

CEA-R 3077

BARROS (Solange May CUYABANO DE, M<sup>me</sup>).-  
Etudes des résonances de neutrons pour des noyaux de spin  
1/2 (argent, thulium, platine) entre 1 et 800 eV.-  
Saclay (Essonne), Centre d'études nucléaires, Service  
de documentation du Commissariat à l'énergie atomique,  
1967.- 27 cm, 67 p., fig., tabl.

(Thèse. Univ. Paris. Centre d'Orsay. 1966. No 25.)

CEA-R 3077 — CUYABANO, ép. DE BARROS Solange May

**ETUDE DES RESSONANCES DE NEUTRONS EN FONCTION DE LEUR SPIN POUR  
LES NOYAUX I = 1/2 (ARGENT, THULIUM ET PLATINE) ENTRE 1 ET 800 eV**

**Sommaire :**

L'attribution de spin a été faite pour 120 niveaux sur 239 détectés. On en déduit :

— Le rapport des espacements moyens pour chaque état de spin qui obéit à la loi en  $(2j + 1)$ .

— Les valeurs des fonctions densités de  $^{195}\text{Pt}$  et  $^{190}\text{Tm}$  sont en accord avec le modèle du noyau déformé de Chase et al. et ont la même valeur pour les deux états de spin.

— Des fluctuations, dans les largeurs radiatives totales des résonances sont observées dans le cas de  $^{195}\text{Pt}$  pour les deux états de spin.

— Les largeurs de diffusion suivent les distributions de Porter et Thomas à un degré de liberté ; les espacements celles de Wigner à deux populations.

1967

67 pages

Commissariat à l'Énergie Atomique - France.

CEA-R 3077 — CUYABANO, ép. DE BARROS Solange May

**STUDY OF NEUTRONS RESONANCES AS A FUNCTION OF SPIN FOR THE  
NUCLEI I = 1/2 (SILVER, THULIUM, PLATINUM) BETWEEN 1 AND 800 eV**

**Summary :**

The assignment of spins has been made for 120 levels of 239 detected. From these data we have deduced that :

— The ratio of average spacing of each state of spin obeys the law of  $2j + 1$ .

— The values of the strength function of  $^{195}\text{Pt}$  and  $^{190}\text{Tm}$  are in agreement with the model of Chase et al. and has the same values for the two states of spin.

— The fluctuations of total radiation widths of resonances are observed in the case of  $^{195}\text{Pt}$  for the two spin-states.

— The neutron widths are governed by the distributions of Porter and Thomas with one degree of freedom; the observed spacings are consistent with the Wigner distribution for two populations.

1967

67 pages

Commissariat à l'Énergie Atomique - France.

**ÉTUDES DES RÉSONANCES DE NEUTRONS  
POUR DES NOYAUX DE SPIN 1/2  
(ARGENT, THULIUM, PLATINE)  
ENTRE 1 ET 800 eV**

par

CUYABANO ép. de BARROS Solange May

Rapport CEA - R 3077

ORSAY  
SÉRIE A  
N° D'ORDRE : 25

# THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES  
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

(CENTRE D'ORSAY)

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR D'UNIVERSITÉ

PAR

**CUYABANO ép. de BARROS Solange May**

PREMIÈRE THÈSE

Études des résonances de neutrons pour des noyaux de spin 1/2  
(Argent, Thulium, Platine) entre 1 et 800 eV

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 26 avril 1966 devant la Commission d'examen

M<sup>me</sup> BENOIST-GUEJAL Président

MM. LEHMANN  
NETTER } Examineurs

*Les rapports du COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE sont, à partir du n° 2200, en vente à la Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 31, quai Voltaire, Paris VII.*

*The C.E.A. reports starting with n° 2200 are available at the Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 31, quai Voltaire, Paris VII.*

## TABLE DES MATIÈRES

	Pages
<b>CHAPITRE I</b>	
I. INTRODUCTION.....	7
II. REACTIONS NUCLEAIRES : FORMALISME.....	7
III. INTERET DE LA DETERMINATION DES PARAMETRES CARACTERISANT LES RESONANCES.....	11
Espacement de niveaux $\langle D \rangle$ .....	12
Largeur radiative totale.....	12
Fonction densité $S_p$ .....	12
Distributions statistiques et corrélations.....	13
IV. CONCLUSION.....	13
<b>CHAPITRE II</b>	
I. SECTIONS EFFICACES POUR LES NEUTRONS "s" ET EFFET DÖPPLER.....	15
II. METHODES D'ATTRIBUTION DE SPIN AUX RESONANCES.....	16
A. Attribution du spin à partir des valeurs $\Gamma_0$ et $\Gamma$ déduites des expériences de transmission.....	16
B. Attribution du spin par la mesure du minimum de transmission.....	17
C. Détermination du spin par la mise en évidence du terme d'interférence entre résonances de même spin.....	20
D. Détermination du spin par la mesure du rapport $\Gamma_n / \Gamma$ dans une expérience de diffusion élastique.....	20
E. Détermination du spin à partir de la mesure de la largeur radiative totale.	20
F. Attribution de spins aux résonances par la mesure de la transmission dans une cible polarisée d'un faisceau de neutrons polarisés .....	20
G. La mesure de $\Gamma_\gamma$ partiel permet aussi parfois l'attribution de certains spins	20
III. DIFFERENTS PROCÉDES POUR LA DETERMINATION DU RAPPORT $\Gamma_n / \Gamma$ DANS UNE EXPERIENCE DE CAPTURE RADIATIVE AVEC UN SCINTILLATEUR LIQUIDE.....	23
a) Par la mesure du nombre de captures au sommet d'une résonance.....	23
b) Par la comparaison entre le nombre total de captures dans deux résonances proches.....	23
c) Par le tracé de la courbe $\frac{A(n)}{n}$ .....	25

	Pages
CHAPITRE III	
I. METHODE DU TEMPS DE VOL.....	27
II. SOURCE DE NEUTRONS.....	27
III. DETECTEURS.....	27
a) Détecteur de neutrons.....	27
b) Détecteur des rayonnements $\gamma$ de capture.....	28
IV. EXPERIENCES REALISEES.....	29
A. Transmission.....	29
Schéma des expériences.....	29
Détermination du bruit de fond.....	31
B) Expériences de capture radiative.....	31
Schéma des expériences et collimation du faisceau de neutrons.....	32
Bruit de fond.....	32
Conditions expérimentales .....	32
C) Attribution isotopique.....	32
V. RESOLUTION.....	36
VI. TRAITEMENT DES DONNEES.....	37
a) Transmission.....	37
b) Capture radiative.....	37
CHAPITRE IV	
I. INTRODUCTION.....	39
II. DISTRIBUTION DES LARGEURS DE DIFFUSION.....	46
III. ESPACEMENT MOYEN DE NIVEAUX.....	50
IV. COMPARAISON DES ESPACEMENTS ET DE LA FONCTION DENSITE AVEC LES MODELES NUCLEAIRES.....	53
A. Espacement moyen entre résonances.....	53
B. Fonction densité.....	54
V. DISTRIBUTION STATISTIQUE DES NIVEAUX ET COEFFICIENT DE CORRELATION.....	56
VI. FLUCTUATION DES $r_{\gamma}$ TOTAUX.....	61
CONCLUSION.....	63
BIBLIOGRAPHIE.....	65

J'adresse tout d'abord l'hommage de mon respect à Monsieur le Professeur H.G. De CARVALHO, Chef de la Division de Radioactivité du Centro Brasileiro de Pesquisas Fisicas, qui m'a initiée à la recherche expérimentale, à Messieurs les Professeurs A. DUFFLES-AMARANTE et A. DIAS TAVARES qui tous m'ont proposé ce stage.

Que les Autorités Supérieures de la Comissão Nacional de Energia Nuclear do Brasil et de l'Agence Internationale d'Energie Atomique, qui m'ont permis de bénéficier d'une bourse, soient assurées de toute ma gratitude.

J'exprime ma reconnaissance à Monsieur le Professeur TEILLAC, Directeur du Laboratoire de Physique Nucléaire de la Faculté des Sciences d'Orsay et à Madame P. BENOIST-GUEUTAL, Professeur, qui m'ont procuré l'occasion de présenter cette thèse.

Je remercie de façon toute spéciale Monsieur E. COTTON, Chef du Service de Physique Nucléaire à Basse Energie au Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay et Monsieur F. NETTER, son adjoint, pour leur accueil généreux dans leur laboratoire, l'intérêt qu'ils m'ont témoigné et les facilités de travail qu'ils m'ont accordées.

Je suis particulièrement redevable à Monsieur J. JULIEN, Chef du Groupe de Physique des Neutrons, qui m'a suggéré ce travail. Il en a suivi, avec une attention constante et bienveillante, tous les développements. Les critiques et les encouragements qu'il m'a libéralement prodigués me furent d'un immense secours. Mais il ne trouvera ici que l'expression bien imparfaite de mon attachement.

Ce m'est un devoir très agréable de remercier les Physiciens du Groupe : Messieurs P. L. CHEVILLON, V. -D. HUYNH, F. MORGENSTERN, G. Le POITTEVIN et C. SAMOUR pour l'appui et la complaisance que j'ai trouvés auprès d'eux au cours des expériences et des dépouillements et lors de multiples échanges de vue.

Je n'aurais garde d'omettre Monsieur C. CORGE et Madame G. BIANCHI pour leurs utiles suggestions concernant les programmes d'analyse qu'ils mirent au point.

Les travaux exposés ici sont essentiellement effectués en équipe et je ne saurais oublier Messieurs A. BLOCH, C. LOPATA, L. MATHIEU, L. COHEN, L. ROUSSEL et J. QUENET qui assurèrent la préparation et le fonctionnement de l'appareillage expérimental avec un dévouement sans réserve. Qu'ils soient chaleureusement remerciés, ainsi que Messieurs G. GOBERT, J. GIACOMETTI, M. BERGER, R. LANGLOIS et A. BEASLEY qui furent si souvent mis à contribution pour la réalisation de tous nos appareils mécaniques.

Je remercie également le personnel de l'accélérateur linéaire de Saclay qui veilla jour et nuit au bon fonctionnement de celui-ci.

J'accorde enfin une attention particulière à Madame P. GUGENBERGER qui mit à ma disposition toute la documentation nécessaire et à Mademoiselle D. ROSSI et à Monsieur F. MOREL qui se chargèrent de la présentation matérielle de ce mémoire.

## CHAPITRE I

### I. INTRODUCTION

L'absence de barrière potentielle dans les réactions nucléaires provoquées par les neutrons permet, pour des énergies relativement faibles de ces derniers, d'obtenir des résultats nombreux et variés sur la structure nucléaire. Un cas particulièrement intéressant est celui de la formation du noyau composé par l'absorption d'un neutron de faible énergie.

Cette formation est caractérisée par la variation abrupte de la section efficace totale pour des énergies  $E$  bien déterminées, appelées énergies de résonance. La figure I.1 montre ces résonances d'abord bien isolées mais qui, au fur et à mesure que l'énergie croît, interfèrent que l'allure de la courbe de section efficace devient monotone.

La région d'énergie pour laquelle les résonances sont isolées est appelée domaine des "neutrons de résonance" et varie selon le noyau étudié.

Pour les noyaux lourds ce domaine est de quelques keV et pour les noyaux légers de quelques MeV.

Dans ce travail, l'étude de quatre noyaux, de nombre de masse  $A$  supérieur à 100, a été faite pour un domaine d'énergie de 1 à 800 eV.

Dans un tel domaine, le processus prédominant d'interaction sera la formation du noyau composé. Il se traduira de deux façons différentes :

- a) Diffusion élastique. Dans ce cas, la voie de sortie est identique à la voie d'entrée.
- b) Capture radiative. Le noyau se désexcite par émission d'un ou de plusieurs rayonnements gamma correspondant à plusieurs voies de sortie.

La mise en évidence de résonances par formation du noyau composé permet l'étude des propriétés des grandeurs nucléaires caractérisant ces niveaux virtuels. De plus, le phénomène de capture radiative autorise l'étude des niveaux du noyau ( $A + 1$ ) d'énergies inférieures à l'énergie de liaison du noyau  $A$ . La recherche de niveaux liés par cette méthode est un excellent complément aux méthodes classiques (exemple : désexcitation par rayonnement  $\beta$ ).

La figure I.2 montre, dans le cas de  $^{195}\text{Pt} + n$ , des niveaux virtuels (résonances) en fonction de l'énergie des neutrons et les niveaux liés accessibles par émission de rayonnements gamma.

Certaines expériences permettent encore, pour certains noyaux, de mettre en évidence des effets de capture directe qui expliquent l'intensité anormale de transitions de haute énergie (5 à 10 MeV). Pour interpréter ces trois processus, ou tout autre, des théories générales ne faisant appel à aucun modèle particulier sont envisagées.

### II. REACTIONS NUCLEAIRES : FORMALISME

En 1938, KAPUR et PEIERLS[1] ont proposé, pour les réactions nucléaires, une théorie rigoureuse. Elle a, néanmoins, des inconvénients :

- a) des relations algébriques compliquées,
- b) des paramètres dépendant implicitement de l'énergie car les conditions aux limites sont fonction de l'énergie.

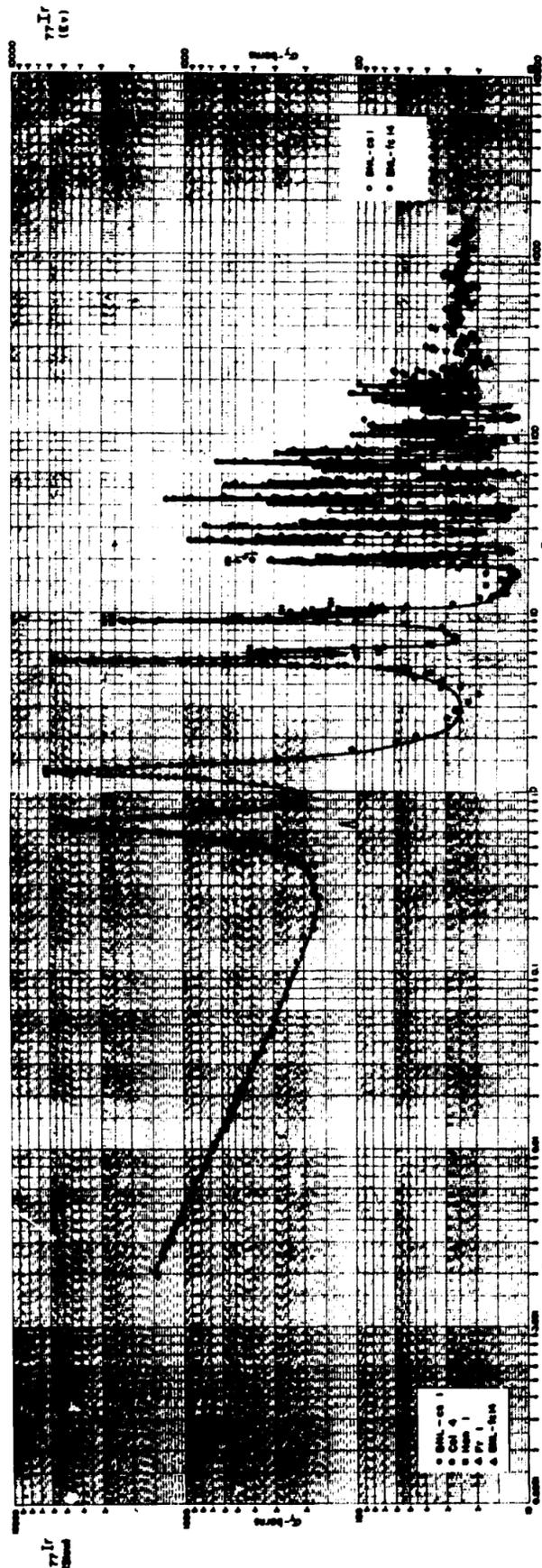


Figure I.1 - Section efficace de  $^{192}\text{Ir}$  de 0,001 à 2,000 eV [J].

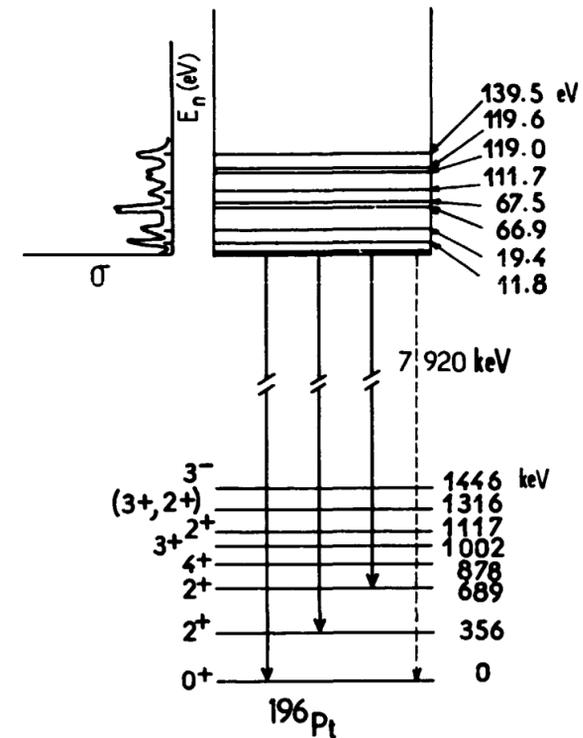


Figure I.2 - Niveaux d'énergies de  $^{196}\text{Pt}$ .

Un formalisme équivalent à celui cité plus haut a été proposé en 1947 par WIGNER et EISENBUD [2] ; il évite les inconvénients mentionnés en b). Les conditions aux limites sont indépendantes de l'énergie. Les paramètres, eux, dépendent explicitement de l'énergie (cf. LANE et THOMAS[3]).

La section efficace  $\sigma_{cc'}$  relative à une voie incidente  $c$  et une voie de sortie  $c'$ , intégrée sur tous les angles, peut s'écrire, d'après ce formalisme de WIGNER et EISENBUD, sous la forme :

$$\sigma_{cc'} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_J \frac{2J+1}{(2I+1)(2s+1)} |\delta_{cc'} - S_{cc'}^J|^2 \quad (I.2.1)$$

où

- $I$  : spin du noyau cible,
- $s$  : spin de la particule incidente,
- $J$  : moment angulaire total du système,
- $k_c$  : nombre d'onde de la particule incidente par rapport au noyau cible.

Le terme  $S_{cc'}^J$  est l'élément de la matrice de collision  $S$  pour une valeur de  $J$  donnée, relative aux voies  $c$  et  $c'$ . Les propriétés d'unitarité et de symétrie de la matrice de collision résultent de la conservation du flux et du renversement du sens du temps. Elles permettent d'exprimer la section efficace totale sous la forme suivante :

$$\sigma_{tt} = \sum_{c'} \sigma_{cc'} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_J 2g_J \text{Re} (1 - S_{cc'}^J) \quad (I.2.2)$$

où

$$g_J = \frac{2J+1}{(2I+1)(2s+1)}$$

est un facteur statistique qui représente la probabilité relative du système d'avoir un moment angulaire total égal à  $J$ .

Dans la région de basse énergie, seuls les neutrons  $s(l = 0)$  ont un facteur de pénétration important. Les valeurs possibles de  $J$  seront :

$$J = I \pm \frac{1}{2}$$

WIGNER et EISENBUD utilisent des matrices intermédiaires pour déterminer les composantes  $S_{cc}^J$  de la matrice  $S$  :

$$S = \omega \frac{1 + i(B R B + C)}{1 - i(B R B + C)} \omega \quad (I. 2. 3)$$

Les matrices  $\omega$ ,  $B$ ,  $C$  sont diagonales et représentent les propriétés des réactions dans la "région externe", c'est-à-dire dans les différentes voies.

La matrice  $R$  n'est pas diagonale et contient les termes nucléaires. Ses composantes ont une forme simple et sont fonction d'un nombre infini de paramètres :

$$R_{cc}(E) = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c}}{E_{\lambda} - E} \quad (I. 2. 4)$$

$E_{\lambda}$  = énergie de l'état  $\lambda$ ,

$\gamma_{\lambda c}$  = amplitude de largeur réduite.

L'amplitude de largeur réduite est reliée à la largeur  $\Gamma_{\lambda c}$  par la relation :

$$\Gamma_{\lambda c} = 2 \gamma_{\lambda c}^2 P_c \quad (I. 2. 5)$$

$P_c$  = facteur de pénétration de la voie  $c$ ,

$\Gamma_{\lambda c}$  = probabilité par unité de temps de désexcitation du niveau  $\lambda$  dans la voie  $c$ .

REICH et MOORE[4] ont calculé la section efficace à partir des relations (I.2.2) et (I.2.3) et des hypothèses suivantes :

- une seule voie pour les neutrons,
- une voie pour la fission,
- $n$  voies de sortie pour la capture.

Dans ce cas, la matrice  $R$  est finie et s'écrit :

$$R = \begin{bmatrix} \begin{bmatrix} R_{11} & R_{12} \\ R_{21} & R_{22} \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} R_{13} & \dots & R_{1n+2} \\ R_{23} & \dots & R_{2n+2} \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} R_{31} & R_{32} \\ R_{n+21} & R_{n+22} \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} R_{33} & R_{3n+2} \\ R_{n+23} & R_{n+2n+2} \end{bmatrix} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} R_{212} & R_{21n} \\ R_{n12} & R_{n1n} \end{pmatrix} \quad (I. 2. 6)$$

Les indices 1 et 2 sont relatifs aux voies de diffusion et de fission, ceux égaux ou supérieurs à 3 aux voies de capture.

L'hypothèse a) est justifiable à basse énergie car les neutrons  $s$  y sont les seuls importants. La généralisation pour  $n$  voies de fission est facile[4].

Le produit  $(B R B + C)$  figurant dans l'expression (I.2.3) peut être facilement calculé à l'aide de la relation (I.2.6). La valeur des sections efficaces, exprimée par (I.2.2), pourra ainsi être obtenue.

VOGT[5], dans le cas où l'on considère un nombre limité de résonances, montre qu'il est plus facile de formuler les composantes  $S_{cc}^J$  de la matrice  $S$  sous la forme :

$$S_{cc}^J = e^{i(\varphi_c + \varphi_c')} [\delta_{cc} + i \sum_{\lambda\lambda'} (\Gamma_{\lambda c})^{1/2} (\Gamma_{\lambda' c})^{1/2} A_{\lambda\lambda'}]$$

Les indices  $\lambda$  et  $\lambda'$  sont relatifs aux différents niveaux et  $\varphi_c$  est le déphasage relatif à la diffusion potentielle.

La matrice inverse de la matrice  $A$  possède des éléments de la forme :

$$(A^{-1})_{\lambda\lambda'} = (E_{\lambda} - E) \delta_{\lambda\lambda'} - \frac{1}{2} i \sum_c (\Gamma_{\lambda c})^{1/2} (\Gamma_{\lambda' c})^{1/2}$$

$E_{\lambda}$  est l'énergie de la résonance  $\lambda$ ,

$c$  est l'indice des voies.

Pour les neutrons  $s$  :

$$\varphi_c = -k R'$$

où

$R'$  désigne le rayon nucléaire.

Les méthodes d'analyse des sections efficaces décrites ci-dessus se simplifient si l'on ne considère pas les voies de sortie relatives au phénomène de fission et si les distances entre niveaux sont grandes devant les valeurs des largeurs totales ( $D_{\lambda\lambda'} > \Gamma_{\lambda}$ ). Dans ce cas, l'expression donnant la valeur de la section efficace de diffusion pour une énergie  $E$  s'écrit :

$$\sigma_{nn} = 4\pi \lambda_0 g \sum_{\lambda} \left| \frac{\Gamma_{\lambda n}/2}{(E - E_{\lambda}) + i \Gamma_{\lambda/2}} + R'/\lambda_0 \right|^2 + 4\pi(1 - g)R'^2 \quad (I. 2. 7)$$

$\lambda_0$  = longueur d'onde réduite,

$\Gamma_{\lambda}$  = largeur totale du niveau  $\lambda$ ,

$\Gamma_{\lambda n}$  = largeur de neutron du niveau  $\lambda$ ,

$\Gamma_{\lambda\gamma}$  = largeur radiative totale du niveau  $\lambda$

$$\Gamma_{\lambda} = \Gamma_{\lambda n} + \Gamma_{\lambda\gamma} \quad (I. 2. 8)$$

$R'$  est lié à la section efficace de diffusion potentielle par la relation :

$$\sigma_p = 4\pi R'^2. \quad (I. 2. 9)$$

Pour la section efficace de capture radiative totale, on obtiendra :

$$\sigma_{\gamma} = \sum_{\lambda} \pi \lambda_0^2 \frac{\sqrt{E_{\lambda}}}{E} \frac{\Gamma_{\lambda n} \Gamma_{\lambda\gamma}}{(E_{\lambda} - E)^2 + \frac{\Gamma_{\lambda}^2}{4}} \quad (I. 2. 10)$$

Ces formules sont analogues à celles obtenues par BREIT et WIGNER[6] et basées sur les similitudes de la structure des résonances avec la théorie de la dispersion de la lumière.

À plus haute énergie, les termes d'interférence ne sont plus négligeables, la résolution en énergie des particules incidentes est parfois très supérieure à l'espacement des niveaux et un point de vue statistique doit être adopté. On mesurera alors la valeur moyenne de la section efficace pour un grand nombre de niveaux.

Les calculs des sections efficaces moyennes peuvent aussi être effectués au moyen de la matrice  $R$  (cf. LANE et THOMAS[3]). Pour les noyaux non fissiles qui, seuls, nous intéressent ici, les mesures effectuées à basse énergie sont généralement celles des valeurs des sections efficaces  $\sigma_{nn}$ ,  $\sigma_{n\gamma}$ ,  $\sigma_{total}$ ,  $\sigma_p$ , du spin  $J$ , de la largeur de neutrons  $\Gamma_n$ , de la largeur radiative totale et des largeurs radiatives partielles  $\Gamma_{\gamma i}$ , autant de paramètres caractéristiques de chaque résonance, enfin des espacements moyens  $\langle D \rangle$  entre résonances.

### III. INTERET DE LA DETERMINATION DES PARAMETRES CARACTERISANT LES RESONANCES

Nous allons décrire brièvement l'intérêt de la mesure des différents paramètres des résonances de neutrons pour la compréhension des réactions nucléaires et la vérification des différents modèles nucléaires.

### Espacement de niveaux < D >.

Bien que la variation de la densité des niveaux n'ait pas encore été vérifiée isolément en fonction du nombre N de neutrons, du nombre Z de protons, de la parité  $\pi$  des niveaux, du spin J et de l'énergie E des particules incidentes, la formule établie par BETHE[7] et modifiée par NEWTON[8], pour tenir compte de certains effets de couches saturées, est en bon accord avec l'expérience :

$$\rho(U, J) = \frac{\alpha(2J + 1)}{U^2} \exp\left(\frac{-J(J + 1)}{2\sigma^2}\right) \exp 2\sqrt{aU} \quad (I. 3. 1)$$

U représente ce que l'on appelle l'énergie effective, c'est-à-dire l'énergie d'excitation diminuée de l'énergie de paire,

$\alpha$  et  $a$  sont des constantes dépendant de la valeur du poids atomique A de l'élément étudié.

Le paramètre  $\sigma$  est défini par le produit  $\theta T$  où  $\theta$  désigne le moment d'inertie nucléaire et T la température nucléaire.

Le terme exponentiel est très voisin de 1 dans nos expériences. En effet, les noyaux étudiés (Pt, Tm et Ag) ont des spins égaux à 1/2 et les énergies des particules incidentes sont toujours inférieures à 1 MeV.

### Largeur radiative totale.

Généralement  $\Gamma_\gamma$  est la somme d'un grand nombre de largeurs radiatives partielles et doit donc peu fluctuer de résonance en résonance. Ceci est vérifié, à quelques exceptions près, pour l'ensemble des noyaux. Si l'on suppose que les transitions radiatives individuelles sont indépendantes et du type dipolaire électrique, la valeur  $\Gamma_\gamma$  peut s'écrire (cf. CAMERON [9]) :

$$\Gamma_\gamma = \frac{3}{4} \frac{e^2}{hc} \left(\frac{R'}{hc}\right)^2 \frac{D(u)}{D_0} \int_0^u \frac{E_\gamma^3 dE}{D(u - E)} \quad (I. 3. 2)$$

où

$R'$  = Rayon de la charge nucléaire,

$u$  = énergie effective d'excitation du niveau initial,

$D(u)$  = espacement des niveaux de même spin et de même parité que le niveau initial,

$D_0$  = espacement des niveaux du modèle à particule indépendante pour lequel le calcul de l'émission  $\gamma$  est fait,

$D(u - E)$  = espacement des niveaux auxquels les transitions aboutissent.

### Fonction densité $S_0$ .

La fonction densité, définie par  $\langle \Gamma_n^0 \rangle / \langle D \rangle$  peut être obtenue à partir de la connaissance des paramètres des niveaux individuels ou à partir de mesures des sections efficaces moyennes.

La section efficace moyenne de formation du noyau composé pour des neutrons de faible énergie peut s'écrire :

$$\sigma_0^0 = 2 \pi^2 \lambda^2 g \sqrt{E} \langle \Gamma_n^0 \rangle / \langle D \rangle [10] \quad (I. 3. 3)$$

E = énergie en eV.

La possibilité d'étudier un nombre relativement important de résonances permettra de trouver les valeurs  $\langle \Gamma_n^0 \rangle$  et  $\langle D \rangle$  avec précision pour un grand nombre de noyaux. On pourra ainsi comparer les valeurs expérimentales de  $S_0$  avec les valeurs théoriques prédites par les différents modèles. Les spins des résonances étudiées étant différents ( $I \pm \frac{1}{2}$ ), une valeur  $S_0$  pour chaque état de spin pourra être donnée.

Une dépendance de  $S_0$  en fonction du spin est difficile à mettre en évidence et la détermination de  $S_0$  à partir des paramètres des résonances individuelles offre un moyen de l'étudier.

### Distribution statistiques et corrélations.

Ce sujet sera traité et développé dans le chapitre IV en fonction des résultats.

Du point de vue des modèles statistiques, il serait très intéressant de pouvoir déterminer :

a) à partir des interactions, les propriétés statistiques des paramètres  $E_\lambda$  et  $\gamma_{\lambda c}$ .

b) à partir des propriétés statistiques des paramètres  $E_\lambda$ ,  $\gamma_{\lambda c}$ , des grandeurs observables (cf. BLOCK [11]).

Malheureusement, les deux problèmes ne sont pas encore résolus mais les renseignements expérimentaux dans ce sens sont très utiles.

### IV. CONCLUSION

Les noyaux étudiés dans ce travail sont tous des noyaux de spin  $\frac{1}{2}$  ( $^{107}\text{Ag}$ ,  $^{109}\text{Ag}$ ,  $^{169}\text{Tm}$ ,  $^{195}\text{Pt}$ ).

Un effort particulier a été fait pour déterminer la valeur du spin J d'un grand nombre de résonances (environ 120).

Les méthodes utilisées pour l'analyse des résonances et la détermination des différents paramètres seront décrites dans le chapitre II.

Les dispositifs expérimentaux, la réalisation des expériences et le traitement des données seront exposés en chapitre III.

Dans le chapitre IV, les résultats expérimentaux seront donnés et interprétés. Nous examinerons en particulier les points suivants :

- 1) Espacement moyen des niveaux < D > en fonction du spin,
- 2) Valeur de la largeur radiative totale moyenne pour chaque état de spin et recherche de fluctuations de la largeur radiative totale de résonance à résonance,
- 3) Valeur de la fonction densité  $S_0$  pour les deux états de spin,
- 4) Distribution statistique des largeurs réduites de neutron,
- 5) Distribution statistique des espacements entre résonances pour une ou plusieurs populations,
- 6) Recherche d'effets de corrélation entre les différents paramètres.

## CHAPITRE II

### I. SECTIONS EFFICACES POUR LES NEUTRONS "s" ET EFFET DÖPPLER

Au voisinage de l'énergie  $E_0$  de résonance et pour des résonances avec  $\Gamma \ll D$  ( $D$  : espacement entre résonances), la section efficace totale peut être mise sous la forme :

$$\sigma(x) = \frac{\sigma_0}{1+x^2} (1+x \operatorname{tg} K) + \sigma_p \quad (\text{II.1})$$

et celle de capture radiative sous la forme :

$$\sigma_\gamma = \frac{\sigma_0}{1+x^2} \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} \sqrt{\frac{E_0}{E}} \quad (\text{II.2})$$

$$x = 2 \frac{(E - E_0)}{\Gamma} \quad (\text{II.1.3})$$

$$\sigma_0 = 4\pi \lambda_0^2 g \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \cos K \quad (\text{II.1.4})$$

et

$$\sigma_p = 4\pi \lambda_0^2 \sin^2 K/2. \quad (\text{II.1.5})$$

Le terme  $x \operatorname{tg} K$  exprime l'effet d'interférence entre la diffusion potentielle et l'amplitude résonnante.  $K$  est le double du déphasage potentiel c'est-à-dire  $K = 2kR$ .

Les courbes expérimentales de section efficace sont déformées par l'effet de résolution et par l'effet du mouvement thermique des noyaux cibles (effet Döppler).

La déformation due à ce dernier a été calculée par BETHE [12] en supposant une distribution maxwellienne pour la vitesse des noyaux. La section efficace totale (II.2.1), compte tenu de l'effet Döppler, s'écrit :

$$\sigma_{\Delta T} = \sigma_p + \sigma_0 [\Psi(x, \beta) + \operatorname{tg} K \Phi(\beta, x)] \quad (\text{II.1.6})$$

où

$$\Psi(x, \beta) = \frac{1}{\beta \sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp\left[-\frac{(x-y)^2}{\beta}\right]}{1+y^2} dy \quad (\text{II.1.7})$$

$$\Phi(x, \beta) = \frac{1}{\beta \sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{y \exp\left[-\frac{(x-y)^2}{\beta}\right]}{1+y^2} dy \quad (\text{II.1.8})$$

et

$$\beta = \frac{2\Delta}{\Gamma} \quad (\text{II.1.9})$$

$\Delta$ , appelée largeur Döppler, caractérise l'effet Döppler et est définie par :

$$\Delta = 2 \left( k \theta E \frac{m}{M} \right)^{1/2} \quad (\text{II. 1.10})$$

$k$  = constante de Boltzmann

$\theta$  = température de l'élargissement Döppler

$m$  = masse de la cible

Si les atomes de la cible appartiennent à un réseau cristallin des corrections doivent être apportées aux calculs de BETHE. LAMB [13] les a faites en précisant la définition de la température  $\theta$ . Elle doit être remplacée dans les formules de BETHE par  $\theta_{\text{eff}}$  :

$$\theta_{\text{eff}} = 3 \left( \frac{\theta}{\tau} \right)^3 \theta \int_0^{\tau/\theta} \left( \frac{1}{e^y - 1} + \frac{1}{2} \right) y^3 dy \quad (\text{II. 1.11})$$

où

$\tau$  = température de Debye du cristal

L'influence de l'effet Döppler sur la forme d'une résonance pour différentes valeurs de  $\beta$  est représentée dans la figure II.1.

Des courbes de section efficace théoriques, avec et sans déformation par l'effet Döppler, sont représentées dans la figure II.2.

Les paramètres contenus dans les formules de section efficace seront déterminés au moyen d'expériences de temps-de-vol de neutrons. Le chapitre III est consacré à la description de ces expériences.

Le paramètre le plus difficile à déterminer est le facteur statistique  $g = \frac{1}{2} \frac{2J+1}{2I+1}$ . Néanmoins, les lois statistiques sont correctement interprétées, seulement si elles sont appliquées à des populations homogènes de résonances c'est-à-dire à des résonances de même spin et d'un même noyau.

A Saclay, plusieurs méthodes expérimentales sont combinées pour attribuer autant que possible la valeur du spin des résonances [14].

## II. METHODES D'ATTRIBUTION DE SPIN AUX RESONANCES

### A. - Attribution du spin à partir des valeurs $\sigma_0$ et $\Gamma$ déduites des expériences de transmission.

La valeur de la quantité  $\int_{E_1}^{E_2} (1 - T(E)) dE$ , pour une résonance, dans une courbe de transmission où l'on considère l'effet Döppler mais non l'interférence entre résonances, est égale à :

$$\frac{\pi}{2} n \sigma_0 \Gamma \quad \text{si} \quad n \sigma_0 \ll 1 \text{ (écran mince)}$$

et

$$\sqrt{\pi n \sigma_0 \Gamma^2} \quad \text{si} \quad n \sigma_0 \gg 1 \text{ (écran épais)}$$

$E_1$  et  $E_2$  sont les deux bornes d'intégration telles que  $T \approx 1$ .

Les courbes théoriques de transmission pour les écrans épais sont donc très sensibles aux variations de  $\Gamma$ . La figure II.3 représente la résonance  $E = 221,36$  eV du platine. Au-delà des valeurs limites  $\Gamma_1$  et  $\Gamma_2$ , l'adaptation des courbes théoriques et des courbes expérimentales est mauvaise. Généralement, une épaisseur d'écran de  $n \sigma_0 \Delta = 10$  donne une bonne détermination de  $\Gamma$  [15].

$\sigma_{0\Delta}$  = section efficace à l'énergie de résonance compte tenu de l'effet Döppler.

La valeur  $\Gamma$  de la résonance, déterminée avec précision, permet parfois l'attribution de spin aux résonances sans le recours d'une expérience supplémentaire.

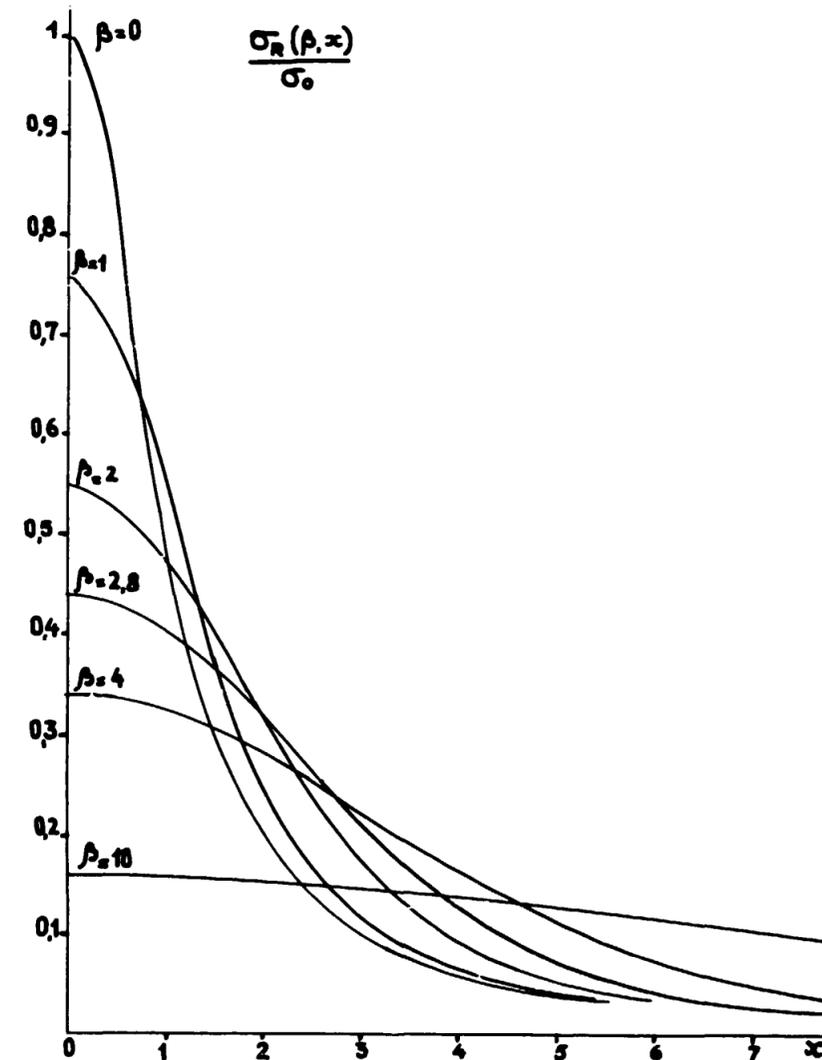


Figure II.1 - Courbes de section efficace pour différentes valeurs de  $\beta$ .

Il a été constaté expérimentalement que la valeur  $\Gamma_y$  ne varie pas beaucoup de résonance en résonance [16]. Pour les noyaux Ag, Pt et Tm cette question sera traitée au chapitre IV.

Pour ces noyaux, les valeurs  $\Gamma_y$ , déduites de la différence  $\Gamma - \Gamma_n$  où  $\Gamma_n$  est calculée pour les deux états de spin, sont comparées à la valeur moyenne de  $\Gamma_y$  obtenue pour les autres résonances observées dans l'expérience. Les valeurs de spin, correspondant à un  $\Gamma_y$  très éloigné de la valeur moyenne, seront rejetées.

Les valeurs de spin ainsi déterminées dans ce travail ont été en général vérifiées et confirmées par d'autres méthodes.

Pour la résonance  $E = 587,70$  eV de l'argent, par exemple, la valeur de spin  $J = 1$  entraîne une valeur de  $\Gamma_y$  très au-dessus de la valeur moyenne (120 MeV) déterminée pour l'argent. Nous avons donc attribué à cette résonance le spin  $J = 0$  qui a été confirmé par une expérience de capture radiative.

### B. - Attribution du spin par la mesure du minimum de transmission.

La résolution des expériences doit être très bonne pour que cette attribution puisse être accomplie.

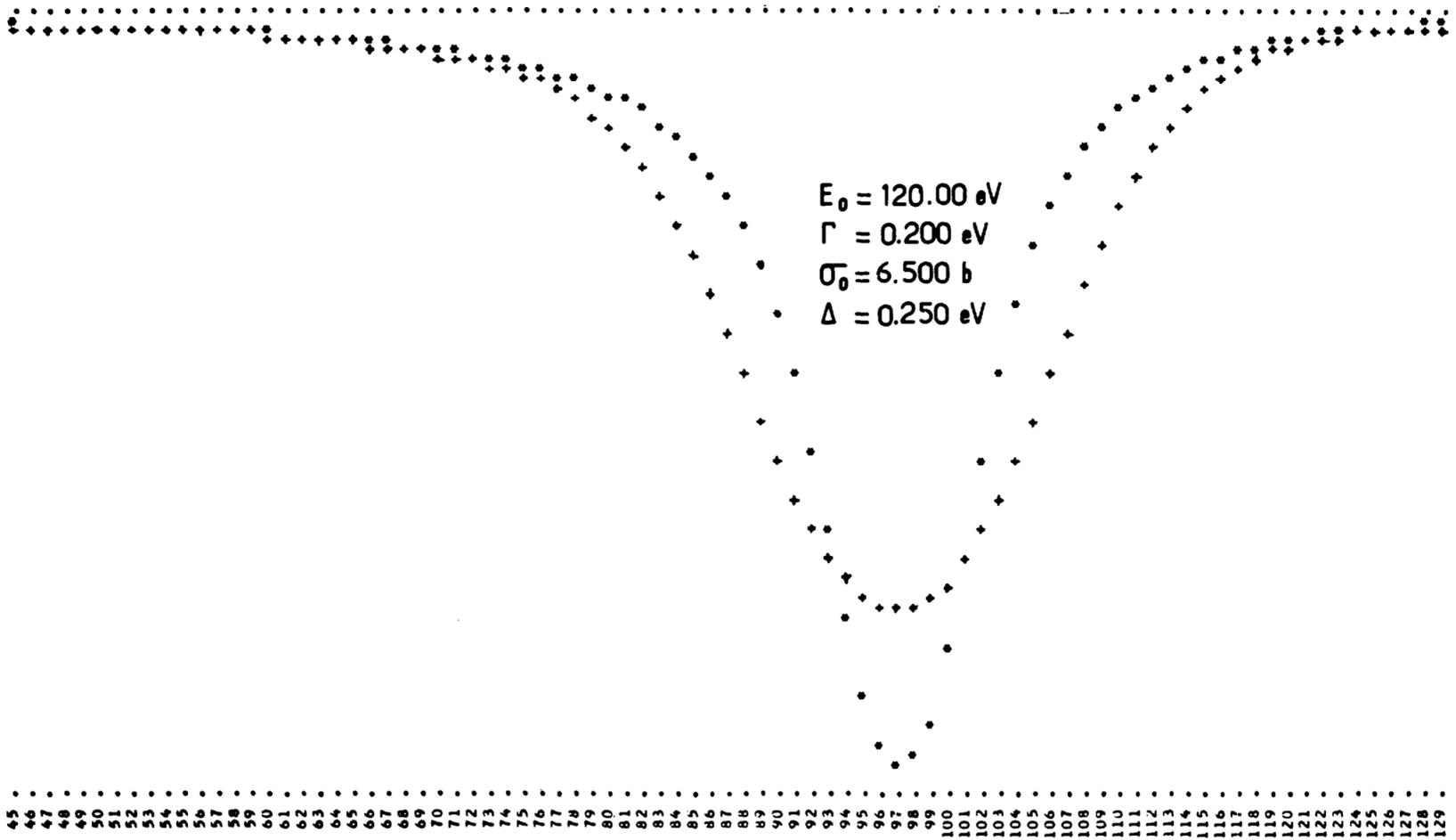


Figure II.2 - Courbes théoriques de section efficace avec et sans effet DOPPLER.

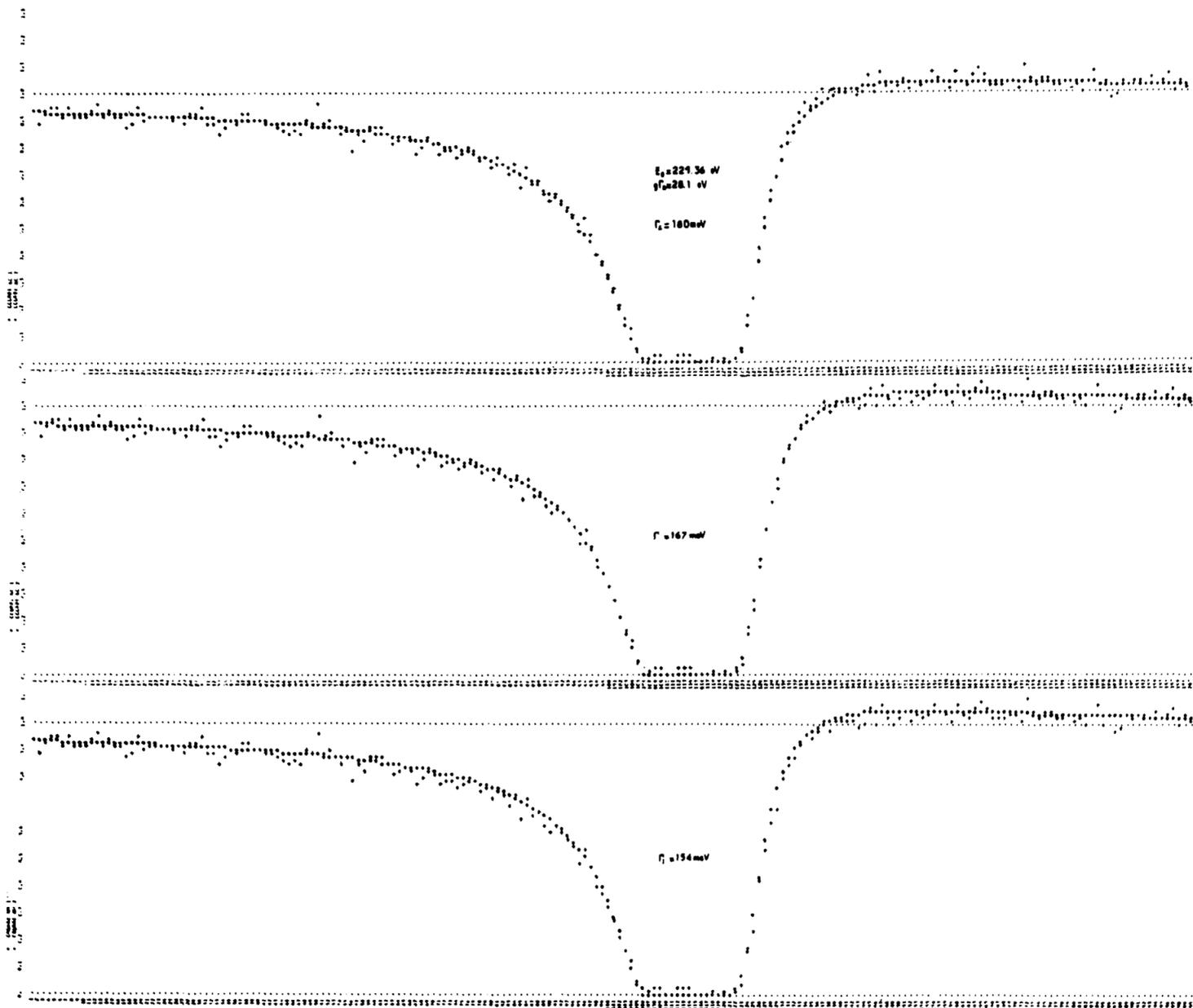


Figure II.3 - Détermination de l'erreur sur la valeur Γ de la résonance de 221,4 eV de <sup>198</sup>Pt.

La valeur  $\sigma_{o,eff}$ , obtenue de l'expérience de transmission ( $T = e^{-\sigma_{o,eff}}$ ), est comparée aux valeurs de  $\sigma_{o,\Delta}$  calculées pour chaque état de spin. Si la valeur  $\sigma_{o,eff}$  obtenue est supérieure à l'une des deux valeurs  $\sigma$  calculées, le minimum de transmission permet l'attribution du spin.

C. - Détermination du spin par la mise en évidence du terme d'interférence entre résonances de même spin.

La section efficace, avec les effets des résonances voisines, peut s'écrire :

$$\sigma = \sum_i \left[ \sigma_{o,i} \frac{\Gamma_{n1}}{\Gamma_i} + \frac{2k_1 R' x_1}{1 + x_1^2} + \frac{\sigma_{o,i}}{1 + x_1^2} \sum_{j \neq i} \frac{\lambda_j}{\lambda_i} \frac{\Gamma_{nj}}{\Gamma_j} \frac{2(\Gamma_i + \Gamma_j) + x_1(E_i - E_j)}{(E_i - E_j)^2 + (\Gamma_i + \Gamma_j)^2} \right] \quad (II.2.1) \text{ cf. [14]}$$

Avec l'hypothèse  $E_i - E_j \gg \Gamma_i + \Gamma_j > \Gamma_{nj}$ , on peut écrire :

$$\sigma_{n1} = \sum_i \frac{\sigma_{o,i}}{1 + x_1^2} \left[ \frac{\Gamma_{n1}}{\Gamma_i} + \left( 2k_1 R' + \sum_{j \neq i} \frac{\lambda_j}{\lambda_i} \frac{\Gamma_{nj}}{E_i - E_j} \right) x_1 \right] = \sum_i \frac{\sigma_{o,i}}{1 + x_1^2} \left( \frac{\Gamma_{n1}}{\Gamma_i} + K x_1 \right) \quad (II.2.2)$$

où

$$K_{n1} = 2k_1 R' + \sum_{j \neq i} \frac{\lambda_j}{\lambda_i} \frac{\Gamma_{nj}}{E_i - E_j} = 2kR'' \quad (II.2.3) \text{ cf. [14]}$$

Un changement convenable de la valeur  $\sigma_p$  peut donc inclure, dans l'analyse, les effets de premier ordre des résonances voisines de même spin, ( $\sigma_p = 4\pi R''^2$ ).  $\sigma_p'$  = valeur modifiée de  $\sigma_p$ .

Sur les ailes, la transmission est proportionnelle à  $\sqrt{\sigma_p}$  et les courbes sont très sensibles aux changements de la valeur  $\sigma_p$ .

Cette méthode est très avantageuse. Elle permet l'utilisation, dans les programmes de calcul, de la formule de Breit-Wigner à un niveau, pour chaque résonance.

La figure II.4 représente un exemple de résonance où la mise en évidence du terme d'interférence a permis l'attribution de spin.

D. - Détermination du spin par la mesure du rapport  $\Gamma_n/\Gamma$  dans une expérience de diffusion élastique.

La mesure du rapport  $\Gamma_n/\Gamma$  sert de complément aux expériences de transmission qui ne suffisent pas à déterminer le spin, sauf dans des cas très favorables. Les expériences de transmission donnent les valeurs de  $g \Gamma_n$  et de  $\Gamma$  dès que les épaisseurs d'écrans sont convenables.

Les expériences de diffusion élastique sont particulièrement utiles pour des déterminations de spin quand les valeurs  $g \Gamma_n$  des résonances sont faibles [17].

E. - Détermination du spin à partir de la mesure de la largeur radiative totale.

Etant donné que  $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma$ , la mesure du rapport  $\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma}$  permettra, dans certains cas, de trouver la valeur  $\Gamma_n$  correcte pour la résonance, donc pour son spin J.

L'utilisation, pour la mesure de  $\Gamma_\gamma$ , d'un scintillateur liquide [18] avec un angle  $4\pi$  de détection, est très utile surtout à cause de son efficacité très grande.

Nous décrivons en détail, dans la section III, les méthodes d'analyse utilisées pour la détermination de  $\Gamma_\gamma/\Gamma$ .

F. - Attribution de spins aux résonances par la mesure de la transmission dans une cible polarisée d'un faisceau de neutrons polarisés [19].

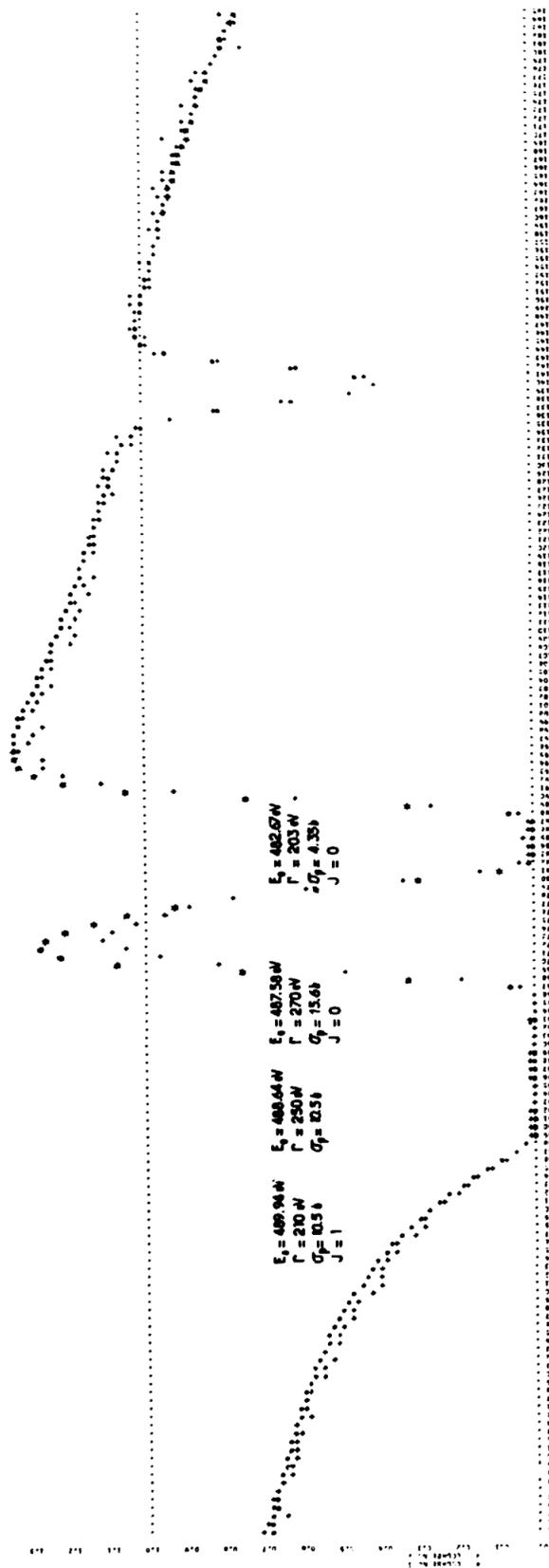
La transmission d'un tel faisceau varie selon la polarisation relative des neutrons et des spins des noyaux cibles. Cette méthode de détermination de spin est très efficace mais la réalisation expérimentale est très délicate.

G. - La mesure de  $\Gamma_\gamma$  partiel permet aussi parfois l'attribution de certains spins [20].



a

Figure II.4 - Exemple d'attribution de spin par mise en évidence du terme d'interférence entre résonances.



b

Figure II.4 - Exemple d'attribution de spin par mise en évidence du terme d'interférence entre résonances.

### III. DIFFERENTS PROCÉDES POUR LA DETERMINATION DU RAPPORT $\Gamma_\gamma/\Gamma$ DANS UNE EXPERIENCE DE CAPTURE RADIATIVE AVEC UN SCINTILLATEUR LIQUIDE.

a) Par la mesure du nombre de captures au sommet d'une résonance.

Le nombre N de captures pour une énergie E de résonance est représenté par :

$$N = N_0(1 - T_1) \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} \quad (\text{II. 3. 1})$$

Si l'effet de diffusion multiple est négligeable :

$$N_0 \sim \Phi \cdot S \cdot \Delta t \cdot \epsilon \quad (\text{II. 3. 2})$$

$\Phi$  = flux de neutrons incidents sur la cible

S = surface de la cible

$\Delta t$  = largeur du canal du sélecteur en temps

$\epsilon$  = efficacité de comptage.

Les expériences de capture radiative ainsi que celles de transmission doivent, pour que la relation II.3.1 soit valable, être réalisées dans les mêmes conditions.

La comparaison du nombre de coups au sommet de deux résonances proches, ayant des  $g \Gamma_n$  petits, peut fournir parfois la valeur du spin de l'une d'entre elles. La condition est que le rapport  $\Gamma_\gamma/\Gamma$  de l'autre soit connu.

Les conditions imposées ci-dessus, c'est-à-dire :

a) énergies pas trop éloignées,

b)  $g \Gamma_n$  petits,

font que l'efficacité de comptage est la même pour les deux résonances et que les erreurs sur les valeurs de la transmission sont faibles. Le rapport du nombre de comptage au sommet des deux résonances est :

$$\frac{N_1}{N_2} = a \frac{(1 - T_{01}) \Gamma_{\gamma 1}/\Gamma_1}{(1 - T_{02}) \Gamma_{\gamma 2}/\Gamma_2} \quad (\text{II. 3. 4})$$

où

$T_{01}$  et  $T_{02}$  sont les transmissions minimales

a = terme correctif de normalisation dû au gradient du flux de neutrons incidents.

La figure II.5 représente une résonance dont le spin a été attribué par cette méthode. Les courbes inférieures sont celles de transmission, les supérieures celles de capture.

Dans le cas de l'argent, l'efficacité de comptage change de 10 % selon l'énergie de liaison de l'isotope. Cela a gêné beaucoup notre analyse.

Dans le cas où la résonance étudiée est voisine d'une autre résonance ayant une valeur  $n \sigma_0$  très faible le processus de mesure doit être légèrement changé.

Les mesures de transmission et de capture radiative pour les deux résonances doivent être effectuées pour des écrans d'épaisseurs différentes. La normalisation des mesures est délicate. Un écran d'un autre élément, choisi de façon à avoir, à une énergie proche des résonances étudiées, une résonance dont l'aire servira à la normalisation, est ajusté dans les expériences aux écrans des éléments étudiés. L'épaisseur de l'écran de normalisation est naturellement la même dans toutes les expériences.

b) La comparaison entre le nombre total de captures dans deux résonances proches peut fournir aussi le spin.

$$\frac{\sum_{E_1 - \Delta E_1}^{E_1 + \Delta E_1} N_1}{\sum_{E_2 - \Delta E_2}^{E_2 + \Delta E_2} N_2} = a \frac{\int_{E_1 - \Delta E_1}^{E_1 + \Delta E_1} (1 - T_1) dE \frac{\Gamma_{\gamma 1}}{\Gamma_1}}{\int_{E_2 - \Delta E_2}^{E_2 + \Delta E_2} (1 - T_2) dE \frac{\Gamma_{\gamma 2}}{\Gamma_2}} \quad (\text{II. 3. 5})$$

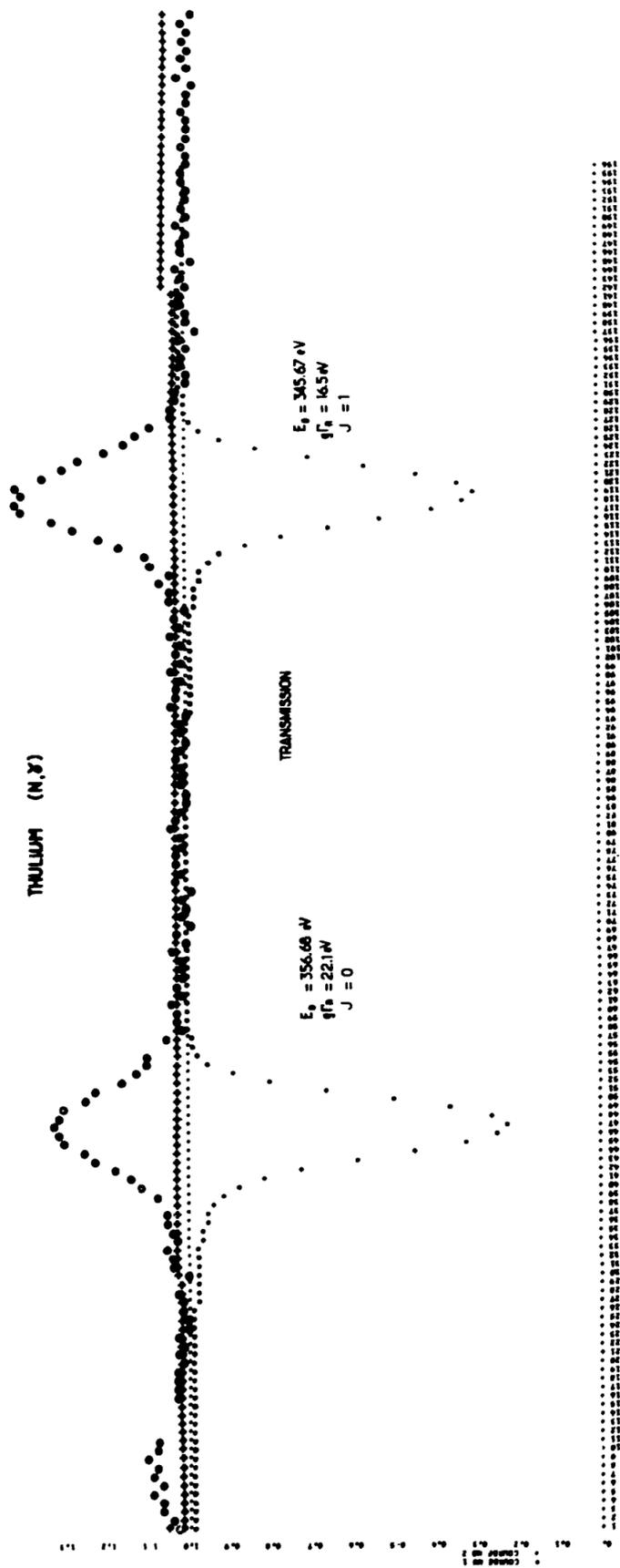


Figure II. 5 - Attribution de spin à une résonance par la mesure du rapport du nombre de captures au sommet de résonances voisines.

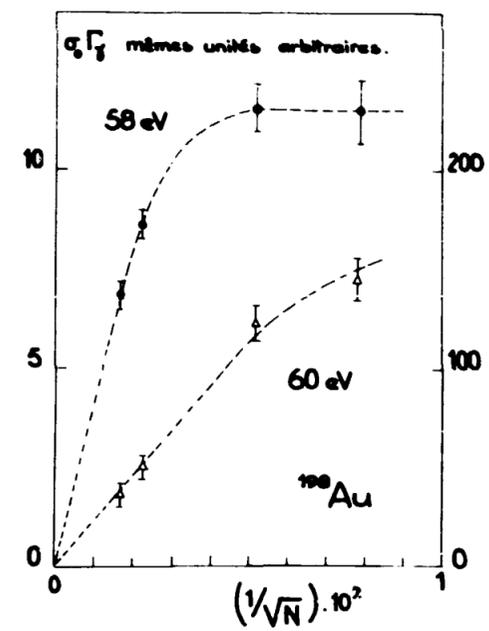


Figure II. 6 - Courbe  $A(n)/n = f(n^{-1/2})$ . Pour des écrans minces  $A(n) = \epsilon \Phi \int \sigma_0 dE = (\Gamma/2) \epsilon \mathcal{P} n \sigma_0 \Gamma_\gamma$ .

La valeur  $\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma}$  pour l'une des résonances doit être connue.

c) Par le tracé de la courbe  $\frac{A(n)}{n}$  représentée à la figure II. 6.

$A(n)$  est l'aire de la courbe de capture en unités arbitraires,  
 $n$  est le nombre d'atomes par barn de l'échantillon.

Cette courbe, quand  $n$  décroît, tend vers une horizontale d'ordonnée directement proportionnelle à  $\sigma_0 \Gamma_\gamma$ . [18].

Le but de ce tracé est l'affranchissement de la diffusion multiple.

Les méthodes décrites ci-dessus, à l'exception de celles relatives à des expériences de diffusion ou de neutrons polarisés, ont été employées dans ce travail pour déterminer le spin  $J = I \pm \frac{1}{2}$ . Dans un certain nombre de cas, la valeur de  $J$  était trouvée à partir de 2 ou 3 méthodes utilisées.

## CHAPITRE III

### I. METHODE DU TEMPS-DE-VOL

La méthode du temps-de-vol, utilisée dans nos expériences pour l'obtention de courbes de section efficace des noyaux Ag, Tm et Pt, consiste à mesurer le temps  $t$  correspondant à un parcours  $L$  effectué par les neutrons de différentes énergies. L'instant de départ du neutron est déterminé grâce à une impulsion de référence et l'instant d'arrivée grâce aux impulsions fournies par l'ensemble de détection, qui sont enregistrées dans un sélecteur de temps de plusieurs milliers de canaux.

Les résolutions en temps, donc les résolutions en énergie, obtenues par cette méthode, sont excellentes dans nos expériences. Des exemples le montreront dans un paragraphe suivant.

### II. SOURCE DE NEUTRONS

Une cible d'uranium naturel est bombardée par un faisceau pulsé d'électrons de l'accélérateur linéaire de SACLAY [22]. Le bremsstrahlung produit cause dans l'uranium les réactions  $(\gamma, n)$  et  $(\gamma, f)$ . Une impulsion de neutrons de largeur pratiquement égale à celle des électrons est ainsi obtenue.

Les principales caractéristiques de l'accélérateur linéaire de Saclay sont :

- énergie des électrons accélérés :  $E_c = 45 \text{ MeV}$
- puissance : 2 kW
- largeurs des impulsions d'électrons :  
 $2 - 1,5 - 1 - 0,5 - 0,25 \text{ } \mu\text{s}$  et  $100 - 50 - 20 \text{ ns}$
- fréquence de répétition : 500 - 250 - 125 c/s
- courant crête : 600 mA
- flux de neutrons rapides -  $1,6 \times 10^{17} \text{ n/s}$ .

Le ralentissement des neutrons rapides est effectué par une succession de chocs élastiques dans une plaque de matière hydrogénée (polyéthylène). A la sortie du ralentisseur on obtient un spectre sensiblement en  $\frac{dE}{d}$ .

Le schéma de la source est présenté dans la figure III.1.

Le recouvrement des neutrons d'énergie 10 eV à 1000 eV par les neutrons lents des cycles précédents est très réduit par l'interposition dans le faisceau d'un écran de  $^{10}\text{B}$ . L'épaisseur de cet écran varie suivant la longueur de la base et le nombre de cycles par seconde.

### III. DETECTEURS

Nos détecteurs sont de deux types :

a) Détecteur de neutrons.

Ce détecteur est une boîte de  $^{10}\text{B}$  de  $(40 \times 15 \times 3) \text{ cm}^3$  placée perpendiculairement au faisceau.

La réaction entre neutrons et  $^{10}\text{B}$  est :

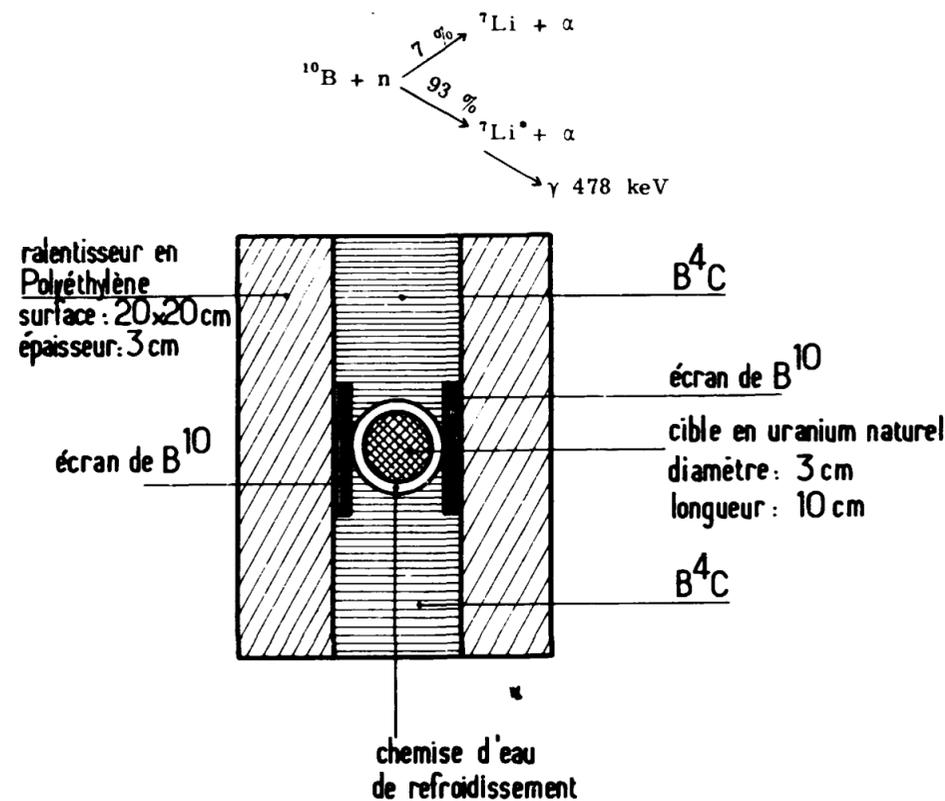


Figure III.1 - Schéma de la source de neutrons [ ].

$^7\text{Li}^*$  se désexcite par émission d'un  $\gamma$  de 478 keV. Huit cristaux carrés de NaI(Tl) de 12,5 cm de côté et 5 cm d'épaisseur, couplés avec des photomultiplicateurs 54 AVP., entourent l'écran de  $^{10}\text{B}$  et détectent les rayons  $\gamma$ .

Sur la grille de focalisation de ces photomultiplicateurs on applique, au début de chaque cycle, une tension négative dont la durée est de 10 à 20  $\mu\text{s}$ . Le but recherché est d'éviter une saturation du courant de celle-ci, consécutive à la grande émission de rayons gamma au début de chaque cycle.

L'efficacité de ce détecteur, compte tenu de tous les effets, est constante et de l'ordre de 20 % pour des énergies de neutrons  $E_n < 5$  keV. Il est utilisé dans les expériences de transmission.

b) Détecteur des rayonnements  $\gamma$  de capture.

Le détecteur des rayonnements gamma de capture est un scintillateur liquide.

Le liquide scintillant (xylène POPOP) est organique. Il est contenu dans un réservoir sphérique d'un mètre de diamètre, traversé par un canal axial cylindrique (15 cm de diamètre) qui permet le passage du faisceau de neutrons (figure III.8). 15 litres de borate de méthyle sont mélangés au liquide scintillant pour réduire le bruit de fond dû aux neutrons lents capturés par le liquide scintillant. L'énergie des gamma émis après capture est de 2,2 MeV (énergie de liaison de l'hydrogène). Huit photomultiplicateurs E.M.I. 9530, ajustés pour avoir le même gain, amplifient les impulsions lumineuses\*.

Une capture donne, dans ce détecteur, une impulsion qui correspond à l'énergie de liaison du neutron. Son emploi exige que l'efficacité ne varie pas de résonance en résonance pour un même noyau, ce qui a été vérifié dans nos expériences.

Son efficacité relative, néanmoins, varie en fonction de l'énergie de liaison du neutron (figure III.2). Elle est voisine de 80 % pour les noyaux étudiés ici.

\* Nuclear Enterprise a réalisé le détecteur.

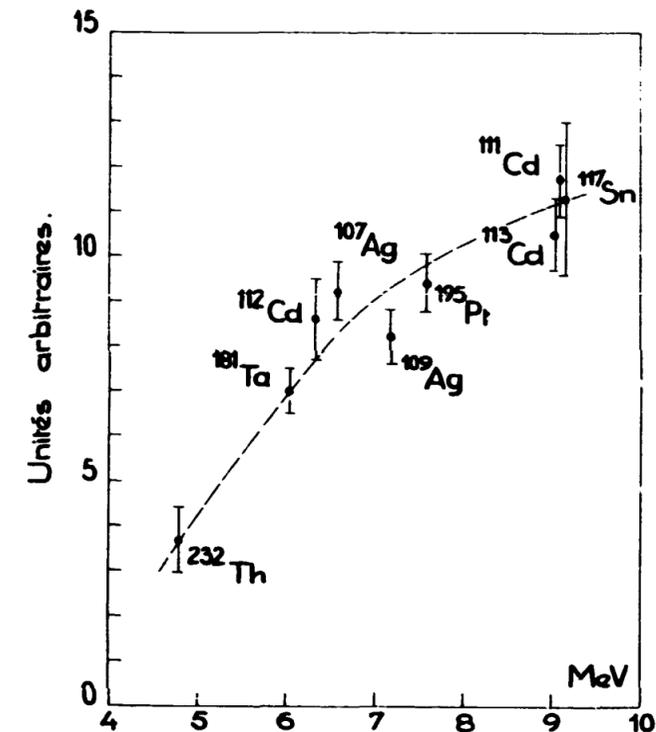


Figure III.2 - Variation de l'efficacité relative du scintillateur liquide en fonction de l'énergie de liaison du neutron.

IV. EXPERIENCES REALISEES

A) Transmission.

Les expériences de transmission consistent à mesurer, pour un noyau donné et pour un intervalle d'énergie  $E, E + \Delta E$ , le flux de neutrons transmis à travers une cible d'épaisseur bien déterminée. Ce rapport, noté  $T(E)$ , est lié à la section efficace totale  $\sigma_T(E)$  par la relation :

$$T(E) = e^{-n \sigma(E)}$$

où  $n$  est le nombre de noyaux par  $\text{cm}^2$  perpendiculaires au faisceau.

La comparaison entre les courbes de section efficace totale expérimentales et théoriques, point par point et pour différentes épaisseurs de cible, peut nous fournir des paramètres de résonance. Nous allons décrire les méthodes en détail au paragraphe consacré aux méthodes d'analyse.

Le parcours des neutrons, de la source au détecteur, se fait à l'intérieur de tuyaux sous vide. L'obturation de ces tuyaux est faite de flasques d'aluminium pur ou de magnésium. Les résonances de ces deux matériaux sont à des énergies très différentes du domaine d'énergie étudié. La figure III.3 représente la collimation du faisceau de neutrons.

Schéma des expériences.

La figure III.4 représente un diagramme de l'appareillage électronique.

Le circuit d'arrêt automatique sert à arrêter les expériences toutes les fois que le flux de neutrons décroît au-dessous d'une certaine valeur limite.

Le sélecteur dans la voie lente délivre seulement les impulsions correspondant à des rayons  $\gamma$  de 478 keV.

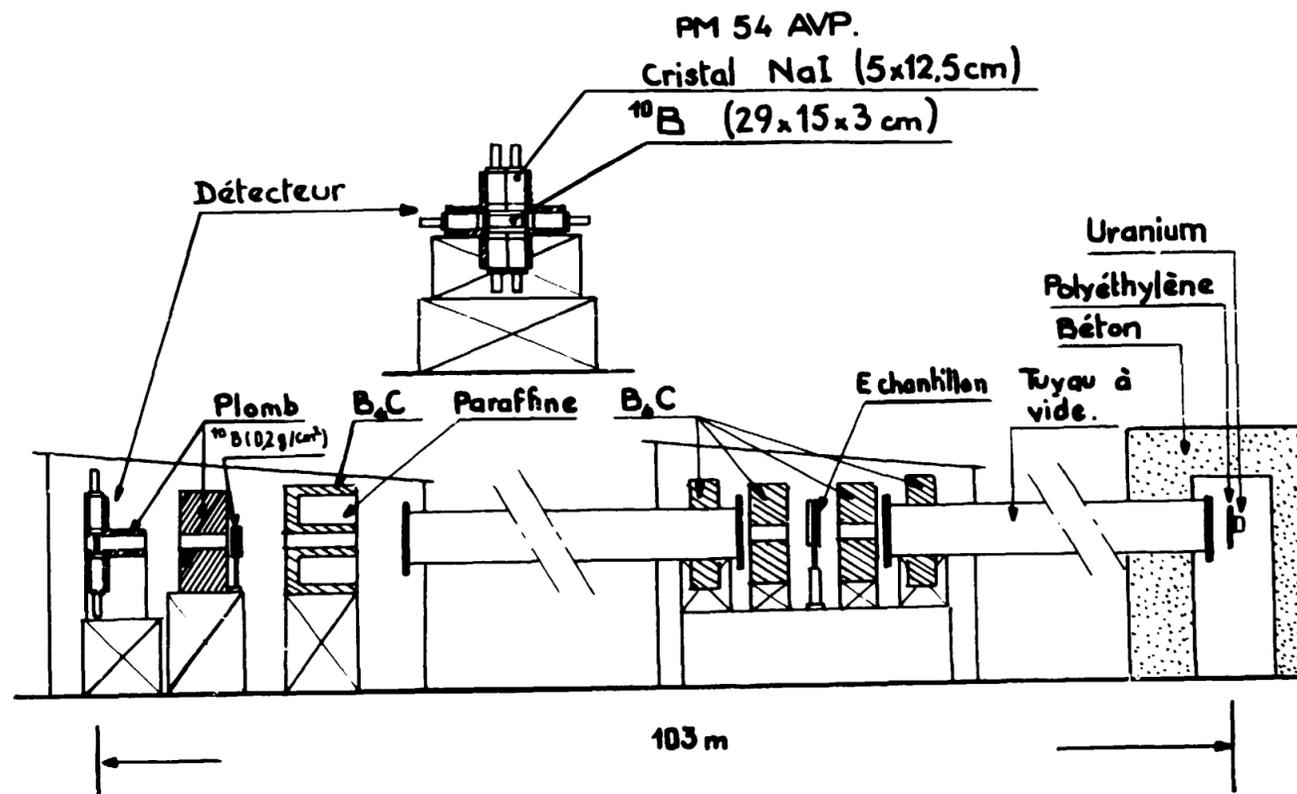


Figure III.3 - Collimation du faisceau de neutrons pour les expériences de transmission.

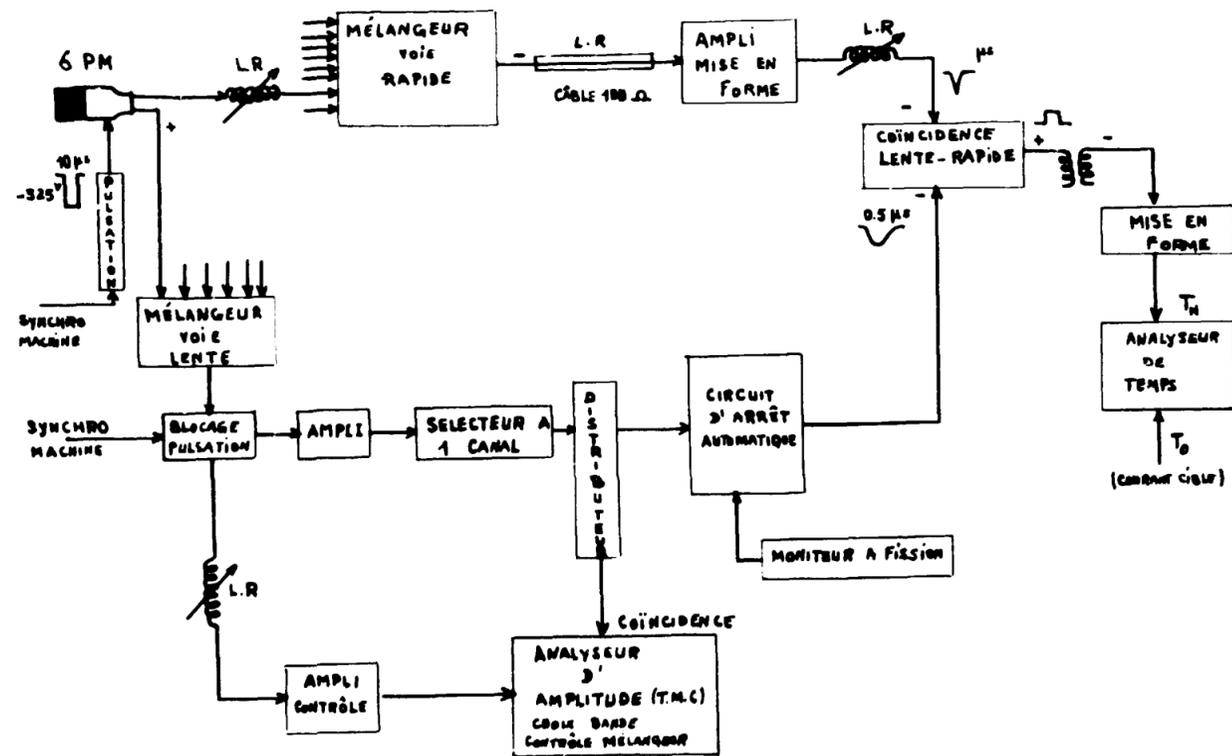


Figure III.4 - Schéma électronique des expériences de transmission.

L'impulsion saturée sortant de l'anode sert à définir l'instant de détection [23].

Le codeur en temps [24] a une capacité maximale de 65 536 canaux. Il est du type "accordéon" et permet au maximum 16 changements de largeurs de canaux. Ces largeurs peuvent varier de 50 ns à 3 200 ns par progression double. La programmation en temps, pour ce codeur, admet des trous c'est-à-dire un saut du temps  $T_1$  au temps  $T_2$ . Ce saut est très intéressant lorsque, entre les deux énergies, il n'y a pas de résonances à traiter. La figure III.5 représente la transmission d'un écran de 3 mm de Tm dans l'intervalle d'énergie 100 à 2 500 eV. Les discontinuités dans le spectre représentent des changements de longueur des canaux du convertisseur. Des blocs mémoire à ferrites de 4 096 canaux, ayant une capacité de  $2^{15}$  coups par canal, sont associés au codeur. Les résultats sortent sur bandes perforées.

#### Détermination du bruit de fond.

Pour obtenir une valeur exacte de la transmission pour une énergie de neutron, il est essentiel de déterminer très exactement le comptage de bruit de fond pour cette énergie.

La transmission  $T(E)$  est égale au rapport :

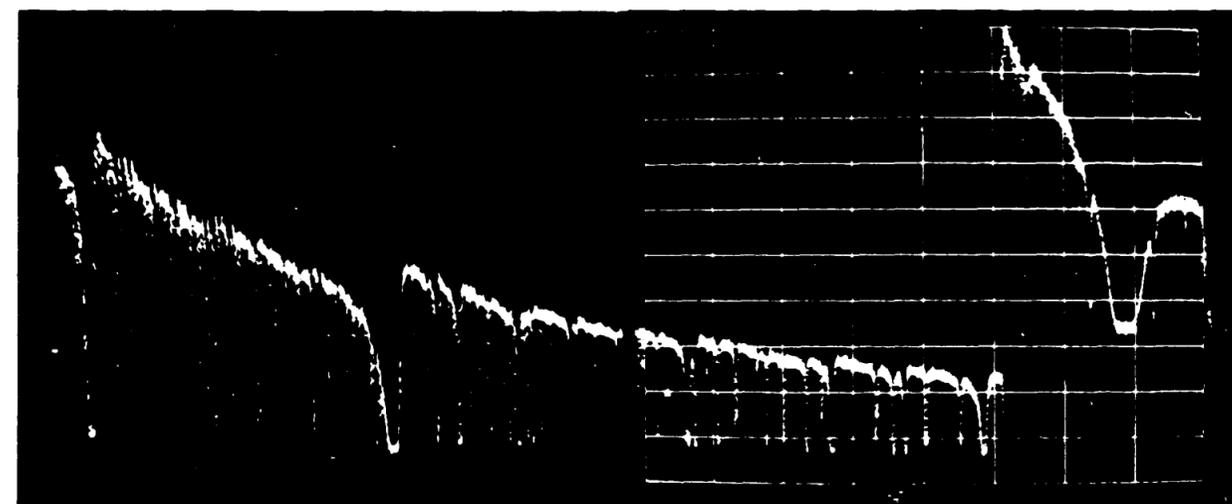


Figure III.5 - Spectre de transmission de <sup>189</sup>Tm de 100 à 2 500 eV. Les discontinuités dans le spectre représentent des changements de largeur des canaux du convertisseur de temps.

$$\frac{N_1 - n_1}{N_0 - n_0}$$

où  $n_1$  et  $n_0$  sont des coups relatifs au bruit de fond,

$N_1$  et  $N_0$  sont les comptages avec et sans écran d'analyse.

Le bruit de fond est mesuré en interposant, sur le trajet des neutrons, un écran composé d'un ou de plusieurs éléments qui ont des résonances noires, c'est-à-dire des résonances totalement absorbantes au début et à la fin de la région d'analyse (figure III.6). Dans nos expériences, les éléments utilisés pour ce but ont été une plaque de 1 cm de Bi et une plaque de 1 mm d'acier de cobalt.

Les résonances de 132 eV de Co, 784 eV et 2 250 eV de Bi permettent la connaissance du gradient de bruit de fond.

#### B) Expériences de capture radiative.

Les types d'expériences de capture radiative sont multiples. Elles permettent de mettre en évidence des caractéristiques du spectre gamma de désexcitation liées soit à la valeur  $g$  spin de la résonance, soit à un isotope déterminé de l'élément étudié.

La résolution, comme nous l'avons dit au chapitre II, doit être la même pour les expériences de capture et de transmission. Il est donc nécessaire d'utiliser la même base de temps-de-vol pour avoir les mêmes conditions de fonctionnement ainsi que le même gradient de spectre pour les deux types d'expériences. On peut donc réaliser successivement les mesures de capture et de transmission, ou encore, les réaliser simultanément comme le montre la figure III. 8.

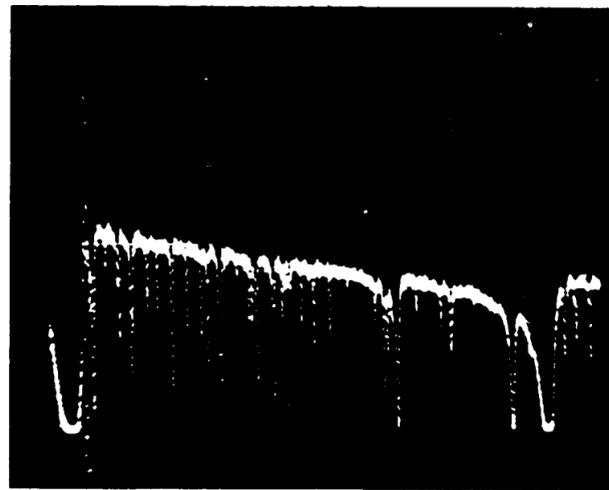


Figure III. 6 - Spectre de transmission de  $^{108}\text{Pt}$  de 500 à 2000 eV. Les résonances noires de Co et de Bi servent à déterminer la loi du bruit de fond.

Schéma des expériences et collimation du faisceau de neutrons.

La figure III. 7 représente la collimation du faisceau et la figure III. 8 le schéma électronique employé dans nos expériences.

Bruit de fond.

Le bruit de fond, comparé aux taux de comptage élevé des expériences de capture, est relativement faible.

Le rapport signal/bruit de fond est meilleur pour les faibles énergies car pour celles-ci  $\frac{\Gamma_c}{\Gamma} \sim 1$  et  $\sigma_0$  est en général élevé.

Conditions expérimentales des expériences.

- Longueur de la base 103 m
- Epaisseur du ralentisseur 2 cm
- Fréquence des cycles de machine 500 c/s
- Largeur des impulsions des électrons 50 et 100 ns
- Epaisseur des écrans :

Pt	{	0,5 mm	Ag	{	0,2 mm	Tm	{	3 mm
		2 mm			1 mm			10 mm
		7 mm			4 mm			
		19 mm			18 mm			

- Ecrans employés pour la détermination du bruit de fond : Bi + Co.

C) Attribution isotopique

Deux des corps étudiés ont plusieurs isotopes. Il est donc nécessaire de connaître quel est l'isotope responsable des niveaux étudiés.

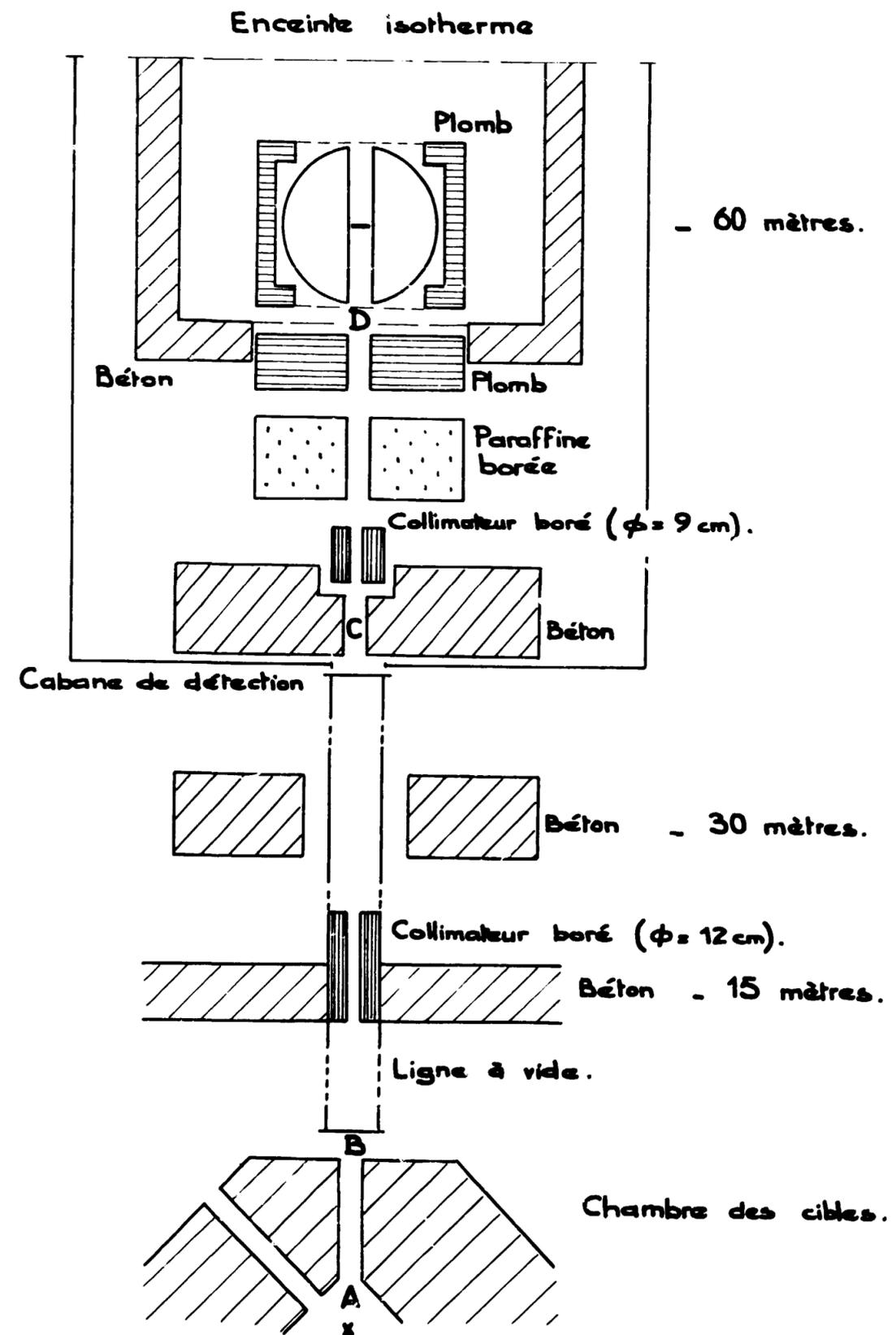


Figure III. 7 - Collimation du faisceau de neutrons dans les expériences de capture radiative.

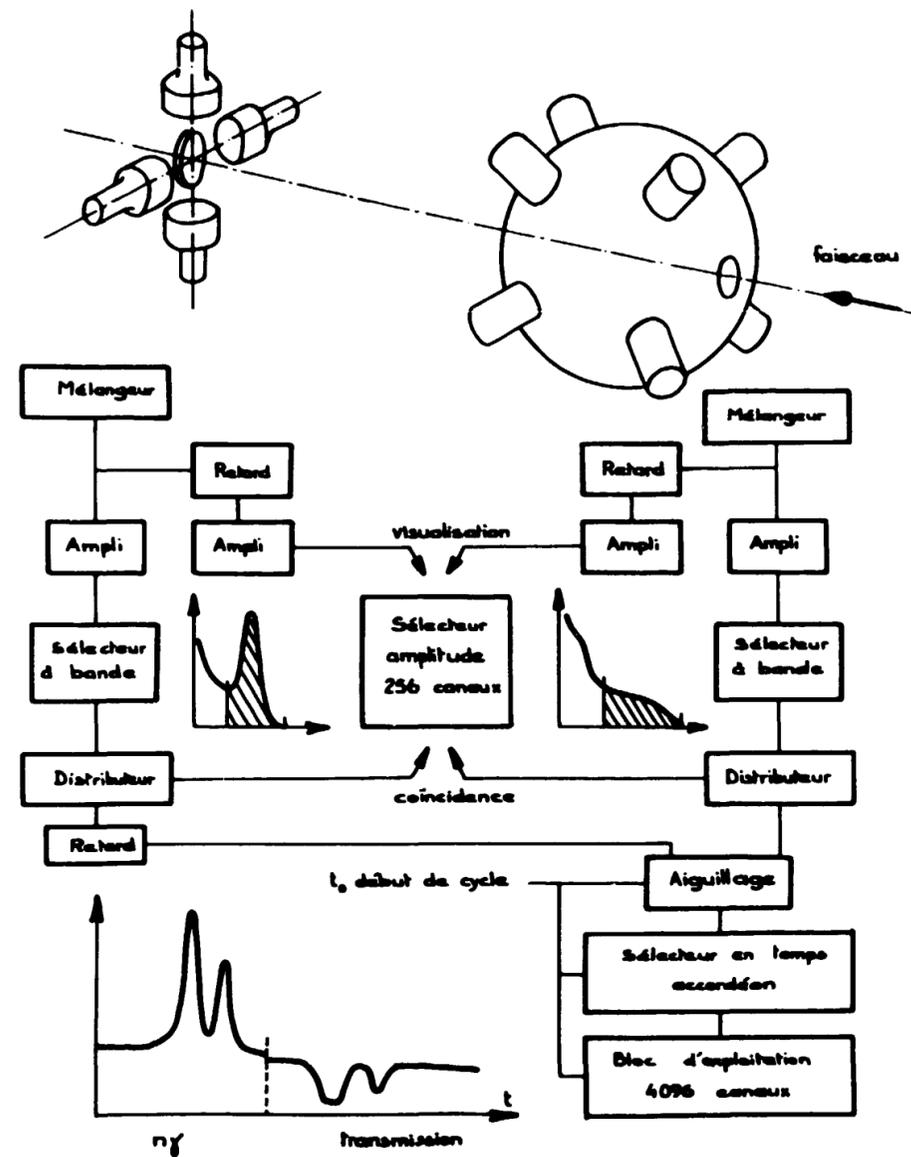
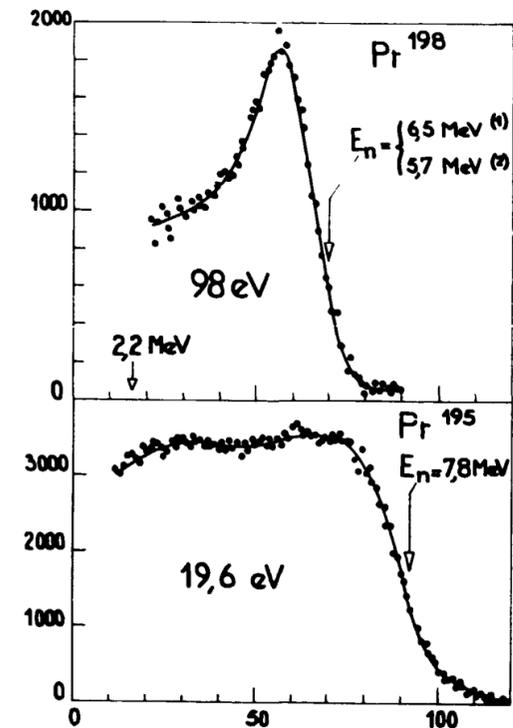


Figure III.8 - Schéma électronique des expériences de capture radiative et de transmission réalisées ensemble.

La résolution en amplitude de notre scintillateur liquide étant moyenne, des attributions isotopiques peuvent être faites seulement si la différence des énergies de liaison des différents isotopes est au moins égale à 1 MeV. L'énergie de liaison de  $^{195}\text{Pt}$  est bien différente de celle de ces isotopes pairs (8 et 6 MeV). Un exemple d'attribution isotopique faite avec ce scintillateur liquide est représenté dans la figure III.9 [18]. L'argent est composé des isotopes 107 et 109 dont les énergies de liaison sont très proches.

Le scintillateur liquide ne peut pas être utilisé en général pour l'attribution isotopique. La référence [25] nous a fourni l'isotope responsable de quelques résonances. Une méthode de détermination de ces isotopes est l'étude du spectre des rayons  $\gamma$  de faible énergie (80 keV à 350 keV) [26]. La figure III.10 représente quelques spectres typiques des deux isotopes.

Les détecteurs sont des cristaux de  $\text{INa(Tl)}$ . L'enregistrement simultané sur bande magnétique du temps-de-voil des neutrons et de l'amplitude des gamma est fait grâce à un analyseur multidimensionnel [27] (capacité : 28 digits).



Spéctres d'amplitudes de 2 résonances du platine.

- (1) Grochav et al : AHas of  $\gamma$  ray spectra from radiative capture of thermal neutrons.
- (2) "Landolt Böhmeim" Vol. 1.

Figure III.9 - Attribution isotopique de Pt faite avec le scintillateur liquide.

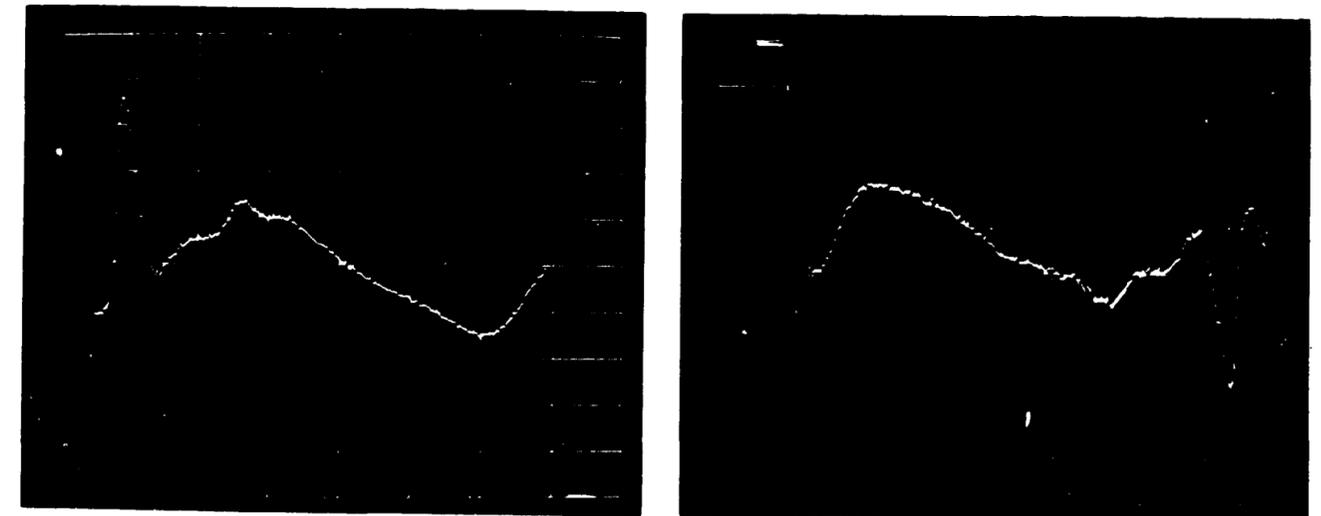


Figure III.10 - Spectre des rayons  $\gamma$  de 80 à 30 keV pour les isotopes 107 et 109 de l'argent.

La même méthode a été utilisée avec succès pour Pt [28]. Les mesures sont en accord avec celles du scintillateur liquide.

Le schéma de  $^{195}\text{Pt} + n$  est très caractéristique de cet isotope. Nous l'avons déjà montré dans la figure 1.2.

## V. RESOLUTION

La fonction de résolution représente la distribution en énergie des neutrons accumulés dans un canal du sélecteur en temps. Une approximation gaussienne est employée pour le calcul de cette fonction :

$$R(E - E') = \frac{1}{R/2\sqrt{2\pi}} \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{E' - E}{R/2} \right)^2 \right] \quad (\text{III. 5.1})$$

R : largeur à  $\frac{2}{\sqrt{2}}$  du maximum

$\frac{1}{R/2\sqrt{2\pi}}$  est un facteur de normalisation

tel que :

$$\int_{E - \Delta E/2}^{E + \Delta E/2} R(E - E') dE' = 1$$

La transmission mesurée en fait dans les expériences est donc :

$$T(E) = \int_{E - \Delta E/2}^{E + \Delta E/2} R(E - E') T(E') dE' \quad (\text{III. 5.2})$$

Les sources d'erreurs dans nos expériences sont :

- Largeur d'impulsion de la machine,
- Temps de ralentissement,
- Largeur des canaux du sélecteur,
- Fluctuations de l'appareillage électronique.

Ces quatre sources d'erreurs sont indépendantes et la variance  $\left(\frac{1}{4} R^2\right)$  pour une valeur E de l'énergie est la somme des variances pour la même valeur E de chaque source isolée.

$$\frac{1}{4} R^2 = \frac{1}{4} \sum_i R_i^2$$

L'impulsion de la machine et la canal en temps ont une forme trapézoïdale. La largeur à  $\frac{1}{\sqrt{e}}$  de la gaussienne équivalente est donnée par :

$$4 R_i^2 = \frac{1}{6} [a^2 + b^2]$$

où a et b sont les deux bases du trapèze.

Pour un canal de 50 ns cette largeur est de 30 ns.

Les fluctuations de l'électronique sont représentées par une gaussienne dont la largeur à mi-hauteur est approximativement égale à 15 ns.

Les fluctuations les plus gênantes sont celles dues au temps de ralentissement. Sa largeur à mi-hauteur étant :

$$\frac{2 \times 10^3}{\sqrt{E(\text{eV})}} \text{ ns ,}$$

à 100 eV elle est égale à  $2 \times 10^2$  ns.

Ci-après, nous donnons quelques résolutions pour différentes énergies et pour une impulsion de machine de 50 ns.

$E_{ev}$	$R_{ev}$
150	0,10
400	0,25
900	0,55

L'épaisseur totale due au ralentisseur et au détecteur entraîne une incertitude sur la définition de L. Cette erreur est faible pour le domaine d'énergie étudié.

## VI. TRAITEMENT DES DONNEES

Les bandes perforées, sorties des blocs mémoire de 4096 canaux, sont transcodées en code décimal sur carte type I.B.M.

### a) Transmission.

L'ensemble de cartes perforées obtenues sous la forme citée ci-dessus est traité sur ordinateur au moyen d'un premier programme[29] écrit en langage Fortran pour IBM 7090. Ce programme réalise les corrections suivantes :

- Temps mort,
- Retard électronique,
- Bruit de fond,

fournissant ensuite les valeurs de  $T_{res}$ ,  $T_{total}$  et  $Q_T$ .

$T_R$  est définie par  $\frac{T_T}{T_P}$ .

$T_T$  = transmission totale,

$T_P$  = transmission potentielle,

$T_R$  = transmission résonnante.

La transmission résonnante théorique :

$$T_R(\beta, \varphi, n, \sigma_0) = \frac{1}{\varphi \sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} T_R(\beta, \chi', n, \sigma_0) \times \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{\chi - \chi'}{\varphi} \right)^2 \right] d\chi'$$

est comparée au moyen du programme [30] à la transmission résonnante obtenue des expériences.

Le paramètre  $\varphi = R/\Gamma$  caractérise la résolution.

Si  $R/\Gamma > 1$  la résolution est bonne.

Si  $R/\Gamma < 1$  la largeur observée est essentiellement celle de la résolution.

La comparaison entre les deux courbes est faite à la fois pour plusieurs résonances. Elle permet, en principe, la détermination des paramètres  $\sigma_0$  et  $\Gamma$ . Le meilleur choix de ces paramètres est donné par un test en  $\chi^2$ .

Cette méthode de formes donne de bons résultats si la largeur Doppler  $\Delta$  et la résolution R sont petites devant la largeur naturelle, ce qui est vrai d'ailleurs pour n'importe quelle méthode d'analyse. Dans nos expériences, les résultats ont été obtenus par la méthode des formes qui est excellente, surtout si les résonances interfèrent. Les termes d'interférence sont pris en considération par l'analyse.

### b) Capture radiative.

Un programme[31] réalise les corrections dues au temps mort et au bruit de fond, traçant ensuite la courbe de capture totale. Le bruit de fond est retranché de l'analyse au moyen d'une loi en moindres carrés.

Le procédé pour la détermination du spin des niveaux à partir de ces courbes a été déjà mentionné au chapitre II.

## CHAPITRE IV

### I. INTRODUCTION

Nous avons déterminé les paramètres de 239 résonances appartenant aux noyaux suivants : argent, thulium et platine. La valeur du spin a été attribuée à 137 d'entre elles ce qui nous a permis l'étude des différentes propriétés nucléaires en fonction du spin.

Les tables I, II, III, IV, V et VI donnent respectivement les valeurs des paramètres des différents noyaux :  $^{107}$ ,  $^{109}$ Ag,  $^{169}$ Tm, Pt et  $^{195}$ Pt. Nous allons successivement comparer nos résultats expérimentaux aux prédictions théoriques pour les cas suivants :

Table I - Paramètres de résonances de  $^{169}$ Tm. Intervalle d'énergie de 3,9 à 243 eV.

Thulium-169 + n					
$E_0$ (eV)	$J_{\text{Singh}}$	$J_{\text{Ashgar}}$	$J_{\text{Saclay}}$	$g \Gamma_n$ eV	$g \Gamma_n^0$ (eV $^{\frac{1}{2}}$ )
3,9	1			5,3	2,7
14,3	0	0		2,2	0,58
17	0	1		2,4	0,58
29				0,04	0,007
34,8	1	1		5,3	0,90
38				0,35	0,06
44,8	1	1		2,55	0,38
50,7	1	1		4,1	0,57
54,0				0,3	0,04
59,2	0	1	1	7,7	1,0
63,0			(1)	0,75	0,09
65,8	0	0	0	30	3,7
83,5	1	1	1	5,5	0,46
94,0*	1	1	0	27	2,9 Saclay
95,6*			1	18	1,9 Saclay
101,7*				2	0,21 Saclay
115	1	1	1	0,65	0,06
125,2	1	1	1	14	1,3
132				10,2	0,91
136,1	0	1	1	0,6	0,05
153	1	1	1	17	1,5
160,4				63	5,1
164,02				1	0,08 Saclay
173				3,75	0,29
185					
207,3			(1)	13	0,90
209,3				2	0,14
213			(1)	16	1,1
223				7,5	0,50
227				3	0,20
238			(1)	11	0,71
243				4,5	0,29

Les valeurs  $g \Gamma_n$  de ce tableau sont les valeurs moyennes des références [62] et [64].

\* Résonances nouvelles détectées par Saclay.

Table II - Paramètres de résonances de <sup>169</sup>Tm. Intervalle d'énergie de 250 à 760 eV.

Thulium-169 + n						
E <sub>0</sub> (eV)	J	g Γ <sub>n</sub> (eV)	Γ <sub>n</sub> (meV)	Γ (meV)	Γ <sub>γ</sub> (meV)	g Γ <sub>n</sub> <sup>0</sup> (eV <sup>1/2</sup> )
250,1	1 ou 0	54 ± 10				0,34
250,8		29 ± 6				0,18
259,6	1	10,4 ± 1	14			0,65
273,2	1	14,6 ± 1,2	20	140 ± 25	120 ± 20	0,88
282,7	1	38,7 ± 2,4	52 ± 4	170 ± 20	118 ± 20	2,3
287,9	0	35,7 ± 2,0	143 ± 8	260 ± 20	117 ± 21	2,1
290						
295,3	0	4,5 ± 0,7	18			2,6
296,5	1	11,2 ± 1	15			0,65
318,5	1	39 ± 5	52 ± 7	170 ± 30	118 ± 31	2,1
319,3	0	29 ± 4	116 ± 16	210 ± 30	94 ± 34	1,6
324,0	1	6,8 ± 0,8	9,1			0,38
327,4						
332,4	1	35,2 ± 2	47 ± 3	165 ± 25	118 ± 25	1,93
345,7	1	16,5 ± 1	22 ± 15	130 ± 20	108 ± 20	0,89
356,7	0	22,1 ± 1	88 ± 4	180 ± 35	92 ± 35	1,2
363,1		1,4 ± 0,4				0,07
376,2	1	9,4 ± 1,1	13			4,8
377,8	0	11,3 ± 1,2	45			0,58
389,7	1	33 ± 2	44			1,7
399,3		3,5 ± 1				0,17
407						
407,6	1	110 ± 15	113			5,4
						0,2
413,6	0	93 ± 10	372 ± 40	500 ± 100		4,6
415,3	1	26 ± 2	35			1,3
432,9						
439,8	1	29,1 ± 1	39			1,4
454,7		3,7 ± 0,5				0,17
458,7	1	7,6 ± 1	10			0,35
466,7	1	18 ± 2	24			0,83
470,6	0	9 ± 2	38			0,43
491,9		5 ± 1				0,22
498						
511,2	1	37 ± 2	50 ± 3	170 ± 40	120 ± 40	1,6
518,1		59 ± 3	237 ± 12	340 ± 50	103 ± 51	2,6
541,8	1	5 ± 1				0,20
548,40	1	21 ± 2	28			0,90
555,5	1	39 ± 2	52	170 ± 40	118 ± 40	1,6
564,0	1	78 ± 4	101 ± 5	220 ± 40	119 ± 40	3,30
572,1	1	53 ± 3	70 ± 4	190 ± 40	120 ± 40	2,2
577,0		3 ± 0,8				0,12
584,8	0	155 ± 15	620 ± 60	720 ± 100		0,64
590,95	1	21 ± 2	29			0,87
597,9	1	69 ± 4	92 ± 5	210 ± 40	118 ± 40	2,8
606,1	(1)	17 ± 1,4	22 ± 2	150 ± 60	128 ± 60	0,68
623,7	1	45 ± 3	60 ± 4			1,8
629,9	1	22 ± 1,6	29 ± 2			0,87
641,1	1	16 ± 1,2	22 ± 2			0,64
657,4	0	26 ± 2	105 ± 8			1,02
668,6						
671,8	1	115 ± 10	154 ± 13			4,4
676,1	1	180,0 ± 20	240 ± 26			6,9
684,9	(1)	10 ± 1,4	13 ± 2			0,34
693,6	(1)	11 ± 1	14 ± 1			0,41
705		4,0 ± 1				0,14
711,9	0	66,0 ± 10	264 ± 40	360 ± 50		2,5
714,1	1	145 ± 15	194 ± 20	330 ± 50	136 ± 53	5,4
723		5,5 ± 1				0,20
730	(1)	24 ± 2	32 ± 3	220 ± 45	188 ± 45	0,89
737	(1)	13 ± 1,2	17 ± 2			0,48
755,6	(0)	11 ± 1	45 ± 4			0,40
760,5	(1)	5,6 ± 0,8	7 ± 3			0,15

Table III - Paramètres de résonances de <sup>195</sup>Pt. Intervalle d'énergie de 11 à 154 eV.

Platine-195 + n						
E (eV)	J	g Γ <sub>n</sub> (eV)	Γ <sub>n</sub> (meV)	Γ (meV)	Γ <sub>γ</sub> (meV)	g Γ <sub>n</sub> <sup>0</sup> (eV <sup>1/2</sup> )
11,8	1	7,5 ± 0,25	10 ± 0,3	122 ± 7	112 ± 7	2,2
19,4	1	5,2 ± 0,25	6,9 ± 0,3	107 ± 8	100 ± 8	1,2
66,9	0	45,0 ± 2,5	180 ± 10	310 ± 40	130 ± 40	5,5
67,5	1	32 ± 2	43 ± 3	180 ± 25	137 ± 25	3,9
111,7	1	13 ± 1,5	17 ± 2	135 ± 12	118 ± 12	1,2
119	0	6,5 ± 1	26 ± 4			0,6
119,6	1	76 ± 4	100 ± 6	250 ± 20	150 ± 20	6,9
139,5	1	45 ± 2	60 ± 3	170 ± 15	110 ± 15	3,8
149,9	1	134 ± 9	180 ± 13	270 ± 20	90 ± 25	10,9
154,1	0	107 ± 7	428 ± 30	580 ± 30	152 ± 30	8,6

Les paramètres des niveaux 11,8 et 19,4 eV sont ceux de la référence [66].

Table V - Paramètres de résonances de <sup>107</sup>, <sup>109</sup>Ag. Intervalle d'énergie de 5 à 284 eV.

Argent + n					
E (eV)	J <sup>(36)</sup>	J <sup>(64)</sup>	J <sup>(61)</sup>	Isotope	g Γ <sub>n</sub> <sup>0</sup> (eV <sup>1/2</sup> )
5,2	1			107	4,00
16,3	0	0		107	0,73
30,5	1	1	1	109	1,02
40,2	1	1	1	109	0,59
41,5	1	1		107	0,65
44,8		0			0,14
51,4	1	1		107	2,20
55,7	0	0	0	109	1,04
70,8	1	1		109	2,44
83,5				109	0,004
87,7	0	1	1	109	0,51
91,5					0,002
106,3				109	0,01
110,9					0,004
128,1					0,004
133,9	1	1	1	109	5,40
139,7				109	0,08
144,2	(0)	0		107	0,38
162,4					0,01
167,1					0,08
169,8					0,01
173,1	1		1	109	3,20
183,6					0,06
202,50	1	1		107	0,60
209,60	1	1	1	109	0,73
218,20					0,06
251,20					0,48
251,29	1		1		0,09
258,89					0,10
264,47					0,06
272,44					0,01
274,90					0,08
283,90					

Les valeurs g Γ<sub>n</sub><sup>0</sup> pour l'argent-109 sont déduites de la référence [61] ; pour les autres de celles de la référence [37].

Table IV - Paramètres de résonances du platine naturel. Intervalle d'énergie de 177 à 825 eV.

Platine + n

$E_0$ (eV)	Isotope	$ag \Gamma_n$ (eV)	$g \Gamma_n$ (eV)	J	$\Gamma_n$ (meV)	$\Gamma$ (meV)	$\Gamma_\gamma$ (meV)	$ag \Gamma_n^0$	$g \Gamma_n^0$	$\Gamma_n^0 \text{ eV}^{\frac{1}{2}}$
177,1	pair	0,90 ± 0,08		1/2		210 ± 40		0,068		
180,2		0,051 ± 0,02						0,034		
188,5	195		17,0 ± 1	1	23 ± 1,5	140 ± 10	117 ± 10		1,2	1,7
202,2	non 192	1,01 ± 0,08				80 ± 20		0,07		
204,8	195		15,1 ± 0,9	0	60 ± 4	160 ± 10	100 ± 10		1,0	4,2
222,2	195		28 ± 1	1	37 ± 1,5	167 ± 13	130 ± 13		1,9	2,5
237,6		0,170 ± 0,04						0,01		
256,9	195		43 ± 2	1	57 ± 3	160 ± 15	103 ± 15		2,6	3,5
261,7	195		36 ± 2	0	145 ± 8	210 ± 15	64 ± 15		2,2	3,9
266,9		0,077 ± 0,03						0,0047		
280,0	195		9,0 ± 0,5	1	12 ± 0,7	110 ± 25	98 ± 25		0,54	0,7
285,6	195		52 ± 2	1	70 ± 3	175 ± 15	105 ± 15		3,1	4,1
288,4		0,20 ± 0,06						0,011		
289,5		0,135 ± 0,03						0,008		
292,2										
302,3	195		42 ± 2,5	1	56 ± 3	145 ± 20	89 ± 20		2,4	5,1
303,4	196	25 ± 1,3		1/2	98 ± 5	210 ± 30	112 ± 30	1,48		5,83
309,6	195		46 ± 2	0	186 ± 8	250 ± 25	64 ± 25		2,6	11
319,6		0,78 ± 0,08						0,043		
340,5										
342,2		1,5 ± 0,1						0,082		
344,6		1,1 ± 0,1						0,058		
353,2	195	1,09 ± 0,1	3,3 ± 0,3					0,53	1,0	
358,9		0,2 ± 0,08						0,1		
377,0	194	71 ± 3	216 ± 9	1/2	216 ± 9	275 ± 15	59 ± 17		11	11
382,8	195	10,1 ± 0,7	30 ± 2	1	40 ± 3	146 ± 20	100 ± 20		1,5	2
388,7	192	2,4 ± 0,2	308 ± 27	1/2	308 ± 27	370 ± 25	62 ± 25		16	16
405,2	pair	1,1 ± 0,1		1/2				0,55		
406,1	pair	1,3 ± 0,1		1/2				0,66		
410,1	195	25 ± 1	73 ± 3	1	97 ± 4	195 ± 10	88 ± 10		3,6	4,8
414,4										
433,5								0,02		
439,2	(pair)	0,4 ± 0,08							11	45
453,2	195	81 ± 3	239 ± 10	0	958 ± 40	1040 ± 50		0,03		
458,5		0,6 ± 0,1								
466,3										
472,6		1,1 ± 0,1								
484,8	195	24 ± 1	71 ± 3	1	95,4 ± 4	203 ± 15	108 ± 15		3,2	4,3
490,0	195	37 ± 2	111 ± 7	1	148 ± 9	270 ± 40	122 ± 40		5,0	6,7
491,1	195	31 ± 3	92 ± 9	1	123 ± 12	250 ± 50	127 ± 51		4,2	5,6
492,3	194	43 ± 3	131 ± 9	1/2	131 ± 9	210 ± 35	79 ± 35		5,9	5,9
509,8		0,47 ± 0,08						0,021		
515,2	195	5,7 ± 0,4	17 ± 1	0	68 ± 4	140 ± 30	72 ± 30		0,74	2,96
529,3	195	52,6 ± 3	156 ± 9	1	208 ± 12	390 ± 30	182 ± 32		6,8	9,0
548,8	195	26,7 ± 1,5	79 ± 4,5	1	106 ± 6	254 ± 25	144 ± 26		1,1	4,3
558,8	195	18,7 ± 1,5	55 ± 4,5	1	73 ± 6	215 ± 30	142 ± 31		2,3	3,08
560,1	(pair)	4,1 ± 0,4						0,17		
565,6	196	26,0 ± 1,5	102 ± 6	1/2	102 ± 6	234 ± 25	132 ± 25	1,1	4,4	4,4
580,4	192	8,0 ± 0,5	1025 ± 70	1/2	1025 ± 70	1160 ± 106			42	42,5
590,4	195	5,6 ± 0,4	16,8 ± 1,2	1	22,4 ± 1,6	125 ± 30	102 ± 30	0,23	0,69	0,92
603,3	194	361 ± 15	1100 ± 45	1/2	1100 ± 45	1250 ± 50			45	44,79
616,3		1,4 ± 0,2						0,06		
632,6	195	1,6 ± 0,2	4,75 ± 0,45	1	6,4 ± 0,6			0,064	0,19	0,26
646,8		0,6 ± 0,1						0,024		
655,9										
659,8	195	13 ± 0,9	38,6 ± 3	1	52 ± 4	220 ± 25	168 ± 25	0,51	1,5	2
661,9	196	2,4 ± 0,3	9,5 ± 1,2	1/2	9,5 ± 0,5	170 ± 30	160 ± 30	0,094	0,38	0,38
680,0	195	10,5 ± 0,8	31 ± 2,5	1	41 ± 3,5	160 ± 25	118 ± 25		1,2	1,6
690,4	195	43,8 ± 4	131 ± 12	0	525 ± 48	750 ± 80		1,7	5	20
695,5										
698,3	194	341 ± 20	1040 ± 60	1/2	1040 ± 60	1100 ± 100			39,3	39
706,0	(195)	39 ± 3	116 ± 9	0	465 ± 36	570 ± 50			4,36	17
709,3	195	68 ± 4	203 ± 12	1	270 ± 16	450 ± 40	180 ± 43	2,6	7,62	10
716,4		2,3 ± 0,2						0,86		
718,3	195	11,6 ± 0,9	34,5 ± 3	(0)	(138 ± 12)	210 ± 25	(72 ± 28)		1,29	5
744,6	pair	3,6 ± 0,3				130 ± 30				
763,5	195	30,4 ± 2	90,2 ± 6	1	120 ± 8	280 ± 30	160 ± 30		3,26	4,3
779,9	195	42,9 ± 2,5	127 ± 8	1	169 ± 15	375 ± 30	206 ± 34		4,55	6,0
785,7	(195)	4,2 ± 0,4	12,5 ± 1			140 ± 30		0,15	0,44	
794,2	195	26 ± 2	76,8 ± 6	(1)	102 ± 8				2,7	3,6
810,9	195	8,0 ± 1	23,7 ± 3						0,83	
814,5	(pair)	29 ± 3						1,0		
820,2										
825,2	195	157 ± 10	465,9 ± 30	(1)	622 ± 40	750 ± 80			16	22

Table VI - Paramètres de résonances de <sup>197, 109</sup>Ag. Intervalle d'énergie de 291 à 753 eV.

Argent + n

E (eV)	Isotope	$g \Gamma_n$ (eV)	J	J <sup>(36)</sup>	$\Gamma_n$ (meV)	$\Gamma$ (meV)	$\Gamma_\gamma$ (meV)	$g \Gamma_n^{\lambda}$ (eV <sup>2</sup> )
291,05	109	8,6 ± 0,4		0				0,5
293,70	109							0,01
301,15	109							0,04
311,15	107	91,5 ± 3	1		122 ± 4	260 ± 60	138 ± 60	5,2
316,6	109							7,2
(316,8)*	faible	128 ± 13	1	1				
322,10	109	4,5 ± 1,5						0,004
327,85	109							0,25
329	107							
340,15*	109							0,004
347,35	107							0,004
357	107							0,92
361,80	107	17,5 ± 0,8		1				0,01
374,50*								
382,10								
385*								
387,05	109	32,3 ± 1,5	(1)	1	43 ± 2	190 ± 35	147 ± 35	1,6
391,70								0,11
398,10	109	16,5 ± 0,8		(1)				0,83
402,20								0,01
404,45	109	53,4 ± 2	0	0	213 ± 8	325 ± 30	112 ± 31	2,7
409,80								0,08
423*								
428,60	109	10,1 ± 0,5						0,49
432*								
441*								
444,90	107	17,3 ± 1,7		1				0,81
447*								
461,49	107	10,7 ± 0,5						0,5
466,70	107	61 ± 3,0	1		82 ± 4	220 ± 40	138 ± 40	2,8
469,80	109	36,1 ± 1,4			144 ± 6	280 ± 70	134 ± 70	1,7
472,20	107	13,9 ± 0,7						0,64
476,20								0,08
479,80	107	0,7						0,03
486								
487,80	109	11,1 ± 0,6						0,50
495,25								0,02
500,60	109	114 ± 4	1	1	153 ± 5	280 ± 30	117 ± 30	5,1
511								
512,40	107	12,0 ± 0,6						0,54
515,40	109	42,5 ± 1,5			168 ± 6	250 ± 40		1,9
522*								
525,10								0,03
526,70								0,02
532								0,03
554,45	7	107 ± 6	0		428 ± 24	540 ± 100		4,5
557*	109	~12						0,55
560,82	109	65,7 ± 3	0		263 ± 12	390 ± 60	127 ± 61	2,8
565,80	109	69,4 ± 3	1		92 ± 4	230 ± 40	138 ± 40	2,9
571*								
576,90	107	21,6		(1)				0,90
579*								
587,70	107	50,6 ± 2	0	1	202 ± 8	320 ± 40	118 ± 41	2,1
593*								
601*								
605,10								0,08
608,05	109	24,4 ± 1,5	1	1	32,3 ± 2	190 ± 30	160 ± 40	0,99
622,55	109	50,7 ± 3	0		202 ± 12	310 ± 40	110 ± 40	2,03
625,95	107	14,5 ± 0,8						0,58
634,80								0,02
648,44								0,02
653,30	107	9,8 ± 0,5						0,38
661*								
669,80	109	19 ± 1,0	(0)		76 ± 4	190 ± 40	114 ± 40	0,72
674,65	107	31 ± 1,0	1		41 ± 2	170 ± 25	129 ± 25	1,2
602,15								0,08
690,40		1,0 ± 0,2						0,04
695,90		10,4 ± 0,5						0,39
703,00								0,13
713,65								0,02
721,75								0,02
726,10	109	14,9 ± 1						0,55
730,15								0,04
735,10								
738								
747,78	109	56 ± 3	0		224 ± 12	310 ± 70		2,1
752,89		44 ± 3						1,6

\* Niveaux non détectés en [37].

\* Niveaux non détectés en [37] mais détectés en [36].

- distribution des largeurs de diffusion réduite,
- variation de l'espacement moyen des niveaux en fonction du spin,
- fluctuation des  $\Gamma_\gamma$  totaux,
- distribution statistique des niveaux et coefficient de corrélation.

La comparaison des valeurs de la fonction densité et de l'espacement moyen de niveaux avec différents modèles théoriques sera aussi accomplie.

## II. DISTRIBUTION DES LARGEURS DE DIFFUSION

La distribution des largeurs de diffusion pour des neutrons d'onde "s" a été étudiée par PORTER et THOMAS [32].

Ils considèrent que les fonctions d'onde qui décrivent les états voisins de même spin et de même parité sont des fonctions d'onde complexes, indépendantes et au hasard. Avec une seule voie de sortie les éléments de matrice relatifs à l'émission du neutron doivent avoir une valeur moyenne égale à zéro. Les carrés de ces éléments de matrice, proportionnels aux largeurs réduites de neutron  $\Gamma_n^0$  ( $\Gamma_n^0 = \Gamma_n / \sqrt{E}$ ), suivent, selon PORTER et THOMAS, une distribution en  $\chi^2$  à un degré de liberté.

Une telle distribution est décrite par la relation :

$$P(x) \frac{1}{x} dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{e^{-x/2}}{\sqrt{x}} dx \quad (IV. 2. 1)$$

où

$$x = \Gamma_n^0 / \langle \Gamma_n^0 \rangle .$$

Si l'on considère une suite de distribution à 1 degré de liberté, la distribution résultante sera une distribution en  $\chi^2$  avec  $\nu$  degrés de liberté, c'est-à-dire :

$$P_\nu(x) dx = \left[ \Gamma\left(\frac{\nu}{2}\right) \right]^{-1} \left(\frac{\nu x}{2}\right)^{\nu/2-1} \exp\left(-\frac{\nu x}{2}\right) d\left(\frac{\nu x}{2}\right) \quad (IV. 2. 2)$$

$\Gamma\left(\frac{\nu}{2}\right)$  est la fonction gamma [33].

La méthode couramment utilisée pour déterminer la valeur la plus probable du degré de liberté d'une distribution expérimentale est la méthode du maximum de vraisemblance [34].

Cette valeur  $\nu$  satisfait à l'équation :

$$\frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \text{Log} \left( \frac{\Gamma_n^0}{\langle \Gamma_n^0 \rangle} \right) - F\left(\frac{\nu}{2}\right) = 0 \quad (IV. 3. 3)$$

où

$$F\left(\frac{\nu}{2}\right) = \psi\left(\frac{\nu}{2}\right) - \text{Log} \frac{\nu}{2} \quad (IV. 2. 4)$$

et  $\psi\left(\frac{\nu}{2}\right)$  est la dérivée du logarithme de la fonction gamma,

$m$  = nombre de mesures.

La relation (IV. 2. 2) montre que, si  $\nu$  est faible (1 ou 2), les valeurs faibles de  $x = \frac{g \Gamma_n^0}{\langle g \Gamma_n^0 \rangle}$  seront nombreuses et la somme  $\sum \text{Log} x y$  sera très sensible. Alors, une mauvaise estimation de ces faibles valeurs ou une omission de certaines d'entre elles entraîne une détermination erronée de la valeur  $\nu$  recherchée.

L'estimation des valeurs  $g \Gamma_n^0$  dans le cas de nos mesures de largeurs partielles de diffusion

est en général excellente mais on peut, par contre, ne pas détecter certains niveaux pour lesquels la valeur  $\langle g \Gamma_n^0 \rangle$  est faible. En effet, si un niveau est situé à une énergie  $E_0$ , la valeur de la section efficace, si  $g \Gamma_n^0$  est très faible, s'écrit :

$$\sigma_0 = \frac{2,6 \times 10^6}{\sqrt{E_0}} \frac{g \Gamma_n^0}{\Gamma_\gamma} \quad \Gamma \approx \Gamma_\gamma \quad (IV. 2. 5)$$

La valeur  $\Gamma_\gamma$  des noyaux que nous avons étudiés est bien connue et, en général, fluctue peu de résonance en résonance.

La valeur de la transmission que l'on observe expérimentalement est affectée de l'effet Doppler et de l'effet de résolution. Un niveau pourra être détecté seulement si son minimum de transmission  $T_0$  est inférieur à une valeur donnée 0,85 ou 0,9.

$$T_0 \approx R(E - E_0) e^{-\sigma_0} \leq 0,9 \quad (IV. 2. 6)$$

A chaque énergie  $E_0$  correspond donc une valeur  $g \Gamma_n^0$  qui sera appelée le seuil expérimental de détection.

Les courbes représentées aux figures IV. 1, 2, 3, 4, distributions de PORTER et THOMAS, peuvent donner une estimation de ce nombre de niveaux omis. L'estimation obtenue en faisant coïncider la loi de probabilité théorique de PORTER et THOMAS avec la distribution expérimentale est approximativement de 17 pour  $^{169}\text{Tm}$  et de 12 pour  $^{195}\text{Pt}$  (figures IV. 2 et IV. 4).

En effet, l'expérience réalisée pour une cible d'épaisseur quatre fois plus grande que celle-ci nous a permis de déterminer pour  $^{169}\text{Tm}$ , dans le même intervalle d'énergie, cinq niveaux de plus. Dans cette expérience on constate (figure IV-8) qu'il y a encore une perte de niveaux au-dessus de 500 eV.

Pour les distributions  $P(x)$ , avec  $\nu = 1$  et  $\nu = 2$  correspondant aux 88 niveaux détectés pour  $^{169}\text{Tm}$  et aux 42 niveaux pour  $^{195}\text{Pt}$ , on constate aisément que la valeur  $\nu = 2$  est celle qui adapte le mieux les histogrammes expérimentaux. La valeur  $\nu = 1$  adapte bien les histogrammes expérimentaux pour 105 résonances, cas de  $^{169}\text{Tm}$ , et 52 résonances, cas de  $^{195}\text{Pt}$ .

Pour  $^{169}\text{Tm}$  et pour  $^{195}\text{Pt}$  la valeur du spin 1 ou 0 est connue pour la plupart des résonances. Nous avons trouvé pour ces corps que :

$$\sum \Gamma_{n,J-1}^0 = \sum \Gamma_{n,J-0}^0 .$$

Pour  $^{169}\text{Tm}$ , élément monoisotopique, nous pouvons donc, en supposant que les deux distributions sont identiques et en s'assurant que le rapport des résonances de chaque état de spin (voir § III, chap. IV) est égal au rapport des facteurs statistiques, considérer une seule population des variables  $g \Gamma_n^0$  et rechercher le degré de liberté pour les résonances détectées.

GARRISON [35] a développé une méthode où ne sont prises en considération que les résonances ayant des valeurs  $\frac{g \Gamma_n^0}{\langle g \Gamma_n^0 \rangle}$  supérieures à une certaine valeur  $\alpha$ .

On élimine ainsi les faibles valeurs  $g \Gamma_n^0$  omises ou mal déterminées.

La nouvelle distribution en  $\chi^2$  renormalisée devient :

$$P_\nu(x, \alpha) = \frac{G_\nu(\alpha) \left(\frac{\nu x}{2}\right)^{\frac{\nu}{2}-1}}{\Gamma\left(\frac{\nu}{2}\right)} \left(\frac{\nu}{2}\right) e^{-\frac{\nu}{2} x} \quad (IV. 2. 7)$$

avec  $\int_0^\infty P_\nu(x, \alpha) dx = 1$  qui détermine la valeur de la constante  $G_\nu(\alpha)$ .

Les résultats du thulium représentés dans la table II nous amènent à conclure que la valeur  $\alpha$  est de l'ordre de 0,04 pour nos conditions expérimentales. La valeur  $\nu$  calculée par la méthode de GARRISON avec un tel seuil est voisine de 1 donc en accord avec la valeur suggérée par PORTER et THOMAS [32].

La table VII donne les valeurs de  $\nu$  pour différents seuils et l'erreur sur  $\nu$ .

Le nombre total de résonances dans l'intervalle d'énergie considéré serait donc à quelques niveaux près 105 pour  $^{169}\text{Tm}$  et 52 pour  $^{195}\text{Pt}$ .

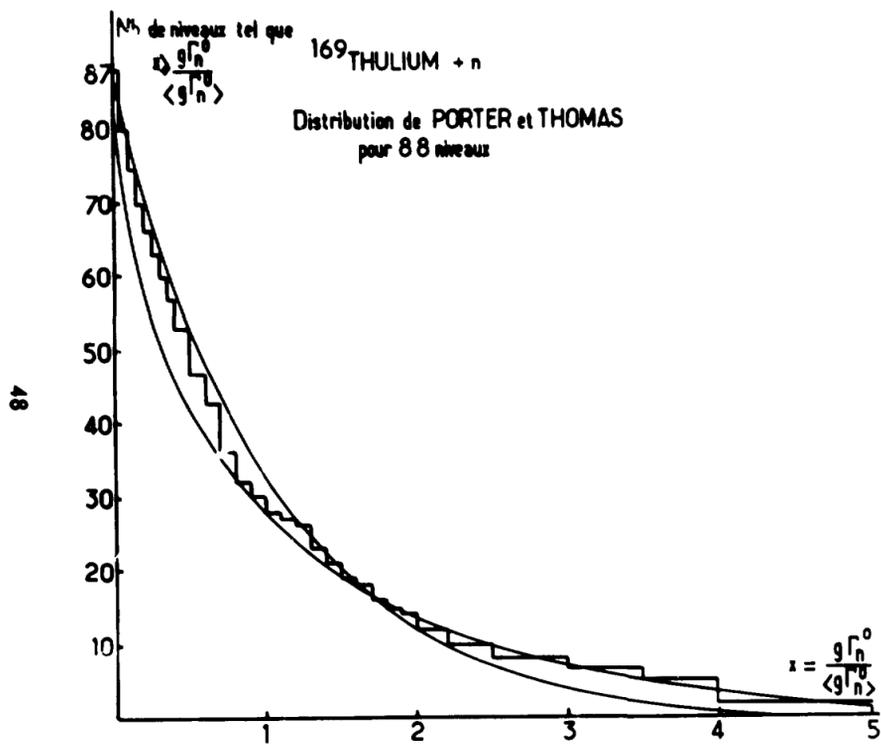


Figure IV.1 - Distribution de PORTER et THOMAS  $\nu = 1$  et  $\nu = 2$  pour 88 niveaux détectés pour  $^{169}\text{Tm}$  dans l'intervalle d'énergie 5 à 800 eV.

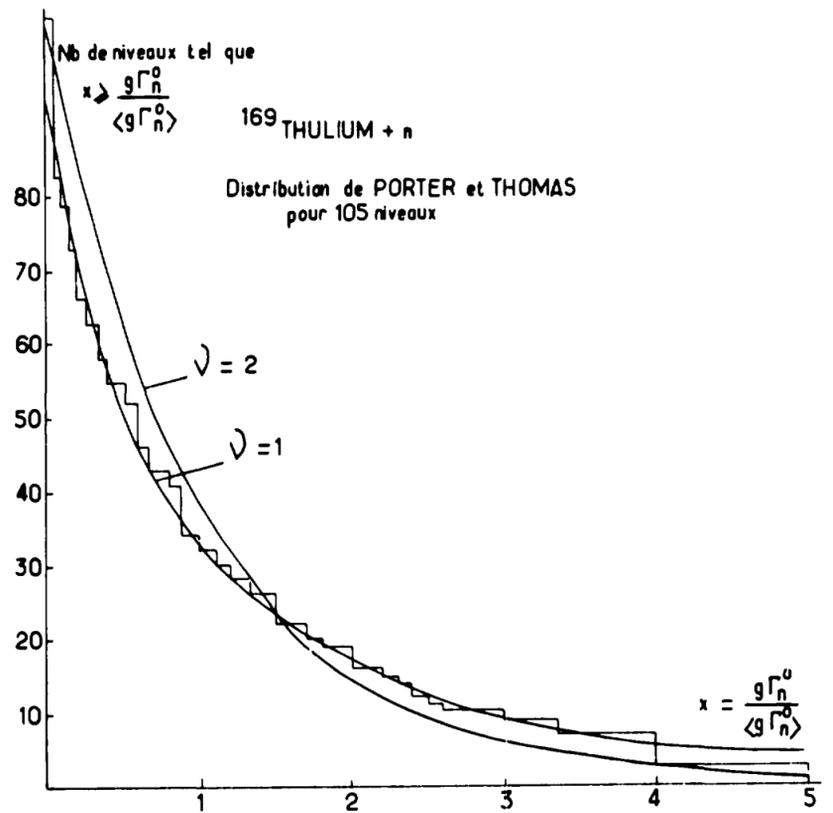


Figure IV.2 - Distribution de PORTER et THOMAS  $\nu = 1$  et  $\nu = 2$  pour 105 niveaux détectés pour  $^{169}\text{Tm}$  dans l'intervalle d'énergie 5 à 800 eV.

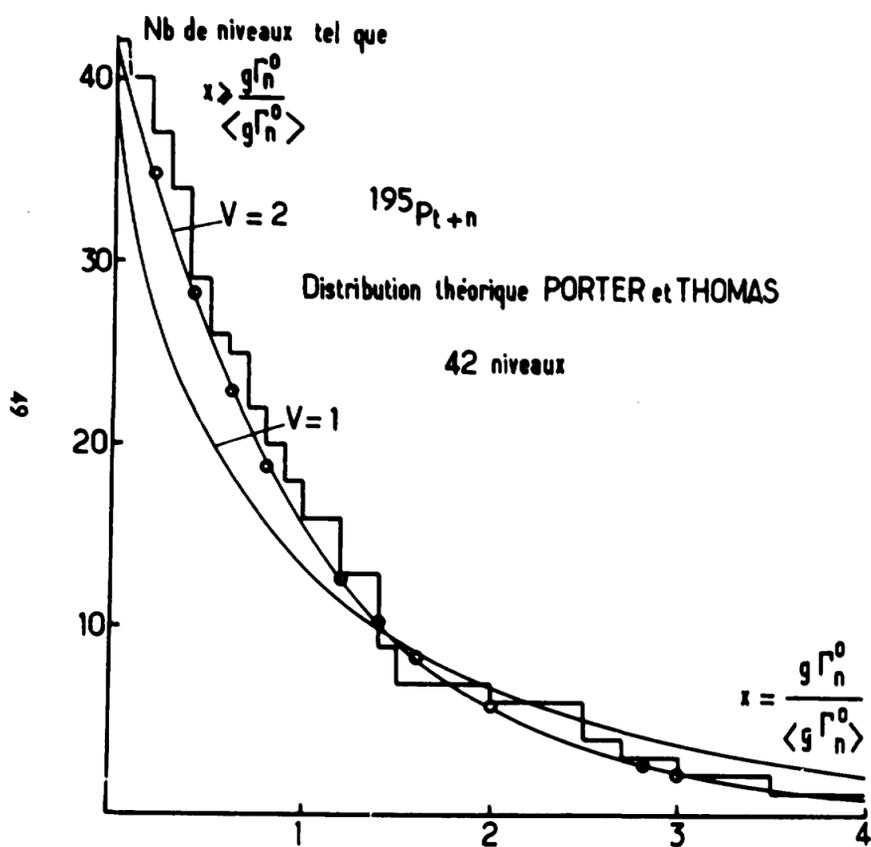


Figure IV.3 - Distribution de PORTER et THOMAS  $\nu = 1$  et  $\nu = 2$  pour 42 niveaux détectés pour  $^{195}\text{Pt}$  dans l'intervalle d'énergie de 11 à 820 eV.

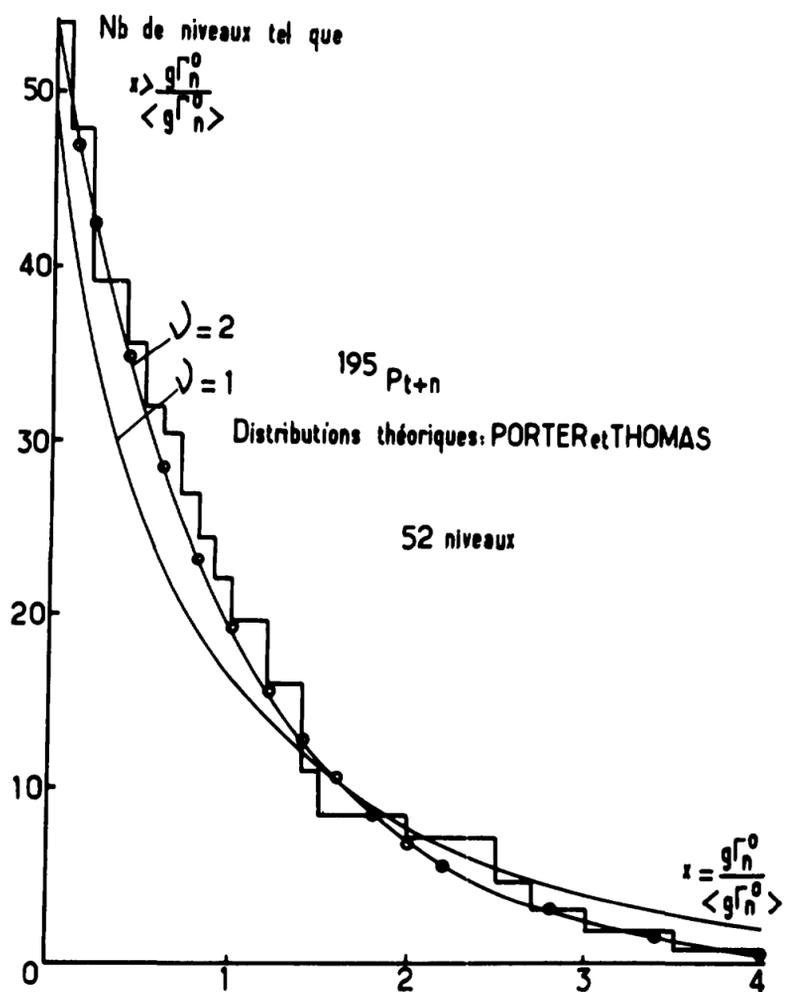


Figure VI.4 - Distribution de PORTER et THOMAS pour 52 niveaux détectés pour  $^{195}\text{Pt}$  dans l'intervalle d'énergie de 11 à 820 eV.

Table VII - Valeurs de  $\nu$  pour différents seuils  $\alpha$  et erreurs sur  $\nu$ .

Valeur du degré de liberté d'une distribution en  $\chi^2$  pour différents seuils

$\alpha$	$\nu$	$\Delta\nu$
0,05	1,13	$\pm 0,08$
0,07	1,21	$\pm 0,10$
0,10	1,21	$\pm 0,13$

### III. ESPACEMENT MOYEN DE NIVEAUX

Les figures IV.5, IV.6, IV.7, IV.8 représentent les histogrammes des nombres de niveaux d'énergie au-dessous d'une valeur  $E$  trouvée dans nos expériences pour les corps Tm, Ag et Pt.

Les valeurs de ces espacements sont :

Argent	$(8,8 \pm 1)$ eV
Platine-195	$(16,5 \pm 1)$ eV
Thulium	$(7,5 \pm 0,7)$ eV
Platine naturel	$(11,2 \pm 0,6)$ eV

Grâce aux excellentes résolutions de l'accélérateur linéaire de Saclay, des résonances ayant entre elles de petits espacements ont pu être séparées. Néanmoins, on constate encore, comme nous l'avons vu, l'absence de quelques niveaux. La perte est en général faible.

Un changement de pente est observé pour l'argent à partir de 300 eV. Il est dû aux résonances  $p$  qui sont sûrement détectées car notre résolution est excellente et le facteur de pénétration  $V = \frac{k^2 R'^2}{1 + k^2 R'^2}$  n'est pas entièrement négligeable dans le domaine étudié. Le nombre de masse de l'argent se situe dans la résonance géante de la fonction densité pour les ondes  $p$  ( $A \sim 100$ ).

L'identification de ces résonances exigerait des épaisseurs d'écran plus grandes que celles utilisées. Nous ne partageons pas le point de vue de l'équipe de COLUMBIA [36] qui attribue le caractère  $p$  aux résonances "s" ayant  $g \Gamma_n$  systématiquement très petit car le nombre de résonances "s" ayant  $g \Gamma_n$  très petit n'est nullement négligeable.

Dans notre analyse de l'argent, nous avons trouvé 18 niveaux non détectés par le groupe de COLUMBIA [37].

Les niveaux  $E = 340, 16, 374, 50$  et  $447$  eV avaient déjà été décelés en 1960 [36] par COLUMBIA, puis rejetés par la suite.

L'histogramme de la figure IV.5 pour  $^{107}\text{Pt}$  révèle une nette absence de niveaux. Cela est dû à l'impossibilité d'attribuer l'isotope responsable à certaines résonances du platine naturel que nous avons analysées. La figure IV.6 qui représente le nombre de niveaux d'énergies inférieures à  $E$  pour le platine naturel montre que le nombre de niveaux omis est très faible.

L'examen des tables I, II, III, IV, V et VI nous permet, nos méthodes d'analyse étant bonnes, de classer les résonances en deux classes :  $J = 0$  et  $J = 1$ .

Table VIII - Nombre de résonances  $J = 0$  et  $J = 1$  trouvées dans l'intervalle d'énergie de 1 à  $\sim 800$  eV pour  $^{107}, ^{109}\text{Ag}$ ,  $^{108}\text{Tm}$  et  $^{195}\text{Pt}$ .

	Nombre de niveaux	
	$J = 0$	$J = 1$
$^{107}, ^{109}\text{Ag}$	9	23
$^{108}\text{Tm}$	16	49
$^{195}\text{Pt}$	9	27

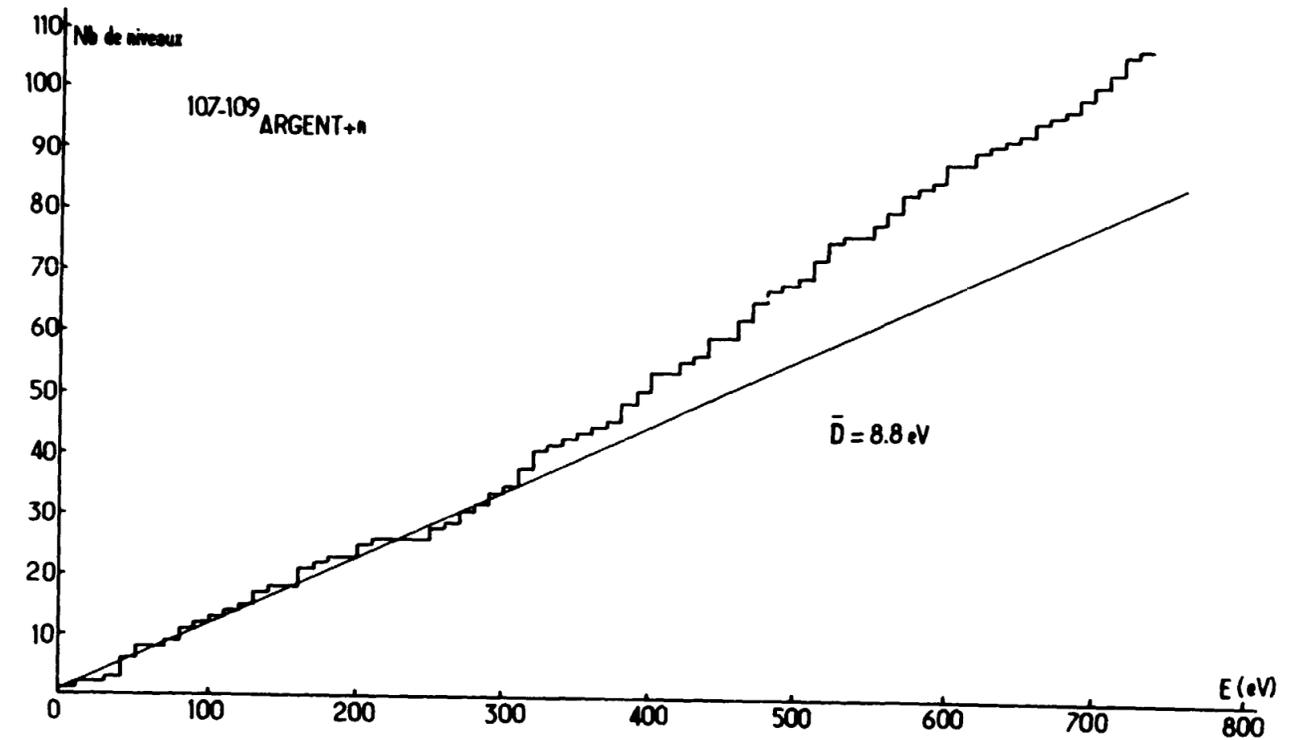


Figure IV.5 - Nombre de niveaux en fonction de l'énergie trouvés pour l'argent. Intervalle d'énergie de 1 à 750 eV.

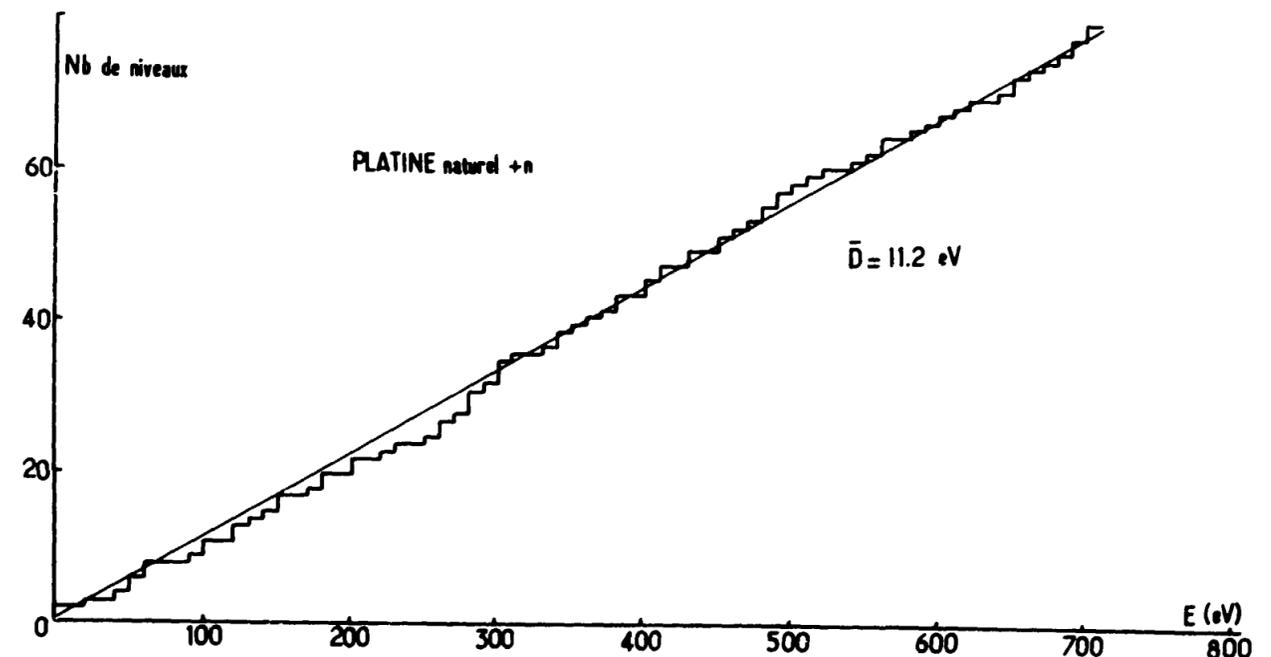


Figure IV.6 - Nombre de niveaux détectés en fonction de l'énergie pour le platine naturel. Intervalle d'énergie de 1 à 850 eV.

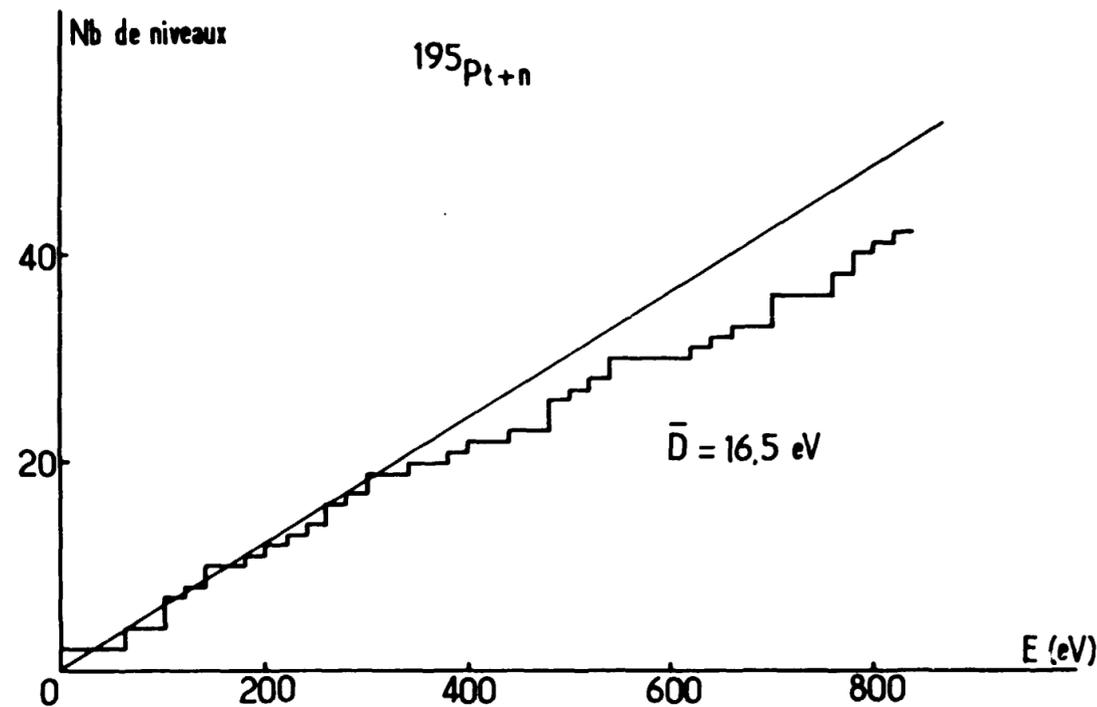


Figure IV.7 - Nombre de niveaux en fonction de l'énergie trouvés pour  $^{195}\text{Pt}$ . Intervalle d'énergie de 2 à 850 eV.

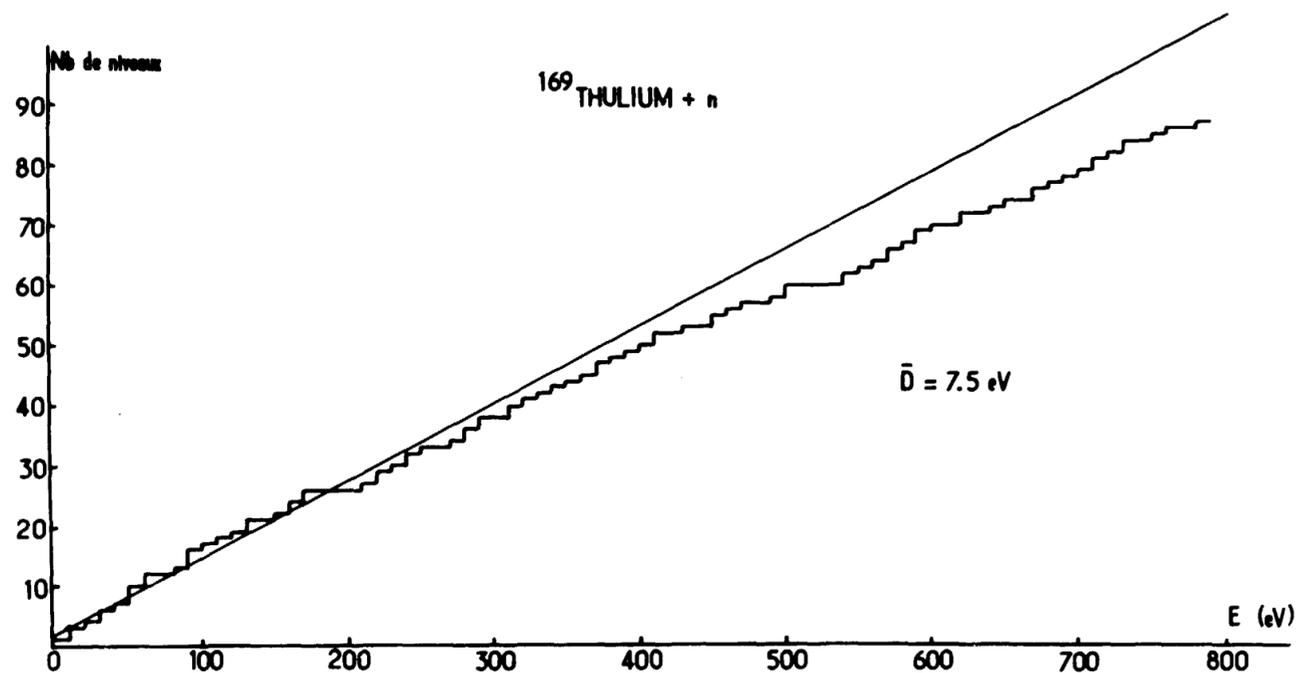


Figure IV.8 - Nombre de niveaux en fonction de l'énergie trouvés pour  $^{169}\text{Tl}$ . Intervalle d'énergie de 5 à 820 eV.

Nous verrons dans la section (B) que les fonctions densités  $S_0$  sont les mêmes pour chaque état de spin. L'attribution de spin n'est donc pas faussée par nos méthodes d'analyse. La valeur  $\langle g \Gamma_0^0 \rangle$  est la même quel que soit J.

Nos résultats, consignés dans le tableau précédent, montrent que le rapport  $\frac{D(I + 1/2)}{D(I - 1/2)} = 3$  est bien vérifié pour le platine et le thulium.

Nous rappelons ici que la détermination des spins pour l'argent-107 et 109 a été difficile du fait que l'efficacité de détection des  $\gamma$  de l'argent-107 ou 109 change de 10 % environ pour le scintillateur liquide. Les expériences de capture ont seulement été interprétées pour un nombre restreint de résonances ce qui a favorisé la détermination des spins  $J = 0$  pour ce corps.

#### IV. COMPARAISON DES ESPACEMENTS ET DE LA FONCTION DENSITE AVEC LES MODELES NUCLEAIRES.

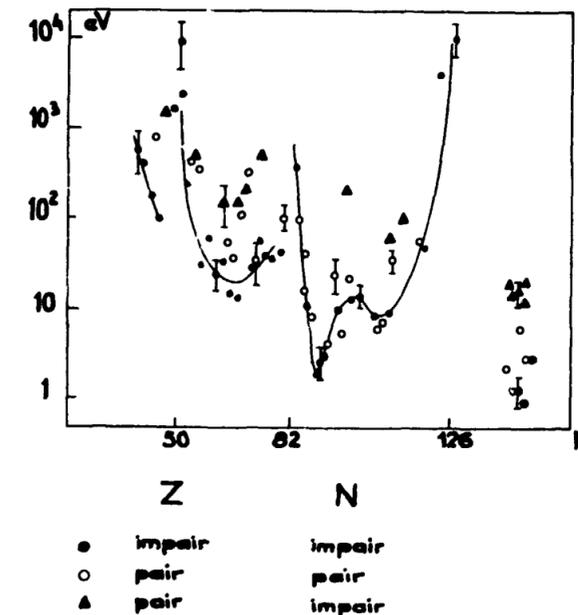
##### A. - Espacement moyen entre résonances.

La figure IV.9 représente la valeur trouvée pour l'espacement entre résonances de différents noyaux en différents laboratoires.\*

Il est bien connu que les espacements dépendent de la structure en couches des noyaux.

La formule qui représente le mieux ces espacements de niveaux en fonction du nombre de masse, spin du noyau composé et énergie d'excitation, est celle de BETHE [7] modifiée par NEWTON [8] pour tenir compte des effets en couches.

$$D(u, J) = \frac{\alpha(2J + 1)}{u^2} \exp\left(-\frac{J(J + 1)}{2\sigma^2}\right) \exp 2\sqrt{\alpha u} \quad (\text{IV.4.1})$$



Quelques barres d'erreurs ont été tracées pour donner l'ordre de grandeur.

Figure IV.9 - Espacement des niveaux par état de spin en fonction du nombre de neutrons du noyau composé. Points expérimentaux et courbe théorique.

\* L'espacement par état de spin est égal aux espacements observés par les noyaux composés Z pair, N impair et au double pour les autres, [68].

$u$  = énergie d'excitation effective qui dépend de la nature paire-impair du noyau,

$\alpha, a$  = constantes dépendant du poids atomique.

$\sigma^2 = \theta T$  où  $\theta$  = moment d'inertie et  $T$  = température nucléaire.

Pour  $I = \frac{1}{2}$  le terme exponentiel est négligeable et le rapport  $\frac{D(I + 1/2)}{D(I - 1/2)}$  sera égal à 3.

La figure IV.10 montre nos valeurs d'espacement par état de spin.

#### B. - Fonction densité.

L'espacement moyen  $\bar{D}$  des niveaux du noyau composé est relié à la largeur moyenne de neutron de résonances.

Pour les ondes  $s$ , cette relation est :

$$\Gamma_n \approx (2/\pi) (k/K)D \quad [38] \quad (IV. 4. 2)$$

$k$  = nombre d'onde du neutron,

$K$  = nombre d'onde à l'intérieur du noyau.

Pour des neutrons avec  $l \neq 0$  la relation ci-dessus doit être multipliée par le facteur de pénétration de la barrière potentielle.

$$\frac{\langle \Gamma_n^l \rangle}{\langle D \rangle} = \frac{\sum \Gamma_n^l}{2l + 1} \sum \frac{g \Gamma_n^l}{\Delta E} = S_l$$

Le rapport caractérise donc la transparence de la surface du noyau composé et est appelé fonction densité.

Les résonances géantes trouvées dans la diffusion de neutrons (expériences de BARSCHALL [39]) suggèrent que la description de la fonction densité doit être faite avec un modèle à particule indépendante. Un tel modèle est le modèle optique avec un potentiel de forme complexe [40]. L'étude de la fonction densité avec ce potentiel complexe a mis en évidence une relation statistique simple entre les fonctions d'onde du noyau composé [41].

La figure IV.11 représente les valeurs de  $S_0$  en fonction de  $A$  d'après les prédictions de quelques modèles du noyau déformé, modèle collectif et modèle sphérique [42].

Nos points expérimentaux pour  $^{169}\text{Tm}$  et  $^{195}\text{Pt}$  sont en accord avec les modèles du noyau déformé [43]. Le point de Tm confirme le dédoublement de la résonance géante  $4s$  au voisinage des noyaux déformés.

Pour l'argent, la valeur trouvée est inférieure à toutes les prédictions théoriques. La figure IV.12 représente les valeurs de la fonction densité obtenues pour  $^{107}, ^{109}\text{Ag}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  et  $^{195}\text{Pt}$ .

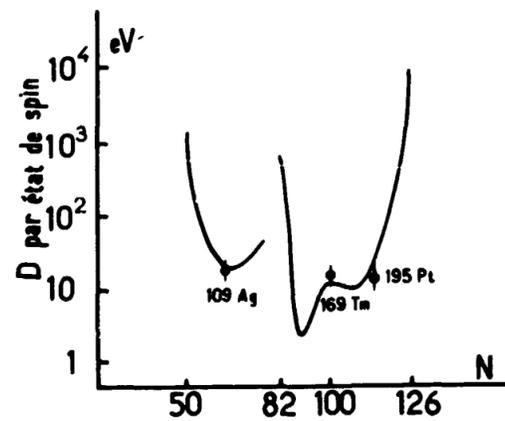


Figure IV.10 - Valeurs expérimentales de l'espacement moyen de l'argent, du thulium et du platine-195. Comparaison avec les courbes théoriques.

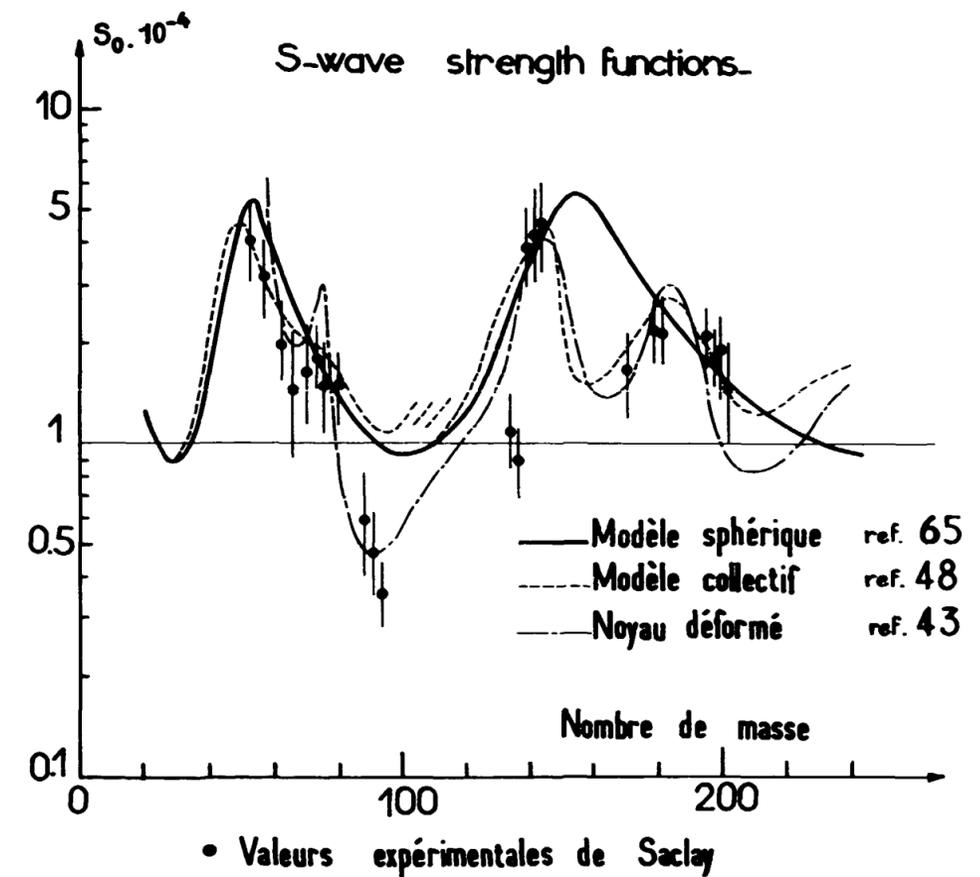


Figure IV.11 - Comparaison des résultats expérimentaux trouvés à Saclay pour la fonction densité  $S_0$  avec les prédictions théoriques des modèles : noyau déformé, collectif, sphérique.

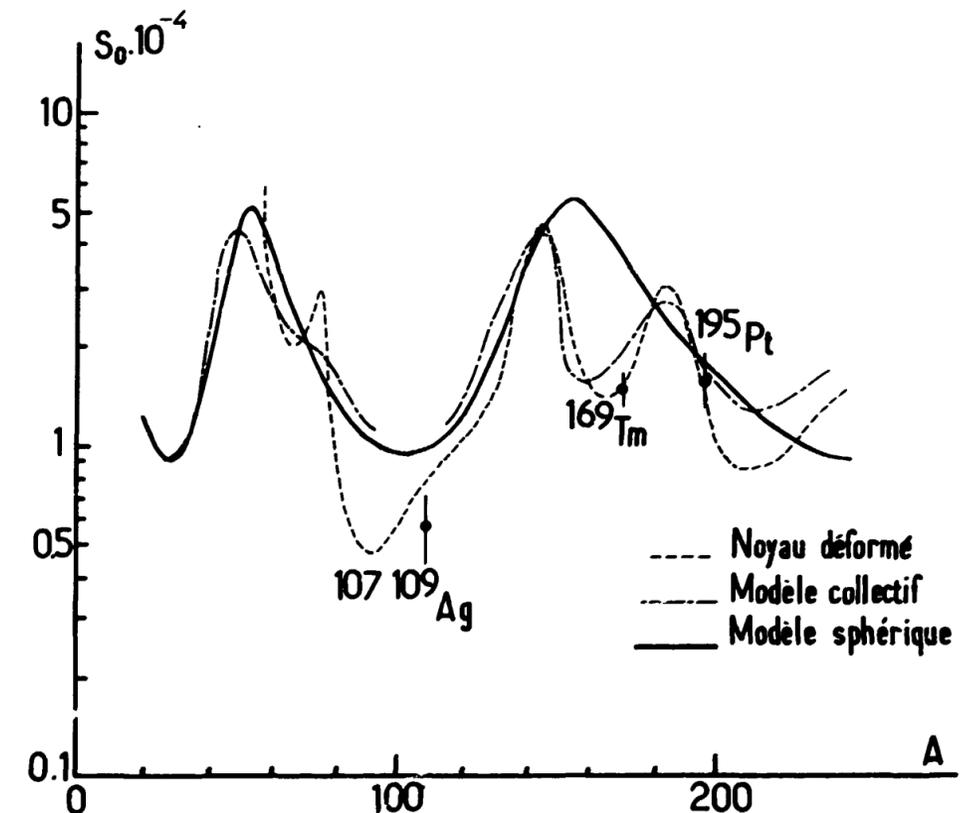


Figure IV.12 - Comparaison des valeurs trouvées pour la fonction densité de  $^{107}, ^{109}\text{Ag}$ , de  $^{169}\text{Tm}$  et de  $^{195}\text{Pt}$  avec les modèles théorique : noyau déformé, collectif, sphérique.

Au voisinage de  $A \sim 100$  la nouvelle valeur de  $S_0$  de l'argent est comparable à celle des points expérimentaux des noyaux voisins trouvés à Sachy : Zr [44], Nb [45], Y [46].

On peut conclure en disant que les prédictions théoriques du modèle du noyau déformé adaptent le mieux les valeurs expérimentales trouvées.

Au voisinage du nombre de masse  $A = 100$  la fonction densité  $S_1$  ( $S_1$  = fonction densité pour des ondes p) passe par un maximum. Elle peut être de l'ordre de quelques  $10^{-4}$ . Déterminer une telle valeur  $S_1$  pour l'argent exigerait d'identifier les résonances "p". L'espacement moyen faible de l'argent et les épaisseurs d'écran utilisées ne nous ont pas permis cette identification.

Cette détermination a été faite pour Nb [49] et la valeur trouvée est en accord avec les modèles théoriques de FIEDELDEY et FRAHN [47], BUCK et PEREY [48] ainsi que la valeur expérimentale de SETH [49].

La valeur du spin étant attribuée à la plupart des résonances il est possible de calculer la valeur  $\sum g \Gamma_n^0$  pour chaque état de spin du noyau composé.

Table IX - Fonctions densités pour les deux états de spin ( $^{169}\text{Tm}$  et  $^{195}\text{Pt}$ ).

	Fonction densité	
	$S_0, J = 0$	$S_0, J = 1$
$^{169}\text{Tm}$	$(1,5 \pm 0,4) \times 10^{-4}$	$(1,5 \pm 0,2) \times 10^{-4}$
$^{195}\text{Pt}$	$(1,7 \pm 0,5) \times 10^{-4}$	$(1,8 \pm 0,3) \times 10^{-4}$

Les fonctions densité, comme le montre le tableau ci-dessus, sont égales pour les deux états de spin, résultat différent des noyaux de spin  $I = 3/2$  [50].

Pour l'argent, cette comparaison de la fonction densité pour les deux états de spin serait délicate car l'attribution isotopique n'est pas complète.

Les nombres de niveaux étudiés étant grands, les erreurs sur les  $S_0$  sont relativement faibles.

$^{169}\text{Tm}$	$S_0 = (1,5 \pm 0,2) \times 10^{-4}$
$^{195}\text{Pt}$	$S_0 = (1,6 \pm 0,3) \times 10^{-4}$
$^{109}, ^{107}\text{Ag}$	$S_0 = (0,6 \pm 0,2) \times 10^{-4}$
$^{194}\text{Pt}$	$S_0 = (1,6 \pm 0,8) \times 10^{-4}$

Pour les résonances connues de l'argent-109 la fonction densité calculée est de :

$$S_0 = (0,5 \pm 0,3) \times 10^{-4}$$

La section efficace totale moyenne est reliée à la fonction densité par la relation :

$$\langle \sigma_T \rangle = 2\pi \lambda^2 g \langle \Gamma_n \rangle / D \quad (\text{IV.4.3})$$

Les histogrammes (figures IV.13 et IV.14) qui représentent ces sections efficaces moyennes sont adaptés par une droite. Les quelques fluctuations observées sont dues à la proximité de deux niveaux très importants et de spins différents. Elles sont donc explicables par les propriétés des distributions des niveaux et de largeurs réduites. La mise en évidence de structures intermédiaires, comme suggérée par FESHACH [51], exigerait l'étude des sections efficaces moyennes dans un domaine d'énergie de quelques centaines de keV. Les fluctuations observées seraient de l'ordre de quelques dizaines de keV [52].

## V. DISTRIBUTION STATISTIQUE DES NIVEAUX ET COEFFICIENT DE CORRELATION

### Fluctuations des espacements autour d'une valeur moyenne.

WIGNER [53] et LANDAU et SMORODINSKY [54] ont vérifié que la probabilité d'existence de petits espacements entre niveaux de même spin est proportionnelle à l'espacement moyen  $\bar{D}$  des résonances. Cette propriété est appelée "répulsion des niveaux" et basée sur elle, WIGNER a proposé, pour des niveaux de même spin et de même parité, la distribution de probabilité pour les espacements donnés ci-après :

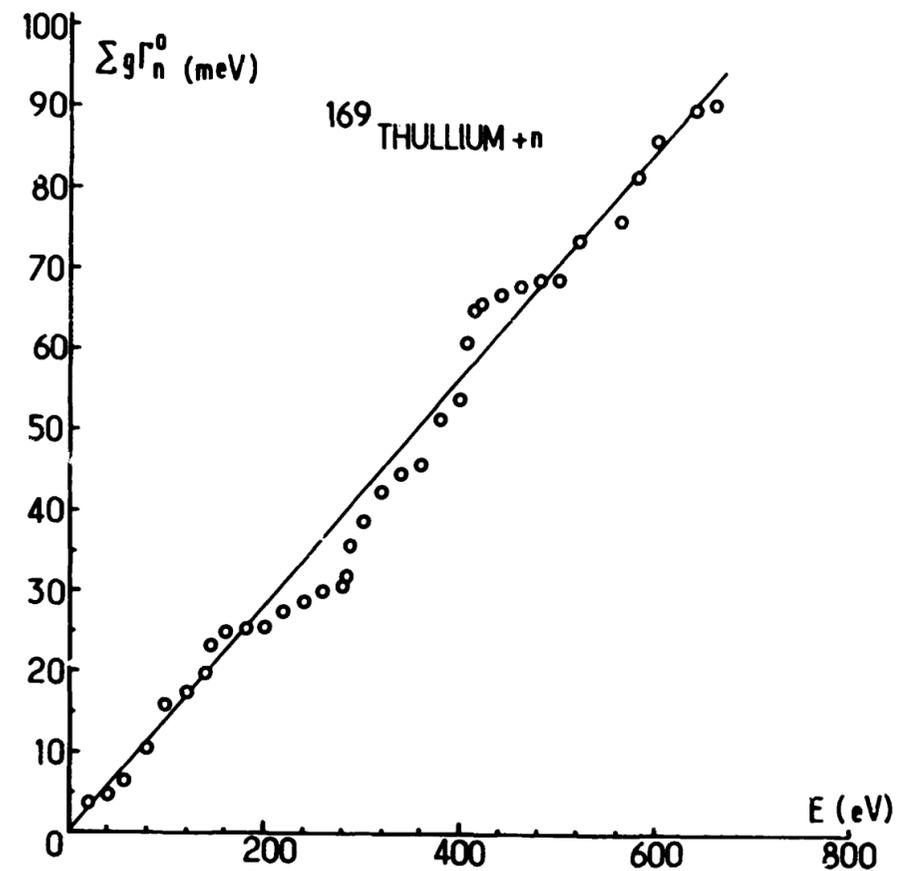


Figure IV.13 - Valeur  $\sum g \Gamma_n^0$  en fonction de l'énergie pour  $^{169}\text{Tm}$ .

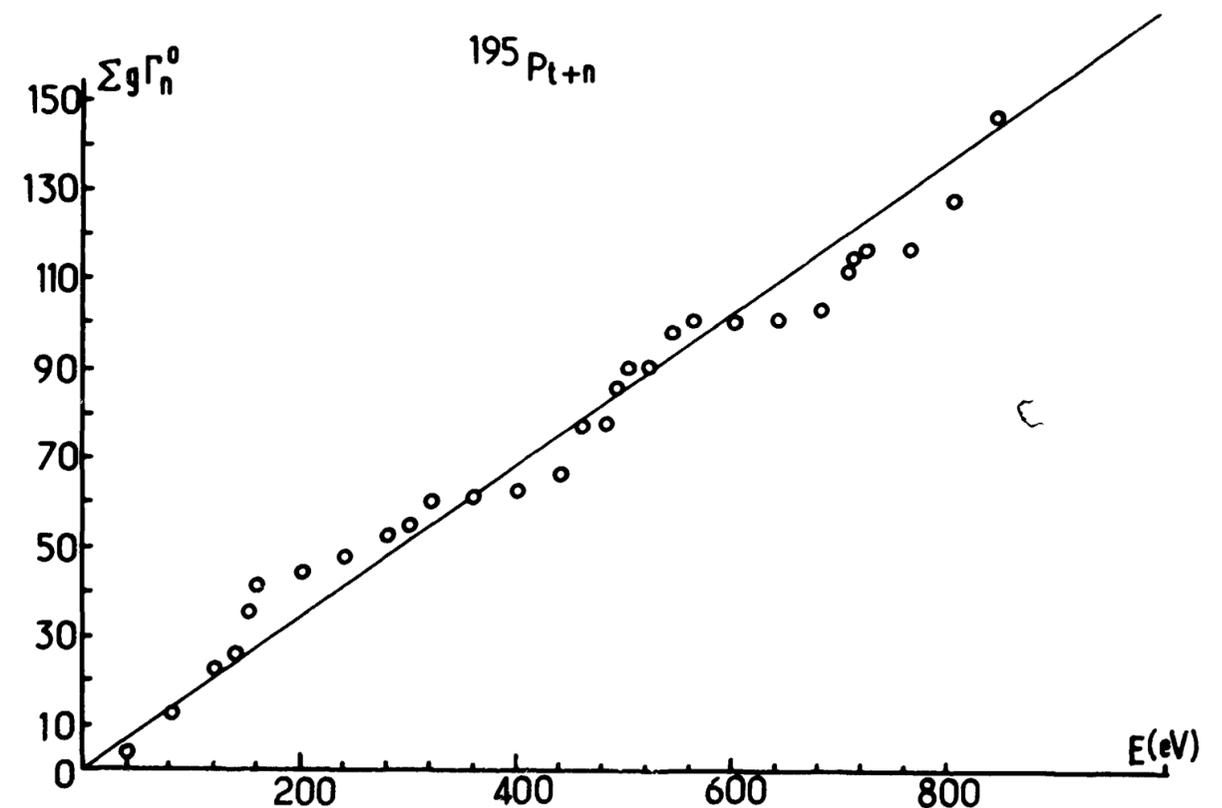


Figure IV.14 - Valeur  $\sum g \Gamma_n^0$  en fonction de l'énergie pour  $^{195}\text{Pt}$ .

$$P(x) = \left(\frac{\pi}{2}\right) e^{-\pi x^2/4} \quad (\text{IV. 5. 1})$$

où

$$x = \frac{D_1}{\bar{D}}$$

$\bar{D}$  = espacement moyen

$D_1$  = espacement entre deux niveaux voisins

Les travaux de MEHTA [55], GAUDIN [56], PORTER et ROSENZWEIG [57] montrent que l'approximation de WIGNER est bonne. Pour deux familles de résonances indépendantes mais mélangées, la probabilité de distribution des espacements a été donnée par LANE [58] et a la forme :

$$P(D_1)dD_1 = \frac{dD_1}{D_1 + D_2} \left( P_1(D_1) \int_0^\infty x P_2(x + D_1) dx + P_2(D_1) \int_0^\infty x P_1(x + D_1) dx + 2 \int_0^\infty P_1(x + D_1) dx \int_0^\infty P_2(x + D_1) dx \right) \quad (\text{IV. 5. 2})$$

$D_1$  = espacement moyen famille 1 de résonances

$D_2$  = espacement moyen famille 2 de résonances

Si l'on suppose que chaque population a une distribution individuelle de WIGNER :

$$P(D_1)dD_1 = \frac{dD_1}{D_1 + D_2} \left[ \frac{\pi}{2} \frac{D_1}{D_1^2} \exp \left\{ -\frac{\pi}{4} \frac{D_1}{D_1^2} \right\} D_2 \left[ 1 - \operatorname{erf} \left\{ \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{D_1}{D_2} \right\} \right] + \frac{\pi}{2} \frac{D_1}{D_2^2} \exp \left\{ -\frac{\pi}{4} \frac{D_1}{D_2^2} \right\} D_1 \left[ 1 - \operatorname{erf} \left\{ \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{D_1}{D_1} \right\} \right] + 2 \exp \left\{ -\frac{\pi}{4} \frac{D_1}{D_1^2} \right\} \exp \left\{ -\frac{\pi}{4} \frac{D_1}{D_2^2} \right\} \right]$$

où

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt. \quad (\text{IV. 5. 3})$$

La distribution d'espacements au hasard s'écrit :

$$P(x) = \frac{1}{D} e^{-x}. \quad (\text{IV. 5. 4})$$

Les figures IV.15, IV.16 représentent les histogrammes de la distribution des espacements pour  $^{169}\text{Tm}$  et  $^{195}\text{Pt}$  au voisin le plus proche.

Les courbes continues représentent les distributions théoriques de WIGNER à deux populations.

On peut remarquer une absence de petits niveaux.

La figure IV.17 représente les courbes de distribution WIGNER à deux populations, au hasard et expérimentale pour Pt naturel.

#### Corrélation entre niveaux.

Le coefficient de corrélation de deux variables  $x_1, y_1$  est défini par :

$$\rho = \frac{\operatorname{Cov}(x_1, y_1)}{[\operatorname{Var}(x_1) \operatorname{Var}(y_1)]^{1/2}} \quad (\text{IV. 5. 5})$$

où

$$\operatorname{Cov}(x_1, y_1) = \overline{x_1 y_1} - \bar{x}_1 \bar{y}_1$$

$$\operatorname{Var}(x_1) = \overline{x_1^2} - (\bar{x}_1)^2$$

Dans le cas de la corrélation entre espacement de niveaux adjacents on peut écrire :

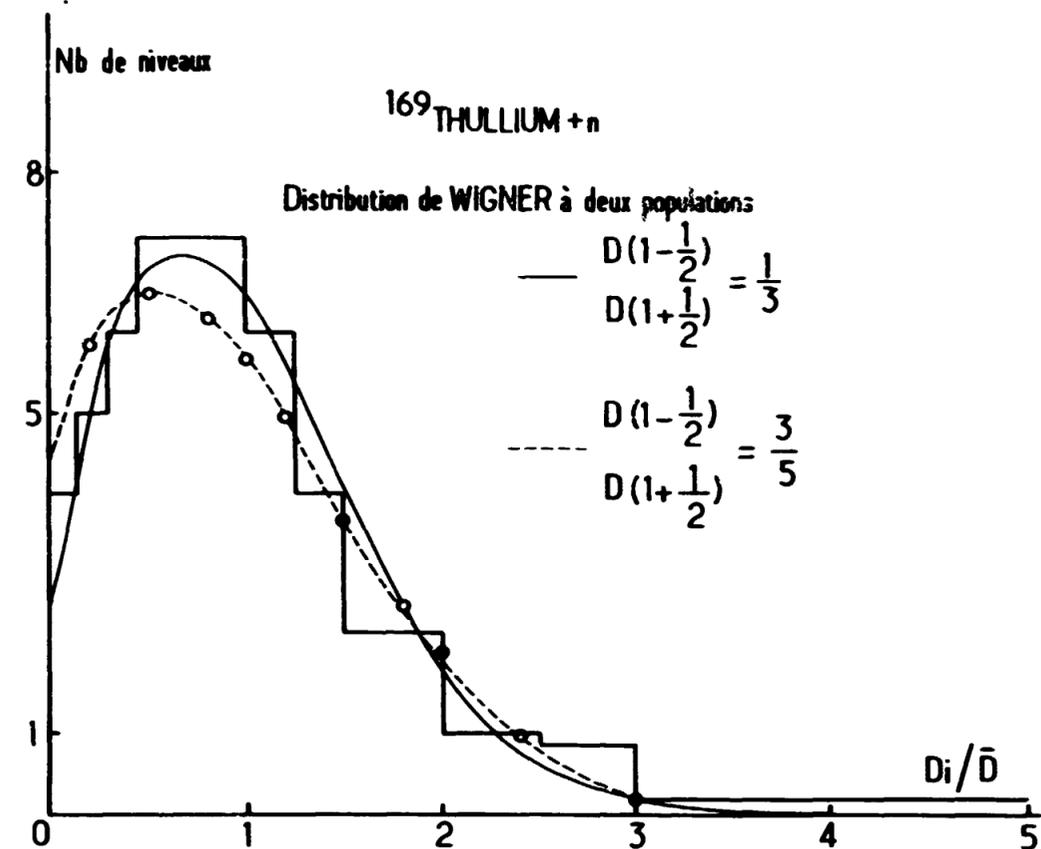


Figure IV.15 - Distribution de WIGNER à deux populations pour  $^{169}\text{Tm}$ . Courbes théorique et expérimentale.

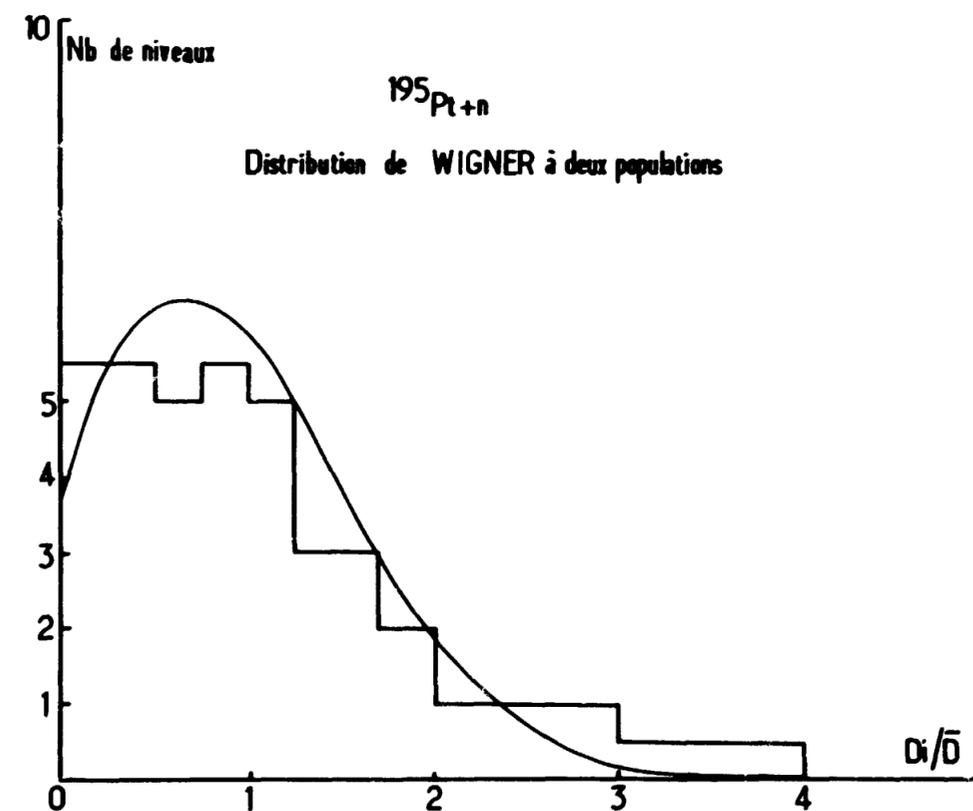


Figure IV.16 - Distribution de WIGNER à deux populations pour  $^{195}\text{Pt}$ . Courbes théorique et expérimentale.

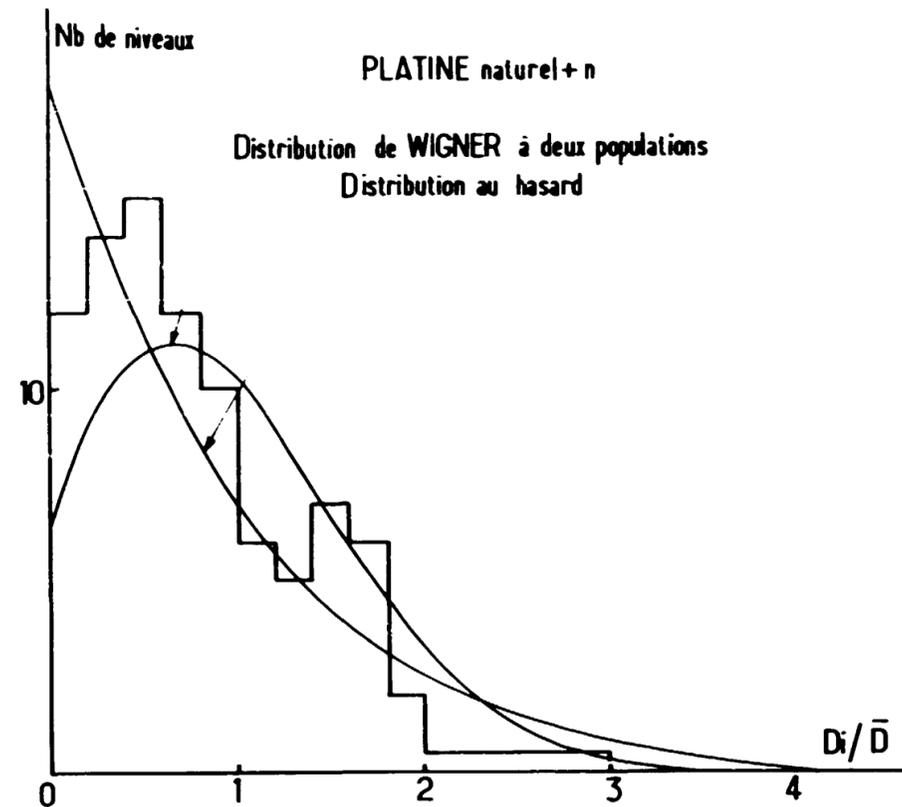


Figure IV.17 - Distribution de WIGNER à deux populations et au hasard pour le platine naturel. Courbes théorique et expérimentale.

$$X_i = \frac{D_i}{\langle D \rangle} - 1 \quad X_{i+1} = \frac{D_{i+1}}{\langle D \rangle} - 1$$

et le coefficient de corrélation sera :

$$\rho = \frac{\sum X_i X_{i+1}}{\sum X_i^2} \quad (IV. 5. 6)$$

La valeur théorique prévue par PORTER [59] pour une population est égale à - 0,25. Elle ne diffère pas beaucoup de celle prévue par PORTER et LEFF [69] pour deux populations.

Pour obtenir une valeur de  $\rho$  correcte, il faut déterminer sans aucune perte un grand nombre de niveaux.

Nous faisons la détermination de  $\rho$  seulement pour le  $^{195}\text{Pt}$  qui est monoisotopique.

Table X - Coefficient de corrélation entre niveaux adjacents pour  $^{195}\text{Pt}$ .

Coefficient de corrélation entre niveaux adjacents

	$\Delta E$ (eV)	$\rho$	$\Delta\rho$	N
$^{195}\text{Pt}$	3,9 - 243	- 0,045	0,17	33
	3,9 - 296,5	- 0,027	0,15	41
	3,9 - 439,8	- 0,18	0,13	59
	3,9 - 597,9	- 0,19	0,11	76
	3,9 - 760,5	- 0,15	0,10	93

$\Delta E$  = intervalle d'énergie

N = Nb de niveaux détectés.

La figure IV-8 montre que le nombre de niveaux omis pour  $^{195}\text{Tm}$  est négligeable pour  $E < 500$  eV.

La valeur de  $\rho$  trouvée pour cet intervalle d'énergie est de - 0,18  $\pm$  0,13.

De la table X on peut remarquer que la valeur de  $\rho$  en fonction de l'énergie, malgré les erreurs assez grandes, est toujours négative.

L'étude des coefficients de corrélation est très délicate. Présentement, elle ne peut être réalisée si l'on étudie un seul noyau dans des conditions expérimentales excellentes.

## VI. FLUCTUATION DES $\Gamma_\gamma$ TOTAUX

La largeur radiative totale  $\Gamma_\gamma$  est la somme de toutes les largeurs radiatives partielles  $\Gamma_{\gamma_i}$  correspondant aux rayons primaires.

$$\Gamma_\gamma = \sum_i \Gamma_{\gamma_i}$$

Elle peut être représentée par la relation ci-dessous si la radiation de dipôle électrique est prédominante :

$$\bar{\Gamma}_\gamma = \text{const } A^{2/3} D(E_0) \int_0^{E_0} \frac{E^3 dE}{D(E_0 - E)} \quad (IV. 6. 1)$$

$D(E_0)$  = espacement de niveaux de même spin et de même parité proches de  $E_0$ .

$D(E_0 - E)$  = espacement de niveaux pour lequel les transition dipolaires électriques sont permises.

Le tableau XI montre les valeurs moyennes des  $\Gamma_\gamma$  trouvés pour  $^{195}\text{Pt}$ .

Table XI - Valeurs de largeurs radiatives totales (MeV) pour les deux états de spin de  $^{195}\text{Pt}$ .

Largeur radiative totale  $^{195}\text{Pt}$

J = 1		J = 0	
E (eV)	$\Gamma_\gamma$ (meV)	E (eV)	$\Gamma_\gamma$ (meV)
67,5	137 $\pm$ 25	66,9	130 $\pm$ 40
111,7	118 $\pm$ 12	154,1	152 $\pm$ 30
119,5	150 $\pm$ 20	204,82	100 $\pm$ 10
139,5	110 $\pm$ 15	261,70	64 $\pm$ 15
149,9	90 $\pm$ 25	309,62	64 $\pm$ 25
188,5	117 $\pm$ 10		
222,16	130 $\pm$ 13		
256,94	103 $\pm$ 15		
280,03			
285,65	105 $\pm$ 15		
302,8			
410,1	88 $\pm$ 10		
484,8	108 $\pm$ 15		

$$\langle \Gamma_\gamma \rangle_{J=1} = 114 \pm 5$$

$$\langle \Gamma_\gamma \rangle_{J=0} = 102 \pm 12$$

$$\text{Var} = \frac{\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2}{\langle x \rangle^2} = 5,9 \times 10^{-2}$$

Nos mesures ont été faites dans le domaine d'énergie 177 à 800 eV (Pt), 200 à 750 eV (Ag) et 250 à 800 eV (Tm).

Ce domaine d'énergie malheureusement était trop haut pour les épaisseurs de  $^{169}\text{Tm}$  et  $^{107}, ^{109}\text{Ag}$  que nous avons.

La table XII donne les valeurs trouvées à basse énergie pour d'autres laboratoires.

Pour  $^{195}\text{Pt}$ , dont le schéma de désexcitation est représenté par la figure 1.2, cinq transitions intenses donc dipolaires électriques aboutissent à l'état fondamental et aux premiers états excités du noyau composé [60].

Table XII

Largeur radiative totale

	$\Gamma_\gamma$ (meV)	Réf.	$\Gamma_\gamma$ (meV)	Réf.
$^{107}, ^{109}\text{Ag}$	128 ± 14	63	120 ± 10	61
$^{169}\text{Tm}$	120 ± 9	63	90 ± 3	62
$^{195}\text{Pt}$	110 ± 5	63		

Chacune de ces transitions obéit individuellement à une distribution en  $\chi^2$  à un degré de liberté. La sommation suit donc une distribution en  $\chi^2$  à 5 degrés de liberté. La variation attendue de  $\Gamma_\gamma$ , et due à ces transitions si les hypothèses ci-dessus sont vraies, est de 10 à 20 % environ.

Si l'on admet donc que la somme moyenne des largeurs radiatives partielles correspondant à ces transitions est de l'ordre de 25 meV on doit s'attendre à des valeurs  $\Gamma_\gamma$  variant de 85 meV à 135 meV.

Les résultats montrés à la table XI sont en accord avec cette hypothèse.

La valeur  $\langle \Gamma_\gamma \rangle$  fluctue aussi pour les résonances  $J = 0$ . Pour cet état de spin nous ne connaissons pas les transitions favorisées, transitions  $0 \rightarrow 1'$ .

Le spectre des rayons  $\gamma$  de capture de ces résonances qui n'est pas connu devrait expliquer ces fluctuations.

## CONCLUSION

Les différents types d'expériences réalisées, associés à des méthodes d'analyses appropriées, a permis l'attribution de la valeur du spin  $J = I \pm \frac{1}{2}$  (ici 1 ou 0) pour environ 140 résonances sur 240 niveaux détectés.

Un résultat important déduit de ces mesures est le fait que la fonction densité  $S_0$  paraît être indépendante du spin 0 ou 1 du noyau composé, les noyaux cibles étant de spin  $I = \frac{1}{2}$ . Ce résultat est différent de celui obtenu avec des noyaux cibles  $I = \frac{3}{2}$ . Pour ces noyaux le rapport des fonctions densité pour chaque état de spin est environ deux. Les valeurs des fonctions densité étudiées sont en excellent accord avec les modèles théoriques, en particulier celui décrit par CHASE et al. [43].

Le rapport des espacements moyens de chaque état de spin a été trouvé obéir à la loi en  $(2J + 1)$ , ici 3 pour les noyaux étudiés.

Pour les quatre noyaux étudiés la largeur radiative totale pouvait, à la vue des schémas de désexcitation, montrer des fluctuations de résonance à résonance seulement pour  $^{195}\text{Pt}$ . Ces fluctuations sont mises en évidence de façon certaine grâce à une analyse précise des résultats expérimentaux dans le but de diminuer les erreurs.

Le thulium étant monoisotopique pouvait seul donner des résultats concrets au sujet des distributions, des espacements et des valeurs des coefficients de corrélation. Malgré l'étude de ce noyau avec des épaisseurs d'écran très grandes, quelques niveaux (10) n'ont pas été détectés et un échantillon plus épais ne permettrait pas, malheureusement, la diminution de ce nombre de niveaux omis. Dans les courbes de transmission les résonances deviennent plus larges au fur et à mesure que l'épaisseur croît et les niveaux à leur voisinage sont difficilement aperçus. Toutefois, les valeurs expérimentales trouvées pour  $\rho$  montrent que cette valeur est négative. Ce domaine (espacement et corrélation) est très délicat à étudier expérimentalement.

Manuscrit reçu le 26 juillet 1966.

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] P.L. KAPUR et R.E. PEIERLS, Proc. Roy. Soc. (London) A 166 (1938) 277.  
R.E. PEIERLS, Proc. Cambridge Phil. Soc. 44 (1947) 242.
- [2] E.P. WIGNER et L. EISENBUD, Phys. Rev. 72 (1947) 29.  
E.P. WIGNER, Phys. Rev. 70 (1946) 15 et 606.  
E.P. WIGNER, J. Am. Phys. Soc. 17 (1949) 99.
- [3] A.M. LANE et R.G. THOMAS, Rev. Mod. Phys. 30 (1958) 258.
- [4] C.W. REICH et M.S. MOORE, Phys. Rev. 111 (1958) 929.
- [5] E. VOGT, Phys. Rev. 112 (1958) 203.
- [6] G. BREIT et E.P. WIGNER, Phys. Rev. 49 (1936) 519 et 69.
- [7] H. BETHE, Rev. Mod. Phys. 9 (1937) 59.
- [8] T.D. NEWTON, Can. J. Phys. 34 (1956) 804.
- [9] A.G.W. CAMERON, Can. J. Phys. 35 (1957) 666.
- [10] A.P. JAIN, Nucl. Phys. 50 (1964) 157.
- [11] C. BLOCH, J. Phys. Radium 17 (1956) 510.
- [12] H.A. BETHE, Rev. Mod. Phys. 9 (1937) 140.  
H.A. BETHE et PLACZEK, Phys. Rev. 51 (1937) 450.
- [13] W.E. LAMB Jr, Phys. Rev. 55 (1939) 190.
- [14] J. JULIEN et al, Nucl. Phys. 76 (1966) 391.  
J. MORGENSTERN et al, Nucl. Phys. 62 (1965) 529.
- [15] J. JULIEN, Thèse (à paraître).
- [16] J.S. LEVIN et D.J. HUGHES, Phys. Rev. 101 (1956) 1328.
- [17] E.R. RAE et al, Nucl. Phys. 5 (1958) 89.
- [18] M. VASTEL, Thèse 3<sup>ème</sup> cycle, Université de Paris.
- [19] A.A. BERGMAN et F.L. SHAPIRO, Soviet Phys. J.E.T.P. (English Transl.) 13 (1961) 895.
- [20] H.H. LONDON et E.R. RAE, Phys. Rev. 107 (1957) 1333.
- [21] A. MICHAUDON, Rapport C.E.A. n° 2552.
- [22] R. BERGERE, Neutron time of flight methods, Symposium Saclay 1961, 329.
- [23] A. BLOCH et al (à paraître).
- [24] J. THENARD et G. VICTOR, Nucl. Instr. Methods 26 (1964) 45.
- [25] N.J. PATTENDEN, International Conference on the Study of Nuclear Structure with Neutrons, Anvers, Belgique (juillet 1965).
- [26] C. SAMOUR et al (à paraître).
- [27] Y. AMRAM et al, Bull. Am. Phys. Soc. 7, n° 2 (1962) 288-64.
- [28] J. MORGENSTERN et al (à paraître).

- [29] G. BIANCHI et C. CORGE, Rapport C.E.A. n° 2156.  
G. BIANCHI et C. CORGE, Rapport C.E.A. (à paraître).
- [30] C. CORGE, Thèse (à paraître).
- [31] G. BIANCHI et C. CORGE (à paraître).
- [32] C.E. PORTER et R.G. THOMAS, Phys. Rev. 109 (1956) 483.
- [33] E.S. PEARSON et H.O. HARTLEY, Biometrika Tables for Statisticians, Vol. I (first edition 1954).
- [34] N.G. KENDALL, The advanced theory of statistics, Vol. II, Chap. 17 (Charles Griffin and Company, London 1946).
- [35] J.D. GARRISON, Ann. Phys. (N.Y.), 30 (1964) 269.
- [36] J.S. DESJARDIN et al, Phys. Rev. 120 (1960) 2214.
- [37] J.B. GARG et al, Phys. Rev. 137 (1965) B 547.
- [38] BLATT et WEISSKOPF, Theoretical Nuclear Physics, Chap. VIII (Wiley, 1960).
- [39] H.H. BARSCHALL, Phys. Rev. 86 (1952) 431.
- [40] H. PORTER, C.E. FESHBACH et V.F. WEISSKOPF, Phys. Rev. 96 (1954) 448.
- [41] C. BLOCH, Nucl. Phys. 3 (1957) 137.
- [42] J. MORGENSTERN et al, International Conference on the Study of Nuclear Structure with Neutrons, Anvers, Belgique (Juillet 1965).
- [43] D.M. CHASE, L. WILETS et A.R. EDMONDS, Phys. Rev. 110 (1958) 1080.
- [44] J. MORGENSTERN et al, Bull. Am. Phys. Soc., série II, 7 (1962) 288.
- [45] G. LE POITTEVIN et al, Nucl. Phys. 3 (1965) 70.
- [46] J. JULIEN et al (à paraître).
- [47] H. FIEDELDEY et W. FRAHN, Ann. Phys. (N.Y.) 19 (1962) 428.
- [48] B. BUCK et F. PEREY, Phys. Rev. Letters 8 (1962) 444.
- [49] K.K. SETH et al, Bull. Am. Phys. Soc. 9 (1964) 167.
- [50] J. JULIEN et al, International Conference on the Study of Nuclear Structure with Neutrons, Anvers, Belgique (Juillet 1965).
- [51] B. BLOCH et H. FESHBACH, Ann. Phys. (N.Y.) 5 (1958) 357.  
B. BLOCH et H. FESHBACH, Ann. Phys. (N.Y.) 23 (1963) 47.
- [52] K.K. SETH, Phys. Letters 16 (1965) 3.
- [53] E.P. WIGNER, Proc. Gatlinburg Conf. on Neutron Time of Flight, O.R.N.L. -2399 (1957) 59.
- [54] L. LANDAU et Y. SMORODINSKY, Lecture on the Theory of Atomic Nucleus (Moscou 1955).
- [55] M.L. MEHTA, Nucl. Phys. 18 (1960) 395.  
M.L. MEHTA et M. GAUDIN, Nucl. Phys. 18 (1960) 420.
- [56] M. GAUDIN, Nucl. Phys. 25 (1961) 447.
- [57] C.E. PORTER et N. ROSENZWEIG, Soumalaisen Tiedeakatemia Toimituksia, A.V.I. n° 44 (1960).
- [58] A.M. LANE, Proc. Gatlinburg Conf. on Neutron Time of Flight, O.R.N.L. 2309 (1957) 113.  
A.M. LANE et J.E. LYNN, Rapport A.E.R.E. 2210.
- [59] C.E. PORTER, Nucl. Phys. 40 (1963) 167.
- [60] V.-D. HUYNH, Rapport C.E.A. n° 2810.
- [61] R.E. CHRIEN, B.N.L. 9412.
- [62] P.P. SINGH, Communication privée.

- [63] S. DE BARROS et al, (à paraître).
- [64] M. ASGHAR et al, International Conference on the Study of Nuclear Structure with Neutrons, Anvers, Belgique (Juillet 1965).
- [65] E.J. CAMPBELL, H. FESHBACH, C.E. PORTER et V.F. WEISSKOPF, Massachusetts Institute of Technology Laboratory for Nuclear Science, Technical Report n° 73 (1960).
- [66] J.R. WATERS, Phys. Rev. 120 (1960) 2090.
- [67] B.N.L. 325, suppl. n° 1 (second edition).
- [68] J.A. HARVEY, Neutron Time-of-flight methods Symposium, Saclay, France (July 1961). 23.