

DETERMINATION DU SPIN ET DES PARAMETRES DES RESONANCES

POUR $^{107,109}\text{Ag}+n$, $^{169}\text{Tm}+n$, $\text{Pt}+n$ DE 4 eV À 830 eV

S. de Barros

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Rio de Janeiro, Brésil

V. D. Huynh, J. Julien, J. Morgenstern, C. Samour

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay

(Reçu le 13 Août, 1969)

ABSTRACT: Experiments on silver, thulium and platinum have been performed with the Saclay linear accelerator using the time-of-flight method. Resonance parameters are given for resonances detected in the 4 eV-830 eV energy range and the spin value is assigned to the most of levels. The strength function dependence against neutron energy and spin value ($J=1$ or 0) is discussed for these target nuclei with $I = 1/2$. The distribution of neutron reduced widths and of level spacings are given and the results are discussed. A variation of the total radiative width $\bar{\Gamma}_\gamma$ is found for $^{195}\text{Pt}+n$ for each spin state. This effect is interpreted from the intensity of transitions to the ground state and the first excited states.

	Nuclear Reaction	$^{107,109}\text{Ag}(n,\gamma)$, $^{169}\text{Tm}(n,\gamma)$, $\text{Pt}(n,\gamma)$	$E = 4 - 830$ eV;
E	$^{108,110}\text{Ag}$, ^{170}Tm , $^{193,195,196,197,199}\text{Pt}$	deduced resonances parameters,	
		J; time-of-flight method.	

1. INTRODUCTION

Les performances des accélérateurs et des appareillages expérimentaux permettent l'étude des résonances de neutrons pour des domaines d'énergie plus étendus. Il devient maintenant habituel de disposer d'un échantillon de 50 résonances pour un noyau. Ces progrès, joints aux méthodes d'analyses plus poussées des résultats expérimentaux, ceci à l'aide d'ordinateurs, permettent une meilleure comparaison avec les prédictions théoriques. Un effort particulier a été tenté pour déterminer le spin des résonances, et étudier différentes propriétés (fonction densité, espacements, ...) pour chaque famille de spins. Ainsi, pour des noyaux cibles de spin $I = 3/2$ tels que ^{75}As ¹⁾, $^{89,91}\text{Br}$ ²⁾, ^{197}Au ³⁾, il apparaissait que la fonction densité vérifiait la relation $S_{0, J=2} \simeq 2S_{0, J=1}$. Le nombre de résonances étudiées pour chacun de ces noyaux était de l'ordre de 60 et ne permettait pas de conclure d'une façon définitive. Ainsi, pour ^{197}Au , une étude récente ^{4,5)} sur 130 résonances, dans l'intervalle d'énergie 4-2150 eV, montre que $S_{0, J=2} \sim S_{0, J=1}$ mais révèle une possible fluctuation de $S_{0, J=1}$. A la vue des résultats obtenus pour As ¹⁾, Br ²⁾, Au ³⁾, une étude de quelques noyaux cibles de spin $I = 1/2$ était entreprise ⁶⁾. On choisit ^{195}Pt , ^{169}Tm , $^{107,109}\text{Ag}$, noyaux qui, dans les conditions expérimentales utilisées, permettaient d'analyser entre 60 et 100 niveaux pour chacun d'eux. Une étude de quelques noyaux de spin $I = 1/2$ avait déjà été réalisée ⁷⁾ mais avec un nombre restreint de résonances.

On décrira successivement les conditions expérimentales et les méthodes d'analyse. Les valeurs des paramètres des résonances permettront d'étudier la distribution Γ_n^0 des largeurs réduites de neutron, les espacements, les valeurs S_0 de la fonction densité, les largeurs radiatives totales Γ_γ pour chaque état de spin 0 et 1.

2. CONDITIONS EXPERIMENTALES

Trois types d'expériences de temps-de-vol ont été réalisés. Expériences de transmission: La longueur de la base de temps-de-vol était égale à 103 mètres. Les conditions expérimentales sont décrites dans les références (6,8,9,12). La figure 1 représente l'ensemble de détection et de protection de cette expérience.

Expériences de capture totale: La longueur de la base de temps-de-vol était égale à 63 mètres. Sur cette base étaient réalisées simultanément des expériences de capture totale et de transmission (6,10,3), ce qui permettait de déduire la valeur du spin J pour un certain nombre de résonances. La figure 2 montre une courbe de capture totale pour ^{169}Tm .

Expérience de capture partielle: La longueur de la base de temps-de-vol était de 28 mètres. De l'étude des spectres des rayonnements gamma de capture, on tirait les isotopes responsables des résonances analysées. La figure 3 représente le spectre des rayons gamma de faible énergie des résonances de $^{195}\text{Pt}+n$ et $^{198}\text{Pt}+n$. Le spectre de $^{195}\text{Pt}+n$ est très caractéris-

tique ¹¹⁾ et a permis d'identifier de nombreuses résonances de cet isotope. Si les rayonnements gamma de haute énergie sont détectés, on peut aussi trouver le spin J des résonances ¹¹⁾. Cette méthode a été très fructueuse dans le cas de ¹⁹⁵Pt+n.

La figure 4 représente la disposition des bases de temps-de-vol par rapport à la source de neutrons. Les trois types d'expériences étaient réalisés simultanément, la durée des impulsions de neutrons étant fixée par les exigences de résolution des expériences de transmission. La durée des impulsions de neutrons était égale à 100 ns, la largeur des canaux de temps variant de 40 ns à 160 ns suivant la nature de l'expérience.

Les épaisseurs d'écran utilisées dans les expériences de transmission étaient (en at/b.):

Ag: $0,5 \times 10^{-3}$, $1,2 \times 10^{-3}$, 6×10^{-3} , 21×10^{-3} , $48,2 \times 10^{-3}$
 Tm: $1,1 \times 10^{-3}$, $3,1 \times 10^{-3}$, $11,1 \times 10^{-3}$, $28,1 \times 10^{-3}$
 Pt: $0,6 \times 10^{-3}$, $3,2 \times 10^{-3}$, $13,2 \times 10^{-3}$, $46,2 \times 10^{-3}$, $125,9 \times 10^{-3}$

En tenant compte des différents effets (temps de ralentissement dans le modérateur, incertitude sur la base de temps-de-vol,...), la résolution était de l'ordre de 1 ns/m. Pour le domaine d'énergie considéré, une impulsion de neutrons inférieure à 100 ns n'améliorerait pas la résolution mais entraînerait une perte d'intensité du flux de neutrons. Pour les bases obliques, la résolution était moins bonne mais les domaines d'énergie explorés n'étaient pas aussi grands. Ces expériences nous fournissaient soit les valeurs des transmissions des différen-

écrans, soit les courbes de capture totale, soit les spectres des rayons gamma des différentes résonances. Il importe maintenant d'analyser ces données expérimentales pour en tirer les paramètres des résonances étudiées.

3. METHODES D'ANALYSE

La formule de Breit et Wigner à plusieurs niveaux était utilisée pour l'analyse des courbes de transmission. Un programme sur ordinateur³⁰⁾ permettait de tenir compte des effets Doppler et de résolution pour la détermination des paramètres et de traiter simultanément une trentaine de résonances. Si le nombre d'écrans étudiés est suffisant, cette méthode des formes permet d'obtenir les valeurs $g\Gamma_n$ et Γ avec une bonne précision. Une quantité plus difficile à déterminer est la valeur de spin $J = I \pm 1/2$. Trois méthodes ont été utilisées.

3.1 - Mise en évidence de l'effet d'interférence

La relation donnant la section efficace totale résonnante pour un ensemble de résonances de même spin peut être écrite sous la forme^{12,6,3)}:

$$\sigma = \sum_i \frac{\sigma_{oi}}{1+X_i^2} (1 + K X_i) \quad (1)$$

avec

$$K = 2k_i R' + \sum_{j \neq i} \frac{k_i}{k_j} \frac{\Gamma_{nj}}{E_i - E_j} = 2k_i R'' \quad (2)$$

Ainsi développée, la section efficace de diffusion s'écrit sous la forme d'une somme de termes analogues à ceux de la for-

mule de Breit et Wigner à un niveau. Le deuxième terme de la relation (2) $\sum_{j \neq i} k_i/k_j \times \Gamma_{nj}/(E_i - E_j)$ représente les effets d'interférence entre la résonance d'énergie E_i et celle d'énergie E_j de même spin. Il suffit donc, pour tenir compte des effets d'interférence, de modifier la section efficace potentielle σ_p . En particulier pour deux résonances voisines, on a:

$$\frac{\sigma_p \text{ modifié}}{\sigma_p \text{ réel}} = \left[\frac{2k_i R' + \frac{\Gamma_{nj}}{E_i - E_j}}{2k_i R'} \right]^2 = a. \quad (3)$$

Cette méthode a l'avantage de tirer parti de l'allure de la courbe de transmission au voisinage des ailes, allure très sensible à l'épaisseur des écrans utilisés.

La figure 5 représente l'adaptation, pour cinq résonances du platine, de la courbe de transmission de l'écran le plus épais. Les expériences de capture montrent que les résonances 482.7, 487.6 et 488.6 eV sont dues à l'isotope ^{195}Pt et que la valeur de spin J est un pour la résonance 482.7 eV et l'une des deux résonances 487.6 et 488.6 eV. La résolution ne permettait pas de séparer ces deux résonances très voisines. Des courbes de transmission d'un écran mince, expériences réalisées avec une excellente résolution, on obtenait les valeurs $g\Gamma_n$ de ces cinq résonances. En fait, si ces résonances étaient suffisamment espacées, les valeurs de la largeur totale Γ , correspondant aux différentes valeurs Γ_n suivant que J est égal à 0 ou 1 étant très différentes, la comparaison des courbes théoriques

et expérimentales aurait permis l'attribution du spin J . Ainsi, la résonance à 482.7 eV est telle que $g\Gamma_n = 71$ meV c'est-à-dire $\Gamma = 95$ meV + Γ_γ ou 284 meV + Γ_γ . Or, la valeur Γ trouvée est égale à 203 ± 15 meV. Son spin est $J = 1$, valeur confirmée par les expériences de capture. Avec l'écran le plus épais, les résonances à 487.6 eV, 488.6 eV et 489.9 eV sont confondues et les courbes théoriques correspondant aux couples de valeurs $J = 1$ (488.6 eV) $J = 0$ (487.6 eV) ou $J = 0$ (488.6 eV), $J = 1$ (487.6 eV) sont peu différentes, mais aucune n'adapte les points expérimentaux (partie inférieure de la figure 5). Si, au contraire, les deux résonances précédentes sont supposées $J = 1$ et si l'on tient compte des effets d'interférence entre les trois résonances, l'adaptation est excellente ainsi que le montre la partie supérieure de la figure 5. Sur la figure, on a inscrit les valeurs σ_p mod. tirées de la relation (3) (la valeur 10,5 barns étant celle de la section efficace potentielle de Pt). De nouvelles expériences de capture, réalisées dans des conditions expérimentales permettant de séparer ces résonances, ont confirmé cette attribution¹³⁾. Cette méthode de mise en évidence de l'effet d'interférence a aussi été très efficace pour Ag et Tm.

3.2

La figure 6 illustre le principe de la méthode^{10,6,1)}. Des expériences de capture totale et de transmission sont réalisées simultanément pour des épaisseurs d'écrans identiques. On obtient les valeurs $(1 - T_0) \Gamma_\gamma / \Gamma$ pour chaque résonance (T_0 est

la valeur de la transmission à l'énergie E_0 de la résonance) qui, combinées aux valeurs $g\Gamma_n$ et Γ , permettent d'obtenir le spin J . Cette méthode a été utilisée pour $^{107,109}\text{Ag}$ et ^{169}Tm .

3.3

La valeur du spin des résonances de ces noyaux ($I = 1/2$) est 1 ou 0. Si les spins de l'état fondamental ou des premiers états excités sont 0 ou 2, les transitions dipolaires à ces états seront seulement possibles pour les résonances $J = 1$ (transition $0 \rightarrow 0$ interdite, transition $0 \rightarrow 2$ du type M2 ou E2). De plus, si ces transitions sont du type dipolaire électrique, leurs intensités pourront être suffisantes pour être observées. La figure 15 représente le schéma de ^{196}Pt et montre que la mise en évidence de transitions à l'état fondamental 0^+ ou aux états excités 2^+ caractérisera des résonances de spin $J = 1$ (6, 11, 13). Cette méthode a été très utile pour les résonances de $^{195}\text{Pt}+n$ ayant des valeurs $g\Gamma_n$ très faibles.

Les différentes méthodes utilisées systématiquement ont permis de trouver le spin de nombreuses résonances. Ainsi, pour les noyaux étudiés, on a attribué le spin de 44 résonances de $^{195}\text{Pt}+n$, 68 résonances de $^{169}\text{Tm}+n$ et une dizaine de résonances de $\text{Ag}+n$.

4. RESULTATS

4.1 Etude du platine

Les énergies et les valeurs des paramètres des résonances é

tudiées sont groupées dans le tableau 1. Pour le platine, 90 résonances ont été détectées dans le domaine d'énergie 10 - 830 eV. Pour ^{195}Pt , 44 niveaux ont été identifiés, les valeurs de spin $J = 1$ et $J = 0$ étant respectivement attribuées à 33 et à 11 d'entre elles. On a identifié 5 résonances de ^{192}Pt , 3 résonances de ^{194}Pt , 3 résonances de ^{196}Pt , 1 résonance de ^{198}Pt , soit en étudiant des spectres de rayonnements gamma de capture ¹¹), soit en choisissant l'isotope permettant des valeurs compatibles de $g\Gamma_n$ et Γ , quantités déduites de l'analyse des courbes de transmission. 34 résonances n'ont pu être identifiées, la valeur de $ng\Gamma_n$ étant trop faible mais 6 d'entre elles n'appartiennent pas à ^{195}Pt . Si l'isotope responsable n'est pas connu, la quantité mesurée est $ng\Gamma_n$, $n = at/b$; il suffit de diviser $ag\Gamma_n$ par l'abondance isotopique pour obtenir la valeur $g\Gamma_n$ correspondant à un isotope (colonne 2 du tableau 1). Les valeurs de Γ ont été obtenues pour l'ensemble des résonances et les faibles erreurs commises sur la détermination de Γ et Γ_n pour certaines résonances permettent d'obtenir des valeurs assez précises de la largeur radiative totale $\Gamma_\gamma = \Gamma - \Gamma_n$.

4.2 Etude de l'argent

Les paramètres des 76 résonances détectées entre 290 et 755 eV ⁶) sont groupés dans le tableau 4. La faible valeur $g\Gamma_n^0$ pour les deux isotopes n'a pas permis l'attribution du spin à de nombreuses résonances. L'attribution isotopique des résonances les plus importantes était connue ^{15,16}). Pour les résonances faibles, les résultats de Mouradian ¹⁷) étaient utilisés.

L'espacement moyen dans l'intervalle d'énergie 290-755 eV, étant de l'ordre de 6 eV, limitait l'épaisseur d'écran la plus élevée ce qui entraînait des erreurs notables sur les largeurs totales Γ . Il est probable que les très petites résonances détectées sont des résonances "p", la fonction densité S_1 passant par un maximum dans cette région du nombre de masse.

4.3 Etude du thulium

Les paramètres des résonances détectées dans les domaines d'énergie 2 - 250 eV et 250 - 761 eV sont respectivement groupés dans les tableaux 2 et 3. Les valeurs de spin $J = 1$ et $J = 0$ ont été respectivement attribuées à 51 et 17 résonances sur les 95 détectées. Le plus souvent, ces valeurs ont été obtenues soit par mise en évidence ou non de l'effet d'interférence entre résonances voisines, soit à l'aide des résultats des expériences de capture totale. Les épaisseurs d'écran utilisées n'ont pas permis de déterminer la valeur de la largeur radiative totale Γ_γ avec précision comme dans le cas de $^{195}\text{Pt+n}$.

Après avoir étudié les distributions des largeurs réduites de neutron Γ_n^0 de ^{195}Pt et ^{169}Tm , on comparera les valeurs des espacements moyens et des fonctions densité aux prédictions théoriques. Une justification des variations de la largeur radiative totale Γ_γ des résonances de $^{195}\text{Pt+n}$ en fonction de l'intensité des transitions à l'état excités sera donnée.

5. DISTRIBUTION DES LARGEURS RÉDUITES DE NEUTRON Γ_n^0

Il est généralement admis que les distributions des largeurs réduites de diffusion Γ_n^0 obéissent à une distribution de Porter et Thomas (18, 19):

$$P(X)dX = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{e^{-X/2}}{\sqrt{X}} dX \quad X = \frac{\Gamma_n^0}{\langle \Gamma_n^0 \rangle} \quad (4)$$

Cette distribution appartient à la classe des distributions en X^2 à un degré de liberté. La détection de 95 résonances de ^{169}Tm fournit un échantillon statistique satisfaisant, d'autant plus que le nombre de niveaux omis est faible dans les conditions expérimentales utilisées. Les méthodes permettant l'obtention du nombre ν de degrés de liberté sont essentiellement: la méthode de Garrison (20), la méthode de Monte-Carlo (21,22), la méthode de Wilets (23).

5.1

La méthode de Garrison fournit une valeur moyenne

$$\nu = 1.12 \pm 0.25$$

pour diverses valeurs du seuil $X_S = 0.02, 0.04, 0.07, 0.1$. $X_S = g\Gamma_{ns}^0 / \overline{g\Gamma_n^0}$, $g\Gamma_{ns}^0$ étant la valeur $g\Gamma_n^0$ de la résonance la plus faible que l'on puisse détecter. Evidemment, cette valeur $g\Gamma_{ns}^0$ n'est pas constante dans le domaine d'énergie 3 - 800 eV étudié dans le cas du thulium. On a tracé la distribution des quantités $g\Gamma_n^0$ pour les 95 résonances détectées de ^{169}Tm (partie supérieure de la figure 7). On voit nettement que, pour

les faibles valeurs $X = g\Gamma_n^0/g\Gamma_n^0$, l'accord n'est pas satisfaisant avec la courbe $\nu = 1$. Pour obtenir un bon accord, il faut admettre que le nombre total de résonances est égal à 105 c'est-à-dire que 10 niveaux ne sont pas détectés (courbe inférieure à la figure 7). La valeur X_S correspondant à une telle omission est égale à 0.015, en accord avec la valeur calculée et qui dépend de la résolution expérimentale, de l'épaisseur d'écran la plus élevée et des divers types d'expérience (capture, transmission).

5.2

La méthode de Monte-Carlo, d'abord utilisée pour la détermination des largeurs radiatives partielles²¹), a été utilisée mais modifiée pour tenir compte du nombre de résonances omises²²). La méthode consiste à comparer la valeur ν_p d'une suite de valeurs expérimentales obéissant à une distribution en X^2 à la valeur ν_m de suites mathématiques, tirées au hasard, de populations régies par une distribution en X^2 à ν_0 degrés de liberté. Le nombre des valeurs X_i mathématiques et expérimentales est égal et on fait varier la valeur ν_0 . Pour une valeur ν_0 donnée, les valeurs ν_m des suites mathématiques sont réparties suivant une distribution centrée sur ν_0 . La méthode consiste à comparer les valeurs ν_p et ν_m pour différents ν_0 . La figure 8 (partie supérieure) représente les histogrammes obtenus pour les valeurs $\nu_m = 1$ et 1.6, cela pour les 95 résonances détectées et un seuil $X_S = 0.015$. On trace ensuite la courbe donnant la probabilité $\nu_m > \nu_p$ pour chaque valeur de ν_0 (partie inférieure de

la courbe 8). Cette probabilité est définie par l'aire de l'histogramme pour laquelle $\nu_m > \nu_p$, ν_0 était fixé. L'erreur est définie par l'écart quadratique moyen, c'est-à-dire des valeurs ν_0' et ν_0'' telles que la probabilité $\nu_m > \nu_p$ soit 16.5% et 83.5%. On trouve pour ^{169}Tm :

$$\nu_0 \text{ exp} = 1.15 \begin{array}{l} + 0.22 \\ - 0.17 \end{array}$$

valeur en accord avec celle ($\nu = 1$) de la distribution de Porter et Thomas. Cette valeur est peu différente de celle trouvée par la méthode de Garrison, méthode valable si la valeur X_s est très faible ($X_s \lesssim 0.05$). La méthode de Monte-Carlo modifiée²²⁾ a l'avantage de refléter le problème physique surtout pour les petites valeurs n du nombre de résonances.

5.3

Les valeurs de ν déterminées par les méthodes précédentes sont sensibles aux faibles valeurs de X_1 . Wilets²³⁾ définit un nombre de voies effectives ν_{eff} tel que:

$$\nu_{\text{eff}} = \frac{2 \langle \Gamma \rangle^2}{\langle \Gamma^2 \rangle - \langle \Gamma \rangle^2} = \frac{(\sum \nu_\alpha)^2}{\sum \nu_\alpha^2} \quad (5)$$

Ceci se réduit à la distribution de Porter et Thomas pour $\nu_\alpha = 1$.

A la différence des méthodes précédentes, la valeur ν ainsi déterminée sera sensible aux grandes valeurs X_1 . Ceci est intéressant pour la détermination de la fonction densité $S_0 = \sum_n \Gamma^n / \Delta E$ (ΔE intervalle d'énergie étudié). Si la valeur théorique de ν est 1, celle déterminée à partir de la relation (5)

indiquera si le nombre de grandes valeurs Γ_n^0 est compatible avec $\nu = 1$.

Voyons s'il est possible de déduire de la relation (5), le nombre de résonances omises. La valeur moyenne $\langle X^2 \rangle$ d'une distribution en X^2 à ν degrés de liberté est:

$$\langle X^2 \rangle = \frac{\Gamma(\rho+2)}{\rho^2 \Gamma(\rho)} \quad \nu = 2\rho . \quad (6)$$

$$\langle X^2 \rangle = \frac{\rho+1}{\rho} .$$

Si $\nu = 1$, $\langle X^2 \rangle = 3$. On a $\langle X \rangle = 1$ donc la valeur ν déduite de la relation 5 est bien égale à l'unité.

On a tracé (figure 9) la courbe $\frac{1}{3} \int \langle X^2 \rangle P(X) d(X)$ en fonction de X pour montrer l'importance des grandes valeurs X_1 , Le nombre de niveaux correspondant étant donné par la distribution intégrale de Porter et Thomas représentée sur la même figure.

La valeur $\langle X^2 \rangle$ est égale à:

$$\langle X^2 \rangle = \frac{\sum X_i^2}{n} = \frac{1}{n} \sum \left[\frac{\Gamma_{ni}^0}{\frac{\sum \Gamma_{ni}^0}{n}} \right]^2 \quad (7)$$

$$\langle X^2 \rangle = n \sum \left[\frac{\sum \Gamma_{ni}^0}{\sum \Gamma_{ni}^0} \right]^2 = n \frac{\sum \Gamma_{ni}^{02}}{(\sum_{ni}^0)^2} .$$

Si la valeur ν_{exp} est égale à 1, on a $\langle X^2 \rangle = 3$ d'où:

$$n = \frac{3(\sum \Gamma_n^0)^2}{\sum \Gamma_n^{02}} . \quad (8)$$

Le nombre total de résonances qui entraînera une valeur $\nu=1$ à partir de la relations (5) sera celui de la relation (8). Or les valeurs $(\sum \Gamma_n^0)^2$ et $\sum \Gamma_n^{02}$ dépendent essentiellement des résonances importantes pour lesquelles Γ_n^0 est connu avec précision. La relation (8) permet de connaître rapidement le nombre total de résonances et donc celui des résonances omises. Si le nombre de grandes valeurs X_i est compatible avec $\nu=1$, cette valeur de n coïncidera avec celle déduite des méthodes précédentes.

169Tm. On obtient $\langle X^2 \rangle = 2.7$. Si l'on veut obtenir $\nu=1$, il faut supposer une perte de 10 niveaux, ce qui est conforme aux nombres de niveaux qu'il faut supposer avoir omis pour obtenir une adaptation correcte de l'histogramme de la figure 7 par une distribution de Porter et Thomas.

195Pt. Une distribution expérimentale correcte des X_i ne peut être tracée, à cause de l'impossibilité d'identifier isotopiquement toutes les résonances dues à $^{195}\text{Pt}+n$. L'étude des spectres des rayonnements de capture à basse énergie a permis l'identification de 44 niveaux. La valeur X_s du seuil est élevée: de l'ordre de 0.2. On considère donc un ensemble de 70 résonances dont 44 seulement ont été analysées. La relation de Wilets ⁵⁾ à partir de la valeur $\langle X^2 \rangle = 3$ pour ces 44 niveaux nous donne

aussi ce nombre de 70 niveaux. La figure 10 représente l'histogramme expérimental et une distribution en X^2 avec $\nu = 1$, normalisés pour 70 niveaux. L'adaptation est excellente. La valeur de $\nu = 1$ ainsi trouvée exige que 25 niveaux de l'isotope ^{195}Pt se trouvent parmi les 34 résonances non identifiées isotopiquement (tableau 1). Malgré la bonne résolution expérimentale, le seuil réel X_s est néanmoins de l'ordre de 0.01, ce qui entraîne une perte de 8% des niveaux. Ce nombre de niveaux est très compatible avec celui des niveaux non identifiés isotopiquement car les résultats de basse énergie montrent que l'espacement moyen de $^{195}\text{Pt}+n$ est beaucoup plus faible que celui des isotopes pairs.

Ag. On verra dans le paragraphe suivant que la fonction densité de ^{109}Ag est le double de celle de ^{107}Ag . L'espacement moyen \bar{D} des niveaux étant approximativement le même, ceci signifie que $\overline{g\Gamma_n^0} (^{109}\text{Ag}) \sim 2\overline{g\Gamma_n^0} (^{107}\text{Ag})$. On sait ^{9,5)} que le mélange de deux populations $g\Gamma_n^0$ obéissant à une distribution en X^2 à un degré de liberté est une population obéissant à une distribution du même type, même si les valeurs $\overline{g\Gamma_n^0}$ sont le double l'une de l'autre. La distribution expérimentale des valeurs $g\Gamma_n^0$ expérimentales révèle un excès de faibles largeurs. L'Application des relations (5) et (8) donne respectivement $\nu = 0.6$ et $n = 85$ résonances. Or, dans l'intervalle d'énergie 4 - 750 eV (en tenant compte des résultats des références ¹⁵⁾ et ¹⁷⁾ pour l'intervalle 4 - 290 eV), 120 résonances ont été détectées dont 76 résonances entre 290 eV et 750 eV. Le nombre de 35 résonan-

ces en excès et la faible valeur de ν trouvée confirment la nature "p" de ces résonances. La difficulté est de connaître les niveaux "p", les faibles valeurs $g\Gamma_n$ des résonances "s" coïncidant avec les fortes valeurs $g\Gamma_n$ pour les résonances "p". On peut cependant donner une limite supérieure de la fonction densité S_1 .

6. ESPACEMENTS

6.1 Espacement moyen \bar{D}

La figure 11 représente le nombre de niveaux en fonction de l'énergie croissante des neutrons pour Pt. Si toutes les résonances étaient détectées, l'écart quadratique moyen de la valeur D serait égal à $\sqrt{D/n}$. Dans cette expression n est le nombre de résonances et D est égal à $\Delta E/n-1$ (ΔE intervalle d'énergie étudié). On voit que l'erreur statistique commise sur D est faible dès que n est supérieur à 50. La principale erreur vient du nombre de résonances omises n . On a: $|\frac{\Delta D}{D}| = \frac{\Delta n}{n}$. Une détermination précise de D exige la connaissance de n . Cette valeur n peut être obtenue en cherchant le nombre de résonances qui permet la meilleure adaptation des données expérimentales par une distribution de Porter et Thomas. Ainsi, on obtient $D = 7.3 \pm 0.5$ eV pour ^{169}Tm et $D = 12 \pm 1$ eV pour ^{195}Pt .

Pour les deux isotopes de l'argent, on ne peut déterminer ces valeurs D car certaines résonances sont du type "p". La distribution des quantités $g\Gamma_n^0$ révèle en effet un excès de faibles valeurs $g\Gamma_n^0$. Le seuil X_s étant de l'ordre de 0.02, il

faudrait au contraire constater une absence d'environ 10 faibles valeurs $g\Gamma_n^0$. On a tracé (figure 12) le nombre de niveaux en fonction de l'énergie croissante des neutrons, les énergies des niveaux pour $E < 290$ eV étant tirées de la référence ¹⁵). Dans cet intervalle 4 - 290 eV, les valeurs $g\Gamma_n^0$ sont assez grandes pour permettre de penser que la plupart des résonances détectées sont du type "s". On obtient, pour l'ensemble des deux isotopes entre 4 et 290 eV, une valeur $D \sim 9$ eV pour les résonances "s". On détecte 76 résonances entre 290 et 750 eV, ce qui donne $D = 6$ eV.

Les deux valeurs sont nettement différentes. En fait la résolution expérimentale utilisée dans cette expérience permet la détection d'une partie des résonances "p". La différence de pente observée sur la figure 12 illustre cette détection des niveaux p. Si la résolution était excellente, un tel changement de pente dans une courbe en escalier du type de la figure 12 devrait être visible pour les noyaux dont la fonction densité S_1 est grande.

6.2 Etude de l'espacement moyen \bar{D} en fonction du spin J

La détermination de \bar{D} dépend du nombre réel de résonances dans l'intervalle d'énergie ΔE étudié. Cette valeur \bar{D} est caractéristique de la valeur du spin $J = I \pm 1/2$. La densité ρ des niveaux est donnée par la relation:

$$\rho(U, J) = c \frac{2J+1}{U^2} \exp - \frac{J(J+1)}{2\sigma^2} \exp 2\sqrt{aU} . \quad (9)$$

U est l'énergie d'excitation effective, les constantes a et c sont fonction du poids atomique et σ , le "spin cut-off", est de l'ordre de 4 ± 1 . Pour les valeurs faibles de J, le rapport des espacements $D_{I+1/2}/\bar{D}_{I-1/2}$ est voisin de $(I+1)/I$, I étant le spin du noyau cible. Pour ^{169}Tm et ^{195}Pt , le spin I est égal à 1/2 et le rapport des espacements des deux valeurs de spin 0 et 1 est égal à 2.3. Pour les valeurs élevées de I, ce rapport est sensible à la valeur de σ^2 : sa connaissance permettrait alors d'obtenir σ^2 .

On doit donc trouver que le rapport du nombre des résonances de $J = 1$ et de celles de $J = 0$ est voisin de 3. Cela suppose que le nombre de résonances omises est dans cette même proportion pour les deux états de spins et que les méthodes expérimentales ou d'analyse ne favorisent pas l'attribution d'une valeur de spin. C'est le cas pour ^{169}Tm et ^{195}Pt . On obtient les résultats suivants:

^{169}Tm	49 résonances $J = 1$	16 résonances $J = 0$
^{195}Pt	32 résonances $J = 1$	11 résonances $J = 0$

Le rapport trouvé est égal à 3 donc très proche de la valeur 2.8 fournie par la relation (9).

7. FONCTION DENSITE S_0

La détermination du spin J pour un nombre important de résonances permet de connaître la fonction S_0 pour chaque état et de mettre en évidence une dépendance éventuelle de S_0 suivant

les valeurs de U pour les noyaux cibles $I = 1/2$ étudiés. La valeur S_0 est fournie par la relation:

$$S_0 = \frac{\sum \Gamma_n^0}{\Delta E} \quad \text{et} \quad \sigma(S_0) = S_0 \sqrt{\frac{2.3}{n}} \quad (10)$$

E est l'intervalle d'énergie considéré, n le nombre de résonances.

La quantité $\sum \Gamma_n^0$ dépend essentiellement des résonances ayant de fortes valeurs Γ_n^0 . Ainsi, 70% des résonances ont des valeurs $\Gamma_n^0 \leq \overline{\Gamma_n^0}$ mais ne représentent que 15% de la quantité $\sum \Gamma_n^0$ (9). On a tracé (figure 13) les quantités $\int X P(X) dX \propto \sum \Gamma_n^0$ et $\int P(X) dX$, $P(X)$ étant la distribution de Porter et Thomas. On remarque que si 5% des résonances ont seulement des valeurs $X = \frac{\Gamma_n^0}{\overline{\Gamma_n^0}} > 4$, elles contribuent pour 25% du total de la quantité $\sum \Gamma_n^0$. Il est prudent de vérifier que le nombre des grandes valeurs Γ_n^0 est compatible avec les prédictions de Porter et Thomas. On obtient:

$${}^{169}\text{Tm}+n \begin{cases} J = 1 & S_0 = 1.25 \begin{matrix} + 0.25 \\ - 0.15 \end{matrix} 10^{-4} \text{ eV}^{-1/2} \\ J = 0 & S_0 = 1.40 \begin{matrix} + 0.50 \\ - 0.30 \end{matrix} 10^{-4} \text{ eV}^{-1/2} \end{cases}$$

$${}^{195}\text{Pt}+n \begin{cases} J = 1 & S_0 = 1.9 \begin{matrix} + 0.5 \\ - 0.3 \end{matrix} 10^{-4} \text{ eV}^{-1/2} \\ J = 0 & S_0 = 2 \begin{matrix} + 0.9 \\ - 0.5 \end{matrix} 10^{-4} \text{ eV}^{-1/2} \end{cases}$$

Les valeurs trouvées sont les mêmes. Pour ces deux noyaux, on a tracé (figures 14 et 15) les quantités $\sum_g \Gamma_n^0$ et $\sum \Gamma_n^0$ pour chaque valeur $J = 0$ et $J = 1$ en fonction de l'énergie. Le nom-

bre de résonances de spin $J = 0$ est petit et la quantité $\overline{\Gamma}_n^0 J=0$ est trois fois plus grande que $\overline{\Gamma}_n^0 J=1$. Ceci explique les brusques variations de $\sum \overline{\Gamma}_n^0 J=0$.

Des tables (1) (3) (5), on peut déduire les valeurs S_0 moyennées sur les deux états de spin. On obtient:

Tableau 5

Noyau	Domaine d'énergie (eV)	Valeurs de S_0 ($10^{-4} \text{ eV}^{-\frac{1}{2}}$)
^{107}Ag	4 - 750	0.37 + 0.11 - 0.88
^{109}Ag	4 - 750	0.75 + 0.22 - 0.16
^{169}Tm	2 - 750	1.40 + 0.22 - 0.17
^{195}Pt	10 - 830	2.10 + 0.40 - 0.29

Pour Tm et ^{195}Pt , les valeurs coïncident assez bien avec les prédictions des différents modèles. Cette comparaison ainsi que celles relatives à de nombreuses valeurs expérimentales S_0 ont été faites (25, 26). La différence entre les valeurs S_0 pour ^{107}Ag et ^{109}Ag est sensible malgré les erreurs expérimentales. De telles différences ont été trouvées pour ^{63}Cu et ^{65}Cu (4), ^{143}Nd et ^{145}Nd (25), ^{135}Ba et ^{137}Ba (27).

8. LARGEURS RADIATIVES TOTALES $\bar{\Gamma}_\gamma$

8.1

Le tableau 6 donne les valeurs des largeurs radiatives totales $\bar{\Gamma}_\gamma$ pour les cinq isotopes étudiés du platine. Le nombre de résonances pour les isotopes pairs est faible mais il a été possible pour $^{195}\text{Pt}+n$ de donner une valeur $\bar{\Gamma}_\gamma$ pour chaque état de spin.

Les valeurs $\bar{\Gamma}_\gamma$ des isotopes pairs sont plus faibles que celles de $^{195}\text{Pt}+n$. Un article sur les valeurs $\bar{\Gamma}_\gamma$ et leurs variations pour de nombreux noyaux sera publié prochainement. On va seulement essayer de trouver les raisons entraînant des valeurs aussi différentes de $\bar{\Gamma}_\gamma$ pour les spins $J = 1$ et $J = 0$.

Tableau 6

Noyau	Nombre de résonances utilisées pour obtenir $\bar{\Gamma}_\gamma$	$\bar{\Gamma}_\gamma$ (meV)
^{192}Pt	5	52 ± 4
^{194}Pt	3	70 ± 12
^{196}Pt	2	120 ± 18
^{198}Pt	1	147 ± 25
$^{195}\text{Pt } J=0$	7	93 ± 10
$^{195}\text{Pt } J=1$	21	118 ± 6

8.2

Le tableau 7 présente les valeurs $\overline{\Gamma}_\gamma$ pour 21 résonances de spin $J = 1$ et 7 résonances de spin $J = 0$. La différence des valeurs moyennes $\overline{\Gamma}_\gamma$ est égale à 25 neV et on remarque que les valeurs $\overline{\Gamma}_\gamma$ fluctuent notablement autour de ces valeurs moyennes.

8.3

La largeur totale $\overline{\Gamma}_\gamma$ est la somme de nombreuses largeurs radiatives partielles $\overline{\Gamma}_{\gamma i}$ correspondant à des voies de sortie lors de la désexcitation du noyau composé. Les probabilités des transitions des rayons γ primaires du type E1 sont les plus intenses. On se bornera donc à déterminer les valeurs $\overline{\Gamma}_{\gamma i}$ caractérisées par des transitions dipolaires électriques.

Dans un intervalle d'énergie $E_\gamma \pm \Delta E_\gamma$ tel que $(E_\gamma \pm \Delta E_\gamma)^3 \sim E_\gamma^3$ et comprenant un nombre n élevé de niveaux permettant des transitions E1 à partir de l'état initial ($n \geq 10$), la distribution de la somme des valeurs $\overline{\Gamma}_{\gamma i}$, $\sum_1^n \overline{\Gamma}_{\gamma i}$ obéira à une loi en χ^2 à n degrés de liberté (s'il n'y a aucune corrélation) et sera pratiquement constante. On peut exprimer la largeur radiative totale $\overline{\Gamma}_\gamma$ sous la forme ²⁷):

$$\overline{\Gamma}_\gamma = \frac{3}{4} \frac{e^2}{hc} \frac{R^2}{hc} \frac{D(U)}{D_0} \int_0^{U-\delta} \frac{E_\gamma^3}{D(E)} dE \quad (11)$$

où e est la charge élémentaire, $h = h/2\pi$ la constante de Planck rationalisée, c la vitesse de la lumière, R le rayon de la charge nucléaire, U l'énergie d'excitation effective du niveau initial (l'énergie de paire δ étant déduite). $E = U - E_\gamma$ est

l'énergie du niveau atteint par la transition (état final), $D(U)$ est l'espacement des niveaux de même spin et de même parité que le niveau initial (correspondant à la résonance considérée), D_0 est l'espacement des niveaux du modèle à une particule indépendante pour lequel de calcul de l'émission γ est fait. $D(E)$ est l'espacement des niveaux dont le spin et la parité se déduisent du niveau initial par transition $E1$.

La valeur Γ_γ , déduite de la relation (11) est indépendante de la valeur du spin J de la résonance ($J = I \pm 1/2$). Le nombre de transitions $E1$ pour chaque état de spin J est proportionnel à $(2J+1)$. Comme $D(U) = \frac{Cte}{2J+1}$ pour un noyau donné, la relation (11) donne des valeurs Γ_γ constantes de résonance à résonance, ce qui est vérifié expérimentalement.

La relation (11) est seulement valable pour les énergies E où la relation donnant la densité des niveaux $\rho(E) = \frac{1}{D(E)}$ est correcte, c'est-à-dire pour des énergies E distantes de l'état fondamental d'environ 2 MeV. Pour les transitions modèle statistique ne peut donner la densité des niveaux. La borne inférieure d'intégration est une énergie E_S variable suivant les noyaux. Il est intéressant de connaître le rôle de ces transitions dans le calcul de Γ_γ et de savoir si leurs probabilités de transitions sont proportionnelles à E_γ^3 ou E_γ^α , étant supérieur à 3.

Le schéma des niveaux de ^{196}Pt est représenté sur la figure 16¹³). Les transitions $0^- \rightarrow 0^+$ et $0^- \rightarrow 2^+$ étant respectivement in

terdites ou faibles, comparées à celles du type $E1(0^- \rightarrow 1^+$ par exemple), on remarque facilement que, pour les résonances $J = 0$, la transition d'énergie la plus élevée sera celle aboutissant au niveau 1^+ situé à 1673 keV au-dessus de l'état fondamental. Six transitions correspondant à $7920 > E_\gamma > 6247$ keV sont caractéristiques des résonances $J = 1$. La relation (11) peut s'écrire sous la forme:

$$\Gamma_\gamma = \text{Cte} \left[\int_{E_S}^U (E_{\gamma i})^3 \frac{\rho(E)}{\rho(U)} dE + \sum_{i=1}^{i=n} (E_{\gamma i})^\alpha \right], \quad (12)$$

$$\Gamma_\gamma = A_\gamma + B_\gamma. \quad (13)$$

Le terme A_γ correspond au domaine d'énergie pour lequel la relation (11) est correcte, c'est-à-dire qu'il ne dépend pas de la valeur du spin des résonances. Le terme B_γ peut se décomposer en deux parties:

$$B_\gamma = C_\gamma + D_\gamma \quad (14)$$

avec:

$$C_\gamma = \text{Cte} \sum_{i=1}^{i=6} (E_{\gamma i})^\alpha \quad \text{et} \quad 7920 > E_i > 6247 \text{ (keV)} \quad (15)$$

et

$$D = \text{Cte} \sum (E_{\gamma i})^\alpha \quad 6247 > E_j \gtrsim 5100 \text{ (keV)} \quad (16)$$

C_γ correspond aux transitions caractérisant le spin $J = 1$; D_γ correspond aux transitions aboutissant aux états d'énergie supérieure ou égale à 1673 keV. L'énergie 5100 keV est arbitraire; elle correspond à un domaine d'énergie comprenant les

transitions aux états 1^+ qui justifieraient une variation de Γ_γ pour les résonances $J = 0$. On essaiera de la déterminer approximativement dans la suite de la discussion.

Connaissant la relation donnant la densité des niveaux $\rho(E)$ il est possible de réaliser l'intégration numérique du premier terme de la relation (12) correspondant à A_γ et de connaître les valeurs A_γ pour différentes valeurs $\alpha = 3, 4, 5$ ⁹⁾ ainsi que le spectre des rayons gamma primaires (figure 17). On se propose d'évaluer à partir des valeurs expérimentales des termes A_γ et B_γ .

La figure 18 représente la distribution intégrale des valeurs Γ_γ pour les 21 résonances $J = 1$ du tableau 7. L'histogramme expérimental est assez bien adapté en choisissant des distributions en X^2 , (voir paragraphe 5), la variable X étant (figure 19):

$$X = \frac{\Gamma_\gamma - 90}{118 - 90} \text{ et 3 degrés de liberté,}$$

$$X = \frac{\Gamma_\gamma - 70}{118 - 70} \text{ et 7 degrés de liberté.}$$

La valeur 90 meV est pratiquement la valeur $\bar{\Gamma}_\gamma$ des résonances $J = 0$. La valeur 70 meV correspond à la plus petite valeur Γ_γ des résonances $J = 0$ (résonance située à 119.25 eV). Ceci signifie que nous posons:

$$\begin{aligned} \Gamma_\gamma &= A_\gamma + D_\gamma + C_\gamma \\ \Gamma_{\gamma J=1} &= 128 = 70 + 23 + 25 \\ &\text{(en meV)} \quad (17) \\ \Gamma_{\gamma J=0} &= 93 = 70 + 23 \end{aligned}$$

c'est-à-dire:

$$A_\gamma \sim 70 \text{ meV}, \quad C_{\gamma J=1} \sim 25 \text{ meV}, \quad D_{\gamma J=1} \quad \text{et} \quad D_{\gamma J=0} \sim 23 \text{ meV}. \quad (18)$$

Ecrire $A_\gamma = 70 \text{ meV}$ suppose que les résonances $J=0$ du tableau 7 correspondant aux faibles valeurs Γ_γ sont celles pour lesquelles D_γ est voisin de zéro. Les erreurs étant de l'ordre de 15 à 20 meV dans la détermination des valeurs Γ_γ , la valeur réelle de A_γ peut être différente. La relation (15) peut s'écrire:

$$C_\gamma = \text{Cte} \sum_{i=1}^{i=6} E_{\gamma i}^\alpha = 25 \text{ meV}. \quad (19)$$

Pour les valeurs $\alpha = 3, 4, 5$ on peut calculer les valeurs de la constante de la relation (19) car on connaît les énergies E_γ . En se basant sur l'adaptation de l'histogramme de la figure 18, les 6 transitions intervenant dans le calcul du terme C sont équivalentes à 3 transitions d'intensités moyennes égales. Pour $\alpha = 3, 4, 5$ on peut calculer les valeurs $E_\gamma^3, E_\gamma^4, E_\gamma^5$ qui sont proportionnelles aux intensités moyennes de chaque transition. Il est ensuite possible d'utiliser une méthode de Monte-Carlo qui, à partir de distribution en X^2 à un degré de liberté, mais de valeurs moyennes différentes, permet de tracer la distribution résultant de la combinaison de ces six distributions. On sait, en effet ¹³⁾, que les distributions des largeurs radiatives partielles $\Gamma_{\gamma i}$ obéissent à une distribution en X^2 à un degré de liberté. On trouve, en supposant qu'il n'existe aucune corrélation entre ces $\Gamma_{\gamma i}$, qu'une valeur α voisine de 5 rend

bien compte des fluctuations de Γ_γ autour de la valeur moyenne de 118 meV, la valeur $\alpha = 3$ apparaissant trop faible. La valeur $\alpha = 5$ est celle déduite des mesures d'intensités relatives moyennes de nombreuses transitions ^{14, 13}). La relation (19) s'écrit:

$$\text{en meV } 25 = \text{Cte} \sum_{i=1}^{i=6} E_\gamma^5 = \sum_{i=1}^{i=6} \Gamma_{\gamma i}, \text{ ce qui donne:}$$

$$\Gamma_{\gamma i} \text{ meV} = 2.4 \times 10^{-4} [E_{\gamma i} \text{ (meV)}]^5. \quad (20)$$

La largeur radiative partielle $\Gamma_{\gamma i}$ correspondant à la transition à l'état fondamental serait égale à 7.5 meV d'après la relation (20). La somme des $\Gamma_{\gamma i}$ relatifs aux trois transitions aux deux premiers états excités et à l'état fondamental serait égale à 18 meV c'est-à-dire aux deux tiers de la quantité C_γ (relation 19). Si α était égal à 3, on aurait:

$$\Gamma_{\gamma i} = 1.1 \times 10^{-2} (E_\gamma \text{ (meV)})^3. \quad (21)$$

Si les deux constantes 1.1×10^{-2} et 2.4×10^{-4} correspondant respectivement à $\alpha = 3$ et $\alpha = 5$ sont utilisées pour calculer le terme A_γ (relations (12) et (13)), on trouve que $C_\gamma/A_\gamma = 0.02$ et 0.11 respectivement pour $\alpha = 3$ et $\alpha = 5$, c'est-à-dire $C_\gamma \sim 1$ meV et 8 meV. Si l'on suppose $\alpha = 5$ pour les transitions entrant dans le calcul de C_γ et $\alpha = 3$ pour celles relatives à A_γ on trouve $C_\gamma/A_\gamma \sim 0.3$ ⁹), c'est-à-dire $C_\gamma = 21$ meV, ce qui est en accord avec les résultats tirés de la relation (20).

Si l'on compare les valeurs $\overline{\Gamma}_{\gamma_i}$ pour $\alpha = 5$ à celles calculées à partir de la relations d'Axel²⁸⁾:

$$\overline{\Gamma}_{\gamma_i} \text{ meV} = 2.2 \cdot 10^{-2} \left(\frac{E_{\gamma}}{7}\right)^5 \left(\frac{A}{100}\right)^{8/3} D(U) \text{ eV} \quad (22)$$

on obtient $\overline{\Gamma}_{\gamma_i} = 5 \text{ meV}$ contre 7 meV .

Les intensités des six transitions considérées, et en particulier des trois premières transitions, sont suffisantes pour expliquer les variations de $\overline{\Gamma}_{\gamma}$ pour les résonances $J = 1$. Si cela est exact, on doit trouver une forte corrélation entre les valeurs $\overline{\Gamma}_{\gamma}$ et les valeurs $\overline{\Gamma}_{\gamma_i}$ correspondentes des trois premières transitions. Dans le tableau 7, on a groupé les valeurs $\overline{\Gamma}_{\gamma}$ et la somme des intensités $\sum \overline{\Gamma}_{\gamma_i}$ des transitions à l'état fondamental et aux deux premiers états excités¹³⁾. On calcule le coefficient de corrélation ρ entre les quantités $\overline{\Gamma}_{\gamma}$ et $\sum \overline{\Gamma}_{\gamma_i}$. On trouve:

$$\rho = 0.75 \begin{matrix} + 0.15 \\ - 0.25 \end{matrix} \quad (23)$$

en se fixant des limites de confiance à 95%. L'effet de corrélation est très net et montre que les largeurs radiatives totales peuvent dépendre de la valeur du spin si quelques transitions sont favorisées pour l'une des deux valeurs $J = I + 1/2$. Un effet semblable a été trouvé pour d'autres noyaux^{9, 29)}.

Les variations $\overline{\Gamma}_{\gamma}$ des résonances $J = 0$ sont plus difficiles à expliquer, la nombre de niveaux 1^+ (figure 15) étant élevé dans un domaine d'énergie $6250 > E_{\gamma} > 5320 \text{ keV}$. Le nombre de degrés de liberté est de l'ordre de 9 ou 6 suivant que α est égal à 3 ou 5. L'hypothèse faite pour définir le terme A_{γ} entraîne:

$$D_{\gamma J=1} \sim 23 \text{ meV} \quad D_{\gamma J=0} \sim 23 \text{ meV} . \quad (24)$$

Dans cet intervalle d'énergie $6250 > E_\gamma > 5320$ keV, 27 transitions sont autorisées pour les résonances $J = 1$, 13 pour les résonances $J = 0$. En tenant compte que $D(U)_{eV J=0} = 3 D(U)_{eV J=1}$, on obtient, pour valeur moyenne $\bar{\Gamma}_{\gamma 1}$ relative à une même transition pour les deux valeurs de J :

$$\bar{\Gamma}_{\gamma 1 J=0} = 3 \bar{\Gamma}_{\gamma 1 J=1} \quad (25)$$

ce qui entraîne approximativement:

$$D_{\gamma J=0} = \frac{13}{27} \times 3 D_{\gamma J=1} \sim 1.4 D_{\gamma J=1} \quad (26)$$

Or, dans le cas particulier de ^{195}Pt , les valeurs expérimentales $D_{\gamma J=0}$ et $D_{\gamma J=1}$ sont égales. Mais ces valeurs expérimentales égales à 23 meV sont, surtout pour les résonances $J=0$, entachées d'erreurs non négligeables et les résultats de la relation (26) ne contredisent pas les conclusions qualitatives. Il est normal, du point de vue expérimental, de trouver de nombreux niveaux 1^+ . En effet, toutes les résonances, qu'elles soient de spin $J=0$ ou $J=1$, autorisent des transitions à ces niveaux 1^+ . Ensuite, les intensités des transitions (relation (25)) aboutissant à ces niveaux sont, pour les résonances $J=0$, en moyenne trois fois plus élevées que pour les résonances $J=1$. Le nombre de ces résonances est moindre mais, la distribution des largeurs radiatives partielles obéissant à une distribution en X^2 à un degré de liberté 13 , ces effets ne se compensent pas exactement 4). Les valeurs $\bar{\Gamma}_{\gamma 1 J=0}$ sont sensiblement égales dans la région D et les transitions γ sont nombreuses. La quantité $\sum \bar{\Gamma}_{\gamma 1}$ relative aux

résonances $J=0$ devrait peu varier et la variation des largeurs radiatives totales $\Gamma_{\gamma J=0}$ devrait être nettement plus petite que celle observée expérimentalement. La valeur obtenue pour C_{γ} est plus correcte et, à la limite, on peut imaginer que deux zones interviennent: $C_{\gamma} (7920 \gtrsim E_{\gamma} \text{ (keV)} \gtrsim 6273)$ et $A_{\gamma} (6273 \gtrsim E_{\gamma} \text{ (keV)} \gtrsim 0)$ (figure 20). Une estimation plus précise des valeurs $\Gamma_{\gamma J=0}$ serait nécessaire pour être certain que ces valeurs $\Gamma_{\gamma J=0}$ fluctuent autour d'une valeur moyenne $\bar{\Gamma}_{\gamma J=0}$.

En conclusion, une valeur $\alpha = 5$ pour les rayons gamma d'énergie $E_{\gamma} \sim 8$ MeV permet de rendre compte quantitativement des variations des largeurs radiatives totales Γ_{γ} des résonances de ^{195}Pt étudiées dans ce travail. Cette valeur $\alpha = 5$ n'est plus valable pour les rayons gamma d'énergie inférieure à 4 MeV car le spectre de rayons gamma obtenus expérimentalement (figure 17) correspond à la valeur $\alpha = 3$, c'est-à-dire à une distribution centrée autour de 2.5 MeV. Il est difficile de mesurer la variation de l'exposant en fonction de l'énergie des rayons gamma. S'il était possible de détecter seulement les rayons gamma primaires (c'est-à-dire émis à partir de l'état initial 0^- ou 1^-) dans une expérience de capture, on pourrait d'abord connaître le spectre de ces rayons et ensuite essayer de déterminer la quantité $\sum E_{\gamma}^{\alpha}$ qui est sensible à la valeur de α ⁹). La figure 20 montre la variation de $\Gamma_{\gamma} = \sum \bar{\Gamma}_{\gamma i}$ ou $\sum E_{\gamma}^{\alpha}$ pour les états $J=1$ et $J=0$ de $^{195}\text{Pt+n}$. Dans la région A, la densité des états est si élevée qu'il n'est pas possible, avec les détecteurs actuels, de séparer les transitions. La région C se caractérise par l'ab-

sence de niveaux 1^+ , la quantité $\sum \Gamma_{\gamma_i}$ étant nulle pour les résonances $J=0$ dans ce domaine. La région D comprend, entre autres, des niveaux 0^+ , 1^+ , 2^+ en nombre limité et d'énergies bien séparées. En supposant que les résultats obtenus pour $^{195}\text{Pt}+n$ soient extrapolables aux autres noyaux, une largeur radiative partielle Γ_{γ_i} serait donnée par la relation:

$$\Gamma_{\gamma_i}(\text{meV}) \simeq 1.4 \cdot 10^{-5} (E_{\gamma} \text{ MeV})^5 D(U) \text{ eV} \left(\frac{A}{200} \right)^{8/3}.$$

$D(U)$ eV est l'espacement moyen des résonances pour le spin J considéré, A le nombre de masse. D observé est l'espacement moyen des niveaux pour l'ensemble des deux états de spin $I \pm 1/2$. De la valeur de l'espacement D , déduite à partir des résonances détectées, on obtient, en estimant le nombre de résonances non détectées, la valeur D observée. La valeur D_0 pour $^{195}\text{Pt}+n$ est choisie égale à 48 eV.

9. DISTRIBUTION DES ESPACEMENTS

Parmi les noyaux étudiés, seul $^{169}\text{Tm}+n$ permet une comparaison avec les prédictions théoriques. La figure 21 représente le nombre de niveaux détectés en fonction de l'énergie. On a vu (section 5) que le nombre de résonance omises était voisin de dix. La valeur du spin ayant été trouvée pour 68 résonances, il était difficile de déterminer le spin des autres résonances en recherchant une valeur du coefficient de corrélation ρ conforme aux prédictions théoriques, cela pour les deux familles de résonances $J=0$, $J=1$ comme dans le cas de l'or $(1,4,5,9)$. On a tracé

(figure 22), l'histogramme relatif aux espacements adjacents de toutes les résonances. La comparaison avec les courbes théoriques pour deux populations ³¹⁾ montre que l'accord est satisfaisant avec celle relative à la valeur $R = \frac{I}{I+1} = \frac{1}{3}$ (I: spin du noyau cible; pour ¹⁶⁹Tm: $I = 1/2$). Cet accord peut surprendre car le nombre de niveaux omis est voisin de dix. On sait ³¹⁾ que la valeur du coefficient de corrélation ρ , pour l'ensemble des deux familles, est négative et égale à -0.25 , ce qui signifie que la probabilité de trouver trois résonances très rapprochées est faible. Or la figure 22 montre que le nombre des faibles espacements $X = \frac{D_{i+1} - D_i}{D}$ est correct. On estime que les niveaux non détectés ont des valeurs D_i quelconques. En effet, les résonances omises le sont essentiellement parce que l'écran le plus épais utilisé n'est pas suffisant, la valeur $g\sqrt{\frac{0}{n}}$ étant très petite ⁹⁾.

Les espacements moyens D des résonances des corps étudiés étant assez voisins, on a tracé les distributions des espacements en combinant les énergies des niveaux détectés pour deux domaines d'énergie $0 - 550$ eV, $0 - 760$ eV (figure 23). Une des courbes est celle relative à la distribution de Wigner ³¹⁾ pour deux populations avec $R = I/I+1 = 9/11$. L'autre courbe (fonction e^{-x}) représente une distribution au hasard. On remarque que, si pour les faibles valeurs $X = \frac{D_{i+1} - D_i}{D}$ l'accord est assez bon avec la fonction e^{-x} , ce n'est pas les cas pour les valeurs $X \sim 1$. Le désaccord est plus net pour $X \sim 1$ dans le domaine d'énergie $0 - 760$ eV, la résolution pour $E \gtrsim 500$ eV ne permettant pas de

détecter ou de séparer les résonances très rapprochées ou non.

CONCLUSION

Les valeurs des fonctions densités S_0 $J=0$ sont du même ordre de grandeur pour $^{169}\text{Tm}+n$ et pour $^{195}\text{Pt}+n$. Le nombre de résonances situées dans l'intervalle d'énergie étudié est tel que les erreurs sur S_0 ne sont pas trop grandes. Pour $^{107,109}\text{Ag}$, le nombre des résonances des deux états de spin n'est pas suffisant pour qu'on puisse en tirer des conclusions valables. La valeur S_0 des deux isotopes (107 et 109) est très différente, ($S_0(^{109}\text{Ag}) \sim 2 S_0(^{107}\text{Ag})$), mais il importe de noter que le nombre de résonances "S" qui intervient dans la détermination de S_0 est restreint (de l'ordre de 40). Une telle variation de S_0 a déjà été trouvée pour $^{63,65}\text{Cu}$, $^{135,137}\text{Ba}$, $^{143,145}\text{Nd}$ (4,27). La figure 14 montre, pour Tm et Pt, une variation périodique de $\sum g \bar{\Gamma}_n^0$ en fonction de l'énergie, ces variations étant les mêmes pour les deux états de spin (figure 15). Accident statistique ou périodicité réelle ? Une étude dans un domaine d'énergie plus étendu est nécessaire. Le nombre de résonances analysées avec leur valeur du spin montre bien que les espacements \bar{D} obéissent à une loi en $(2J+1)^{-1}$. On trouve 81 résonances $J=1$ et 27 $J=0$. Leur rapport est 3, en accord avec la valeur théorique 28, (relation (9)). La variation des largeurs radiatives totales $\bar{\Gamma}_\gamma$ de $^{195}\text{Pt}+n$ est corrélée à la somme des intensités I_γ des transitions à l'état fondamental et aux premiers états excités (0^+ ou 2^+) de ^{196}Pt . La différence entre

les valeurs moyennes $\bar{\Gamma}_{\gamma J=1}$ et $\bar{\Gamma}_{\gamma J=0}$ est ainsi expliquée. On constate que la valeur de l'exposant du terme $E_{\gamma}^{\alpha} (I_{\gamma} \propto E_{\gamma}^{\alpha})$ doit être voisine de cinq pour expliquer ces résultats. En posant α égal à cinq, on établit une relation donnant la valeur de la largeur radiative partielle $\bar{\Gamma}_{\gamma 1}$. Ainsi la détection de la quasi totalité des résonances et la détermination de leurs paramètres (valeur du spin comprise) sont nécessaires pour tirer le maximum d'informations.

* * *

LEGENDES DES TABLEAUX:

- Tableau 1 - Valeurs des paramètres des résonances de Pt+n dans le domaine d'énergie 10 eV - 830 eV.
- Tableau 2 - Valeurs des paramètres des résonances de Pt+n dans le domaine d'énergie 3-250 eV. Pour les résonances de faible énergie les valeurs $g\Gamma_n$ sont celles de Singh et Chrien (communication privée).
- Tableau 3 - Valeurs des paramètres des résonances de Pt+n dans le domaine d'énergie 250-760 eV.
- Tableau 4 - Valeurs des paramètres des résonances de Ag+n dans le domaine d'énergie 290-755 eV.
- Tableau 5 - Valeurs des fonctions densité S_0 de Ag, Tm, Pt pour les domaines d'énergie étudiés.
- Tableau 6 - Valeurs des largeurs radiatives totales Γ_γ des différents isotopes de Pt+n.
- Tableau 7 - Valeurs des largeurs radiatives totales Γ_γ et des quantités correspondantes $\sum I_{\gamma 1}$ relatives aux intensités des transitions à l'état fondamental et aux deux premiers états excités, de quelques résonances $J = 1$ de ^{195}Pt . Valeur Γ_γ de quelques résonances de spin $J = 0$.

* * *

TABLE 1 Pt+n

E_0 eV	$ag\sqrt{n}$ meV	Isotope	$g\sqrt{n}$ meV	J	Γ_n meV	Γ meV	Γ_γ meV	$ag\sqrt{n}^0$ (eV) $^{\frac{1}{2}}$	$ag\sqrt{n}^0$ (eV) $^{1/2}$	$ag\sqrt{n}^0$ (eV) $^{1/2}$	
11.8	0.03	195	7.5 ± 0.25	1	10 ± 0.3	122 ± 7	112 ± 7		2.2	2.9	
19.4		195	5.2 ± 0.25	1	6.9 ± 0.3	107 ± 8	100 ± 8		1.2	1.6	
46.55		192	47 ± 2	1/2	47 ± 2	105 ± 10	58 ± 10		6.9	6.9	
53.74		192	17 ± 1	1/2	17 ± 1	70 ± 15	53 ± 15		2.3	2.3	
67.10		195	45 ± 2.5	0	180 ± 10	310 ± 30	130 ± 30		5.5	22	
67.69		195	32 ± 2	1	43 ± 3	180 ± 20	137 ± 20		3.9	5.2	
95.82		198	423 ± 15	1/2	423 ± 15	570 ± 20	147 ± 25		43	43	
98.14											
111			195	13.5 ± 1	1	18 ± 1.2	145 ± 15	127 ± 15		1.25	1.7
119.25			195	6.5 ± 1	0	26 ± 4	95 ± 15	69 ± 15		0.6	2.4
120.5		195	76 ± 4	1/2	100 ± 6	240 ± 15	140 ± 15		6.9	9.2	
129.7		192	225 ± 12	1/2	225 ± 12	260 ± 30	35 ± 32		20	20	
139.9		195	45 ± 2	1	60 ± 3	170 ± 13	110 ± 13		3.8	5.2	
144.9		192	170 ± 10	1/2	170 ± 10	210 ± 35	40 ± 35		14	14	
150.4		195	134 ± 8	1	180 ± 11	270 ± 20	90 ± 23		10.9	14.5	
154.7		195	107 ± 6	0	428 ± 24	580 ± 30	152 ± 40		8.6	34.4	
177.1	0.90 ± 0.08	pair		1/2	210 ± 40	210 ± 40		0.07			
180.2								0.0034			
188.5		195	17 ± 1	1	25 ± 1.5	140 ± 10	117 ± 10		1.2	1.6	
202.2	1.01 ± 0.08	non 192				80 ± 20		0.07			
204.8		195	15.1 ± 0.9	0	60 ± 4	160 ± 10	100 ± 10		1	4.2	
222.2		195	28 ± 1	1	37 ± 1.5	167 ± 13	130 ± 13		1.9		
237.6	0.17 ± 0.04										
256.9		195	43 ± 2	1	57 ± 3	160 ± 15	103 ± 15		2.6	3.5	
261.7		195	36 ± 2	0	144 ± 8	210 ± 15	65 ± 15		2.2	8.8	
266.9	0.077 ± 0.03							0.047			

TABLE 1 Pt+n (suite n° 1)

E_0 eV	$ag\Gamma_n$ meV	Isotope	$g\Gamma_n$ meV	J	Γ_n meV	Γ meV	Γ_γ meV	$ag\Gamma_n^0(eV)^{1/2}$	$g\Gamma_n^0(eV)^{1/2}$	$\Gamma_n^0(eV)^{1/2}$
280		195	9 ± 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	0.14 ± 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	25 ± 1	(196)	98 ± 5	1/2	98 ± 5	210 ± 30	112 ± 30	1.50		5.8
309.6		195	46 ± 2	0	184 ± 8	250 ± 25	66 ± 25		2.6	10.5
319.6	0.78 ± 0.08							0.043		
340.5										
342.2	1.5 ± 0.1							0.08		
344.6	1.1 ± 0.1							0.06		
353.2		195	3.3 ± 0.3						0.18	
358.9	1.9 ± 0.4							0.1		
377	71 ± 3	194	216 ± 9	1/2	216 ± 9	275 ± 15	59 ± 17		11	11
382.8	10.1 ± 0.7	195	30 ± 2	1	40 ± 3	140 ± 20	100 ± 20		1.5	2
388.7	2.4 ± 0.2	192	308 ± 27	1/2	308 ± 27	370 ± 25	62 ± 25		16	16
405.2	1.1 ± 0.1	pair		1/2				0.55		
406.1	1.3 ± 0.1	pair		1/2				0.66		
410.1	25 ± 1	195	73 ± 3	1	97 ± 4	195 ± 10	88 ± 10		3.6	4.8
414.4										
433.5										
439.2	0.4 ± 0.08	pair						0.02		

TABLE 1 Pt+n (suite n° 2)

E_0 eV	$ag\Gamma_n$ meV	Isotope	$g\Gamma_n$ meV	J	Γ_n meV	Γ meV	Γ_γ meV	$ag\Gamma_n^0(\text{eV})^{1/2}$	$g\Gamma_n^0(\text{eV})^{1/2}$	$\Gamma_n^0(\text{eV})^{1/2}$
453.2	81±3	195	239±10	0	958±40	1040±50		0.03	11	45
458.5	0.6±0.1									
466.3										
472.6	1.1±0.1									
484.8	24±1	195	71±3	1	95±4	203±15	108±15		3.2	4.3
490	37±2	195	111±7	1	148±9	270±40	122±40		5.0	6.7
491.1	31±3	195	92±9	1	123±12	250±50	127±51		4.2	5.6
492.3	43±3	194	131±9	1/2	131±9	210±35	79±35		5.9	5.9
509.8	0.47±0.08									
517.2		195	17±1	0	68±4	140±30	72±30		0.74	2.96
529.3	52.6±3	195	156±9	1	208±12	390±30	182±32		6.8	9
548.8	26.7±1.5	195	79±5	1	106±6	254±25	144±26		3.5	4.3
558.7	18.7±1.5	195	55±4.5	1	73±6	215±30	142±31		2.3	3.1
560.1	4.1±0.4	pair						0.17		
565.6	26±1.5	196	102	1/2	102±6	234±25	132±25			
580.4	8±1.5	196	1025±70	1/2	1025±70	1160±100				42
590.4	5.6±0.4	195	17±1.2	1	22±1.6	125±30	102±30		0.7	1.3
603.3	361±15	194	1100±45	1/2	1100±45	1250±50				45
616.3	1.4±0.2							0.06		
632.6	1.6±0.1	195	4.75±0.5	1	6.4±0.6					0.19
646.8	0.6±0.1								0.025	
655.9										
659.8	13 ± 0.9	195	39 ± 3	1	52±4	220±25	168±27		1.5	2

TABLE 1 Pt+n (suite n° 3)

E_0 eV	$ag\Gamma_n$ meV	Isotope	$g\Gamma_n$ meV	J	Γ_n meV	Γ_γ meV	Γ meV	$ag\Gamma_n^0(eV)^{\frac{1}{2}}$	$ag\Gamma_n^0(eV)^{\frac{1}{2}}$	$\Gamma_n^0(eV)^{\frac{1}{2}}$
661.9	2.4 ± 0.3	(196)(198)				170 ± 30	150 ± 30	0.1		
680	10.5 ± 0.8	195	31 ± 2.5	1	41 ± 3.5	160 ± 25	118 ± 25		1.2	1.6
690.4	43.8 ± 4	195	131 ± 2.5	0	525 ± 50	750 ± 80	225 ± 80	1.7	5	20
695.5										
698.3	34 ± 20	194	1040 ± 60	1/2	1040 ± 100	1100 ± 100			39	39
706	39 ± 3	(195)	116 ± 9	0	465 ± 36	570 ± 50			4.4	17.5
709.3	68 ± 4	195	203 ± 12	1	270 ± 16	450 ± 40	180 ± 43		7.6	10
716.4	2.3 ± 0.2							0.86		
718.3	11.6 ± 1	195	34.5 ± 3	(0)	138 ± 12	210 ± 25			1.3	
744.6	3.6 ± 0.3	pair				130 ± 30		1.3		
763.5	30.4 ± 2	195	90 ± 6	1	120 ± 8	280 ± 30	160 ± 30		3.3	4.3
779.9	43 ± 2.5	195	127 ± 8	1	169 ± 15	375 ± 30	206 ± 34		4.6	6
785.7	4.2 ± 0.4	(195)	12.5 ± 1			140 ± 30		0.15	0.44	0.6
794.2	26 ± 2	195	76.8 ± 6	(1)	102 ± 8				2.7	3.6
810.9	8 ± 1	195	24 ± 3						0.83	
814.5	29 ± 3	(pair)								
820.2										
825.2	157 ± 10	195	466 ± 30	(1)	622 ± 40	750 ± 80			16	22

TABLE 2

E_0 (eV)	J	$g \Gamma_n$ (meV)	$g \Gamma_n^{-0}$ (meV) ^{1/2}
3.9	1	5.3	2.7
14.3	0	2.2	0.58
17	1	2.4	0.58
29	1	0.04	0.007
34.8	1	5.3	0.90
38	1	0.35	0.06
44.8	1	2.55	0.38
50.7	1	4.1	0.57
54		0.3	0.04
59.2	1	7.7	1
63	1	0.75	0.09
65.8	0	30	3.7
83.5	1	5.5	0.46
93.5	0	27.	2.9
94	1	18.	1.9
95.6		2	0.21
101.7		0.65	0.06
115	1	14	1.3
125.2	1	10.2	0.91
132		0.6	0.05
136.1	1	17	1.5
153	1	63	5.1
160.4		1	0.08
164		3.8	0.29
173			
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

TABLE 3 $^{169}\text{Tm} + n$

E_0 (eV)	J	$g\Gamma_n$ meV	Γ_n meV	Γ meV	Γ_γ meV	$g\Gamma_n^0$ (meV) $^{1/2}$
250,1	0 ou 1	54 ± 10				0,34
250,8	1 ou 0	29 ± 6				0,18
259,6	1	$10,4 \pm 1$	14			0,65
273,2	1	$14,6 \pm 1,2$	20	140 ± 25	120 ± 20	0,88
282,7	1	$38,7 \pm 2,4$	52 ± 4	170 ± 20	118 ± 20	2,3
287,9	0	$35,7 \pm 2,0$	143 ± 8	260 ± 20	117 ± 21	2,1
290						
295,3	0	$4,5 \pm 0,7$	18			2,6
296,5	1	$11,2 \pm 1$	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	$6,8 \pm 0,8$	9,1			0,38
328						
332,4	1	$35,2 \pm 2$	47 ± 3	165 ± 25	118 ± 25	1,93
345,7	1	$16,5 \pm 1$	22 ± 15	130 ± 20	108 ± 20	0,89
356,7	0	$22,1 \pm 1$	88 ± 4	180 ± 35	92 ± 35	1,27
363,1		$1,4 \pm 0,4$				0,07
376,2	1	$9,4 \pm 1,1$	13			4,8
377,8	0	$11,3 \pm 1,2$	45			0,58
389,7	1	33 ± 2	44			1,7
399,3		$3,5 \pm 1$				0,17
407,6	1	110 ± 15	113			5,4
407						0,2
413,6	0	93 ± 10	372 ± 40	500 ± 100		4,67
415,3	1	26 ± 2	35			1,37
433						
439,8	1	$29,1 \pm 1$	39			1,4
454,7		$3,7 \pm 0,5$				0,17
458,7	1	$7,6 \pm 1$	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						0,001

TABLE 3 $^{169}\text{Tm} + n$ (suite n° 1)

E_0 eV	J	$g\Gamma_n$ meV	Γ_n meV	Γ meV	Γ_γ meV	$g \Gamma_n^0 _{(meV)}^2$
511,2	1	37 ± 2	50 _{±3}	170 _{±40}	120 _{±40}	1,6
518,1	0	59 ± 3	237 _{±12}	340 _{±50}	103 _{±51}	2,6
541,8		5 ± 1				0,20
548,40	1	21 ± 2	28			0,90
555,5	1	39 ± 2	52 _{±3}	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}	2,21
577,0		$3 \pm 0,8$				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)	$17 \pm 1,4$	22 _{±2}	150 _{±60}	128 _{±60}	0,68
623,7	1	45 ± 3	60 _{±4}			1,8
629,9	1	$22 \pm 1,6$	29 _{±2}			0,87
641,1	1	$16 \pm 1,2$	22 _{±2}			0,64
657,4	0	26 ± 2	105 _{±8}			1,02
668						
671,8	1	115 ± 10	154 _{±13}			4,4
676,1	1	180,0 _{±20}	240 _{±26}			6,9
684,9	(1)	$10 \pm 1,4$	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 _{±40}	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)	$13 \pm 1,2$	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 4 Ag + n

E(eV)	A	$g\Gamma_n$ (meV)	J	Γ_n (meV)	Γ_n (meV)	Γ_γ	$g\Gamma_n^0$ (meV) ^{-1/2}
291.05	109	8.6 ± 0.5					0.5
293.70	109						0.01
301.15	109						0.04
311.15	107	92. ± 6	1	122±8	260±60	138	5.2
316.6	109	128. ± 13	1	169±17	300±60		7.2
316.8		très faible					
322.1	109						0.004
327.8	109	4.5 ± 1					0.25
329	107						
340.2	109						
347.35	107						0.004
357	107						0.004
361.8	107	17.5 ± 0.8					0.92
374.5	107						0.01
382.1	107						
385							
387.1	109	32.3 ± 1.8	(1)	43±3	190±35	147	1.6
391.7	109						0.1
398.1	109	16.5 ± 1					0.83
402.2	107						0.01
404.45	109	53.4 ± 3	0	213±12	325±30	112	2.7
409.8	107						0.08
423							
428.6	109	10 ± 0.5					0.49
432							
441	109						
444.9	107	17.3 ± 1.7					0.81
447							
461.5	107	11 ± 0.6					0.5
466.7	107	61 ± 3.6	1	82±4	220±40	138	2.8
469.8	109	36 ± 2.	0	144±9	280±70	134	1.7
472.2	107	14 ± 0.7					0.64
476.2	107						0.08

TABLE 4 (suite)

E (eV)	A	$g\Gamma_n$ (meV)	J	Γ_n (meV)	Γ_n (meV)	Γ_γ	$g\Gamma_n^0(\text{meV})^{-\frac{1}{2}}$
479.8	107						0.03
486							
487.8	109	11 ± 0.6					0.5
495.3	109						0.02
500.6	109	114 ± 7	1	153 ± 10	280 ± 30	117	5.1
511							
512.4	107	12 ± 0.9					0.54
515.4	109	43 ± 2	(0)	168 ± 10	250 ± 40		1.9
522							
525.1	107						0.03
526.7	109						0.02
532	107						0.03
554.5	107	107 ± 8	0	428 ± 32	540 ± 100		4.5
557	109	12 ± 3					0.55
560.82	109	66 ± 4	0	263 ± 12	390 ± 60	127	2.8
565.80	109	69 ± 4	1	92 ± 4	230 ± 40	138	2.9
571							
576.9	107	22					0.9
579							
587.7	107	51 ± 3	0	202 ± 15	320 ± 40	118	2.1
593							
601							
605.1	107						0.08
608.1	109	24.4 ± 1.3	1	32 ± 2	190 ± 30	115	0.99
622.6	109	51 ± 3	0	200 ± 8	310 ± 40	110	2.03
623	107	15 ± 1					0.60
634.8	109						0.02
648.4	109						0.02
653.3	107	10 ± 1					0.40
661							
669.8	109	19 ± 2					0.72
674.9	107	31 ± 2			41 ± 2.5	129	1.2

TABLE 4 (suite et fin)

E(eV)	A	$g\Gamma_n$ (meV)	J	Γ_n (meV)	Γ_n (meV)	Γ_γ	$g\Gamma_n^0$ (meV) ^{1/2}
682.2							0.08
690.4		1 ± 0.2					0.04
695.9	107	10.4 ± 1					0.40
703	107						0.13
713.7	109						0.02
722	107						0.02
726.1	109	15 ± 1.2					0.60
730.2	109						0.04
735.1							
747.8	109	56 ± 4			310 ± 70		1.9
753	107 109	50 ± 4					

Tableau 7 $^{195}\text{Pt}+n$

J = 0		J = 1		
E_0 (eV)	Γ_γ (meV)	E_0 (eV)	Γ_γ (meV)	$\sum_1^3 I_{\gamma i}$
67.1	130 ± 30	11.8	112 ± 7	3319
119.25	70 ± 16	19.4	100 ± 8	1216
154.7	152 ± 40	67.7	137 ± 20	3071
204.8	100 ± 10	111.5	127 ± 15	1805
261.7	64 ± 15	120.5	140 ± 20	2770
309.6	64 ± 25	139.9	110 ± 15	4316
515.2	72 ± 30	150.4	90 ± 25	578
		188.5	117 ± 10	2625
		222.2	130 ± 13	3882
		256.9	103 ± 15	626
		280	98 ± 25	2253
		285.6	105 ± 15	2308
		302.3	89 ± 20	2880
		382.8	100 ± 20	618
		410.1	88 ± 10	671
		484.8	108 ± 15	
		529.3	182 ± 32	5379
		548.8	144 ± 26	5814
		558.7	142 ± 31	3422
		659.7	168 ± 25	
		680	118 ± 25	

LEGENDES DES FIGURES

- Fig. 1 - Schéma de la base de temps-de-vol des expériences de transmission. Les neutrons se propagent sous vide.
- Fig. 2 - Courbe de temps-de-vol obtenue à partir d'une expérience de capture totale pour $^{169}\text{Tm}+n$.
- Fig. 3 - Spectre des rayons gamma de faible énergie ($E_\gamma \sim 350$ keV) caractérisant les résonances de $^{195}\text{Pt}+n$. Aucun pic n'apparaît pour les isotopes pairs de Pt. La courbe inférieure est relative à l'isotope ^{198}Pt .
- Fig. 4 - Disposition des trois bases de temps-de-vol où les trois types d'expériences mentionnés étaient réalisées simultanément.
- Fig. 5 - Adaptation des données expérimentales pour 5 résonances de Pt en supposant les résonances de ^{195}Pt de même spin. Les énergies inscrites sur les courbes sont quelque peu différentes de celles du tableau 1 mais ne modifient en rien les résultats.
- Fig. 6 - Illustration de l'attribution de la vapeur de spin pour deux résonances voisines de $^{169}\text{Tm}+n$. On remarque l'inversion des minimums de transmission et des maximums de capture qui, dans cet exemple particulier avec les valeurs g_n^0 , indique des valeurs de spins différentes.
- Fig. 7 - Adaptation de l'histogramme expérimental des valeurs g_n^0 par des distributions en X^2 à un et deux degrés de liberté pour 96 résonances (courbe supérieure) et 105 résonances (courbe inférieure). Les dix résonances supplémentaires correspondent aux niveaux non détectés.
- Fig. 8 - Histogrammes tracés à partir des valeurs ν_m données par la méthode de Monte-Carlo pour les 95 résonances

détectées de $^{169}\text{Tm}+n$. La droite ν_p partage les histogrammes en deux zones $\nu_m > \nu_p$ et $\nu_m < \nu_p$. Dans la partie inférieure la courbe représente la probabilité d'avoir $\nu_m > \nu_p$ pour une valeur ν_0 fixée. On a $\nu = 1.15 \pm 0.22$ pour $X_S = 0.015$.

Fig. 9 - Tracé des quantités $1/3 \int_0^X X^2 P(X) dX$ et $\int_0^X P(X) dX$, en fonction de $X = g\Gamma_n^0 / g\Gamma_n^0$; $P(X)$ est une distribution en X^2 à un degré de liberté.

Fig.10 - Adaptation par une distribution en X^2 à un degré de liberté de l'histogramme expérimental des valeurs $X = g\Gamma_n^0 / g\Gamma_n^0$ de $^{195}\text{Pt}+n$ pour les 44 résonances identifiées mais en supposant que le nombre réel des niveaux de $^{195}\text{Pt}+n$ est égal à 70, valeur déduite de l'application de la relation (5).

Fig.11 - Nombre de niveaux détectés en fonction de l'énergie des neutrons pour Pt.

Fig.12 - Nombre de niveaux détectés en fonction de l'énergie des neutrons pour Ag. L'accroissement du nombre des niveaux est dû à la détection de résonances "p".

Fig.13 - Tracé des quantités $\int_0^X X P(X) dX$ et $\int_0^X P(X) dX$ en fonction de $X = g\Gamma_n^0 / g\Gamma_n^0$. $P(X)$ est une distribution en X^2 à un degré de liberté.

Fig.14 - Variation de $g\Gamma_n^0$ en fonction de l'énergie. On peut remarquer pour les deux noyaux des domaines d'énergie où ne se trouve aucune résonance importante.

Fig.15 - Variation de la quantité $\sum \Gamma_n^0$ (meV) pour les deux états de spin $J=0$ et $J=1$ des résonances de $^{169}\text{Tm}+n$ et $^{195}\text{Pt}+n$. Les domaines d'énergie où ne se trouve aucune résonance importante sont les mêmes pour les deux états de spin, ce que suggérait la figure 14.

Fig.16 - Schéma des niveaux de ^{196}Pt obtenus à partir des expériences de capture (13).

- Fig. 17 - Spectre des rayons gamma primaires pour des intensités des transitions proportionnelles à E_γ^α avec $\alpha = 3, 4, 5$.
- Fig. 18 - Distribution du nombre de résonances ayant une valeur Γ_γ supérieure à la valeur portée en abscisse.
- Fig. 19 - Distribution du nombre de résonances ayant une valeur Γ_γ supérieure à la valeur portée en abscisse et essai d'adaptation par des distributions en X^2 ayant pour variables X : $X = \Gamma_\gamma - 70 / 118$ et $X = \Gamma_\gamma - 90 / 118$.
- Fig. 20 - Illustration de la variation de la quantité $\Gamma_\gamma = \sum \Gamma_{\gamma 1}$ en fonction de l'énergie E_γ des transitions. Dans la région E les transitions sont nombreuses et très voisines, $\sum \Gamma_{\gamma 1}$ étant le même pour les deux états de spin. Dans les régions D et C les niveaux sont suffisamment séparés pour être observés expérimentalement et Γ_γ croît discrètement. La région C ne comprend aucun niveau 1^+ c'est-à-dire que $\sum \Gamma_{\gamma 1} = 0$ pour les résonances $J=0$.
- Fig. 21 - Nombre de niveaux détectés en fonction de l'énergie des neutrons pour $^{169}\text{Tm}+n$.
- Fig. 22 - Comparaison des distributions relatives à un mélange de deux familles pour des valeurs $R = I/I+1$ $1/3$ et $3/8$ avec l'histogramme expérimental pour un échantillon de 95 résonances de $^{169}\text{Tm}+n$.
- Fig. 23 - Comparaison des distributions relatives à un mélange de deux familles pour $R = I/I+1 = 9/11$ et à une répartition au hasard des résonances avec l'histogramme expérimental obtenu en combinant les énergies des niveaux de Ag, Tm et Pt. Cette comparaison est faite pour deux domaines d'énergie 0-550 eV et 0-760 eV.

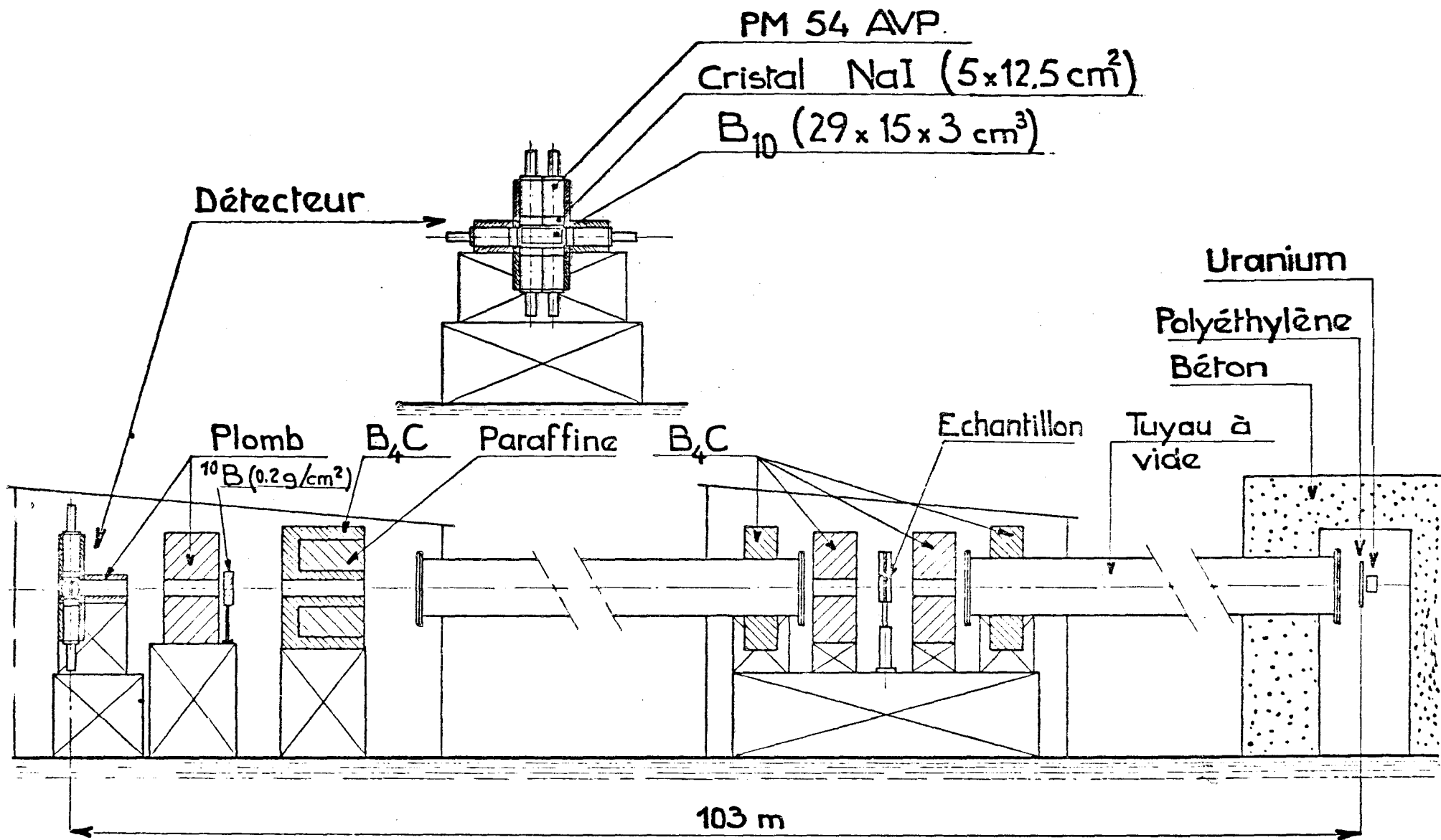


Fig:1

$^{169}\text{Tm}^{+n}$

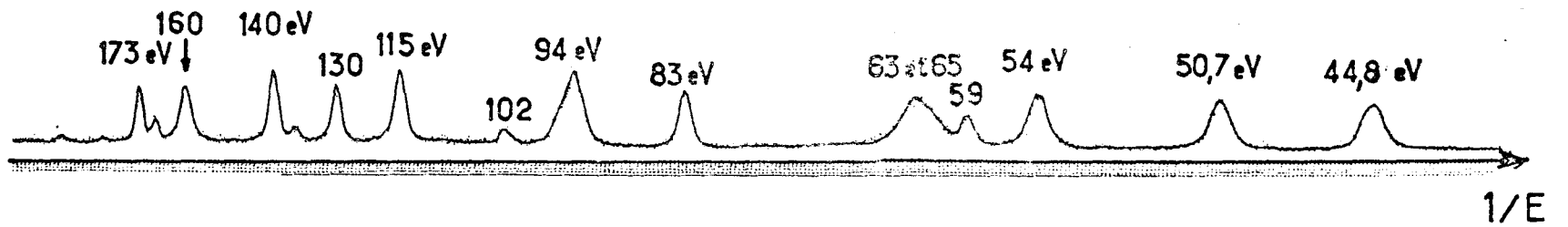
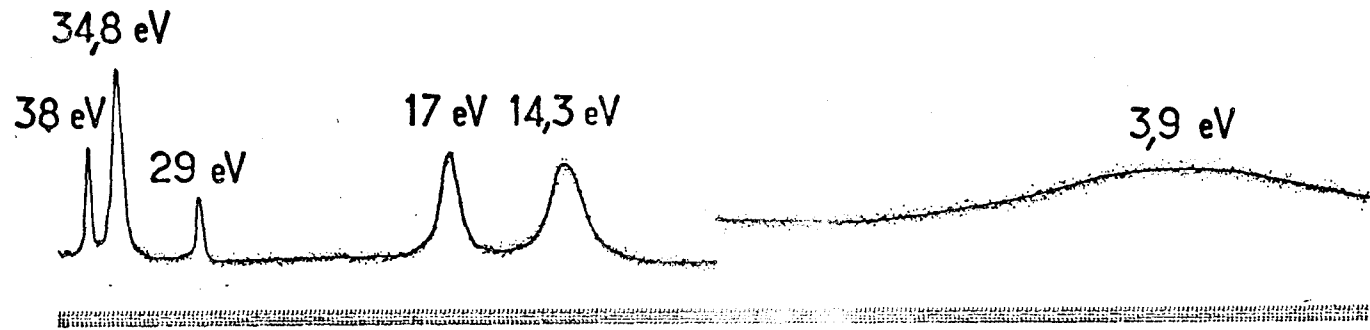


Fig. 2

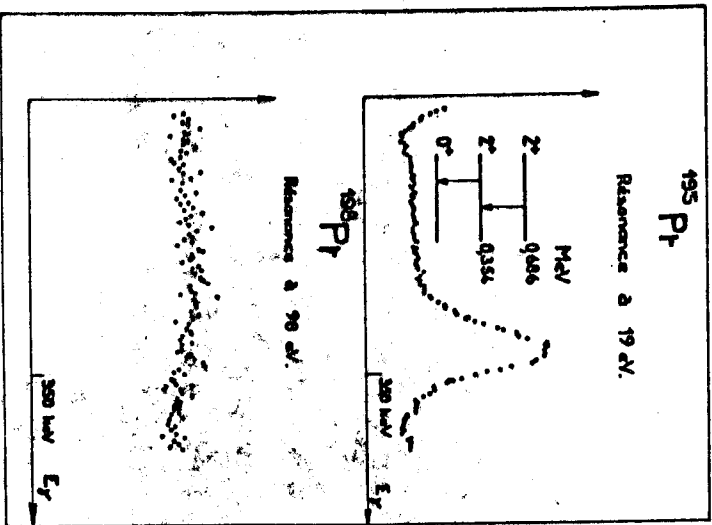
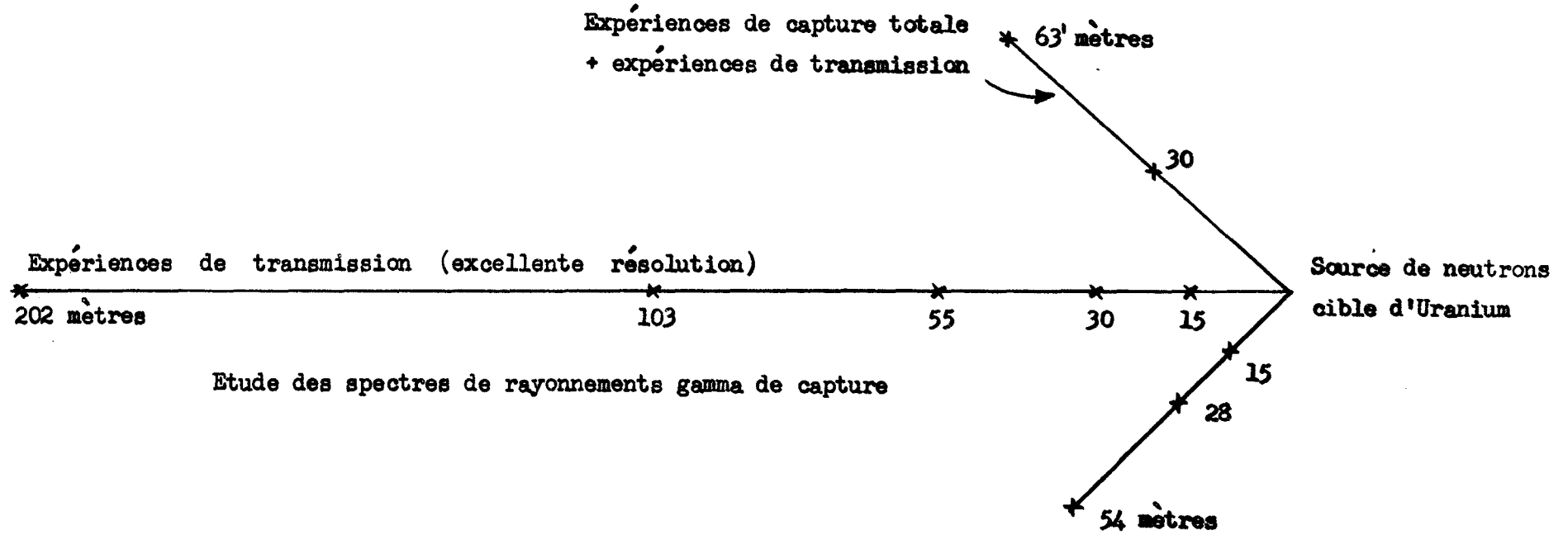


Fig. 3



Accélérateur linéaire: Energie des électrons = 42 MeV

FIG. 4

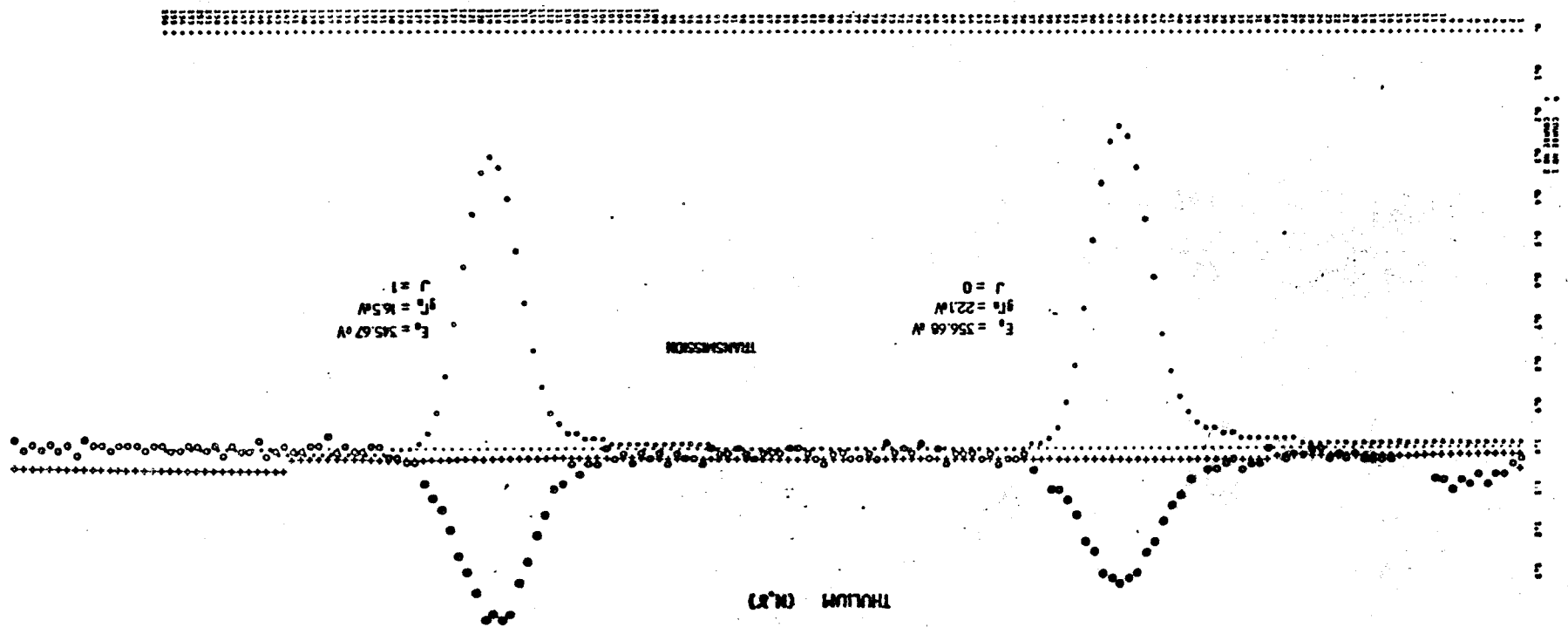


Fig: 6

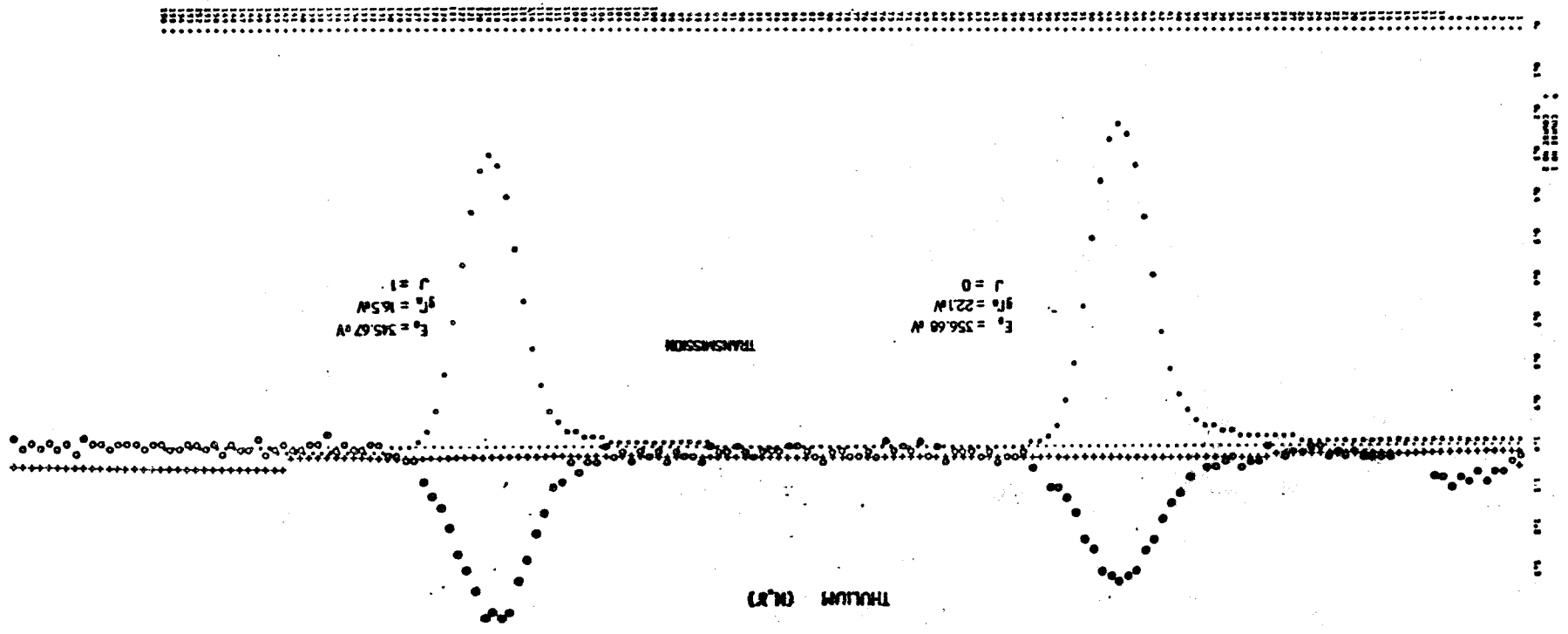


Fig: 6

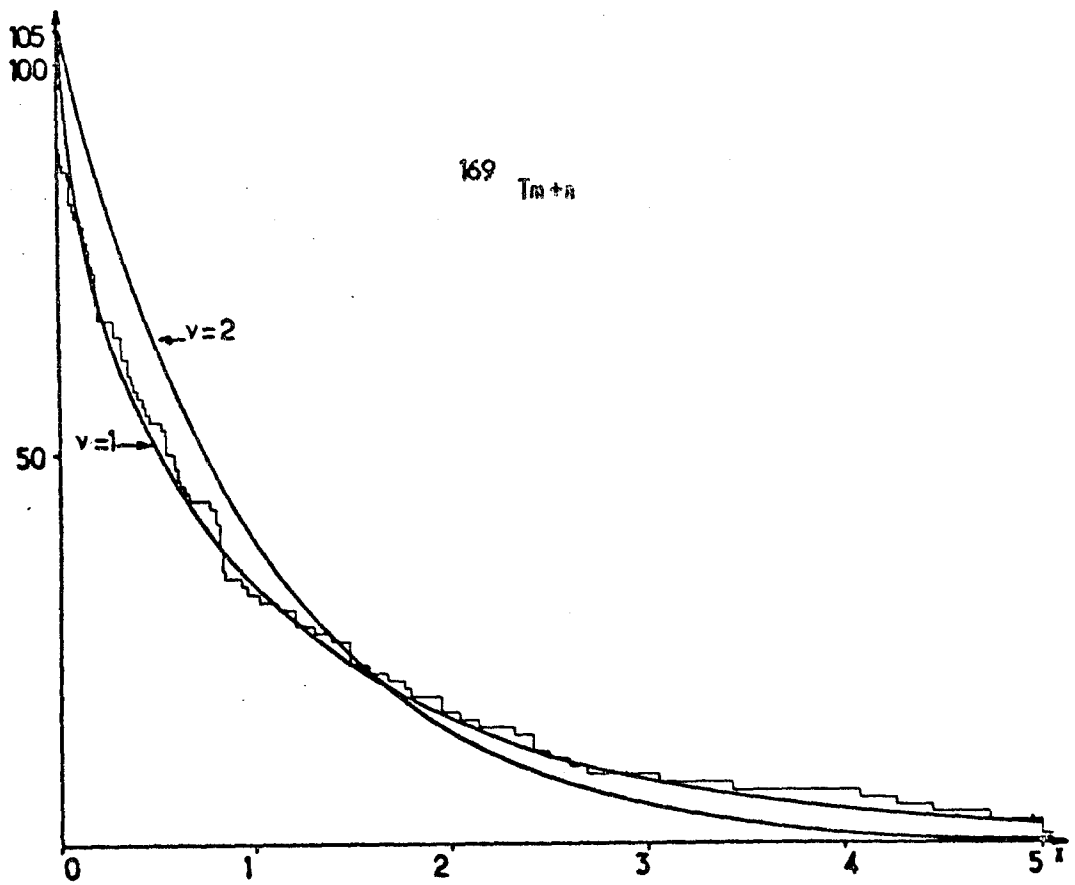
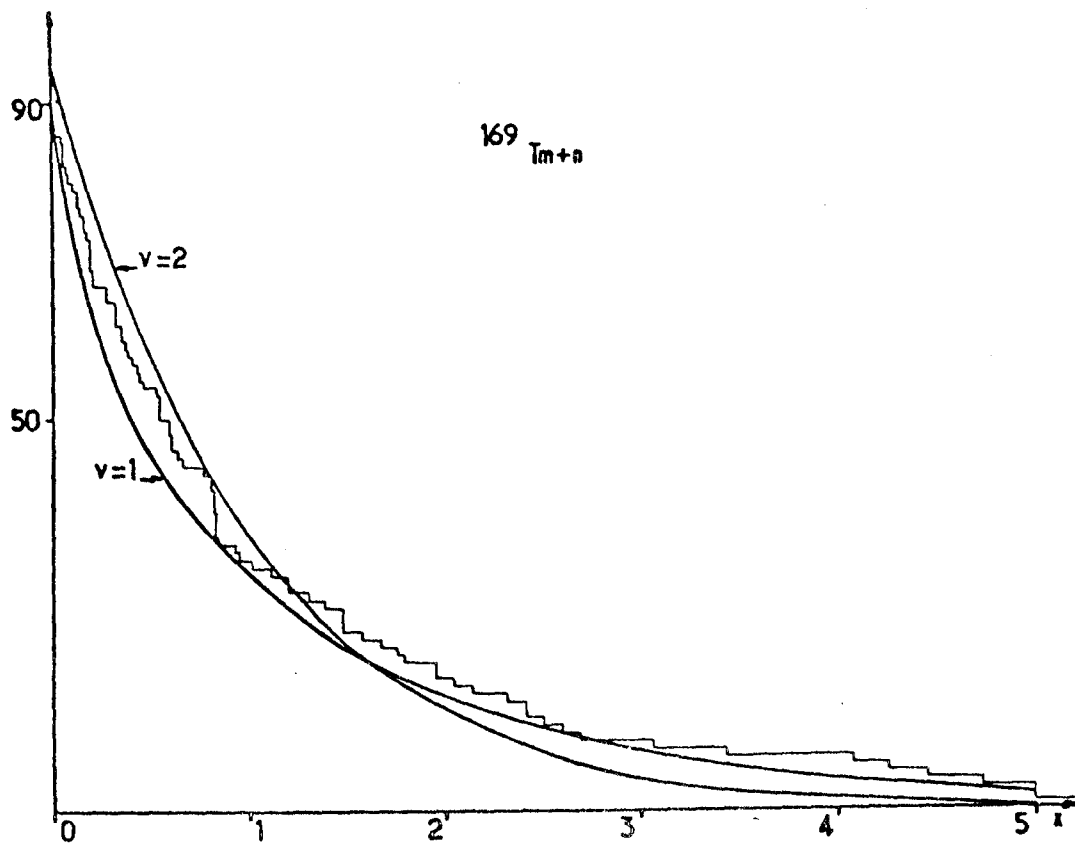
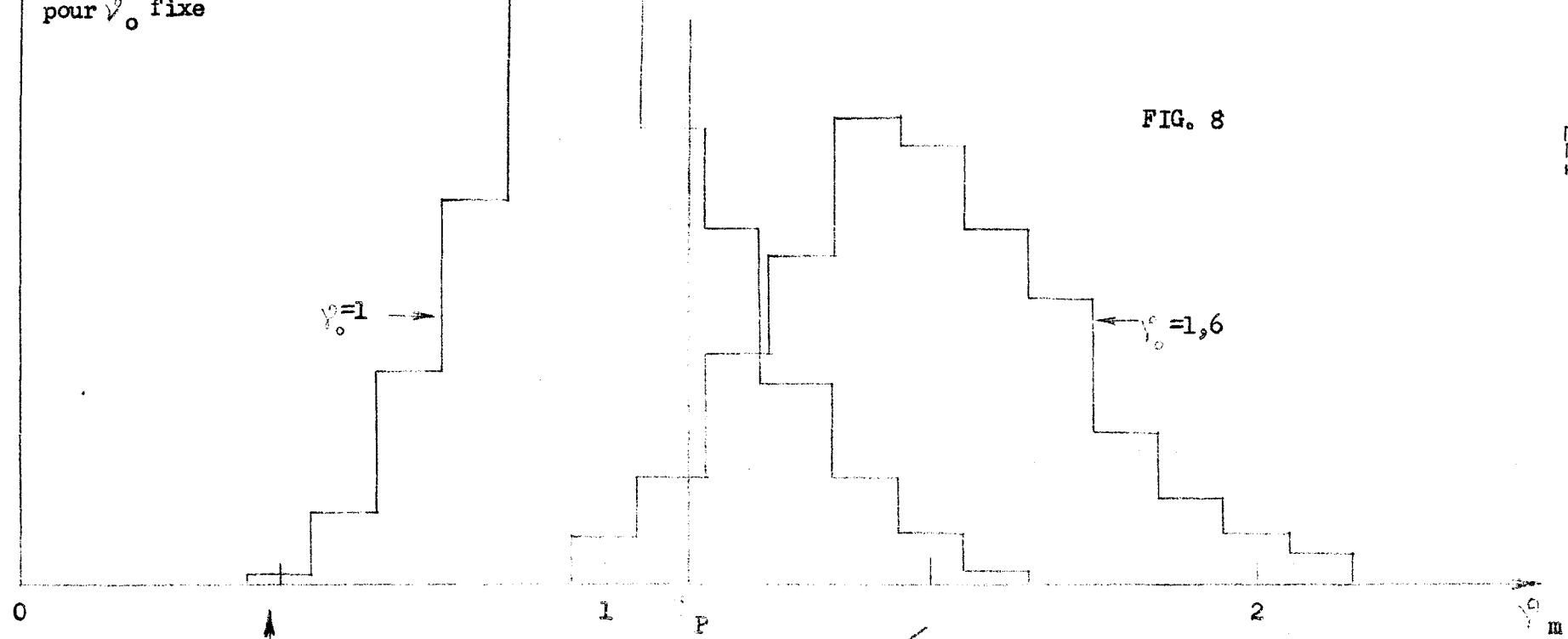


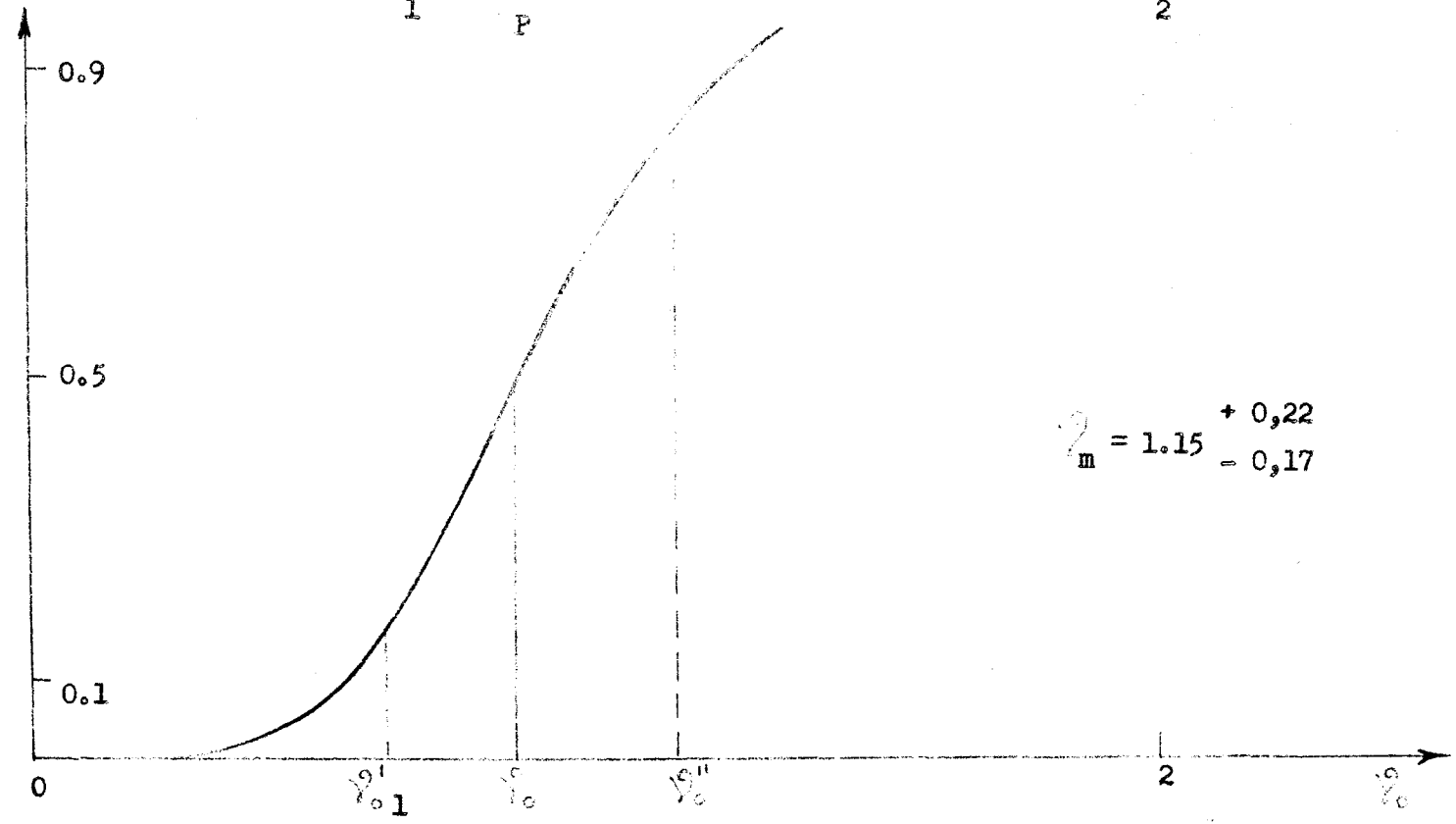
Fig: 7

pour γ_0 fixe

FIG. 8



Probabilité $\gamma_m \geq \gamma_P$



$$\gamma_m = 1,15 \begin{matrix} + 0,22 \\ - 0,17 \end{matrix}$$

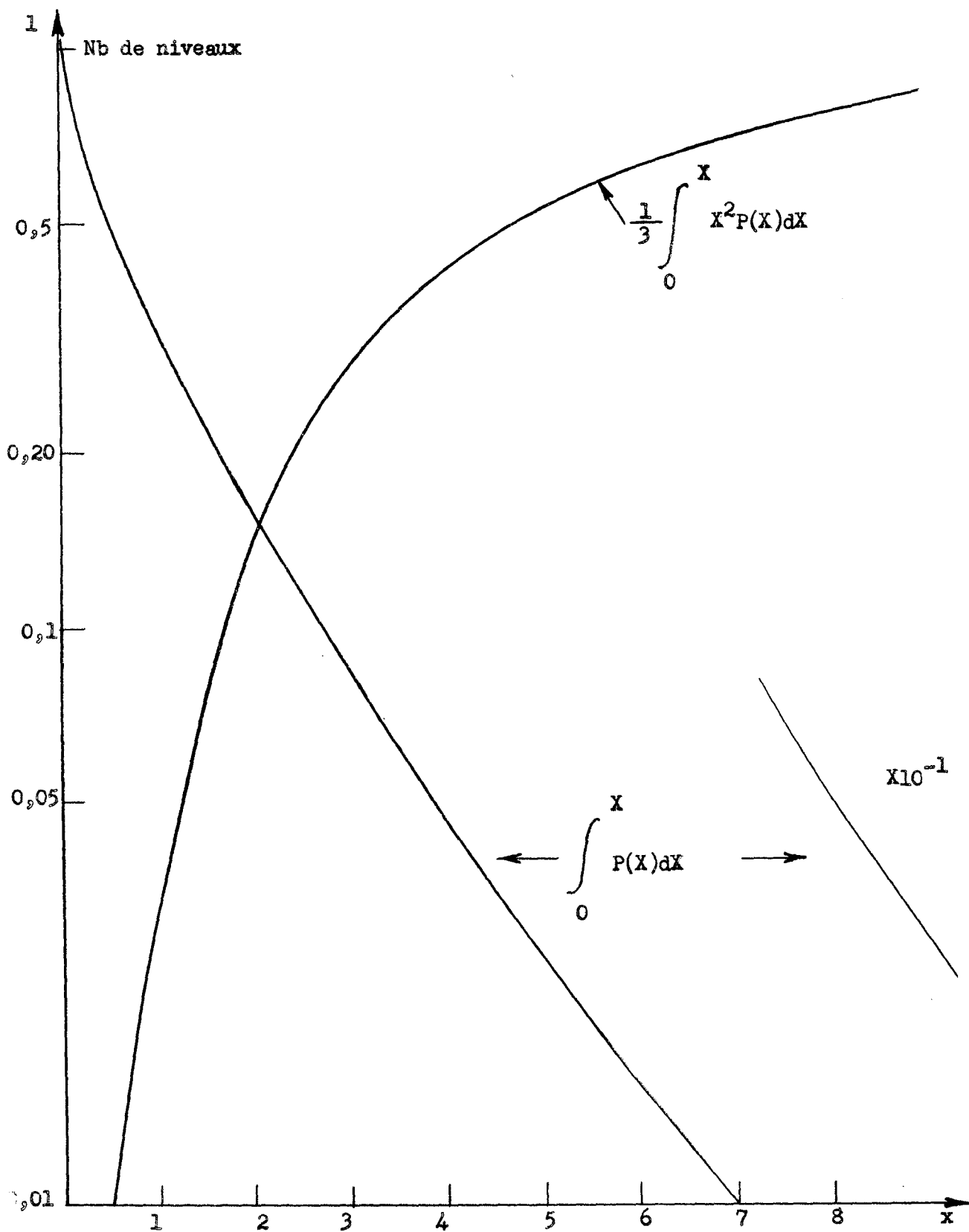


FIG. 9

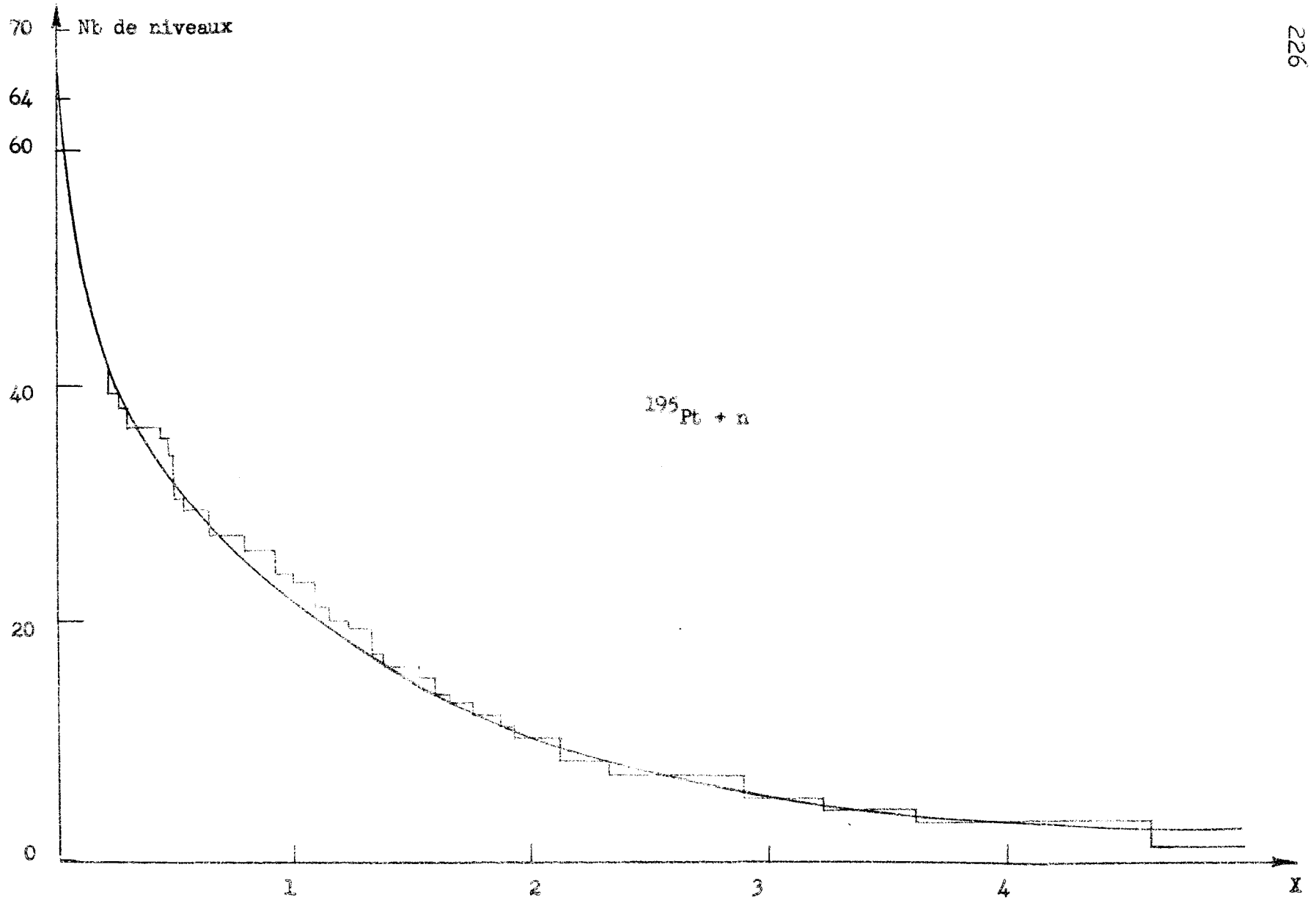


FIG. 10

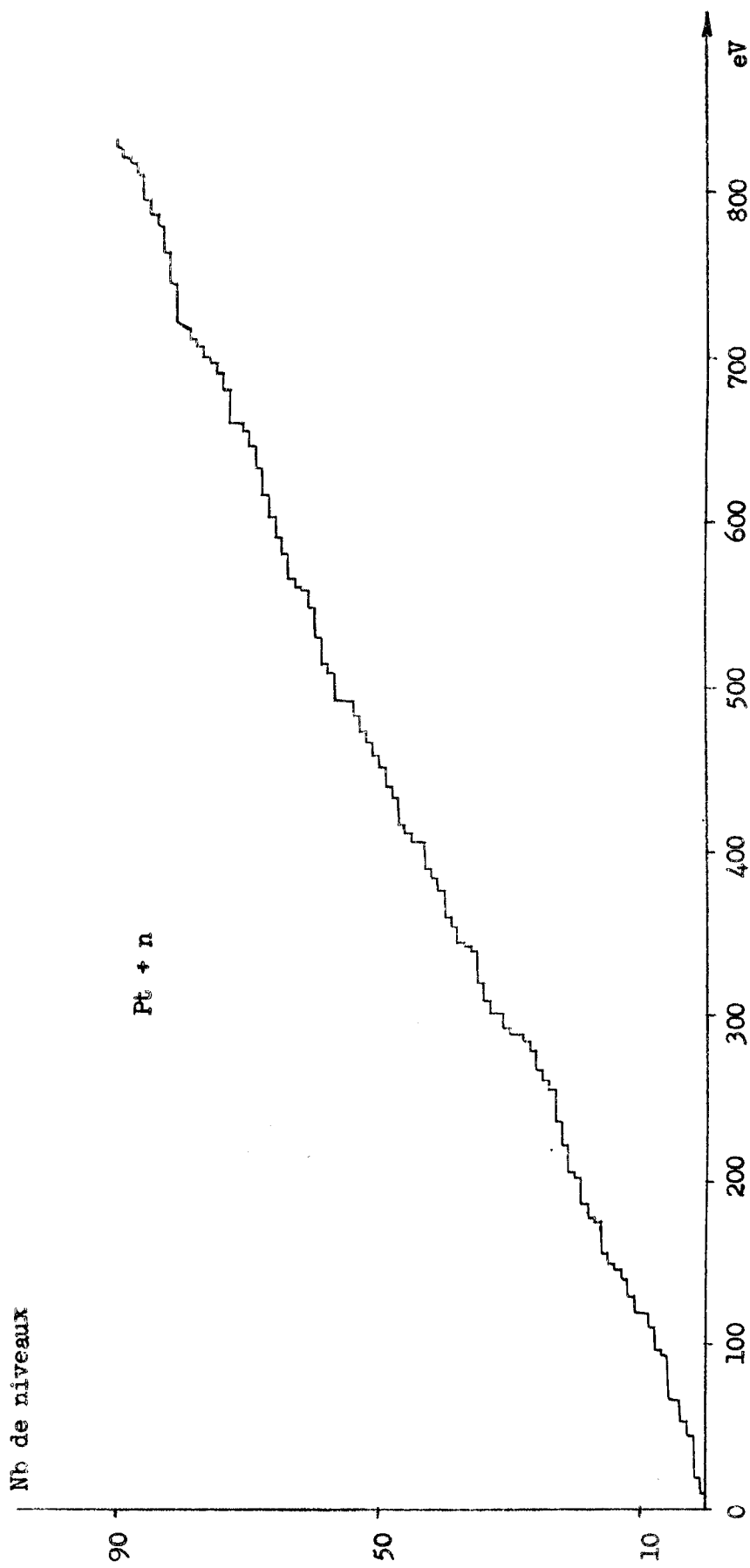


FIG. 11

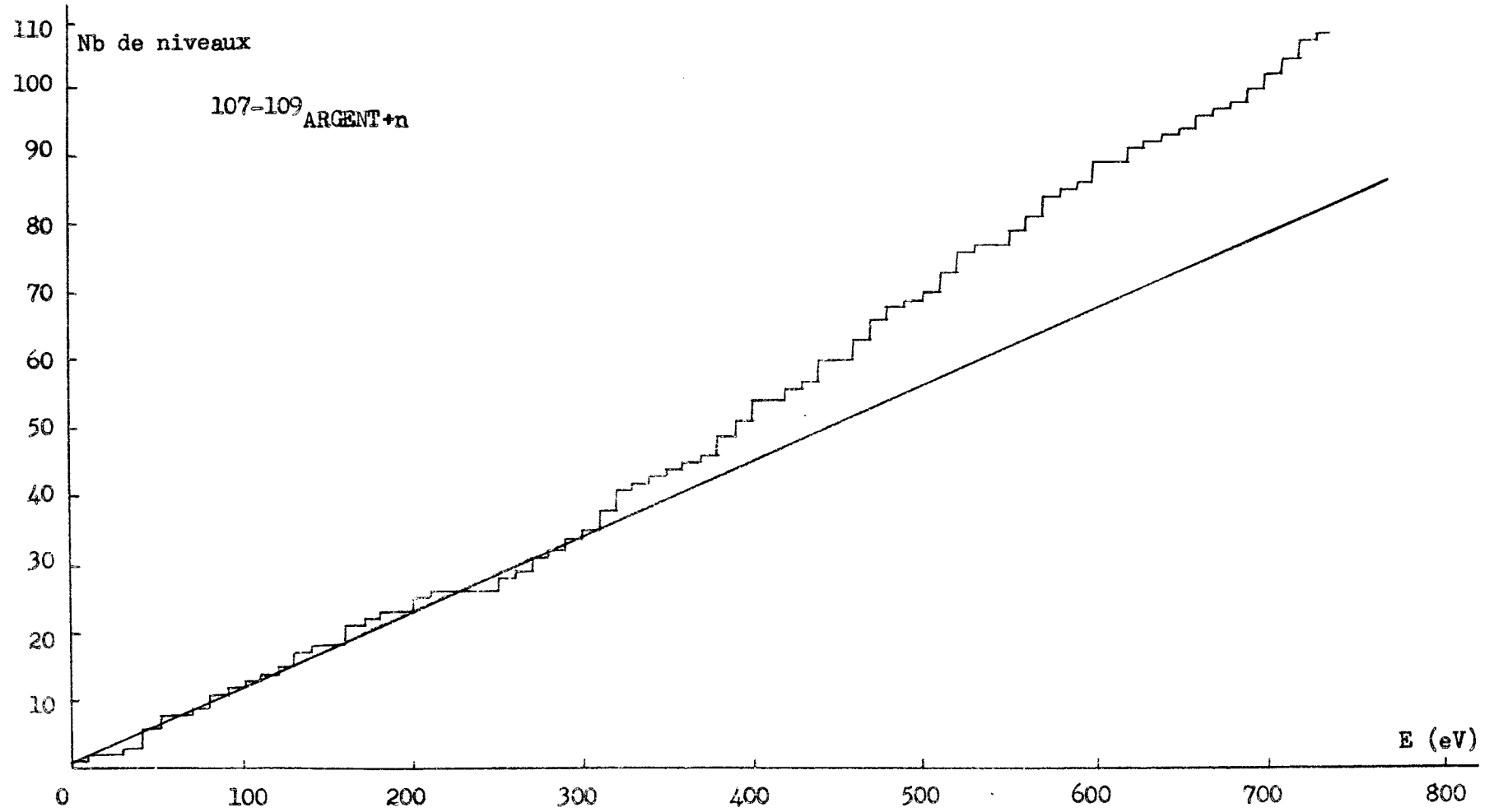


FIG. 12

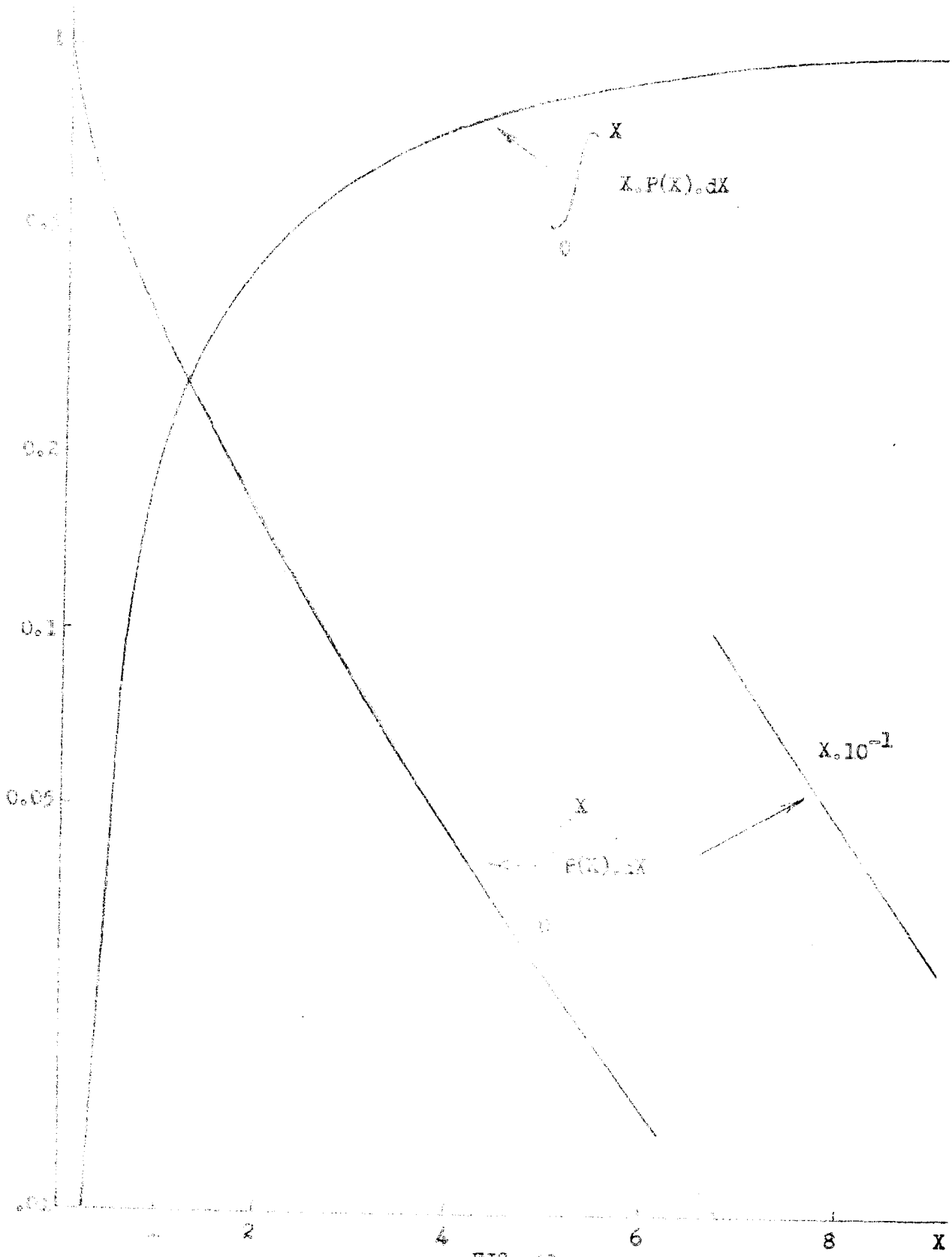


FIG. 13

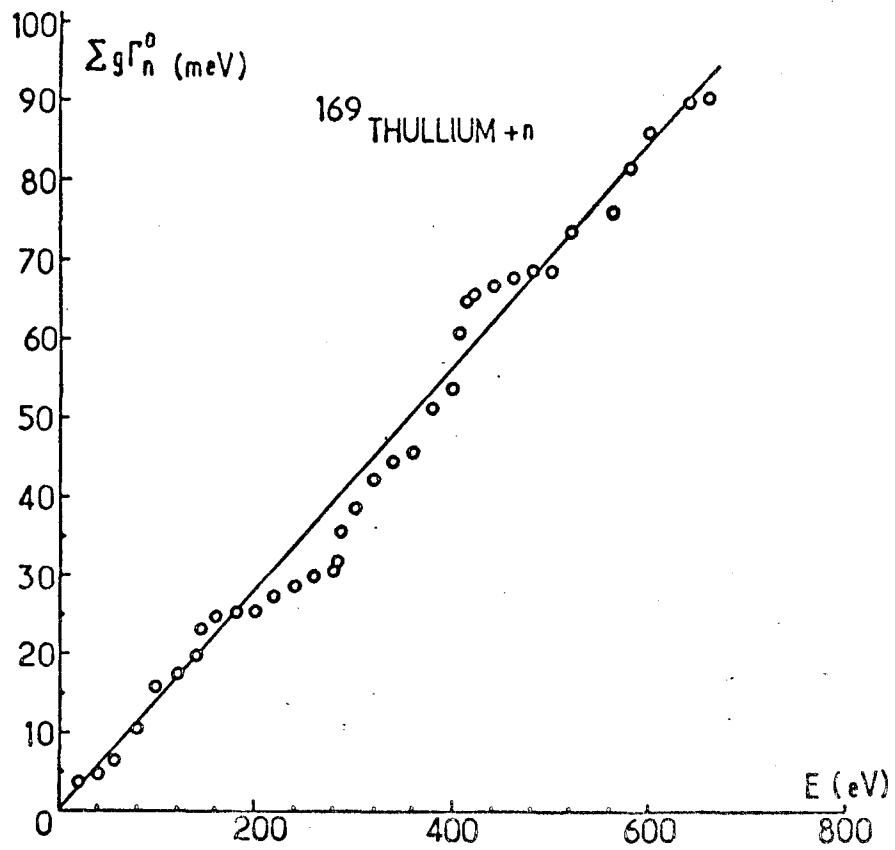


Fig. IV-13

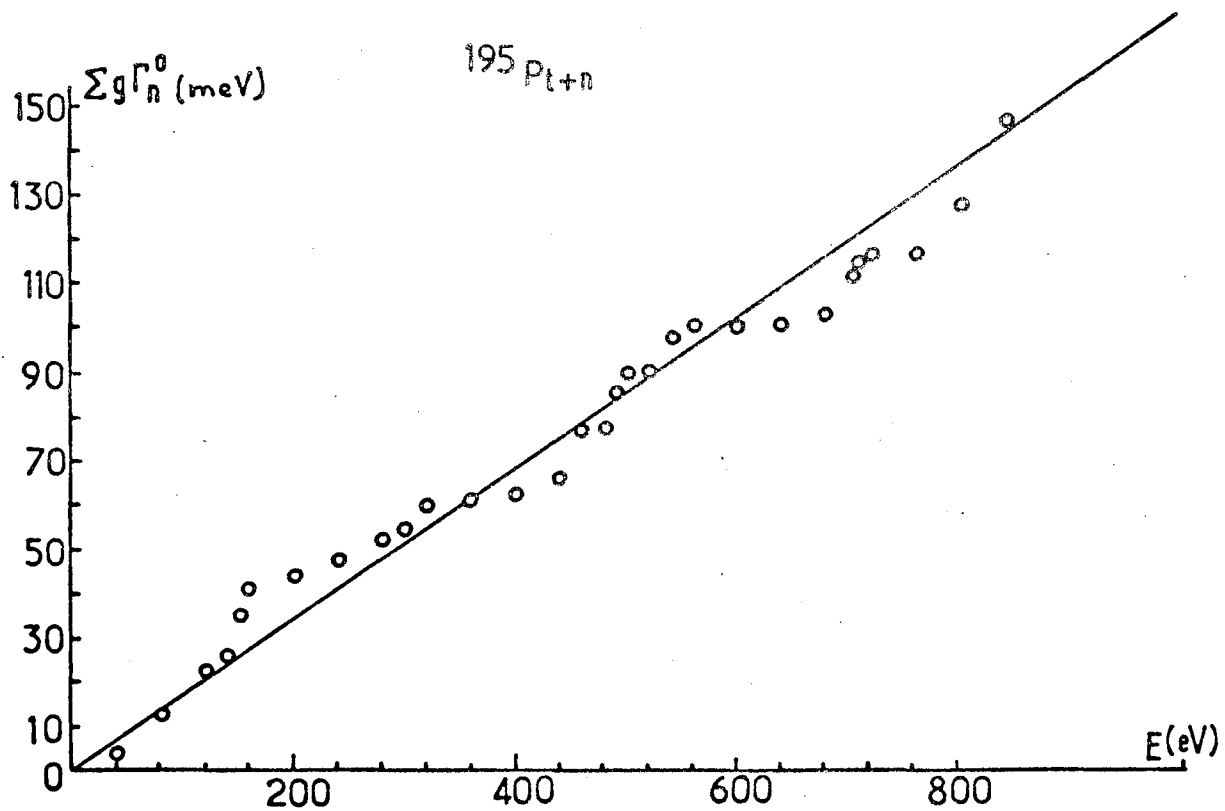


Fig : 14

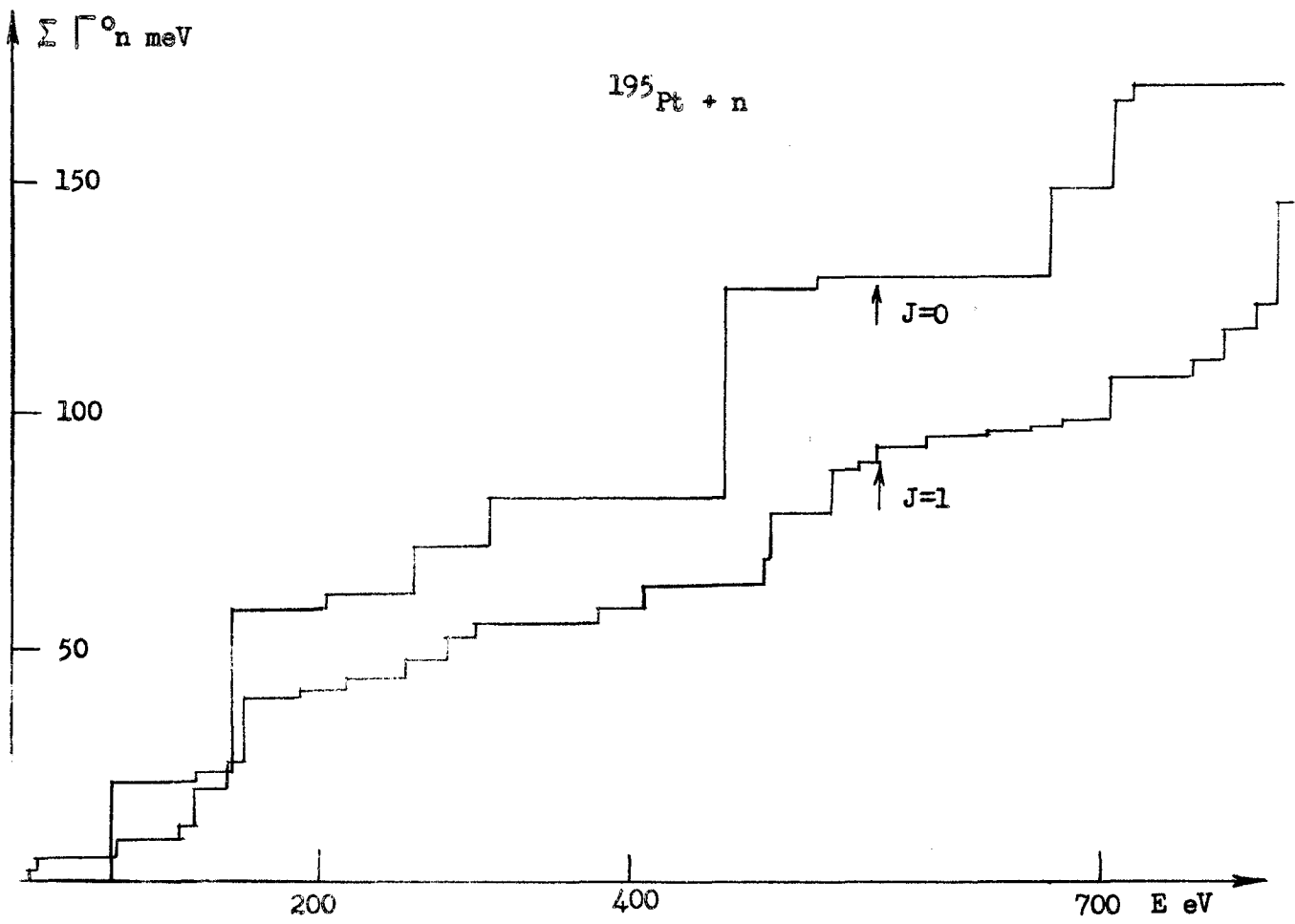
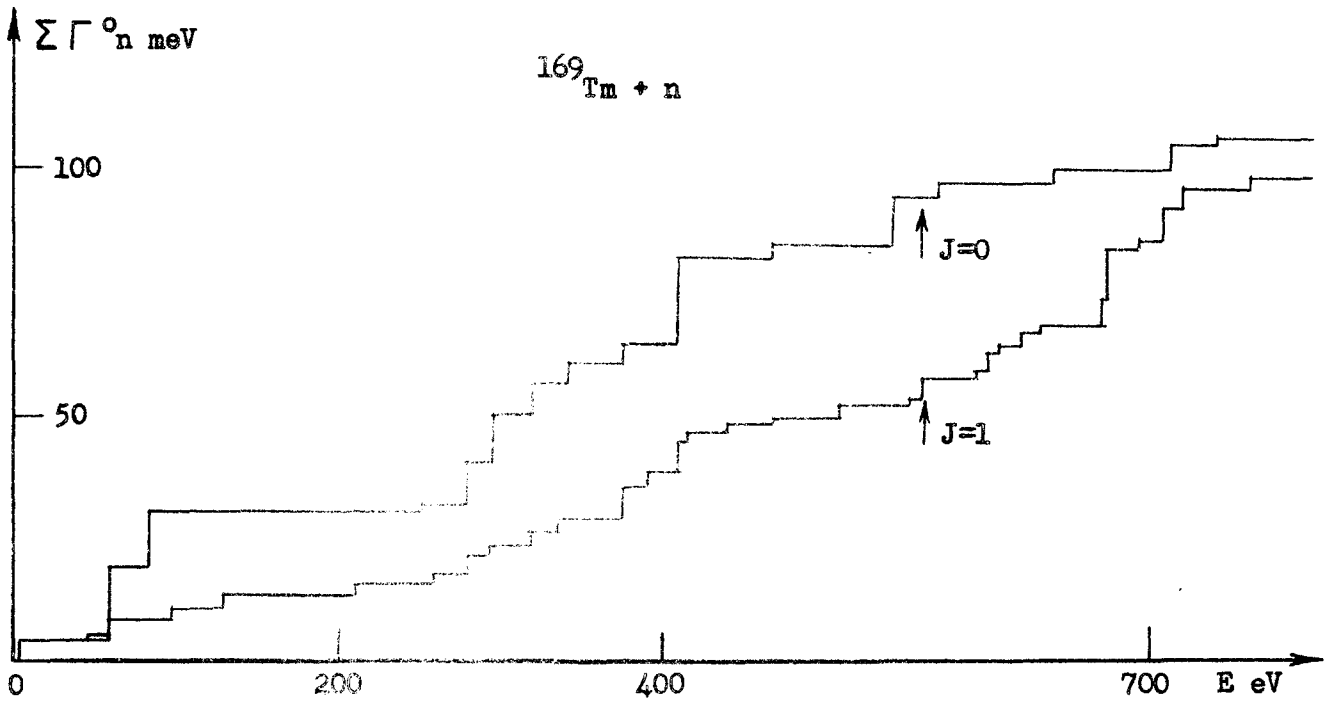
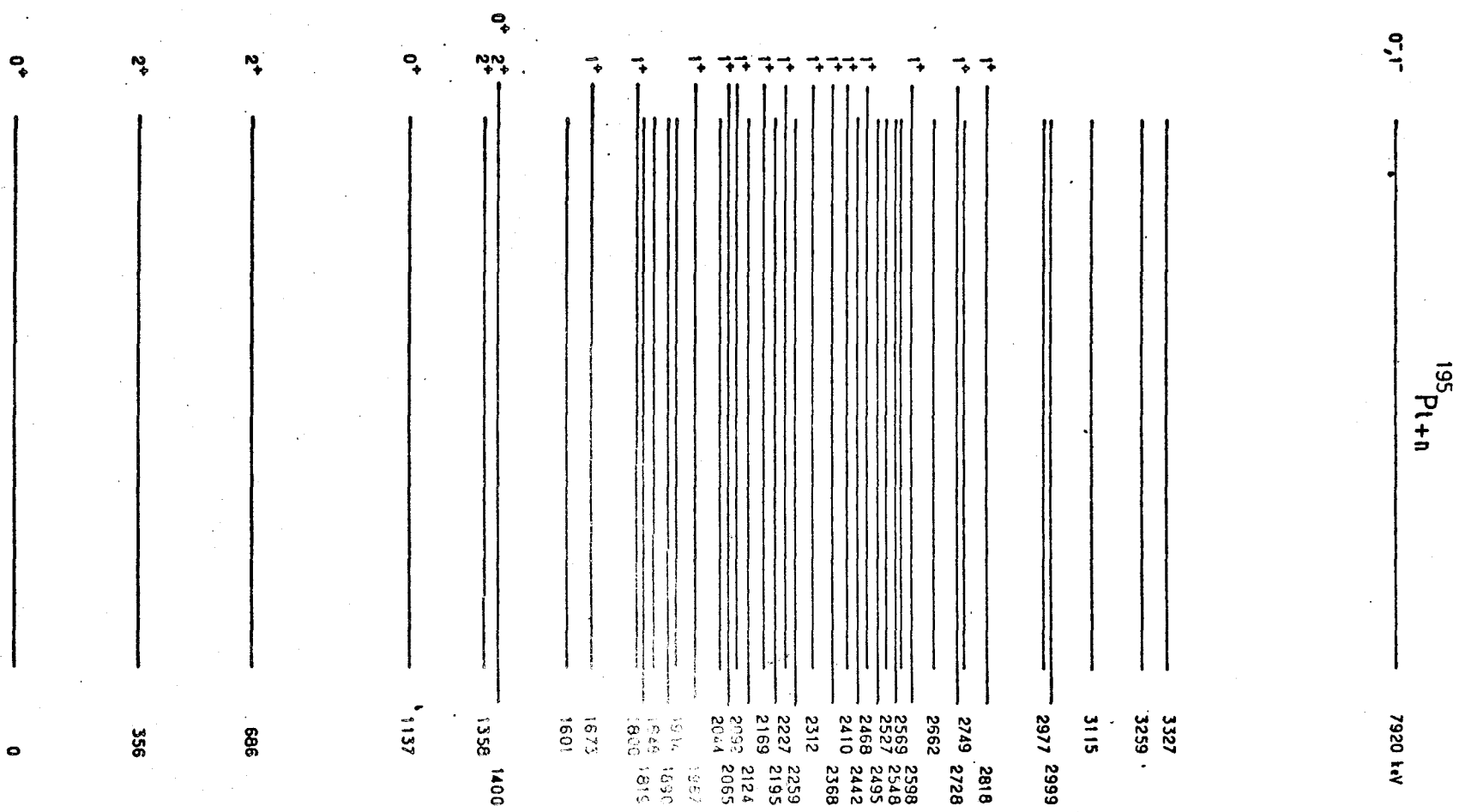


FIG. 15



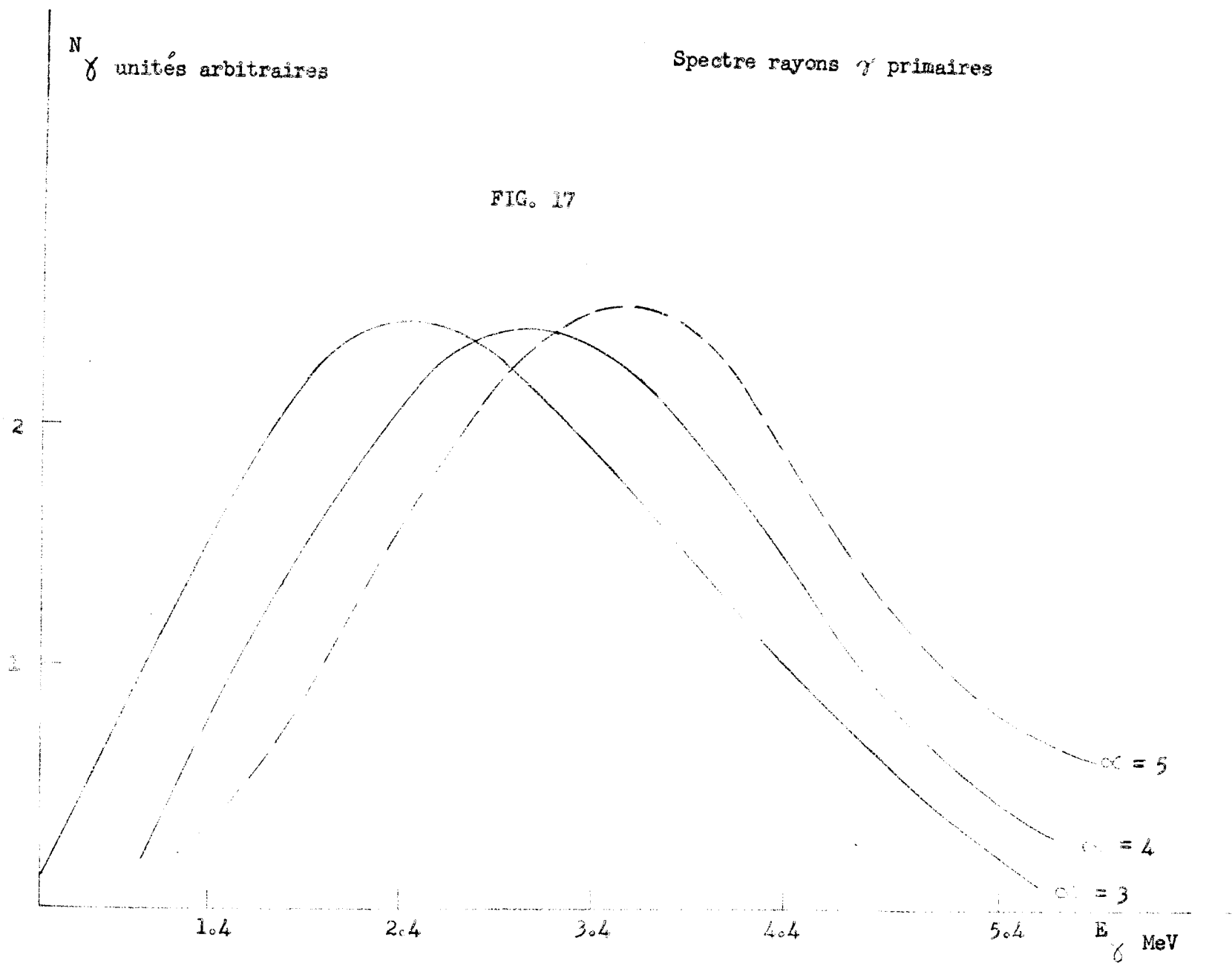
$^{196}_{78}\text{Pt}$

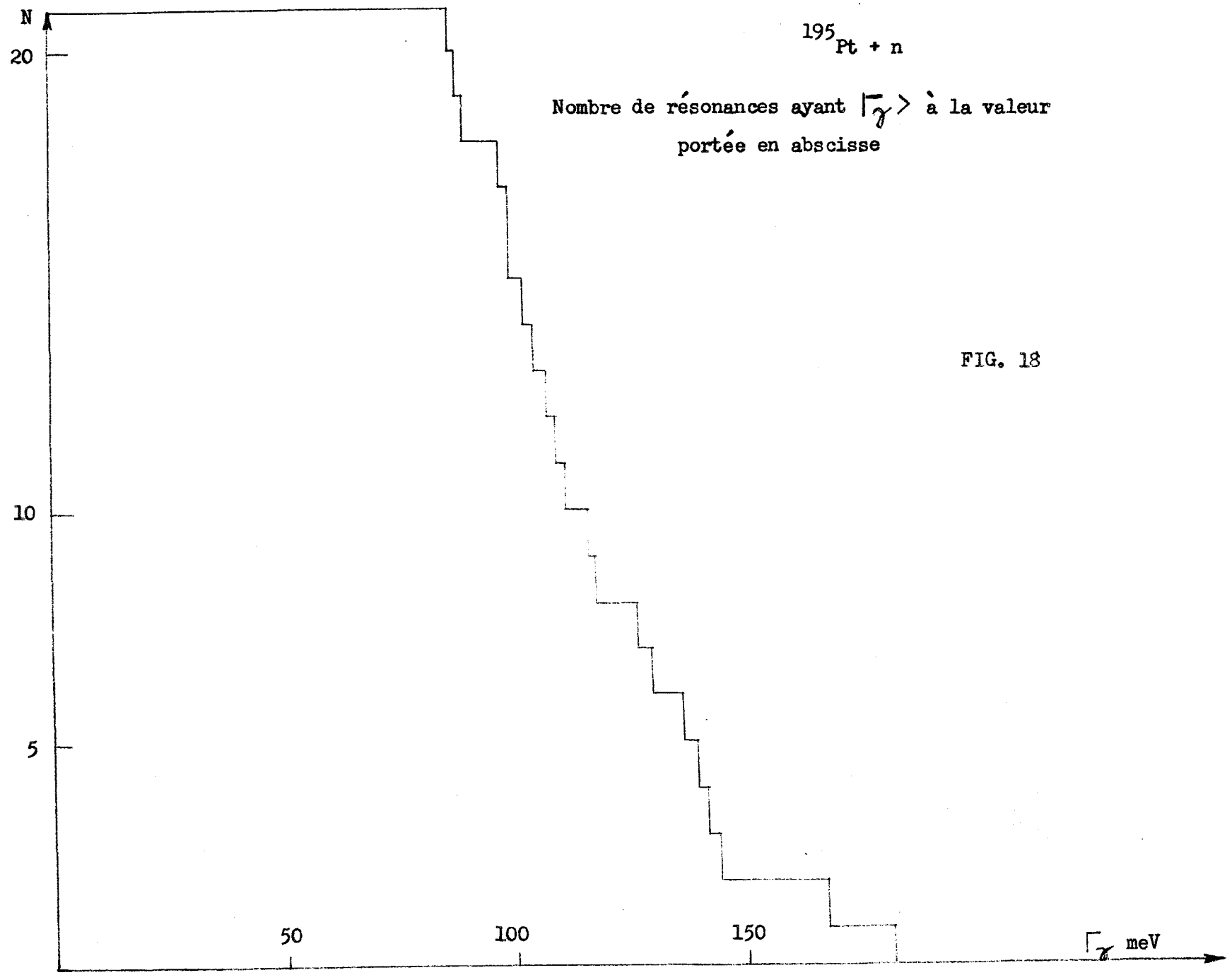
Fig: 16

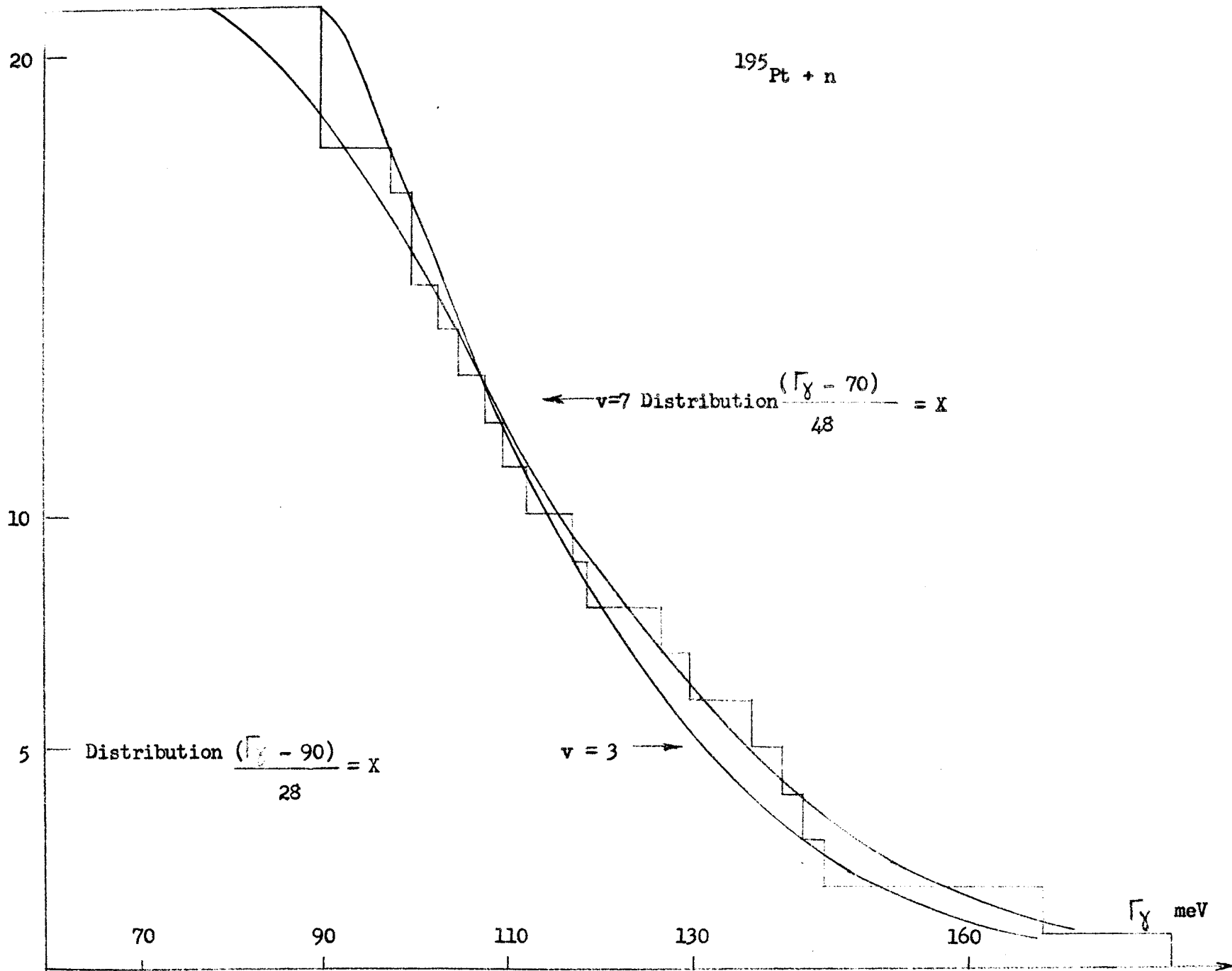
N
 γ unités arbitraires

Spectre rayons γ primaires

FIG. 17







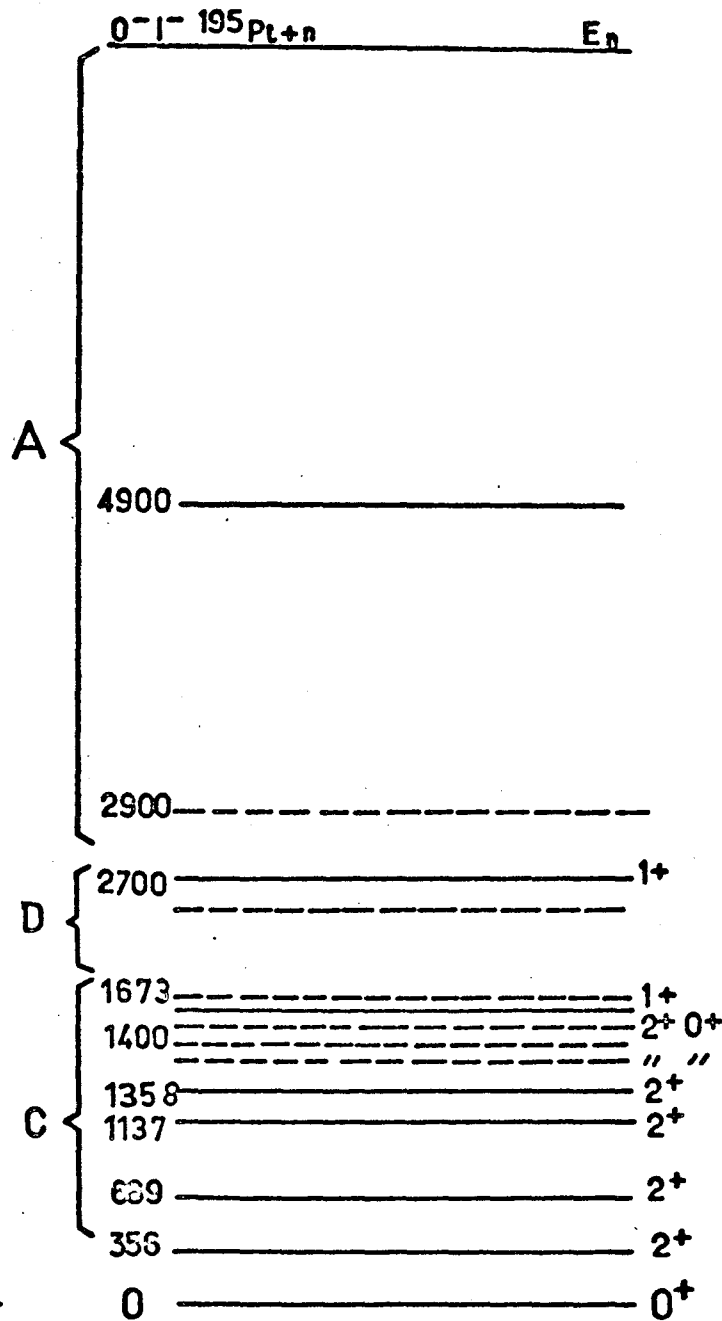
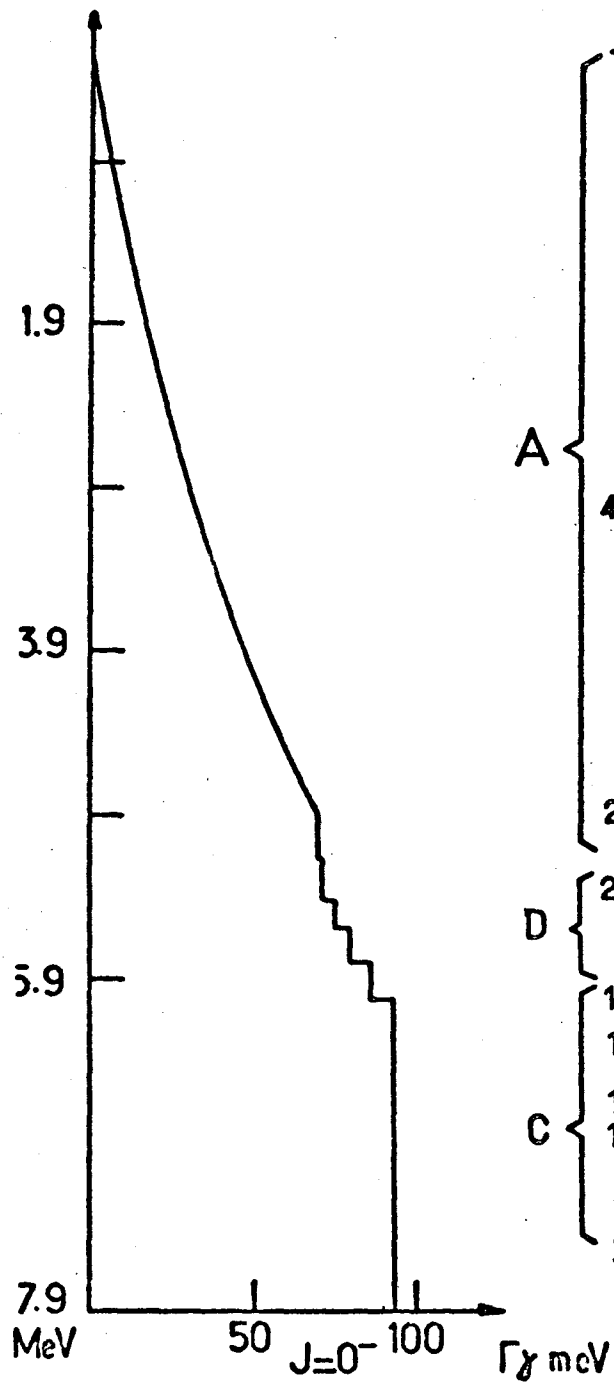
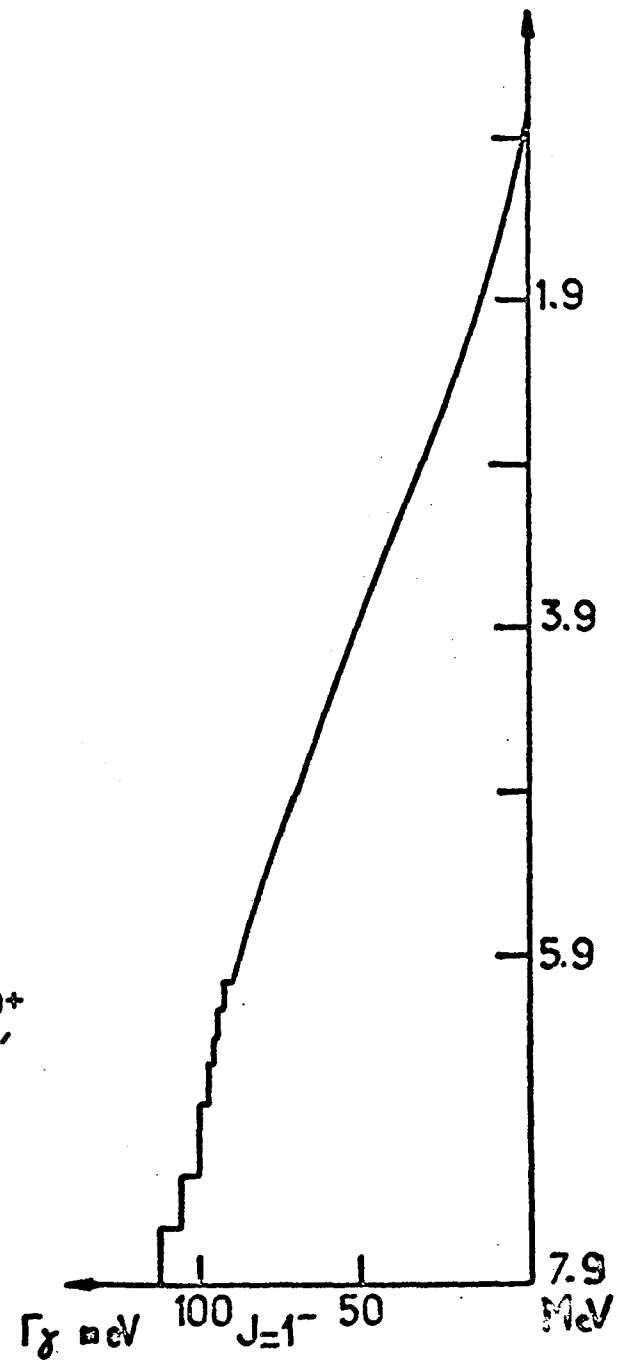


Fig. 20



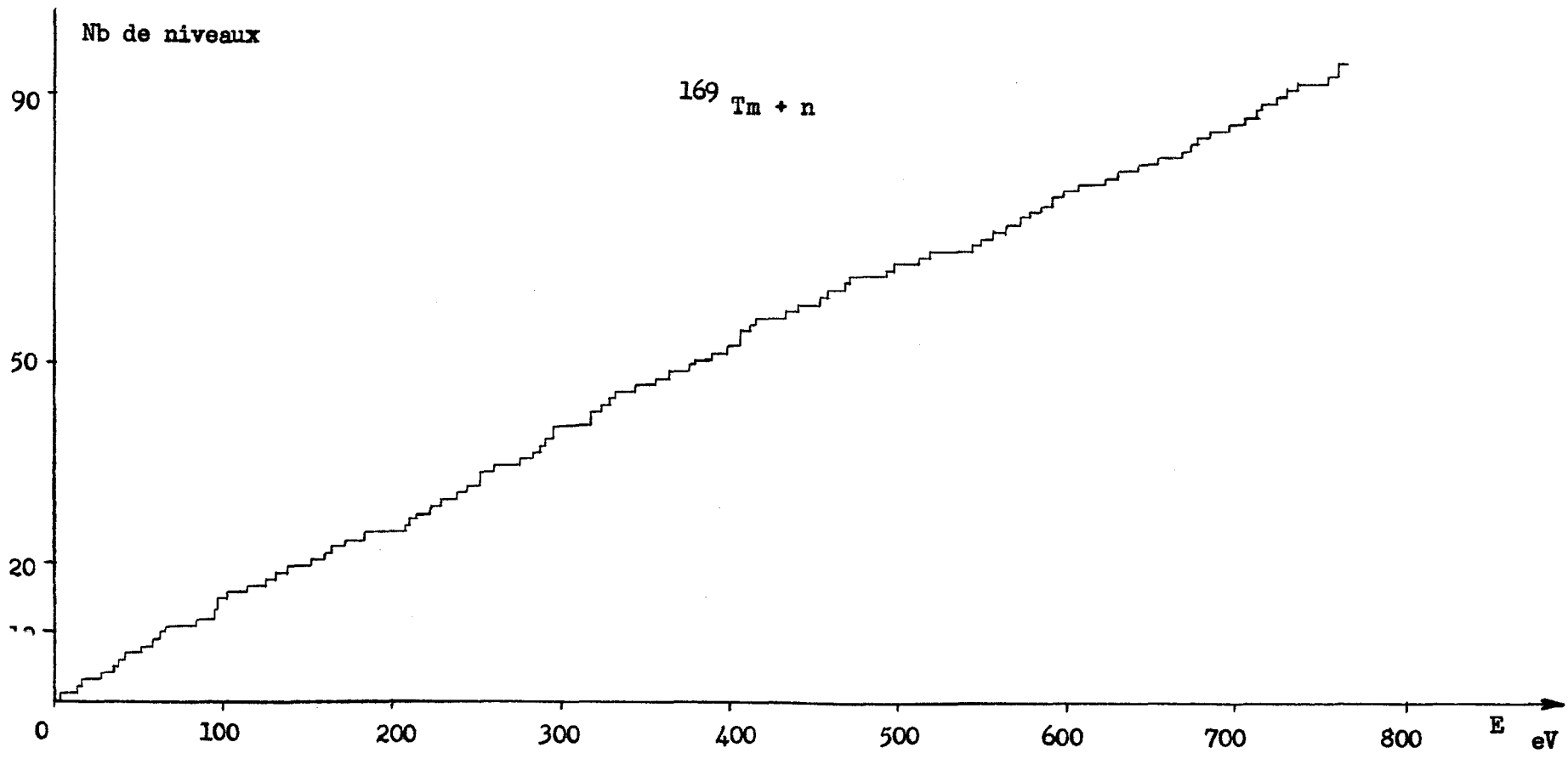


FIG. 21

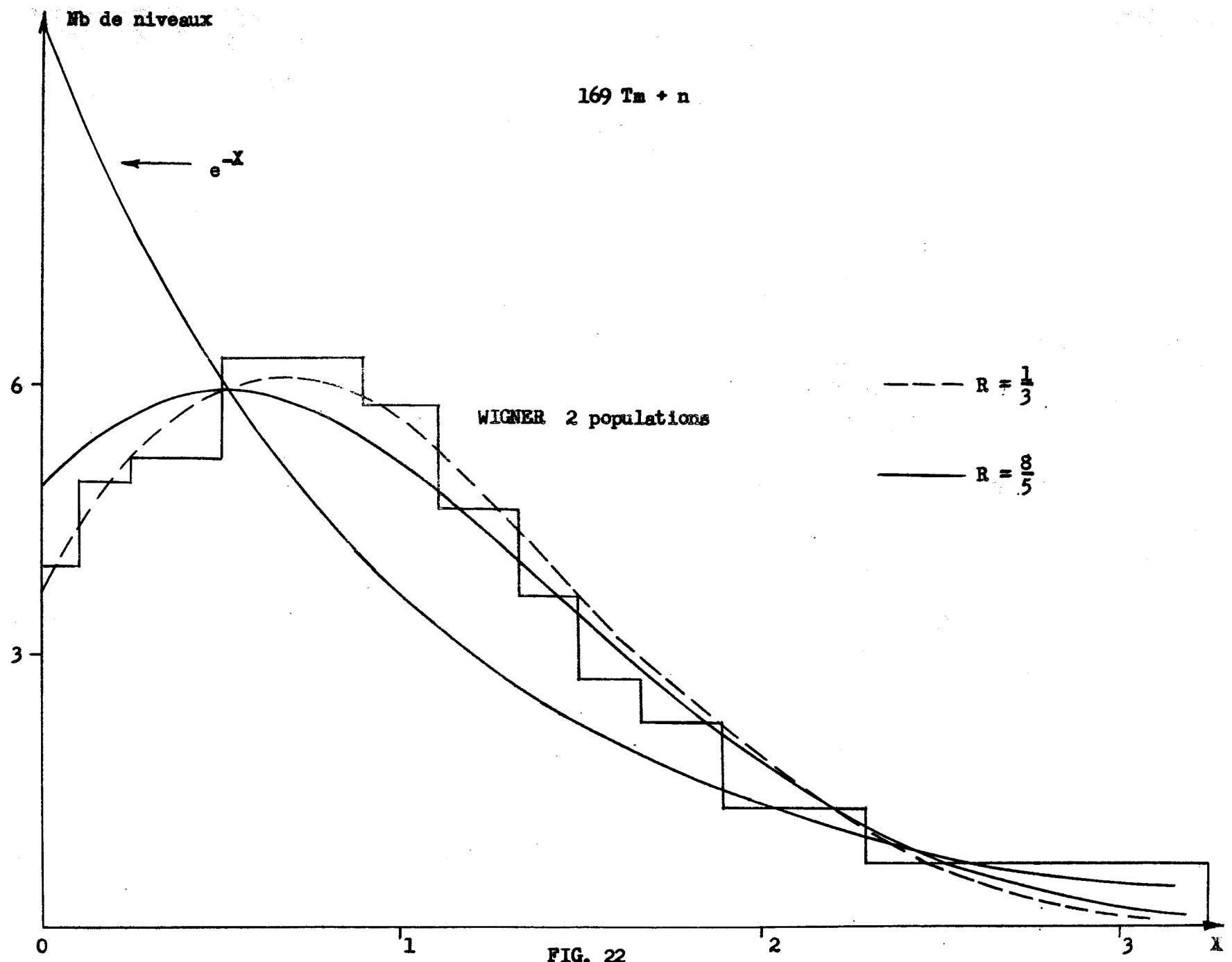


FIG. 22

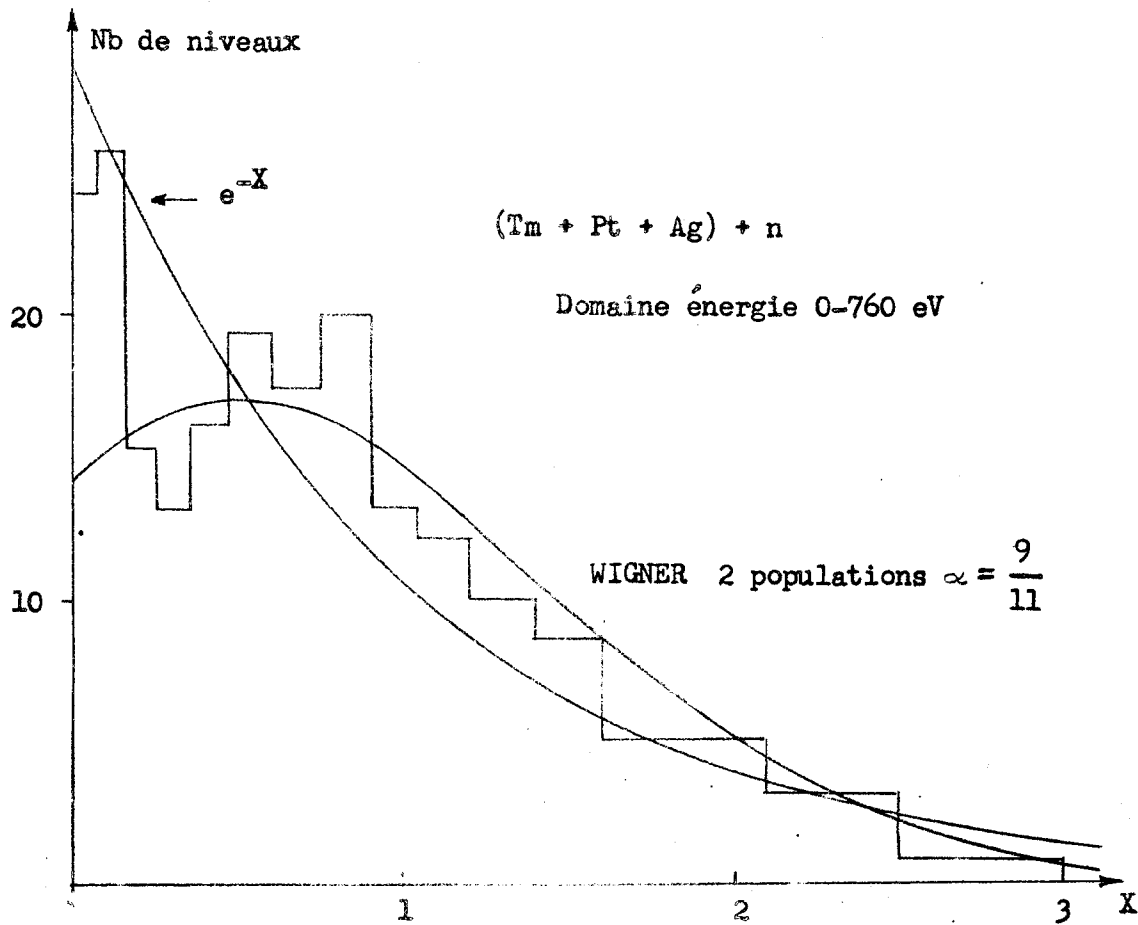
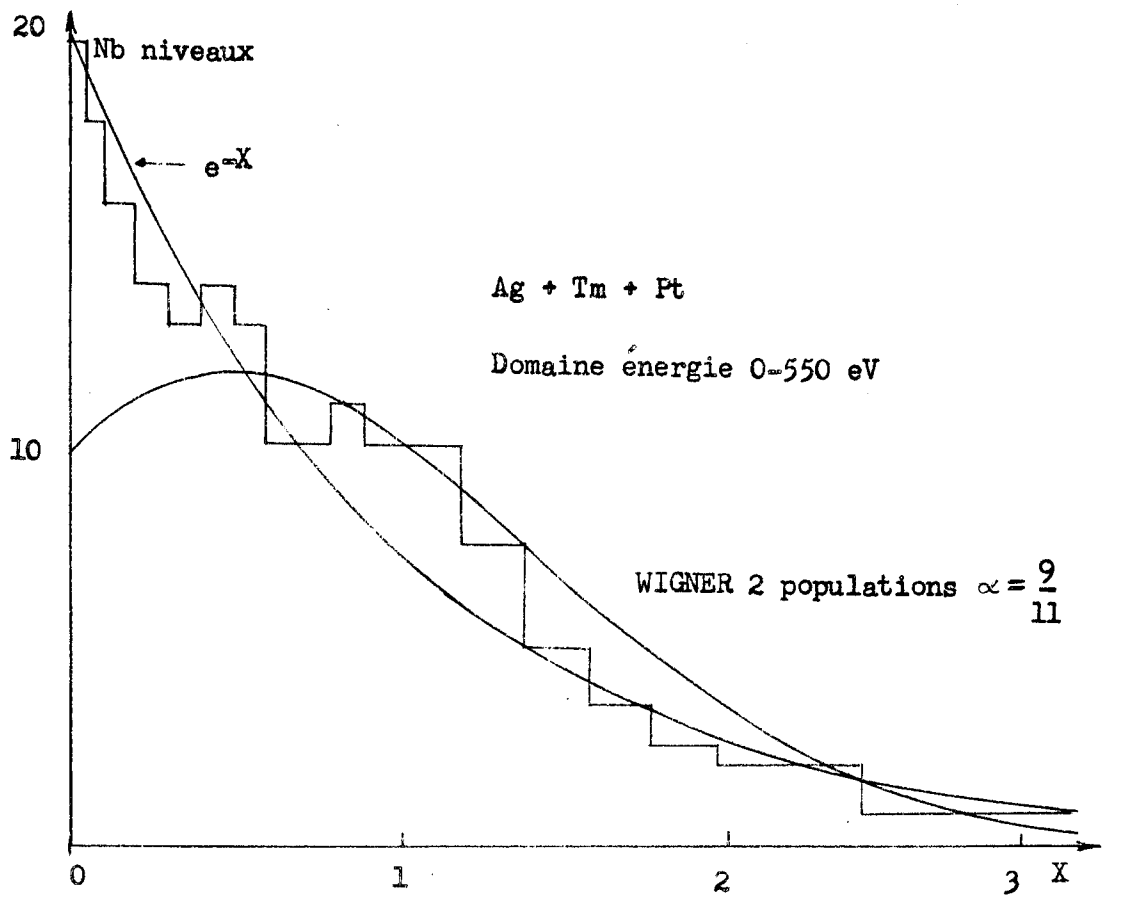


FIG. 23

REFERENCES:

1. J. Julien et al., Phys. Letters, 10 (1964) 86.
2. J. Julien et al., Nucl. Phys., 66 (1965) 433.
3. J. Julien et al., Nucl. Phys., 76 (1966) 391.
4. R. Alves, Thèse, Paris 1968.
5. R. Alves, Nucl. Phys., à paraître.
6. S. de Barros, Thèse, Paris 1966, Rapport GEA R-3077.
7. J. Julien et al., Phys. Letters, 3 (1962) 67.
8. J. Morgenstern, Thèse, Paris 1968, Rapport GEA R-3609.
9. J. Julien, Thèse Paris 1967, Rapport GEA R-3385.
10. R. Vastel, Thèse Paris 1963.
11. V. D. Huynh, Thèse Paris 1965, Rapport GEA R-2810.
12. J. Morgenstern et al., Nucl. Phys., 62 (1965) 529.
13. G. Samour et al., Nucl. Phys., 121 (1968) 65.
14. L. M. Bollinger et G. E. Thomas, Phys. Rev. Letters, 18 (1967) 1143.
15. BNL 325, second edition (1966).
16. N. J. Pattenden, Conf. on nuclear structure study with neutrons, Antwerp (1965) p. 533.
17. G. Mouradian et B. Adamchuck, Conf. on Nuclear Data for Reactors, Paris 1966, p. 79.
18. S. Blumberg, G. E. Porter, Phys. Rev., 110 (1958) 786.
19. G. E. Porter et R. G. Thomas, Phys. Rev., 104 (1956) 483.
20. J. D. Garrison, Ann. Phys., 30 (1964) 269.
21. L. M. Bollinger et al., Phys. Rev., 132 (1964) 1640.
22. G. Brezinski, Diplôme d'Etudes Supérieures, Paris 1965, non publié.
23. L. Willets, Phys. Rev. Letters, 2 (1962) 430.

24. H. Bethe, Rev. Mod. Phys., 9 (1937) 69.
25. J. Morgenstern et al., Nucl. Phys., A123 (1969) 561.
26. P. L. Chevillon, Thèse 1966, Rapport CEA R-3128.
27. J. M. Blatt, V. F. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics, 1952, p. 864.
28. P. Axel, Phys. Rev., 126 (1962) 671.
29. J. Julien, Nucl. Phys., à paraître.
30. C. Gerge, Thèse Paris, 1967, et Note CEA N-826.
31. C. E. Porter, Statistical Theories of Spectra Fluctuations et Références Associées (Academic Press 1965).

* * *