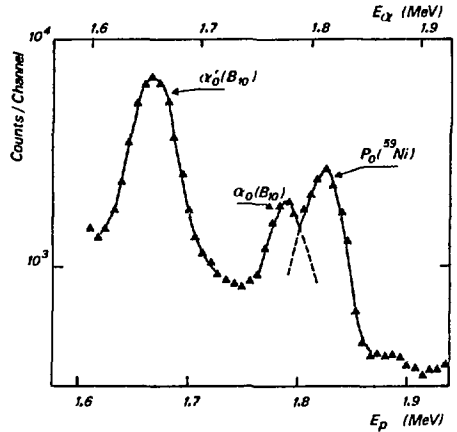


Fig. 2. The number of counts per channel ( $\approx 7$  keV wide) plotted against proton energy for  $^{59}\text{Ni}$ . The proton and boron alpha lines are reasonably resolved to get their individual contributions

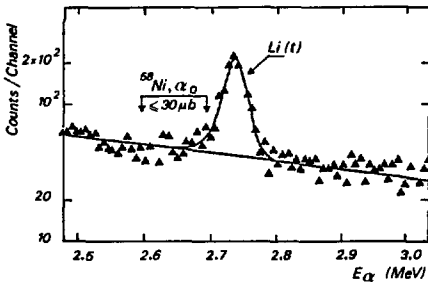


Fig. 3. The number of counts per channel ( $\approx 7$  keV wide) plotted against  $\alpha$ -particle energy for  $^{59}\text{Ni}$ , with the  $165 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  target

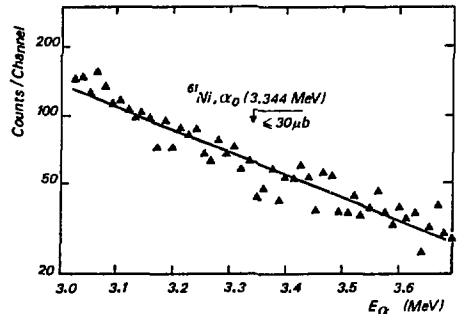


Fig. 4. The number of counts per channel ( $\approx 14$  keV wide) plotted against  $\alpha$ -particle energy for  $^{61}\text{Ni}$

and measured charged particle decay energies, the cross-sections to the different states of the final nuclei and the existing cross-section data on these nuclei.

## 5. Comparison with Existing Data

### 5.1. $^{59}\text{Ni}(n, \alpha)^{56}\text{Fe}$

As Table 2 shows, the existing values of the cross-section  $\sigma_{\alpha 0}$  corresponding to the ground state  $0^+$  of  $^{56}\text{Fe}$  vary over a factor of about 3 among themselves.

Of the most recent (the last four values)  $\sigma_{\alpha 0}$  values the data of Werner and Santry [8] and of McDonald and Sjöstrand [9] are higher than the others. In the case of McDonald and Sjöstrand this is surprising, since the same  $^{59}\text{Ni}$  sample was used in their measurement as in the present one. However, a comparison of their LiF reference with our Li sample in the Grenoble neutron beam showed that the number of  $^6\text{Li}$  nuclei was only  $0.5 \pm 0.04$  of what they assumed. This means that their cross-section in the Grenoble  $^6\text{Li}$  reference scale should be  $11.2 \pm 1.0\text{b}$ . That the contents of  $^6\text{Li}$  in the Grenoble sample was

Table 2. Various details on the nuclei studied

Isotope	Initial spin-parity $J^{\pi}$	Compound state spin-parity $J^{\pi}$	Thermal cap. cross sec. $b^a$	Level of final nucleus <sup>b</sup>		$E_x$ or $E_p$ (keV)		$\sigma_n$ or $\sigma_p$ (b)		Reaction
				$E$ (keV)	$J^{\pi}$	Calculated <sup>c</sup>	Measured	This work	Previous data	
<sup>59</sup> Ni	$\frac{3}{2}^-$	1 <sup>-</sup>	92	g.s.	0 <sup>+</sup>	4750 ± 3	4778 ± 30	13.1 ± 1.1	11 <sup>d</sup> 13 <sup>e</sup> 7.38 <sup>f</sup> 13.7 ± 1.2 <sup>g</sup> 18.0 ± 1.6 <sup>h</sup> 22.3 ± 1.6 <sup>i</sup> 12 ± 1 <sup>j</sup> 11.2 ± 1.0 <sup>k</sup>	(n, α)
		1		847	2 <sup>+</sup>	3963 ± 3	3988 ± 30	0.188 ± 0.016	≤ 0.3 <sup>l</sup>	(n, α)
		1 <sup>-</sup>		g.s.	$\frac{3}{2}^-$	1825 ± 3	1829 ± 14	1.34 ± 0.18	4 ± 1 <sup>l</sup>	(n, p)
		1 <sup>-</sup>		1095	$\frac{3}{2}^-$	748 ± 3		≤ 0.30	2.0 ± 0.5 <sup>l</sup> 2.0 ± 0.6 <sup>l</sup>	(n, p)
								≤ 1.3 × 10 <sup>-2</sup> ≤ 3 × 10 <sup>-5</sup>		(n, α) (n, γα)
<sup>58</sup> Ni	0 <sup>+</sup>	$\frac{1}{2}^+$	4.6	g.s.	$\frac{3}{2}^-$	2694 ± 3			(6.6 ± 3.6) 10 <sup>-4k</sup> ≤ 3 × 10 <sup>-3l</sup>	(n, α)
<sup>61</sup> Ni	$\frac{3}{2}^-$	1 <sup>-</sup>	2.5	g.s.	0 <sup>+</sup>	3344 ± 3		≤ 3 × 10 <sup>-5</sup>	(4.5 ± 2.0) 10 <sup>-2k</sup> ≤ 2 × 10 <sup>-5l</sup>	(n, α)

<sup>a</sup> [7]. <sup>b</sup> [22]. <sup>c</sup> [23]. <sup>d</sup> [17]. <sup>e</sup> [18]. <sup>f</sup> [19]. <sup>g</sup> [20]. <sup>h</sup> [8]. <sup>i</sup> [9]. <sup>j</sup> [10]. <sup>k</sup> [21].  
<sup>l</sup> revised value from [9] (see Sect. 5.1)

correct is verified by the fact that the <sup>143</sup>Nd(n, α) cross-section obtained is also in agreement with other results.

The  $\sigma_{\alpha 1} = 0.188 b$  is the first positive result as the previous data give only an upper limit value.

5.2. <sup>59</sup>Ni(n, p)<sup>59</sup>Co

Although the  $\sigma_{p0}$  of 1.34 ± 0.18 b obtained in this work has a tendency to be lower than 2.0 ± 0.5 b of Harvey et al. [10] and 2.0 ± 0.6 b of McDonald and Sjöstrand [9] (revised according to the discussion in the previous paragraph), the data just about overlap within their errors. The reason for our value to be lower than the other two values is the possible presence of a nearby boron α-line ( $E_{\alpha} = 1.77$  MeV) which might have not been resolved previously from the proton line. However, in this work as Figure 2 shows, these two lines are resolved well enough to get their respective areas.

As to a proton transition to the first excited state of <sup>59</sup>Co, no proton line corresponding to this proton energy was seen. An upper limit of 0.3 b was obtained for the  $\sigma_{p1}$  cross-section. The peak found by McDonald and Sjöstrand at this energy was not observed in the present work.

5.3. <sup>58</sup>Ni(n, α)<sup>58</sup>Fe and <sup>61</sup>Ni(n, α)<sup>58</sup>Fe

The energy spectra for these two nuclei showed no α-particle lines going to the ground state of <sup>58</sup>Fe and

<sup>58</sup>Fe (Figs. 3, 4). The upper limit values of  $\sigma_{\alpha 0}$  for <sup>58</sup>Ni and <sup>61</sup>Ni, from this study, are about 20–1500 times lower than the existing data (Table 2).

5.4. <sup>59</sup>Ni(n, γα)<sup>56</sup>Fe

In spite of a large (n, α) cross-section, there was no positive indication for the existence of this process. Only an upper limit value of  $\sigma_{\gamma\alpha} \leq 13$  mb could be determined (see also Sect. 7.4).

6. α-Particle Widths

The partial α-particle widths  $\Gamma_{\alpha i}$  were determined from the partial cross-sections  $\sigma_{\alpha i}$  with the equation

$$\Gamma_{\alpha i} = \sigma_{\alpha i} \frac{\Gamma_{\gamma}}{\sigma_{\gamma, th}} \tag{1}$$

where  $\sigma_{\gamma, th}$  is the thermal neutron capture cross-section and  $\Gamma_{\gamma}$ , the corresponding total γ-ray decay width.

The statistical model α-particle widths were calculated from the relation

$$\langle \Gamma_{\alpha i} \rangle = \frac{\langle D_{J^{\pi}} \rangle}{2\pi} \Sigma_i P_i \tag{2}$$

where  $\langle D_{J^{\pi}} \rangle$  is the mean level spacing of the neutron resonances with spin-parity  $J^{\pi}$ ;  $P_i$ , the α-particle bar-

Table 3. Calculated and experimental partial widths

Isotope	Compound state spin-parity $J^\pi$	Levels of final nucleus		$E_p$ (keV)	Calculated $\langle \Gamma_p \rangle$ (eV)	Experimental $\langle \Gamma_p \rangle$ (eV)	Reaction
		$E$ (keV)	$J^\pi$				
$^{59}\text{Ni}$	$1^-$	g.s.	$0^+$	4750	$3.97 \times 10^{-1}$	$(5.70 \pm 0.48) 10^{-1}$	(n, $\alpha$ )
	$1^-, 2^-$	847	$2^+$	2808	$7.80 \times 10^{-3}$	$(8.14 \pm 0.68) 10^{-3}$	(n, $\alpha$ )
	$1^-, 2^-$	g.s.	$1^-$	1825	$1.21 \times 10^{-1}$	$(0.58 \pm 0.08) 10^{-1}$	(n, p)
	$1^-, 2^-$	1095	$2^-$	748	$3.43 \times 10^{-5}$	$\leq 1.31 \times 10^{-2}$	(n, p)
$^{58}\text{Ni}$	$\frac{1}{2}^+$	g.s.	$\frac{1}{2}^+$	2694	$9.49 \times 10^{-7}$	$\leq 2.3 \times 10^{-5}$	(n, $\alpha$ )
$^{61}\text{Ni}$	$1^-$	g.s.	$0^+$	3344	$1.34 \times 10^{-3}$	$\leq 1.2 \times 10^{-5}$	(n, $\alpha$ )

rier transmission coefficient for an angular momentum  $l$ , and the sum is over all the allowed  $l$ -values. While the  $\alpha$ -particle transmission coefficients were calculated with Igo's potential [11] in the W.K.B. approximation, an optical model programme was used for the proton transmission coefficients.

For these calculations, the resonance parameters  $\Gamma_\gamma$ ,  $D$  and  $\sigma_a$  were taken from References 7 and 10.

The statistical model and the experimental  $\Gamma_{\alpha i}$ -values are listed in Table 3, together with some other relevant information.

## 7. Discussion

### 7.1. $^{59}\text{Ni}(n, \alpha)^{56}\text{Fe}$

The thermal neutron energy  $\sigma_a$  results from contributions from the wings of close by and distant resonances. In the case of  $\sigma_{\alpha 0}$  ( $\alpha$ -particle transition to the  $0^+$  ground state of  $^{56}\text{Fe}$ ), it must come only from the  $1^-$  resonances, because  $\alpha$ -particle transition from  $2^-$  resonances to  $0^+$  state is parity forbidden. However, both  $1^-$  and  $2^-$  resonances can contribute to  $\sigma_{\alpha 1}$ . For this nucleus, it seems that most of  $\sigma_a$  comes from the 203.4 eV  $1^-$  resonance whose  $\Gamma_c = 0.50$  eV [10] is close to the value  $\Gamma_c = \Gamma_{\alpha 0} + \Gamma_{\alpha 1} = 0.58$  eV from this work. Since the emission of  $\alpha$ -particles from the compound nucleus neutron resonances is a single channel process, the partial  $\alpha$ -particle widths  $\Gamma_{\alpha i}$  obey Porter-Thomas distribution [12, 13]; this implies that one has to average the  $\Gamma_{\alpha i}$  over a large number of neutron resonances to reduce the uncertainty in the average value of  $\Gamma_{\alpha i}$  to compare with the statistical model values. The experimental  $\Gamma_{\alpha 0}$  (Table 3) is less than 50% higher than the calculated  $\Gamma_{\alpha 0}$ . As for  $\Gamma_{\alpha 1}$  both the values are quite similar; but here two channels with  $l=1$  and  $l=3$  contribute to the cross-section.

### 7.2. $^{59}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$

Here again most of  $\sigma_p$  comes from 203.4 eV resonance as the  $\Gamma_p = 0.063$  eV of this resonance [10] is

very close to  $\Gamma_{p0} = 0.059$  from this work. The calculated  $\Gamma_p = 0.121$  eV is only a factor of  $\approx 2$  higher than the experimental value, which may be due to the Porter-Thomas fluctuation discussed above.

### 7.3. $^{58}\text{Ni}(n, \alpha)^{55}\text{Fe}$ and $^{61}\text{Ni}(n, \alpha)^{58}\text{Fe}$

For  $^{58}\text{Ni}$  the experimental upper limit value of  $\Gamma_\alpha$  is about 23 times higher than the calculated values. However, for  $^{61}\text{Ni}$  the experimental limit of  $\Gamma_\alpha$  is about 110 times lower than the theoretical result; this result could mean that either all the resonances in  $^{62}\text{Ni}$  that contribute significantly to the thermal neutron capture cross-section have  $J^\pi = 2^-$  and for which the  $\alpha$ -particle transitions to the g.s. of  $^{58}\text{Fe}(0^+)$  are forbidden, or it could possibly be due to Porter-Thomas fluctuation in the  $\alpha$ -widths of the  $J^\pi = 1^-$  resonances that contribute to the thermal capture cross-section.

### 7.4. (n, $\gamma\alpha$ )-Reaction

In the (n,  $\gamma\alpha$ )-reaction the compound nucleus formed by the capture of a neutron, decays first by a low energy (primary)  $\gamma$ -ray to a bound level of the same system, which, in turn, goes to the final system by emitting an  $\alpha$ -particle. This reaction results in a broad distribution on the low energy sides of the (n,  $\alpha$ )-reaction peaks [5].

We give a brief theoretical background to get some information on the low energy primary  $\gamma$ -rays from this two step process [6, 14].

One can write down the partial  $\alpha$ -particle width  $\Gamma_{\gamma\alpha}$  of this process as

$$\begin{aligned} \Gamma_{\gamma\alpha}(\lambda_1 \rightarrow \lambda_2 \rightarrow \lambda_3) &= \Gamma_\gamma(\lambda_1 \rightarrow \lambda_2; E_\gamma) \\ &\cdot \Sigma_1 \Gamma_\alpha(\lambda_2 \rightarrow \lambda_3; E_\alpha = (B_\alpha - E_\gamma); l) / \Gamma_\gamma(\lambda_2) \\ &+ \Sigma_2 \Gamma_\alpha(\lambda_2 \rightarrow \lambda_3; E_\alpha = (B_\alpha - E_\gamma); l). \end{aligned} \quad (3)$$

Here  $\lambda_i (i=1, 2, 3)$  are the initial, intermediate and final states respectively of the nuclear system in-

involved;  $\Gamma_\gamma(\lambda_1 \rightarrow \lambda_2; E)$ , the partial  $\gamma$ -ray width with energy  $E$ . This  $\gamma$ -ray forms the first step of the two-step process.  $\Sigma_l \Gamma_\alpha(\lambda_2 \rightarrow \lambda_3, E_\alpha = (B_n - E); l)$  is the  $\alpha$ -particle decay width of the intermediate state  $\lambda_2$  to a state  $\lambda_3$  in the final nucleus, summed over the allowed orbital angular momentum  $l$  values.

$B_n$  is the neutron binding energy, hence the excitation energy of the compound nucleus state  $\lambda_1$ .

$\Gamma_\gamma(\lambda_2)$  is the total  $\gamma$ -ray decay width of the intermediate state  $\lambda_2$ . As not much is known about the primary low energy ( $E_\gamma$  up to about 1.5, say)  $\gamma$ -rays, one can express the partial  $\gamma$ -ray width in terms of Weisskopf single particle widths [15] combined with the hindrance factors:

$$\Gamma_\gamma(\lambda_1 \rightarrow \lambda_2; E_\gamma) = \Sigma_l \Gamma_W(\lambda_1 \rightarrow \lambda_2; E_\gamma, M_E, I_\gamma) / HF(M_E, I_\gamma) \quad (4)$$

where  $\Gamma_W$  is the single particle width for the electric ( $E$ ) or the magnetic ( $M$ ) transition of multipolarity  $I_\gamma$ , and  $HF(M_E, I_\gamma)$ , the usual hindrance factor of a  $\gamma$ -ray transition of a given polarity compared to a single particle width [16].

One can calculate the spectral distribution  $N_{\gamma\alpha}$  of this two step process by averaging the  $\Gamma_\gamma$  over the intermediate states  $\lambda_2$  over a certain energy interval  $\Delta$  determined by the energy resolution of the  $\alpha$ -particle detector. This leads to

$$N_{\gamma\alpha}(\langle E_\alpha \rangle) = [\Delta / 2\pi \Gamma_\gamma(B_n)] \cdot [\Sigma_l \Gamma_\gamma(\lambda_1 \rightarrow \lambda_2; E_\gamma, M_E, I_\gamma) / HF(M_E, I_\gamma)] \cdot [\Sigma_l \Gamma_\alpha(\lambda_2 \rightarrow \lambda_3; \langle E_\alpha \rangle, l)] \quad (5)$$

Here we have assumed that

$$\Gamma_\gamma(\lambda_2) + \Sigma_l \Gamma_\alpha(\lambda_2 \rightarrow \lambda_3; E_\alpha = (B_n - E_\gamma); l) \approx \Gamma_\gamma(\lambda_2) = \Gamma_\gamma(B_n),$$

where  $\Gamma_\gamma(B_n)$  is the total radiation width at the neutron binding energy  $B_n$ . Furthermore, it is assumed that the energy interval  $\Delta$  is reasonably narrow so that one can ignore the  $\Gamma_\alpha$  energy dependence over it, and  $\langle E_\alpha \rangle$  is the energy in the middle of this interval. Now, the spectral distribution  $N_{\gamma\alpha}$  can be integrated to get the total  $(n, \gamma\alpha)$ -reaction width

$$\Gamma_{\gamma\alpha}(\lambda_1 \rightarrow \lambda_3) = (\Delta / 2\pi \Gamma_\gamma(B_n)) \cdot [\Sigma_{\Delta'} [\Sigma_l \Gamma_W(\lambda_1 \rightarrow \lambda_2; E_\gamma, M_E, I_\gamma) / HF(M_E, I_\gamma)] \cdot [\Sigma_l \Gamma_\alpha(\lambda_2 \rightarrow \lambda_3; \langle E_\alpha \rangle, l)]_{\Delta'} \quad (6)$$

where  $\Delta'$  is the summing interval.

In these calculations we assumed that there is only one  $\gamma$ -ray that connects the compound state to the intermediate state and the  $\alpha$ -particle feeds the g.s. of the final nucleus.

The fit of Equation (5) to the experimental spectral

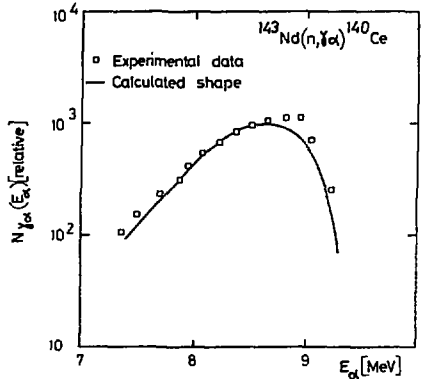


Fig. 5. The experimental and calculated spectral shapes for the  $^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)^{140}\text{Ce}$  reaction. The calculated shape is for  $E_1$  or  $M_1$  transitions with  $I_\gamma \propto E_\gamma^3$ .

shape from our previous [5]  $(n, \gamma\alpha)$ -reaction results on  $^{143}\text{Nd}$  ( $\sigma(n, \gamma\alpha) = 0.9 \pm 0.3$  mb) is shown in Figure 5. One can see from this fit that the low energy primary  $\gamma$ -rays from  $^{143}\text{Nd}$  are of dipole nature:  $\Gamma_W \propto E_\gamma^3$ . Furthermore, if one assumes that these  $\gamma$ -rays are of  $E_1(M_1)$  nature, one obtains a hindrance factor ( $HF$ ) of  $\approx 5 \times 10^6 (\approx 3 \times 10^6)$ . These  $HF$ -values should be compared with the corresponding values of  $\approx 10^2 - 10^6 (\approx 10^2)$  for  $E_1(M_1)$  transitions which, unlike the present case, connect comparatively complex states to reasonably simple final states [16] and have comparatively lower  $E_1$  and  $M_1$   $HF$ -values. Although in our work on  $^{143}\text{Nd}$ ,  $^{147}\text{Sm}$  and  $^{149}\text{Sm}$ , we observed  $\sigma(n, \gamma\alpha)$ -reaction values which were 3-4% of the measured  $\sigma(n, \alpha)$ -values, we did not see any positive indication of this reaction in the case of  $^{59}\text{Ni}$ , even though it has a high  $(n, \alpha)$ -reaction cross-section. Our upper limit value of 13 mb is only 0.1% of the  $\sigma(n, \alpha)$  value. The reason for this low  $\sigma(n, \gamma\alpha)$  value may be that probably most of the  $\gamma$ -ray strength in  $^{60}\text{Ni}$  is exhausted in high energy ( $E_\gamma \gtrsim 1.5$  MeV, say)  $\gamma$ -ray transitions leaving little strength for low energy primary decays.

The work of Wilson et al. [24] on  $^{59}\text{Ni}(n_{th}, \gamma)^{60}\text{Ni}$  show that  $\approx 33\%$  of the capture cross-section is accounted for by primary high energy ( $E_\gamma \geq 7$  MeV). They also see three very weak ( $I_\gamma < 0.07\%$ ) high energy  $\gamma$ -rays. They conclude that, if real, they are secondary transitions from highly excited states—a few hundred keV below the neutron separation energy—in the compound nuclei  $^{60}\text{Ni}$  and/or  $^{62}\text{Ni}$  (their target contains also  $^{58}, ^{60}, ^{61}, ^{62}, ^{63}, ^{64}\text{Ni}$ ). These re-

sults substantiate our conclusion on the absence of the  $^{59}\text{Ni}(n, \gamma\alpha)^{56}\text{Fe}$  reaction. Assuming again that only  $E_1(M_1)$  transitions contribute, the  $\sigma(n, \gamma\alpha) \leq 13$  mb leads to a  $\text{HF} \geq 2 \times 10^3$  ( $2 \times 10^1$ )—not inconsistent with the systematics mentioned just above; this could imply that the compound and the nearby lying states in  $^{60}\text{Ni}$  reached by low energy primary  $\gamma$ -rays are not much more complex than the low excitation states in this nucleus.

## 8. Conclusion

The good quality thermal neutron beam from the 87 meter curved neutron guide has been used to carry out charged particle spectroscopy and obtain precise cross-sections of these reactions on nickel isotopes. In the  $^{59}\text{Ni}(n, \alpha)^{56}\text{Fe}$  reaction two lines with  $\sigma_{\alpha 0} = 13.1$  b and  $\sigma_{\alpha 1} = 0.188$  b showed up. The  $^{59}\text{Ni}(n, \gamma\alpha)^{56}\text{Fe}$  reaction showed no positive indication and only an upper limit of  $\sigma_{\gamma\alpha} \leq 13$  mb could be obtained. The technique to unfold the  $\gamma\alpha$ -spectrum is given in order to get information on the primary low energy  $\gamma$ -rays, and the  $^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)^{140}\text{Ce}$  reaction studied during our previous work, is analysed.

The  $\sigma_{p0} = 1.34$  b for the  $^{59}\text{Ni}(n, p)^{59}\text{Co}$  reaction is lower than the previous values probably because the  $E_{\alpha 0} = 1.77$  MeV coming from the  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$  reaction was not well enough resolved from the nearby  $E_p = 1.825$  MeV line in these measurements. However in this work, we resolve them quite well and avoid a contribution from this reaction.

No proton line corresponding to a transition to the first excited state of  $^{59}\text{Co}$  was observed. An upper limit value of 0.30 b was obtained for the  $\sigma_{p1}$  cross-section.

The upper limit cross-sections for the  $^{58}\text{Ni}(n, \alpha)^{55}\text{Fe}$  and  $^{61}\text{Ni}(n, \alpha)^{58}\text{Fe}$  reactions are about 20–1500 times lower than the existing data.

Apart from  $^{61}\text{Ni}$ , the experimental results are rather consistent with the values calculated from the statistical model.

We are grateful to A. Namenson and T. von Egidy for fruitful discussions and to E. Hagberg at CERN for calculating the proton transmission coefficients with their optical model programme.

## References

1. Emsallem, A., Do Huu Phuoc, Chery, R., Asghar, M.: *Nuc. Phys. A* **231**, 437 (1974)
2. Asghar, M., Emsallem, A., Chery, R., Wagemans, C., D'Hondt, P., Deruyter, A.J.: *Nuc. Phys. A* **259**, 429 (1976)
3. Andersson, G., Asghar, M., Emsallem, A., Hagberg, E., Jonson, B.: *Phys. Lett.* **61 B**, No. 3, 234 (1976)
4. Soloviev, V.G.: *Yad. Fiz.* **13**, 48 (1971)
5. Emsallem, A., Asghar, M.: *Proc. Int. Symp. on Neutron capture  $\gamma$ -ray spectroscopy and related topics, 1974*, Petten, The Netherlands, p. 395
6. Popov, Yu. P.: *Ref. 5*, p. 379
7. *Neutron cross-sections*, BNL 325, 3rd ed., Vol. 9 (1973)
8. Werner, R.D., Santry, D.C.: *Nuc. Sci. Eng.* **56**, 98 (1975)
9. McDonald, J., Sjöstrand, N.G.: *Atomkernenergie (ATKE) Bd.* **27**, 112 (1976)
10. Jarvey, J.A., Halperin, J., Hill, N.W., Raman, S., Macklin, R.L.: private communication
11. Igo, G.: *Phys. Rev. Lett.* **1**, 72 (1958)
12. Porter, C.E., Thomas, R.G.: *Phys. Rev.* **104**, 483 (1956)
13. Popov, Yu., Przytula, M., Rodionov, K.G., Rumi, R.F., Stempinsky, M., Furman, V.I.: *J.I.N.R. Preprint* (1970)
14. Asghar, M.: unpublished results
15. Blatt, J., Weisskopf, V.: *Theoretical Nuclear Physics*. New York: John Wiley and Sons 1952
16. Löbner, K.E.G.: *Phys. Lett.* **26 B**, No. 6, 369 (1968)
17. Weitman, J., Daverhög, N., Farvolden, S.: *Trans. Am. Nuc. Soc.* **13**, 557 (1970)
18. Birss, I.R., Ellis, W.E.: *Proc. Brit. Nuc. Eng. Soc. Conf. Reading Univ.* (1971) p. 339
19. Bauer, A.A., Kangilaski, M.: *J. Nuc. Mat.* **42**, 91 (1972)
20. Eiland, H.M., Kirouac, G.J.: *Nuc. Sci. Eng.* **53**, 1 (1974)
21. Münnich, F.: *Z. Physik* **153**, 106 (1958)
22. Lederer, C.M., Hollander, J.M., Perlman, I.: *Table of isotopes*, 6th edition, 1967
23. Gove, N.B., Wapstra, A.: *Nuclear Data tables* **11**, 127 (1972)
24. Wilson, W.M., Thomas, G.E., Jackson, H.E.: *Phys. Rev. C* **11**, No. 4, 1477 (1975)

M. Asghar  
Institut Laue-Langevin  
BP n° 156  
F-38042 Grenoble Cédex  
France

A. Emsallem  
Institut de Physique Nucléaire  
F-Lyon  
France

Nils G. Sjöstrand  
Department of Reactor Physics  
Chalmers University of Technology  
S-40220 Göteborg  
Sweden

## The ( $n_{th}, \alpha$ )-Reaction on $^{95}\text{Mo}$ , $^{123}\text{Te}$ and $^{145}\text{Nd}$

A. Emsalleem

Institut de Physique Nucléaire, Lyon

M. Asghar

Institut Laue-Langevin, Grenoble Cédex, France

Received September 5, accepted September 8, 1975

**Abstract.** The ( $n_{th}, \alpha$ )-reaction spectroscopical data are reported on  $^{95}\text{Mo}$ ,  $^{123}\text{Te}$  and  $^{145}\text{Nd}$  (target nuclei). The  $^{95}\text{Mo}(n, \alpha)^{92}\text{Zr}$  and  $^{123}\text{Te}(n, \alpha)^{120}\text{Sn}$  reactions showed up two lines each corresponding to the ground state and the 1st excited state with a total cross section of 32  $\mu\text{b}$  and 52  $\mu\text{b}$  respectively. In the case of  $^{145}\text{Nd}(n, \alpha)^{142}\text{Ce}$ , a transition only to the 1st excited state of  $^{142}\text{Ce}$  is present. It is shown that in the case of  $^{95}\text{Mo}$ ,  $^{145}\text{Nd}$  and probably  $^{123}\text{Te}$ , most of the cross-section comes respectively from the  $2^-$ , possibly  $4^-$ , and  $0^-$  bound levels whose widths are determined to be  $\Gamma_2 = 0.5 \times 10^{-6}$  eV,  $\Gamma_4 = 1.6 \times 10^{-8}$  eV and  $\Gamma_0 = 1.6 \times 10^{-6}$  eV. The present results on these three nuclei, when combined with the existing data, are consistent with the calculated statistical model values.

$E$  Nuclear Reactions  $^{95}\text{Mo}$ ,  $^{123}\text{Te}$ ,  $^{145}\text{Nd}(n, \alpha)$ ,  $E$ =thermal measured  $\sigma(E_x)$ ,  $^{92}\text{Zr}$ ,  $^{120}\text{Sn}$ ,  $^{142}\text{Ce}$  levels; deduced  $\alpha$ -branching ratios. Enriched and natural targets.

### 1. Introduction

A systematic spectroscopical study of ( $n_{th}, \alpha$ )-reaction is being carried out at the Grenoble high flux reactor [1, 2]. The low background situation provided by the curved neutron guide helps to do this work with a good detector energy resolution and to measure low  $\sigma_\alpha$ -values with a good precision. This paper reports the results on  $^{95}\text{Mo}$ ,  $^{123}\text{Te}$  and  $^{145}\text{Nd}$ .

### 2.

#### 2.1. Experimental Method

The details of the experimental set up of this work have been given in Refs. 1, 2. Briefly, the 87 meter long curved neutron guide of the Grenoble high flux reactor is used for this work. The available thermal neutron flux is  $\phi_{th} \approx 10^9$  neutrons  $\cdot$  cm $^{-2} \cdot$  sec $^{-1}$ , with  $\phi_{th}/\phi_{epi}$

$\approx 10^6$ , and the direct  $\gamma$ -ray flux is down by  $\approx 10^6$ . The beam size is 3 cm  $\cdot$  5 cm. A surface barrier detector of 450 mm $^2$  area and 100  $\mu\text{m}$  thick and placed at  $\approx 5.5$  cm from the centre of the target detects  $\alpha$ -particles with an effective efficiency of  $\approx 1.2\%$  and energy resolution of  $\approx 50$  to 60 keV. The background conditions allow to measure  $\sigma_\alpha$  down to  $\approx 1$   $\mu\text{b}$  for  $E_\alpha \gtrsim 4$  MeV and target thickness of 40  $\approx \mu\text{g}/\text{cm}^2$ .

#### 2.2. Targets

Table I gives the various details of the targets used and the data accumulation time for each target. The precision on the target thicknesses prepared by evaporation and isotope separation is  $\approx 10\%$  and  $\approx 25\%$  respectively. These errors were folded quadratically with the divers other contributions.



Table I. Targets used

Isotope studied	Target	Method of target preparation	Thickness ( $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ )	Data accumulation time (h)
$^{95}\text{Mo}$	Natural Molybdenum as $\text{MoO}_3$	evaporation	$276 \pm 10\%$	310
$^{95}\text{Mo}$	$^{95}\text{Mo}$ -enrichment of 97.43% ( $\text{MoO}_3$ )	evaporation	$111 \pm 10\%$	146
$^{123}\text{Te}$	$^{123}\text{Te}$ -enrichment of 45.8%	evaporation	$106 \pm 10\%$	108
$^{145}\text{Nd}$	$^{145}\text{Nd}$ -enrichment of >99%	isotopic separation	$28 \pm 25\%$	278

3. Analysis of Experimental Data

Figs. 1, 2 and 3 show respectively the  $\alpha$ -particle energy spectra of  $^{95}\text{Mo}$ ,  $^{123}\text{Te}$  and  $^{145}\text{Nd}$  as target nuclei. The  $\alpha$ -particle cross sections were determined with respect to the 9.178 MeV line of  $^{149}\text{Sm}$  ( $\sigma_x = 5.23 \pm 0.17$  mb, Ref. 1). These cross sections are given in Table 2, which also spells out the other pertinent information. In the case of  $^{95}\text{Mo}$ , the data are the average of the natural and enriched molybdenum targets. The energy spectra of  $^{123}\text{Te}$  and  $^{145}\text{Nd}$  show four additional lines at 8.784, 6.778, 6.288 MeV and the unresolved doublet at 6.051 MeV + 6.090 MeV due to the  $\alpha$ -disintegration of  $^{220}\text{Rn}$  and daughter products of  $^{216}\text{Po}$  and  $^{212}\text{Bi}$  produced from  $^{232}\text{Th}$  present as impurity in the vacuum chamber. These lines do not disturb these measurement; when they disturb, they can be practically eliminated by improving the vacuum as in the case of  $^{95}\text{Mo}$ . One observes in the energy spectrum of  $^{145}\text{Nd}$ , the 9.43 MeV line of  $^{143}\text{Nd}$  which corresponds to 0.02% of  $^{143}\text{Nd}$  in the target. The peak at 9.36 MeV in the  $^{123}\text{Te}$  spectrum is probably due to  $^{143}\text{Nd}$  present as an impurity in the target.

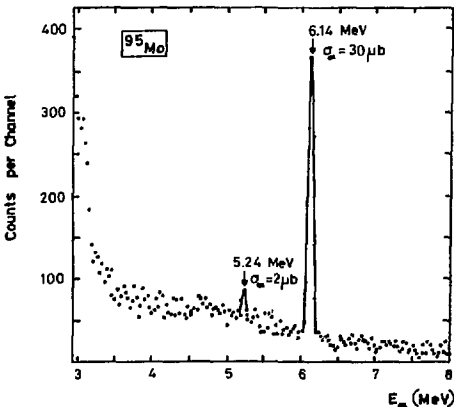


Fig. 1. The number of counts per channel (30 keV) plotted against  $\alpha$ -particle energy for  $^{95}\text{Mo}$  as target nucleus

4. Comparison with Existing Data

In the case of  $^{95}\text{Mo}$ , the present work provides the first result with thermal neutrons (Table 2). For  $^{123}\text{Te}(n_{th}, \alpha)^{120}\text{Sn}$ , while the data of Cheifetz *et al.* [3] for  $\sigma_0$  are a factor of about 3 lower than the present value, due to high background, they could give only an upper limit for  $\sigma_1 \leq 50 \mu\text{b}$ , which is about 8 times higher than the value obtained from this work.

Okamoto [4] in his study of  $^{145}\text{Nd}(n_{th}, \alpha)^{142}\text{Ce}$  reaction, could again determine only the upper limit values. The present limit of  $\sigma_0$  and the value of  $\sigma_1$  are lower respectively by factors of  $\approx 100$  and 10 than Okamoto's values. The upper limit values of  $\sigma_0 \leq 100 \mu\text{b}$  and  $\sigma_1 \leq 100 \mu\text{b}$  were given also by Cheifetz *et al.* [5]. Finally the calculated  $E_x$ -values [13] for all the nuclei studied here agree rather well with the measured  $E_x$ -values.

5.  $\alpha$ -Particle Widths

The experimental  $\sigma_{\alpha i}$ -values (partial cross sections) can be transformed into  $\alpha$ -particle widths  $\Gamma_{\alpha i}$  with the relation

$$\Gamma_{\alpha i} = \sigma_{\alpha i} \frac{\Gamma_{\gamma}}{\sigma_{\gamma, th}} \tag{1}$$

where  $\sigma_{\gamma, th}$  is the thermal neutron capture cross section and  $\Gamma_{\gamma}$ , the corresponding total  $\gamma$ -ray decay width. When several (at least more than one) compound nucleus neutron resonances (including the bound ones) contribute to thermal neutron capture cross section  $\sigma_{\gamma, th}$ , a mean value of  $\Gamma_{\gamma} = \langle \Gamma_{\gamma} \rangle$  was used. However, if only one resonance dominates in the thermal neutron capture or if only one resonance contributes significantly for a certain  $\alpha$ -particle transition  $\Gamma_{\alpha i}$ , its parameter  $\Gamma_{\gamma}$  and  $\sigma_{\gamma}$  were used in Eq. (1) to obtain  $\Gamma_{\alpha i}$ .

In the spirit of statistical model [6], one can also calculate the average  $\alpha$ -particle widths from

$$\langle \Gamma_{\alpha i} \rangle = \frac{\langle D_j \pi \rangle}{2\pi} \sum_i P_i \tag{2}$$

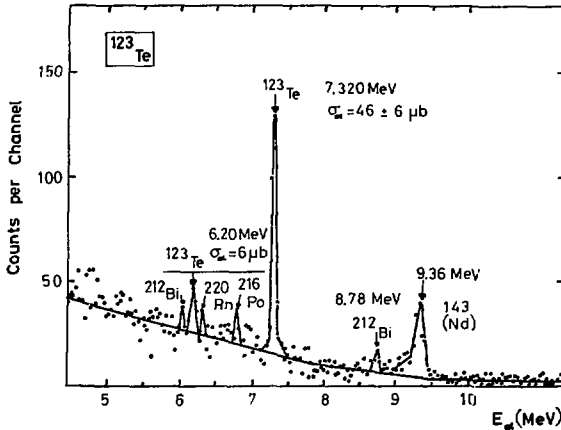


Fig. 2. The number of counts per channel (30 keV) plotted against  $\alpha$ -particle energy for  $^{123}\text{Te}$  as target nucleus

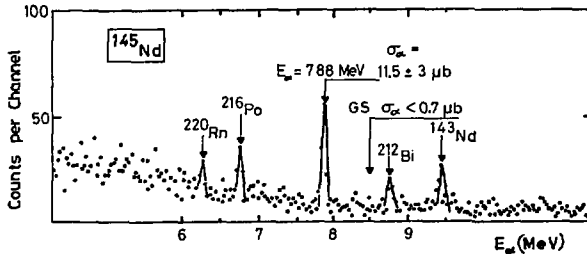


Fig. 3. The number of counts per channel (30 keV) as a function of  $\alpha$ -particle energy for  $^{145}\text{Nd}$  as target nucleus

Table 2. Various details on the nuclei studied

Isotope	Initial spin-parity $J^\pi$	Compound state spin-parity $J^\pi$	Thermal cap. cross sect. $\sigma(b)^a$	Levels of final nucleus <sup>b</sup>		$E_\alpha$ (keV)		$\sigma_\alpha$ ( $\mu\text{b}$ )	
				$E$ (keV)	$J^\pi$	calculated	measured	this work	existing data
$^{95}\text{Mo}$	$5/2^+$	$2^+$ $2^+, 3^+$	14.5	g.s.	$0^+$	$6,127 \pm 3$	$6,138 \pm 30$	$30 \pm 4$	
				934	$2^+$	$5,231 \pm 3$	$5,239 \pm 30$	$2 \pm 1$	
$^{123}\text{Te}$	$1/2^+$	$0^+$ $1^+$	406	g.s.	$0^+$	$7,334 \pm 3$	$7,320 \pm 30$	$46 \pm 6$	$15 \pm 10^c$
				1,171	$1^+$	$6,201 \pm 3$	$6,200 \pm 30$	$6 \pm 2$	$\leq 50^c$
$^{145}\text{Nd}$	$7/2^-$	$3^-$ $3^-, 4^-$	42	g.s.	$0^+$	$8,190 \pm 5$	$8,190 \pm 5$	$\leq 0.7$	$\approx 100^{d,e}$
				605	$(2^+)$	$7,858 \pm 5$	$7,880 \pm 30$	$11.5 \pm 3$	$\approx 100^{d,e}$

<sup>a</sup> Ref. 9.

<sup>b</sup> Ref. 13.

<sup>c</sup> Ref. 3.

<sup>d</sup> Ref. 4.

<sup>e</sup> Ref. 5.

where  $\langle D, \pi \rangle$  is the mean level spacing of the neutron resonances with spin-parity  $J^\pi$ ;  $P_l$ , the  $\alpha$ -particle barrier transmission coefficient for orbital angular mo-

mentum  $l$ , and the sum is over all the allowed  $l$ -values. The transmission coefficients  $P_l$  were calculated using Igo's potential [7] in the W.K.B. approximation [8].

Table 3. Calculated and experimental  $\alpha$ -particle partial widths

Isotope	Compound state spin-parity $J^\pi$	Levels of final nucleus		$E_x$ (keV)	$\alpha$ -penetrability $\sum_i P_i$		Calculated $\langle \Gamma_\alpha \rangle$ (eV)		Experimental $\Gamma_\alpha$ (eV)
		$E$ (kv)	$J^\pi$		2	3	2	3	
<sup>95</sup> Mo	2 <sup>-</sup>	g.s.	0 <sup>+</sup>	6.127	$0.1 \times 10^{-5}$		$2 \times 10^{-5}$		$(0.48 \pm 0.07) 10^{-6}$
	2 <sup>-</sup> , 3 <sup>-</sup>	934	2	5.231	$0.36 \times 10^{-7}$	$0.1 \times 10^{-7}$	$6.8 \times 10^{-7}$	$2.3 \times 10^{-7}$	$(0.32 \pm 0.16) 10^{-7}$
<sup>123</sup> Te	0 <sup>+</sup>	g.s.	0 <sup>+</sup>	7.334					$(1.7 \pm 0.3) 10^{-6}$
	1 <sup>-</sup>	1,171	1	6.201	$0.38 \times 10^{-6}$		$5.7 \times 10^{-6}$		$(1.5 \pm 0.5) 10^{-9}$
						$0.66 \times 10^{-8}$		$3.6 \times 10^{-6}$	
<sup>145</sup> Nd	3	g.s.	0 <sup>+</sup>	8,190	$6.6 \times 10^{-8}$		$3.6 \times 10^{-7}$		$\leq 0.8 \times 10^{-9}$
	3 <sup>-</sup> , 4	605	(2 <sup>-</sup> )	7,858	$1.7 \times 10^{-8}$	$0.5 \times 10^{-8}$	$9.4 \times 10^{-7}$	$3.4 \times 10^{-8}$	$(1.6 \pm 0.5) 10^{-8}$

All the resonance parameters such as  $\Gamma_\alpha$ ,  $D$  and  $\sigma_\gamma$  were taken from Ref. 9. The experimental and statistical model  $\Gamma_\alpha$ -values are given in Table 3.

6. Discussion

6.1. The Reaction <sup>95</sup>Mo( $n, \alpha$ )<sup>92</sup>Zr

The  $s$ -wave ( $l=0$ ) 3<sup>-</sup> neutron resonance at 44.7 eV cannot feed the ground state 0<sup>+</sup> transition in <sup>92</sup>Zr, it is parity forbidden. Moreover, it contributes only 3.3 b to the  $\sigma_{\gamma,th}$  of 14.5 b. Popov and Florek [10] have measured  $\Gamma_\alpha \leq 0.019 \times 10^{-6}$  eV for this resonance, which gives  $\sigma_{\alpha,th} \leq 0.4 \mu\text{b}$  compared to the present value of 32  $\mu\text{b}$  (see Table 3). The other  $s$ -wave resonances at 158.5 eV, 358.2 eV etc. contribute negligibly to  $\sigma_{\gamma,th}$ . This implies that 11.2 b of capture cross section and the whole of  $\sigma_{\alpha,th}$  of 32  $\mu\text{b}$  must come from the bound [9] level with  $J^\pi=2^-$ . The present data lead to  $\Gamma_\alpha = 0.5 \times 10^{-6}$  eV for this 2<sup>-</sup> bound level.

Since the neutron resonance  $\alpha$ -particle widths seem to follow the Porter-Thomas distribution [11, 12] (one degree of freedom), one has to average over a large number of resonances in order to be able to compare with the statistical model values. If the  $\Gamma_\alpha$ -values of three 2<sup>-</sup> resonances at 553.9, 899 and 1,145 eV as given by Popov and Florek [10] are joined with the present value of the bound level, one gets a  $\langle \Gamma_\alpha \rangle = (15.6 \pm 70\%) 10^{-6}$  eV where the error of  $\pm 70\%$  is due to the Porter-Thomas distribution. This value is consistent with the statistical model value of  $20 \times 10^{-6}$  eV.

6.2. The Reaction <sup>123</sup>Te( $n, \alpha$ )<sup>120</sup>Sn

Here the first neutron resonance at 2.33 eV with  $J^\pi=1^-$ , provides  $\approx 98\%$  of the  $\sigma_{\gamma,th} = 406 \pm 30$  b, but this resonance cannot feed the 0<sup>+</sup> ground state of

<sup>120</sup>Sn (parity forbidden). However it can feed the first 1<sup>-</sup> excited state. If this resonance decays principally only to the 1<sup>-</sup> state of <sup>120</sup>Sn, its  $\Gamma_\alpha = 1.5 \times 10^{-9}$  eV (Table 3) which agrees with  $\Gamma_\alpha \leq 4 \times 10^{-9}$  eV given by Kvitck and Popov [10].

The 24.1 eV ( $J^\pi=0^-$ ) resonance contributes only 2.9 b to the thermal capture cross section (the contribution of higher energy resonances is negligible). If this resonance provides the whole of  $\sigma_{\alpha 0} = 46 \mu\text{b}$ , its  $\Gamma_\alpha = \Gamma_{\alpha 0} = 1.7 \times 10^{-6}$  eV. However, Popov and Florek [10] give  $\Gamma_\alpha \leq 0.1 \times 10^{-6}$  eV for this resonance, which will give  $\sigma_{\alpha 0} \leq 2.7 \mu\text{b}$ . Hence one has to conclude that either the  $\Gamma_\alpha$  of Popov and Florek is a factor of  $\approx 17$  too low, or there is a bound 0<sup>-</sup> level that provides  $= 43 \mu\text{b}$  of  $\sigma_{\alpha 0}$ , which corresponds to  $\Gamma_\alpha = 1.6 \times 10^{-6}$  eV. However it should be noted that this bound level contributes only a few barns to the thermal neutron capture cross section.

The  $\langle \Gamma_\alpha \rangle$  obtained from the  $\Gamma_\alpha$ -values of four 0<sup>-</sup> resonances given by Popov and Florek [10] and the  $\Gamma_\alpha$ -value of the bound level from this work, is  $= (2.3 \pm 64\%) \times 10^{-6}$  eV, which is not in disagreement with the calculated value of  $\Gamma_\alpha = 5.7 \times 10^{-6}$  eV.

In the case of 1<sup>+</sup> resonances there is only one resonance (2.33 eV) but its  $\Gamma_\alpha = 1.5 \times 10^{-9}$  eV is rather close to the calculated  $\Gamma_\alpha = 3.6 \times 10^{-9}$  eV.

6.3. The Reaction <sup>145</sup>Nd( $n, \alpha$ )<sup>142</sup>Ce

The first two neutron resonances at 4.35 and 42.5 eV are both 3<sup>-</sup>. They can feed both the 0<sup>+</sup> and 2<sup>-</sup> levels of <sup>142</sup>Ce, but their contribution to the 0<sup>+</sup> transition is very low because  $\sigma_{\alpha 0} \leq 0.7 \mu\text{b}$  (Table 2). However their contribution to  $\sigma_{\gamma,th} = 42$  b is only 6.4 b (the higher energy resonances do not contribute much). Hence a capture cross section of 35.6 b comes from a bound level.

Popov *et al.* [12] have measured the energy spectra of  $\alpha$ -particles in the 4.35 and 42.5 eV resonances. For both of these resonances, they see strong  $\alpha$ -particle transitions to the ground ( $0^+$ ) and the first excited ( $2^-$ ) states of  $^{142}\text{Ce}$ ; in fact the  $\Gamma_\alpha$ -widths of these two resonances is equal to the sum of  $\Gamma_{\alpha 0}$  and  $\Gamma_{\alpha 1}$  [14]. These two resonances should contribute  $\approx 23 \mu\text{b}$  and  $\approx 11 \mu\text{b}$  to  $\sigma_{\alpha 0}$  and  $\sigma_{\alpha 1}$ , respectively. The  $\sigma_{\alpha 1}$  value of  $11 \mu\text{b}$  agrees with the present result of  $11.5 \mu\text{b}$ , but no  $\alpha$ -particle transition ( $\sigma_{\alpha 0} < 0.7 \mu\text{b}$ ) to the ground state of  $^{142}\text{Ce}$  is seen in this experiment. The reasons of this disagreement are not clear. It might be possible, however, that the values of  $\Gamma_\alpha$ -widths ( $\Gamma_{\alpha 0} + \Gamma_{\alpha 1}$ ) of these two resonances are much lower than given by Popov *et al.*, and, as a result, these resonances contribute negligibly to  $\sigma_{\alpha, th}$ . And the agreement between the present  $\sigma_{\alpha 1}$  and the calculated  $\sigma_{\alpha 1}$  from the  $\Gamma_{\alpha 1}$  of the 4.35 and 42.5 eV resonances is probably fortuitous. This would mean that the bound level provides the whole of  $\sigma_{\alpha, th}$  of  $11.5 \mu\text{b}$ , which gives  $\alpha$ -width  $\Gamma_\alpha = 1.6 \times 10^{-8}$  eV for this level.

If the bound level is  $3^-$ , it could contribute to  $\sigma_{\alpha 0}$ , but  $\sigma_{\alpha 0} < 0.7 \mu\text{b}$ ; this could be due to the Porter-Thomas width fluctuations [11]. If it is a  $4^-$  resonance, it will not feed the  $0^+$  ground state of  $^{142}\text{Ce}$ . However, the statistical model value of  $\Gamma_\alpha = 3.4 \times 10^{-8}$  eV for the  $4^-$  resonances is rather close to the present result of  $\Gamma_\alpha = 1.6 \times 10^{-8}$  eV implying that this bound level might have  $J^\pi = 4^-$ .

## 7. Conclusion

The present work leads to the following conclusions:

a) The low background experimental facility at the 87 meter neutron guide has led to a good quality  $(n_{th}, \alpha)$ -reaction spectroscopical data on the target nuclei of  $^{95}\text{Mo}$ ,  $^{123}\text{Te}$  and  $^{145}\text{Nd}$  (Table 2).

b) It is shown that in the case of  $^{95}\text{Mo}(n, \alpha)^{92}\text{Zr}$ , the whole of  $\sigma_\alpha$  is contributed by the bound level with  $\Gamma_\alpha = 0.5 \times 10^{-6}$  eV and whose spin-parity are determined to be  $2^+$ .

c) In the case of  $^{123}\text{Te}(n, \alpha)^{120}\text{Sn}$ , it is shown that either the  $\Gamma_\alpha$ -value for the 24.1 eV ( $J^\pi = 0^+$ ) resonance

as given by Popov and Florek [10] is a factor of about 17 too low or the  $\sigma_{\alpha, th}$  comes principally from a  $0^+$  bound level with  $\Gamma_\alpha = 1.6 \times 10^{-6}$  eV.

d) In the case of  $^{145}\text{Nd}(n, \alpha)^{142}\text{Ce}$ , the thermal neutron data are inconsistent with the resonance data of the Popov *et al.* [12]. It is shown that the  $\sigma_{\alpha, th}$  is completely due to a bound level with  $\Gamma_\alpha = 1.6 \times 10^{-8}$  eV and a possible  $J^\pi = 4^-$ .

e) The statistical model  $\Gamma_\alpha$ -values are consistent with the experimental data wherever the comparison between the two types of data is possible.

We are thankful to Prof. R. Chery for his interest in this work and to Do Huu Phuoc for his help in running the experiment.

## References

1. Emsallem, A., Phuoc, Do Huu, Chery, R., Asghar, M.: Nucl. Phys. A **231**, 437 (1974)
2. Emsallem, A., Asghar, M.: Proc. Int. Symp. on Neutron capture gamma-ray spectroscopy and related topics, 1974, Petten, The Netherlands p. 395
3. Cheifetz, E., Gozev, Y., Yavin, A.: Nucl. Phys. A **91**, 238 (1967)
4. Okamoto, K.: Nucl. Phys. A **141**, 193 (1970)
5. Cheifetz, E., Gilat, J., Yavin, A.I., Cohen, S.G.: Phys. Lett. **248**, 289 (1962)
6. Blatt, J.M., Weisskopf, V.F.: Theoretical Nuclear Physics. New York: John Wiley and sons 1952
7. Igo, G.: Phys. Rev. Lett. **1**, 72 (1958)
8. Rasmussen, J.O.: Phys. Rev. **113** No 6, 1593 (1959)
9. Neutron Cross Sections, BNL 325, third edition, 1973
10. Popov, Yu., Florek, M.: Sov. J. Nucl. Phys. **9** No 6, 680 (1969)
11. Porter, C.E., Thomas, R.G.: Phys. Rev. **104**, 483 (1956)
12. Popov, Yu., Przytula, M., Rodionov, K.G., Rumi, R.F., Stempinsky, M., Furman, V.I.: J.L.N.R.-Preprint (1970)
13. Gove, N.B., Wapstra, A.: Nuclear data tables **11**, 127 (1972)
14. Kvitck, J., Popov, Yu.: Nucl. Phys. A **154**, 177 (1970)

A. Emsallem  
Institut de Physique Nucléaire  
Lyon, France

M. Asghar  
Institut Max von Laue-Paul Langevin  
B.P. 156 Centre de tri  
F-38042 Grenoble Cédex  
France

2.A.1

Nuclear Physics A231 (1974) 437-444; © North-Holland Publishing Co., Amsterdam  
 Not to be reproduced by photoprint or microfilm without written permission from the publisher

## THE $(n, \alpha)$ REACTION ON $^{147}\text{Sm}$ , $^{151,153}\text{Eu}$ AND Yb ISOTOPES

A. EMSALLEM, DO HUU PHUOC and R. CHERY

*Institut de Physique Nucléaire, Lyon*

and

M. ASGHAR

*Institut Laue-Langevin, BP no. 156, 38042 Grenoble Cédex, France*

Received 18 April 1974

**Abstract:** The  $(n, \alpha)$  reaction has been studied using the highly pure thermal neutron beam from the 87 m curved neutron guide at the Grenoble high flux reactor. The  $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$  reaction showed up five lines corresponding to the ground and the first four excited states of the final nucleus. It is shown that  $\approx 53\%$  of the  $581 \mu\text{b}$   $(n, \alpha)$  cross section comes from the neutron capture by a bound level of the  $^{148}\text{Sm}$  compound nucleus. The  $8.7 \pm 3 \mu\text{b}$  cross section of  $^{151}\text{Eu}(n, \alpha)^{148}\text{Pm}$  seems to consist principally of at least two lines corresponding to the ground and the second excited states of  $^{149}\text{Pm}$ . The  $^{153}\text{Eu}(n, \alpha)^{150}\text{Pm}$  cross section for thermal neutrons is  $\leq 1 \mu\text{b}$ . The lower limits of  $(n, \alpha)$  thermal neutron cross section values on ytterbium isotopes are  $\approx 20$  to 40 times lower than the published data.

NUCLEAR REACTIONS  $^{147}\text{Sm}$ ,  $^{151,153}\text{Eu}$ ,  $^{168,170,171,172,173,176}\text{Yb}(n, \alpha)$ ,  $E =$  thermal; measured  $\sigma(E_x)$ .  $^{148}\text{Sm}$ ,  $^{152}\text{Eu}$  levels deduced  $\alpha$ -branching ratios. Enriched and natural targets.

### 1. Introduction

Although the slow neutron  $(n, \alpha)$  reaction on medium heavy and heavy nuclei has been studied by several authors <sup>1-9)</sup>, this reaction is rather difficult to study because of the low probability ( $\approx 10^{-5}$  to  $10^{-6}$ ) of  $\alpha$ -decay of the compound nuclear state formed by the capture of a neutron by the target nucleus, compared to its decay by  $\gamma$ -ray emission. Moreover, if one wants to measure the spectral distribution of  $\alpha$ -particles, the  $\gamma$ - and  $\beta$ -ray and fast neutron background should be as low as possible to avoid a deterioration of detector energy resolution due to pile up and radiation damage effects. For example, Oakey and McFarlane <sup>8)</sup> have used an electrostatic guide to lead away the  $\alpha$ -particles from the high background region in order to be able to do spectroscopic work under low background conditions; they managed to get an energy resolution of  $\approx 50$  keV for their  $\alpha$ -particle detector.

A  $(n, \alpha)$  reaction study gives information on the nature of highly excited compound nucleus states, such as their spin and parity ( $J^\pi$ ) values due to simple but stringent  $J^\pi$  selection rules; this work is also important for the theory of  $\alpha$ -particle decay through the knowledge of the probability of  $\alpha$ -particle clusters (quartets) in these compound

nucleus levels and their  $\alpha$ -decay to the various states of the final nucleus<sup>10</sup>). The theoretical work of Soloviev<sup>11,12</sup>) based on a semi-microscopic theory, has already led to some insight in the  $\alpha$ -decay mechanism of these highly excited states. For example the calculations on doubly even nuclei predict an increase in the reduced  $\alpha$ -particle widths for  $\alpha$ -transitions to one-phonon states as confirmed by experimental data<sup>13</sup>).

## 2. Experimental methods and details

This (n,  $\alpha$ ) reaction work was carried out at the end of the 87 m long curved neutron guide of the Grenoble high flux reactor. The slow neutron flux at the end of the neutron guide is  $\approx 10^9$  neutrons  $\cdot$  cm<sup>-2</sup>  $\cdot$  sec<sup>-1</sup> with the mean wave length  $\langle \lambda \rangle \approx 2.3$  Å. The ratio of the number of slow neutrons to that of epithermal and fast neutrons is  $\approx 10^6$ ; the direct  $\gamma$ -ray flux is down by  $\approx 10^6$  [ref. 14)]. This high purity of the slow neutron beam allowed the present work to be done with low background and good detector energy resolution.

The targets deposited on thin foils (10 to 20  $\mu$ m) of aluminium fully covered the rectangular neutron beam of 5 cm  $\times$  3 cm cross section. A surface barrier detector of 100  $\mu$ m thickness and 450 mm<sup>2</sup> area detected the emitted  $\alpha$ -particles; it was placed at 5.5 cm from the centre of the target, which was inclined at 60° relative to the incident neutron beam. The whole system was placed inside a vacuum chamber. Some lead was placed inside the chamber to prevent the detector from seeing the incident neutron beam. For a relatively weak  $\gamma$ - and  $\beta$ -ray activity of the target under study, the energy resolution of the detection systems (FWHM) was  $\approx 35$  keV. However, in certain cases where one used rather thick targets or targets that have high capture cross sections (tables 1 and 2), the resolution (FWHM) varied from  $\approx 60$  keV to  $\approx 100$  keV.

## 3. Targets and $\alpha$ -particle spectrum normalization

Most of the targets were prepared by evaporation of metal under vacuum on thin aluminium foils (table 1). Moreover, the conditions of evaporation were optimized in such a way that the target thickness seen at different points from the detector should be constant. In order to obtain the (n,  $\alpha$ ) reaction cross section values, the

TABLE I  
The targets used

Isotope studied	Target	Thickness ( $\mu$ g/cm <sup>2</sup> )	Data accumulation time (h)
<sup>147</sup> Sm	enriched <sup>147</sup> Sm with $\ll 1\%$ <sup>149</sup> Sm	20	90
<sup>151</sup> Eu	natural europium	128	135
<sup>153</sup> Eu			
Yb isotopes	natural ytterbium	540	114

$\alpha$ -particle spectra were normalized to the known (n,  $\alpha$ ) reaction value of the target nucleus  $^{149}\text{Sm}$  (9.178 MeV line,  $\sigma_n = 5.23 \pm 0.17$  mb, ref. <sup>17</sup>); the neutron capture cross section of this line has a  $1/v$  dependence.

A check on whether or not the neutron guide spectrum has any effect on the  $\sigma_n$  value of this line, which is principally due to a bound level in the  $^{150}\text{Sm}$  compound nucleus, the  $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)^{146}\text{Nd}$  reaction cross section was measured relative to the  $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$  reaction. The  $\sigma_n$  for the 9.178 MeV line was in very good agreement with the above value.

While the error due to the instability of the neutron beam was  $\approx 2\%$ , the uncertainty coming from the weight of the targets was estimated to be  $10\%$ ; all these errors were folded quadratically with the statistical errors of data.

#### 4. Energy calibration

Each of the  $\alpha$ -particle spectra of various nuclei studied here (fig. 1) shows four  $\alpha$ -particle energy lines at 8.784 MeV, 6.778 MeV, 6.288 MeV and the unresolved doublet at 6.051 MeV + 6.090 MeV due to the  $\alpha$ -disintegration of  $^{220}\text{Rn}$  and daughter products of  $^{216}\text{Po}$  and  $^{212}\text{Bi}$  produced from  $^{232}\text{Th}$  present as impurity in the vacuum chamber. These lines have in no way interfered with the spectra of the nuclei studied here. In addition to an energy calibrated pulser, these lines served as a permanent energy calibration of the system. They were also quite useful to follow the stability of the system.

Tables 2 gives various details on the nuclei studied here such as the thermal neutron capture cross section values, the  $J^\pi$  values of the capturing states of the nuclei studied, of the states of the final nuclei reached after  $\alpha$ -decay, the calculated and measured  $\alpha$ -decay energies and the  $\sigma(n, \alpha)$  cross sections to the different states of the final nuclei.

### 5. Results and discussion

#### 5.1. THE REACTION $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{147}\text{Nd}$

The target of metallic  $^{147}\text{Sm}$  was prepared using the isotope separator at the Lyon Nuclear Physics Institute. It contained  $\ll 1\%$  of  $^{149}\text{Sm}$  (table 1), which allowed one to obtain the (n,  $\alpha$ ) cross section and the precise energy of the 9.163 MeV line without the interference of the 9.178 MeV  $^{149}\text{Sm}$  line.

The present data (fig. 1, table 2) show that the  $\alpha$ -decay of the compound nucleus state of  $^{148}\text{Sm}$  seems to feed the ground and the first four excited states of  $^{144}\text{Nd}$  at 6.95 keV, 1304 keV, 1510 keV and 1560 keV respectively. However, it was not possible to resolve the two  $\alpha$ -particles groups going to the 1510 keV and 1560 keV levels; but the peak was much wider than if it consisted of only a single  $\alpha$ -particle group; hence it was peeled into two groups corresponding to the 1510 keV and 1560 keV levels.

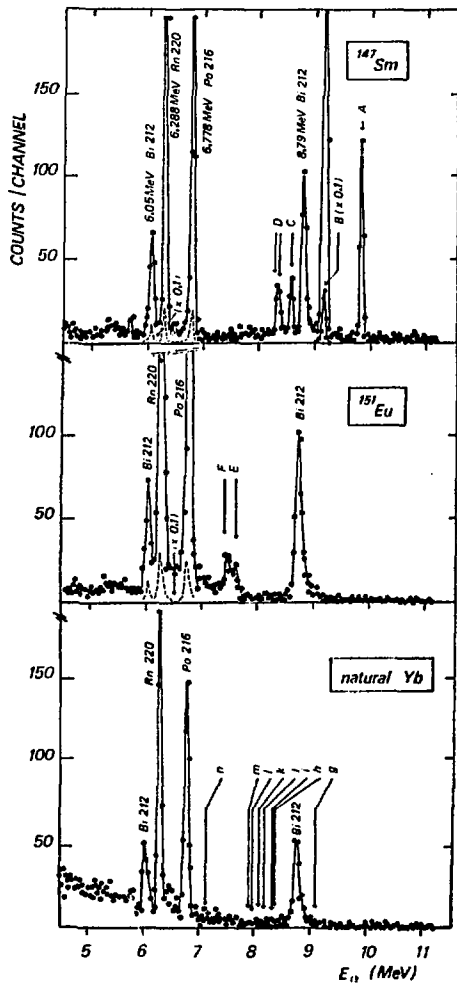


Fig. 1. The number of counts per channel (30 keV wide) plotted against  $\alpha$ -particle energy for the nuclei studied. Although the  $^{147}\text{Sm}$  target was enriched, only natural Eu and natural Yb targets were used. The various spectra include the background.



TABLE 2  
Various details on the nuclei studied

Isotope	Initial spin-parity $I^\pi$	Compound state spin-parity $J^\pi$	Thermal cap. cross sect. $\sigma$ (b) <sup>a)</sup>	Levels of final nucleus <sup>b)</sup>		$E_\alpha$ (keV)		$\sigma_\alpha$ (rb)	Line indication
				$E$ (keV)	$J^\pi$	calculated	measured		
<sup>147</sup> Sm	$\frac{7}{2}^-$	3 <sup>-</sup>	65	g.s.	0 <sup>+</sup>	9844 ± 9	9839 ± 8	131 ± 20	A
		3 <sup>-</sup> , 4 <sup>-</sup>		695	2 <sup>+</sup>	9167 ± 9	9163 ± 8	370 ± 50	B
		3 <sup>-</sup> , 4 <sup>-</sup>		1310	4 <sup>+</sup>	8575 ± 9	8570 ± 8	38 ± 7	C
		3 <sup>-</sup> , 4 <sup>-</sup>		1510	2 <sup>+</sup>	8375 ± 9	8342 ± 8	42 ± 8	D
<sup>151</sup> Eu	$\frac{5}{2}^+$	2 <sup>+</sup> , 3 <sup>+</sup>	5600	g.s.	1 <sup>-</sup>	7650 ± 30	(7670 ± 20)	8.7 ± 3	E
				61.5	2 <sup>-</sup>	7580 ± 30			
				137.2	6 <sup>-</sup>	7510 ± 30	(7520 ± 20)		F
				g.s.	(1)	5680 ± 30		< 1	
<sup>153</sup> Eu	$\frac{5}{2}^+$	2 <sup>+</sup> , 3 <sup>+</sup>	480	g.s.		8390 ± 10	< 100	h	
<sup>168</sup> Yb	0 <sup>+</sup>	$\frac{5}{2}^+$	3200	g.s.	$\frac{5}{2}^-$	8350 ± 10		i	
<sup>170</sup> Yb	0 <sup>+</sup>	$\frac{5}{2}^+$	9.4	g.s.	$\frac{7}{2}^+$	7980 ± 10	< 10	l	
					79.3	$\frac{5}{2}^+$			7900 ± 10
					207.8	$\frac{5}{2}^-$			7770 ± 10
<sup>171</sup> Yb	$\frac{5}{2}^-$	1 <sup>-</sup>	52	g.s.	0 <sup>+</sup>	9110 ± 10	≈ 1.5	g	
		0 <sup>-</sup> , 1 <sup>-</sup>		897	3 <sup>+</sup>	8210 ± 10		j	
<sup>172</sup> Yb	0 <sup>+</sup>	$\frac{5}{2}^+$	0.4	g.s.	$\frac{5}{2}^+$	7140 ± 10	< 1	h	
<sup>173</sup> Yb	$\frac{5}{2}^-$	1 <sup>-</sup>	19	g.s.	0 <sup>+</sup>	8110 ± 10	< 1	k	
		1 <sup>-</sup> , 2 <sup>-</sup>		79.3	2 <sup>+</sup>	7930 ± 10		m	
<sup>174</sup> Yb	0 <sup>+</sup>	$\frac{5}{2}^+$	76	g.s.	$\frac{5}{2}^-$	≈ 6270			
<sup>176</sup> Yb	0 <sup>+</sup>	$\frac{5}{2}^+$	6	g.s.	$\frac{7}{2}^-$	(7930)	< 1	n	

<sup>a)</sup> Ref. <sup>18)</sup>. <sup>b)</sup> Ref. <sup>19)</sup>.

TABLE 3  
 The reported values of the (n,  $\alpha$ ) cross sections ( $\mu$ b) at thermal energies

Target isotope	State of daughter nucleus	Cheifetz <i>et al.</i> <sup>a)</sup>	Andreev and Sirotkin <sup>b)</sup>	McFarlane <sup>c)</sup>	Okamoto <sup>d)</sup> (0.0253 eV values)	Present
<sup>147</sup> Sm	g.s.	160 $\pm$ 50		184 $\pm$ 12	180 $\pm$ 40	131 $\pm$ 20
	1st	530 $\pm$ 150		629 $\pm$ 40	530 $\pm$ 100	370 $\pm$ 50
	2nd			81 $\pm$ 67		38 $\pm$ 7
	3rd					19 $\pm$ 10
	4th					23 $\pm$ 10
<sup>151</sup> Eu	g.s.		9 $\pm$ 2			8.7 $\pm$ 3
	1st					
<sup>153</sup> Eu	2nd					< 1
<sup>168</sup> Yb			< 4000			< 100
<sup>170</sup> Yb			< 40			< 10
<sup>171</sup> Yb			< 40			$\approx$ 1.5
<sup>172</sup> Yb			< 30			< 1
<sup>173</sup> Yb						< 1
<sup>174</sup> Yb			< 20			< 1
<sup>176</sup> Yb						< 1

<sup>a)</sup> Ref. <sup>2)</sup>. <sup>b)</sup> Ref. <sup>3)</sup>. <sup>c)</sup> Ref. <sup>17)</sup>. <sup>d)</sup> Ref. <sup>7)</sup>.

The present data are tabulated and compared with the existing data in table 3. It is clear that the present results have the lowest values of all the existing data; the present value of the (n,  $\alpha$ ) cross section of 581  $\mu$ b is 54 % lower than McFarlane's value of 894  $\mu$ b. To understand this difference in a plausible way one should compare the thermal neutron spectra involved in these two measurements; while in the case of the neutron guide spectrum the flux of epithermal (resonance) neutrons is negligibly low ( $\phi_{epi} \approx 10^3$  n/sec  $\cdot$  cm<sup>2</sup>), it is not so with the normal thermal column spectrum where the  $\phi_{epi}$  may be important. For example, if  $\phi_{th} = 2 \times 10^{10}$  n/sec  $\cdot$  cm<sup>2</sup> and the Cd ratio is 10, one has  $\phi_{epi} = 2.6 \times 10^9/E$ , where  $E$  is the energy of neutron. It should be said, though, that this is correct only when a  $1/\nu$  detector is used to make the spectrum measurement. When the (n,  $\alpha$ ) reaction cross section is studied with a normal thermal spectrum, one does not only have contribution from thermal neutrons, which are mostly due to the wings of distant resonances, but from the resonances themselves. In fact one measures

$$\sigma_{\alpha} = \left[ \left( \frac{1}{\phi_{th}} \int \sigma_{\alpha}(E) \phi_{epi}(E) dE \right) + \sigma_{\alpha}(th) \right],$$

where the first term represents the contribution from the resonances. With  $\phi_{th}$ ,  $\phi_{epi}$  and the Cd ratio given above, the resonances in <sup>148</sup>Sm contribute  $\approx 70$   $\mu$ b to  $\sigma_{\alpha}$ . Popov *et al.* <sup>13)</sup> have measured the (n,  $\alpha$ ) cross section and the spectral distribution of  $\alpha$ -particles in the neutron resonances of the <sup>148</sup>Sm compound nucleus. One calculates from their data that the 6 neutron resonances up to 40 eV contribute only  $\approx 270 \pm 30$  %  $\mu$ b at thermal neutron energy, i.e.  $\approx 47$  % of the measured value. More-

over, their contribution to  $\sigma_{\alpha 0} \approx 105 \pm 30 \% \mu\text{b}$ , is rather close to the present value of  $131 \pm 20 \mu\text{b}$ . However, their contribution to  $\sigma_{\alpha 1} \approx 117 \pm 30 \% \mu\text{b}$  is lower than  $370 \pm 50 \mu\text{b}$  measured here.

Now, where does this difference of  $\approx 53 \%$  between the measured value and the contribution from the wings of the positive energy resonances come from? Cheifetz *et al.*<sup>2)</sup> and Okamoto<sup>7)</sup> argue that the neutron resonances of the  $^{148}\text{Sm}$  compound nucleus at 3.4 eV, 18.3 eV and 27.1 eV should be sufficient to explain the measured cross section and there is no need to invoke the existence of and contribution from a negative energy (bound) resonance. However, the present data combined with that of Popov *et al.*<sup>13)</sup>, lead one to conclude the presence of a bound level contributing  $\approx 53 \%$  of the  $\sigma_{\alpha}$  value. As this bound level does not contribute to  $\sigma_{\alpha 0}$ , one cannot say whether it is a  $3^-$  or  $4^-$  level.

#### 5.2. THE REACTION $^{151}\text{Eu}(n, \alpha)^{148}\text{Pm}$

The target consisted of natural europium metal evaporated under vacuum (table 1).

The present cross section value of  $8.7 \pm 2 \mu\text{b}$  agrees with  $9 \pm 2 \mu\text{b}$  of Andreev and Sirotkin<sup>3)</sup> (tables 2 and 3). They used an ionization chamber and a target of isotopically enriched  $^{151}\text{Eu}$  (98.9%). The width and the form of the cross section curve (fig. 1) show that more than one level of the final  $^{148}\text{Pm}$  nucleus is being fed; one has the impression that the peak may mainly consist of two components with energies of 7.52 MeV and 7.67 MeV that correspond to the feeding of the ground and second excited states of  $^{148}\text{Pm}$ . However, due to low statistics, one cannot draw any definite conclusion.

Moreover, this measurement allows one to check the limit of sensitivity of the present experimental set-up. The value  $\sigma(n, \gamma) = 5800 \text{ b}$  for natural europium (table 2) gives  $\sigma(n, \gamma)/\sigma(n, \alpha) \approx 0.4 \times 10^9$  for thermal neutron energies. This implies that with the present set-up, one can have a reasonable measurement in a reasonable time of a (n,  $\alpha$ ) cross section with  $\sigma(n, \gamma)/\sigma(n, \alpha) \approx 10^9$ .

#### 5.3. THE REACTION $^{153}\text{Eu}(n, \alpha)^{150}\text{Pm}$

The present work leads to  $\sigma_{\alpha 0} \leq 1 \mu\text{b}$  with a probability of  $\geq 95 \%$ .

#### 5.4. YTTERBIUM ISOTOPES

A target of  $540 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  of natural ytterbium (table 1) was prepared by evaporating ytterbium metal under vacuum. The low temperature of evaporation ( $< 600^\circ\text{C}$ ) allowed to have a high purity target.

To obtain the upper limit of the (n,  $\alpha$ ) cross section values of the various ytterbium isotopes, the following procedure was used: the  $\alpha$ -particle energy for each isotope was calculated with a  $\pm 10 \text{ keV}$  accuracy from the masses of the initial (compound) and final (after  $\alpha$ -decay) nuclei taking into account the  $J^\pi$  selection rules (fig. 1, table 2). With the target thickness used in this work, the peak width (FWHM) should be

< 130 keV. With a 30 keV multi-analyser channel width, the counts in five channels around the expected  $\alpha$ -particle energy were summed up and corrected for the background whose mean value was determined by taking into account the contribution on both sides of the expected  $\alpha$ -particle line. The upper limit values of  $(n, \alpha)$  cross section (table 2) of the various isotopes of ytterbium were determined with a probability of  $> 95\%$ .

When compared with the results of Andreev and Sirotkin<sup>3)</sup> (table 3), who used an ionization chamber, the present values are  $\approx 20$  to 40 times more precise than theirs.

## 6. Conclusion

The highly pure thermal neutron beam from the 87 m curved neutron guide has been used to measure  $(n, \alpha)$  cross section under low background and with good energy resolution conditions. The  $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$  reaction showed up five lines corresponding to the decay to the ground and the first four excited states of  $^{144}\text{Nd}$ ; moreover, it is shown that  $\approx 53\%$  of the 581  $\mu\text{b}$   $(n, \alpha)$  cross section comes from a bound level of the  $^{148}\text{Sm}$  compound nucleus. The  $^{151}\text{Eu}(n, \alpha)^{148}\text{Pm}$  reaction shows up decay to at least the ground and second excited states of  $^{148}\text{Pm}$ ; this reaction helps to establish the ratio  $\sigma(n, \gamma)/\sigma(n, \alpha) \approx 10^9$  as the lower limit of sensitivity to measure  $(n, \alpha)$  reaction with the present experimental set-up. The  $\sigma_{x0}$  cross section of the  $^{153}\text{Eu}(n, \alpha)^{150}\text{Pm}$  reaction is  $\leq 1 \mu\text{b}$ . The lower limit values of the  $(n, \alpha)$  cross section on ytterbium isotopes are  $\approx 20$  to 40 times lower than measured by Andreev and Sirotkin<sup>3)</sup>.

The authors are grateful to the Max von Laue and Paul Langevin Institute for providing them with a facility at the 87 m curved neutron guide.

## References

- 1) R. D. McFarlane and I. Almodovar, *Phys. Rev.* **127** (1962) 1665
- 2) E. Cheifetz, I. Gilat, A. I. Yavin and S. G. Cohen, *Phys. Lett.* **1** (1962) 289
- 3) V. N. Andreev and S. M. Sirotkin, *Yad. Fiz.* **1** (1965) 252
- 4) F. Poortmans, H. Ceulemans, A. J. Deruyter and M. Mevergnies, *Nucl. Phys.* **82** (1966) 331
- 5) N. S. Oakley and R. D. McFarlane, *Phys. Lett.* **24B** (1967) 142
- 6) K. Beg and R. D. McFarlane, *Nucl. Phys.* **A129** (1969) 571
- 7) K. Okamoto, *Nucl. Phys.* **A141** (1970) 193
- 8) N. S. Oakley and R. D. McFarlane, *Phys. Lett.* **26B** (1968) 662
- 9) M. Dakowski, T. Krogulski, E. Piasecki, H. Pielarz and M. Sowanski, *Nucl. Phys.* **A67** (1967) 187
- 10) H. J. Mang, *Phys. Rev.* **119** (1960) 1069
- 11) V. G. Soloviev, *Yad. Fiz.* **13** (1971) 48
- 12) V. G. Soloviev, *Izv. Akad. Nauk SSSR (ser. fiz)* **35** (1971) 666
- 13) Yu. P. Popov, M. Przytula, R. M. Rumi, M. Stempinski and M. Frontasy, *Nucl. Phys.* **A188** (1972) 212
- 14) Neutron beam facilities at the ILL high flux reactor, ILL-Report, January 1973
- 15) J. Kvitek and Yu. P. Popov, *Nucl. Phys.* **A154** (1970) 177
- 16) N. E. Holden and F. W. Walker, *Chart of nuclides*, 11th ed., 1971
- 17) R. D. McFarlane, private communication to K. Okamoto in ref. 7)
- 18) Neutron capture cross sections, BNL 325, 2nd ed., 1966
- 19) Table of isotopes (Wiley, New York, 6th ed. 1967)

## Search for the $(n_{th}, \alpha)$ Reaction on $^{180}\text{Hf}$ , $^{181}\text{Ta}$ and $^{209}\text{Bi}$

A. Emsallem

Institut de Physique Nucléaire, Lyon, France

M. Asghar

Institut Laue-Langevin, Grenoble, France

C. Wagemans\* and P. D'hondt

SCK/CEN, Mol and Nuclear Physics Laboratory, Gent, Belgium

Received March 5, 1978

The  $(n_{th}, \alpha)$  reaction on  $^{180}\text{Hf}$ ,  $^{181}\text{Ta}$  and  $^{209}\text{Bi}$  was studied at the thermal neutron guide of the Grenoble high flux reactor. Upper limits of  $\sigma_{\alpha} \leq 13 \mu\text{b}$ ,  $\leq 1 \mu\text{b}$  and  $\leq 0.3 \mu\text{b}$ , respectively, were obtained for the  $\alpha$  branches to the ground states in contrast to the values of  $\approx 100 \mu\text{b}$  to  $\approx 500 \text{mb}$  reported in the literature. Possible reasons for these discrepancies are discussed. Furthermore, the present upper limits of the cross sections are compared with the values calculated from the statistical model.

E Nuclear Reactions  $^{180}\text{Hf}(n, \alpha)$ ,  $^{181}\text{Ta}(n, \alpha)$ ,  $^{209}\text{Bi}(n, \alpha)$   $E = \text{thermal}$ ; measured  $\sigma(E_{\alpha})$ .  
Natural and enriched targets.

### 1. Introduction

We have been carrying out a systematic spectroscopical study [1] of the thermal neutron induced charged particle (such as  $\alpha$  particles and protons) reactions. Although these reactions have usually very low cross sections for the thermal neutrons, this type of spectroscopical work gives useful information on the  $\alpha$  emission from a compound nucleus state. Furthermore, the two step  $(n, \gamma\alpha)$  or  $(n, \gamma p)$  process is one of the few methods to get information on the low energy ( $\approx 1$ – $2 \text{ MeV}$ ) primary  $\gamma$ -ray as well as on the rather simple structures (consisting of a few quasi-particles) in the compound nucleus state [2]. The  $(n_{th}, \alpha)$ -reaction cross sections for a variety of nuclei are also needed for reactor designing.

Alam and Sehgal [3] have reported quite high  $(n_{th}, \alpha)$ -reaction cross sections ( $\approx 100 \mu\text{b}$  to  $\approx 500 \text{mb}$ ) for  $^{180}\text{Hf}$ ,  $^{181}\text{Ta}$  and  $^{209}\text{Bi}$  obtained with the acti-

vation method. We have studied these target nuclei by looking at the  $\alpha$  particles.

### 2. Experimental Method

This work was carried out at the end of the 87 meter long curved neutron guide of the Grenoble high flux reactor. It has a thermal neutron flux  $\phi_{th} \approx 10^9$  neutrons/cm<sup>2</sup>·s, with  $\phi_{th}/\phi_{epi} \approx 10^6$ , and the direct  $\gamma$ -ray flux is down by  $\approx 10^6$ . A gold silicon surface barrier detector of 450 mm<sup>2</sup> area and 100  $\mu\text{m}$  depletion depth detects the charged particles. It is placed at  $\approx 5 \text{ cm}$  from the centre of the target. The whole system is placed inside a vacuum chamber. The detector has an energy resolution of 50–60 keV for  $\alpha$  particles and the background conditions allow to measure cross sections down to few  $\mu\text{b}$  for  $E_{\alpha} \geq 4 \text{ MeV}$ .

\* National Fonds voor Wetenschappelijk Onderzoek

Table 1. Targets used

Isotope	Target	Method of target preparation	Target thickness ( $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ )	Data recording time (h)
$^{180}\text{Hf}$	Metal enriched to $\approx 99\%$ in $^{180}\text{Hf}$	Implantation	20	96
$^{181}\text{Ta}$	Oxide with purity of $\approx 99\%$	Evaporation	120	165
$^{209}\text{Bi}$	Metal with purity of $>99\%$	Evaporation	239	82

Table 2. Various details on the nuclei studied

Isotope	Initial spin-parity $J^{\pi}$	Compound state spin-parity $J^{\pi}$	Thermal cap. cross sec. (b) <sup>a</sup>	Level of final nucleus <sup>b</sup>		$E_{\alpha}$ cal. (keV) <sup>c</sup>	$\sigma_{\alpha}$ ( $\mu\text{b}$ )		Calculated
				$E$ (keV)	$J^{\pi}$		This work	Previous data	
$^{180}\text{Hf}$	$0^+$	$\frac{1^+}{2}$	12.6	g.s.	$\frac{9^+}{2}$	$6750 \pm 10$	$\leq 13$	$(485 \pm 14) 10^3$ <sup>d</sup> $\leq 150$ <sup>e</sup>	$0.12 \times 10^{-3}$
$^{181}\text{Ta}$	$\frac{7^+}{2}$	$3^+, 4^+$	21.0	g.s.	$0^-$	$7247 \pm 50$	$\leq 1$	$111 \pm 8$ <sup>d</sup>	$1 \times 10^{-3}$
$^{209}\text{Bi}$	$\frac{9^-}{2}$	$4^-, 5^-$	$3.3 \times 10^{-2}$	g.s. 262	$0^-$ $2^-$	$9450 \pm 5$ $9193 \pm 5$	$\leq 0.3$ $\leq 0.4$	$145 \pm 14$ <sup>d</sup>	$5 \times 10^{-4}$ $6 \times 10^{-4}$

<sup>a</sup> [5]; <sup>b</sup> [10]; <sup>c</sup> [11]; <sup>d</sup> [3]; <sup>e</sup> [12]

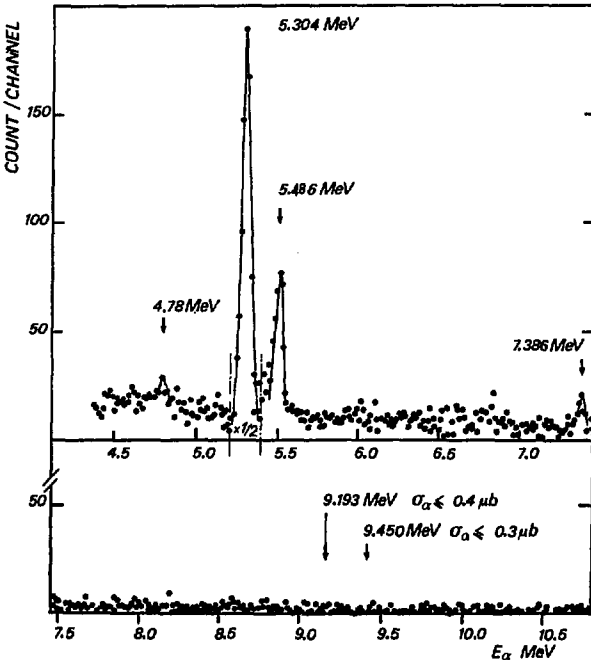


Fig.1. The pulse height spectrum for  $^{209}\text{Bi}$  with  $\approx 13$  keV per channel. The  $\alpha$  line at 5.304 MeV is due to  $^{210}\text{Po}$  resulting from  $\beta$  decay of  $^{210}\text{Bi}$  formed through neutron capture in  $^{209}\text{Bi}$ . The background lines at 4.78, 5.486 and 7.386 MeV are due to  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{241}\text{Am}$  and  $^{219}\text{Po}$ , respectively

### 3. Targets and Cross Section Normalization

Table 1 gives the details of the targets used in this work. The enriched  $^{180}\text{Hf}$  target was prepared with the Lyon isotope separator. All the targets used here had  $20\ \mu\text{m}$  Al backings.

The charged particle energy and the neutron flux calibration were done with the  $^6\text{Li}(n, \alpha)t$  [ $E_\alpha = 2.055\ \text{MeV}$ ,  $E_t = 2.727\ \text{MeV}$  and  $\sigma_\alpha = 940 \pm 4b$ ] and the  $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)^{146}\text{Nd}$  [ $E_\alpha = 9.178\ \text{MeV}$  and  $\sigma_\alpha = 5.23 \pm 0.17\ \text{mb}$ ] reactions. The expected  $\alpha$ -particle energies for the nuclei studied here are given in Table 2.

### 4. Results

Figure 1 shows, as an example, the energy spectrum for the  $^{209}\text{Bi}$  target. None of the targets studied here showed any  $\alpha$ -particle peak. The upper limit values of cross sections of Table 2 represent a probability of  $\geq 95\%$ . The values of Alam and Sehgal [3] obtained with the activation technique are also given in this table. The difference between the two values is so big that we checked our  $^{180}\text{Hf}$  and  $^{181}\text{Ta}$  targets after their neutron irradiation with a Ge(Li) detector. The  $\gamma$  rays of  $^{181}\text{Hf}$  and  $^{182}\text{Ta}$  and their intensities were consistent with what we expected. Furthermore,  $^{210}\text{Bi}$  resulting from neutron capture in  $^{209}\text{Bi}$   $\beta^-$  decays to  $^{210}\text{Po}$ , which emits an  $\alpha$  particle of  $5.304\ \text{MeV}$ . This  $\alpha$  peak is clearly seen in our spectrum of  $^{209}\text{Bi}$ , Figure 1. The neutron capture cross section of  $^{209}\text{Bi}$  and the decay periods of  $^{210}\text{Bi}$  and  $^{210}\text{Po}$  allowed us to use this peak for an internal  $\alpha$ -particle energy and intensity calibration and thus, to avoid for this target the uncertainties on the target thickness and the neutron flux. The rather low upper limit values for  $^{209}\text{Bi}$  given in Table 2 were obtained using this method of analysis.

### 5. Statistical Model Calculation of $\alpha$ -Particle Cross Sections

The statistical model  $\alpha$ -particle partial widths can be calculated from the relation

$$(\Gamma_\alpha)_{st} = \frac{\langle D_{J^\pi} \rangle}{2\pi} \sum_l P_l,$$

where  $\langle D_{J^\pi} \rangle$  is the mean level spacing of the neutron resonances with spin-parity  $J^\pi$ ;  $P_l$ , the  $\alpha$ -particle barrier penetration coefficient for an angular momentum  $l$  and the sum is over all the allowed  $l$ -values. These transmission coefficients were calculated with Igo's potential [4] in the W.K.B. approximation. These

calculated  $\alpha$ -particle widths were transformed into the corresponding cross sections with the resonance parameters  $\Gamma_\alpha$ ,  $D$  and  $\sigma_p$  taken from Reference 5. The calculated and the experimental cross sections along with some other relevant information are given in Table 2. It should be noted that while the calculated partial widths represents the average values, the experimental partial widths (or cross sections) for the thermal neutrons should obey the Porter-Thomas fluctuations [6] corresponding to one degree of freedom in the exit channel, if the process of emission of these particles obeys the statistical laws. One observes that the theoretical values are  $\approx 10^3$ – $10^5$  times lower than the present upper limit values. It should be noted that in our previous work on a large number of nuclei, we found that the calculated cross sections are consistent with the experimental values within the limit of width fluctuations.

### 6. Discussion

None of the three targets:  $^{180}\text{Hf}$ ,  $^{181}\text{Ta}$  and  $^{209}\text{Bi}$ , studied during this work, has shown any definite indication for the  $(n, \alpha)$  reaction as reported by Alam and Sehgal [3]. The reason for this enormous difference between the two results is not clear. However, we attempt to give the possible explanations:

#### a) Error in the Identification of Final Nucleus Through its Half-Life

It is rather delicate to identify a nucleus by measuring the half-life of the activity by counting only the betas as they did. The problem may become even more intractable, because usually one has to decompose the measured activity into different half-life components which may have relatively large errors. It is worthwhile to have another signal such as a  $\gamma$  ray to identify the desired final nucleus. Furthermore, the presence of even a small impurity which, after neutron capture, leads to the desired final nucleus may lead to incorrect results. However, the authors claim high purity of their targets, and we have not been able to find any parasitic half-lives that could mix with the desired final nucleus activities produced in the  $(n, \alpha)$  reaction.

#### b) Fast Neutrons in the Thermal Beam

A thermal beam extracted from a normal beam hole usually has a relatively important fraction of fast neutrons. These neutrons can induce the  $(n, \alpha)$  reaction not only through the compound nucleus for-

mation, but also through the direct reaction mechanism [7]. Glenworth and Betts [8] produced the 19 min half-life activity of  $^{178}\text{Lu}$  through the  $^{181}\text{Ta}(n, \alpha)^{178}\text{Lu}$  reaction, by irradiating  $^{181}\text{Ta}$  with the reactor neutrons.

Hence, the activities observed by Alam and Sehgal [3] are probably produced by fast neutrons in their neutron beam. However, their  $111 \pm 8 \mu\text{b}$  for the  $^{181}\text{Ta}(n, \alpha)^{178}\text{Lu}$  is much higher than  $0.085 \mu\text{b}$  reported by Rochlin [9] for a fission neutron spectrum.

## 7. Conclusion

The  $(n, \alpha)$  reaction for  $^{180}\text{Hf}$ ,  $^{181}\text{Ta}$  and  $^{209}\text{Bi}$  studied during this work gave no definite indication of this reaction for any of these nuclei. This is in disagreement with rather high values reported by Alam and Sehgal [3]. These high cross sections may probably (in part) be due to the presence of a relatively high fraction of fast neutrons in the thermal neutron beam. The calculated values are  $\approx 10^3$ - $10^5$  times lower than our upper limits.

## References

1. See for example Asghar, M., Emsallem, A., Sjöstrand, N.G.: Z. Physik A282, 375 (1977) and the other references therein
2. Soloviev, V.G.: Proc. Int. Conf. on 'Interactions of Neutrons with Nuclei', Lowell, Massachusetts (USA), July 1976, Vol. I, p.421
3. Alam, J., Sehgal, M.L.: Nucl. Phys. A205, 614 (1973); A235, 307 (1974)
4. Igo, G.: Phys. Rev. Lett. 1, 72 (1958)
5. Neutron Cross Sections, BNL 325, 3rd. ed. Vol. I (1973)
6. Porter, C.E., Thomas, R.G.: Phys. Rev. 104, 483 (1956)
7. Cindro, N.: the same as ref. 2, Vol. I, p. 342
8. Glenworth, P., Betts, R.: Canadian Journal of Phys. 39, 381 (1961)
9. Rochlin, R.S.: Nucleonics 17, 54 (1959)
10. Lederer, C.M., Hollander, J.M., Perlman, I.: Table of isotopes, 6th edition, 1967
11. Gove, N.B., Wapstra, A.: Nuclear Data tables 11, 127 (1972)
12. Kvitck, J., Kosina, Z., Hoffmann, J., Popov, Y.P.: Czech. J. Phys. B27, 1095 (1977)

M. Asghar  
 Institut Laue-Langevin  
 156X Centre de Tri  
 F-38042 Grenoble Cédex  
 France



1.E.2:  
2.A.1

*Nuclear Physics A259* (1976) 429-434; © North-Holland Publishing Co., Amsterdam  
Not to be reproduced by photoprint or microfilm without written permission from the publisher

## THE $^{238}\text{U}(n, \alpha)^{235}\text{Th}$ REACTION WITH THERMAL NEUTRONS

M. ASGHAR

*Institut Laue-Langevin, 156 X Centre de Tri, 38042 Grenoble, France*

A. EMSALLEM and R. CHERY

*Institut de Physique Nucléaire, 69621 Villurbanne (Lyon), France*

and

C. WAGEMANS<sup>†</sup>, P. D'HONDT<sup>††</sup> and A. J. DERUYTTER<sup>††</sup>

*Nuclear Physics Laboratory, B-9000 Gent and SCK-CEN, B-2400 Mol, Belgium*

Received 8 December 1975

**Abstract:** The thermal neutron induced  $(n, \alpha)$  reaction cross section of  $^{238}\text{U}$  was measured using the highly pure thermal neutron beam from the 87 m curved neutron guide at the High Flux Reactor of the ILL (Grenoble). The energy spectrum showed an  $\alpha$ -particle line with  $E_\alpha = 9.05 \pm 0.06$  MeV and  $\sigma(n, \alpha) = 1.3 \pm 0.6 \mu\text{b}$ . The  $\alpha$ -particle energy was used to calculate the  $^{235}\text{Th}$  mass of  $235.04700 \pm 0.00008$  amu, the  $Q_\alpha$  value of  $9.20 \pm 0.06$  MeV for the  $^{238}\text{U}(n, \alpha)^{235}\text{Th}$  reaction and the  $Q_\beta$  value of  $1.44 \pm 0.08$  MeV for the  $\beta$ -decay of  $^{235}\text{Th}$ . The cross-section data are compared with the results obtained with the statistical model calculation.

E NUCLEAR REACTIONS  $^{238}\text{U}(n, \alpha)$ ,  $E = \text{thermal}$ ; measured  $\sigma(E_\alpha)$ ; deduced  $Q$ .  
 $^{235}\text{Th}$  deduced mass,  $Q_\beta$ .

### 1. Introduction

For most light and medium heavy nuclei considerable information is available on the thermal neutron induced  $(n, \alpha)$  reaction<sup>1)</sup>. However, this is not the case for the heavy nuclei, where practically no data exist. Especially for the uranium isotopes; the situation is rather interesting, as here  $(n, \alpha)$  cross sections varying from 1  $\mu\text{b}$  for  $^{233}\text{U}$  to several mb for  $^{235}\text{U}$  have been reported<sup>2, 3)</sup>. Since for these fissile nuclei the  $(n, \alpha)$  particles might be masked by the long-range  $\alpha$ -particles produced in the fission process, the  $^{238}\text{U}$  nucleus with its very small thermal neutron induced fission cross section [ $\sigma_f < 0.5$  mb, ref. 4)] is a more favourable case. Indeed, due to this low  $\sigma_f$  value there should be practically no background due to long-range  $\alpha$ -particles and scattered fission fragments. Furthermore as only an upper limit of 100  $\mu\text{b}$  is available for the  $^{238}\text{U}(n, \alpha)^{235}\text{Th}$  reaction cross section<sup>5)</sup>, we thought it worthwhile to remeasure this reaction under the considerably better experimental conditions that we have.

<sup>†</sup> NFWO, State University of Gent and SCK/CEN, Mol.

<sup>††</sup> Nuclear Physics Laboratory, INW, B-9000 Gent, Belgium.

## 2. Experimental conditions

The detection chamber was installed at the end of the 87 m curved neutron guide of the High Flux Reactor at the ILL (Grenoble). The very intense neutron beam ( $\approx 10^9$  neutrons/cm<sup>2</sup> · sec) leaving this tube has a ratio of about  $10^6$  for the number of slow neutrons to that of epithermal and fast neutrons. In addition to this, the direct  $\gamma$ -ray flux from the reactor is also reduced by a factor of about  $10^6$ .

The target, inclined at an angle of 30° with respect to the incident neutron beam, was viewed by a gold-silicon surface barrier detector (area 450 mm<sup>2</sup>, depletion depth 100  $\mu$ m) with a resolution of 30 keV for 5 MeV  $\alpha$ -particles, placed outside the neutron beam at 55 mm from the centre of the target. The whole system was placed inside a vacuum chamber. After amplification, the detector signals were fed into a 400-channel Inter technique pulse-height analyser with a magnetic tape readout system.

The <sup>238</sup>U layer was prepared at the Central Bureau for Nuclear Measurements (Geel) by the evaporation under vacuum of UF<sub>4</sub> on a thin vyns foil covered with 10  $\mu$ g/cm<sup>2</sup> gold. The thickness of the layer was  $200 \pm 10$   $\mu$ g UF<sub>4</sub>/cm<sup>2</sup> and its isotopic composition was

$$^{234}\text{U}: 0.00016 \pm 0.00001 \text{ at. } \%$$

$$^{235}\text{U}: 0.01755 \pm 0.00005 \text{ at. } \%$$

$$^{236}\text{U}: <0.00001 \text{ at. } \%$$

$$^{238}\text{U}: 99.9823 \pm 0.0001 \text{ at. } \%$$

These data show that the target used was very depleted in <sup>235</sup>U as there was forty times less <sup>235</sup>U present than in natural uranium.

## 3. Measurements and results

Two separate measurements of the thermal neutron induced (n,  $\alpha$ ) cross section on <sup>238</sup>U were made, corresponding to a total running time of 267 h. Since the results of both measurements were compatible, they were summed to improve the statistical accuracy. This sum is shown in fig. 1. The energy calibration was based on the energy of the natural  $\alpha$ -particles emitted by <sup>238</sup>U (4.195 MeV) and on the energies of the  $\alpha$ -particles emitted by <sup>220</sup>Rn (6.288 MeV) and its daughter products <sup>216</sup>Po (6.777 MeV), and <sup>212</sup>Po (8.875 MeV), which are produced from <sup>232</sup>Th impurity present in the vacuum chamber. These <sup>232</sup>Th impurity lines can be eliminated if they disturb the measurements by improving the vacuum. Fig. 1 shows a small but significant  $\alpha$ -line at  $9.05 \pm 0.06$  MeV, which we ascribe to the <sup>238</sup>U(n,  $\alpha$ ) reaction.

The cross-section value for this (n,  $\alpha$ ) reaction is obtained by normalizing the  $\alpha$ -particle spectrum to the known thermal neutron induced fission cross section of <sup>235</sup>U [ $\sigma_f = 587.6$  b, ref. 6)].

Although the amount of <sup>235</sup>U present in the target is only 0.01755 at. %, the

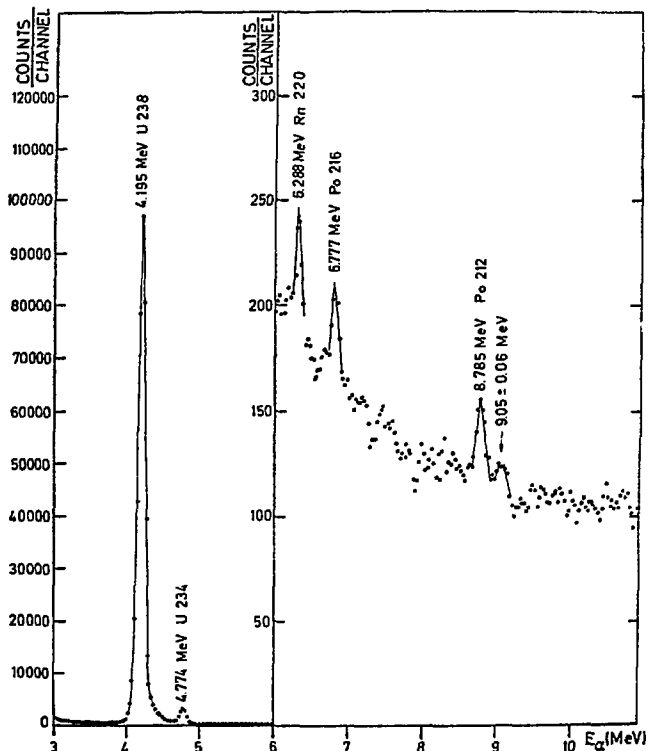


Fig. 1. The number of counts per channel plotted against  $\alpha$ -particle energy for the  $^{238}\text{U}(n, \alpha)$  reaction, to which the 9.05 MeV line is ascribed. The indicated other lines were used for the energy calibration.

TABLE I  
Impurities present in the  $^{238}\text{U}$  target

Impurity	$Q_\alpha$ (MeV)
Fe	2.395
Sr	3.214
Pd	6.334
Ag	4.182
Ir	7.957

intense neutron beam and the high  $\sigma_T$  value yielded a counting rate of more than  $4 \times 10^4$  fission reactions/h. After a correction for the background we obtained

$$\sigma(n, \alpha) = 1.3 \pm 0.6 \mu\text{b},$$

for the  $^{238}\text{U}(n, \alpha)$  reaction. The indicated standard error takes into account the statistical error, the uncertainty in the background correction and in the target specifications and the instability of the neutron beam.

To make sure that this 9.05 MeV  $\alpha$ -line was not due to an impurity in the sample, a mass-spectrometric analysis of the sample was performed. With a detection limit of about 0.02 at. %, no impurities producing an  $\alpha$ -line of 9.05 MeV were found, as is shown in table 1. It was also verified that this  $\alpha$ -line could not be produced during the decay of the uranium isotopes present in the layer.

#### 4. Discussion

The  $\sigma(n, \alpha)$  value of  $1.3 \pm 0.6 \mu\text{b}$  we measured is two orders of magnitude smaller than the upper limit of  $100 \mu\text{b}$  determined by Almodovar *et al.* <sup>5)</sup>. This is probably due to the considerably better experimental conditions of our measurement. Indeed, for example, the cadmium ratio in the neutron beam used by Almodovar *et al.* <sup>5)</sup> was 700 compared to  $10^6$  for the ILL beam and their neutron flux was ten times smaller. Moreover the  $^{238}\text{U}$  layer we used was very pure and contained forty times fewer impurities than that used by Almodovar *et al.* <sup>5)</sup>. This is illustrated in fig. 1, which shows that the intensity of the natural  $\alpha$ -line emitted by  $^{234}\text{U}$  is considerably smaller than that emitted by  $^{238}\text{U}$ . In the case of Almodovar *et al.* <sup>5)</sup> they have the same intensity.

The measured  $\alpha$ -energy,  $E_\alpha = 9.05 \pm 0.06$  MeV, is in good agreement with the value  $E_\alpha = 9.07$  MeV deduced from the mass tables of Cameron <sup>7)</sup>. From our  $E_\alpha$  value we deduce a  $Q_\alpha$  value of  $9.20 \pm 0.06$  MeV for the  $^{238}\text{U}(n, \alpha)^{235}\text{Th}$  reaction, supposing that the  $\alpha$ -particles from the  $^{239}\text{U}$  compound nucleus decay to the ground state of  $^{235}\text{Th}$ . With the  $Q_\alpha$  value and taking into account the well-known masses <sup>8)</sup> of  $^{238}\text{U}$ ,  $n$  and  $\alpha$ , the unknown mass of  $^{235}\text{Th}$  was determined to be  $235.04700 \pm 0.00008$  amu. From this mass, the  $\beta$ -desintegration energy  $Q_\beta = 1.44 \pm 0.08$  MeV of  $^{235}\text{Th}$  was also obtained. This experimentally deduced  $Q_\beta$  value is the only point of comparison between our measurement and the other mass equations. Zeldes *et al.* <sup>9)</sup> and Garvey *et al.* <sup>10)</sup> obtained  $Q_\beta$  values of 2.14 and 2.04 MeV respectively, based on semi-empirical mass formulas. The large uncertainties in  $Q_\beta$  values for heavy nuclei obtained via semi-empirical relations is best illustrated by the most recent results of Seeger *et al.* <sup>11)</sup>, who obtained a difference of 1 MeV between the experimental and the calculated binding energy of  $^{235}\text{Pa}$ , which itself causes an uncertainty of 1 MeV in the  $Q_\beta$  value derived from it.

The measured  $\sigma(n, \alpha)$  value of  $1.3 \pm 0.6 \mu\text{b}$  can be converted into an  $\alpha$ -particle width

$\Gamma_\alpha$  via the relation

$$\Gamma_\alpha = \sigma(n, \alpha) \Gamma_\gamma / \sigma_{\gamma, \text{th}}, \quad (1)$$

where  $\sigma_{\gamma, \text{th}}$  is the thermal neutron capture cross section and  $\Gamma_\gamma$  the total  $\gamma$ -ray decay width. With  $\sigma_{\gamma, \text{th}} = 2.7$  b and  $\Gamma_\gamma = 22$  meV [ref. <sup>12</sup>] we obtain  $\Gamma_\alpha = (1.06 \pm 0.5) \times 10^{-8}$  eV.

One can also calculate an average  $\alpha$ -particle width.

$$\langle \Gamma_\alpha \rangle_{\text{stat}} = \frac{\langle D_j \pi \rangle}{2\pi} \sum_l P_l, \quad (2)$$

using the statistical model <sup>13</sup>, where  $\langle D_j \pi \rangle$  is the mean level spacing of the neutron resonances with spin-parity  $J^\pi$  of the compound nucleus,  $P_l$  the barrier transmission coefficient for orbital angular momentum  $l$ , and the sum is over all the allowed  $l$ -values. The transmission coefficients  $P_l$  were calculated using Igo's potential <sup>14</sup>) in the WKB approximation. Here we supposed that only  $\alpha$ -particles with  $l = 0$  decay to the ground state of  $^{235}\text{Th}$ . With  $\langle D_{\frac{1}{2}^+} \rangle = 18$  eV, relation (2) yields  $\langle \Gamma_\alpha \rangle_{\text{stat}} = 7.77 \times 10^{-15}$  eV, which leads to  $\Gamma_\alpha / \langle \Gamma_\alpha \rangle_{\text{stat}} = 1.36 \times 10^6$ . Here, however, it should be stressed that there is some doubt concerning the applicability of these calculations for the heavy nuclei <sup>13, 14</sup>). So this could be one of the reasons for this large difference between the experimental  $\Gamma_\alpha$  and the value calculated from the statistical model. Other possible explanations are the Porter-Thomas  $\alpha$ -particle width fluctuations <sup>15</sup>), and an important  $\alpha$ -particle clustering probability in the  $^{239}\text{U}$  compound system.

The importance of this  $\alpha$ -particle clustering can be deduced from our experimental  $\Gamma_\alpha$  in the following way. The  $\alpha$ -particle reduced width  $\delta^2$  as defined by Rasmussen <sup>13</sup>)

$$\delta^2 = \Gamma_\alpha / \sum_l P_l, \quad (3)$$

comes out to be  $\delta^2 = 3.91$  MeV. With this  $\delta^2$ , the reduced width  $\gamma^2$  as defined by Thomas <sup>16, 17</sup>) is obtained, using the relation

$$\gamma_{\text{Thomas}}^2 = \delta^2 / 2\pi R_0 k(R_0), \quad (4)$$

where  $R_0$  is the channel radius and  $k(R_0)$  the wave number at  $R_0$ . With  $R_0 = 9.63$  fm, eq. (4) gives  $\gamma_{\text{Thomas}}^2 = 49$  keV compared to the Wigner limit ( $R$ -matrix theory sum rule) reduced width

$$\gamma_{\text{Wigner}}^2 = 3\hbar^2 / 2MR_0^2 = 169 \text{ keV}.$$

Here  $M$  is the reduced mass of the  $\alpha$ -particle. The high value of the ratio  $\gamma_{\text{Thomas}}^2$  to  $\gamma_{\text{Wigner}}^2$  of 0.29 again reflects the presence of an important amplitude of the configuration corresponding to the residual nucleus plus  $\alpha$ -particle, in the wave function of the compound nucleus  $^{239}\text{U}$ .

### 5. Conclusion

In the present measurements we were able to determine the  $^{238}\text{U}(n, \alpha)^{235}\text{Th}$  reaction cross section  $\sigma(n, \alpha) = 1.3 \pm 0.6 \mu\text{b}$ , yielding an  $\alpha$ -particle line at  $9.05 \pm 0.06$  MeV. This energy was used to calculate the unknown  $^{235}\text{Th}$  mass, the  $Q_\alpha$  value for the  $^{238}\text{U}(n, \alpha)^{235}\text{Th}$  reaction and the  $Q_\beta$  value for the  $\beta$ -decay of  $^{235}\text{Th}$ .

From the measured  $\sigma(n, \alpha)$  value, the  $\alpha$ -particle clustering probability for the  $^{239}\text{U}$  compound system was calculated, which turned out to be very important. This large clustering probability partly explains the big difference between the experimental  $\sigma(n, \alpha)$  value and statistical model calculations. It also gives more confidence in the important  $\sigma(n, \alpha)$  values found <sup>2, 3)</sup> for the  $^{236}\text{U}$  compound nucleus, especially since the  $Q_\alpha$  value for the  $^{235}\text{U}(n, \alpha)$  reaction is about 2 MeV larger than that for the  $^{238}\text{U}(n, \alpha)$  reaction.

We are grateful to Dr M. Nève de Mévergnies (CEN/SCK, Mol) for suggesting the experiments and for a critical reading of the manuscript, to Dr. P. De Bièvre (CBNM Geel) for the mass spectrometric analysis of the sample and to the Max von Laue - Paul Langevin Institute for providing facilities at the 87 m curved neutron guide of the high flux reactor.

### References

- 1) A. Emsallem, Do Huu Phuoc, R. Clery and M. Asghar, Nucl. Phys. A231 (1974) 437; A. Emsallem and M. Asghar, Proc. Int. Symp. on capture gamma-ray spectroscopy and related topics, 1974, Petten (The Netherlands) p. 395 and the references therein
- 2) M. Sowinsky, M. Dakowski and H. Piekarz, Phys. Lett. 6 (1963) 321
- 3) C. Wagemans and A. J. Deruytter, Z. Phys. A275 (1975) 149
- 4) C. Lederer, J. Hollander and I. Perlman, ed., Table of isotopes (Wiley, New York, 1968)
- 5) I. Almodovar, I. Cantarell and H. Bielen, Z. Phys. 177 (1964) 451
- 6) A. J. Deruytter, J. Spaepen and P. Pelfer, J. Nucl. Energ. 27 (1973) 645
- 7) A. Cameron, Report CPR 690 (1958)
- 8) N. Gove and A. Wapstra, Nucl. Data Tables 11 (1972) 127
- 9) N. Zeldes, A. Grill and A. Simievic, Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk. 3 (1967) no. 5
- 10) G. Garvey, W. Gerace, R. Jaffe, I. Talmi and I. Kelson, Rev. Mod. Phys. 41 (1969) S1
- 11) P. Seeger and W. Howard, Nucl. Phys. A238 (1975) 491
- 12) S. Mughabghab and D. Garber, BNL 325, 3rd ed. (1973)
- 13) J. O. Rasmussen, Phys. Rev. 113 (1959) 1593
- 14) G. Igo, Phys. Rev. Lett. 1 (1958) 72
- 15) C. E. Porter and R. G. Thomas, Phys. Rev. 104 (1956) 483
- 16) R. G. Thomas, Prog. Theor. Phys. 12 (1954) 253
- 17) J. O. Rasmussen, Alpha-, beta- and gamma-ray spectroscopy, vol. 1, ed. K. Siegbahn (North-Holland, Amsterdam, 1966) p. 701

THE  $(n_{th}, \alpha)$  - AND  $(n_{th}, \gamma)$  - REACTIONS ON  $^{143}\text{Nd}$ ,  $^{149}\text{Sm}$  AND  $^{147}\text{Sm}$

---

A. EMSALLEM

Institut de Physique Nucléaire, Lyon,

M. ASCHAR

Institut Laue-Langevin, B.P. n° 156, 38042-Grenoble Cédex, France

74E88  
(June 1974)

presented at the  
"Second International Symposium  
on Neutron Capture Gamma Ray  
Spectroscopy and Related Topics"  
Sept. 2-6 1974, Petten,  
the Netherlands.

THE  $(n_{th}, \alpha)$  - AND  $(n_{th}, \gamma\alpha)$  - REACTIONS ON  $^{143}\text{Nd}$ ,  $^{149}\text{Sm}$  AND  $^{147}\text{Sm}$

A. EMSALLEM

Institut de Physique Nucléaire, Lyon,

M. ASGHAR

Institut Laue-Langevin, B.P. n° 156, 38042-Grenoble Cédex, France

ABSTRACT

The highly pure thermal neutron beam from the 87-meter curved neutron guide at the Grenoble high flux reactor has been used to study the  $(n_{th}, \alpha)$ - and  $(n_{th}, \gamma\alpha)$ -reactions on  $^{143}\text{Nd}$ ,  $^{149}\text{Sm}$  and  $^{147}\text{Sm}$  target nuclei. The cross-sections for the  $\alpha$ -particle lines seen in the  $(n_{th}, \alpha)$ -reaction are given and discussed. The  $(n_{th}, \gamma\alpha)$ -reaction cross-sections on  $^{143}\text{Nd}$ ,  $^{149}\text{Sm}$  and  $^{147}\text{Sm}$  are respectively  $1.3 \pm 0.25$  mb,  $1.75 \pm 0.4$  mb and  $< 35$   $\mu\text{b}$ .

1. INTRODUCTION

The high purity of thermal neutron beam and good background conditions at the end of 87-meter curved neutron guide at the Grenoble high flux reactor led us to study the  $(n_{th}, \alpha)$ - and  $(n_{th}, \gamma\alpha)$ -reactions <sup>(1,2)</sup>. In the  $(n_{th}, \gamma\alpha)$ -reaction the compound nucleus state formed by the capture of a thermal neutron, decays first by a low energy  $\gamma$ -ray to a bound level of the same system, which, in turn, goes to the final system by emitting an  $\alpha$ -particle. The  $(n, \gamma\alpha)$ -reaction should result in a broad distribution on the low energy sides of the  $(n, \alpha)$ -peaks. The possibility of this two-step decay of the compound nucleus state was first pointed out by Cheifetz et al. <sup>(3)</sup>. Using statistical model, they estimated the  $(n, \gamma\alpha)$ -reaction probability to be  $\sim 0.1\%$  of the  $\alpha$ -decay of the compound state. Oakey and McFarlane <sup>(4)</sup> were the first to see it in  $^{143}\text{Nd}$  target nucleus (0.3 mb).

We present here the results of  $(n_{th}, \alpha)$ - and  $n_{th}(\gamma, \alpha)$ -reactions on  $^{143}\text{Nd}$ ,  $^{149}\text{Sm}$  and  $^{147}\text{Sm}$  target nuclei.

2. TARGETS AND MEASURING SYSTEM

The targets deposited on thin foils (10 to 20  $\mu$ ) of aluminium fully covered the rectangular neutron beam of 5 cm x 3 cm cross-section. A surface barrier detector of 100  $\mu$  thickness and 450  $\text{mm}^2$  area counted the emitted  $\alpha$ -particles. The whole system was placed inside a chamber evacuated to better than  $10^{-4}$  torr.

Table 1 gives the details of the targets used and the length of time for which each target was studied.

3.  $(n_{th}, \alpha)$  REACTION

3.1.  $^{143}\text{Nd} (n_{th}, \alpha) ^{140}\text{Ce}$

In the  $\alpha$ -particle energy spectrum, fig. 1, the 4 lines corresponding to the transitions to the ground and first 3 excited states are well resolved; but the next 4 transitions to the 2.348 MeV, 2.412 MeV and 2.481 MeV levels could not be resolved; their total contribution to the  $(n_{th}, \alpha)$  cross-section is  $90 \pm 9$   $\mu\text{b}$ . The cross-sections to the various final states of  $^{140}\text{Ce}$  (Table 2) are the mean values obtained from the natural and enriched targets.

As the Table 2 shows, our partial cross-sections are consistent with the



corresponding existing data (3,5,7,9) except for Okamoto's  $\sigma_{\alpha 0}$  normalized to 0.0253 eV.

The  $-6$  eV ( $J^\pi = 3^-$ ) bound level contributes almost exclusively to the  $(n_{th}, \alpha)$  reaction of this nucleus, because the first neutron resonance at 55.3 eV is too far away to contribute significantly.

### 3.2. $^{149}\text{Sm}(n_{th}, \alpha)^{146}\text{Nd}$

Fig. 1 and Table 2 show our data. The contribution from  $^{147}\text{Sm}$  was taken care of. Our value of  $\sigma_{\alpha 0}$  agrees with the various existing (3,5,6,8) data; this  $0^+$  state is principally fed by the  $3^-$  bound level of  $^{150}\text{Sm}$ , as the (at least) first 4 resonances are  $4^-$  and they cannot contribute to this transition. When we compare the partial cross-sections for other transitions with Okey and McFarlane (8), we see that our values are 2 to 3 times lower than their data. The reason for this difference is that the neutron guide solid angle of acceptance varies as  $\sim 1/E_n$ ; this leads to a guide neutron spectrum which gets poorer in neutron intensity compared to a Maxwellian distribution as  $E_n$  goes up. This implies that the 0.098 eV resonance which contributes significantly to the thermal  $(n, \alpha)$  cross-section, when the neutron spectrum is Maxwellian in shape, will contribute less in our case.

We do not see the 1.53 MeV and 1.83 MeV weak transitions reported by Okey and McFarlane; it could be due to the fact that they will be even weaker in our case.

### 3.3. $^{147}\text{Sm}(n_{th}, \alpha)^{144}\text{Nd}$

Fig. 1 and Table 2 give the energy spectrum and partial cross-sections. Our values are again lower than McFarlane's values (7). An explanation has been attempted elsewhere (1).

## 4. $(n_{th}, \gamma)$ REACTION

To do this  $(n, \gamma)$  reaction work, we studied the shape of the background under different conditions; we found that it could always be fitted well with an exponential. We also studied the shape of the well separated 8.79 MeV  $\alpha$ -particle line of  $^{212}\text{Bi}$  coming from a  $^{232}\text{Th}$  radioactive source used under conditions similar (as far as possible) to the actual experiment. The peak could be fitted with a gaussian and two exponentials for the wings.

These shapes of background and  $\alpha$ -line were used to analyse data.

### 4.1. $^{143}\text{Nd}(n_{th}, \gamma)^{140}\text{Ce}$

Our values of cross-section for natural (Fig. 1) and enriched neodymium targets were close to each other leading to a mean value of  $1.3 \pm 0.2$  mb which is much higher than 0.3 mb of Okey and McFarlane (4); this may be due to a rather low background in the region of interest in our case, for example between 8 and 9 MeV our background is  $\sim 6$  times less than in their case.

Popov et al. (10) have also measured the  $(n, \gamma)$ -reaction of the 55.3 eV ( $4^-$ ) resonance; the shape of their curve is similar to ours; but they do not give a value of cross-section.

### 4.2. $^{149}\text{Sm}(n_{th}, \gamma)^{146}\text{Nd}$

We obtain a value of  $1.7 \pm 0.3$  mb for this nucleus; this is the mean value of the two extreme values obtained by drawing the "zero-level" line in two different

ways (Fig. 1).

4.3.  $^{147}\text{Sm} (n, \gamma) ^{144}\text{Nd}$

The value of  $(n, \gamma)$ -reaction cross-section that we get for this nucleus is  $< 35 \mu\text{b}$ .

A detailed analysis and interpretation of these data is being attempted.

We are gratified to the Max Von Laue - Paul Langevin Institute for the facility at the 87-meter curved neutron guide, to Prof. R. Chery for his interest in this work, to Do Huu Phuoc for the help in the experimental work, and to Miss Guillermet for typing the text.

Table 1

Isotope	Target	Thickness	Data accumulation time
$^{143}\text{Nd}$	Natural (oxyde) Enriched to 99 % (nitrate)	264 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ of Nd 8 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ of $^{143}\text{Nd}$	63 hours 161 hours
$^{149}\text{Sm}$	Natural (metal)	231 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ of Sm	74 hours
$^{147}\text{sm}$	Enriched with << % $^{149}\text{Sm}$ (meral)	30 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$	285 hours

REFERENCES

1. A. Emsalle, Do Huu Phuoc, R. Chery and M. Asghar (To be published).
2. "Neutron beam facilities at the ILL high flux reactor", January, 1973.
3. E. Cheifetz, I. Gilat, A.I. Yavin and S.G. Cohen, Phys. Lett. 1 (1962) 289.
4. N.S. Oakey and R.D. McFarlane, Phys. Lett. 26B (1968) 662.
5. V.N. Andreev and S.M. Sirotkin, Yad. Fiz. 1 (1965) 252.
6. M. Dakowski, T. Krogulski, E. Piasecki, H. Pierlarz and M. Sowinski, Nuc. Phys. A67 (1967) 187.
7. R.D. McFarlane, private communication to K. Okamoto, Ref. 8.
8. N.S. Okey and R.D. McFarlane, Phys. Lett. 24B (1967) 142.
9. K. Okamoto, Nuc. Phys. A141 (1970) 193.
10. Yu P. Popov et al. "Research work activity report", Dubna, 1972.
11. Table of isotopes, 6th Edition, 1967.

Table 2  
THE REPORTED VALUES OF ( $n_{ch}, \alpha$ ) CROSS-SECTION ( $\mu\text{b}$ )

Target isotope and ( $I^\pi$ )	State of final nucleus (MeV) and $J^\pi$ Ref. (11)	E (MeV) measured	Cheifetz et al. Ref. (3)	Andreev and Sirotkin Ref. (5)	Dakowski et al. Ref. (6)	McFarlane and Okey and McFarlane Refs. (4,7,8)	Okamoto (0.0253 eV value) Ref. (11)	Present
$^{143}\text{Nd}$ ( $7/2^-$ )	grd $0^+$	9.43	16000±5000	23000±5000		21280±180	15000±1600	22000±2000
	1.596 $2^+$	7.86	650	400±200			<200	95±15
	1.902 $0^+$	7.57		300±100			<200	180±20
	2.083 $4^+$	7.38						60±10
	4 levels from 2.34± MeV to 2.481 MeV	7.00 MeV to 7.20 MeV						90±20
$^{149}\text{Sm}$ ( $7/2^-$ )	grd $0^+$	9.17	5000±1500	7000±1500	8500±1500	5360±240	5000±500	5500±400
	0.456 $2^+$	8.74	37000±10000	48000±5000	46000±5000	38700±1200	23500±3700	24300±2000
	1.044 $4^+$	8.18		1000±500		670±40	1100±600	330±30
	1.191 $3^-$	8.02				810±50	~1200	400±40
	1.380	7.83				220±20		70±15
	1.47	7.74				180±30		80±15
	1.53					100±20		
	1.75	7.47				400±30		150±15
	1.83					40±10		
	1.91	7.29				240±30		100±10
	grd $0^+$	9.84	160±50			184±12	180±40	131±20
0.695 $2^+$	9.16	530±150			629±40	530±100	370±50	
1.130 $4^+$	8.56				81±67		38±7	
1.510 $2^+$	8.33						19±10	
1.560 $3^-$							23±10	
1.74	8.05						2.5±1	
1.99	7.79						5.5±2	

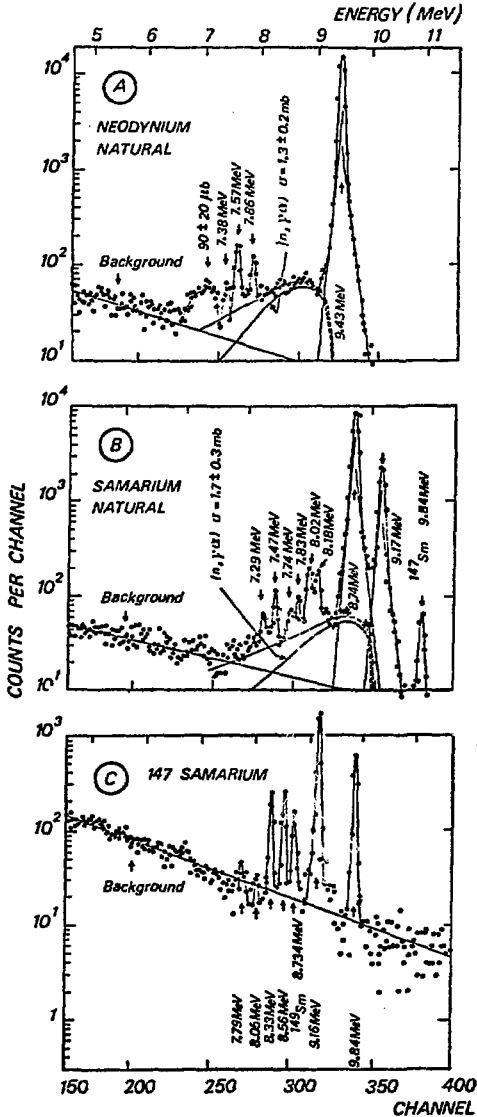


Fig. 1,  $(n_{\text{th}}, \alpha)$ - and  $(n_{\text{th}}, \gamma)$ - reaction energy spectra of  $^{143}\text{Nd}$ ,  $^{149}\text{Sm}$  and  $^{147}\text{Sm}$  target nuclei.

The  $(n_{th},\alpha)$  and  $(n_{th},p)$  reactions on radio-active nuclei

M. Asghar

Institut Laue-Langevin, 156X Centre de Tri, 38042-Grenoble Cédex, France

A. Emsellem

Institut de Physique Nucléaire, Lyon, France

The intense thermal neutron ( $\phi_{th} \approx 10^9$  n/cm<sup>2</sup>.sec) beam of the 87 m curved neutron guide has been used to study a fairly large number of stable nuclei and to extend this work to the unstable ones.

Results :

1. Targets produced with the CERN-ISOLDE isotope separator facility. So far the <sup>37</sup>Ar, <sup>84</sup>Rb, <sup>125,127</sup>Xe and <sup>132</sup>Cs targets have been collected and placed in the neutron beam. Only the <sup>84</sup>Rb and <sup>37</sup>Ar targets<sup>1,2</sup> showed definitely the emission of charged particles (Table I and Fig. 1). It seems that the <sup>37</sup>Ar(n, $\alpha$ )<sup>34</sup>S reaction cross section might approach the total absorption cross section of 600b.

2. <sup>93</sup>Mo(n, $\alpha$ )<sup>90</sup>Zr

A target was produced with the <sup>93</sup>Nb(d,2n)<sup>93</sup>Mo reaction at the Lyon cyclotron. A strong  $\alpha$ -line corresponding to the g.s. transition in <sup>90</sup>Zr was observed<sup>3</sup> (Table I and Fig. 2).

3. <sup>59</sup>Ni(n, $\alpha$ )<sup>56</sup>Fe, <sup>59</sup>Ni(n, $\gamma$ )<sup>56</sup>Fe and <sup>59</sup>Ni(n,p)<sup>59</sup>Co

The <sup>59</sup>Ni target was produced by neutron capture in <sup>58</sup>Ni. Table I shows the various results<sup>4</sup>.

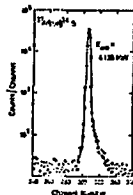


Fig. 1



Fig. 2

Table I  
Various details on the nuclei studied

Target	Half-life	Amount of target	Reaction	Initial spin-parity <sup>5</sup>	Level of final nucleus	Measured or cal. particle energy (MeV)	cross-section (barn)	Comment ref.	
					J <sup>π</sup>	J <sup>π</sup>			
<sup>37</sup> Ar	51.1 d	9.10 <sup>12</sup> atoms	<sup>37</sup> Ar(n, $\alpha$ ) <sup>34</sup> S	J <sup>π</sup>	g.s.	0 <sup>+</sup>	4.1205±0.010	Preliminary - surface of area hundred barns	
<sup>84</sup> Rb	48.5 d	10 <sup>14</sup> atoms	<sup>84</sup> Rb(n, $\alpha$ ) <sup>81</sup> Kr	J <sup>π</sup>	g.s.	0 <sup>+</sup>	3.43	8.93±0.45	J <sup>π</sup> = 2 <sup>+</sup>
			"	"	g.s.	2 <sup>+</sup>	2.34	2.10±.35	"
			<sup>84</sup> Rb(n, $\alpha$ ) <sup>81</sup> Br	J <sup>π</sup>	g.s.	2 <sup>+</sup>	3.43(e)	~0.05	"
<sup>125</sup> Xe	16.9 h	3.6x10 <sup>14</sup> atoms	<sup>125</sup> Xe(n, $\alpha$ ) <sup>122</sup> Te	J <sup>π</sup>	g.s.	0 <sup>+</sup>	0.535(e)	~0.055	0 <sup>+</sup> , 1 <sup>+</sup>
<sup>127</sup> Xe	36.4 d	8x10 <sup>14</sup> atoms	<sup>127</sup> Xe(n, $\alpha$ ) <sup>124</sup> Te	J <sup>π</sup>	g.s.	0 <sup>+</sup>	7.591(e)	~0.01	0 <sup>+</sup> , 1 <sup>+</sup>
<sup>132</sup> Cs	6.3 d	10 <sup>13</sup> atoms	<sup>132</sup> Cs(n, $\alpha$ ) <sup>129</sup> I	J <sup>π</sup>	g.s.	0 <sup>+</sup>	4.761(e)	~0.150	2 <sup>+</sup> , 3 <sup>+</sup>
<sup>93</sup> Mo	1.5x10 <sup>7</sup> yr	9x10 <sup>13</sup> atoms	<sup>93</sup> Mo(n, $\alpha$ ) <sup>90</sup> Zr	J <sup>π</sup>	g.s.	0 <sup>+</sup>	7.275±0.015	0.12±.0	2 <sup>+</sup> , 3 <sup>+</sup>
<sup>59</sup> Ni	1.4x10 <sup>6</sup> yr	2.16 $\mu$ g	<sup>59</sup> Ni(n, $\alpha$ ) <sup>56</sup> Fe	J <sup>π</sup>	g.s.	0 <sup>+</sup>	4.270±0.030	12.11±.1	"
			"	"	g.s.	2 <sup>+</sup>	3.968±0.030	0.16±0.016	"
			<sup>59</sup> Ni(n, $\gamma$ ) <sup>59</sup> Ni	"	g.s.	0 <sup>+</sup>	1.827±0.014	0.1±0.01	"
"	"	"	<sup>59</sup> Ni(n,p) <sup>59</sup> Co	"	g.s.	0 <sup>+</sup>	1.827±0.014	1.5±0.18	"
"	"	"	"	"	1.095	2 <sup>+</sup>	0.745(e)	~0.30	"

References :

1. G. Andersson, M. Asghar, A. Emsellem, E. Hagberg and B. Jonson, Phys. Lett. 61B, n° 3 (1976) 234
2. G. Andersson, M. Asghar, A. Emsellem, E. Hagberg, B. Jonson and P. Tindemand-Petersson (to be published)
3. A. Emsellem, and M. Asghar (to be published)
4. M. Asghar, A. Emsellem and N.C. Sjöstrand, Z. Physik (to be published)

## Thermal Neutron Induced Charged Particle Reactions in Radioactive Targets of $^{37}\text{Ar}$ , $^{109}\text{Cd}$ , $^{125}\text{Xe}$ , $^{127}\text{Xe}$ , and $^{132}\text{Cs}$

M. Asghar<sup>1</sup>, A. Emsallem<sup>2</sup>, E. Hagberg<sup>3\*</sup>  
B. Jonson<sup>3\*</sup> and P. Tidemand-Petersson<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Institut Laue-Langevin, Grenoble, France

<sup>2</sup> Institut de Physique Nucléaire, Lyon, France

<sup>3</sup> The ISOLDE Collaboration, CERN, Geneva, Switzerland

<sup>4</sup> The ISOLDE Collaboration, CERN, Geneva, Switzerland

Received April 7, Revised Version June 6, 1978

Thermal neutron induced charged particle reactions in a radioactive target of  $^{37}\text{Ar}$  have been studied. Upper limits of the cross-sections for the  $(n, \alpha)$  reaction in radioactive targets of  $^{109}\text{Cd}$ ,  $^{125, 127}\text{Xe}$ , and  $^{132}\text{Cs}$  have been obtained. The isotopically pure targets were produced at the ISOLDE facility at CERN and irradiated with thermal neutrons at the high flux reactor of the Institute Laue-Langevin in Grenoble. Charged particles from  $(n, p)$  and  $(n, \alpha)$  reactions in  $^{37}\text{Ar}$  were observed with cross-sections of  $69 \pm 14$  b and  $1970 \pm 330$  b, respectively. The  $Q$ -values for these reactions were determined to be  $1600 \pm 12$  keV and  $4630 \pm 7$  keV, in agreement with existing mass data. The branching ratio  $\Gamma_\alpha/\Gamma_p$  of the  $^{37}\text{Ar}$  capturing state was found to be  $28.5 \pm 2.7$ . An upper limit of the cross-section for the  $(n, \gamma\alpha)$  reaction in  $^{37}\text{Ar}$  was obtained.

Nuclear reactions  $^{37}\text{Ar}(n, p)$ ;  $^{37}\text{Ar}$ ,  $^{109}\text{Cd}$ ,  $^{125, 127}\text{Xe}$ ,  $^{132}\text{Cs}(n, \alpha)$ ;  $E_n$ =thermal; measured  $Q_p$ ,  $Q_\alpha$ ,  $\Gamma_\alpha/\Gamma_p$ , deduced  $\sigma_{n,p}$ ,  $\sigma_{n,\alpha}$ . Isotopically pure targets. Si surface barrier detector.

### 1. Introduction

Irradiation with thermal neutrons is known to induce  $(n, p)$  and  $(n, \alpha)$  reactions in a limited number of nuclides [1-4]. Investigations of the spectra of charged particles following such reactions results in information on some of the properties of highly excited compound nuclear states, such as spins, parities and relative widths for different reaction channels, as well as cross sections and precision  $Q$ -values. Moreover from studies of the similar but very rare  $(n, \gamma\alpha)$  reaction [8-10] the spectral distribution of primary gamma rays from these states can be determined. The number of stable nuclides for which these reactions are energetically favoured are quite small.

However, the number of promising targets can be increased by using neutron-deficient radioactive nuclides [5-6], a concept that recently has become feasible due to the improved [7] production capacity of the ISOLDE facility at CERN.

In this paper we report the results obtained from neutron irradiations of radioactive targets of  $^{37}\text{Ar}$ ,  $^{109}\text{Cd}$ ,  $^{125, 127}\text{Xe}$ , and  $^{132}\text{Cs}$ .

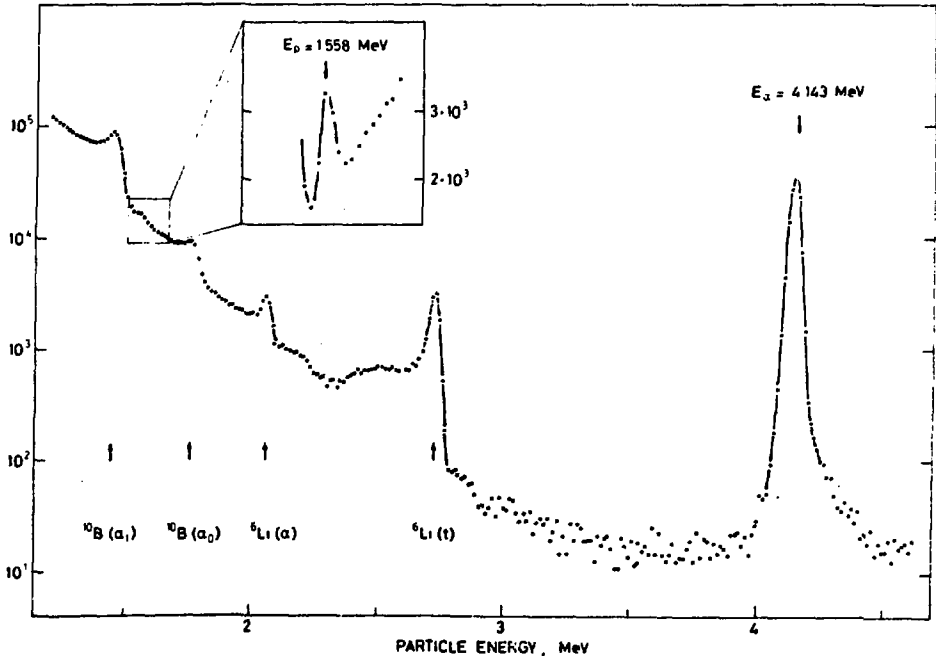
### 2. Experimental Techniques

Radioactive nuclides were produced in spallation reactions by bombarding a target with 600 MeV protons from the CERN Synchro-cyclotron. Details on the different target-ion source systems used can be found in the References [11-13].

\* On leave from Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden.

Table I

Nuclide	Half-life	Irradiation time (h)	Amount of target material (atoms)	Reaction	Q-value (MeV)	Cross-section (b)	Refs.
$^{37}\text{Ar}$	34.8 d	139	$1.98 \times 10^{13}$	$(n_{th}, p)$	1.60	$69 \pm 14$	This work
				$(n_{th}, \alpha)$	4.63	$1970 \pm 330$	This work
				$(n_{th}, ?)$		$\leq 5$	This work
$^{109}\text{Cd}$	453 d	190	$1.54 \times 10^{14}$	$(n_{th}, \alpha)$	7.02	$\leq 0.05$	This work
$^{125}\text{Xe}$	16.8 h	47	$1.4 \times 10^{15}$	$(n_{th}, \alpha)$	8.85	$\leq 0.03$	This work
$^{12}\text{Xe}$	36.4 d	170	$8.2 \times 10^{14}$	$(n_{th}, \alpha)$	7.85	$\leq 0.01$	6
$^{132}\text{Cs}$	6.5 d	130	$4.0 \times 10^{14}$	$(n_{th}, \alpha)$	6.98	$\leq 0.15$	6

Fig. 1. Energy spectrum of charged particles from a  $120\mu\text{Ci}$  target of  $^{37}\text{Ar}$  irradiated with thermal neutrons for 139 h

The beam extracted from the ion source was separated into its constituent masses by the ISOLDE isotope separator [7]. The selected beam was intercepted by a  $10\mu\text{m}$  thick foil of ultra-pure aluminium, and the  $60\text{keV}$  ions were implanted into a  $0.2\text{cm}^2$  area of the foil. The neutron irradiations were performed at the end of a  $87\text{m}$  curved neutron guide ( $10^9$  neutrons $\cdot\text{cm}^2\cdot\text{s}$ ) at the ILL high-flux reactor. The target position was viewed by a  $450\text{mm}^2$ ,  $100\mu\text{m}$

thick silicon surface-barrier detector with a resolution of  $35\text{keV}$  FWHM. The detector was placed  $45\text{mm}$  from the target, outside the neutron beam. The energy calibration was made with alpha particles from sources of  $^{241}\text{Am}$  ( $5.486\text{MeV}$ ) and  $^{232}\text{Th}$  ( $5.786$  and  $8.785\text{MeV}$ ). In addition to these standard sources the alpha peak from the  $^6\text{Li}(n_{th}, \alpha)^3\text{H}$  reaction ( $2.056\text{MeV}$ ) was also used. The energies, found for the proton and alpha peaks present in the  $^{37}\text{Ar}$

spectrum (Fig. 1), were corrected for the different energy losses of protons and alpha particles in the detector gold layer and in the aluminium foil. The electronic stopping power tables by Northcliffe and Schilling [14] were used for this correction. The centroids of the strong peaks found in Figure 1 were checked for a possible energy shift during the run. Any such shift was found to be less than 1 keV.

The number of target atoms (Table 1) for all but one of the five radioactive targets was determined by absolute counting of gamma-rays present in their decay. The exception was  $^{37}\text{Ar}$ , which decays by pure EC [15] to the ground state of the stable nuclide  $^{37}\text{Cl}$ , so the strongest detectable radiation is chlorine X-rays. Because of the low energy of the K X-rays, 2.62 keV, the  $^{37}\text{Ar}$  source was placed inside a vacuum chamber, in front of a 200 mm<sup>2</sup> intrinsic germanium detector with an energy resolution of 240 eV at 5.2 keV. The efficiency of this detector at the Cl X-ray energy was determined by extrapolation from the points obtained with an open source of  $^{54}\text{Mn}$  (K X-rays, 5.41, 6.00 keV) and the  $^{109}\text{Cd}$  source (L X-rays, 3.02 keV).

The number of  $^{37}\text{Ar}$  atoms at the start of the neutron irradiation was determined to be  $(1.98 \pm 0.30) \times 10^{13}$ .

### 3. Experimental Results

#### 3.1. Irradiation of 34.8d $^{37}\text{Ar}$

The charged particle spectrum obtained during a 139h bombardment of the  $^{37}\text{Ar}$  target is shown in Figure 1. A prominent feature of this spectrum is the large peak at 4.14 MeV, which we assign to alpha particles from the  $^{37}\text{Ar}(n_{th}, \alpha)^{34}\text{S}$  reaction. The other strong peaks in the spectrum are due to  $(n_{th}, \alpha)$  reactions in  $^6\text{Li}$  and  $^{10}\text{B}$  present as impurities in the aluminium foil and in the walls surrounding the detector. Since the impurities are homogeneously distributed in these materials their corresponding alpha peaks are broadened and have large low-energy tails. The increasing number of counts at lower energies is caused by a heavy gamma background originating from scattered neutrons.

The energy of the alpha particles from the  $^{37}\text{Ar}(n_{th}, \alpha)^{34}\text{S}$  reaction was determined to be  $4143 \pm 6$  keV. The corresponding  $Q_\alpha$  value of  $4630 \pm 7$  keV is in excellent agreement with the value  $4629.8 \pm 0.6$  keV taken from the 1977 Mass Evaluation [16]. No well-defined peak was found at the energy corresponding to the de-excitation of the capturing state by alpha emission to the 2.217 MeV first excited state in  $^{34}\text{S}$  [15], and the upper intensity limit of this alpha branch was determined to be 0.3% of the ground state branch.

A small peak with an energy of  $1558 \pm 12$  keV and a FWHM of 32 keV was found between the  $\alpha_0$  and  $\alpha_1$  background peaks from the  $^{10}\text{B}(n_{th}, \alpha)^7\text{Li}$  reaction. This region of the  $^{37}\text{Ar}$  spectrum, after subtraction of an exponential background, is shown in the inset of Figure 1. We assign this peak as being due to protons from the  $^{37}\text{Ar}(n_{th}, p)^{36}\text{Cl}$  reaction, since the corresponding  $Q_p$  value  $1600 \pm 12$  keV is in excellent agreement with the value  $1597 \pm 1$  keV found by Parks et al. [17] for the inverse reaction.

From the contents of the proton peak,  $4180 \pm 400$  counts, and of the alpha peak,  $119460 \pm 350$  counts, the ratio of the alpha to proton widths for the  $^{38}\text{Ar}$  capturing state was determined to be  $\Gamma_\alpha/\Gamma_p = 28.5 \pm 2.7$ .

The calibration of the neutron flux was made with a source of LiF, using the cross-section of  $941 \pm 4$  b for the  $^6\text{Li}(n_{th}, \alpha)^3\text{H}$  reaction [1].

The cross-sections for the  $(n_{th}, \alpha)$  and  $(n_{th}, p)$  reactions in  $^{37}\text{Ar}$  were determined to be  $1970 \pm 330$  b and  $69 \pm 14$  b, respectively.

#### 3.2. Irradiations of 45.5d $^{109}\text{Cd}$ , 16.8h $^{125}\text{Xe}$ , 36.4d $^{127}\text{Xe}$ , and 6.5d $^{132}\text{Cs}$

For all these nuclides the charged particle spectra recorded during the neutron irradiations showed no apparent peaks at the energies expected [16] for alpha particles from  $(n_{th}, \alpha)$  reactions. Only upper limits for the reaction cross-sections were obtained. All relevant information on these experiments is summarized in Table 1.

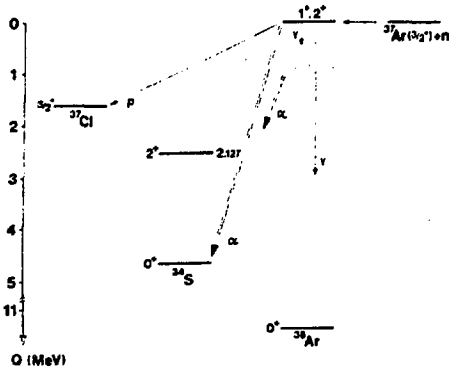
### 4. Discussion

With the large average level spacing [calculated [18] to be 8 keV at the neutron separation energy [16] 11.84 MeV] in the  $N=20$  nucleus  $^{38}\text{Ar}$ , one expects that only one excited state, close to the neutron separation energy, will contribute significantly to the capture cross-section. The ground-state spin and parity [15] of  $^{37}\text{Ar}$  is  $3/2^-$ , and the capturing state in  $^{38}\text{Ar}$  is consequently either  $1^+$  or  $2^+$  (Fig. 2). With the very large cross-section found for the  $(n_{th}, \alpha)$  reaction a  $1^-$  assignment is ruled out, since alpha emission from a  $1^-$  state to the  $0^-$  ground state of  $^{34}\text{S}$  is parity forbidden. We thus assign the  $^{38}\text{Ar}$  capturing state spin and parity as  $2^+$ . In the  $^{37}\text{Ar}$  spectrum (Fig. 1) there is no sign of the broad hump which is characteristic of the  $(n, \alpha)$  reaction. The upper limit of the cross-section for this reaction was determined to be 5 barns. Statistical model calculations of the average partial widths for  $2^+$  states in the region of the  $^{38}\text{Ar}$  capturing state



48

M. Asghar et al.: Thermal Neutron Induced Charged Particle Reactions

Fig. 2. Level scheme for the  $(n_{th}, z)$  and  $(n_{th}, p)$  reactions in  $^{37}\text{Ar}$ 

yield  $F_\alpha = 160 \text{ eV}$ ,  $F_\beta = 22 \text{ eV}$ , and  $F_\gamma = 1.2 \text{ eV}$ , indicating that alpha emission is the dominating decay mode for this state. Very little strength is then left to the primary gamma-rays in the  $(n, \gamma)$  process, making this process highly unfavourable despite the large  $(n_{th}, z)$  cross-section.

We are grateful to the Institute Laue-Langevin and to the ISO-LDE Collaboration for the facilities put at our disposal, and to O.C. Jonsson and R. Deltenre for the handling of the radioactive sources.

## References

1. Neutron cross-sections, BNL 325, 3rd ed., vol. 1 (1973)
2. Emsallem, A., Asghar, M.: *Z. Physik A* **275**, 157 (1975)
3. Emsallem, A., Phisoc, D.H., Chery, R., Asghar, M.: *Nuclear Phys. A* **231**, 437 (1974)
4. Asghar, M., Emsallem, A., Chery, R., Wagemans, C., D'Hondt, P., Deruytter, A.J.: *Nuclear Phys. A* **259**, 429 (1976)
5. Andersson, G., Asghar, M., Emsallem, A., Hagberg, E., Jonson, B.: *Phys. Letters* **61B**, 234 (1976)
6. Hagberg, E., Andersson, G., Asghar, M., Emsallem, A., Jonson, B.: *Proc. 3rd Internat. Conf. on Nuclei Far From Stability*, Cargèse (France), 1976 (CERN 76-13, 1976), p. 39.
7. Ravn, H.L., Carraz, L.C., Denimal, J., Kugler, E., Skarestad, M., Sundell, S., Westgaard, L.: *Nuclear Instrum. Methods* **139**, 267 (1976)
8. Asghar, M., Emsallem, A., Sjöstrand, N.G.: *Z. Physik A* **282**, 375 (1977)
9. Popov, Yu.P.: *Proc. Internat. Symp. on Neutron Capture, Gamma-ray Spectroscopy and Related Topics*, Petten (The Netherlands), 1974 (RCN, Petten, 1975), p. 379; Emsallem, A. and Asghar, M.: *ibid.*, p. 395
10. Alden, L., Kardou, B., Schult, O.W.B., Seyfarth, H., Wüst, N.: *Z. Physik A* **283**, 391 (1977)
11. Carraz, L.C., Haldorsen, I.R., Ravn, H.L., Skarestad, M., Westgaard, L.: *Nuclear Instrum. Methods* **148**, 217 (1978)
12. Hagebo, E., Kjelberg, A., Patzelt, P., Rudstam, G., Sundell, S.: *CERN 70-3* (1970), p. 93
13. Ravn, H.L., Sundell, S., Westgaard, L.: *Nuclear Instrum. Methods* **123**, 131 (1975)
14. Northcliffe, L.C., Schilling, R.F.: *Nuclear Data Tables* **7**, Nos. 3-4 (1970)
15. Endt, P.M., van der Leun, C.: *Nuclear Phys. A* **214**, 1 (1973)
16. Wapstra, A.H., Bos, K.: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **19**, No. 3 (1977)
17. Parks, P.B., Beard, P.M., Bilsch, E.G., Newson, H.W.: *Nuclear Phys.* **85**, 504 (1966)
18. Gilbert, A., Cameron, A.G.W.: *Canad. J. Phys.* **43**, 1446 (1965)
19. Truran, J.W., Cameron, A.G.W., and Hill, E.: *Proc. Internat. Conf. on the Properties of Nuclei Far From the Region of Beta-Stability*, Leysin, 1970 (CERN 70-30, 1970), p. 275

M. Asghar  
Institut Max von Laue-  
Paul Langevin  
BP156X Centre de Tri  
F-38042 Grenoble Cédex  
France

A. Emsallem  
Institut de Physique Nucléaire de Lyon  
43 Bd. du 11 Novembre 1918  
F69621 Villeurbanne  
France

E. Hagberg  
B. Jonson  
P. Tidemand-Petersson  
CERN, Division EP  
CH-1211 Geneva 23  
Switzerland

Study of the Reaction  $^{76}\text{Br}(n_{\text{th}}, p)^{76}\text{Se}$ 

G. Andersson\*, M. Asghar†, A. Emsallem‡, E. Hagberg§, B. Jonsson§ and P. Tidemand-Petersson¶

CERN, Geneva, Switzerland and Institut Laue-Langevin, Grenoble, France

Received April 25, 1978

## Abstract

Study of the reaction  $^{76}\text{Br}(n_{\text{th}}, p)^{76}\text{Se}$ . G. Andersson (Department of Physics, Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden), M. Asghar (Institut Laue-Langevin, Grenoble, France), A. Emsallem (Institut de Physique Nucléaire, Lyon, France), E. Hagberg, B. Jonsson and P. Tidemand-Petersson (CERN, Geneva, Switzerland). *Physica Scripta (Sweden)* 18, 165-166, 1978.

A target of 16.1 h  $^{76}\text{Br}$ , prepared by on-line isotope separation at the ISOLDE facility, CERN, has been exposed to thermal neutrons from the Grenoble high-flux reactor. Four proton branches from the capturing state at 11 MeV in  $^{76}\text{Br}$  to the  $0^+$  ground state and the three lowest  $2^+$  states of  $^{76}\text{Se}$  were observed. The total  $(n_{\text{th}}, p)$  cross-section was measured as  $224 \pm 42$  b and the  $Q$ -value for the reaction as  $5730 \pm 15$  keV.

The program [1-3] to study  $(n_{\text{th}}, p)$  and  $(n_{\text{th}}, \alpha)$  reactions in neutron-deficient nuclei, using targets prepared with the ISOLDE on-line separator facility at CERN and a thermal neutron beam from the high-flux reactor of Institut Laue-Langevin (ILL) in Grenoble, has continued with an experiment on 16.1 h  $^{76}\text{Br}$ . This nuclide was expected to constitute a good target for the  $(n_{\text{th}}, p)$  reaction, judging primarily from the favourable relation between the  $Q$ -value of the process (about 5.7 MeV) and the height of the Coulomb barrier (about 7.7 MeV). Further support was obtained from statistical-model calculations of partial level widths (with due recognition of the fact that the average properties predicted in this way may deviate considerably from those characteristic of individual states), which indicated the possibility of de-excitation to more than 95% by proton emission of the capturing state at  $11\,010 \pm 15$  keV [4] in  $^{76}\text{Br}$ . It was also noticed that the density of appropriate levels ( $1/2^-$  or  $3/2^-$  being formed from the  $1^+$  target nucleus) should be fairly high around that energy, favourably influencing the cross-section for thermal neutron capture.

A half-life of 16 h may seem rather short in view of the time it takes to transport the target from Geneva to Grenoble and to set up the experiment (about 8 h). By collecting the parent nuclide 14.8 h  $^{76}\text{Kr}$ , however, we could obtain the bromine isotope as a decay product, the similar periods of the two isobars implying a much longer effective target half-life. In fact, the timing was such that the amount of  $^{76}\text{Br}$  had not yet reached its flat maximum when the target was mounted at ILL.

The ISOLDE production data were as follows. A  $53\text{ g cm}^{-2}$  target of Nb powder, kept at  $2000^\circ\text{C}$ , was bombarded with a  $1.4\ \mu\text{A}$ , 600 MeV proton beam from the synchro-cyclotron (SC) machine. Of the continuously out-diffusing spallation

products, krypton isotopes were allowed to reach the isotope separator and be processed. During a 34 h collection,  $^{76}\text{Kr}$  was deposited in a  $10\ \mu\text{m}$  foil of ultrapure aluminium, forming a sample of about  $0.1\ \text{cm}^2$  area and containing  $5 \times 10^{12}$  atoms each of  $^{76}\text{Kr}$  and  $^{78}\text{Br}$  at the end of the collection.

The target thus prepared was exposed for 72 h in a thermal neutron flux of  $10^9\ \text{cm}^{-2}\ \text{s}^{-1}$  at ILL. Charged particles emitted within a solid angle of 1.1% of  $4\pi$  sr were recorded with a  $300\ \mu\text{m}$ ,  $300\ \text{mm}^2$  silicon surface barrier detector, energy calibrated by means of lines from the  $^6\text{Li}(n_{\text{th}}, \alpha)^3\text{H}$  reaction and the  $\alpha$  decays of  $^{237}\text{Np}$  and  $^{241}\text{Am}$ . Corrections have been applied for energy losses of the various particles in the detector surface layer and, as far as the capture experiment is concerned, in the aluminium layer covering the implanted atoms. We assign a systematic error of  $\pm 15$  keV in the energy determinations.

Figure 1 shows the relevant part of the spectrum obtained with the  $^{76}\text{Br}$  target. The resolution was impaired by the high total counting rate during the experiment, caused mainly by the radioactivity of the target, and was found to correspond to 40 keV FWHM.

One of the five prominent peaks, marked with an arrow in the figure, is known to be composed of the 4.769 and 4.786 MeV alpha lines of  $^{237}\text{Np}$ , contaminating the measuring chamber. The other four show up at energies expected [4, 5] for proton branches from the capturing state in  $^{76}\text{Br}$  to levels in  $^{76}\text{Se}$  (see Fig. 2).

A detailed analysis of the spectrum is made difficult by the presence of numerous background bumps, most often of unknown origin. The possibility of contributions from capture in  $^{76}\text{Kr}$  must, of course, be recognized. Whereas the protons following this process cannot have energies above 2 MeV, there might be alpha branches of 4.50, 4.47, 4.42, 4.36, and 4.10 MeV, of which the first two would fall within the  $p_3$  complex. Since the amount of  $^{76}\text{Kr}$  kept decreasing relative to that of  $^{76}\text{Br}$  during the experiment, a comparison between spectra taken at different times should reveal significant contributions from  $^{76}\text{Kr}(n_{\text{th}}, \alpha)^{76}\text{Se}$ . No such evidence has been found, however.

When the activity of the target was measured several months after the capture experiment, it turned out that a line-rich particle spectrum was still obtained, showing in particular that the high-energy satellites of the peaks  $p_1$ ,  $p_3$ , and  $p_6$  are, at least partly, due to long-lived alpha emitters. A well-defined peak at 5.12 MeV could be ascribed to  $^{206}\text{Po}$ , present as a 'memory' in the ISOLDE machine, and used in the decomposition of  $p_1$  after calculating its intensity back to the time of the neutron exposure. As to  $p_3$  and  $p_6$ , the contaminants have not been identified, and these complexes were resolved by fitting standard peak shapes. Especially the  $p_6$  intensity has to be assigned a considerable error, since in addition to being composite the peak rides on a high continuous background. It is

\* Department of Physics, Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden.

† Institut Laue-Langevin, Grenoble, France.

‡ Institut de Physique Nucléaire, Lyon, France.

§ The ISOLDE Collaboration, CERN, Geneva, Switzerland; on leave from Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden.

¶ The ISOLDE Collaboration, CERN, Geneva, Switzerland.

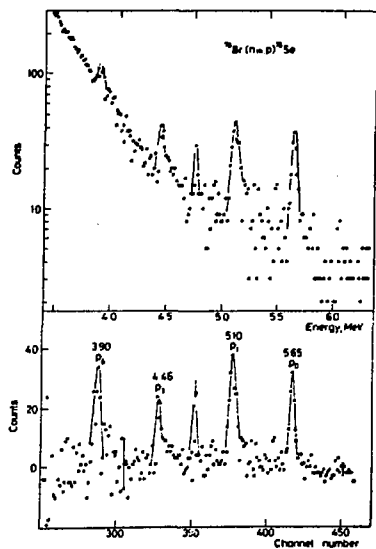


Fig. 1. The spectrum of charged particles obtained from a 72 h long neutron irradiation of the  $^{76}\text{Br}$  target (upper part) and the same spectrum after subtraction of an exponential background originating from the 3.5 mCi target (lower part). Two error bars at different energies in the lower spectrum show the statistical accuracy obtained after the background subtraction. The arrow indicates a background alpha peak from  $^{237}\text{Np}$  present as a contamination in the measuring chamber. The other four peaks have been identified as due to protons from the  $^{76}\text{Br}(n_{th}, p)^{76}\text{Se}$  reaction.

still worth noticing, however, that it is about as strong as  $p_0$  and  $p_1$ , although its energy is lower by 1.75 and 1.20 MeV, respectively. Unfortunately the intensity uncertainties are so great throughout as to make a detailed discussion of the relative level widths meaningless. May we just remark that the generally

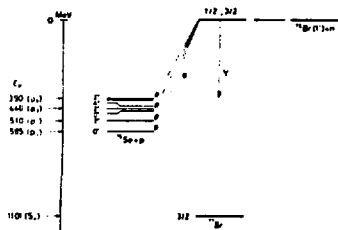


Fig. 2. Level scheme of the  $^{76}\text{Br}(n_{th}, p)^{76}\text{Se}$  reaction. The value was determined to be  $5730 \pm 15$  keV.

Table I

Peak	Energy (keV)		Contents counts	Cross-section (barn) <sup>a</sup>
	Expected [4, 5]	Measured		
$p_0$	5664	$5653 \pm 15$	$137 \pm 20$	$57 \pm 11$
$p_1$	5112	$5104 \pm 15$	$139 \pm 30$	$58 \pm 14$
$p_2$	4556	—	$< 20$	$< 8$
$p_3$	4464	$4457 \pm 15$	$90 \pm 30$	$37 \pm 13$
$p_4$	4350	—	—	—
$p_5$	3997	—	—	—
$p_6$	3899	$3903 \pm 20$	$175 \pm 60$	$72 \pm 26$
		Sum	$541 \pm 77$	$224 \pm 42$

<sup>a</sup> The errors were calculated from the peak content uncertainties and from a systematic error arising from the uncertainties of the neutron flux, the detection efficiency, and the number of target atoms.

favoured feeding of  $2^+$  states would seem to indicate that the capturing state is  $3/2^-$  rather than  $1/2^-$ .

With a target containing a time-dependent number  $n(t)$  of atoms, the reaction cross-section is determined as

$$\sigma = N/\phi\epsilon \int_{t_1}^{t_2} n(t) dt, \quad (1)$$

where  $N$  is the number of counts registered in the time interval  $t_2 - t_1$ .  $\phi$  is the neutron flux, and  $\epsilon$  the over-all detection efficiency. The integral was calculated as  $(4.14 \pm 0.40) \times 10^{17}$  s using simultaneously measured absolute activities of  $^{76}\text{Kr}$  and  $^{76}\text{Br}$  in the target. In order to obtain the product  $\phi\epsilon$ , an accurately known amount of  $^6\text{Li}$  was used as target under otherwise identical experimental conditions, and the count rate of 2.73 MeV tritons from the well-known  $^6\text{Li}(n_{th}, \alpha)^3\text{H}$  reaction recorded, yielding  $\phi\epsilon = (5.85 \pm 0.43) \times 10^{-18} \text{ b}^{-1} \text{ s}^{-1}$ . The final results of the spectrum analysis are collected in Table I.

From the particle energies  $p_0$ ,  $p_1$ , and  $p_3$  we determine the energy available for proton emission from the neutron capturing state in  $^{76}\text{Br}$  to be  $5730 \pm 15$  keV. This is to be compared with the adjusted  $Q$ -value of  $-5738.4 \pm 15$  keV reported [4] for the inverse reaction  $^{76}\text{Se}(p, n)^{76}\text{Br}$ .

### Acknowledgements

The authors gratefully acknowledge the facilities put at their disposal by the Institut Laue-Langevin and the support received from the Swedish Natural Science Research Council.

### References

- Andersson, G., Asghar, M., Emsallem, A., Hagberg, E. and Jonson, B., Phys. Lett. **61B** 234 (1976).
- Hagberg, E., Andersson, G., Asghar, M., Emsallem, A. and Jonson, B., Proc. 3rd Internat. Conf. on Nuclei far from Stability, Cargèse (France), 1976 (CERN 76-13, 1976), p. 39.
- Asghar, M., Emsallem, A., Hagberg, E., Jonson, B. and Tidemand-Petersson, P., submitted to Zeitschrift für Physik.
- Wapstra, A. H. and Bos, K., Nuclear Data **19:3** (1977). (The 1977 Mass Evaluation.)
- Bertrand, I. E. and Auble, R. L., Nuclear Data Sheets **19**, 507 (1976).

THERMAL NEUTRON CAPTURE EXPERIMENTS WITH RADIOACTIVE TARGETS

E. Hagberg <sup>A)</sup>, G. Andersson <sup>A)</sup>, M. Asghar <sup>\*\*)</sup>, A. Emsalle <sup>+) and B. Jonson <sup>\*,+)</sup>.</sup>

\* Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden

\*\* Institut Laue-Langevin, Grenoble, France

+ Institut de Physique Nucleaire, Lyon, France

++ CERN, Geneva, Switzerland

ABSTRACT

ISOLDE-prepared targets of neutron deficient  $34.5 \text{ d } ^{84}\text{Rb}$ ,  $36.4 \text{ d } ^{127}\text{Xe}$  and  $6.5 \text{ d } ^{132}\text{Cs}$  have been used to search for  $(n_{\text{th}}, p)$  and  $(n_{\text{th}}, \alpha)$  reactions. Two proton branches, representing a cross-section  $\sigma_p = 1212 \text{ b}$ , were observed with  $^{84}\text{Rb}$ . In the other cases only upper cross-section limits for alpha emission were obtained. Possibilities of extending the work to shorter-lived nuclei are discussed.

1. Introduction

Nuclear reaction experiments have in a limited number of cases been performed with long-lived radioactive targets. It may be of interest to mention, however, that already at the first far-off-stability conference (Lysekil 1966) an extended use of such targets was discussed<sup>1)</sup>. With the improved production capacity<sup>2)</sup> of the ISOLDE on-line isotope separator facility, nuclear reaction studies are now becoming feasible for a large number of nuclides, including more short-lived ones. With the present proton intensity ion beams of nA strengths are available for several isotopes. As an example a 48 hour collection of the most abundant cesium isotopes gives more than  $10^{15}$  atoms. With a typical size of the beam spot of 2 mm diameter this corresponds to the order of  $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  of radioactive target material.

In the present investigation the emission of charged particles from compound nuclear states populated in thermal neutron capture have been studied. Both proton<sup>3,4)</sup> and alpha<sup>5,6,7)</sup> emission from such reactions have previously been observed for a small number of stable or very long-lived nuclides.

A process related to  $(n, p)$  and  $(n, \alpha)$  reactions is the emission of charged particles from highly excited states fed in the  $\beta$ -decay of very neutron deficient nuclides, delayed particle emission, which has been studied extensively during the past few years<sup>8,9)</sup>. The particle emitting states lie in the resonance energy region with high level densities, and the  $\beta$ -decay populates states over the whole excitation spectrum. The particle spectra show smooth intensity distributions, and with the present detector resolution one cannot observe the individual states. The neutron capture reactions, of the type described in this paper, adds to the knowledge of these highly excited states.

2. Target preparation and experimental technique

The radioactive targets were produced at the ISOLDE facility at the CERN SC. The neutron irradiations have been done at the Institut Laue-Langevin in Grenoble, confining us to reactions with long-lived target nuclides. The extracted beam of thermal neutrons used here had an intensity of  $10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . The charged particles were detected with a singles counter at a distance of about 50 mm from the target position. The resulting spectra always showed an increase in the count rate at low energies caused by the strong target activity and by reactions between scattered neutrons and the material in the surroundings of the detector. Background peaks from reactions with lithium and boron were also seen and used as an internal energy calibration.

Up to now three different radioactive targets,  $^{84}\text{Rb}$ ,  $^{127}\text{Xe}$  and  $^{132}\text{Cs}$ , have been irradiated at the ILL.

3. Experimental results

3.1. Irradiation of  $34.5 \text{ d } ^{84}\text{Rb}$

The first opportunity to neutron irradiate an ISOLDE-produced radioactive target came in November 1975, when nearly  $10^{14}$  atoms of  $^{84}\text{Rb}$  were collected on a  $10 \mu\text{m}$  foil of ultra-pure aluminium during a 20 hour run. The  $^{84}\text{Rb}$  target was subsequently irradiated for 94.5 hours. The charged-particle spectrum obtained with a  $220 \mu\text{m}$  silicon surface barrier detector (26 KeV FWHM) is given in Fig 1. Well-known peaks due to reactions with boron and lithium, present as impurities, can be identified in the spectrum. The two peaks at 3.41 and 2.54 MeV, however, cannot be ascribed to any impurity, but they correspond well to the expected positions  $^{10,11)}$  of proton branches from the capturing state in  $^{85}\text{Rb}$  to the  $0^+$  ground state and the  $2^+$  first excited state of  $^{84}\text{Kr}$  (Fig. 2). The  $Q_p$  of the

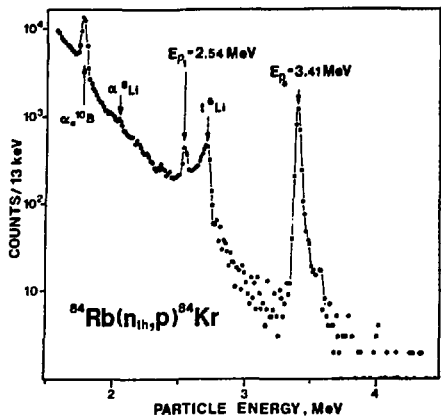


Fig. 1. Energy spectrum of charged particles from a 0.43  $\mu$ Ci  $^{84}\text{Rb}$  target irradiated with thermal neutrons. The peaks at 3.41 and 2.54 MeV have been identified as protons from the  $^{84}\text{Rb}(n_{\text{th}},p)^{84}\text{Kr}$  reaction feeding the ground state ( $0^+$ ) and first excited state ( $2^+$ ) in  $^{84}\text{Kr}$ .

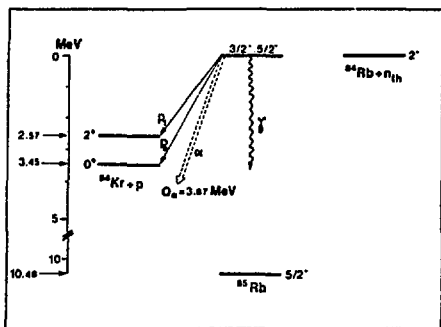


Fig. 2. Level scheme of the  $^{84}\text{Rb}(n_{\text{th}},p)^{84}\text{Kr}$  reaction. The neutron separation energy is known to be 10.48 MeV [1], and the Q value for proton emission to the  $0^+$  state has been determined as 3.45 $\pm$ 0.01 MeV. The Q value for alpha-emission is calculated from literature [1] to be 3.67 MeV.

determined as 3.45 $\pm$ 0.01 MeV is consistent with the value 3.461 $\pm$ 0.003 MeV obtained by adding the neutron-proton mass difference to the  $Q_{\beta}$  value of  $^{85}\text{Rb}$  [2].

The number of counts in the two proton peaks, 3300 $\pm$ 100 and 700 $\pm$ 100, gives the ratio of the level widths as  $\Gamma_p(0^+)/\Gamma_p(2^+) = 4.7\pm 0.7$ . One cannot, however, make an unambiguous spin assignment of the capturing state based on this ratio [1].

The product of neutron flux and detec-

tor efficiency was determined with an accurately weighed amount of lithium using the well-known reaction  $^6\text{Li}(n_{\text{th}},\alpha)^3\text{H}$ . The average number of  $^{84}\text{Rb}$  atoms present during the irradiation was determined to be  $(6.8\pm 0.7) \times 10^{13}$ , and the  $(n_{\text{th}},p)$  cross-section could be calculated as  $\sigma_p = 12\pm 2$  b.

The  $^{84}\text{Rb}(n_{\text{th}},\alpha)^{81}\text{Br}$  reaction is also energetically allowed and would give alpha particles with the main peak at 3.69 MeV energy. No peak at this position in the spectrum was found, giving an upper limit to the  $(n_{\text{th}},\alpha)$  cross-section of 60 mb.

A more detailed account of the  $^{84}\text{Rb}$  experiment has recently been published [1].

### 3.2. Irradiation of 36.4 d $^{127}\text{Xe}$

The capturing state in  $^{127}\text{Xe}$  has a  $Q_{\beta}$  value of 1.45 MeV and a  $Q_{\alpha}$  value of 7.84 MeV [1]. The  $(n_{\text{th}},\alpha)$  reaction was therefore expected to be more probable than the  $(n_{\text{th}},p)$  reaction for this nuclide (Fig. 3).

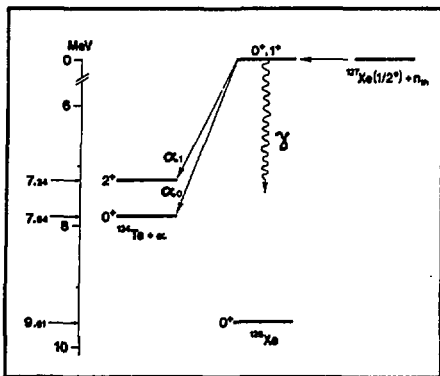


Fig. 3. Level scheme of the  $^{127}\text{Xe}(n_{\text{th}},\alpha)^{124}\text{Te}$  reaction. The neutron separation energy, 9.61 MeV, and the Q value for alpha-emission to the  $0^+$  state, 7.84 MeV, are calculated from literature [1].

More than  $10^{15}$  atoms of 6.2 h  $^{127}\text{Cs}$  were collected in a 3 day run. After a waiting time of 23 days,  $8.2 \times 10^{14}$  atoms of  $^{127}\text{Xe}$  were irradiated for 170 hours at the ILL. No clearly discernible peak for alphas from the capturing state to the  $0^+$  ground state (7.58 MeV alphas) or the  $2^+$  first excited state (7.00 MeV alphas) was seen in the spectrum, giving an upper limit to the  $(n_{\text{th}},\alpha)$  cross-section of 10 mb. The  $1/2^+$  ground state of  $^{127}\text{Xe}$  permits a capturing state of either  $0^+$  or  $1^+$ . Note that alpha de-excitation of the  $1^+$  state to the ground state of  $^{124}\text{Te}$  is parity forbidden.

### 3.3 Irradiation of 6.5 d $^{132}\text{Cs}$

Nearly  $10^{15}$  atoms of  $^{132}\text{Cs}$  were collected in a 36 hour run and subsequently irradiated for 130 hours. Due to the lock

of a surface barrier detector of suitable thickness the intense activity of the target ( $\approx 30$  mCi) resulted in a strong background. No significant amount of 6.74 MeV alphas<sup>11</sup>) from the  $^{132}\text{Cs}(n_{\text{th}},\alpha)^{129}\text{I}$  reaction was detected and on account of the strong background the upper limit of the  $(n_{\text{th}},\alpha)$  cross-section was determined to have the high value 150 mb.

#### 4. Future possibilities

Several other targets are on our waiting list for neutron capture experiments. However, all these except one belong to the region close to stability. The exception is 16.1 h  $^{76}\text{Br}$  which can be obtained from 14.6 h  $^{76}\text{Kr}$  produced at ISOLDE. Due to the similarity in the half-lives, the amount of  $^{76}\text{Br}$  will continue to increase during the transportation to the irradiation facility in Grenoble and remain nearly constant for several half-lives. The de-excitation of the capturing state in  $^{77}\text{Br}$  should proceed to almost 100% by proton emission, making this nuclide a most promising candidate for proton emission. The  $(n_{\text{th}},p)$  cross-section is estimated to be of the order of 100 barns.

Other very neutron deficient nuclides cannot be investigated with the present experimental technique, because their short half-lives will not permit them to survive the long transportation time. Any attempt to extend  $(n_{\text{th}},p)$  and  $(n_{\text{th}},\alpha)$  reaction studies away from stability must therefore incorporate an on-line neutron facility, that is a possibility to neutron irradiate the produced nuclei during their collection. Such a neutron generator is bound to have a much weaker flux than the facility in Grenoble. A feasibility study<sup>14</sup>) has been made in order to see to what extent the increasing  $(n_{\text{th}},p)$  and  $(n_{\text{th}},\alpha)$  cross-sections with increasing neutron deficiency can compensate for the weaker neutron flux. In this study a radioactive target is produced in a 48 hour run with the present ISOLDE intensities. In the off-line case the target is transported during a time of 8 hours, before it is exposed to a thermal neutron flux of  $10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  for 100 hours. In the on-line case the target is irradiated with  $10^7 \text{ neutrons cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  during the 48 hour long collection. The result of this investigation for  $(n_{\text{th}},p)$  reactions in a number of Rb isotopes is shown in Fig. 4. Off-line irradiation is seen to be the favourable mode of operation for the long-lived isotopes close to stability. On-line irradiation becomes the only possibility for neutron deficient nuclides and results in an appreciable number of detected protons from a surprisingly large number of isotopes, including isotopes very far from the stability line.

The result from the investigation of other elements (Ce, Eu, Hg) also show this trend.

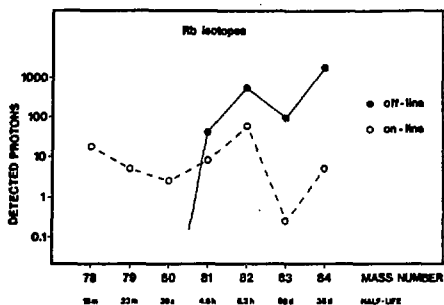


Fig. 4. The estimated number of protons to be detected from  $(n_{\text{th}},p)$  reactions in radioactive Rb isotopes using either a 48 hour irradiation of the collecting position with  $10^7$  neutrons  $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (on-line), or a 48 hour collection, 8 hour transportation and 100 hour irradiation of the collected sample with  $10^9$  neutrons  $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (off-line).

Figures 1 and 2 are reproduced with due permission from the publisher, North-Holland Publishing Company.

#### References

1. J.P. Bondorf, Arkiv Fysik 36 (1966) 681.
2. H. Ravn, These proceedings.
3. Neutron cross-sections, BNL 325, 3rd ed., Vol. 1 (1973).
4. J. McDonald and M.G. Sjöstrand, Atomkernenergie 27 (1976) 112.
5. R.D. McFarlane and J. Almodovar, Phys. Rev. 127 (1962) 1665.
6. J. Kvitek and Yu. P. Popov, Phys. Lett. 22 (1966) 186.
7. A. Emsallem, Do Huu Phuoc, R. Chery and M. Asghar, Nucl. Phys. A231 (1974) 437.
8. B. Jonson, E. Hagberg, P.G. Hansen, P. Hornshøj and P. Tidemand-Petersson, These proceedings.
9. J.C. Hardy, These proceedings.
10. Nuclear Data Sheets B5 (1971).
11. A.H. Wapstra and N.B. Gove, The 1971 mass evaluation, Nuclear data tables 9, No. 4-5 (1971).
12. L. M. Langer, E.H. Spejewski and D.E. Wortman, Phys. Rev. B133 (1964) 1145.
13. G. Andersson, M. Asghar, A. Emsallem, E. Hagberg and B. Jonson, Phys. Lett. 61 (1976) 234.
14. G. Andersson and E. Hagberg (unpublished).

OBSERVATION OF PROTON EMISSION FOLLOWING  
THERMAL NEUTRON CAPTURE IN 34.5 d  $^{84}\text{Rb}$ 

G. ANDERSSON\*

*CERN, Geneva, Switzerland*

M. ASGHAR

*Institut Laue-Langevin, Grenoble, France*

A. EMSALLEM

*Institut de Physique Nucléaire, Lyon, France*

E. HAGBERG

*Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden*

and

B. JONSON

*CERN, Geneva, Switzerland**and Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden*

Received 16 February 1976

Using a target prepared by on-line isotope separation, thermal neutron capture in  $^{84}\text{Rb}$  ( $J^\pi = 2^-$ ) has been shown to induce proton emission to the ground state ( $0^+$ ) and first excited state ( $2^+$ ) of  $^{84}\text{Kr}$ . The branching ratio was measured as  $\Gamma_p(0^+)/\Gamma_p(2^+) = 4.7 \pm 0.7$ , favouring a  $3/2^-$  assignment of the capturing state without excluding  $5/2^-$ , and the  $(n_{\text{th}}, p)$  cross section as  $12 \pm 2$  b. The energy available for the process was determined to be  $3.45 \pm 0.01$  MeV, in agreement with other mass data in the region.

Irradiation with thermal neutrons is known [1, 2] to induce  $(n_{\text{th}}, p)$  reactions in a limited number of low-mass nuclides. Higher up in the periodic system the difference between the neutron and proton separation energies of the compound nucleus, is if not negative, too small compared to the height of the Coulomb barrier for this process to be observed. This statement, however, is no longer valid if neutron deficient target nuclides are taken into consideration. Within a series of even-mass or odd-mass isotopes the separation energies of charged particles tend to decrease with decreasing neutron number and that of neutrons (and hence the excitation energy of the compound nucleus) to increase [3]. Both effects contribute to make proton-emissive (as well as  $\alpha$ -emissive) thermal neutron cap-

ture, in general, increasingly energy favoured.

The prospect of widening the field of research, in this way, has recently become of more than academic interest, due to the improved production capacity of the ISOLDE isotope separator facility [4], attached on-line with the reconstructed CERN synchro-cyclotron [5]. With separated radioactive ion beams reaching in some cases nA strengths, it is possible to collect samples of up to about  $10^{16}$  atoms in runs of normal length (1-2 d).

In order to select suitable targets for  $(n_{\text{th}}, p)$  and/or  $(n_{\text{th}}, \alpha)$  reactions, a systematic search [6] has been made among neutron deficient medium-weight and heavy nuclides, using statistical model calculated level densities and partial level widths to obtain rough estimates of off-resonance cross sections. With the additional condition of a reasonably long half-life, 34.5 d  $^{84}\text{Rb}$  turned out to be one of the most promising candidates for proton emission.

\* Permanent address: Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden.

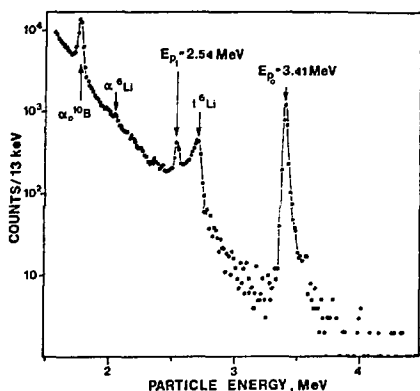


Fig. 1. Energy spectrum of charged particles from a 0.43 mCi  $^{84}\text{Rb}$  target irradiated with thermal neutrons (flux:  $10^9 \text{ n cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ ). The peaks at 3.41 and 2.54 MeV have been identified as protons from the  $^{84}\text{Rb}(n_{\text{th}}, p)^{84}\text{Kr}$  reaction feeding the ground state ( $0^+$ ) and first excited state ( $2^+$ ) in  $^{84}\text{Kr}$ . In addition, peaks due to impurities of boron (1.78 MeV  $\alpha$ ) and lithium (2.05 MeV  $\alpha$  and 2.73 MeV  $^3\text{H}$ ) are seen in the spectrum. (The 1.46 MeV  $\alpha_1$  line from the boron reaction was also observed, but is not included in the figure.) The increasing count rate towards lower energies is caused mainly by charged particles from reactions of scattered neutrons with materials in the surroundings of the detector. The radioactivity from the target contributes substantially to the background well below 1 MeV. Summing effects, however, give rise to counts also at higher energies and may account for some distortion of the lines in the spectrum.

During a 20 h run of the ISOLDE facility (700 nA proton current on target of molten Y-La alloy, 63 g Y/cm $^2$ ), nearly  $10^{14}$  atoms of  $^{84}\text{Rb}$  were deposited within an area of 0.5 cm $^2$  in a 10  $\mu\text{m}$  foil of ultra-pure Al. The sample was subsequently placed in a thermal neutron flux of  $10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  at the high-flux reactor of the Institute Laue-Langevin in Grenoble, and a 220  $\mu\text{m}$  silicon surface barrier detector, subtending a solid angle of 2% of  $4\pi$ , was set to detect charged particles of energy below 6 MeV. The experimental set-up was essentially the one used in studies of ( $n_{\text{th}}, \alpha$ ) reactions with stable target nuclides [7].

In the spectrum from a 94.5 h irradiation (fig. 1), well-known peaks due to reactions with boron and lithium, present as impurities, can be identified. Contrary to these, the peaks at 3.41 and 2.54 MeV did

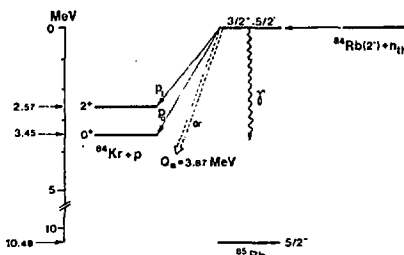


Fig. 2. Level scheme of the  $^{84}\text{Rb}(n_{\text{th}}, p)^{84}\text{Kr}$  reaction. The neutron separation energy is known [3] to be 10.48 MeV and the  $Q$ -value for protons to the  $0^+$  state has been determined as  $3.45 \pm 0.01$  MeV. The  $Q$ -value for  $\alpha$ -emission is calculated from literature [3] to be 3.87 MeV.

not show up in runs with a blank Al backing. However, they correspond well to the expected positions [3, 8] of proton branches from the capturing state in  $^{85}\text{Rb}$  to the  $0^+$  ground state and first excited  $2^+$  state of  $^{84}\text{Kr}$  (fig. 2). The energy difference after recoil correction is found to be  $878 \pm 4$  keV, in satisfactory agreement with the adopted [8] excitation energy of 881.5 keV. This is taken as a confirmation of the interpretation made here.

Because of a slow change in the peak positions towards lower channel numbers during the run, the absolute proton energies could not be determined with an accuracy representative of the detector characteristics (26 keV FWHM for  $\alpha$ -particle calibration peaks). The  $Q_p$  value obtained after correction for the drift,  $3.45 \pm 0.01$  MeV, is still consistent with  $3.462 \pm 0.007$  MeV, as derived from mass tables [3]. It should be remarked that the implantation into Al of the Rb ions accelerated to 60 keV is equivalent to an absorbing layer of about  $4 \times 10^{-2} \mu\text{m}$  thickness, which gives an average energy degradation of  $< 1$  keV for the protons concerned. The peaks due to reactions in impurity atoms homogeneously distributed throughout the backing, on the other hand, are expected to be significantly broadened and shifted in energy.

The number of counts in the two proton peaks,  $3300 \pm 100$  and  $700 \pm 100$ , gives the ratio of the level widths as  $\Gamma_p(0^+)/\Gamma_p(2^+) = 4.7 \pm 0.7$ . Since the ground-state spin and parity of  $^{84}\text{Rb}$  is known to be  $2^-$ , the capturing state can be either  $3/2^-$  or  $5/2^-$ . Statistical-model calculations [6] predict  $\Gamma_p(0^+)/$



$\Gamma_p(2^+)$  to be 7.9 and 0.36, respectively, for the two alternatives, and thus clearly seem to suggest a  $3/2^-$  assignment. The calculated values, however, represent averages over a large number of states with the same spin and parity, whereas the experiment measures the ratio of two individual transition probabilities. These are subject to Porter-Thomas fluctuations, which calls for some care in the interpretation of the result. From a calculation [9] based on the distribution function of the quantity  $\Gamma_p(0^+)/\Gamma_p(2^+)$  one finds an appreciable probability (17%) for a  $5/2^-$  state to give a value greater than or equal to the one obtained experimentally. Therefore the  $3/2^-$  assignment of the capturing state cannot be considered as unambiguous.

In order to determine the  $(n_{th}, p)$  cross section, the  $^{84}\text{Rb}$  target was replaced by an accurately weighted amount of  $\text{Li}$  ( $13.4 \pm 1.0 \mu\text{g LiF}$ ) and the count rate of 2.73 MeV tritons from the  $^6\text{Li}(n_{th}, \alpha)^3\text{H}$  reaction recorded as  $18959 \pm 200 \text{ min}^{-1}$ . Using a cross section for this process [1] of  $941 \pm 4 \text{ b}$  and knowing from radioassay the average number of target atoms during the  $^{84}\text{Rb}$  run to be  $(6.8 \pm 0.7) \times 10^{13}$ , we calculate the  $(n_{th}, p)$  cross section as  $\sigma_p = 12 \pm 2 \text{ b}$ . The error includes a  $\pm 2\%$  variation with time of the neutron flux.

The high-energy tail of the 3.41 MeV proton line is seen (fig. 1) to have a peculiar shape. Although its contribution to the intensity uncertainty is minor, it would still be desirable to be able to explain this part of the spectrum in detail. It is interesting in this context to observe that the  $^{84}\text{Rb}(n_{th}, \alpha)$  reaction is energetically allowed and would contribute  $\alpha$ -particles mainly of 3.69 and 3.42 MeV energy, feeding the  $3/2^-$  ground state and  $5/2^-$  first excited state of  $^{81}\text{Br}$ . The indication of a peak at 3.59 MeV cannot, however, be interpreted in this way, the energy being too far from those of the hypothetical  $\alpha$ -particle lines, even if a correction is made for an average energy loss in the backing of 7 keV for  $\alpha$ -particles of this energy. For the ground-state transition, the experiment puts an upper limit to the level width as  $\Gamma_\alpha(3/2^-)/\Gamma_p(0^+) < 5 \times 10^{-3}$ , to be compared with a calculated ratio of  $2 \times 10^{-8}$ . The 3.42 MeV branch is predicted to be still weaker,  $\approx 6 \times 10^{-10}$ , relative to ground-state pro-

ton emission. It thus seems most unlikely that it could be responsible for any asymmetry of the 3.41 MeV proton peak.

There is in this case, however, at least one effect that may cause proton counts to fall slightly above a normal-shaped peak: coincidence of a proton with an electron due to the target radioactivity. The distribution of energies deposited in the actual detector by positrons from  $^{84}\text{Rb}$  (end points at 0.8 and 1.7 MeV) is expected to peak at about 80 keV. Addition of this amount to the proton energy could account for the irregularity visible at  $\approx 3.50 \text{ MeV}$ . The structure at higher energies may possibly be ascribed to statistical variations in a combination of summing effects and the general background caused by neutron induced reactions in various parts of the apparatus. In future studies of this kind it is obviously important to improve further the detection conditions by, for instance, careful choice of construction materials, reduction of resolving times, and magnetic enhancement of charged baryon detection relative to that for electrons.

The authors are grateful to the Institute Laue-Langevin for the facilities put at their disposal. The work was supported by the Swedish Atomic Research Council.

## References

- [1] Neutron cross sections, BNL 325, 3rd ed., Vol. 1 (1973).
- [2] J. McDonald and N.G. Sjöstrand, *Atomkernenergie*, to be published.
- [3] A.H. Wapstra and N.B. Gove, *The 1971 mass evaluation, Nuclear Data Tables A9 (1971) 267 and 303*.
- [4] H.L. Ravn, S. Sundell and L. Westgaard, *Nucl. Instr.* 123 (1975) 131 for a recent list of references.
- [5] H. Beger et al., *Proc. 7th Intern. Cyclotron Conf., Zürich 1975* (Birkhäuser Verlag, Basel and Stuttgart, 1975) 49.
- [6] G. Andersson and E. Hagberg (unpublished).
- [7] A. Emsalleem, Do Huu Phuoc, R. Chery and M. Asghar, *Nucl. Phys. A231 (1974) 437*.
- [8] R.L. Auble, *Nuclear Data Sheets B5 (1971) 109*.
- [9] P.G. Hansen and B. Jonson, private communication (1975).

EMISSION DE PARTICULES ALPHA PAR DES NIVEAUX

DE HAUTE ENERGIE DU  $^{65}\text{Zn}$  ;  $^{68}\text{Zn}$  et  $^{78}\text{Se}$  \*

A. EMSALLEM

Institut de Physique Nucléaire (IN2P3), Université Claude Bernard Lyon I  
43, Bd du 11 Novembre 1918, 69621 - Villeurbanne, France.

M. ASGHAR

Institut Laue-Langevin  
38042 Grenoble, France

Abstract : The  $(n, \alpha)$  reaction spectroscopical data are reported on  $^{64}\text{Zn}$ ,  $^{67}\text{Zn}$  and  $^{77}\text{Se}$ . The  $^{64}\text{Zn}(n, \alpha)^{61}\text{Ni}$  and  $^{67}\text{Zn}(n, \alpha)^{64}\text{Ni}$  showed up one line each corresponding to the excited state transition with a cross section of  $11 \pm 2 \mu\text{b}$  and  $159 \pm 20 \mu\text{b}$  respectively. In the case of  $^{77}\text{Se}(n, \alpha)^{74}\text{Ge}$ , transitions to the ground the excited states are present with cross sections of  $940 \pm 20 \mu\text{b}$  and  $30 \pm 5 \mu\text{b}$  respectively. The cross-section data are compared with the results obtained with the statistical model calculation.

Nuclear reactions  $^{64, 67}\text{Zn}(n, \alpha)$  ;  $^{77}\text{Se}(n, \alpha)$

$E$  = thermal measured  $\sigma(E_\alpha)$ ,  $^{74}\text{Ge}$  levels, natural and enriched targets.

\* sera soumis prochainement pour publication.

## INTRODUCTION

Nous étudions de manière systématique l'émission de particules chargées après la capture de neutrons thermiques (réf. 1). Bien que ces réactions présentent de faibles sections efficaces, leur étude fournit des informations utiles sur le mécanisme d'émission de particules chargées par le noyau composé.

Les réactions  $(n, \alpha)$  sur les isotopes de Zn ont été étudiées il y a 25 ans par H. FARAGGI et BERNAS (réf. 2) d'une part et par HANNI et ROSSEL d'autre part (3) qui utilisaient une émulsion photographique comme détecteur. Cette méthode de détection extrêmement sensible devait permettre, en principe, de mesurer des sections efficaces de réaction  $(n, \alpha)$  très inférieures à  $1 \mu b$ , cependant des difficultés d'étalonnage conduisaient à des résultats contradictoires.

L'étude de ces réactions a été possible grâce aux qualités (pureté et intensité) du faisceau de neutrons que l'Institut Laue-Langevin de Grenoble a mis à notre disposition.

## I - METHODES EXPERIMENTALES

Ce travail a été effectué à l'extrémité d'un guide courbe de neutrons long de 87 mètres du réacteur à Haut Flux de Grenoble. Le flux de neutrons est  $\phi_{th} \approx 10^9$  neutrons  $cm^{-2} s^{-1}$ , avec un rapport cadmium  $\phi_{th} / \phi_{epi} \approx 10^6$ . L'intensité du flux de rayons gamma est diminué à l'extrémité d'un facteur  $10^6$ . L'énergie des particules est mesurée par un détecteur à barrière de surface de  $450 mm^2$  et  $100 \mu$  d'épaisseur utile. Le détecteur est placé à 5 cm du centre de la cible à l'extérieur du faisceau de neutrons, dans le vide. La résolution est  $\approx 40$  KeV pour les particules  $\alpha$  et le faible bruit de fond permet de mesurer des sections efficaces égales à quelques microbarns dans de bonnes conditions.

## II - LES CIBLES ET LES ETALONNAGES

Le tableau I donne quelques détails sur les cibles utilisées.

Les cibles enrichies de  $^{64}\text{Zn}$ ,  $^{67}\text{Zn}$  et  $^{77}\text{Se}$  ont été préparées par implantation sur le séparateur d'isotopes de Lyon. Toutes les cibles sont déposées sur un support d'aluminium épais de  $10\ \mu$  et couvrant tout le faisceau de neutrons.

L'étalonnage en énergie et en intensité est fait par rapport à la réaction  $^6\text{Li} (n, \alpha) t$  ( $E_\alpha = 2.055\ \text{MeV}$ ,  $E_p = 2.727\ \text{MeV}$ ,  $\sigma_\alpha = 940 \pm 4\ \text{b}$ ) en utilisant une cible mince de fluorure de lithium de  $13,4 \pm 1\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ .

## III - RESULTATS

Les figures I, II et III présentent les spectres obtenus avec le Zn naturel, le  $^{64}\text{Zn}$  et le  $^{67}\text{Zn}$ . La figure IV présente le spectre du  $^{77}\text{Se}$ .

L'ensemble des résultats est présenté sur le tableau II.

Les valeurs théoriques des sections efficaces sont calculées, d'après le modèle statistique, par la méthode que nous avons décrite par ailleurs (réf. I). Le modèle statistique permet de prévoir très correctement la valeur moyenne des sections efficaces ainsi que la dispersion des résultats autour de la valeur moyenne calculée.

### III. 1 - La réaction $^{64}\text{Zn} (n, \alpha) ^{61}\text{Ni}$

Les résonances du  $^{64}\text{Zn}$  sont de spin demi-entier. Dans ce cas aucune transition ne peut être interdite par les règles de sélection sur la parité. La comparaison des résultats expérimentaux et des valeurs calculées pour le  $^{64}\text{Zn}$  met clairement en évidence l'absence des transitions  $\alpha_0$  vers l'état fondamental et  $\alpha_2$  vers le 2ème état excité.

L'absence de ces transitions ne peut pas être expliquée par les règles de sélection sur le moment angulaire et la parité ; nous examinons maintenant dans quelle mesure elle pourrait être expliquée par les fluctuations statistiques. Les transitions  $\alpha$  à partir d'un niveau de spin  $1/2$  se font avec une seule valeur permise du moment angulaire  $L$ , ces transitions correspondent à un seul degré de liberté. C'est-à-dire que si nous considérons un grand nombre de transitions de ce type les valeurs expérimentales fluctuent autour de la valeur théorique de telle sorte que les valeurs de  $W = \sigma \exp/\sigma_{th}$  se répartissent suivant une distribution de Porter-Thomas (4).

Pour la transition  $\alpha_1$  vers le premier état excité nous trouvons  $W = \frac{1}{5}$  ce qui est bien compatible avec les fluctuations statistiques prévues. Nous étudions (réf. 5) l'ensemble de toutes les transitions  $\alpha$  que nous avons observées et nous montrons qu'elles satisfont bien à une distribution de Porter-Thomas.

La transition  $\alpha_2$  vers le 2ème état excité n'apparaît pas, mais elle correspond à  $W = \frac{1}{32}$ , une valeur aussi faible n'est pas anormale, l'absence de cette transition peut être due aux fluctuations statistiques.

La transition  $\alpha_0$  vers l'état fondamental du  $^{61}\text{Ni}$  correspond à  $W < \frac{1}{445}$ , la probabilité de trouver une valeur aussi faible est inférieure à 1%. Il est donc probable que l'absence de cette transition ne soit pas due à de simples fluctuations statistiques.

Nous devons retenir de cette mesure qu'il est possible que l'absence de certaines transitions  $\alpha$  soit due à d'autres effets que les règles de sélections sur le spin et la parité.

Les largeurs  $\alpha$  : A partir de nos résultats nous calculons la largeur  $\alpha$  partielle pour l'alimentation du 1er état excité  $\Gamma\alpha_1 = 4, 1 \pm 1, 5 \mu\text{eV}$ . Les valeurs calculées sont  $\Gamma\alpha_0 = 166 \mu\text{eV}$  et  $\Gamma\alpha_1 = 20 \mu\text{eV}$ . Antonovo (réf. 5) a mesuré pour la première résonance à 281 eV, la valeur  $\Gamma_0 = 12 \pm 15 \mu\text{eV}$ .

En général l'accord entre les largeurs  $\alpha$  que nous déduisons de nos mesures et celles mesurées sur les résonances n'est qu'approximatif. Dans le cas du  $^{64}\text{Zn}$ , de nouveau l'accord n'est pas excellent, cependant la valeur trouvée par Antonov correspond bien à la largeur  $\Gamma_{\alpha_1}$  calculées et pas  $\Gamma_{\alpha_0}$  ce qui est en accord avec notre observation.

### III. 2 - La réaction $^{67}\text{Zn}(n, \alpha)^{65}\text{Ni}$

Nous n'observons que la transition  $\alpha_1$  alimentant le 1er niveau excité. La section efficace mesurée est  $\sigma_{\alpha_1} = 159 \pm 20 \mu\text{b}$ .

Pour l'alimentation de l'état fondamental nous obtenons la limite supérieure  $\sigma_{\alpha_0} = 2,5 \mu\text{b}$ .

Plusieurs niveaux peuvent participer à la capture de neutrons thermiques, pour l'ensemble de ces niveaux, en admettant une largeur gamma moyenne  $\Gamma_{\gamma} = 0,5 \text{ eV}$ .

Nous trouvons :  $\Gamma_{\alpha_1} = \sigma_{\alpha_1} \frac{\langle \Gamma_{\gamma} \rangle}{\gamma} = 11 \pm 6 \mu\text{eV}$ .

La largeur  $\alpha$  que nous calculons pour des résonances  $2^-$  est  $\Gamma_{\alpha_1} = 11,3 \mu\text{eV}$ .

La transition  $2^- \longrightarrow 0^+$  étant interdite, nous ne devons pas observer de transition  $\alpha_0$  vers l'état fondamental, ni vers le 2ème état excité qui est également  $0^+$ .

Pour ces résonances, Antonov (réf. 5) a mesuré les largeurs  $\alpha$ . Il trouve, pour la 1ère résonance à 223 eV  $J^{\pi} = 2^-$ ,  $\Gamma_{\alpha} = 6 \pm 08 \mu\text{eV}$ , pour la seconde, à 448 eV  $J^{\pi} = 2^-$ ,  $\Gamma_{\alpha} = 5 \pm 2,5 \mu\text{eV}$ . Ces largeurs  $\alpha$  sont en assez bon accord avec celles que nous trouvons.

Nous avons donc une excellente interprétation du spectre observé en admettant que la capture de neutron thermique se fait uniquement par l'intermédiaire des résonances de spin  $2^-$  (réf. 5).

Les résonances : la largeur  $\alpha$  des résonances  $3^-$  est considérable. Nous calculons  $\Gamma\alpha_{3^-} = 3200 \mu eV$ . Des résonances  $3^-$  qui participent de façon négligeable à la section efficace de capture de neutrons thermiques pourraient alimenter sensiblement la transition  $\alpha_0$ . Antonov (réf. 5) a mesuré les largeurs  $\alpha$  et l'énergie  $E_0$  de cinq résonances. La formule de Breit et Wigner (on level...) montre que ces résonances devraient alimenter la transition  $\alpha_0$  avec une section efficace voisine de  $180 \mu b$ . Or nous n'observons pas cette transition. Une explication possible de ce désaccord est que dans l'application de la formule de Breit Wigner nous devons négliger les termes d'interférence entre les différents niveaux. Dans ce cas, l'effet de ces interférences est très nettement destructif.

La réaction  $^{77}\text{Se}(n, \alpha)^{74}\text{Ge}$

1) Sections efficaces

Notre estimation théorique, à partir du modèle statistique permet de prévoir une section efficace de réaction  $(n_{th}, \alpha)$  voisine de  $400 \mu b$  pour le  $^{77}\text{Se}$ ,  $0,16 \mu b$  pour le  $^{74}\text{Se}$ , pour les autres isotopes du sélénium nous prévoyons des sections efficaces très inférieures à  $0,01 \mu b$ .

Nos conditions expérimentales (cible de Se naturel) ne permettent pas d'observer une aussi faible section efficace sur le  $^{74}\text{Se}$  (abondance 0,9 %). Nous obtenons les valeurs suivantes pour les sections efficaces de réaction  $(n_{th}, \alpha)$  sur le  $^{77}\text{Se}$  : pour l'alimentation de l'état fondamental  $\sigma_{\alpha_0} = 940 \pm 20 \mu b$ . Pour le 1er état excité  $\sigma_{\alpha_1} = 30 \pm 5 \mu b$  et pour le second état excité  $\sigma_{\alpha_2} \leq 10 \mu b$ . Ces valeurs se comparent favorablement aux prévisions théoriques (tableau II).

2) Largeurs  $\alpha$

La capture de neutrons thermiques se fait par l'intermédiaire de plusieurs niveaux, et nous ne pouvons pas calculer la largeur  $\alpha$  de chacun de ces niveaux. Cependant si nous prenons, pour les résonances une largeur gamma moyenne  $\langle \Gamma_Y \rangle = 0,4 eV$  nous trouvons les largeurs alpha équivalentes  $\bar{\Gamma}\alpha_0 = 9 \pm 3 \mu eV$ ,  $\bar{\Gamma}\alpha_1 = 0,3 \pm 0,1 \mu eV$ ,  $\bar{\Gamma}\alpha_2 \leq 0,1 \mu eV$ .

## CONCLUSION

Nous comparons ici l'ensemble des résultats que nous avons obtenus par réaction neutrons thermiques  $\alpha$ , aux valeurs déduites des mesures (réf. 9) sur les résonances, par application de la formule de Breit-Wigner.

Le tableau III regroupe les noyaux pour lesquels les réactions  $(n, \alpha)$  ont été étudiés en neutrons thermiques et sur les résonances.

Nous avons calculé la contribution pour les neutrons thermiques de chaque résonance. Nous constatons que souvent la somme des sections efficaces partielles provenant de chaque résonance n'est pas égale à la section efficace totale pour les neutrons thermiques.

Pour interpréter ces résultats, nous devons distinguer plusieurs cas :

1) les réactions  $(n, \alpha)$  sur le  $^{123}\text{Te}$ ,  $^{151}\text{Eu}$ ,  $^{135}\text{Gd}$ ,  $^{64}\text{Zn}$ ,  $^{147}\text{Sm}$  pour  $\sigma_{\alpha_1}$ ;  $^{149}\text{Sm}$  pour  $\sigma_{\alpha_0}$  se font principalement par l'intermédiaire d'un niveau (lié ou résonance de très basse énergie) pour lesquels la largeur  $\alpha$  n'a pas été mesurée directement. Dans ce cas il n'est pas possible de comparer les deux sortes de résultats.

2) pour le  $^{143}\text{Nd}$ ,  $^{147}\text{Sm}(\alpha_0)$ ,  $^{149}\text{Sm}(\alpha_1)$ , l'émission de particules  $\alpha$  se fait de façon prédominante par un seul niveau (résonance au niveau lié) pour lequel la largeur  $\alpha$  a été mesurée.

Dans ce cas nous avons un bon accord entre la valeur que nous mesurons et la section efficace partielle calculée pour ce niveau (voir  $^{147}\text{Sm}$ ).

Le cas du  $^{177}\text{Hf}$  est particulier, deux résonances interviennent, mais elles ne sont pas de même spin et ne peuvent pas interférer.

3) pour le  $^{145}\text{Nd}$ , le  $^{67}\text{Zn}$  (pour l'alimentation  $\alpha_0$  seulement) et probablement le  $^{64}\text{Zn}$ , aucune résonance n'est très proche de l'énergie des neutrons thermiques. Plusieurs résonances et aussi plusieurs niveaux liés peuvent intervenir dans la réaction. Les niveaux de même spin et parité peuvent interférer. La possibilité d'obtenir des interférences entre résonances dans ce type de réactions est due à ce que les fonctions



d'onde de ces niveaux s'expriment sous la forme d'un mélange d'un grand nombre de composantes d'excitations simples ; seulement un très petit nombre de ces composantes peut participer à l'émission d'une particule  $\alpha$  (réf. 6), l'amplitude de chacune de ces composantes est répartie sur un grand nombre de niveaux d'énergie voisine, de façon aléatoire. Nous devons nous attendre à obtenir des effets d'interférence importants parce que ce sont les mêmes composantes (en très petit nombre) qui participent à l'émission de particules  $\alpha$  depuis chaque résonance. En principe, cette interférence peut être constructive ou destructive (ou neutre) suivant l'amplitude, la phase des composantes analogues des différents niveaux. Nous constatons que dans notre cas cette interférence peut être très nettement destructive, au point de supprimer complètement certaines transitions.

REFERENCES

- (1) A. EMSALLEM, M. ASGHAR,  
Z. Physik. A 275 (1975), 157.
- (2) H. FARAGGI, R. BRENAS et A. BONET,  
Comptes-rendus 234 (1952), 425.  
  
H. FARAGGI, R. BRENAS,  
Comptes-rendus 234 (1952), 1684.
- (3) H. HANNI et J. ROSSEL,  
Helv. Phys. Acta, 25 (1952), 521.
- (4) C. E. PORTHER, R. G. THOMAS,  
Phys. Rev., 104 (1956), 483.
- (5) ANTONOV et Al,  
JINR P3 10372.
- (6) V. G. SOLOVIEV,  
Yad. Fiz, 13 (1971), 48  
Izv. Akad. Nank SSSR (Ser. Fiz.), 35 (1971), 666.
- (7) K. BEY and R. D. MACFARLANE,  
Nucl. Phys., A 129 (1969), 571.
- (8) Neutron capture cross sections BNL 325 Third Ed. 1973.
- (9) J. KVITEK and Yu. POPOV,  
Nucl. Phys., A 154 (1970), 177  
  
N. P. BALABAMOV, Yu. M. GLEDENOV, KIM THE SEB,  
Yu. P. POPOV, V. G. SEMENOV, M. FOREK,  
JINR P3 (1973), 7376.

CIBLE	PREPARATION	COMPOSITION	EPAISSEUR	SURFACE	TEMPS DE MESURE
Zn naturel	évaporation	Zn métal	287 g/cm <sup>2</sup>	30 cm <sup>2</sup>	72 h
			56 g/cm <sup>2</sup>	30 cm <sup>2</sup>	206 h
<sup>64</sup> Zn	implantation	<sup>64</sup> Zn pur à 99 %	10 g/cm <sup>2</sup>	24 cm <sup>2</sup>	211 h
<sup>67</sup> Zn	implantation	<sup>64</sup> Zn pur à 90 %	5,3 g/cm <sup>2</sup>	24 cm <sup>2</sup>	191 h
Se naturel	évaporation	Selenium	260 g/cm <sup>2</sup>	30 cm <sup>2</sup>	18 h
			19,5 g/cm <sup>2</sup>	20 cm <sup>2</sup>	160 h
<sup>77</sup> Se	implantation	<sup>77</sup> Se pur à 99 %			

**TABLEAU I** - Détails techniques concernant les cibles et les temps de comptage

Niveau final $E_\alpha$ calculé				$E_\alpha$ mesuré keV	$\langle \sigma_\alpha \rangle$ calculé $\mu\text{b}$	$\sigma_\alpha$ mesuré $\mu\text{b}$
E.	j	keV				
$^{64}\text{Zn}$ spin $0^+$ résonance $1/2^+$	0	$3/2^-$	3629	-	445 $\mu\text{b}$	< 1 $\mu\text{b}$
	67 keV	$5/2^-$	3566	$3561 \pm 10$ keV	55 $\mu\text{b}$	$11 \pm 3$ $\mu\text{b}$
	484 keV	$1/2^-$	3362	-	63 $\mu\text{b}$	< 2 $\mu\text{b}$
$^{67}\text{Zn}$ spin $5/2^-$ résonance $2^-$	0	$0^+$	4592	-	0	< 10 $\mu\text{b}$
	1340	$2^+$	3330	$3310 \pm 10$ keV	186 $\mu\text{b}$	$159 \pm 20$ $\mu\text{b}$
	2270	$0^+$	2455	-	0	-
	2610	$4^+$	2135	-	0	-
$^{77}\text{Se}$ spin $1/2^-$ résonance $1^-$	0	$0^+$	4239	$4244 \pm 10$ keV	400 $\mu\text{b}$	$940 \pm 20$ $\mu\text{b}$
	596	$2^+$	3673	$3705 \pm 30$ keV	9 $\mu\text{b}$	$30 \pm 5$ $\mu\text{b}$
	1204	$2^+$	3096	-	$5 \cdot 10^{-2}$ $\mu\text{b}$	10 $\mu\text{b}$
	1470	( $4^+$ )	2844	-	$5 \cdot 10^{-4}$ $\mu\text{b}$	-

**TABLEAU II** - Comparaison des résultats expérimentaux et des valeurs calculées

ISOTOPE	RESONANCE $E_0$ eV (réf. 8 et 9)	$\Gamma$ eV (réf. 9)	$\sigma$ partielle $\mu$ b	$\sigma$ totale	$\sigma$ $\alpha$ thermique
$^{123}\text{Te}$	233	1	$< 4 \cdot 10^{-3}$	$< 16 \mu$ b	$\sigma$ $\alpha$ totale = $52 \pm 8 \mu$ b le désaccord porte sur l'alimentation de l'état fondamental que nous interprétons par la présence du niveau lié
	24.1	0	$< 0.1$	$< 2.7 \mu$ b	
	35.9		$< 0.35$	$< 1.1 \mu$ b	
	96.6	0	$3.3 \pm 1.9$	$1.1 \mu$ b	
	235.3	0	$5.3 \pm 3.8$	$0.95 \mu$ b	
	275	0	$3.4 \pm 2.9$	$0.37$	
$^{143}\text{Nd}$	-6 eV	$3^-$	$5.1 \pm 1.3$	$21.1 \text{ mb}$	$\sigma$ $\alpha_0 = 21, 28 \text{ mb}$ bon accord : seul le niveau lié intervient, l'influence des résonances est négligeable
	55.8 eV	$4^-$	$0.72 \pm 0.16$	$1.2 \mu$ b	
	127	$3^-$	$8.6 \pm 1.2$	$33 \mu$ b	
	135	$3^-$	$33.6 \pm 3$	$18 \mu$ b	
	180	$3^-$	$1.7 \pm 0.4$	$4 \mu$ b	
$^{145}\text{Nd}$	4, 35	$3^-$	$0, 44 \pm 0, 08$	$28.1 \mu$ b	$\sigma$ $\alpha_0 < 1 \mu$ b $\sigma$ $\alpha_1 = 11, 5 \pm 3 \mu$ b ces trois résonances ne rendent compte que d'une petite partie de la section efficace de capture Net désaccord en ce qui concerne $\sigma$ $\alpha_0$
	42, 5	$3^-$	$0, 14 \pm 0, 02$	$7, 3 \mu$ b	
	102	$3^-$	$0, 20 \pm 0, 08$	$0, 44 \mu$ b	
$^{147}\text{Sm}$	3, 4	$3^-$	1, 2	$136 \mu$ b	$\sigma$ $\alpha_0 = 131 \pm 20 \mu$ b bon accord, influence prépondérante de la 1ère résonance
	alimentation de $\alpha_0$		0, 27	$0, 27 \mu$ b	
	83, 7		1, 3	$2, 7 \mu$ b	
	102		1, 12	$0, 3 \mu$ b	
	123		0, 52	$0, 97 \mu$ b	
	184		15, 4	$22, 1 \mu$ b	
$^{147}\text{Sm}$	3, 4	$3^-$	1, 1	$125 \mu$ b	$\sigma$ $\alpha_1 = 370 \pm 50 \mu$ b le désaccord s'explique par l'influence prépondérante d'un niveau lié
	alimentation de $\alpha_1$		0, 1	$11, 3 \mu$ b	
	27, 1	$4^-$	0, 16	$0, 7 \mu$ b	
$^{151}\text{Eu}$	- 0, 0036				$\sigma$ $\alpha$ totale = $8, 7 \pm 2 \mu$ b la capture de neutrons thermiques se fait principalement par l'intermédiaire du niveau lié
	0, 321		$0, 25 \pm 48$	$0, 08 \mu$ b	
	0, 416		0, 22	$0, 3 \mu$ b	
	1, 055		0, 8	$0, 3 \mu$ b	
$^{155}\text{Gd}$	0, 027	$2^-$			$90 \pm 11 \mu$ b proviennent de la 1ère résonance
	2, 01	$1^-$	$(0, 75 \pm 0, 3)$	$0, 07 \mu$ b	
	2, 64	$2^-$	$0, 6 \pm 0, 2$	$0, 2 \mu$ b	
	6, 31	$2^-$	$0, 9 \pm 0, 3$	$0, 04 \mu$ b	
	7, 76	$2^-$	$0, 6 \pm 0, 4$	$0, 009 \mu$ b	

ISOTOPE	RESONANCE E <sub>0</sub> eV (réf. 8 et 9)	Γ α eV (réf. 9)	σ α partielle μ b	σ α totale	σ α thermique
177 Hf	1, 098 3 <sup>-</sup>	17 ± 3, 5	56 μ b	116 μ b	23 ± 9 μ b désaccord
	2, 38 4 <sup>-</sup>	24 ± 5	51 μ b		
	5, 89 3 <sup>-</sup>	31 ± 7	3, 9 μ b		
	6, 57 4	22 ± 1	4, 5 μ b		
	8, 87 4	23 ± 1	4, 5 μ b		
	10, 95 3	8	0, 2 μ b		
	13, 94 3	28 ± 14	0, 06 μ b		
64 Zn	281 1/2	12 ± 5	0, 2 μ b	11 μ b (σ <sub>γ</sub> = 5 mb)	ces deux résonances ne rendent compte que d'une très faible part de la section efficace de capture
	2637 1/2	20	0		
67 Zn	223 (2)	6 ± 0, 8	18 μ b	σ α <sub>0</sub> = 186 μ b σ α <sub>1</sub> = 43 μ b (± 50%)	σ α <sub>1</sub> = 59 ± 20 μ b désaccord pour l'alimentation de l'état fondamental
	448 (2)	5 ± 2, 5	≈ 25 μ b		
	750 (3)	44 ± 9	≈ 56 μ b		
	1548 (3)	680 ± 300	≈ 120 μ b		
	(1780) (3)	34 ± 11			
	2070 (3)	137 ± 30	≈ 13 μ b		
	2476 (8)	110 ± 30	≈ 7 μ b		
	3793 (3)	2470 ± 400			
149 Sm α <sub>0</sub>	niveau lié 3 <sup>-</sup>			≤ 17 μ b	σ α <sub>0</sub> = 5, 36 ± 0, 2 mb ce désaccord s'explique par la présence d'un niveau lié
	résonance 12, 2 eV 3 <sup>-</sup>	0, 24 ± 0, 05	1, 2 μ b		
	40, 2 3 <sup>-</sup>	1, 2 ± 0, 04	4, 8 μ b		
	3 <sup>-</sup> 41, 3 3 <sup>-</sup>	0, 69 ± 0, 09	5, 4 μ b		
	etc...	etc...	etc...		
149 Sm α <sub>1</sub>	0, 098 4 <sup>-</sup>	0, 063 ± 0, 016	40 mb	40, 1 mb	σ α <sub>1</sub> = 38, 7 ± 1, 2 mb (réf. 7) influence prépondérante de la 1ère résonance. Très bon accord
	la transition 0, 87 4 <sup>-</sup>	0, 040 ± 0, 007	103 μ b		
	α <sub>1</sub> est alimentée par 4, 98 4 <sup>-</sup>	0, 043 ± 0, 009	4, 1 μ b		
	les niveaux 6, 48(3 ou 4 <sup>-</sup> )	0, 076 ± 0, 016	0, 09 μ b		
	3 <sup>-</sup> et 4 <sup>-</sup> 9, 0 4 <sup>-</sup>	0, 047 ± 0, 006	0, 9 μ b		
	14, 9 4 <sup>-</sup>	0, 064 ± 0, 016	0, 8 μ b		
	17, 1 4 <sup>-</sup>	0, 054 ± 0, 03	1, 3 μ b		
25, 2	0, 24 ± 0, 03	2, 2 μ b			

## LEGENDE DES FIGURES

- Figure 1 - Spectre des particules alpha obtenu avec une cible de Zn naturel métallique de  $56 \mu\text{g/cm}^2$ , après 206 heures de comptage.
- Figure 2 - Spectre de particules  $\alpha$  obtenu avec une cible de  $^{64}\text{Zn}$  préparée par implantation l'énergie de la transition  $\alpha_1$  alimentant le premier état excité du  $^{61}\text{Ni}$  est  $3561 \pm 10 \text{ keV}$ .
- Figure 3 - Spectre de particules alpha obtenu avec une cible de  $^{67}\text{Zn}$  préparée par implantation, l'énergie mesurée de la transition alimentant le premier état excité du  $^{64}\text{Ni}$  est  $3310 \pm 10 \text{ keV}$ .
- Figure 4 - Spectre de particules alpha obtenu avec une cible de  $^{77}\text{Se}$  préparée par implantation, les transitions observées alimentent l'état fondamental et le premier état excité du  $^{74}\text{Ge}$  leur énergie est  $4244 \pm 10 \text{ keV}$  et  $3705 \pm 30 \text{ keV}$ .

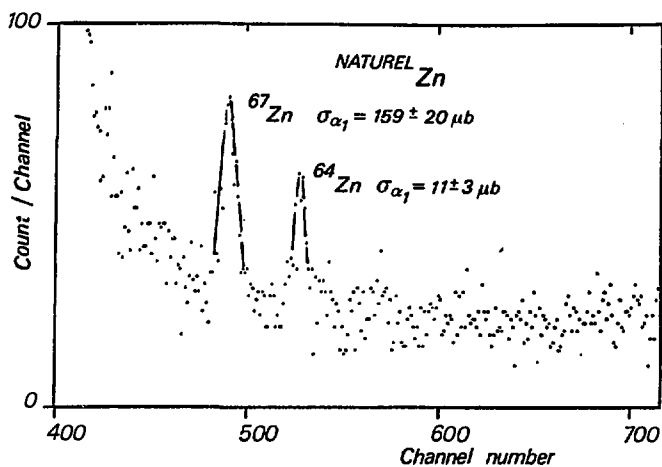


Figure 1

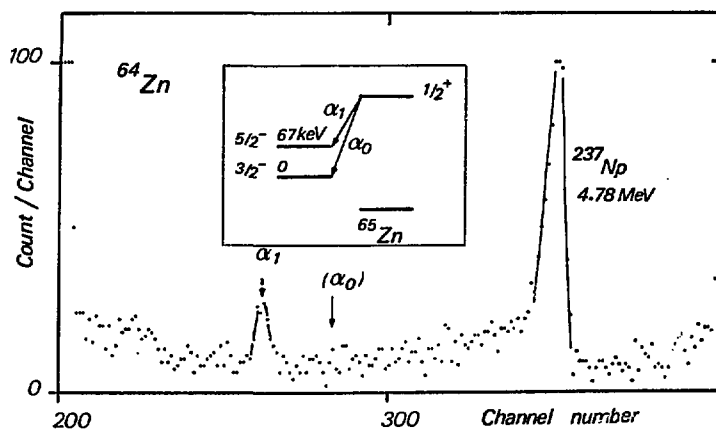


Figure 2



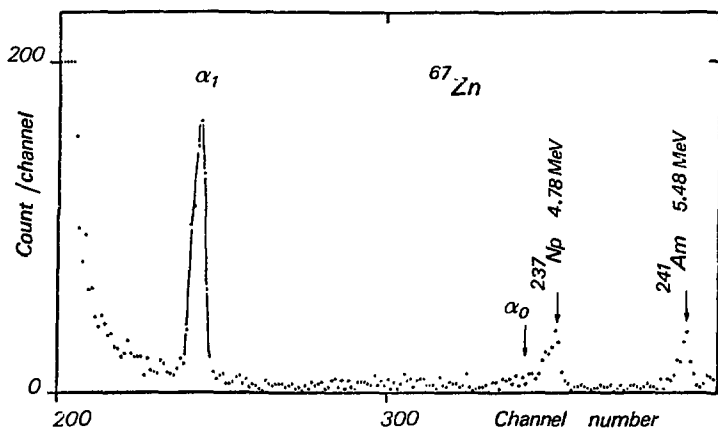


Figure 3

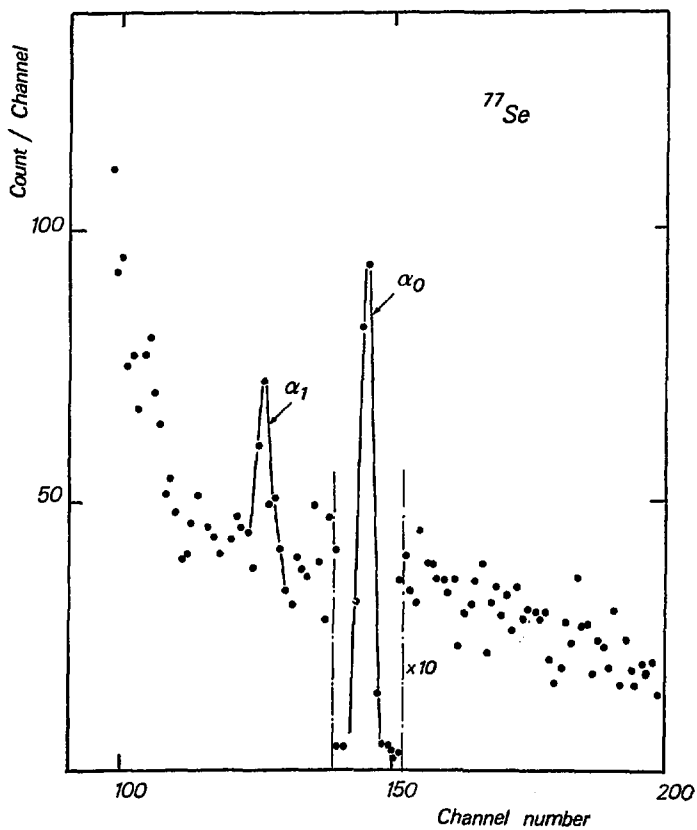


Figure 4

REACTION ( $n_{th}$ ,  $\alpha$ ) SUR LES  $^{155}\text{Gd}$ ,  $^{167}\text{Er}$  et  $^{177}\text{Hf}$  \*

---

A. EMSALLEM

Institut de Physique Nucléaire (IN2P3), Université Claude Bernard Lyon I  
43, Bd du 11 Novembre 1918, 69621 - Villeurbanne, France.

M. ASGHAR

Institut Laue-Langevin  
38042 - Grenoble, France

Abstract : The ( $n_{th}$ ,  $\alpha$ ) reaction on  $^{155}\text{Gd}$ ,  $^{167}\text{Er}$  and  $^{177}\text{Hf}$  was studied at Grenoble high flux thermal neutron guide reactor on the rare earth deformed nuclei. The energy, cross section and branching ratio are given possible non statistical effects related to the deformation of these nuclei are discussed.

\* sera soumis prochainement pour publication

## I. - INTRODUCTION

L'émission de particules  $\alpha$  depuis un niveau de haute énergie est dans son principe un phénomène très comparable à l'émission radioactive de particules  $\alpha$ . L'étude des réactions  $(n, \alpha)$  peuvent éclairer de façon originale certains points concernant le mécanisme d'émission de particules alpha par les noyaux. L'interprétation des résultats est cependant très différente de ce qui se fait en radioactivité  $\alpha$ , parce que nous n'avons à peu près aucune idée précise de ce que doit être la fonction d'onde du niveau émetteur (résonance).

Dans cet article, nous présentons des résultats expérimentaux obtenus avec des cibles de  $^{155}\text{Gd}$ ,  $^{167}\text{Er}$  et  $^{177}\text{Hf}$  puis nous comparons l'ensemble des résultats expérimentaux disponibles pour les réactions  $(n, \alpha)$  aux prévisions des différents modèles (modèle statistique, modèle optique, modèle des clusters).

Nous avons recherché des réactions  $(n, \alpha)$  dont le noyau final est déformé parce que l'alimentation de plusieurs niveaux appartenant à une même bande de rotation, qui ont de ce fait des fonctions d'onde très semblables, peut fournir des informations intéressantes sur la fonction d'onde du niveau émetteur (réf. 6). Soloviev montre, à partir d'un modèle semi-microscopique que, dans ce cas, la probabilité réduite de transition doit augmenter avec l'énergie du niveau final si dans la fonction d'onde du niveau émetteur les composantes collectives sont prédominantes.

Nous avons mesuré la section efficace de réaction  $(n_{th}, \alpha)$  pour le  $^{167}\text{Er}$  et le  $^{177}\text{Hf}$ , et nous avons pu étudier de façon détaillée la réaction  $(n_{th}, \alpha)$  sur le  $^{155}\text{Gd}$ , grâce aux qualités exceptionnelles (pureté et intensité) du faisceau de neutrons qui a été mis à notre disposition par l'Institut Laue-Langevin de Grenoble (France).

## II - METHODES EXPERIMENTALES

Ce travail a été effectué auprès du réacteur à Haut Flux de Grenoble à l'extrémité d'un guide courbe de neutrons de 87 mètres de long.

Le flux de neutrons est  $\phi_{th} = 10^9$  neutrons  $\times$   $cm^{-2} \times s^{-1}$ . Le flux de neutrons épithermiques est négligeable : ( $\phi_{th}/\phi_{ep} = 10^6$ ), ainsi que l'intensité du flux de rayons gamma provenant du réacteur. Le spectre  $\alpha$  est mesuré par un détecteur à barrière de surface de  $100 \mu$  d'épaisseur et  $450 \text{ mm}^2$  de surface utile, qui est placé à 5,5 cm du centre de la cible, à l'extérieur du flux de neutrons. Dans les premières mesures sur le  $^{155}\text{Gd}$  nous avons obtenu un bruit de fond beaucoup trop intense (figure 1). Nous avons pu réduire ce bruit de fond en plaçant entre la cible et le détecteur un absorbeur très mince de mylar ( $850 \mu \text{ g/cm}^2$ ) qui est capable d'arrêter presque complètement les particules responsables de ce bruit de fond, tout en faisant perdre peu d'énergie ( $< 500 \text{ KeV}$ ) aux particules  $\alpha$ .

### III - CIBLES ET ETALONNAGES

Nous avons utilisé dans chaque cas, des cibles naturelles préparées par évaporation sous vide, et des cibles enrichies, préparées par implantation d'ions de 40 KeV sur le séparateur d'isotopes de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon.

Le tableau I résume les principes caractéristiques des cibles utilisées.

Les calibrations en intensité sont obtenues en utilisant une cible de fluorure de Lithium de  $13,4 \pm 1 \mu\text{g/cm}^2$ . L'étalonnage en énergie en présence de l'absorbeur est obtenu grâce aux alphas de radioactivité émis par une cible mince de Thorium.

### IV - RESULTATS

Les résultats expérimentaux ainsi que la comparaison avec les valeurs calculées pour le modèle statistique sont présentés sur les tableaux II et III.

IV. 1. Le  $^{155}\text{Gd}$  : les figures 1 et 2 présentent les spectres obtenus avec la même cible de  $^{155}\text{Gd}$  sans absorbeur (figure 1) et avec absorbeur (figure 2). La réaction ( $n, \alpha$ ) sur le  $^{155}\text{Gd}$  se fait par l'intermédiaire d'un seul niveau de capture de neutron qui est la résonance à 0,0268 eV dont

les spins et parités sont  $2^-$ . La contribution des autres résonances est négligeable (réf. 1a).

L'alimentation des niveaux  $0^+$  est donc interdite. Nous trouvons pour l'alimentation de l'état fondamental et pour l'alimentation du niveau  $0^+$  de la bande de  $\beta$  des sections efficaces inférieures à  $1 \mu\text{b}$ .

Nous observons l'alimentation de deux niveaux de la bande de rotation, pour le niveau  $2^+$  à 122 KeV  $\sigma_{\alpha 1} = 67 \pm 9 \mu\text{b}$   
pour le niveau  $4^+$  à 386 KeV  $\sigma_{\alpha 2} = 14,5 \pm 2 \mu\text{b}$

Ces valeurs sont en très bon accord avec les résultats de la référence 7. La comparaison des valeurs théoriques et expérimentales montre que la largeur réduite mesurée pour l'alimentation du niveau  $4^+$  est double de celle pour l'alimentation du niveau  $2^+$ ; ceci peut être considéré comme une confirmation des déductions de SOLOVIEV selon lesquelles pour une même bande de rotation la largeur réduite doit augmenter avec l'excitation.

Le niveau  $2^+$  de la bande  $\beta$  est alimenté avec une section efficace égale à  $\sigma_{\alpha 3} = 4 \pm 1 \mu\text{b}$ . La transition suivante, à 7.141 MeV correspond à l'alimentation de plusieurs niveaux collectifs (octupolaires) dont l'énergie est comprise entre 963 et 1042 KeV. Pour l'ensemble de ces niveaux nous mesurons  $\sigma_{\alpha 4} = 4,5 \pm 1 \mu\text{b}$ .

IV. 2. L'erbium 167 : la figure 3 a présente le spectre obtenu avec une cible d'erbium 167 préparée par implantation.

Nous observons l'alimentation de l'état fondamental  $\sigma_{\alpha 0} = 1,5 \pm 0,5 \mu\text{b}$  et nous pouvons distinguer les transitions  $\alpha$  alimentant les niveaux  $2^+$  et  $4^+$  de la bande de rotation construite sur l'état fondamental, dont les sections efficaces sont toutes deux voisines de  $0.7 \pm 0,5 \mu\text{b}$ .

L'alimentation de l'état fondamental ( $W_{\alpha 0} = 37 \pm 12 = \sigma_{\text{exp}} / \sigma_{\text{th}}$ ) est nettement favorisé par rapport à l'alimentation des niveaux de rotation ( $W_{\alpha 1} \approx W_{\alpha 2} \approx 0,5$ ).

Dans ce cas les largeurs réduites décroissent lorsque les niveaux sont plus excités, contrairement à ce que nous avons observé pour le  $^{155}\text{Gd}$ .

c) L'hafnium 177 : Nous présentons le spectre obtenu en utilisant une cible de  $^{177}\text{Hf}$  préparée par implantation (fig. 4).

Nous observons des transitions  $\alpha$  correspondant à l'alimentation des niveaux  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$  et  $6^+$  de la bande de rotation. (tableau III). Le pic  $\alpha_1$  est complexe, il alimente les niveaux  $0^+$  et  $2^+$ .

Ces deux transitions sont nettement retardées ( $W \approx 0,11 \pm 0,05$ ) alors que l'intensité des transitions  $\alpha_2$  et  $\alpha_3$  est en accord avec les valeurs calculées ( $W_{\alpha_2} = 0,7 \pm 0,3$ ,  $W_{\alpha_3} = 1,8 \pm 1$ ).

Dans ce cas comme pour le  $^{155}\text{Gd}$ , les largeurs réduites augmentent avec l'énergie du niveau alimenté.

Les travaux de POPOV et al. (réf. 9) ont montré que pour différentes résonances alimentant les mêmes niveaux du noyau final, les largeurs  $\alpha$  fluctuent de manière aléatoire suivant une distribution de Porter-Thomas.

Il n'en est pas forcément de même lorsque nous étudions la désexcitation d'une même résonance vers différents niveaux de fonctions d'ondes très voisines du noyau final.

Les résultats que nous obtenons montrent que, au moins pour le  $^{155}\text{Gd}$  les largeurs réduites ne semblent pas fluctuer de manière aléatoire. Au contraire, elles présentent des régularités qui sont en accord avec les prévisions de SOLOVIEV.

## V - CONCLUSION

Nous avons pu observer trois réactions ( $n, \alpha$ ) dont les noyaux finaux sont déformés. Les fonctions d'onde des différents niveaux appartenant à une même bande de rotation étant très semblables, nous pouvons penser que pour l'alimentation de différents niveaux d'une même bande de rotation à partir du même niveau initial les largeurs réduites ne fluctuent pas d'une manière aléatoire, mais varient régulièrement quelle que soit la complexité de la fonction d'onde du niveau initial.

A partir d'un modèle semi-microscopique, SOLOVIEV donne des indications qualitatives sur la manière dont les largeurs réduites doivent varier : si la fonction d'onde du niveau initial (résonance), est de nature collective, les largeurs réduites doivent augmenter avec le degré d'excitation collective du niveau final.

Nous avons observé deux exemples d'un tel comportement : pour la réaction  $^{155}\text{Gd} (n, \alpha) ^{152}\text{Sm}$ , l'alimentation du 1er  $2^+$  du  $^{152}\text{Sm}$  est moins favorisée que celle du  $4^+$  ; pour la réaction  $^{177}\text{Hf} (n, \alpha) ^{174}\text{Yb}$ , l'alimentation de l'état fondamental et du 1er  $2^+$  es plus faible que celle du niveau  $4^+$ .

Cependant, ceci n'est pas une règle générale, pour la réaction  $^{167}\text{Er} (n, \alpha) ^{164}\text{Dy}$ , l'alimentation de l'état fondamental est favorisée.

Dans plusieurs cas nous avons observé plusieurs niveaux collectifs présentant des largeurs réduites très voisines.

REFERENCES

- (1) A. EMSALLEM et M. ASGHAR,  
To be published
- (2) C. E. PORTHER, R. G. THOMAS,  
Phys. Rev., 104 (1956), 483.
- (3) V. G. SOLOVIEV,  
Yad Fiz., 13 (1971), 48  
Akad. Nauk. SSSR (Ser. Fiz.), 35 (1971), 666.
- (4) K. BEY and R. D. MACFARLANE,  
N. P., A 129 (1969), 571.
- (5) Neutron capture cross sections BNL 325 Third, 1973.
- (6) J. KVITEK and Yu. POPOV,  
N. P., A 154 (1970), 177.  
  
N. P. BALABAMOV et Al,  
JINR P3 7376 (1973)  
  
A. ANTONOV et Al,  
JINR P3 10372 (1977).
- (7) J. O. RASMUSSEN,  
Phys. Rev., 113 (1959), 1593.
- (8) I. PERLMAN and J. O. RASMUSSEN,  
in handbuch der physik (Springer, Verlag, Berlin, 1957, Vol. 42,  
p. 151.
- (9) R. BONETTI and L. MILAZZO-COLLI,  
Phys. Lett., 49 B, no1 (1974), 17.  
  
L. MILAZZO-COLLI, G. M. MARCAZZAN-BRAYER,  
Phys. Lett., 38 B (1972), 155.



CIBLE	PREPARATION	COMPOSITION	EPAISSEUR	SURFACE	TEMPS DE MESURE
Gd naturel	évaporation	Gd naturel métal.	300 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$	1 à 30 $\text{cm}^2$	140 heures
$^{155}\text{Gd}$	implantation	$^{155}\text{Gd}$ métal. pur à 99%	43,5 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$	5 à 24 $\text{cm}^2$	453
Er naturel	évaporation	Er naturel métal.	300 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$	30 $\text{cm}^2$	200
$^{167}\text{Er}$	implantation	$^{167}\text{Er}$ métal. pur à 99%	30 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$	24 $\text{cm}^2$	271
Hf naturel	évaporation	Hf chlorure	125 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$	30 $\text{cm}^2$	170
$^{177}\text{Hf}$	implantation	$^{177}\text{Hf}$ métal. pur à 99%	19,6 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$	20 $\text{cm}^2$	117

TABLEAU I - Conditions expérimentales

NATURE DU NIVEAU FINAL	ENERGIE ET SPIN DU NIVEAU FINAL		$E_{\alpha}$ (keV) calculé	$\Gamma_{\alpha}$ calculé (ev)	$\sigma_{\alpha}$ calculé $\mu b$	$\sigma_{\alpha}^{\text{th}}$ ( $\mu b$ ) mesuré	$W^{-1}$ $\frac{\sigma_{\alpha}^{\text{th}}}{\sigma_{\alpha}^{\text{exp}}}$	AUTRES MESURES (réf. 7)
	GS	$0^{+}$	8117	0	0	$< 1$		$< 7 \mu b$
$2^{+}$ rotation	122 keV	$2^{+}$	7998	$0,15 \cdot 10^{-8}$	880	$67 \pm 9$	$120 \pm 1,6$	$67 \pm 5 \mu b$
$4^{+}$ rotation	366 "	$4^{+}$	7760	$0,15 \cdot 10^{-9}$	82	$14,5 \pm 2$	$5,6 \pm 0,7$	$15 \pm 2 \mu b$
$0^{+}$ vibration $\beta$	685 "	$0^{+}$	7450	0	0	$< 1$		
$6^{+}$ rotation	712 "	$6^{+}$	7423	$0,41 \cdot 10^{-11}$	2,3	$< 1$	$> 2,3$	
$2^{+}$ vibration $\beta$	811 "	$2^{+}$	7327	$0,47 \cdot 10^{-10}$	26	$4 \pm 1$	$6,5 \pm 1,6$	
	929 "		7202	$\pm 0,23 \cdot 10^{-10}$	(13)			
	963	$1^{-}$	7179	$10^{-10}$	5,7			
	988		7155	$\approx 2 \cdot 10^{-10}$	(10)			
	1026	$4^{-}$	7117	$0,46 \cdot 10^{-11}$	5,1	$4,5 \pm 1$	$5,6 \pm 1$	
	1042	$3^{-}$	7102	$0,82 \cdot 10^{-11}$	4,6			
	1087	$2^{+}$	7058	$0,1 \cdot 10^{-11}$	5,8	$< 1$		

TABLEAU II - Analyse des résultats obtenus sur le  $^{155}\text{Gd}$

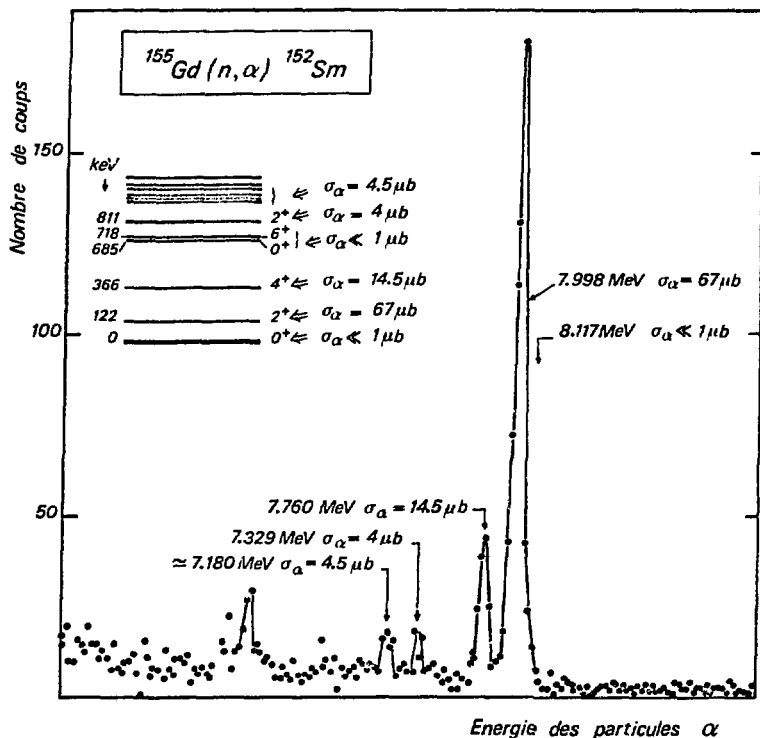
		$E_{\gamma}$ (MeV)	Résonance	$\langle \Gamma_{\alpha}^2 \rangle_{stat}$ calculé	$\sigma_{\alpha}$ calculé	$\sigma_{\alpha}$ mesuré	W	
Er <sup>167</sup>	Gs	0 <sup>+</sup>	8.11	4 <sup>+</sup> 3 <sup>+</sup>	0.5 10 <sup>-10</sup> eV 0	0,4 $\mu$ b 0	37 $\pm$ 12	
	73 keV	2 <sup>+</sup>	8.04	4 <sup>+</sup> 3 <sup>+</sup>	0.18 10 <sup>-9</sup> eV 0.22 10 <sup>-9</sup>	1.4 $\mu$ b	0.7 $\pm$ 0.5 $\mu$ b 2	
	242 keV	4 <sup>+</sup>	7.88	4 <sup>+</sup> 3 <sup>+</sup>	0.18 10 <sup>-9</sup> eV 0.1 10 <sup>-9</sup>	1.4 $\mu$ b	0.7 $\pm$ 0.5 $\mu$ b 2	
Hf <sup>177</sup>	G.5	0 <sup>+</sup>	9,493	3 <sup>-</sup> 4 <sup>-</sup>	0.32 10 <sup>-8</sup> 0	11 $\mu$ b 33 $\mu$ b	5 $\pm$ 2 $\mu$ b	0.11 $\pm$ 0.05
	77 keV	2 <sup>+</sup>	9,418	3 <sup>-</sup> 4 <sup>-</sup>	0.84 10 <sup>-8</sup> 0.22 10 <sup>-8</sup>			
	252 keV	4 <sup>+</sup>	9,247	3 <sup>-</sup> 4 <sup>-</sup>	0.41 10 <sup>-8</sup> 0.32 10 <sup>-8</sup>	21 $\mu$ b	15 $\pm$ 5 $\mu$ b	0.7 $\pm$ 0.3
	530 keV	6 <sup>+</sup>	8,975	3 <sup>-</sup>	0.42 10 <sup>-8</sup>	2 $\mu$ b	3 $\pm$ 2 $\mu$ b	1.8 $\pm$ 1
				4 <sup>-</sup>	0.32 10 <sup>-9</sup>			

TABLEAU III - Analyse des résultats obtenus sur <sup>167</sup>Er et <sup>177</sup>Hf

LEGENDE DES FIGURES

Figure 1 - Spectre de particules alpha provenant d'une cible de  $43 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  de  $^{155}\text{Gd}$  enrichi à 99 % .  
Temps de comptage : 453 heures.

Figure 2 - Spectre de particules alpha provenant d'une cible de  $^{177}\text{Hf}$  préparée par implantation .  
Temps de comptage : 117 heures.



CIBLE DE  $43 \mu\text{G}/\text{CM}^2$  DE  $^{155}\text{Gd}$  ENRICHÉ A 99 %  
TEMPS DE COMPTAGE : 453 HEURES

Figure 1

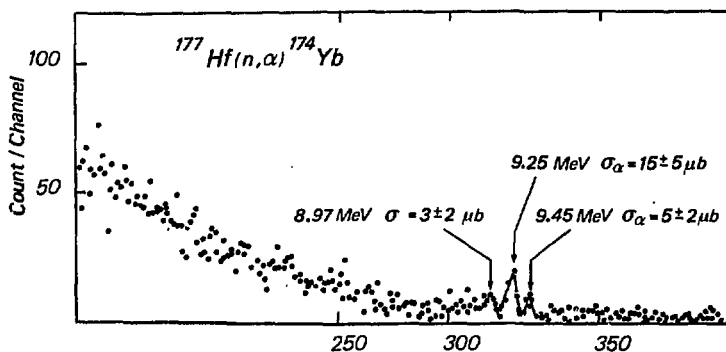


Figure 2

A SYSTEMATIC SEARCH FOR AND STUDY OF  $(n_{th}, \gamma\alpha)$  AND  $(n_{th}, \gamma p)$  REACTIONS

M. Asghar<sup>+</sup>, A. Emsalleem<sup>++</sup>

<sup>+</sup> Institut Laue-Langevin, 38042 Grenoble, France

<sup>++</sup> Institut de Physique Nucléaire, Lyon, France

ABSTRACT

The  $(n_{th}, \gamma\alpha)$  and  $(n_{th}, \gamma p)$  reactions have been studied under good experimental conditions.

1. INTRODUCTION

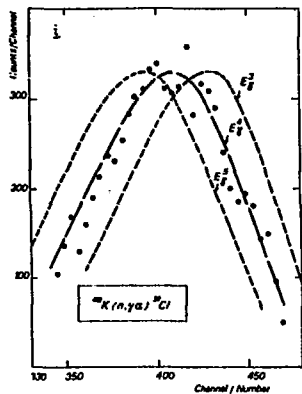
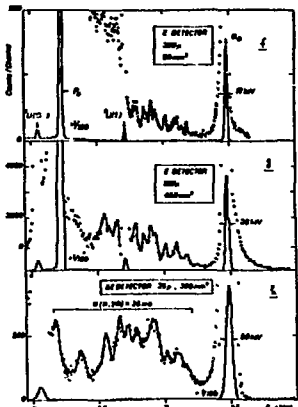
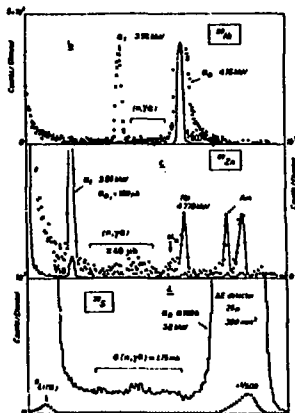
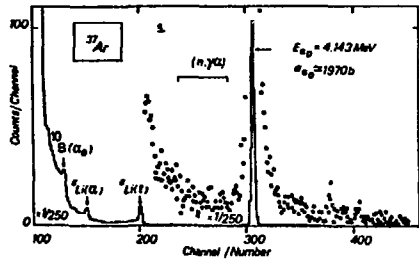
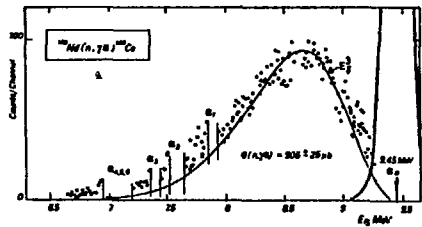
We have carried out a systematic spectroscopical study of the  $(n_{th}, \gamma\alpha)$  and  $(n_{th}, \gamma p)$  reactions at the Grenoble high flux reactor. These two-step reactions are one of the few methods to get information on the low energy primary  $\gamma$ -rays<sup>1)</sup> as well as on rather simple structures, if any, in the compound nucleus state which will result in a selective population of the intermediate states via the charged particle emission. Table 1 gives the pertinent details on the targets studied.

2.1.  $^{143}\text{Nd}(n_{th}, \gamma\alpha)^{140}\text{Ce}$  (Fig. 1a)

Although this nucleus has been studied quite extensively, we prepared a high purity target with the Lyon isotope separator, and studied under 3-4 times better background conditions. This allowed us to follow this reaction over  $\approx 3$  MeV; i.e.  $E_{\alpha} \approx 6.7 - 9.5$  MeV. The fluctuations of the counts/unit  $\alpha$ -energy around their mean values are consistent with the population fluctuation of the parameters involved. The calculated spectral shape is consistent (apart from some discrepancy for  $E_{\alpha} < 8$  MeV) with  $\Gamma_{\gamma} (E_{\alpha}) \propto E_{\alpha}^3$

2.2.  $^{59}\text{Ni}(n_{th}, \gamma\alpha)^{56}\text{Fe}$  (Fig. 1b)

This nucleus did not give any indication of this reaction<sup>1)</sup>.



CONTRIBUTED PAPERS

551

This is due to the fact that  $^{60}\text{Ni}$  decays mostly by high energy primary  $\gamma$ -rays.

2.3.  $^{37}\text{Ar}(n_{th}, \gamma\alpha)^{34}\text{S}$  (Fig. 1e)

Although this nucleus has the highest known  $\sigma(n_{th}, \alpha)$  after  $^{10}\text{B}$ , it did not show any definite  $\sigma(n, \gamma\alpha)$ . It is possible that here the compound nucleus state is almost completely unstable for  $\alpha$ -emission<sup>2)</sup>.

2.4.  $^{67}\text{Zn}(n_{th}, \gamma\alpha)^{64}\text{Ni}$  and  $^{33}\text{S}(n_{th}, \gamma\alpha)^{30}\text{Mg}$  (Figs. 1c,d)

The preliminary data on these nuclei show the presence of the  $(n, \gamma\alpha)$  reaction.

2.5.  $^{40}\text{K}(n_{th}, \gamma\alpha)^{37}\text{Cl}$ ,  $^{40}\text{K}(n_{th}, \gamma p)^{40}\text{Ar}$  (Figs. 1 f-i)

An extensive work was done on this nucleus. Different  $\Delta E$  and  $E$  detectors of diverse sizes with different energy resolutions were used to bring out the spectral details<sup>3)</sup>. The detector with 28 keV resolution probably resolves most of the intermediate levels, because their number does not increase substantially for the 17 keV detector. The spectrum can be fitted with  $\Gamma_{\gamma} \propto E_{\gamma}^4$  as predicted from the Lorentzian tail of the  $E_1$  giant dipole resonance<sup>4)</sup>. Fast coincidence ( $\approx 2$  nsec) was tried to detect the  $(n, \gamma p)$  process, but no definite evidence was found even though the  $\sigma(n,p) = 4.3$  b is  $\approx 10$  times of  $\sigma(n,\alpha) = 0.388$  b.

Table 1

Target Isotope	Target	Incidence [ $\mu\text{m}^2$ ]	Self absorption time [s]	$\sigma(n,\alpha)^{11}$ [b]	$\sigma(n,\alpha)^{12}$ [b]	$\sigma(n,\alpha)^{13}$ [b]	Comments
$^{60}\text{Ni}$	Prepared with the Lyon Isotope separator	30	300	300	75-252	0.388±0.005	
$^{60}\text{Ni}$	Shot power enriched to 0.103 in $^{60}\text{Ni}$	100	40	80	(13,241,13) 10	4.10	Ref. 1
$^{37}\text{Ar}$	Prepared with the TRRUC-CMFI facility	1.56x10 <sup>12</sup>	130	-	(1679/200) 10	4.5±0.3	Ref. 2
$^{67}\text{Zn}$	Shot enriched to 85.7% in $^{67}\text{Zn}$	75	72	6-8	0.160±0.005	0.06	Preliminary results
$^{33}\text{S}$	Shot enriched to 99.96% in $^{33}\text{S}$	50	300	-	140±20	1.70	Preliminary results
$^{40}\text{K}$	Shot enriched to 85.0% in $^{40}\text{K}$	30	several runs of 6-70 days	30	200±20 6(10 <sup>10</sup> ) =(0.95-2.00) <sup>3</sup>	26±5	

REFERENCES

1. M. Asghar, A. Emsallem and N.G. Sjöstrand, Z.Phys. A **282** (1977) 375
2. M. Asghar, A. Emsallem, E. Hagberg, B. Jonson and Tidemand Petersson, Z. Phys. (in press)
3. M. Asghar, A. Emsallem and C. Wagemans (to be published)
4. P. Axel, Phys. Rev. **126** (1962) 671.



## CHAPITRE IV

### INTERPRETATION DE L'ENSEMBLE DES RESULTATS

Les réactions ( $n_{th}, \alpha$ ) sont interprétées comme un processus en deux étapes :

- 1) - la capture du neutron et la formation du noyau composé
- 2) - la désexcitation du noyau composé qui peut émettre soit un gamma soit, avec une probabilité beaucoup plus faible, une particule  $\alpha$ . Le mécanisme d'émission est tout à fait comparable à celui des particules alpha de radioactivité. Il y a toutefois une différence importante dans le fait que la fonction d'onde du niveau émetteur  $\alpha$  ne s'exprime pas simplement en termes de fonction d'onde du modèle en couches. Les calculs les plus récents en radioactivité alpha ne s'appliquent donc pas dans notre cas. Les propriétés de la fonction d'onde du niveau de capture seront envisagées dans le cadre du modèle statistique.

#### I. METHODES

Nous calculons les pénétrabilités et les largeurs  $\alpha$  suivant la méthode proposée par Griffioen et Rasmussen (réf. 9). Dans un premier temps nous rappellerons cette méthode de calcul (paragraphe 1). Puis nous comparerons les valeurs calculées à celle obtenues par le Groupe de Dubna qui utilise le modèle optique et le modèle des clusters, ainsi qu'aux résultats expérimentaux obtenus par ces auteurs. Nous montrerons ainsi que ces différents calculs donnent des résultats de qualité très comparable (paragraphe 2). Dans un troisième paragraphe nous étudierons l'ensemble de nos propres résultats, nous montrerons que notre calcul permet de prévoir correctement l'ordre de grandeur des largeurs  $\alpha$  et des sections efficaces. Nous montrerons également que la dispersion des résultats autour de leur valeur moyenne calculée est en très bon accord avec les prévisions du modèle statistique.

##### a) Calcul des pénétrabilités

Nous utilisons la méthode proposée par J. O. Rasmussen (réf. 10).

Nous calculons la pénétrabilité par la méthode W. K. B. (approximation semi-classique) la pénétrabilité  $P_{\ell}$  est égale à  $\text{Exp}(-2c)$  où  $c$  est donné par l'intégrale.

$$c = \int_{R_1}^{R_2} \frac{(2M)^{1/2}}{\hbar} \left[ V(r) - \frac{ZZe^2}{r} + \frac{\hbar^2}{2mr^2} \ell(\ell+1) - E\alpha \right]^{1/2} dr \quad (1a)$$

$V(r)$  est la partie réelle du potentiel du modèle optique. Nous utilisons le potentiel de Igo.

$$V(r) = -1100 \exp \left\{ -\frac{r-1,17A^{1/3}}{0,574} \right\} \text{ MeV} \quad (1b)$$

$M$  est la masse réduite de la particule,  $Ze$  est la charge du noyau final,  $E\alpha$  est l'énergie de décroissance totale ( $Q$  de réaction) corrigée de l'effet d'écran des électrons atomiques (réf. 10, 11). Nous avons utilisé ce calcul parce qu'il présente des avantages qui nous paraissent importants :

- le potentiel a été testé pour des noyaux allant de l'argon jusqu'au plomb.
- ce potentiel est déterminé expérimentalement et le calcul que nous faisons ne fait intervenir aucun paramètre ajustable

#### b) Calcul des largeurs alpha

Dans le cas où une seule résonance intervient, les valeurs expérimentales  $\sigma_{\alpha i}$  (section efficace pour l'alimentation du niveau  $i$ ) peuvent être exprimées en termes de largeurs  $\Gamma_{\alpha i}$  par la relation :  $\Gamma_{\alpha i} = \sigma_{\alpha i} \cdot \Gamma_{\gamma} / \gamma$  est la section efficace de capture pour les neutrons thermiques,  $\Gamma_{\gamma}$  est la largeur gamma de la résonance considérée. Lorsque plusieurs résonances de spin différents ( $j = I \pm 1/2$ ) peuvent intervenir dans la capture de neutrons thermiques, nous devons déterminer un terme  $a_j$  correspondant à la probabilité d'alimenter une résonance de spin  $j$ . La section efficace de capture à utiliser est alors  $a_j \sigma_{\gamma}$ .

Le modèle statistique permet de calculer les largeurs  $\Gamma_{\gamma}$  moyennes

$$\langle \Gamma_{\alpha i} \rangle = \frac{\langle D_j \rangle}{2\pi} \sum_{\ell} P_{\ell} \quad (2)$$

$\langle D_j \rangle$  est la distance moyenne entre résonance de spin  $j$ ,  $P_{\ell}$  est la pénétrabilité de la barrière de potentiel pour une particule  $\alpha$  de moment angulaire orbital  $\ell$ . Le terme  $\frac{\langle D_j \rangle}{2\pi \hbar}$  est interprété presque littéralement comme le nombre de fois par seconde où la particule alpha déjà formée essaye de traverser la barrière de potentiel ;  $\sum_{\ell} P_{\ell}$  est la probabilité qu'elle réussisse à la traverser. On pense généralement qu'il est nécessaire, pour obtenir une valeur acceptable de  $\langle \Gamma_{\alpha i} \rangle$ , de multiplier cette expression par un terme  $\varphi$  qui peut être interprété comme le recouvrement des fonctions d'ondes du niveau initial et du niveau final ou comme la probabilité de trouver une particule alpha déjà formée dans le noyau. Les différents modèles ne permettent pas de calculer la valeur

du facteur de préformation, il est généralement admis d'effectuer ce genre de calculs en prenant  $\varphi = 1$ . Cependant l'étude de l'ensemble de nos résultats nous permettra d'estimer la valeur moyenne de  $\varphi$  suivant une méthode analogue à celle utilisée par Colli-Milazo (réf. 3).

c) Approche statistique des propriétés des résonances

Dans la terminologie utilisée en réactions nucléaires (R matrix), la largeur partielle d'émission d'une particule  $\alpha$  pour un état  $\lambda$  du noyau composé dans le canal de sortie c est donné par :

$$\Gamma_{\lambda c} = 2 \gamma_{\lambda c}^2 P_c$$

et la largeur totale c est :

$$\Gamma_{\lambda} = \sum_c \Gamma_{\lambda c} = 2 \sum_c \gamma_{\lambda c}^2 P_c$$

où  $\gamma_{\lambda c}$  est l'amplitude (de la largeur réduite) et c fixe l'énergie et le moment angulaire de la particule  $\alpha$ . La sommation est étendue à tous les canaux de sortie permis par les règles de sélection sur l'énergie et le moment angulaire.  $\Gamma_{\lambda c}$  est à un facteur près l'amplitude de la configuration  $\gamma_{\lambda c}$ .

Les fonctions d'onde des résonances sont considérées comme des superpositions extrêmement complexes d'un grand nombre de configurations. L'hypothèse statistique consiste à considérer la grandeur et le signe de  $\gamma_{\lambda c}$  comme un nombre aléatoire, les valeurs de  $\gamma_{\lambda c}$  obéissent alors à une distribution statistique normale de valeur moyenne nulle. La distribution des largeurs partielles déduite de ces hypothèses est donnée par :

$$P(\lambda, \nu) dx = \frac{\nu}{2 \Gamma(\nu/2)} \left(\frac{\nu x}{2}\right)^{\nu/2 - 1} e^{-\frac{\nu x}{2}} dx \quad (3a)$$

$\langle \Gamma_{\alpha} \rangle$  est la largeur moyenne alpha obtenue pour plusieurs résonances

où  $x = \frac{\Gamma_{\alpha}}{\langle \Gamma_{\alpha} \rangle}$  et  $\Gamma\left(\frac{\nu}{2}\right)$  est donné par la relation de récurrence

$$\Gamma\left(\frac{\nu}{2}\right) = \left(\frac{\nu}{2} - 1\right) \Gamma\left(\frac{\nu}{2} - 1\right) \text{ avec } \Gamma\left(\frac{1}{2}\right) = \sqrt{\pi}$$

$\nu$  est le nombre de degrés de liberté :

$$\nu = \frac{\left(\sum_{\ell} P_{\ell}\right)^2}{\sum_{\ell} P_{\ell}^2} \quad (3b) \quad (\text{réf. 12})$$

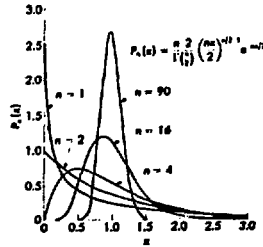
$P(x, \nu)$  est la probabilité de trouver  $x$  compris dans l'intervalle  $x, x + dx$ .

Considérons plusieurs résonances pouvant alimenter un niveau déterminé du noyau fils par des alpha ayant une valeur de  $\ell$  donnée ( $\nu = 1$ ). La distribution des largeurs partielles est :

$$P(x, 1) = \frac{1}{2 \sqrt{\pi}} \left(\frac{x}{2}\right)^{-1/2} e^{-\frac{x}{2}} dx$$

qui porte le nom de distribution de Porter-Thomas. Cette distribution s'applique aussi aux largeurs  $\Gamma_n$ , et aussi aux largeurs partielles des gamma primaires. Cependant pour les gamma émis par le noyau composé un grand nombre de canaux de sortie sont ouverts (des gamma peuvent être émis vers chaque niveau de plus basse énergie)  $\nu$  est grand ( $> 50$ ) ; les valeurs de la largeur totale  $\Gamma_\gamma$  fluctuent peu autour de leur valeur moyenne.

La figure 22 présente quelques exemples de cette distribution.



The statistical distribution  $P_n(x)$  for various values of  $n$ .

Figure 22

Les prévisions du modèle statistique ont été vérifiées expérimentalement pour les réactions  $(n, \alpha)$  par Popov (réf. 12, 13) qui a mesuré les largeurs d'un grand nombre de résonances. La figure 23 montre le bon accord de ses résultats expérimentaux avec les prévisions du modèle statistique.

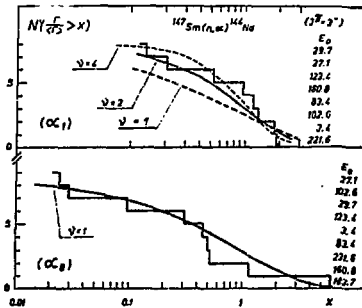


Figure 23

D'après Popov et al., N. P. A 188 (1972), 212.

Les travaux de Popov ont montré que pour différentes résonances de même  $J^\pi$  d'un même noyau, les largeurs alpha fluctuent suivant la distribution prévue par le modèle statistique.

(réf. 13) Popov et al., Nuclear Data for Reactors, (IAEA, Vienna, 1970), vol. 1, p. 669.

(réf. 15) Antonov et al., Rapport JINR-P 3-10372, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, URSS

## II. LE FACTEUR W

Dans le paragraphe précédant nous utilisons la notation  $x = \Gamma_\alpha / \langle \Gamma_\alpha \rangle$  pour laquelle  $\langle \Gamma_\alpha \rangle$  peut être une valeur moyenne expérimentale ou bien une valeur calculée (réf. 13).

Dans le cas où nous utiliserons comme valeur moyenne une valeur calculée

$$W = \Gamma_\alpha \text{ exp} / \langle \Gamma_\alpha \rangle \text{ calcul}$$

Ce facteur sera un outil commode pour comparer entre eux les différents calculs de  $\langle \Gamma_\alpha \rangle$  et également pour comparer entre elles des transitions alpha d'énergies différentes.

## III. COMPARAISON DES DIFFERENTS CALCULS DE $\Gamma_\alpha$

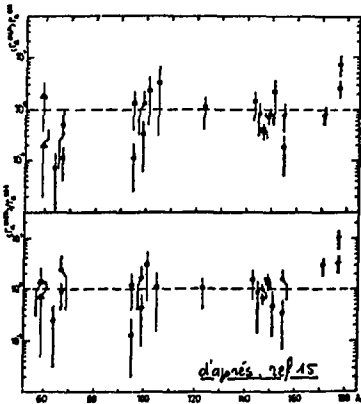


Figure 24

Le groupe de Popov présente ses résultats sous la forme de graphiques tels que ceux que nous reproduisons sur la figure ci-contre. La valeur de Log W est portée en ordonnée, en fonction de la masse du noyau initial. Ces graphiques montrent que les différents calculs utilisés tiennent compte correctement des effets liés à la hauteur de la barrière de potentiel et à l'énergie des particules alpha. En effet, la valeur de W ne semble pas être fonction de A. Nous voudrions comparer ces différents calculs de manière plus précise. Pour chaque méthode, nous allons étudier la valeur moyenne de Log (W), mais cette valeur n'est pas un test très fondamental pour un calcul :

il suffit d'avoir un seul paramètre ajustable pour être assuré d'obtenir la bonne valeur moyenne. Nous nous intéresserons par la suite principalement à la dispersion des résultats autour de cette valeur moyenne. Nous amorcerons cette discussion dans ce paragraphe en calculant l'écart quadratique moyen de Log W, qui est une indication en première approximation de la dispersion des résultats.

Le tableau I présente l'ensemble des mesures des largeurs alpha sur les résonances effectuées par le Groupe de Dubna, ainsi que leurs calculs utilisant le modèle optique et le modèle des clusters (colonnes 3 et 4). Nous présentons également les résultats de notre calcul (colonnes 5 et 6).

Les tableaux I et II montrent que ces différents calculs conduisent à des résultats comparables. Ils permettent d'estimer la largeur alpha des niveaux de haute énergie peuplés par capture de neutrons thermiques.

Isotope	$\pi$ $I$					
$^{59}\text{Ni}$	$1^-$	$140 \cdot 10^3$	$170 \cdot 10^3$			$250 \pm 210 \cdot 10^3$
	$2^-$	$8.1 \cdot 10^3$	$2.2 \cdot 10^3$			$1.6 \cdot 10^3$
$^{64}\text{Zn}$	$1/2$	180	48	210	210	12
$^{67}\text{Zn}$	$2^-$	11	2	11	4,7	$5,5 \pm 4,7$
	$3^-$	5040	670	3250	1895	$580 \pm 340$
$^{95}\text{Mo}$	$2^+$	22	21	36	14,8	$26 \pm 18$
	$3^+$	0,25	0,19	0,30	0,18	(0,025)
$^{99}\text{Ru}$	$2^+$	14	10	44	19	$4,4 \pm 3,6$
	$3^+$	0,33	0,25	1,1	0,64	$0,4 \pm 0,3$
$^{101}\text{Ru}$	$2^+$	0,07	0,05	0,37	0,12	$0,15 \pm 0,12$
$^{105}\text{Pd}$	$2^+$	0,03	0,09	0,47	0,16	0,1
$^{123}\text{Te}$	1			$7 \cdot 10^{-3}$	$5,5 \cdot 10^{-3}$	$(1,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$
	0			10,5	2,7	$4,0 \pm 3$
$^{147}\text{Sm}$	$3^-$	5,1	4,8	14,5	6,2	$2,3 \pm 0,6$
	$4^-$	0,72	0,44	1,6	0,74	$0,38 \pm 0,12$
$^{149}\text{Sm}$	$3^-$	0,55	0,40	0,74	0,18	$0,21 \pm 0,06$
	$4^-$	0,087	0,056	0,12	0,047	$0,29 \pm 0,008$
$^{155}\text{Gd}$	$1^-$	$1,9 \cdot 10^{-3}$		$5,8 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$(0,7 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$
	$2^-$	$0,9 \cdot 10^{-3}$		$1,7 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$(0,7 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$
$^{177}\text{Hf}$	$3^-$	$0,17 \cdot 10^{-2}$		$0,20 \cdot 10^{-2}$	$0,71 \cdot 10^{-2}$	$(2,5 \pm 0,6) \cdot 10^{-2}$
$^{151}\text{Eu}$	$3^+$	$2,7 \cdot 10^{-4}$		$2,8 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{-4}$	$(2,5 \pm 1,8) \cdot 10^{-4}$

Tableau I

	Valeur moyenne <Log (W)>	Valeur moyenne $10 < \text{Log}(W) >$	Ecart quadratique moyen $\sigma$ de Log W	$10^6$
1. Modèle optique	- 0,117	0,76	0,56	3,6
2. Modèle des clusters	+ 0,021	1,05	0,36	2,3
3. Modèle statistique	- 0,325	0,44	0,58	3,8
4. $\Gamma_{\alpha} = \frac{\langle p \rangle}{2\pi} \sum_l p_l^2$	- 0,009	0,98	0,51	3,2

Le calcul 3 basé sur le modèle statistique n'introduit aucun paramètre ajustable destiné à améliorer l'accord entre les résultats expérimentaux et les valeurs calculées. Ce calcul est fait dans l'hypothèse où on aurait à chaque instant une particule alpha présente à l'intérieur du noyau composé. On peut introduire (3), un facteur de préformation  $\varphi$ . La largeur alpha s'écrit alors :

$$\Gamma_{\alpha} = \varphi \frac{\langle D_j \rangle}{2\pi} \sum_{\ell} P_{\ell} \quad (4a)$$

Notre calcul (tableau V) conduit à  $\varphi = 0,44$ . Pour tenir compte de la faible précision des résultats utilisés, nous donnerons plutôt la valeur  $\varphi \approx 1/2$ . Ce paramètre  $\varphi$  peut être interprété comme la probabilité moyenne de trouver un alpha préformé dans le noyau composé.

Cette valeur est en accord avec l'étude systématique de la référence 12 qui porte sur l'émission d'alphas de radioactivité, les réactions  $(p, \alpha)$  et les réactions  $(n, \alpha)$  utilisant des neutrons rapides (voir chapitre 1).

Remarque sur le calcul n° 4 : pour obtenir un calcul donnant la bonne valeur moyenne de W nous pouvons donc utiliser un paramètre ajustable  $\varphi \approx 1/2$ . Cependant, dans ce calcul nous devons, à partir des valeurs expérimentales de  $\langle D \rangle$ , estimer  $\langle D_j \rangle$  de la manière suivante : la densité de niveaux est donnée par le modèle de gaz de Fermi par la formule :

$$\rho(u, j) = \frac{C(2j+1)}{u} e^{-j(j+1)/\sigma^2} e^{2(au)^{1/2}}$$

où u est l'énergie d'excitation,  $\sigma$  le "spin cut-off factor" et a est le paramètre de densité de niveaux.

Dans notre cas, on admet que  $j(j+1) < 2\sigma^2$  alors  $\rho(j)$  est proportionnel à  $2j+1$  ce qui permet de calculer le  $\langle D_j \rangle$  distance moyenne entre niveaux des spins j à partir de la valeur expérimentale de  $\langle D \rangle$ . La valeur calculée  $\langle D \rangle$  est très approximative. D'autre part, nous pouvons remarquer que  $\langle D_j \rangle$  est à peu près égale à  $\langle D \rangle$ . Nous introduisons beaucoup moins d'incertitudes de calcul en utilisant la formule approchée.

$$\Gamma_{\alpha} \approx \frac{\langle D \rangle}{2\pi} \sum_{\ell} P_{\ell} \quad (4b)$$

Nous observerons par la suite que cette formule approchée donne des résultats légèrement plus satisfaisants que la formule correcte. (4a).

Conclusion : nous avons exposé la méthode basée sur le modèle statistique qui nous permet de calculer la largeur alpha et la section efficace des réactions  $(n, \alpha)$ .

Il existe d'autres méthodes possibles : le groupe de Dubna utilise le modèle optique ou le modèle des clusters. Dans le paragraphe suivant nous comparerons les résultats de ces différents calculs.

Le modèle statistique nous apprend que la valeur de  $\Gamma_{\alpha}$  calculée ne doit pas être la vraie valeur que nous mesurons pour une résonance. Nous calculons une valeur moyenne valable pour un ensemble de résonances. Le modèle statistique permet de prévoir quelle doit être

Noyau Cible	$I_i$	$I_f$	Nature du niveau alimenté	$\sigma_{\alpha} < D_j >$	$\sigma_{\alpha} < D >$	$\sigma_{\alpha} \text{ exp}$
$^{64}\text{Zn}$	$1/2^+$	$3/2^-$ $5/2^-$	G.S	445 55 63	445 55 63	$< 1$ $11^{\pm 2}$
$^{67}\text{Zn}$	$1^+$	$2^+$	G.S	186	77	$159^{\pm 20}$
$^{77}\text{Se}$	$2^+$	$0^+$ $2^+$	G.S	3200 115	1334 48	$60^{\pm 15}$ $4^{\pm 2}$
$^{123}\text{Te}$	$0^+$	$0^+$ $2^+$	G.S	28,5	22	$46^{\pm 6}$ $6^{\pm 2}$
$^{129}\text{Xe}$			G.S		10,7	$(56^{\pm 20})$
$^{143}\text{Nd}$	$3^-$	$0^+$ $2^+$ $0^+$ $4^+$ $2^+$ et $5^-$ $3^+$ $\Sigma \alpha_i$	G.S Collectif (vibrations) 2 particules ( $g_{7/2}$ $d_{5/2}$ )	139000 1370 88 147 57 28 87	62000 599 38 64 24 12,5 38	21280 84 88 $33^{\pm 3}$ $45^{\pm 5}$ $13^{\pm 3}$ $46^{\pm 5}$
$^{145}\text{Nd}$	$4^-$	$0^+$ $2^+$	G.S	38	16,6	$< 0,7$ 11,5
$^{149}\text{Sm}$	$3^-$ $4^-$ $4^+$	$0^+$ $2^+$ $4^+$ $3^-$ $1^-$ $2^+$ et $5^-$	Vibration Vibration Vibration octupolaire	40500 11900 3800 328 1384	22780 6700 2140 184 1050	$5500^{\pm 400}$ $24300^{\pm 2000}$ $33^{\pm 3}$ $400^{\pm 40}$ $70^{\pm 15}$ $80^{\pm 15}$
$^{147}\text{Sm}$	$3^-$ $4^-$	$0^+$ $2^+$ $4^+$ $3^-$ et $2^+$	Vibration Collectif Collectifs	9500 880 565 99	4100 495 155 59	131 370 38 42
$^{151}\text{Eu}$		$\Sigma \alpha_i$		26	16	$8,7^{\pm 2}$
$^{155}\text{Gd}$		$0^+$ $2^+$ $4^+$ $2^+$ $4^+$	Rotation Rotation Bande $\beta$ Bande $\beta$	0 880 82 26 25	0 529 51 16 16	$< 1$ $67^{\pm 9}$ 14,5 $4^{\pm 1}$ 4,5
$^{167}\text{Er}$		$0^+$	G.S	3,2	1,8	$1,5^{\pm 0,6}$
$^{177}\text{Hf}$		$0^+$ et $2^+$ $4^+$		44 21,5	19 9,5	$5^{\pm 2}$ $15^{\pm 5}$



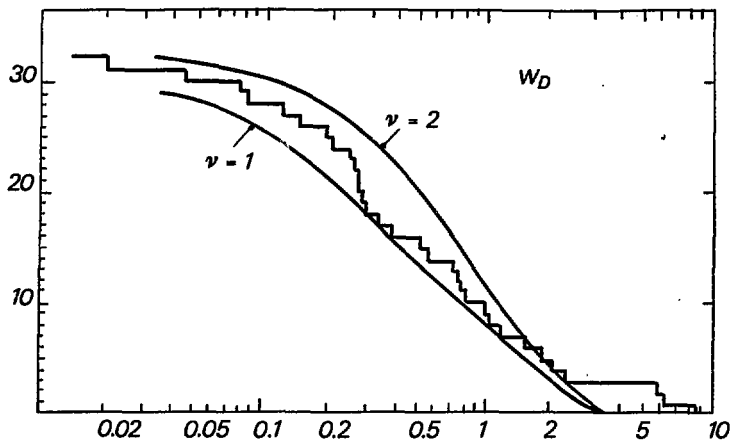


Figure 25a

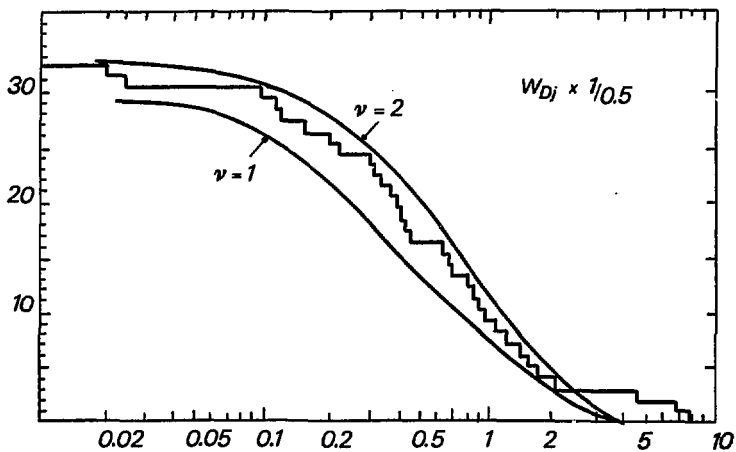


Figure 25b

la dispersion des résultats expérimentaux par rapport à leur valeur moyenne.

Il est donc nécessaire de vérifier dans un premier temps que notre calcul permet de prévoir correctement la valeur moyenne des résultats expérimentaux. Dans une deuxième étape nous vérifierons que la dispersion des résultats est en accord avec les prévisions du modèle statistique.

#### IV. ETUDE STATISTIQUE DE L'ENSEMBLE DE NOS RESULTATS

Nous étudions maintenant les transitions  $\alpha$  alimentant chaque niveau du noyau final. Le tableau III présente l'ensemble de nos résultats expérimentaux ainsi que les valeurs calculées.

Nous nous intéressons aux valeurs de  $W = \frac{\Gamma_{\alpha i \text{ exp}}}{\Gamma_{\alpha i \text{ th}}} = \frac{\sigma_{\alpha i \text{ exp}}}{\sigma_{\alpha i \text{ th}}}$ . Dans ces mesures nous trouvons une valeur moyenne de  $W$  égale à 0,61.

La dispersion des résultats : les largeurs  $\alpha$  fluctuent suivant une distribution de Porter-Thomas, c'est-à-dire que, pour des transitions provenant de différentes résonances, les valeurs de  $\Gamma_{\alpha \text{ exp}} / \langle \Gamma_{\alpha} \rangle_{\text{exp}}$  doivent fluctuer suivant une telle distribution.

Si notre calcul des  $\Gamma_{\alpha i}$  est correct, les valeurs de  $W$  provenant de différentes réactions ( $n, \alpha$ ) doivent aussi fluctuer suivant cette même distribution, puisque  $\langle \Gamma_{\alpha} \rangle$  théorique doit être comparable à  $\langle \Gamma_{\alpha} \rangle_{\text{exp}}$ . Les transitions que nous étudions correspondent à un nombre de degrés de liberté  $\nu$  compris entre 1 et 2.

Sur les figures 25 a et 25 b nous avons représenté la distribution des valeurs de  $W$  comparées aux distributions théoriques pour  $\nu = 1$  et  $\nu = 2$ .

Nous avons vu au paragraphe précédent que deux calculs permettent d'obtenir une valeur moyenne de  $W$  voisine de 1 :

a)  $\Gamma_{\alpha} = \varphi \frac{\langle D_i \rangle}{2\pi} \sum_l P_l$ . Nous prenons pour  $\varphi$  la valeur moyenne  $\varphi = 0,5$ . Les fluctuations statistiques, ou les effets dus à la fonction d'onde du noyau initial portent sur les valeurs des  $\varphi$ . Les figures 25 montrent que ce calcul permet de trouver l'ordre de grandeur des largeurs et des sections efficaces expérimentales. La dispersion des résultats est en accord avec ce qui est prévu par le modèle statistique.

b) Nous calculons aussi la largeur  $\alpha$  par la formule :

$\Gamma_{\alpha} = \frac{\langle D \rangle}{2\pi} \sum_l P_l$ . Les figures 25 montrent que ce calcul permet de prévoir de façon extrêmement satisfaisante la valeur des  $\Gamma_{\alpha}$  ainsi que leurs fluctuations statistiques.

#### V. CONCLUSION

Plusieurs méthodes permettent d'estimer les largeurs  $\alpha$ ,  $\Gamma_{\alpha}$  et les largeurs  $\alpha$  partielles,  $\Gamma_{\alpha i}$ , ainsi que leurs fluctuations statistiques. Ces différents calculs sont extrêmement voisins et il est normal qu'ils conduisent à des résultats comparables. Aucun de ces calculs ne fait intervenir les propriétés particulières de chacune des résonances, ces propriétés n'étant pas

connues, aussi nous ne devons étudier que l'ensemble des valeurs de  $W$ . Nous avons montré que la distribution des valeurs de  $W$  est en excellent accord avec les prévisions du modèle statistique. D'autre part, nous pouvons estimer une valeur moyenne  $\bar{\varphi}$  du facteur de préformation, nous trouvons que  $\bar{\varphi}$  doit être voisin de 0,5. Cette valeur est en accord avec une estimation analogue portant sur d'autres transitions (réf. 3).

Les largeurs  $\alpha$  sont donc globalement aléatoires. Il reste cependant possible que dans quelques cas particuliers des effets non statistiques puissent apparaître, c'est-à-dire que les différentes largeurs  $\alpha$  provenant d'une même résonance fluctuent d'une manière corrélée au lieu de fluctuer indépendamment. Nous avons obtenu des indices d'un tel comportement pour les transitions provenant des noyaux composés de  $^{156}\text{Gd}$  et  $^{178}\text{Hf}$ . D'autre part, pour le  $^{78}\text{Se}$  les deux transitions sont très favorisées. Nous trouvons  $W_0$  égal à 5, 2 et 7, 5 la probabilité de trouver deux valeurs aussi grandes séparément est très faible ( $\approx 10^{-5}$ ), mais dans d'autres cas, pour les réactions  $(n, \alpha)$  sur les  $^{143}\text{Nd}$ ,  $^{147}\text{Sm}$ ,  $^{149}\text{Sm}$ , nous ne voyons aucune corrélation entre les valeurs de  $W$  et la nature des niveaux finaux.

Dans ce dernier chapitre nous n'avons étudié de manière détaillée que les réactions  $(n, \alpha)$  sur les noyaux stables. Les articles que nous présentons ensuite, nous ont permis de développer d'autres points importants de nos travaux, qui doivent apparaître comme le prolongement logique des notions que nous avons développées dans ce chapitre. Il s'agit des études portant sur des noyaux radioactifs de courte période, et des réactions  $(n, \gamma \alpha)$ .

L'étude de réactions  $(n, \alpha)$  et  $(n, p)$  a pu apparaître comme une performance technique, puisqu'elles constituaient les premières études de réactions sur des noyaux radioactifs de courte période. Nous n'avons pu les entreprendre qu'après avoir montré qu'il est possible de prévoir l'ordre de grandeur des sections efficaces de ces réactions (voir pages 59 et 73).

Les réactions  $(n, \gamma \alpha)$  nous ont fourni des informations sur les probabilités de transition gamma entre niveaux de haute énergie. Il n'existe actuellement aucune possibilité d'étudier directement les gamma de basse énergie émis par le niveau de capture de neutron (réf. 17), les réactions  $(n, \gamma \alpha)$  sont actuellement la seule méthode qui fournisse des informations sur ces transitions. Il s'agit de réactions dans lesquelles, après formation du noyau composé  $c$  une transition  $\gamma$  permet d'alimenter un niveau intermédiaire  $c'$  qui peut se désexciter par émission d'une particule  $\alpha$ . Ayant la possibilité de calculer la probabilité d'émission d'une particule  $\alpha$  par le niveau  $c'$ , nous pouvons en déduire la probabilité de transition gamma entre les niveaux  $c$  et  $c'$ . Les détails de ce calcul sont exposés pages 25 et 26, les résultats expérimentaux sont présentés pages 26, 54 à 58, 64 et 103 à 105.

REFERENCES

- (1) Z. GAMOW,  
Phys., 52, (1929), 510.
- (2) J. O. RASMUSSEN,  
Alpha, Beta, Gamma Ray Spectroscopy (ed. K. Siegbahn), North Holland, Publis. 1965.  
MANG H. J. and RASMUSSEN J. O.,  
Dan. Vid. Selsk., 2, (1962), N 13.
- (3) L. MILAZZO-COLLI,  
Phys. Lett., 38 B, (1972), 155.  
Nucl. Phys., A 210, (1973), 297.  
R. BONETTI et L. MILAZZO-COLI,  
Phys. Lett., 49 B N1 (1974), 17.
- (4) V. G. SOLOVIEV,  
J. I. N. R. E<sub>4</sub> - 5711  
J. I. N. R. E<sub>4</sub> - 5135  
J. I. N. R. E<sub>4</sub> - 8116
- (5) Yu. POPOV,  
Nucl. Phys., A 188, (1972), 212.
- (6) E. CHEIFETZ, G. GILAT, A. YAVIN, S. G. COHEN,  
Phys. Lett., 1, (1962), 289.
- (7) R. D. MACFARLANE,  
Phys. Lett., 24 B, (1967), 143.  
N. S. OAKEY, R. D. MACFARLANE,  
Phys. Lett., 26 B (1968), 662.  
K. BEG, R. D. MACFARLANE,  
Nucl. Phys., A 123 (1969), 571.
- (8) Neutron Beam Facilities at the ILL high Flux Reactor. ILL Report, Janv. 1973.
- (9) R. D. GRIFOEN and J. O. RASMUSSEN,  
U. C. R. L. Report 9566.
- (10) J. O. RASMUSSEN,  
Phys. Rev., 113 N 6, (1959), 1593.
- (11) I. BERLMAN and J. O. RASMUSSEN,  
In Handbuch der Physik (Springer-Verlag, Berlin (1957), vol. 42, p. 151 (eq. 25.1)
- (12) N. P. BALAKANOV, Yu. M. GLEDENOV, Chol. PARKSTONG, Yu. POPOV and V. G. SEMENOV,  
Nucl. Phys., A 261, (1976), 35.
- (13) Yu. POPOV,  
Nuclear Data for Reactors, (IAEA, Vienna, 1970), vol. 1, p. 669.
- (14) N. P. BALABANOV,  
J. I. N. R. - P3 - 7376 (1973).
- (15) A. ANTONOV,  
J. I. N. R. - P3 - 10372 (1977).
- (16) Yu. POPOV and M. FLOREK,  
Soviet Journal of Nuclear Physics, 2, (1969), 680.
- (17) P. AXEL,  
In Neutron Capture Gamma Ray Spectroscopy, (ed. R. E. Chiren and W. E. Kane (1979),  
Plenum Press, New-York).
- (18) J. ALAM and M. L. SEGHAL,  
Nucl. Phys., A 235, (1974), 309.

