

# THESE

présentée pour obtenir le titre de

**DOCTEUR EN SCIENCES (Mention: Physique)**

**DE L'UNIVERSITE DE NICE-SOPHIA ANTIPOLIS**

par

**Antonin Aka KOUA**

---

**ETUDE DES ETATS NUCLEAIRES DES RADIONUCLEIDES  
FORMES PAR DECROISSANCE ALPHA DANS LA SERIE DU  $^{230}\text{U}$   
ET DES NIVEAUX DU  $^{245}\text{Cm}$  PEUPLES PAR DECROISSANCE  
ALPHA DU  $^{249}\text{Cf}$ .**

---

soutenue le 20 Janvier 1997 devant la commission d'examen :

Monsieur	J.P. Provost	Président
Madame	J. Genevey	} Rapporteurs
Messieurs	M. Hussonnois	
	G. Ardisson	} Examineurs
	V. Barci	

**A mon père**

**A ma mère**

**A mes frères et soeurs**

**A mes amis**

**Que ce fut duuur, duuur et duuur**

# REMERCIEMENTS

Cette thèse a été effectuée au laboratoire de Radiochimie, dirigée par Monsieur Gérard ARDISSON, Professeur à l'Université de Nice-Sophia Antipolis. Je le remercie vivement pour m'avoir accueilli dans son Laboratoire et pour avoir assumé avec beaucoup d'intérêt la responsabilité de ce travail. Je voudrais par ailleurs, lui témoigner ici l'expression de ma profonde gratitude pour l'indéfectible confiance qu'il a bien voulu m'accorder durant ces cinq années.

Je tiens à remercier Monsieur Jean-Pierre PROVOST, Professeur à l'Université de Nice-Sophia Antipolis et Directeur du Département de Physique, qui, malgré ses nombreuses responsabilités me fait l'honneur de présider ce jury.

J'ai eu le privilège de bénéficier des conseils et de profiter de la longue expérience d'un des meilleurs spécialistes de la Radiochimie en France, en la personne de Monsieur Michel HUSSONNOIS. Je lui suis gré d'avoir bien voulu également être le rapporteur de ce mémoire.

Mes remerciements vont également à l'endroit de Madame Janine GENEVEY, Chargé de Recherches à l'Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble, d'avoir accepté de rapporter sur ce travail.

Je suis très redevable à Monsieur Vittorio BARCI, Chargé de Recherches au C.N.R.S., pour les discussions fructueuses et régulières, qui m'ont été d'une grande aide dans l'interprétation de mes résultats. Je le remercie vivement d'avoir accepté de siéger à ce jury.

L'aide de Madame Claire MARSOL, Maître de Conférences à l'Université de Nice-Sophia Antipolis, m'a été d'un grand secours dans l'interprétation des mes résultats et c'est également en partie grâce à sa maîtrise de la langue de Molière, que nombre de fautes ont été évitées dans ce mémoire. Je lui adresse mes remerciements chaleureux pour sa disponibilité.

Aucun mot, que je sache en français, n'est assez fort pour traduire mon sentiment de reconnaissance envers Madame Josette DALMASSO, Maître de Conférences à l'Université de Nice-Sophia Antipolis. Je voudrais tout simplement la remercier pour l'aide précieuse qu'elle m'a apportée pendant toutes mes mesures et j'ose espérer que ces quelques années d'apprentissage à ses cotés auront fait de moi un travailleur aussi " acharné ".

Que Madame Geneviève BARCI, Maître de Conférences à l'Université de Nice-Sophia Antipolis, la spécialiste de l'électrodéposition du Laboratoire trouve ici l'expression de ma profonde reconnaissance pour son concours dans la réalisation des sources alphas.

J'ai beaucoup apprécié l'habileté de Monsieur Philippe ABELA dans le travail des dessins et celle non moins grande de Madame Marie-Louise DUPIRE en dactylographie.

Un réel plaisir m'est offert de remercier Madame Henriette MARIA, Mademoiselle Béatrice WEISS, Monsieur Ahmed HACHEM et tous les collègues Docteurs confirmés ou en devenir. Ce modeste travail n'aurait pu être mené à son terme sans leurs encouragements et leur soutien amical.

Enfin, Je remercie très chaleureusement le Professeur Lester R. MORSS pour le prêt du  $^{249}\text{Cf}$ , produit par the Transplutonium Isotope Production and Distribution Program at the Oak Ridge National Laboratory sous les auspices de the U.S. Department of Energy, Office of Basic Energy Sciences, Division of Chemical Sciences.

# SOMMAIRE

<b>Introduction</b>	1
<b>Chapitre I Rappels théoriques</b>	3
I.1 Modèles nucléaires pour les noyaux lourds	4
I.1.1 Modèle unifié de Bohr-Mottelson	4
I.1.1.1 Etats de rotation	5
I.1.1.2 Etats de vibration	7
I.1.2 Modèle de Nilsson	9
I.2 Les probabilités de transition électromagnétiques	10
I.3 La désintégration $\alpha$	11
I.3.1 Calcul des alimentations $I_\alpha$	11
I.3.2 Calcul des facteurs d'empêchement $F_\alpha$	11
I.3.2.1 Cas des noyaux pair-pairs	11
I.3.2.2 Cas des noyaux impairs	14
<b>Chapitre II Techniques expérimentales</b>	15
II.1 Préparation des sources	16
II.1.1 Les sources de la série de $^{230}\text{U}$	16
II.1.1.1 La source de $^{230}\text{U}$	20
II.1.1.2 La source de $^{226}\text{Th}$	24
II.1.1.3 La source de $^{222}\text{Ra}$	24
II.1.2 Electrodeposition de $^{249}\text{Cf}$	26
II.2 Méthodes de mesures spectrométriques	28
II.2.1 Spectrométrie alpha	28
II.2.2 Spectrométrie gamma	28
II.2.2.1 Spectromètres gammas directs	28
II.2.2.1.1 Détermination des énergies	30
II.2.2.1.2 Mesure d'efficacité et détermination	
des intensités	32

II.2.2.2	Spectromètres de coïncidences $\gamma$ - $\gamma$	32
II.2.2.2.1	La chaîne de mesure	32
II.2.2.2.2	Méthode d'analyse	35
<b>Chapitre III</b>	<b>Etude de la série artificielle du <math>^{230}\text{U}</math></b>	<b>36</b>
III.1	Travaux antérieurs	37
III.2	Niveaux du $^{226}\text{Th}$ peuplés par décroissance $\alpha$ du $^{230}\text{U}$	39
III.2.1	Mesures et résultats	39
III.2.1.1	Spectre de basse énergie	39
III.2.1.2	Spectre de moyenne énergie	39
III.2.2	Schéma de niveaux de $^{226}\text{Th}$	42
III.2.3	Discussion	48
III.3	Niveaux du $^{222}\text{Ra}$ peuplés par décroissance $\alpha$ du $^{226}\text{Th}$	54
III.3.1	Mesures et résultats	54
III.3.1.1	Spectres gammas directs	54
III.3.1.2	Mesure de la période de $^{226}\text{Th}$	54
III.3.2	Schéma de niveaux de $^{222}\text{Ra}$	58
III.3.3	Discussion	58
III.4	Niveaux du $^{218}\text{Rn}$ , $^{214}\text{Po}$ et $^{210}\text{Pb}$ peuplés par décroissance $\alpha$ de leur parent	66
III.4.1	Mesures et résultats	66
III.4.1.1	Spectres gammas directs	66
III.4.1.2	Mesure de la période de $^{222}\text{Ra}$	70
III.4.2	Schémas de niveaux de $^{218}\text{Rn}$ , $^{214}\text{Po}$ et de $^{210}\text{Pb}$	70
III.4.3	Discussion	76
III.4.3.1	Niveaux excités de $^{218}\text{Rn}$	76
III.4.3.2	Niveaux excités de $^{214}\text{Po}$	78
III.4.3.3	Niveaux excités de $^{210}\text{Pb}$	79
III.5	Conclusion	80

<b>Chapitre IV Niveaux du <math>^{245}\text{Cm}</math> peuplés par décroissance <math>\alpha</math> du <math>^{249}\text{Cf}</math></b>	81
IV.1 Introduction	82
IV.2 Travaux antérieurs	82
IV.3 Mesures et résultats	86
IV.3.1 Spectre alpha	86
IV.3.2 Spectres gammas directs	88
IV.3.2.1 Spectre de basse énergie	88
IV.3.2.2 Spectre de moyenne et haute énergie	92
IV.3.3 Produits de la fission spontanée	96
IV.3.4 Mesure de coïncidences $\gamma$ - $\gamma$	105
IV.4 Schéma de niveaux de $^{245}\text{Cm}$	109
IV.5 Discussion	114
IV.6 Conclusion	126
<b>Conclusion</b>	130
<b>Références</b>	132

# INTRODUCTION

Le travail présenté ici concerne l'étude par spectrométrie nucléaire des schémas de niveaux des éléments de la série artificielle de  $^{230}\text{U}$  et du transuranien lourd  $^{245}\text{Cm}$ . Il s'inscrit dans un programme plus large de recherches sur les actinides, développé au Laboratoire de Radiochimie depuis plus de dix ans.

Bien que la série artificielle de l'uranium 230 ( $T_{1/2} = 20,8$  j) ait été découverte depuis bientôt cinquante ans [Stu-48], les schémas de désintégration de ses produits de filiation courts sont assez mal connus puisqu'ils sont déduits de mesures spectroscopiques réalisées sur des sources de  $^{230}\text{U}$  en équilibre avec ses descendants, c'est à dire seulement séparé de son parent  $^{230}\text{Pa}$  ( $T_{1/2} = 17,4$  j). L'amélioration des données spectroscopiques impliquait donc d'une part la mise en œuvre de séparations radiochimiques sophistiquées et d'autre part l'utilisation d'une électronique et de détecteurs performants, dans des conditions de géométrie et de durée optimales.

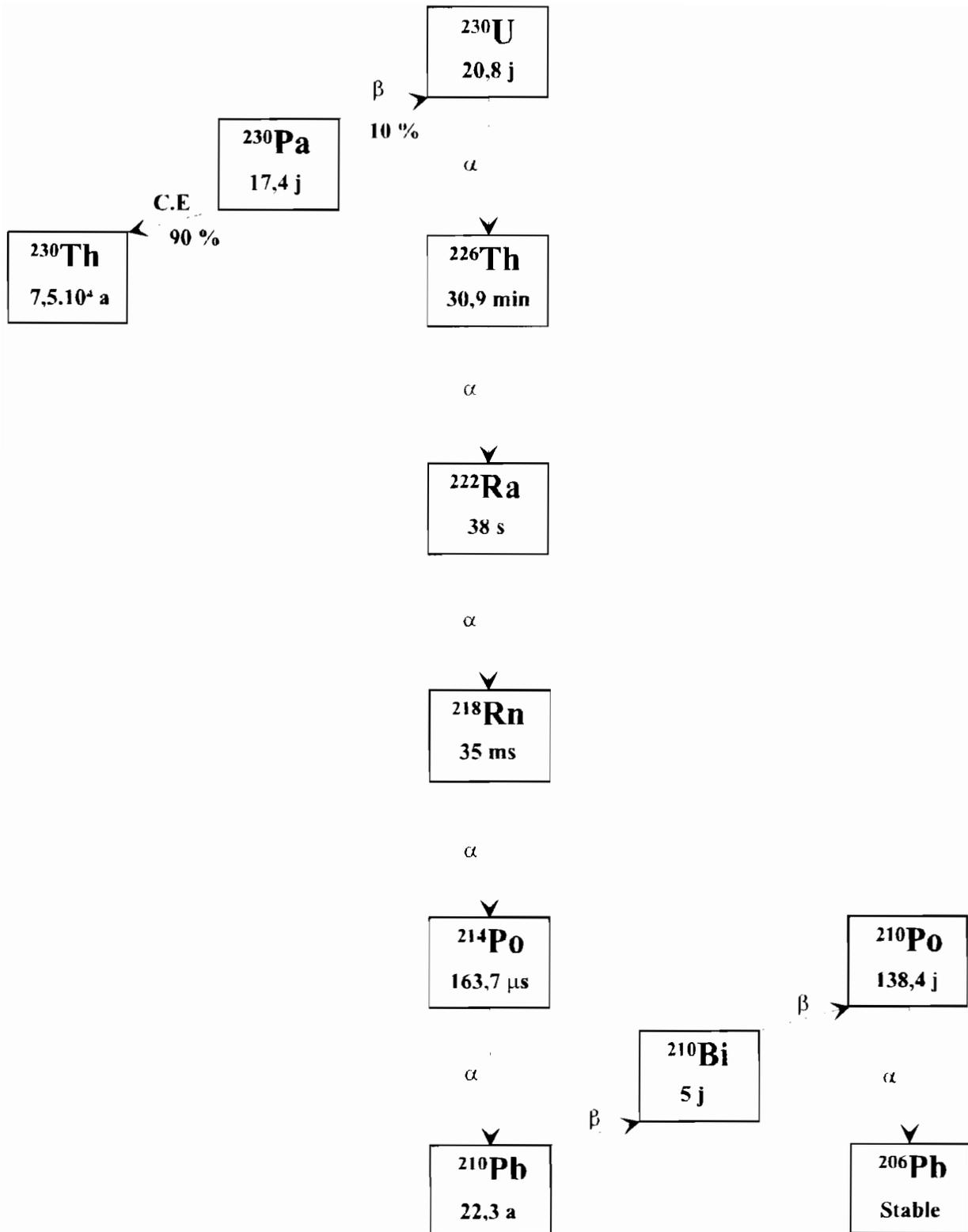
Par ailleurs, l'étude des schémas de niveaux déduits des mesures spectroscopiques est celle d'une séquence de noyaux lourds dont la déformation s'atténue jusqu'à l'absence pour le noyau semi-magique  $^{210}\text{Pb}$ .

L'intérêt porté à l'étude de la structure de  $^{245}\text{Cm}$  est inhérent au manque de données par spectrométrie  $\gamma$  concernant les niveaux, nombreux et faiblement peuplés entre 0,7 et 1,1 MeV, et à l'ambiguïté résiduelle dans l'identification des raies  $\gamma$  puisque la fission spontanée ( $5,7 \cdot 10^{-7} \%$ ) est également présente dans la désintégration de  $^{249}\text{Cf}$  ( $T_{1/2} = 351$  a).

Dans le premier chapitre de ce mémoire, nous rappelons dans leurs grandes lignes les modèles théoriques de description des noyaux déformés et des noyaux sphériques.

Le chapitre II expose les moyens classiques utilisés pour la détection des rayonnements  $\alpha$  et  $\gamma$  ainsi que les méthodes de séparations radiochimiques mises en œuvre dans la première étude.

Les résultats expérimentaux issus des mesures spectrométriques relatives aux éléments de la famille de l'uranium 230 et de  $^{249}\text{Cf}$  sont regroupés dans les chapitre III et IV. Les schémas de niveaux associés aux différents isotopes étudiés sont ensuite discutés et interprétés à la lumière des prévisions théoriques.



Série artificielle de l'uranium 230.

Chapitre I

---

RAPPELS THEORIQUES

---

# I1 Modèles nucléaires pour les noyaux lourds

Le noyau est un système de  $Z$  protons et de  $A-Z$  neutrons soumis à leurs interactions mutuelles. Même si les forces s'exerçant entre eux étaient connues de manière exacte, il n'est cependant pas possible de résoudre directement le problème de mécanique quantique à  $A$  corps. Divers modèles ont donc été développés afin de décrire certaines propriétés des noyaux, selon la région des nombres de masse ou selon des nombres particuliers de nucléons.

## I.1.1 Modèle unifié de Bohr et Mottelson

Ce modèle [Boh-75] considère que le noyau est formé d'une part d'un cœur, constitué par les nucléons des couches et sous-couches complètes, d'autre part d'extra-nucléons. L'interaction entre le cœur, supposé analogue à une goutte liquide et les extra-nucléons tend à déformer le noyau, qui prend alors une forme ellipsoïdale à symétrie axiale.

Si l'on introduit une coordonnée  $\theta$  décrivant un certain degré de liberté " collectif " du noyau, et un système de  $3A - 1$  coordonnées internes  $\eta_\alpha$  décrivant la structure intrinsèque, l'hamiltonien total du système en fonction des nouvelles coordonnées s'écrit:

$$H(x_1, y_1, z_1) = H_{\text{coll}}(\theta) + H_{\text{int}}(\eta_\alpha) + H_{\text{coupl}}(\theta, \eta_\alpha) \quad (\text{I.1})$$

où  $H_{\text{coupl}}$  représente le couplage entre les mouvements collectifs (rotation et vibration) et les états individuels. Selon son importance relative, on pourra considérer les deux cas de couplage fort ou faible. Cependant, il sera négligé si les deux premiers termes rendent déjà compte des propriétés essentielles du noyau.

Si les fréquences du mouvement collectif associées aux variables  $\theta$  sont petites par rapport à celles du mouvement intrinsèque associées aux  $\eta_\alpha$ , l'approximation de Born-Oppenheimer suppose que le noyau tourne si lentement que chaque nucléon peut suivre le mouvement d'ensemble de manière adiabatique. Cette condition d'adiabacité s'exprime par la relation :

$$\omega_{\text{coll}}(\theta) \ll \omega_{\text{int}}(\eta_\alpha) \quad (\text{I.2})$$

Les mouvements nucléaires peuvent alors être séparés en deux modes indépendants; le mouvement collectif et le mouvement intrinsèque.

Le mouvement intrinsèque est décrit par l'équation

$$\left[ H_{\text{int}}(\eta_\alpha) + H_{\text{coupl}}(\theta, \eta_\alpha) \right] \chi(\eta_\alpha) = e(\theta) \chi(\eta_\alpha), \quad (\text{I.3})$$

où les valeurs propres  $e(\theta)$  dépendent des valeurs particulières de  $\theta$ ; elles peuvent alors être considérées comme une " énergie potentielle " additionnelle qui affecte le mouvement collectif selon l'équation:

$$\left[ H_{\text{coll}}(\theta) + e(\theta) \right] \phi(\theta) = E \phi(\theta). \quad (\text{I.4})$$

$E$  est l'énergie totale du système dans un état caractérisé par la fonction d'onde intrinsèque  $\chi$ , affecté par un mouvement adiabatique lent décrit par  $\phi(\theta)$ . La fonction d'onde totale est le produit des fonctions d'onde intrinsèque et collective:

$$\psi = \chi(\eta_\alpha) \phi(\theta) \quad (\text{I.5})$$

#### I.1.1.1 Etats de rotation

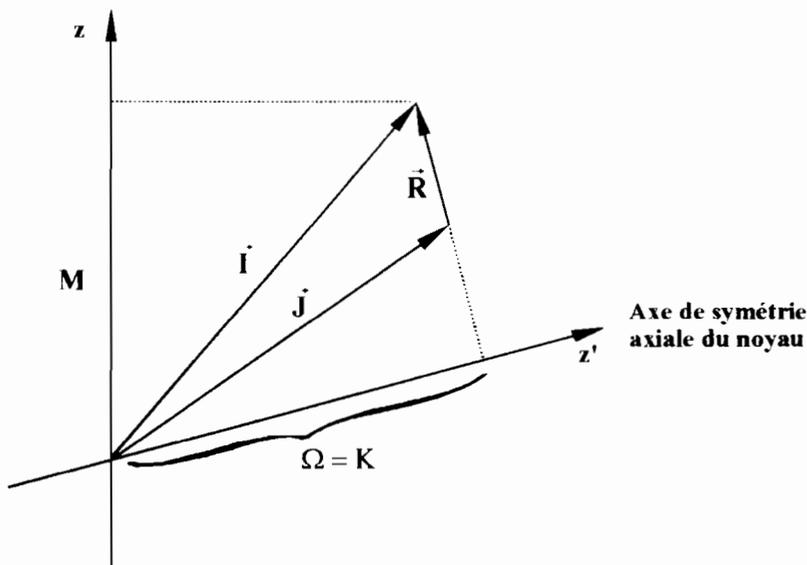
Si l'on se limite uniquement aux mouvements de rotation, l'hamiltonien collectif devient:

$$H'_{\text{coll}} = T_{\text{rot}} = \sum_{k'=1}^3 \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}_{k'}} R_{k'}^2 \quad (\text{I.6})$$

Le moment cinétique total  $\mathbf{I}$  du système est égal à la somme des moments cinétiques intrinsèque  $\mathbf{J}$  et de rotation  $\mathbf{R}$ ; et l'on a:

$$\mathbf{I} = \mathbf{R} + \mathbf{J} \quad (\text{I.7})$$

**Axe de référence  
du laboratoire**



La condition de symétrie axiale requiert :

$$\mathfrak{I}_x = \mathfrak{I}_y = \mathfrak{I} \quad \text{et} \quad \mathfrak{I}_z = \mathfrak{I}_0, \quad (1.8)$$

on obtient pour l'hamiltonien total

$$H = H_{\text{int}} + H_{\text{BM}} + H_{\text{RPC}}, \quad (1.9)$$

avec:

$$H_{\text{int}} = H_{\text{int}} + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} \mathbf{J}^2, \quad (1.10)$$

$$H_{\text{BM}} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} (\mathbf{I}^2 - 2I_z J_z) + \left( \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}_0} - \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} \right) (I_z - J_z)^2, \quad (1.11)$$

$$H_{\text{RPC}} = H_{\text{coupl}} + H_{\text{Coriolis}}, \quad (1.12)$$

$$H_{\text{Coriolis}} = -\frac{\hbar^2}{2J} (\mathbf{I} \cdot \mathbf{J} \pm \mathbf{J} \cdot \mathbf{I}) \quad \text{où} \quad \mathbf{I} = I_x + iI_y \quad \text{et} \quad \mathbf{J} = J_x \pm iJ_y. \quad (1.13)$$

$H_{\text{RPC}}$  peut être négligé en première approximation,  $H_{\text{coupl}}$  étant supposé petit pour les basses énergies et  $H_{\text{Coriolis}}$  ne constituant qu'une faible perturbation du reste de l'hamiltonien aux bas spins.

La fonction d'onde la plus générale, en considérant les symétries du potentiel, est:

$$\psi(\text{IKM}) = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \left[ D_{\text{MK}}^I(\theta_k) \chi_k(q) + (-1)^{I+J} D_{\text{M}^{-k}\text{K}}^I(\theta_k) \chi_{-k}(q) \right] \quad (1.14)$$

où la fonction de rotation  $D_{\text{MK}}^I$  est définie par:

$$D_{\text{MK}}^I = \langle \text{IM} | \exp(-i\theta_1 I_z) \exp(-i\theta_2 I_y) \exp(-i\theta_3 I_x) | \text{IK} \rangle \quad (1.15)$$

et  $\theta_1, \theta_2, \theta_3$  sont les angles d'Euler définissant l'orientation d'un potentiel nucléaire fixe par rapport au noyau. Les valeurs propres de l'hamiltonien, en tenant compte de la correction de Coriolis au premier ordre sont:

$$E(\text{IMK}) = E(\mathbf{K}) + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} \left[ I(I+1) + a(-1)^{I+1/2} \left(1 + \frac{1}{2}\right) \delta\left(\mathbf{K}, \frac{1}{2}\right) \right], \quad (1.16)$$

où pour  $\mathbf{K} > 0$

$$I = \mathbf{K}, \mathbf{K}+1, \mathbf{K}+2, \dots$$

et pour  $\mathbf{K} = 0$

$$I = 0^-, 2^-, 4^-, \dots \quad (\mathbf{K}^\pi = 0^+)$$

$$I = 1^-, 3^-, 5^-, \dots \quad (\mathbf{K}^\pi = 0^-).$$

Pour chaque  $\mathbf{K}$ , on a une bande avec différentes valeurs de  $I$ . Les trois paramètres  $E(\mathbf{K})$ ,  $\mathbf{A} = \hbar^2 / 2\mathfrak{I}$  et  $\mathbf{a}$  (constante de découplage) peuvent être déterminés à partir de l'énergie des premiers niveaux excités de la bande considérée.

### I.1.1.2 Etats de vibration

Les noyaux magiques et ceux possédant peu de nucléons en dehors des couches fermées sont sphériques à l'équilibre. Les excitations collectives les plus simples de tels systèmes se traduisent par de petites oscillations autour de la forme d'équilibre. La forme instantanée de la surface, assimilée dans un modèle simple à une goutte liquide incompressible, peut être décrite en termes d'harmoniques sphériques:

$$R(\theta', \phi') = R_0 \left[ 1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\mu}^{\lambda}(\theta', \phi') \right], \quad (I.17)$$

Pour des vibrations d'amplitude suffisamment faible, l'hamiltonien est:

$$H_{\text{vib}} = \sum_{\lambda\mu} \left[ \frac{1}{2} B_{\lambda} |\dot{\alpha}_{\lambda\mu}|^2 + \frac{1}{2} C_{\lambda} |\alpha_{\lambda\mu}|^2 \right]. \quad (I.18)$$

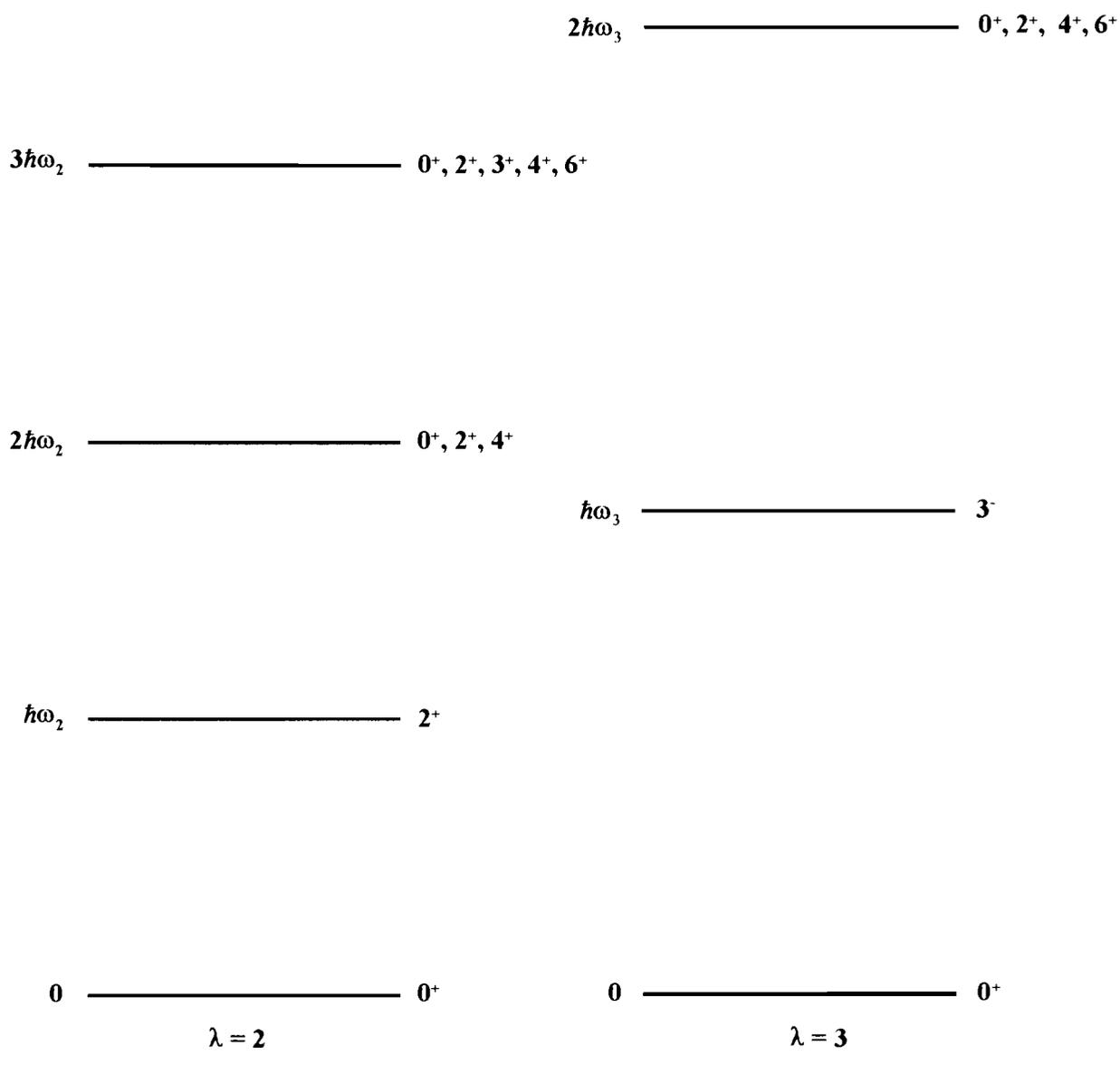
Les fréquences des oscillations harmoniques sont  $\omega_{\lambda} = \sqrt{C_{\lambda}/B_{\lambda}}$  et le spectre d'énergie est déterminé par la relation

$$E_{\lambda}^{(n)} = \left( n_{\lambda} + \frac{2\lambda + 1}{2} \right) \hbar \omega_{\lambda}. \quad (I.19)$$

Les états vibrationnels correspondant sont caractérisés par le nombre  $n_{\lambda}$  de quanta de vibration ou phonons, eux-mêmes caractérisés par le moment angulaire  $l = \lambda$ , la parité  $\pi = (-1)^{\lambda}$ , les paramètres de masse  $B_{\lambda}$  et de force  $C_{\lambda}$ . Ces excitations sont de type dipolaire, octupolaire et quadrupolaire.

Le premier état excité des noyaux pair-pairs sphériques est généralement un état  $2^{-}$ ; il correspond à des vibrations quadrupolaires associées à un phonon d'énergie  $\hbar\omega_2$ . Dans le cas idéal, leur deuxième état excité est un triplet dégénéré ( $0^{+}, 2^{+}, 4^{+}$ ), issu du couplage de deux phonons quadrupolaires identiques et attendu à une énergie  $2\hbar\omega_2$ . L'état à trois phonons quadrupolaires est un quintuplet ( $0^{+}, 2^{-}, 3^{-}, 4^{-}, 6^{-}$ ), etc.

Un état à un phonon d'octupôle ( $n_{\lambda=3} = 1$ ) a une énergie  $\hbar\omega_3$  et  $I^{\pi} = 3^{-}$ ; les états à deux phonons ( $n_{\lambda=3} = 2$ ) sont caractérisés par l'énergie  $2\hbar\omega_3$  et  $I^{\pi} = 0^{+}, 2^{+}, 4^{+}, 6^{+}$ , etc. La figure I.1 montre les spectres typiques de vibrations quadrupolaire ( $\lambda = 2$ ) et octupolaire ( $\lambda = 3$ ). L'énergie du phonon croît en général avec  $\lambda$ .



**Figure I.1: Spectres typiques de vibrations harmoniques quadrupolaire et octupolaire.**

La partie intrinsèque de l'hamiltonien relatif au mouvement des particules dans un potentiel déformé est décrite de façon plus explicite par Nilsson [Nil-55].

## I.1.2 Le modèle de Nilsson

Le modèle de Nilsson [Cas-90] décrit le mouvement d'une particule dans un potentiel déformé à symétrie axiale. Le potentiel a la forme d'un oscillateur harmonique anisotropique, avec l'interaction spin-orbite et un terme de correction proportionnel à  $l^2$ . L'hamiltonien intrinsèque considéré par Nilsson est:

$$H_{\text{int}} = H_0 + Cls + Dl^2, \quad (I.20)$$

avec

$$H_0 = -\frac{1}{2M}\Delta^2 + \frac{M}{2}\omega_0^2(\delta)\left[\left(1 + \frac{2}{3}\delta\right)(x^2 + y^2)\right] + \left(1 - \frac{4}{3}\delta\right)z^2 \quad (I.21)$$

La conservation du volume des surfaces équipotentielles impose:

$$\omega_0(\delta) = \omega(0)\left[1 - \frac{4}{3}\delta^2 - \frac{16}{27}\delta^3\right]^{-1/6} \quad (I.22)$$

En introduisant les variables réduites  $\xi = x\sqrt{M\omega_0/\hbar}$ ,  $\eta = y\sqrt{M\omega_0/\hbar}$ ,  $\zeta = z\sqrt{M\omega_0/\hbar}$ ,

l'hamiltonien de l'oscillateur anisotropique  $H_0$  peut être divisé en une partie sphérique  $\overset{0}{H}$  et une partie dépendant de la déformation:

$$H_0 = \overset{0}{H} + H_\delta, \quad (I.23)$$

$$\overset{0}{H} = \frac{\hbar\omega_0}{2}(-\nabla^2 + \rho^2); \quad (\rho^2 = \xi^2 + \eta^2 + \zeta^2) \quad (I.24)$$

$$H_\delta = -\frac{4}{3}\hbar\omega_0\delta\sqrt{\frac{\pi}{5}}\rho^2 Y_{20}. \quad (I.25)$$

On considère une représentation caractérisée par les vecteurs d'état  $|N\Lambda\Sigma\rangle$  de l'oscillateur harmonique, dans laquelle  $\overset{0}{H}$ ,  $l^2$ ,  $l_\zeta$  et  $s_\zeta$  sont diagonaux. Les nombres quantiques correspondant sont  $N$  (nombre total de quanta de l'oscillateur),  $l$ ,  $\Lambda$ ,  $\Sigma$ ; et on a les relations:

$$\overset{0}{H}|N\Lambda\Sigma\rangle = \left(N + \frac{3}{2}\right)\hbar\omega_0|N\Lambda\Sigma\rangle,$$

$$l^2|N\Lambda\Sigma\rangle = l(l+1)|N\Lambda\Sigma\rangle,$$

$$l_\zeta|N\Lambda\Sigma\rangle = \Lambda|N\Lambda\Sigma\rangle,$$

$$s_\zeta|N\Lambda\Sigma\rangle = \Sigma|N\Lambda\Sigma\rangle,$$

L'opérateur  $j_\zeta = l_\zeta + s_\zeta$  commute avec l'hamiltonien total  $H_{\text{int}}$  et le nombre quantique associé est  $\Omega = \Lambda + \Sigma$ . Son action sur le vecteur propre  $|N\Omega\rangle$  donne:

$$j_\zeta |N\Omega\rangle = \Omega |N\Omega\rangle \quad , \quad \text{avec} \quad |N\Omega\rangle = \sum_{\Lambda} a_{\Lambda} |N\Lambda\Sigma\rangle \quad \text{et} \quad N = n_\xi + n_\eta + n_\zeta .$$

Pour des grandes déformations, c'est à dire  $\omega_\eta = \omega_\xi \gg \omega_\zeta$ ,  $n_\zeta$  devient un bon nombre quantique et chaque état à particule unique est caractérisé par les nombres quantiques asymptotiques  $\Omega^\pi [N n_\zeta \Lambda]$ .

Dans la littérature, on utilise souvent les notations  $\kappa = -C / 2\hbar\omega_0(0)$ ,  $\mu = 2D / C$  et un nouveau paramètre de déformation

$$\eta = -\frac{2\delta\hbar\omega_0(\delta)}{C} .$$

Les tableaux de Nilsson sont donnés par rapport aux nombres quantiques asymptotiques, en fonction de la déformation  $\eta$ , des paramètres  $\kappa$  et  $\mu$  ainsi que des coefficients  $a_{\Lambda}$ .

## I.2 Les probabilités de transition électromagnétiques

Pour  $|K_i - K_f| \leq L < K_i + K_f$ , le rapport des probabilités réduites des transitions électromagnétiques de même nature et de même multipolarité  $L$ , connectant un état initial arbitraire  $K_i, I_i$  à deux états  $I_f$  et  $I_f'$  d'une bande de rotation  $K_f$ , dépend uniquement du rapport des carrés des coefficients de Clebsch-Gordan:

$$\frac{B(L, I_i \rightarrow I_f)}{B(L, I_i \rightarrow I_f')} = \frac{\langle I_i L K_i \Delta K | I_f L I_f K_f \rangle^2}{\langle I_i L K_i \Delta K | I_f' L I_f' K_f \rangle^2} \quad (I.26)$$

Cette relation appelée règle d'Alaga [Ala-55] est souvent utilisée pour l'attribution des nombres quantiques  $K$  à différentes bandes inconnues. La valeur expérimentale de ce rapport peut être déterminée à partir des énergies et des intensités relatives des rayonnements  $\gamma$  considérés:

$$\frac{B(L, I_i \rightarrow I_f)}{B(L, I_i \rightarrow I_f')} = \frac{I(\gamma_1)}{I(\gamma_2)} \left[ \frac{E(\gamma_2)}{E(\gamma_1)} \right]^{2L-1} \quad (I.27)$$

En l'absence de couplage, les valeurs numériques de ces deux expressions doivent être du même ordre de grandeur. Cette théorie suppose une parfaite adiabacité des mouvements du noyau; elle n'est cependant plus valable lorsqu'une interaction résiduelle telle que le couplage de Coriolis existe entre les bandes.

## I.3 La désintégration $\alpha$

L'émission  $\alpha$  se produit essentiellement pour les noyaux lourds situés dans le domaine des masses  $A > 200$ . La probabilité d'émission est reliée à l'énergie cinétique des particules  $\alpha$  émises d'après la loi de Gamov [Gam-28] ; les énergies cinétiques s'échelonnent entre 4 et 9 MeV pour des périodes comprises entre  $10^{-7}$  s et  $10^{11}$  ans. Dans ce paragraphe, nous nous intéressons plus particulièrement à la détermination du taux d'embranchement  $I_\alpha$  et du facteur d'empêchement  $F_\alpha$ .

### I.3.1 Calcul des alimentations $\alpha$

En l'absence de mesures d'électrons de conversion, les nouvelles raies  $\gamma$  sont supposées de multipolarités pures E1, E2 ou M1. Les valeurs de leurs intensités sont ensuite corrigées pour la conversion interne, en adoptant les valeurs des coefficients de conversion interne calculés d'après les tables de Rösels [Rös-78]. Pour les transitions déjà connues, nous avons adopté les multipolarités déduites des mesures antérieures.

L'alimentation  $\alpha$  de chaque niveau est alors obtenue par soustraction des intensités des raies  $\gamma$  et d'électrons de conversion alimentant ce niveau et des intensités de ceux le désexcitant :

$$I_\alpha \% = \sum (I_\gamma + I_{ec})_{\text{départ}} \% - \sum (I_\gamma + I_{ec})_{\text{arrivée}} \% . \quad (1.28)$$

### I.3.2 Calcul des facteurs d'empêchement $F_\alpha$

Le facteur d'empêchement  $F_\alpha$  d'une transition  $\alpha$  est un élément de matrice réduit qui traduit le degré de recouvrement des fonctions d'ondes décrivant le noyau parent et le noyau fils. Il est l'analogue de l'élément de matrice  $|ft|$  pour la décroissance  $\beta$ .

#### I.3.2.1 Cas des noyaux pair-pairs

Pour les noyaux pair-pairs, le facteur d'empêchement  $F_{\alpha(i)}$  d'une branche  $\alpha(i)$  est défini par le rapport des largeurs réduites  $\gamma$  vers l'état excité et l'état fondamental :

$$F_{\alpha(i)} = \frac{\gamma_0^2}{\gamma_{(i)}^2} \quad (1.29)$$

où la largeur réduite  $\gamma(i)$  est reliée à la constante de désintégration  $\lambda(i)$  de la branche  $\alpha$  considérée et à la probabilité de franchissement de la barrière coulombienne du noyau fils par une particule  $\alpha$  ou pénétrabilité de la barrière  $P(i)$  (Figure I.2) :

$$\gamma_{(i)}^2 = \frac{\hbar}{2P(i)} \lambda(i) \quad , \text{ avec } \lambda(i) = \lambda_{\text{tot}} I_{\alpha(i)} (\%) \quad (I.30)$$

la pénétrabilité de la barrière coulombienne  $P(i)$  s'exprime en fonction du facteur de Gamov  $G(i)$ :

$$P(i) = \exp[-2G(i)] \quad (I.31)$$

Dans l'approximation standard WKB pour le potentiel coulombien et où, en bonne approximation, la particule  $\alpha$  est émise avec un moment angulaire orbital nul ( $l = 0$ ), le facteur de Gamov  $G(i)$  est défini par la relation :

$$G(i) = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2}} \int_{R_c}^{R_b} \sqrt{(V(r) - T_{\alpha(i)})} dr \quad (I.32)$$

Dans cette expression,  $\mu = (A_\alpha A_f / A)m$  représente la masse réduite du système,  $A_f$  le nombre de masse du noyau fils et  $m$  est la masse du nucléon.  $R_c$  et  $R_b$  représentent respectivement les rayons minimum et maximum du noyau fils tels que  $V(r) = T_{\alpha(i)}$ , c'est à dire le rayon de contact et la distance pour laquelle l'énergie cinétique  $T_{\alpha(i)}$  de la particule  $\alpha$  est égale à l'énergie coulombienne  $V(r)$  des fragments émis.

Pour une branche  $\alpha$ , on a également la relation entre l'énergie cinétique  $T_{\alpha(i)}$  de la particule  $\alpha$  et l'énergie de désintégration  $Q_{\alpha(i)}$

$$T_{\alpha(i)} = Q_{\alpha(i)} \left( \frac{A-4}{A} \right), \text{ pour les émetteurs } \alpha \text{ naturels lourds} \quad (I.33)$$

en même temps que la relation entre l'énergie d'excitation  $E(i)$  du noyau fils et l'énergie de désintégration  $Q_{\alpha(i)}$  de la branche  $\alpha$  vers le fondamental:

$$Q_\alpha = Q_{\alpha(i)} + E_{(i)} \quad (I.34)$$

Par intégration, on obtient alors:

$$G(i) = \sqrt{\frac{2m A_\alpha A_f}{\hbar^2 A T_{\alpha(i)}}} e^2 Z_\alpha Z_f \left[ \arccos(\sqrt{x_{(i)}}) - \sqrt{x_{(i)}(1-x_{(i)})} \right] \quad (I.35)$$

avec

$$A = A_\alpha + A_f$$

$$x_{(i)} = \frac{R_c}{R_{b(i)}} = \frac{r_0 T_{\alpha(i)} (\sqrt[3]{A_\alpha} + \sqrt[3]{A_f})}{e^2 Z_\alpha Z_f} \quad (I.36)$$

$$r_0 = 1,22 \text{ fm}, \quad e^2 = 1,44 \text{ MeV} \cdot \text{fm}, \quad \hbar = 6,58 \cdot 10^{-22} \text{ MeV} \cdot \text{s}$$

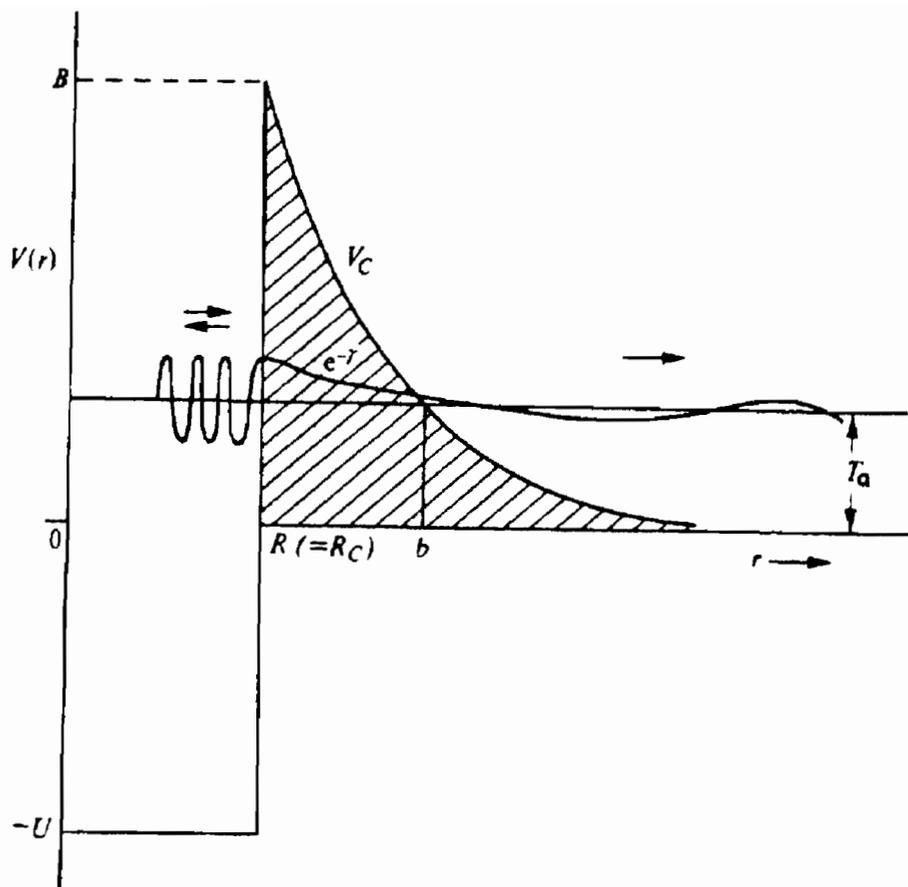


Figure 1.2: Franchissement de la barrière de potentiel du noyau par une particule d'énergie cinétique  $T_\alpha$ .

### I.3.2.2 Cas des noyaux impairs

Le facteur d'empêchement des transitions  $\alpha$  dans un noyau impair est défini de façon similaire que celui des noyaux pair-pairs. Seule la largeur réduite de l'état fondamental est remplacée par la moyenne des largeurs réduites des états fondamentaux des noyaux pair-pairs voisins. La relation (I.29) devient alors:

$$F_{\alpha(i)} = \frac{\frac{1}{2} \left[ (\gamma_0^2)_A + (\gamma_0^2)_{A,2} \right]}{(\gamma_{(i)}^2)_{A,1}} \quad (I.37)$$

Chapitre II

---

# TECHNIQUES EXPERIMENTALES

---

## II.1 Préparation des sources

### II.1.1 Les sources de la série de $^{230}\text{U}$

Les isotopes actifs du protactinium déficients en neutrons sont produits par la réaction nucléaire  $^{232}\text{Th} (p, xn)$ , par bombardement d'une cible de thorium naturel au Synchrocyclotron d'Orléans fonctionnant avec un faisceau de protons d'énergie 34 MeV et d'intensité 20  $\mu\text{A}$ . Les conditions de séparation de l'isotope 230, obtenu par la réaction  $^{232}\text{Th} (p, 3n) ^{230}\text{Pa}$  avec évaporation de trois neutrons et générant l'uranium 230 par une faible branche  $\beta^-$  (10 %), ont déjà été décrites [Le Du-91]; les différentes étapes de cette séparation sont résumées par la figure II.1. Un temps de refroidissement de quinze jours était nécessaire pour permettre la décroissance de  $^{232}\text{Pa}$  ( $T_{1/2} = 1,31$  j) produit par la réaction  $^{232}\text{Th}(p, n)$ , et des produits de fission courts. L'isotope  $^{231}\text{Pa}$  est également formé par évaporation de deux neutrons, mais les mesures ne sont pas gênées du fait de sa longue période  $T_{1/2} = 3,27.10^4$  ans.

La source mère nous a été fournie par le Docteur M. HUSSONNOIS de l'IPN Orsay; elle était conditionnée sous forme d'une colonne de résine anionique Dowex 1X8 en milieu HCl 10M contenant le  $^{230}\text{Pa}$  en équilibre avec ses dérivés ainsi que les produits de fission de  $^{232}\text{Th}$ . Le spectre  $\gamma$  de cette source non traitée chimiquement a été mesuré (Figures II.2A et B); le tableau ci-dessous indique les produits de fission majeurs, identifiés par leurs raies  $\gamma$  caractéristiques.

Isotopes	$T_{1/2}$	Raies $\gamma$ caractéristiques	
		Energie(keV)	Intensité(%)
$^{95}\text{Nb}$	35,0 j	765,79	99,79
$^{95}\text{Zr}$	64,0 j	724,18	44,1
		756,70	54,5
$^{103}\text{Ru}$	39,4 j	497,05	88,7
		557,0	0,83
$^{106}\text{Ru} \rightarrow ^{106}\text{Rh}$	367 j $\rightarrow$ 29,8 s	511,82	20,7
		622,02	9,8
		873,42	0,43
		1050,40	1,53

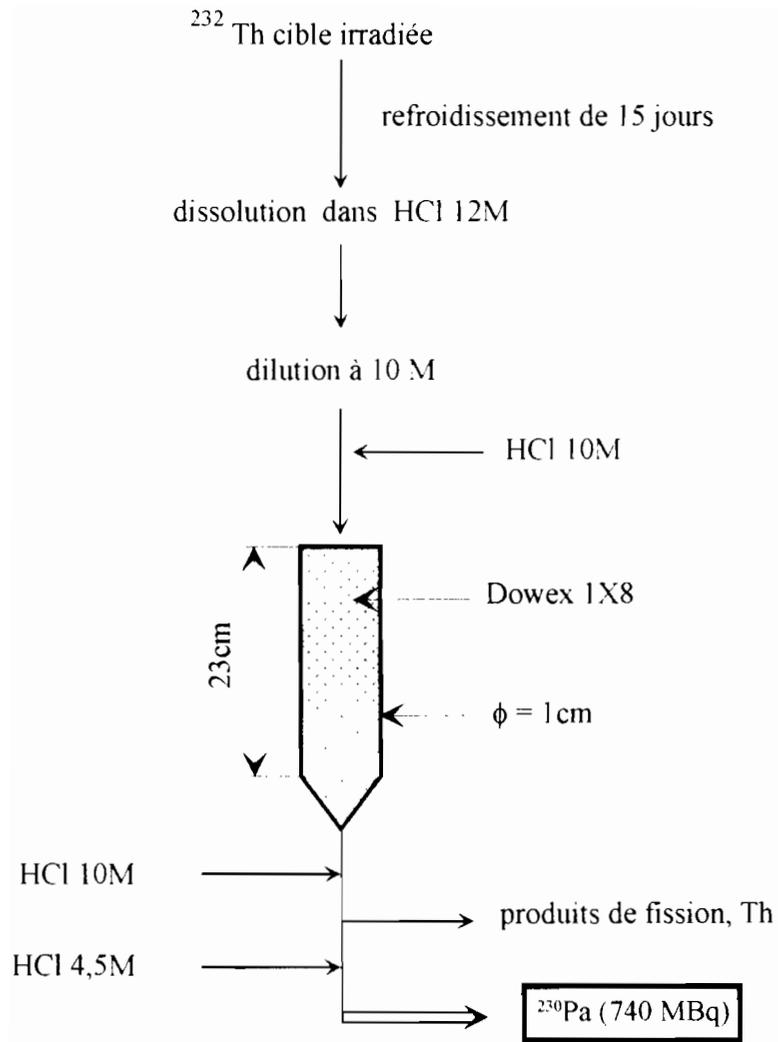


Figure II.1: Séparation radiochimique de  $^{230}\text{Pa}$

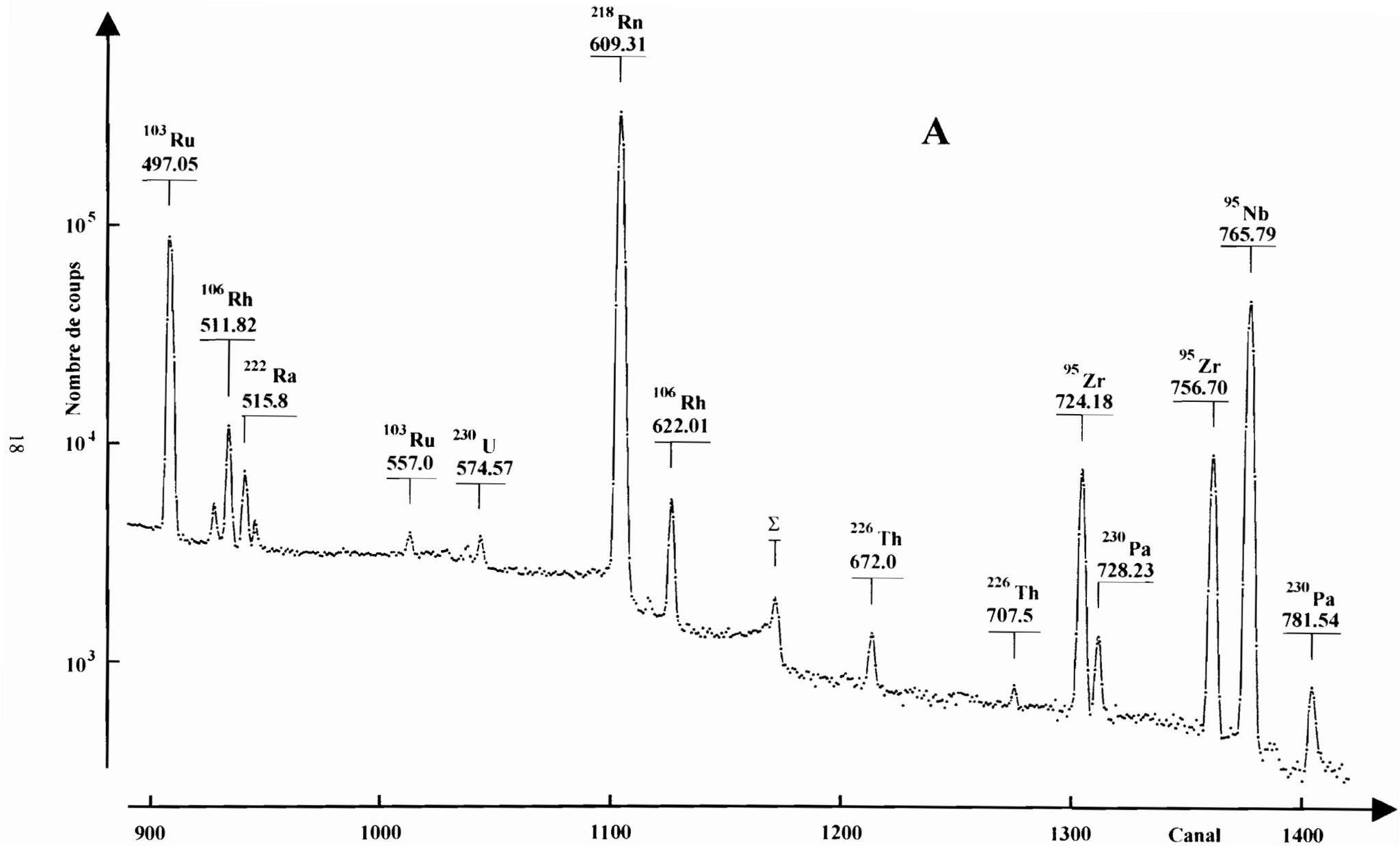


Figure II.2A: Spectre  $\gamma$  partiel de  $^{230}\text{Pa}$  avant purification.

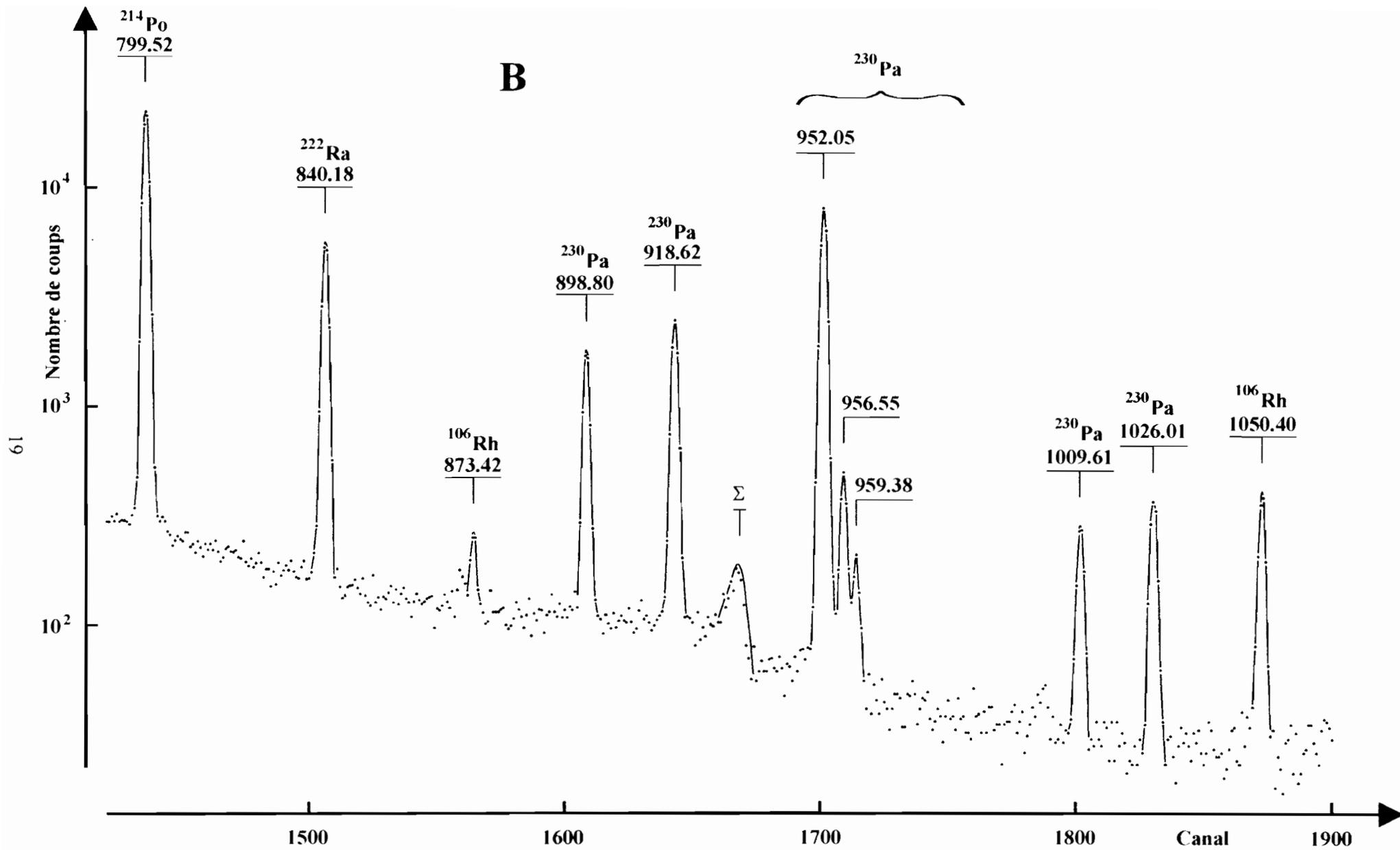


Figure II.2B: Spectre  $\gamma$  partiel de  $^{230}\text{Pa}$  avant purification.

### II.1.1.1 La source de $^{230}\text{U}$ ( $T_{1/2} = 20,8 \text{ j}$ )

L'obtention de sources de  $^{230}\text{U}$  pur exigeait donc :

- la séparation d'avec son parent  $^{230}\text{Pa}$ ,
- la séparation d'avec les produits de fission à l'état de traces.

L'évolution de l'activité de  $^{230}\text{U}$  dans une source de  $^{230}\text{Pa}$  initialement pure suit la relation:

$$A_U = A_{Pa}^0 \frac{T(\text{Pa})}{T(\text{Pa}) - T(\text{U})} \left[ \exp\left(\frac{-\ln 2 t}{T(\text{Pa})}\right) - \exp\left(\frac{-\ln 2 t}{T(\text{U})}\right) \right]$$

avec:

$$A_{Pa} = A_{Pa}^0 \exp\left(\frac{-\ln 2 t}{T(\text{Pa})}\right)$$

Etant données les périodes de  $^{230}\text{Pa}$  ( $T = 17,4 \text{ j}$ ) et de  $^{230}\text{U}$  ( $T = 20,8 \text{ j}$ ), l'activité de  $^{230}\text{U}$  est à plus de 90% de sa valeur maximale entre le 17<sup>ième</sup> et le 42<sup>ième</sup> jour après l'isolement de  $^{230}\text{Pa}$  (Figure II.3) et les sources de  $^{230}\text{U}$  sont séparées dans cet intervalle.

La séparation de  $^{230}\text{U}$  d'avec  $^{230}\text{Pa}$  et les produits de fission est basée sur la formation d'ions complexes fluorés stables avec le protactinium et les éléments Nb, Zr, et Ru, non adsorbés sur résine anionique [Kor-89]. Cette séparation était réalisée en milieu HCl 8M + HF 0,05M sur résine anionique Dowex 1X8 (200-400 mesh) préconditionnée en milieu HCl 8M. Le schéma de la purification est présenté à la figure II.4.

Des fractions de 3 ml d'éluat étaient recueillies et comptées systématiquement devant un détecteur HPGe pour contrôler la décontamination de la source d'uranium. La figure II.5 montre l'évolution de la surface de pics caractéristiques de  $^{230}\text{Pa}$ ,  $^{95}\text{Nb}$ ,  $^{95}\text{Zr}$  en fonction du volume utilisé pour l'éluat, exprimé en nombre de volumes de colonne. Sur ces courbes, on constate également que  $^{103}\text{Ru}$  n'est pas fixé. L'éluat complet du protactinium et de la quasi-totalité des produits de fission était achevée par passage de 20 volumes de colonne ( $\approx 24 \text{ ml}$ ). Seules des traces de  $^{106}\text{Ru}$  -  $^{106}\text{Rh}$  n'étaient pas entièrement éliminées et restaient fixées sur la colonne. L'uranium était complètement élué par 4ml de solution HCl 0,5 M.

La source de  $^{230}\text{U}$  était alors réalisée par fixation de l'uranium sur une nouvelle colonne anionique de Dowex 1X8 (diamètre = 4 mm, longueur = 25 mm) en milieu HCl 8M et comptée devant un détecteur HPGe. L'éluat continu de ses descendants était assurée par une pompe péristaltique.

A partir d'une activité initiale de 740 MBq de  $^{230}\text{Pa}$  et de ses dérivés, nous avons obtenu une source de  $^{230}\text{U}$  dont l'activité a été évaluée à environ 29,6 MBq.

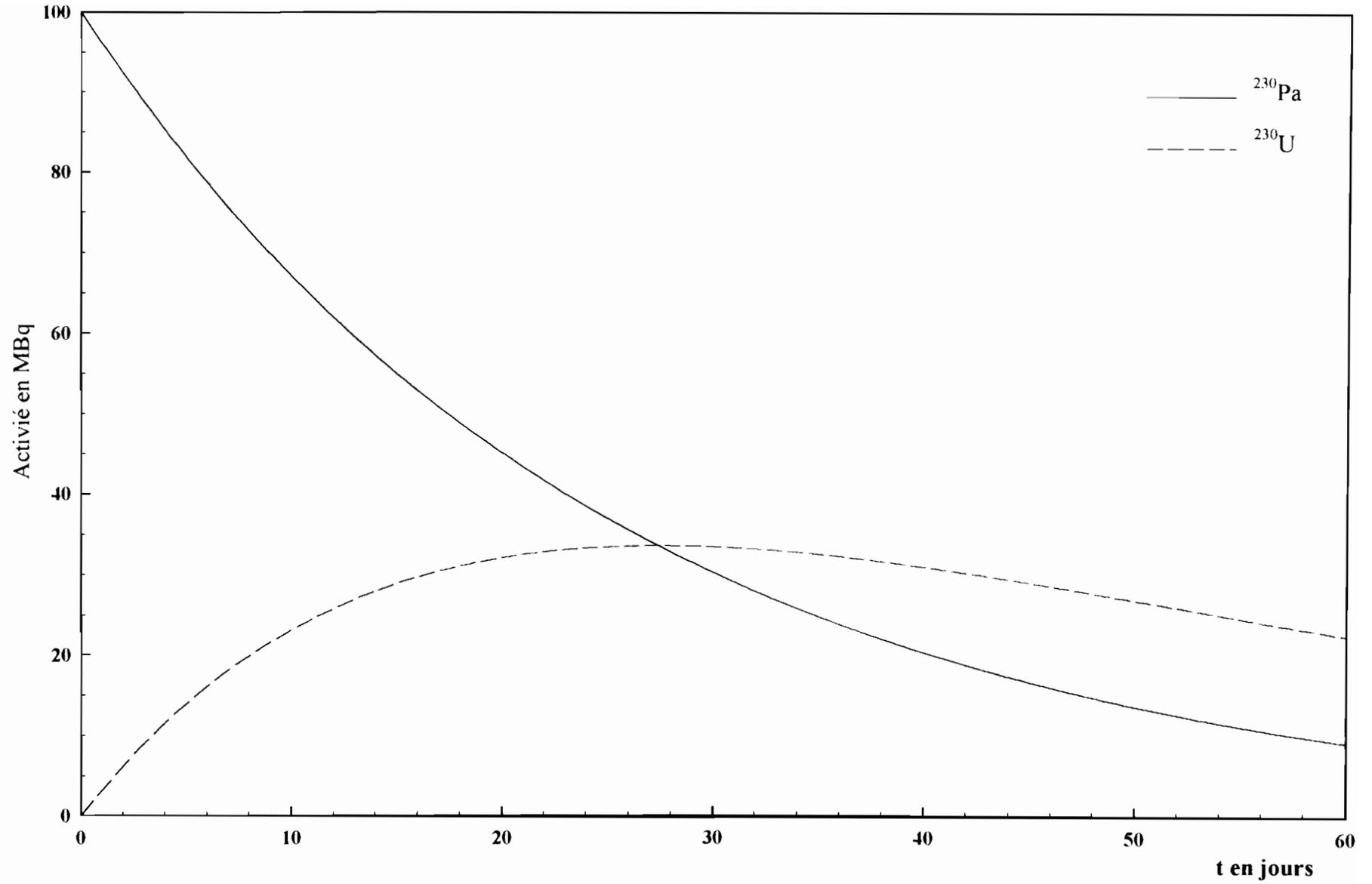


Figure II.3: Evolution de l'activité de  $^{230}\text{U}$  dans une solution de  $^{230}\text{Pa}$  purifié.

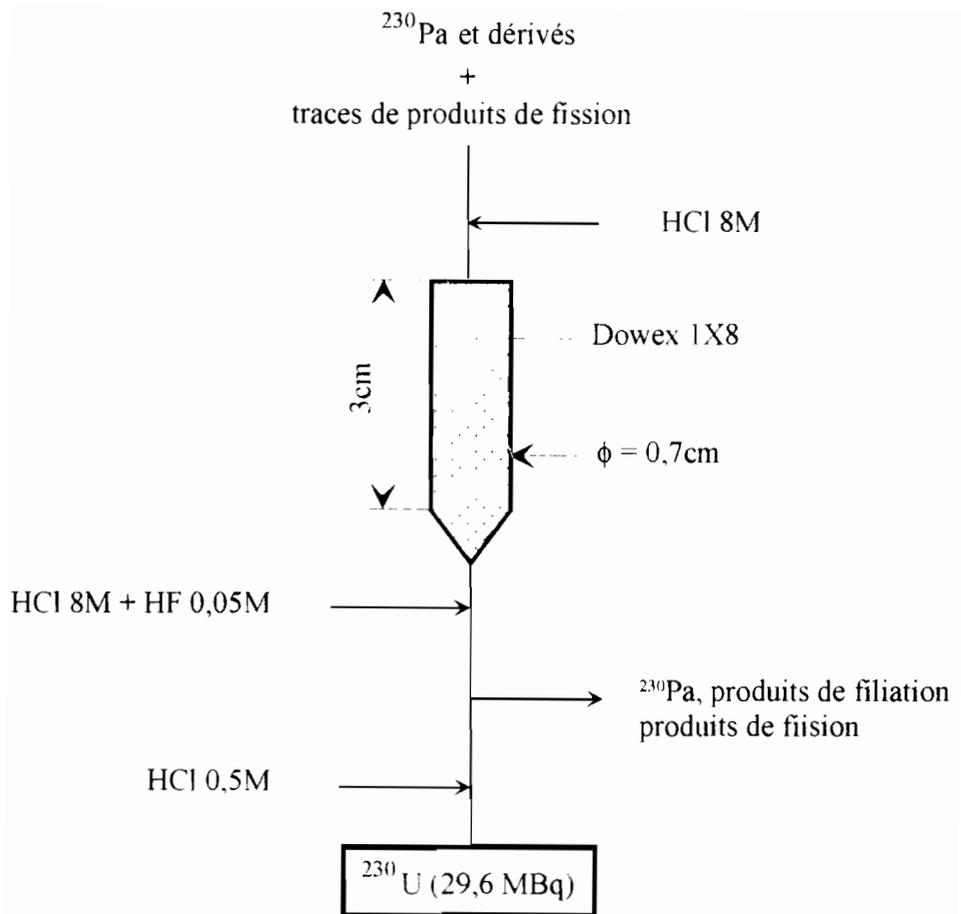


Figure II.4: Purification de la source de  $^{230}\text{U}$ .

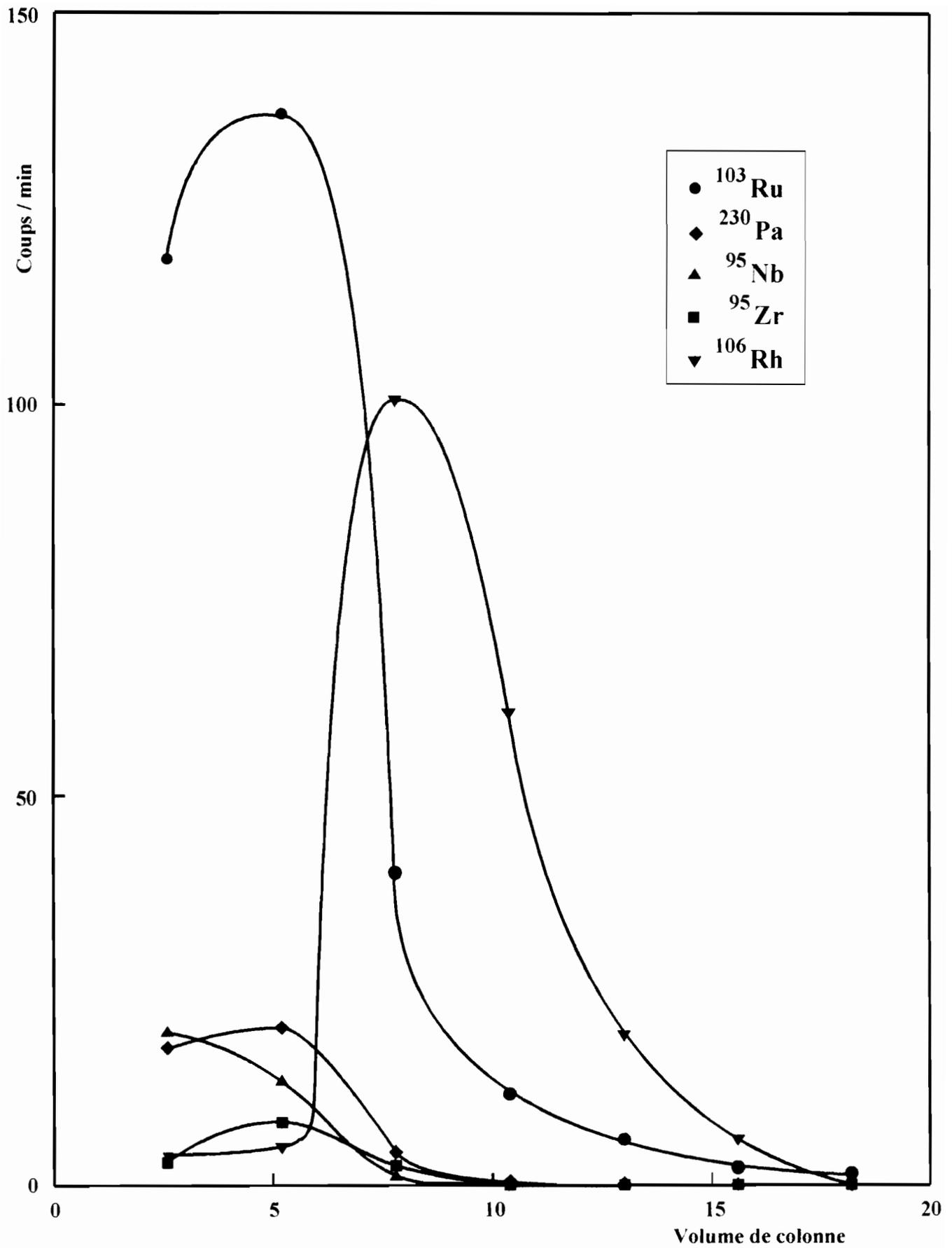


Figure II.5: Décontamination de la source de  $^{230}\text{U}$  avec une solution de HCl 8M + HF 0,05M.

Cependant, après passage de 800 volumes de colonne ( $\approx 250$  ml) d'HCl 8M en élution continue, soit 7 heures de comptage, la désorption de l'uranium était observée; son élution était effectuée par 15 ml d'HCl 0,5M et l'éluat évaporé presque à sec. Le résidu était repris par 10 ml d'HCl 9M et la solution percolée sur une nouvelle colonne anionique de Dowex 1x8 (diamètre = 7 mm, hauteur = 32 mm).

#### II.1.1.2 La source de $^{226}\text{Th}$ ( $T_{1/2} = 30,86$ min)

Les sources de  $^{226}\text{Th}$  pouvaient être séparées toutes les heures par lavage de la colonne anionique précédente par 4 ml d'une solution d'HCl 9M. L'éluat contenant le thorium et ses produits de filiation, dont la concentration en HCl était alors ajustée à 2M, était ensuite percolé sur une colonne (diamètre = 3 mm, longueur = 35 mm) chargée d'acide di (2-éthylhexyl) orthophosphorique (HDEHP) adsorbé sur de la poudre de téflon: dans ces conditions, le thorium tétravalent  $\text{Th}^{4+}$  est fortement fixé alors que le radium est élué. L'élution continue pendant le comptage était réalisée en milieu chlorhydrique 2M, grâce à une pompe péristaltique réglée au débit de  $3 \text{ ml} \cdot \text{min}^{-1}$ .

#### II.1.1.3 La source de $^{222}\text{Ra}$ ( $T_{1/2} = 36,17$ s)

Etant donnée la très courte période de  $^{222}\text{Ra}$ , une séparation thorium-radium en boîte à gants suivie du transfert de la source de la salle de chimie à celle de spectrométrie n'était pas envisageable; nous avons donc été amenés à faire un comptage à partir d'un montage de deux colonnes en série.

Dans une première expérience, nous avons associé une colonne d'HDEHP fixant le thorium à une colonne de résine cationique Dowex 50W (200 - 400 mesh) retenant le radium. Mais nous avons constaté une contamination en thorium sur la colonne cationique, due à la dégradation de l'HDEHP après le passage d'environ 20 ml d' $\text{HNO}_3$  5,5 M en élution continue.

Nous avons alors préféré remplacer l'HDEHP par le dihexyl-N, N-diethylcarbamil méthylène phosphonate (DHDECMP) qui permet une séparation très sélective des actinides et des lanthanides [Shul-77], [Bak-81]. En effet, en milieu nitrique 5,5 M, des actinides tétravalents comme  $\text{Pu}^{4+}$  sont bien adsorbés ( $K_d > 8000$ ), alors que la plupart des éléments métalliques ne sont pas fixés. La sortie de la colonne contenant le DHDECMP était connectée à un tuyau en néoprène (diamètre = 1,6 mm, longueur = 160 mm) enroulé autour d'un tube placé contre le détecteur (Figure II.6). L'élution continue du radium divalent, réalisée par une solution  $\text{HNO}_3$  5,5 M à un débit de  $1,5 \text{ ml} \cdot \text{min}^{-1}$ , a permis d'observer des spectres  $\gamma$  de Ra très pur de ses descendants.

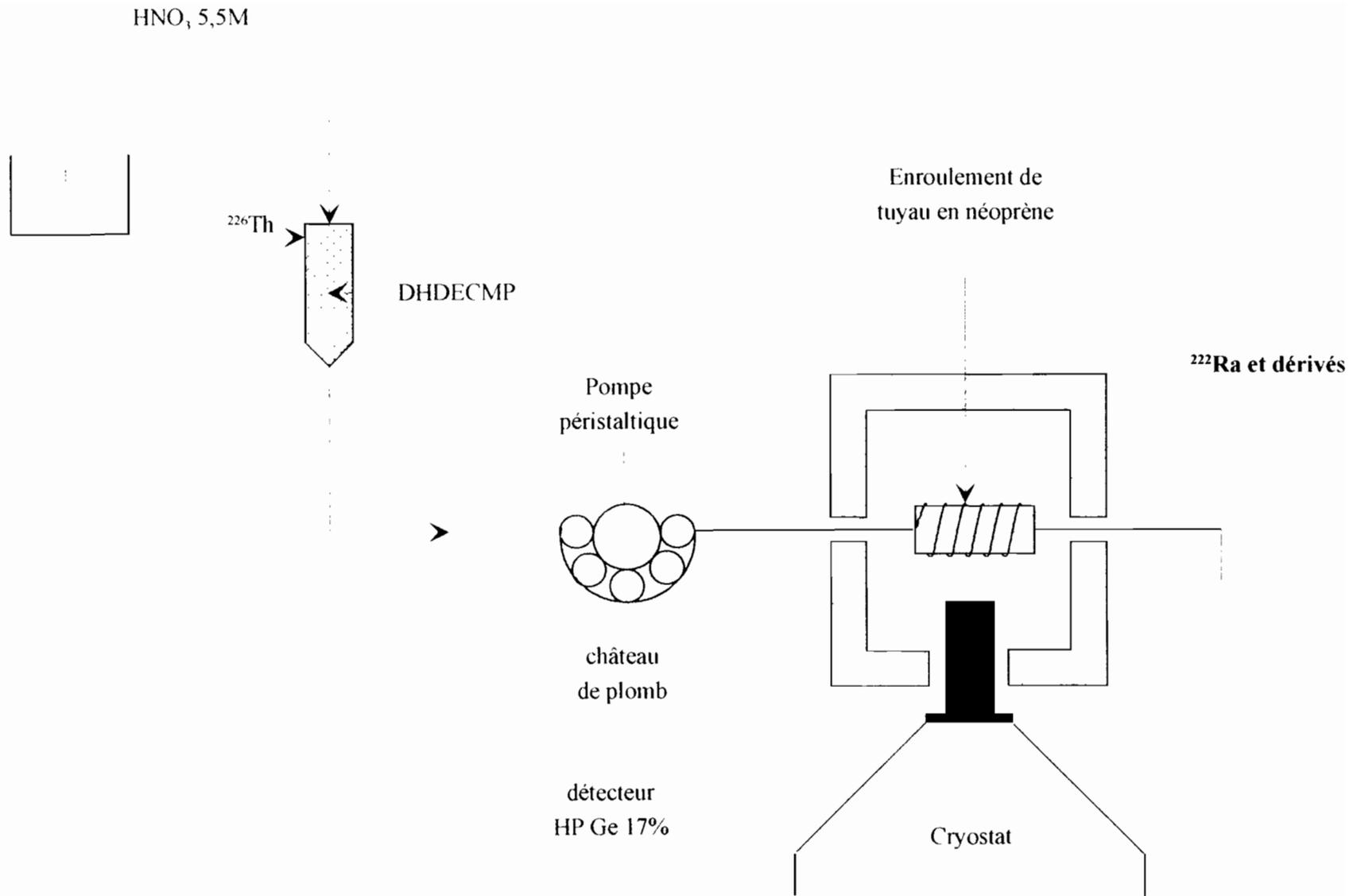


Figure II.6: Dispositif de comptage en élution continue de  $^{222}\text{Ra}$  et de ses produits de filiation.

## II.1.2 Electrodeposition de $^{249}\text{Cf}$

L'isotope 249 est en général obtenu dans un état de haute pureté par filiation de  $^{249}\text{Bk}$  (émetteur  $\beta$ ,  $T_{1/2} = 320$  j), lui-même formé par irradiation neutronique prolongée de  $^{239}\text{Pu}$  ou d'autres actinides tels que  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{243}\text{Am}$  et  $^{244}\text{Am}$  dans un réacteur. Une séquence possible de production de  $^{249}\text{Cf}$  dans un réacteur à haut flux de neutrons, par combinaisons successives de captures neutroniques et de décroissances  $\beta^-$  est présentée à la figure II.7 [Tho-54].

La mesure d'un spectre d'émission  $\alpha$  nécessite l'obtention de sources constituées d'un dépôt uniforme et " sans masse " afin d'éviter l'auto-absorption dans la source des noyaux d'hélium émis. L'électrodeposition est une des méthodes les plus efficaces pour obtenir de telles sources.

Deux sources tests préparées par évaporation et électrodeposition sur disque en inox ont à chaque fois révélé la présence de dépôts organiques. Une purification par passage sur colonne de résine anionique Dowex IX8 (200-400 mesh) en milieu chlorhydrique 6M, a donc été opérée pour éliminer ces résidus. L'éluat obtenu a été évaporé à sec, puis repris par 2,5 ml d'HCl 0,1M. 0,1ml de cette solution a été prélevé par la suite pour l'électrodeposition, qui a été effectuée en milieu  $\text{NH}_4\text{Cl}$  à  $\text{pH} = 2$ .

Le protocole est le suivant:

- 2 ml d'HCl concentré et 2 ml d' $\text{H}_2\text{O}$  sont ajoutés à la solution pour amener sa concentration à  $6 \text{ mol.l}^{-1}$ .
- On ajoute quelques gouttes de rouge de méthyle, puis du  $\text{NH}_3$  concentré est additionné jusqu'au virage au jaune.
- On réacidifie ensuite la solution goutte à goutte avec HCl 2M ( $\approx 1,5$  ml) jusqu'au virage au rouge ( $\text{pH} = 2$ ).
- L'électrodeposition s'effectue pendant 45 minutes sous 12 V et  $1,5 \text{ A/cm}^2$  de surface de la cathode.
- Avant l'interruption de l'électrodeposition, un jet ammoniac est ajouté pour insolubiliser les hydroxydes. La cellule est vidée à la pipette, le disque démonté, rincé à l'alcool et rougi au bec bunsen.

La source de  $^{249}\text{Cf}$  a été électrodéposée sur un disque de tantale (cathode) de  $510 \text{ mg/cm}^2$ . Ce métal, qui possède une excellente résistance à l'attaque des acides, a permis d'obtenir une source quasiment sans masse. Toute l'activité était confinée en une tache invisible de 14 mm de diamètre.

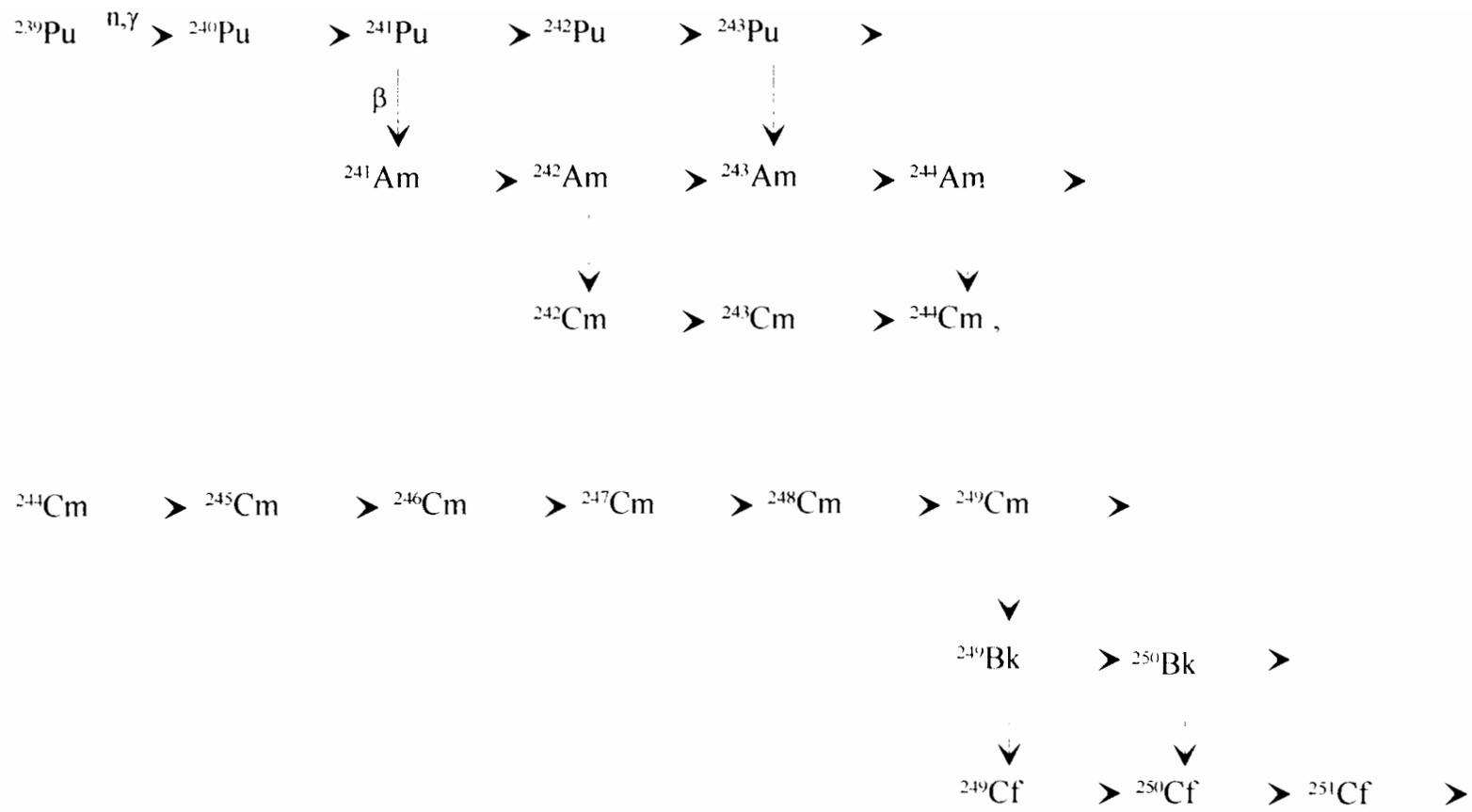


Figure II.7: Séquence possible de production de  $^{249}\text{Cf}$  dans un réacteur à haut flux de neutrons [Tho-54].

Un système de refroidissement à eau a également été utilisé afin d'éviter l'échauffement et donc l'évaporation de la solution électrodéposée. Le schéma global du dispositif d'électrodéposition est représenté par la figure II.8.

## II.2 Méthodes de mesures spectrométriques

### II.2.1 Spectrométrie alpha

La spectrométrie alpha est une méthode pratique et efficace pour l'analyse qualitative et quantitative des éléments lourds; aussi avons-nous jugé intéressant de compléter nos données avec un spectre alpha. Dans un spectre alpha complexe, les erreurs sur les intensités dépendent de la résolution du système de mesure et de la traîne des pics. Ces propriétés sont gouvernées par les caractéristiques du détecteur et la qualité de la source (épaisseur et uniformité).

Le détecteur utilisé est une jonction au silicium implantée d'ions bore et de surface passivée, de 25 mm<sup>2</sup> de surface active. Il possède une excellente résolution intrinsèque garantie à 11 keV sur la raie 5485.60 keV de <sup>241</sup>Am. La traîne à 300 keV au dessous de ce pic correspond à 6.10<sup>-4</sup> fois sa hauteur. Dans notre expérience le détecteur a été étalonné en énergie à l'aide d'une source standard <sup>241</sup>Am - <sup>244</sup>Cm.

Comme en spectrométrie gamma, la dérive de l'appareillage électronique utilisé est d'autant plus importante que la durée de mesure est longue. On peut résoudre partiellement ce problème en connectant à la chaîne un générateur d'impulsions dont l'amplitude est calée à l'extrémité du spectre (zone où il n'existe aucun pic). Une dérive de 1 à 3 canaux peut être négligée car la résolution du détecteur est de l'ordre de 10 canaux. Cependant, une dérive plus importante entraîne l'arrêt immédiat du comptage. Cette méthode ne permet pas de s'affranchir d'une dérive possible due au générateur lui-même, mais permet de savoir si la mesure est valable ou non. La source de <sup>249</sup>Cf utilisée au cours de nos mesures étant suffisamment active, un maximum de statistiques a été obtenu sur les pics principaux au bout de 3 jours sur lesquels très peu de dérive a été relevée.

### II.2.2 Spectrométrie gamma

#### II.2.2.1 Spectromètres gamma directs

Les spectromètres gamma directs étaient équipés de jonctions à semi-conducteurs en germanium hyperpur (HPGe). En fonction du domaine d'énergie étudié, nous avons utilisé soit des

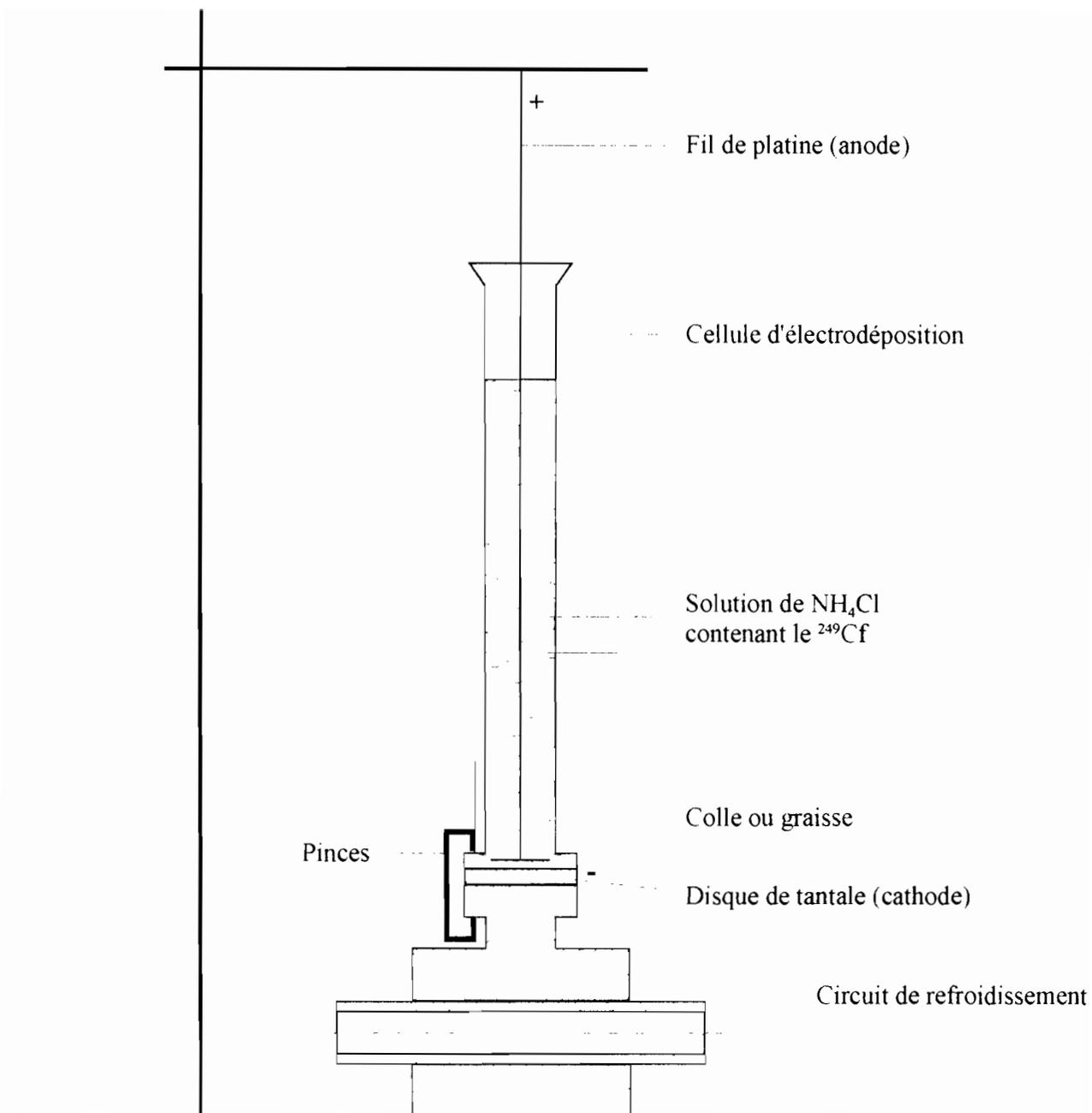


Figure II.8: Schéma du dispositif d'électrodeposition.

détecteurs plans ( $E_\gamma < 200$  keV), soit des détecteurs coaxiaux. Le tableau ci-dessous résume les caractéristiques et l'emploi de ces différents détecteurs.

Détecteurs	Structure	Volume (cm <sup>3</sup> )	Efficacité	Résolution (keV)	Utilisation
1	Coaxial	75.3	17 %	1.80 <sup>a</sup>	Série de <sup>230</sup> U Cf
2*	Coaxial	142.3	40 %	1.80 <sup>a</sup>	Cf
3*	Plan	20 <sup>c</sup>	2 %	0.50 <sup>b</sup>	Cf
4	Plan	2 <sup>c</sup>	2 %	0.48 <sup>b</sup>	Cf

\*) IPN Orsay.

a) Sur la raie 1333 keV de <sup>60</sup>Co.

b) Sur la raie 122 keV de <sup>57</sup>Co.

c) Surfaces actives respectives de 2000 et 200 mm<sup>2</sup>

Les impulsions issues des détecteurs sont amplifiées, mises en forme puis aiguillées vers un analyseur multicanaux pour y être stockées. Un micro-ordinateur muni d'une carte d'interface PC - codeur (EG & G.ORTEC) pilote la mesure des spectres en 4096 ou 8192 canaux (Figure II.9).

### II.2.2.1.1 Détermination des énergies

Les détecteurs  $\gamma$  et X ont été étalonnés en énergie au moyen des sources standard <sup>133</sup>Ba, <sup>152</sup>Eu, <sup>207</sup>Bi. Les valeurs des énergies de ces étalons sont empruntées aux tables de Helmer [Hel-79] et de Meyer [Mey-90].

Afin de déterminer avec précision les énergies des raies  $\gamma$  émises au cours de la désintégration des sources mesurées, un comptage simultané avec une source étalon a toujours été effectué dans une géométrie où les taux de comptage sur les raies caractéristiques de la source et de l'étalon étaient voisins.

La déconvolution des spectres et la détermination des énergies des transitions  $\gamma$  observées ont été faites à l'aide du logiciel GAMANAL [Gun-72]. Ce programme utilise pour la courbe d'étalonnage un polynôme de la forme :

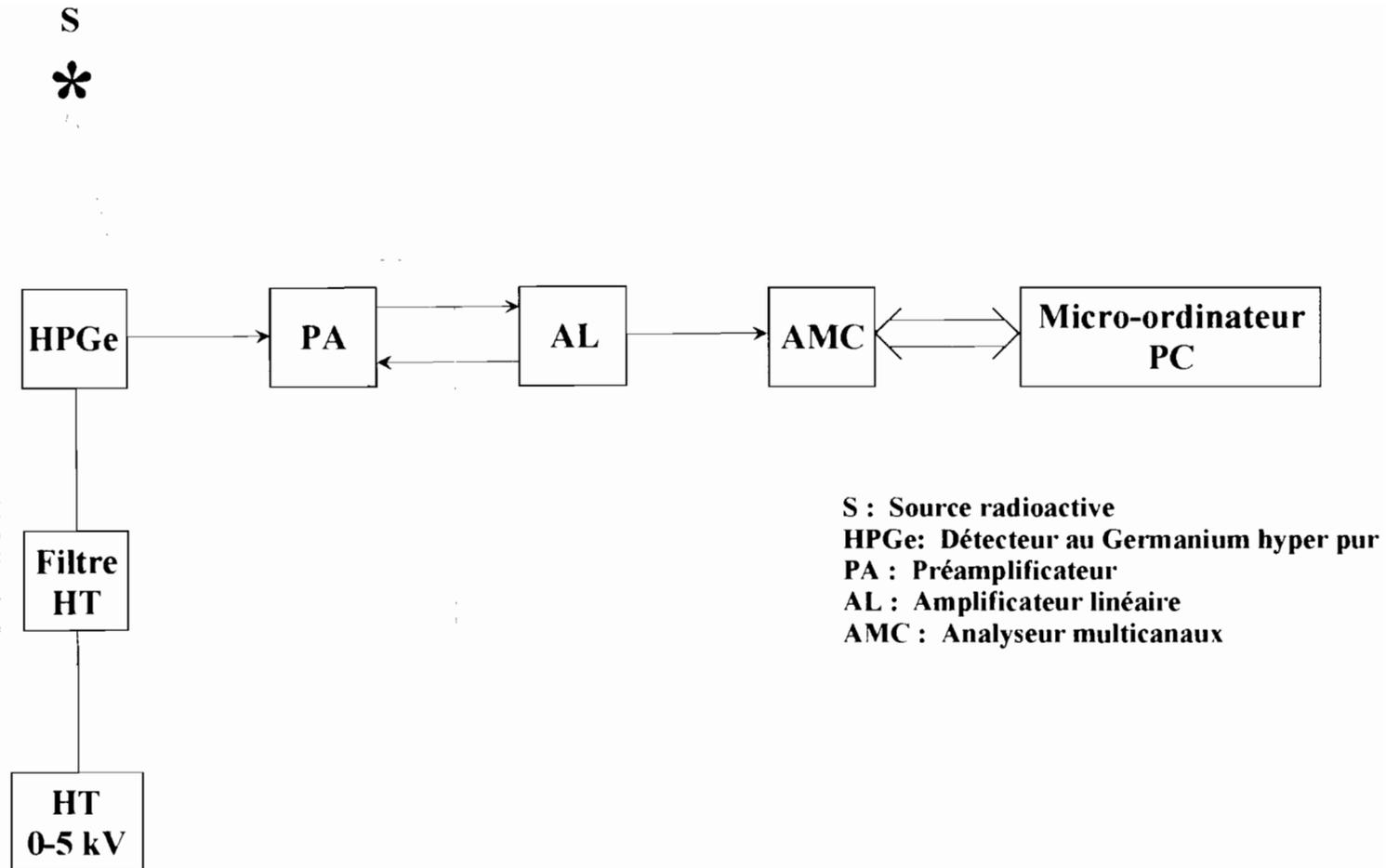


Figure II.9: Spectromètre  $\gamma$  direct.

$$E_{\gamma} \text{ (keV)} = a + bN + cN^2 + \dots$$

où  $N$  est le numéro du canal d'enregistrement du signal associé à  $E_{\gamma}$  et les coefficients  $a$ ,  $b$ ,  $c$ , ... sont déterminées par étalonnage. En fin d'analyse, ce logiciel fournit une liste de tous les pics déconvolués.

### **II.2.2.1.2 Mesure d'efficacité et détermination des intensités**

Les efficacités relatives des différents détecteurs utilisés ont été calculées en fonction de l'énergie d'après la relation:

$$\varepsilon(E\gamma_i) = (S/I)_{\gamma_i}$$

par comptage de sources standard polyénergétiques,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{152}\text{Eu}$ , et  $^{207}\text{Bi}$ , et d'une source multiétalon,  $^{109}\text{Cd} + ^{137}\text{Cs} + ^{241}\text{Am}$ , dont les raies caractéristiques sont répertoriées [Hel-79], [Bam-84]. Les mesures des efficacités ont été effectuées dans des conditions géométriques identiques à celles de nos expériences. La figure II.10 représente les courbes d'efficacité des jonctions coaxiale N°1, pour les rayonnements d'énergie supérieure à 100 keV, et planaire N°4, à très haute résolution au dessous de 200 keV.

Les intensités des photopics déconvolués par GAMANAL ainsi que les incertitudes relatives correspondantes ont été calculées d'après la relation précédente.

### **II.2.2.2 Spectromètres de coïncidences $\gamma$ - $\gamma$**

Outre le principe de combinaison de Ritz, la technique des coïncidences reste la mieux adaptée pour l'élaboration du schéma de niveaux d'un isotope donné. En effet, cette méthode permet d'identifier les transitions  $\gamma$  (ou électrons de conversion interne) corrélées entre elles dans l'espace et dans le temps, facilitant ainsi leur identification dans le schéma de niveaux.

#### **II.2.2.2.1 La chaîne de mesure**

La chaîne de coïncidences utilisée (Figure II.11) était constituée de deux voies: une voie fenêtre permettant de sélectionner une transition d'énergie  $E_{\gamma}$  et une voie d'analyse destinée à mesurer le spectre  $\gamma$  émis en coïncidence avec la transition choisie dans la voie fenêtre.

*La voie fenêtre* était constituée par un détecteur coaxial HPGe, d'efficacité relative 30% et de volume actif  $80 \text{ cm}^3$ . Sa résolution mesurée sur la raie 1333 keV de  $^{60}\text{Co}$  est de 1,80

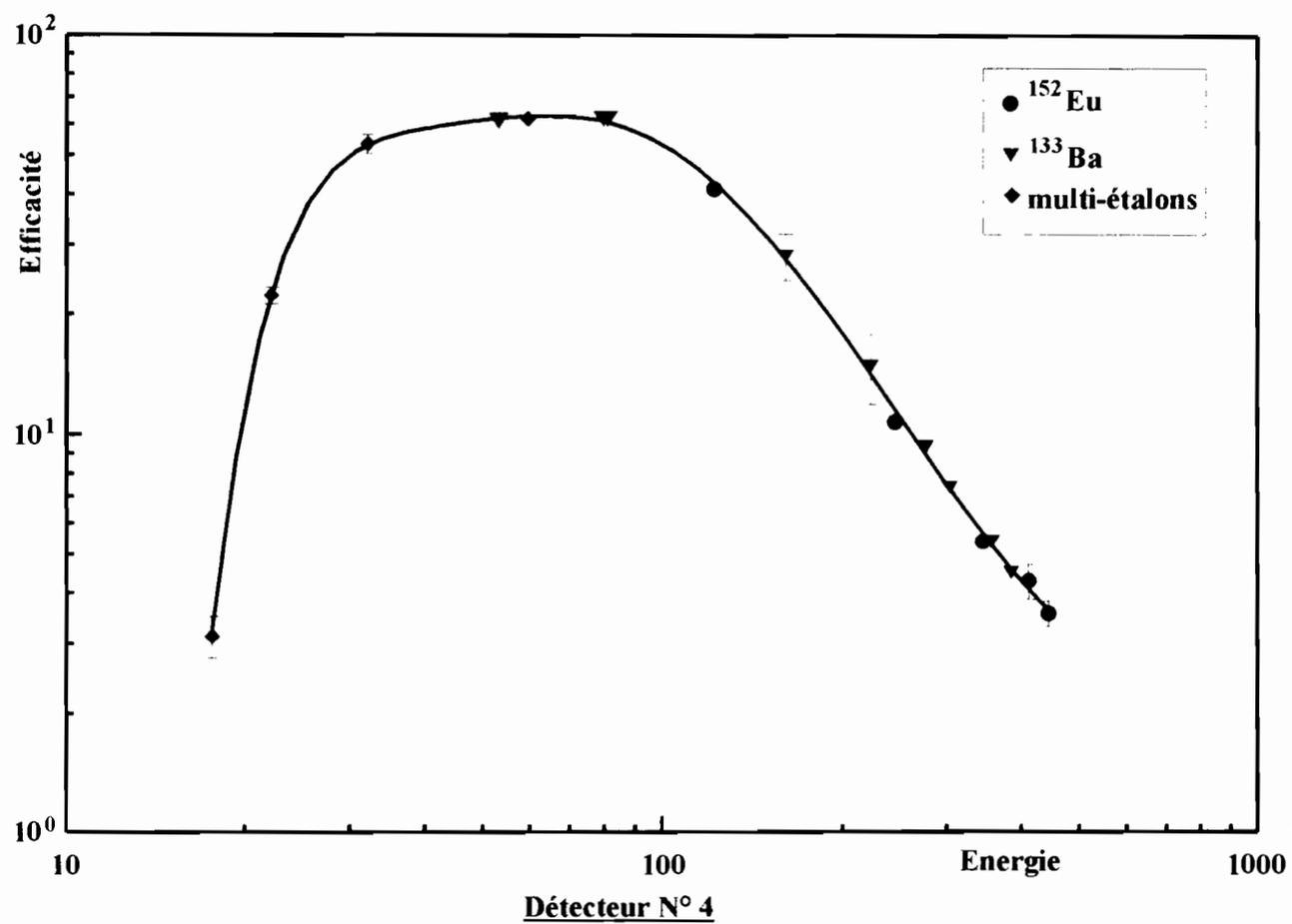
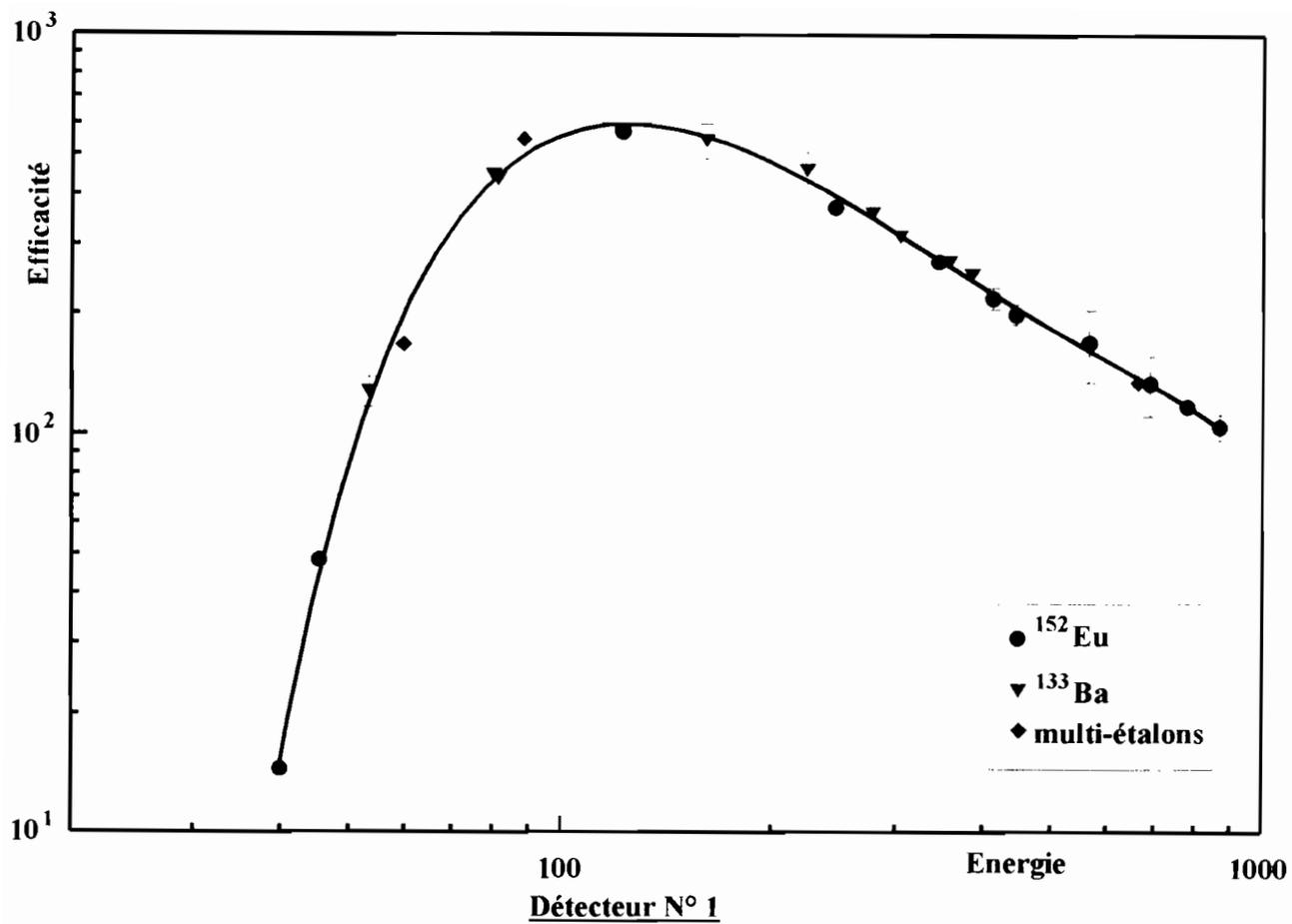


Figure II.10: Courbe d'efficacité des jonctions coaxiale N° 1 et planaire N° 4.

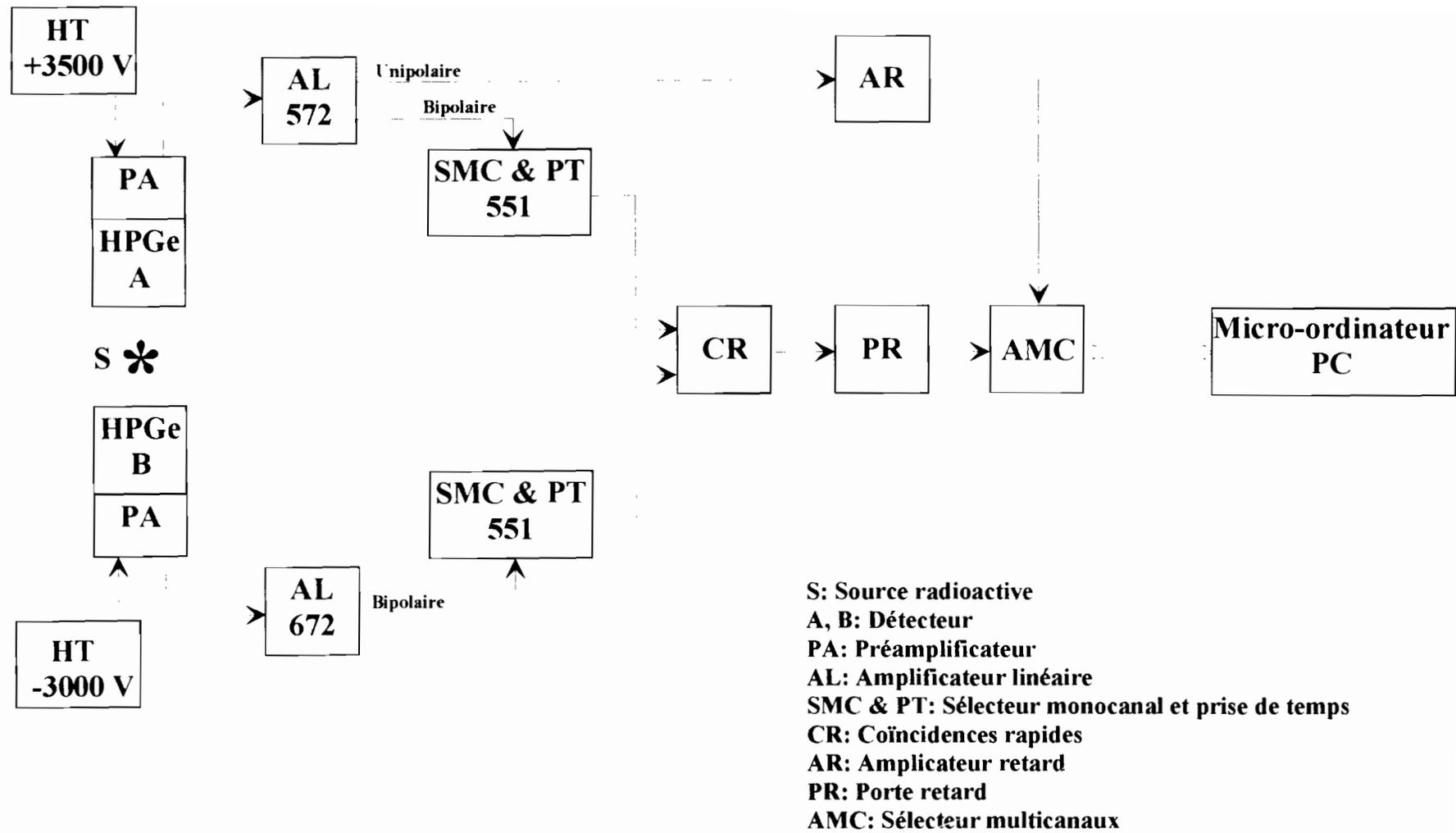


Figure II.11: Spectromètre de coïncidences  $\gamma$  -  $\gamma$ .

keV. A cette tête de détection étaient associées un préamplificateur de charge (PA), un amplificateur linéaire (AL) et un sélecteur monocanal (SMC et PT) qui assure la prise de temps et la sélection en énergie.

*La voie mesure* diffère de la voie fenêtre par le détecteur coaxial N°1 (voir spectromètre  $\gamma$  directs) et l'amplificateur à retard (AR) qui permet de retarder les impulsions de la sortie unipolaire de l'amplificateur linéaire (AL) par rapport à celles de sa sortie bipolaire.

Les signaux logiques délivrés par les prises de temps des deux voies sont envoyés ensuite dans un circuit de coïncidences rapides (CR) dont le temps de résolution  $2\tau$  était fixé à 50 ns et où leur arrivée simultanée dans cet intervalle de temps déclenche un signal vers une porte-retard (PR) qui en assure la mise en forme avant de l'acheminer dans un analyseur multicanaux (AMC): L'arrivée simultanée dans cet analyseur des signaux logique de la voie de coïncidence et analogique initial de la voie de mesure permet l'enregistrement de l'information.

#### **II.2.2.2.2 Méthode d'analyse**

Pour estimer dans quelle mesure une raie  $\gamma$  observée dans un spectre de coïncidence  $\gamma$ - $\gamma$  est en coïncidence avec la transition choisie dans la fenêtre, on détermine le rapport

$$R = I_{(\gamma-\gamma)N} / I_{\gamma}$$

où  $I_{(\gamma-\gamma)N}$  est l'intensité de la raie dans le spectre de coïncidence normalisée à l'intensité en direct d'un  $\gamma$  intense en coïncidence fortuite avec la fenêtre et  $I_{\gamma}$  son intensité dans le spectre  $\gamma$  direct.

Selon que ce rapport a une valeur de l'ordre de 1 ou supérieure, on peut conclure que la transition correspondante est soit en coïncidence fortuite, soit en coïncidence vraie c'est à dire en coïncidence directe ou indirecte avec la fenêtre choisie.

Pour chaque fenêtre de coïncidence étudiée, la mesure a été répétée en déplaçant la fenêtre vers les hautes et les basses énergies: les spectres obtenus avec déplacement de la fenêtre permettent d'identifier les événements en coïncidence avec les distributions Compton sous-jacentes au pic sélectionné.

## Chapitre III

---

# ETUDE DE LA SERIE ARTIFICIELLE DU $^{230}\text{U}$

---

Même si l'analyse des résultats expérimentaux apporte quelques données nouvelles, on ne peut discuter que de façon restreinte en référence aux modèles nucléaires, puisque trop peu de niveaux sont excités dans le domaine d'énergie couvert.

### III.1 Travaux antérieurs

Jusqu'à la découverte en 1947 [Hag-47] de la série artificielle du neptunium ( $4n+1$ ), seules les séries radioactives naturelles du thorium ( $4n$ ), de l'uranium ( $4n+2$ ) et de l'actinium ( $4n+3$ ) étaient connues. En 1948, Studier et Hyde [Stu-48] de l'Université de Californie produisaient pour la première fois du protactinium 230 par réactions nucléaires ( $d, 4n$ ) et ( $\alpha, p4n$ ) sur une cible de thorium naturel métallique. Leur étude permit d'identifier les cinq membres de la nouvelle famille, de déterminer leurs périodes ainsi que les énergies des branches  $\alpha$  associées à leurs désintégrations.

Dans les années qui suivirent cette découverte, de nombreuses mesures de spectres  $\alpha$ ,  $\gamma$  et de coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  [Asa-53], réalisées avec des détecteurs à cristaux d'iodure de sodium et des chambres d'ionisation  $\alpha$ , permirent d'identifier dans  $^{226}\text{Th}$  et  $^{222}\text{Ra}$  les 3 premiers termes de la séquence des niveaux rotationnels de la bande du fondamental, dont l'existence répondait aux prévisions du modèle collectif de Bohr et Mottelson [Boh-53].

De plus, des états excités de spin 1 et de parité négative – prévus à basse énergie dans la région des noyaux lourds déformés autour de ( $Z = 90, N = 136$ ) – sont mis en évidence d'abord dans  $^{224}\text{Ra}$  [Asa-53], puis dans  $^{226}\text{Th}$  et  $^{222}\text{Ra}$ , d'après des expériences de corrélations angulaires  $\alpha$ - $\gamma$  réalisées par Stephens et coll. [Ste-54].

Un peu plus tard en 1956, Asaro et coll. [Asa-56] reprenaient les mesures sur tous les produits de la chaîne, avec quatre sources de  $^{230}\text{U}$  d'activités différentes, séparées et purifiées par extraction à l'éther ou par chromatographie sur colonne de résine anionique. Des mesures de spectres  $\gamma$  et de coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  permirent d'établir un schéma de niveaux de  $^{226}\text{Th}$ , comportant trois niveaux excités à 72, 226 et 232 keV, de spins et parités respectives  $2^-$ ,  $4^-$  et  $1^-$ , sur la base des transitions  $\gamma$  de 72, 154, 158 et 232 keV les désexcitant. Des transitions  $\gamma$  de 112, 130, 197 et 242 keV désexcitant les niveaux de 112 ( $2^-$ ), 242 ( $1^-$ ) et 309 ( $4^-$ ) keV furent proposées dans le schéma de désintégration  $\alpha$  de  $^{226}\text{Th}$  vers les états excités de  $^{222}\text{Ra}$ . Dans les schémas de niveaux de  $^{218}\text{Rn}$  et  $^{214}\text{Po}$ , seuls les deux états  $2^-$  de 325 et 609 keV furent observés.

En 1960, Stephens et coll. [Ste-60] réalisaient une étude systématique des isotopes pairs du radon, situés dans la région des noyaux de transition, à partir de la décroissance  $\alpha$  de leurs parents. Trois nouveaux niveaux excités d'énergie 650, 800 et 850 keV, de spins et parités respectives  $2^+$ ,  $1^-$ ,  $4^+$  sont interprétés dans le schéma de niveaux de  $^{218}\text{Rn}$ .

En 1969, Briand et coll. [Bri-69] reprenaient l'étude des niveaux de  $^{222}\text{Ra}$  dans la désintégration  $\alpha$  du  $^{226}\text{Th}$  avec des détecteurs à semi-conducteurs au germanium-lithium Ge(Li) pour les spectres  $\gamma$ , des jonctions au silicium (Si) pour la détection des particules  $\alpha$  et à barrière de surface pour les mesures d'électrons de conversion. Dans cette étude, un niveau  $3^-$  interprété comme le deuxième terme de la bande de vibration octupolaire  $K^\pi = 0^-$  fut mis en évidence.

Les mesures les plus récentes portant sur les éléments de cette chaîne sont de Kurcewicz et datent de 1976 [Kur-76]. Les spectres  $\gamma$  directs et de coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  étaient réalisés sur des sources de  $^{230}\text{U}$  en équilibre avec ses produits de filiation. Des mesures d'électrons de conversion interne furent également effectuées. Sur un total de 31 transitions  $\gamma$  observées, 14 d'entre elles étaient nouvelles par rapport aux travaux antérieurs. Les nouveaux niveaux de 805 et 914 keV respectivement dans le  $^{226}\text{Th}$  et  $^{222}\text{Ra}$  ont été considérés comme les têtes des premières bandes excitée  $K^\pi = 0^+$ ; ces états  $00^+$  ont en outre été interprétés comme des états de vibration quadrupolaires de paires.

Toutes les expériences antérieures à notre travail ont été menées d'abord à l'aide de scintillateurs NaI(Tl), puis de détecteurs à semi-conducteurs au silicium (Si) et au germanium-Lithium Ge(Li), à partir de sources obtenues soit par séparation chromatographie sur colonne de résine, soit par piégeage des noyaux de recul. Les mesures étaient ensuite réalisées sur des sources en équilibre avec leurs descendants, compte tenu de leurs courtes périodes.

Pour améliorer les données relatives à cette chaîne, nous avons réalisé des mesures de spectres  $\gamma$  directs avec des sources hautement purifiées en élution continue de leurs produits de filiation, à l'aide de détecteurs au germanium hyperpur HPGe de résolution très supérieure à celle des Ge(Li) utilisés vingt ans auparavant.

## III.2 Niveaux du $^{226}\text{Th}$ peuplés par décroissance $\alpha$ du $^{230}\text{U}$

### III.2.1 Mesures et résultats

La source de  $^{230}\text{U}$  utilisée au cours de nos mesures a été comptée devant le détecteur à jonction coaxiale (HPGe) d'efficacité relative 17%. La résolution en énergie du détecteur est de 1,80 keV sur la raie 1333 keV du  $^{60}\text{Co}$  et de 990 eV sur la raie 230,37 keV de  $^{230}\text{U}$ .

L'étalonnage en énergie et en efficacité du détecteur a été réalisé à l'aide de sources standards telles que  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{152}\text{Eu}$  et d'une source multigammas ( $^{109}\text{Cd} + ^{137}\text{Cs} + ^{241}\text{Am}$ ). Ces étalons ont été comptés dans les mêmes géométries que la source.

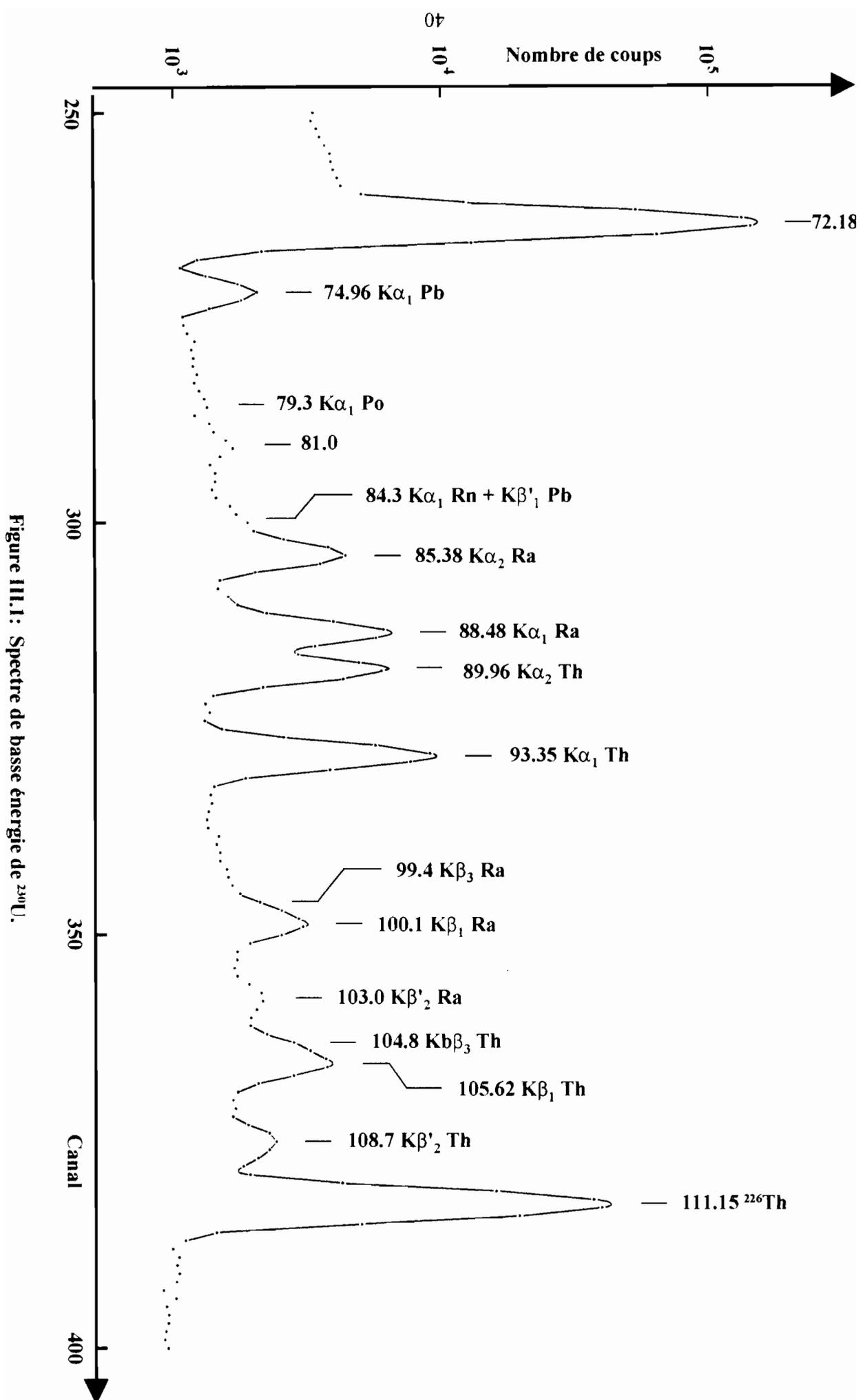
Afin de déterminer avec précision les énergies des pics observés dans les spectres, nous avons également compté simultanément la source avec des étalons, en choisissant la position relative de la source au détecteur de sorte que les taux de comptage sur les raies caractéristiques de ces deux spectres soient voisins. Afin d'identifier les faux pics résultant de la somme fortuite de deux pics intenses, des comptages préliminaires ont en outre été réalisés en faisant varier la distance de la source au détecteur entre 5 et 15 cm,

#### III.2.1.1 Spectre de basse énergie

Au cours de nos mesures, une attention particulière a été apportée à la région des rayons X, dans le but de rechercher d'éventuelles nouvelles transitions  $\gamma$ . Pour ce comptage, la source a été placée à 5 cm du détecteur. Le spectre du rayonnement X, issu du réarrangement du cortège électronique des atomes de thorium et des autres éléments de la chaîne radioactive, est représenté sur la figure III.1. Les résultats obtenus à partir de l'analyse de ce spectre sont regroupés dans le tableau III.1 et comparés aux valeurs calculées par Browne [Bro-86]. La raie  $K\alpha_1$  du plomb est masquée par la transition  $\gamma$  intense de 72,18 keV de  $^{230}\text{U}$ . Aucune nouvelle transition  $\gamma$  n'a été observée dans cette région.

#### III.2.1.2 Spectre de moyenne énergie

Dans la seconde série de nos mesures, nous avons interposé entre le détecteur et la source un filtre de deux feuilles de métal accolées (2 mm Pb - 0,6 mm Cu), afin d'atténuer ainsi le comptage des raies X, des  $\gamma$  de basse énergie, des effets de somme et de favoriser le comptage des transitions  $\gamma$  de haute énergie sans détériorer la résolution du détecteur.



**Tableau III.1: Raies X observées sur le spectre de basse énergie de  $^{230}\text{U}$ .**

Energie(keV)	[Brow-86] Energie calculée(keV)	Raies
74,96 (6)	74,969	$K\alpha_1$ Pb
79,3 (4)	79,290	$K\alpha_1$ Po
84,3 (2)	84,392	$K\alpha_2$ Rn + $K\beta_1'$ Pb
85,38 (5)	85,431	$K\alpha_2$ Ra
88,48 (3)	88,471	$K\alpha_1$ Ra
89,96 (3)	89,957	$K\alpha_2$ Th
93,35 (3)	93,350	$K\alpha_1$ Th
99,4 (2)	99,432	$K\beta_3$ Ra
100,1 (1)	100,130	$K\beta_1$ Ra
103,0 (1)	103,328	$K\beta_2'$ Ra
104,8 (1)	104,819	$K\beta_3$ Th
105,62 (6)	105,604	$K\beta_1$ Th
108,7 (1)	108,767	$K\beta_2'$ Th

Les figures III.2A, B, C et D représentent le spectre  $\gamma$  obtenu en additionnant 14 spectres successifs totalisant 7 heures de comptage. Compte tenu de la très courte période des produits de filiation relativement à celle de l'uranium ( $T_{1/2} = 20,8$  jours), leurs pics caractéristiques apparaissent dans le spectre. Cette activité résiduelle peut s'interpréter aussi par l'implantation des noyaux de recul sur les grains de la résine. Cependant le comptage en élution continue a permis de réduire les activités de  $^{226}\text{Th}$ ,  $^{222}\text{Ra}$ ,  $^{218}\text{Rn}$  et de  $^{214}\text{Po}$  dans un rapport 1/37, 1/165, 1/230, 1/257 par rapport aux activités à l'équilibre.

L'analyse du spectre par le programme GAMANAL [Gun-72] a révélé l'existence de 21 transitions gamma parmi lesquelles 10 sont nouvelles [Kou-94], [Kou-95]<sup>1</sup>. Les énergies et intensités relatives des transitions  $\gamma$  attribuées à la décroissance de  $^{230}\text{U}$  sont rapportées dans le tableau III.2, dans lequel on a fait figurer pour comparaison les données de Kurcewicz et coll. [Kur-76]. L'intensité absolue de la principale transition  $\gamma$  de 72,18 keV est  $(0,638 \pm 0,032) \%$ , en très bon accord avec la valeur  $I_\gamma = (0,660 \pm 0,040) \%$  mesurée par Kurcewicz. Nos valeurs des énergies et intensités, données avec une précision améliorée, concordent bien avec celles publiées par Kurcewicz qui a travaillé avec un détecteur Ge(Li).

La transition de 729,3 keV n'a pu être placée dans le schéma de niveaux. L'intensité de la raie de 81,0 keV, de deux fois supérieure à la valeur de Kurcewicz, est due à une contribution probable de la raie  $K_\alpha$  de  $^{218}\text{Rn}$ .

### III.2.2 Schéma de niveaux de $^{226}\text{Th}$

En l'absence de mesures de coïncidences, nous avons élaboré un schéma des niveaux de  $^{226}\text{Th}$  (Figure III.3) construit essentiellement selon le principe de combinaison de RITZ, utilisant nos valeurs précises des énergies  $\gamma$ , les données de mesures  $\alpha$  réalisées par Bastin et coll. [Bas-66] et les mesures de spectrométrie  $\gamma$ -directe et de coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  de Kurcewicz [Kur-76]. L'énergie de chaque niveau a été calculée en faisant la moyenne pondérée des sommes des énergies des transitions  $\gamma$  sous le niveau, y compris en cascade.

Ce schéma rend compte de l'existence de dix niveaux excités dont deux à 768,2 et 856,5 keV sont reportés pour la première fois. Le niveau de 856,5 keV proposé sur la base de quatre transitions  $\gamma$  de 549,1; 626,2; 784,2 et 856,5 keV est définitivement établi alors que celui de 768,2 keV, qui se désexcite par une seule transition  $\gamma$  de 696,0 keV, est considéré comme incertain. Les quatre transitions de 847,8; 775; 617,7 et 540,6 keV confirment le niveau de 848,1 keV déjà

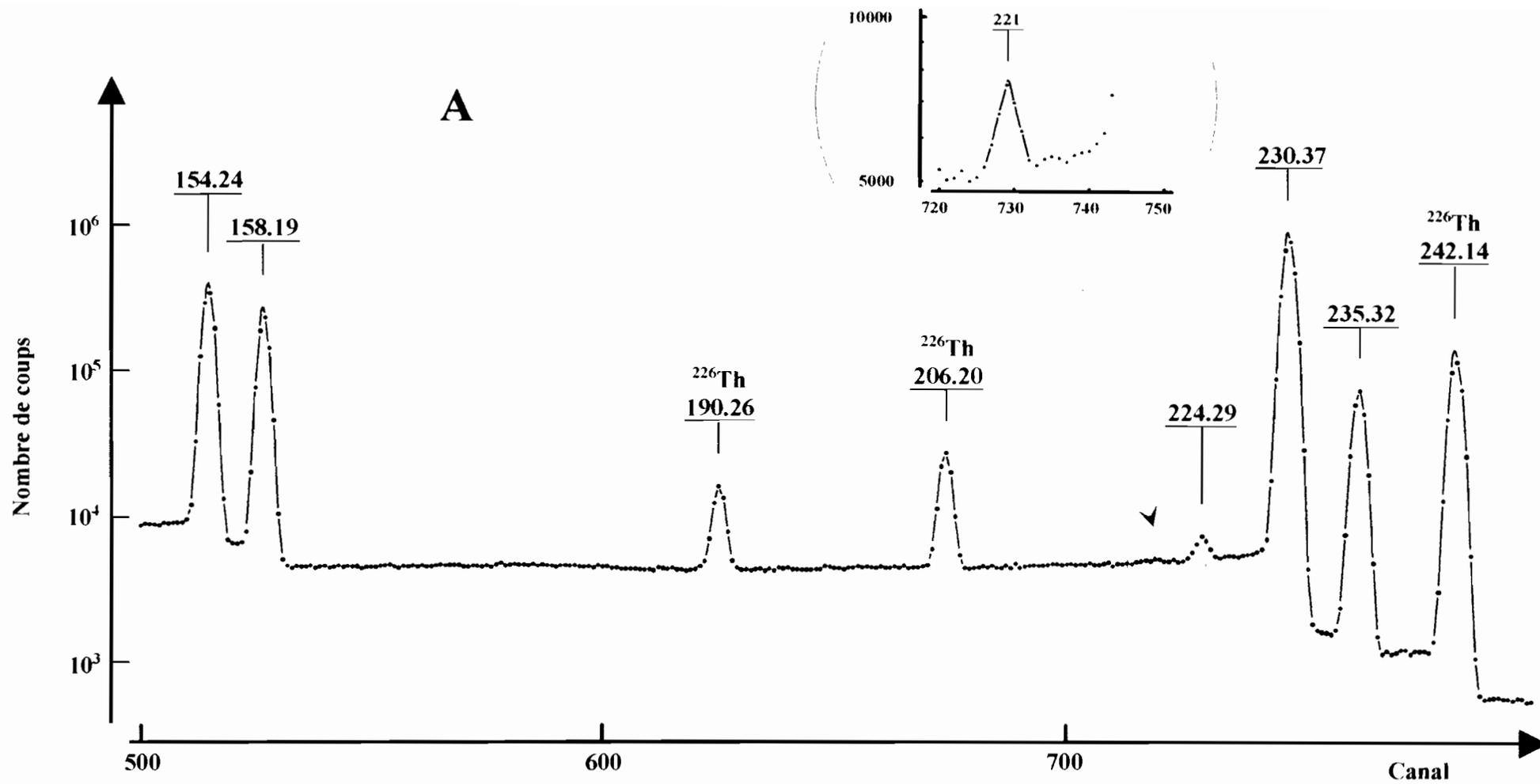
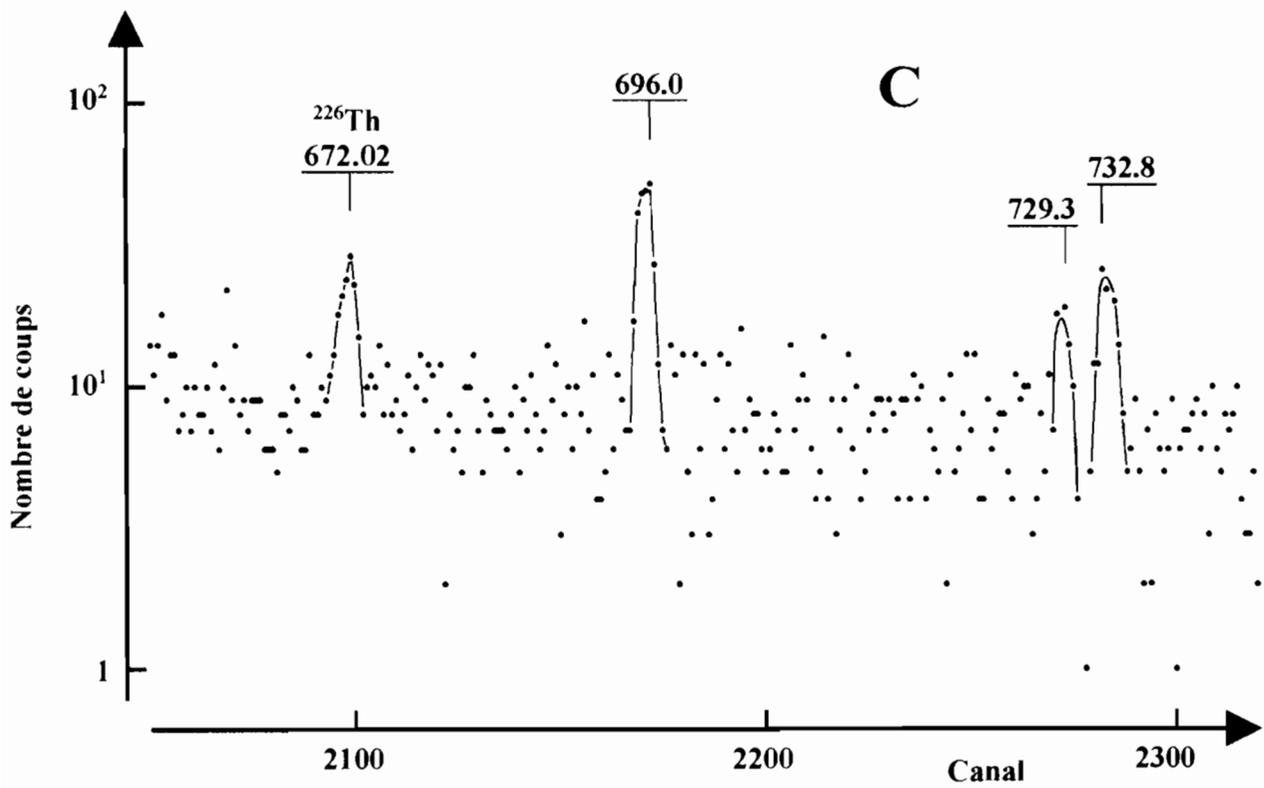
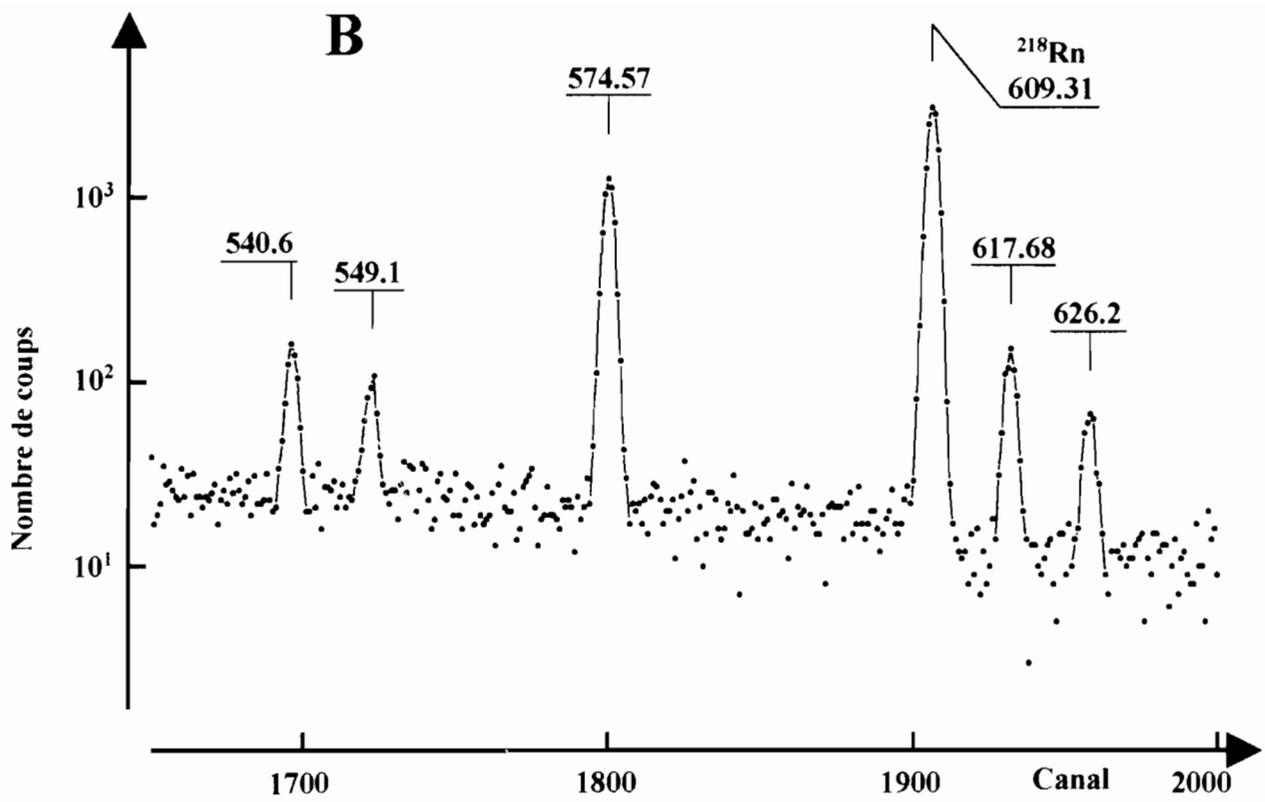
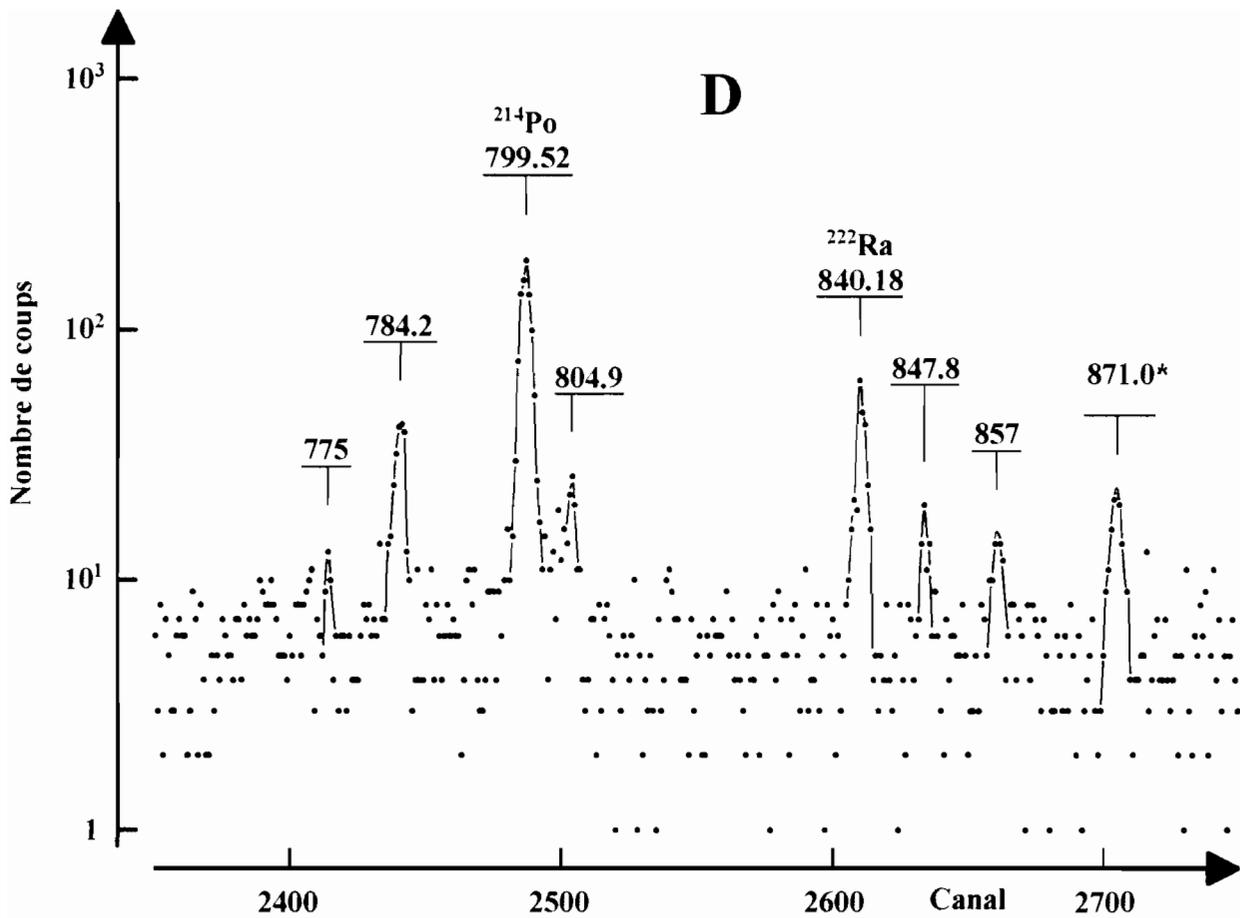


Figure III.2A: Portion du spectre  $\gamma$  direct de moyenne énergie de  $^{230}\text{U}$ , sans absorbant.

Dispersion: 0,33 keV/canal





Figures III.2B, C, D: Portions du spectre  $\gamma$  direct de moyenne énergie de  $^{230}\text{U}$ , avec absorbant (0,6 mm Cu + 2 mm Pb).

Dispersion: 0,33 keV/canal.

\*)  $^{17}\text{O}(\alpha, \alpha'\gamma)$ .

**Tableau III.2: Energies et intensités des  $\gamma$  accompagnant la désintégration  $\alpha$  de  $^{230}\text{U}$ .**

Présent travail		[Kur-76]	
$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$ ( $\times 10^{-5}$ )	$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$ ( $\times 10^{-5}$ )
72,18 (3)	638 (32)	72,20 (4)	660 (40)
81,0 (2)	1,1 (2) <sup>‡</sup>	81,0 (5) <sup>*</sup>	0,48 (11)
154,23 (3)	142 (7)	154,23 (3)	138 (7)
158,19 (3)	87 (5)	158,18 (3)	77 (5)
221 (1)	0,03 (1)	221,0 (5) <sup>*</sup>	0,05 (1)
224,29 (6)	0,30 (8)	223,9 (3) <sup>*</sup>	0,26 (6)
230,37 (3)	134 (7) <sup>†</sup>	230,37 (5)	134 (6)
235,32 (5)	12,1 (6)	235,3 (1)	11,7 (8)
540,6 (1)	0,028 (2)	539 (4) <sup>*</sup>	0,035 (15)
<b>549,1 (2)</b>	<b>0,017 (2)</b>		
574,57 (3)	0,29 (2)	574,8 (3)	0,33 (4)
617,7 (1)	0,036 (3)	617 (4) <sup>*</sup>	0,04 (2)
<b>626,2 (2)</b>	<b>0,016 (2)</b>		
<b>696,0 (2)</b>	<b>0,012 (1)</b>		
<b>729,3 (5)<sup>**</sup></b>	<b>0,004 (1)</b>		
<b>732,8 (4)</b>	<b>0,006 (1)</b>		
<b>775 (1)</b>	<b>0,007 (2)</b>		
<b>784,2 (2)</b>	<b>0,012 (2)</b>		
<b>804,9 (4)</b>	<b>0,007 (2)</b>		
<b>847,8 (6)</b>	<b>0,003 (1)</b>		
<b>857 (1)</b>	<b>0,020 (6)</b>		

†) Les valeurs des intensités absolues des raies  $\gamma$  sont normalisées à celle de la transition de 230,37 keV,  $I_\gamma = 134 \cdot 10^{-5}$ , d'après les résultats des mesures d'intensités absolues  $\gamma$  dans la désintégration  $\alpha$  de  $^{223}\text{Ra}$  [Peg-69] et les valeurs des intensités du spectre  $\gamma$  d'une source de  $^{230}\text{U}$  à l'équilibre [Kur-76].

‡) Intensité totale (81 keV +  $K_\alpha$  Rn).

\*)  $\gamma$  observés uniquement en coïncidence.

\*\*\*)  $\gamma$  non placé dans le schéma de niveaux.

$^{230}_{92}\text{U}_{138}$   
 $0^+$   $20,8 \text{ j}$

$\% \alpha = 100$

$Q_\alpha = 5992,7 (7)$

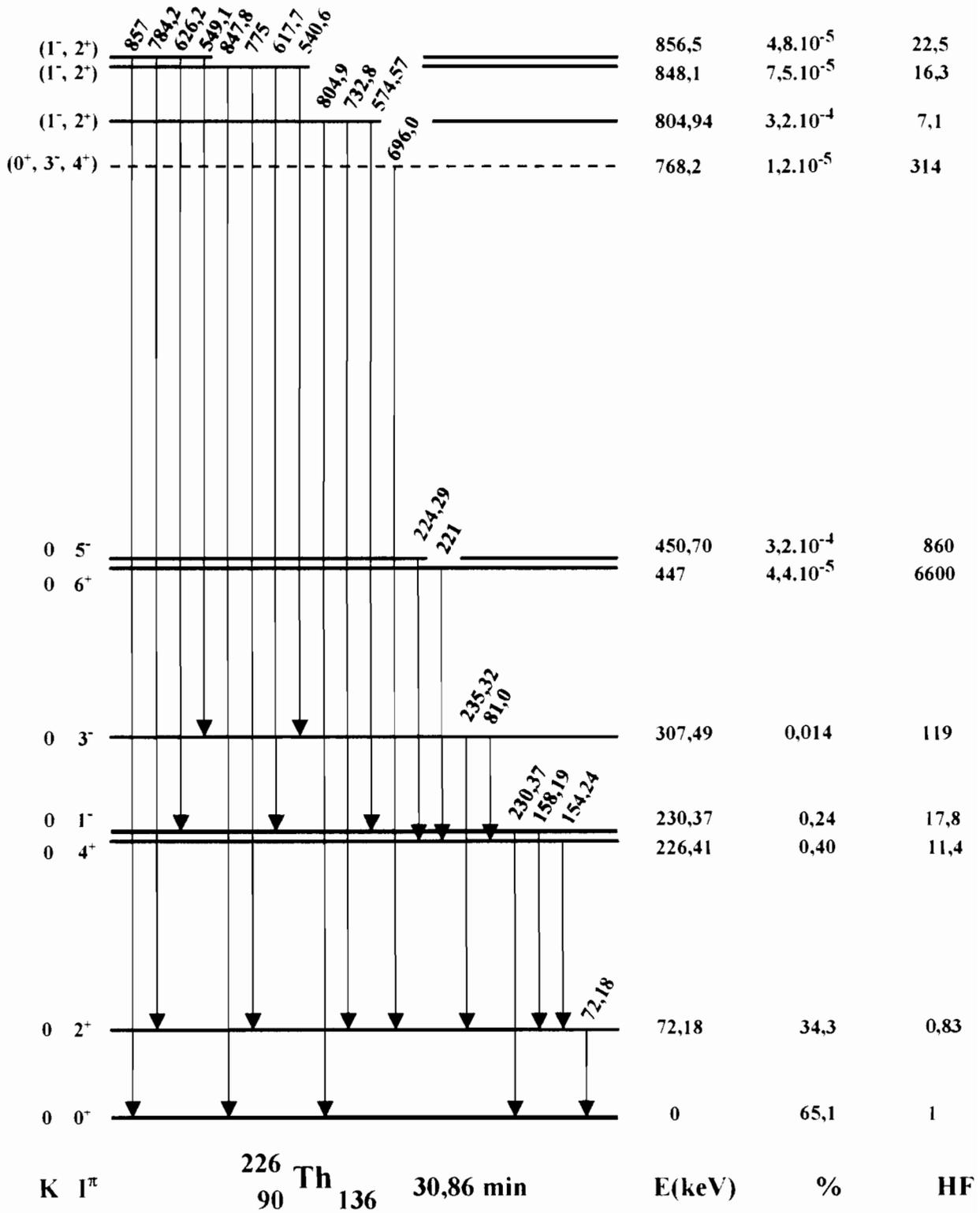


Figure III.3: Schéma de niveaux de  $^{226}\text{Th}$ .

proposé par Kurcewicz: Parmi ces transitions, celles de 847,8 et 775 keV sont nouvelles par rapport à l'étude précédente.

Les alimentations  $\alpha$  des différents niveaux de  $^{226}\text{Th}$  ont été déterminées en supposant les nouvelles raies de multipolarité E1 ou E2 pures (Tableau III.3). Pour les transitions déjà connues, nous avons adopté les multipolarités déduites des mesures réalisées par Lourens [Lou-67], Vakhtel [Vak-74] et Kurcewicz [Kur-76].

Les facteurs d'empêchement des branches  $\alpha$  vers les niveaux excités de  $^{226}\text{Th}$ , tels qu'ils peuvent être déduits de nos résultats, ont été calculés en adoptant pour l'énergie de désintégration  $Q_\alpha$  la valeur 5992,73 keV donnée par Audi et Wapstra [Aud-93].

Le tableau III.4 regroupe les valeurs des facteurs d'empêchement ainsi que les valeurs absolues des alimentations  $\alpha$ , puisque ces deux grandeurs sont proportionnelles à la constante de désintégration  $\alpha$  vers le niveau excité considéré. Les résultats de Kurcewicz [Kur-76], donnés pour comparaison, sont en bon accord avec nos valeurs.

### III.2.3 Discussion

#### **La bande rotationnelle $K^\pi = 0^+$ de l'état fondamental**

La bande fondamentale, connue jusqu'au niveau de spin 6 par décroissance  $\alpha$  [Kur-76], a été observée jusqu'à l'état  $18^-$  d'énergie 2635 keV par réaction nucléaire  $^{226}\text{Ra}(\alpha, 4n)^{226}\text{Th}$  [Sch-86]. Elle est fortement alimentée par  $\alpha$  ( $I_\alpha = 99,8\%$ ), sauf le niveau  $I^\pi = 6^+$  d'énergie 447,4 keV. La faible alimentation de cet état ( $I_\alpha = 4,4 \cdot 10^{-5}\%$ ) et la valeur très élevée de son facteur d'empêchement ( $F_\alpha = 6600$ ) sont très comparables à celles observées ( $I_\alpha = 5,1 \cdot 10^{-5}\%$ ;  $F_\alpha = 6400$ ) pour l'isotope pair-pair voisin  $^{228}\text{Th}$  [Led-78].

Les valeurs des paramètres de la relation  $E_{\text{rot}} = AI(I+1) + BI^2(I+1)^2 + CI^3(I+1)^3$ , déduits des énergies expérimentales des niveaux de spins 2, 4 et 6 sont :  $A = 12,40$  keV (paramètre d'inertie),  $B = -65$  eV et  $C = 0,55$  eV. Les déviations au premier ordre en  $I(I+1)$  des énergies des niveaux sont plus importantes que celles observées dans  $^{228}\text{Th}$ , ce dernier possédant un moment d'inertie semblable aux valeurs connues des actinides lourds [Har-83]. D'après les valeurs du moment quadropolaire  $Q_0$  et du paramètre de déformation  $\beta_2$  correspondant déduit de la formule  $Q_0 = (3/5\pi)ZR_0^2\beta_2$  ( $R_0 = 1,2A^{1/3}$ ;  $A$  est le nombre de masse), on peut cependant considérer que

**Tableau III.3: Attributions et multipolarités adoptées pour les nouvelles raies  $\gamma$ .**

$E_\gamma$ (keV)	Attribution	$I_i^\pi, I_j^\pi$	Multipolarité
549,1 (2)	856,5 $\rightarrow$ 307,49	(1 $^-$ , 2 $^-$ ), 3 $^-$	E1
626,2 (2)	856,5 $\rightarrow$ 230,37	(1 $^-$ , 2 $^-$ ), 1 $^-$	E1
696,0 (2)	768,2 $\rightarrow$ 72,18	(0 $^-$ , 3 $^-$ , 4 $^-$ ), 2 $^-$	E2
732,8 (4)	804,94 $\rightarrow$ 72,18	(1 $^-$ , 2 $^-$ ), 2 $^-$	E2
775 (1)	848,1 $\rightarrow$ 72,18	(1 $^-$ , 2 $^-$ ), 2 $^-$	E2
784,2 (2)	856,5 $\rightarrow$ 72,18	(1 $^-$ , 2 $^-$ ), 2 $^-$	E2
804,9 (4)	804,94 $\rightarrow$ 0	(1 $^-$ , 2 $^-$ ), 0 $^-$	E2
847,8 (6)	848,1 $\rightarrow$ 0	(1 $^-$ , 2 $^-$ ), 0 $^-$	E2
857 (1)	856,5 $\rightarrow$ 0	(1 $^-$ , 2 $^-$ ), 0 $^-$	E2

**Tableau III.4: Energies, alimentations  $\alpha$  et facteurs d'empêchement des niveaux du  $^{226}\text{Th}$ .**

Présent travail				[Kur-76]	
$E_{\text{niveau}}$ (keV)	$I^\pi$	$I_\alpha$ (%)	$F_\alpha$	$I_\alpha$ (%)	$F_\alpha$
0	0 $^+$	65,1 (21)	1	64,1 (16)	1
72,18 (3)	2 $^-$	34,3 (21)	0,83	35,1 (16)	0,79
226,41 (4)	4 $^+$	0,400 (22)	11,4	0,387 (20)	11
230,37 (2)	1 $^-$	0,244 (10)	17,8	0,232 (10)	18
307,49 (8)	3 $^-$	0,0142 (7)	119	0,013 (1)	125
447 (1)	6 $^+$	4,4 (15).10 $^{-5}$	6600	$\approx$ 6.10 $^{-5}$	4600
450,70 (7)	5 $^-$	3,2 (9).10 $^{-4}$	860	$\approx$ 3,3.10 $^{-4}$	810
<b>768,2 (2)</b>	<b>(0<math>^+</math>, 3<math>^-</math>, 4<math>^+</math>)</b>	<b>1,22 (21).10<math>^{-5}</math></b>	<b>314</b>		
804,94 (4)	(1 $^-$ , 2 $^-$ )	3,2 (4).10 $^{-4}$	7,1	3,3.10 $^{-4}$	6,4
848,1 (2)	(1 $^-$ , 2 $^-$ )	7,5 (5).10 $^{-5}$	16,3	7,5.10 $^{-5}$	14,5
<b>856,5 (1)</b>	<b>(1<math>^-</math>, 2<math>^-</math>)</b>	<b>4,8 (4).10<math>^{-5}</math></b>	<b>22,5</b>		

$^{226}\text{Th}$  est meilleur rotateur que son isotope  $^{224}\text{Th}$  qui présente des caractéristiques d'un noyau de transition.

Isotopes	$\mathfrak{I}(\hbar^2\text{MeV}^{-1})$	$Q_0$ (barn) <sup>†</sup>	$\beta_2$
$^{224}\text{Th}$	30,6	6,24 (21)	0,17 (1)
$^{226}\text{Th}$	40,3	8,29 (21)	0,23 (1)
$^{228}\text{Th}$	51,3	8,41 (9)	0,230 (2)

†) [Gol-78]

### La bande octupolaire $K^\pi = 0^-$ à 230,37 keV

La bande de rotation basée sur l'état de vibration octupolaire  $K^\pi = 0^-$  était bien connue jusqu'au spin 3 d'après les études des décroissances  $\beta^-$  de  $^{226}\text{Ac}$  et  $\alpha$  de  $^{230}\text{U}$ , réalisées respectivement par Vakhtel et coll. [Vak-74] et Kurcewicz et coll. [Kur-76].

Nous suggérons le troisième terme  $I^\pi = 5^-$  de cette bande à 450,7 keV, état se désexcitant par la faible transition de 224,29 keV vers le niveau  $4^+$  de la bande fondamentale. Cette attribution est corroborée d'une part par les résultats obtenus par la réaction nucléaire  $^{226}\text{Ra}(\alpha, 4n)^{226}\text{Th}$  [Sch-86],  $E_{\alpha} = 451$  keV, dans laquelle cette bande a été observée jusqu'à l'état  $I^\pi = 19^-$ , et d'autre part par confrontation des valeurs du facteur d'empêchement de la branche  $\alpha$  vers, ce niveau ( $F_\alpha = 860$ ) et vers l'état  $05^-$  dans  $^{228}\text{Th}$  ( $F_\alpha = 700$ ) [Mar-86]<sup>1</sup>, contrairement à Kurcewicz qui considère ce niveau comme l'état  $6^+$  de la bande fondamentale.

Les énergies expérimentales des trois premières composantes  $I^\pi = 1^-, 3^-$  et  $5^-$  de cette bande permettent de déduire les valeurs des paramètres  $E_0$ ,  $A$  et  $B$  dans la formule de Bohr et Mottelson [Boh-75] décrivant les énergies de ses niveaux rotationnels :  $E_0 = 215,16$  keV,  $A = 7,6$  keV et  $B = 8,74$  eV. Les valeurs assez différentes du paramètre d'inertie  $A$  de la bande du fondamental (12,4 keV) et de cette bande  $K^\pi = 0^-$  à basse énergie (7,6 keV) sont réputées traduire la différence de forme du noyau entre ces deux états  $K^\pi = 0^-$  – déformation quadrupolaire – et  $K^\pi = 0^-$  – déformation octupolaire stable. Par ailleurs, les caractéristiques de désexcitation de la bande  $K^\pi = 0^-$  vers la bande fondamentale, en particulier la conformité quasi-parfaite des probabilités de transitions réduites expérimentales aux valeurs de la théorie adiabatique ou règle d'Alaga, peut être mise en relation avec une transition de forme entre ces deux états.

Le rapport des probabilités de transition réduites des transitions E1 connectant l'état  $01^-$  avec le premier état excité  $2^+$  et le niveau fondamental est égal à 2,01, en bon accord avec la valeur théorique 2,0 prévue. L'accord également attendu pour l'état  $3^-$ , peut permettre de prévoir la valeur correcte de  $I_\gamma$  (81 keV); transition dont l'observation dans le spectre de basse énergie était gênée par les raies X de  $^{226}\text{Th}$  :

$$\frac{B(E1; 03^- \rightarrow 02^+)}{B(E1; 03^- \rightarrow 04^+)} = 0,75 \quad \text{soit: } I_\gamma(81 \text{ keV}) = 0,66.$$

Cette valeur donne un rapport d'embranchement vers les niveaux  $2^+$  et  $4^+$  de la bande fondamentale (0,055) très compatible à la valeur donnée par le compilateur NDS (0,041) [Ako-87]<sup>2</sup>

### Niveau de 804,94 keV

Ce niveau, faiblement peuplé par  $\alpha$  ( $I_\alpha = 3,3 \cdot 10^{-4} \%$ ) et de facteur d'empêchement relativement bas ( $F_\alpha = 7,1$ ), était précédemment proposé sur la base d'une seule transition de 574,8 keV le désexcitant vers l'état  $1^-$ ; d'où l'attribution  $I^\pi = 0^+$ , suggérée par Kurcewicz et coll. [Kur-76]. Sa position est confirmée dans notre travail par la présence de deux nouvelles transitions de 732,8 et 804,9 keV, le désexcitant respectivement vers les niveaux  $2^+$  et  $0^+$  de la bande fondamentale. En conséquence, les spins et parités possibles sont  $I^\pi = 1^-$  et  $2^-$ .

Le rapport des probabilités de transitions réduites  $B(E2; K_i 2^+ \rightarrow 00^+) / B(E2; K_i 2^+ \rightarrow 02^-) = 0,7 \pm 0,2$  est compatible avec la valeur théorique 0,70 prévue pour les attributions ( $I_i^\pi = 2^-$ ,  $K = 0$  ou 2). Ce niveau de 804,9 keV pourrait donc être le deuxième terme d'une bande excitée  $K_i^\pi = 0^-$  ou la tête d'une bande  $K_i^\pi = 2^-$ .

### Niveau de 848,1 keV

Les mesures des spectres  $\gamma$  directs suggèrent que ce niveau se désexcite d'une part par deux transitions de 540,6 et 617,7 keV vers les niveaux  $3^-$  et  $1^-$  de la bande octupolaire  $K^\pi = 0^-$ , et d'autre part par deux nouvelles transitions de 775 et 847,8 keV de faible intensité vers les états  $2^-$  et  $0^-$  de la bande fondamentale. Les règles de sélection des transitions  $\alpha$  et  $\gamma$  imposent pour ce niveau les spins et parités  $I^\pi = 1^-$  ou  $2^-$ . Les rapports expérimentaux des probabilités de transitions réduites, en admettant les multipolarités pures M1, E1 ou E2 comme probables, sont comparés aux valeurs prévues par la règle d'Alaga, dans le tableau ci-dessous.

E <sub>γ</sub> (keV)	K <sub>i</sub> I <sub>i</sub> <sup>π</sup>	K <sub>f</sub> I <sub>f</sub> <sup>π</sup>	ML	Rapport des B (ML)		
				Expérimental	Règle d'Alaga	
					K <sub>i</sub> = 0	K <sub>i</sub> = 1
848	K <sub>i</sub> 1 <sup>-</sup>	00 <sup>-</sup>	E1	0,3 (1)	0,50	2,0
775		2 <sup>-</sup>	E1			
618		01 <sup>-</sup>	(M1) + E2 <sup>+</sup>	0,66 (7)	<b>0,67</b>	1,5
541		3 <sup>-</sup>	E2			
848	K <sub>i</sub> 2 <sup>+</sup>	00 <sup>+</sup>	E2	> 0,3 (1)	0,70	2,8
775		2 <sup>+</sup>	(M1) + E2 <sup>+</sup>			
618		01 <sup>-</sup>	E1	0,86 (9)	0,67	1,5
541		3 <sup>-</sup>	E1			

†) Multipolarité commune, seule utilisée.

Pour I<sup>π</sup> = 1<sup>-</sup> on remarque que la comparaison semble permettre l'attribution K = 0. Cependant le caractère KI<sup>π</sup> = 02<sup>+</sup>, associée à la multipolarité commune E2 des transitions vers la bande fondamentale, ne peut être exclue puisque le rapport expérimental des probabilités réduites est alors sous-estimé si la transition de 775 keV n'est pas E2 pure.

### *Nouveaux niveaux*

#### **Niveau de 768,2 keV**

La transition de 696,0 keV de faible intensité relative ne peut être combinée par somme arithmétique avec aucune des vingt autres transitions placées dans le schéma pour former une cascade parallèle à un cross-over; elle semble donc issue d'un niveau isolé dans les chaînes de désexcitation du noyau.

Si ce niveau était à 696 keV, on pourrait s'attendre à observer aussi la transition de 623,8 keV vers le premier niveau excité 2<sup>-</sup>, du fait que ces deux transitions auraient la même multipolarité et des probabilités de transition du même ordre de grandeur.

L'absence de transition vers l'état 2<sup>-</sup> suggère de placer ce niveau à une énergie plus élevée, en l'occurrence à 768,2 keV, avec les valeurs des spin et parité probables 0<sup>+</sup>, 3<sup>-</sup> et 4<sup>+</sup>. Ce niveau pourrait être la tête d'une bande excitée K<sup>π</sup> = 0<sup>+</sup> semblable aux états excités 0<sup>+</sup> observés dans cette région d'énergie, dans les actinides déformés [Led-78].

### Niveau de 856,5 keV

Ce niveau faiblement peuplé ( $I_\alpha = 4,8 \cdot 10^{-5} \%$ ) et de facteur d'empêchement  $F_\alpha = 22,5$  est proposé pour la première fois par décroissance  $\alpha$ , il alimente préférentiellement les états  $1^-$ ,  $3^-$  de la bande octupolaire  $K^\pi = 0^-$  et les niveaux  $0^-$ ,  $2^-$  de la bande fondamentale. L'application des règles de sélection sur les transitions  $\alpha$  et  $\gamma$  restreint les spins et parités de ce niveau aux valeurs  $I^\pi = 1^-$  ou  $2^-$ .

$E_\gamma$ (keV)	$K_i I_i^\pi$	$K_f I_f^\pi$	ML	Rapport des B (ML)		
				Expérimental	Règle d'Alaga	
					$K_i = 0$	$K_i = 1$
857 784	$K_1 1^-$	$00^+$	E1	1.3 (4)	0,50	2.0
		$2^-$	E1			
626 549		$01^-$	(M1) + E2 <sup>†</sup>	0,49 (8)	0.67	1.5
		$3^-$	E2			
857 784	$K_2 2^+$	$00^-$	E2	> 1,1 (4)	0.70	2,8
		$2^-$	(M1) + E2 <sup>†</sup>			
626 549		$01^-$	E1	0.6 (1)	<b>0,67</b>	1.5
		$3^-$	E1			

†) Multipolarité commune, seule utilisée.

Comme pour le niveau de 848 keV discuté précédemment, la comparaison des rapports des probabilités réduites des transitions vers la bande  $0^-_{\text{fond}}$  et  $0^-$  semble favoriser l'attribution ( $I_i^\pi = 2^-$ ,  $K_i = 0$ ).

## III.3 Niveaux du $^{222}\text{Ra}$ peuplés par décroissance $\alpha$ du $^{226}\text{Th}$

### III.3.1 Mesures et résultats

#### III.3.1.1 Spectres gammas directs

Les sources de  $^{226}\text{Th}$  étaient préparées toutes les heures à partir du générateur  $^{230}\text{U}$  fixé sur colonne de résine anionique Dowex 1X8.

Quinze sources ont été séparées et comptées pour donner des spectres somme de 16 heures de comptage chacun (Figure III.4A et B). Pour les spectres de haute énergie, nous avons intercalé entre la source et le détecteur un filtre de 2 mm de Pb recouvert par une feuille de 0,6 mm Cu, comme dans le comptage de  $^{230}\text{U}$ .

Les conditions d'étalonnage en énergie et en efficacité sont identiques (mêmes sources standards) à celles de la mesure de  $^{230}\text{U}$ . Cependant, la résolution en énergie du détecteur coaxial mesurée sur la raie de 242.14 keV de  $^{226}\text{Th}$  est de 970 eV. Les valeurs des énergies et intensités relatives sont résumées dans le tableau III.5.

Les transitions  $\gamma$  de 723 et 914 keV, déjà reportées dans l'étude de la décroissance  $\beta^-$  du  $^{222}\text{Fr}$  vers les états excités du  $^{222}\text{Ra}$  par Ruchowska et coll. [Ruc-92], sont observées pour la première fois par désintégration  $\alpha$  [Kou-95]<sup>1</sup>. La déconvolution du spectre de la région des X n'a révélé aucune nouvelle transition  $\gamma$ . Comme nous l'avons précisé plus haut, nous n'avons pas pu éliminer totalement l'activité résiduelle des noyaux fils malgré l'augmentation de la vitesse d'élution. Cependant, leur activité a été considérablement réduite par rapport à la valeur d'équilibre.

#### III.3.1.2 Mesure de la période de $^{226}\text{Th}$

La première valeur connue de la période de  $^{226}\text{Th}$  a été publiée par Studier et Hyde [Stu-48] en 1948. Dans leur étude, ils utilisaient une chambre de comptage  $\alpha$  et une source de thorium copécipitée avec de l'iodate de zirconium. Afin de préciser cette valeur, nous avons effectué la mesure de la période de cet isotope, à l'aide d'un détecteur coaxial HPGe et un analyseur de 4096 canaux en mode multiéchelle.

Les sources de  $^{226}\text{Th}$  que nous avons utilisées au cours de nos mesures étaient préparées par élution rapide en milieu chlorhydrique 8M d'une colonne de résine anionique Dowex 1X8, sur

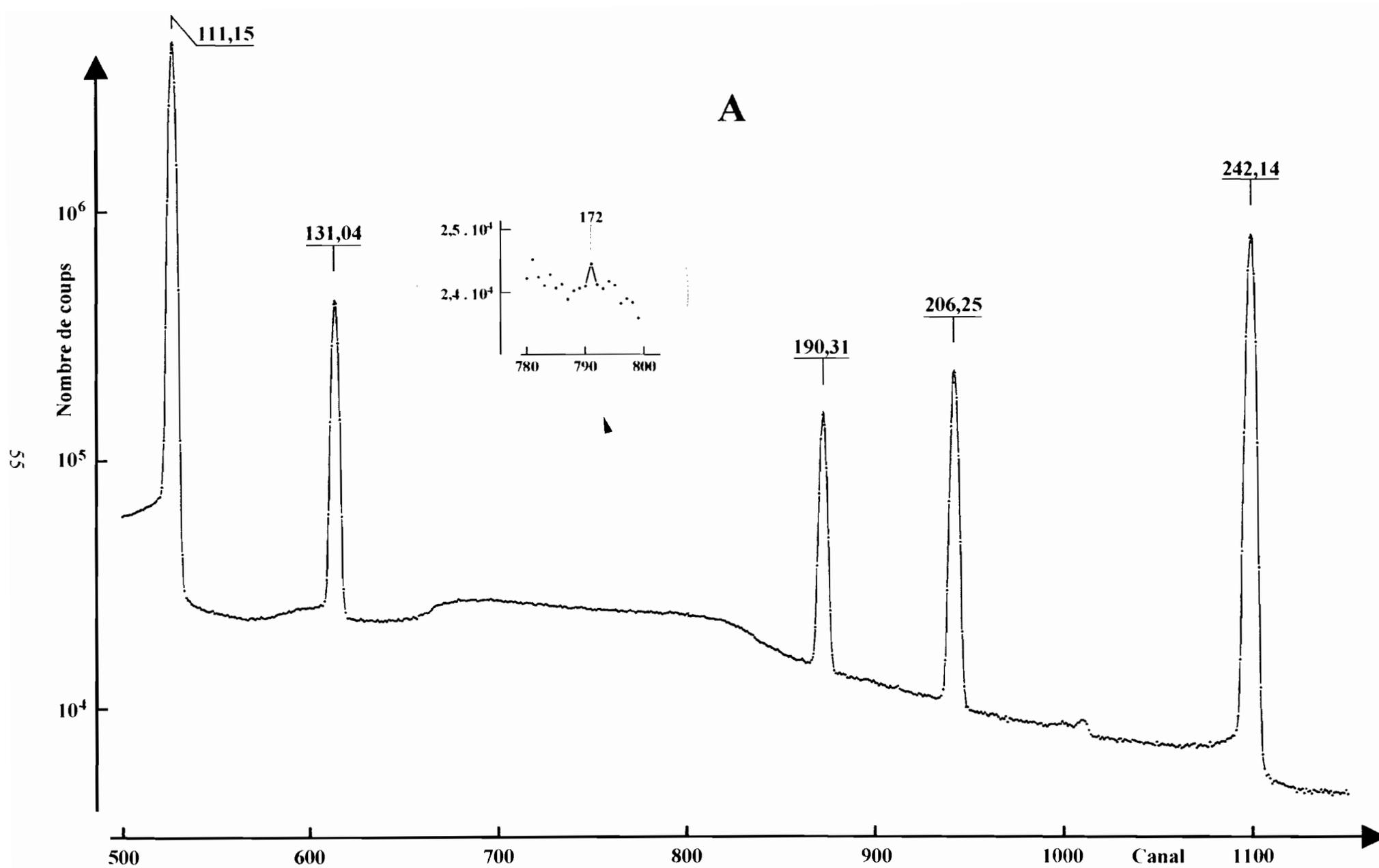


Figure III.4A: Portion du spectre  $\gamma$  direct de  $^{226}\text{Th}$ , sans absorbant.

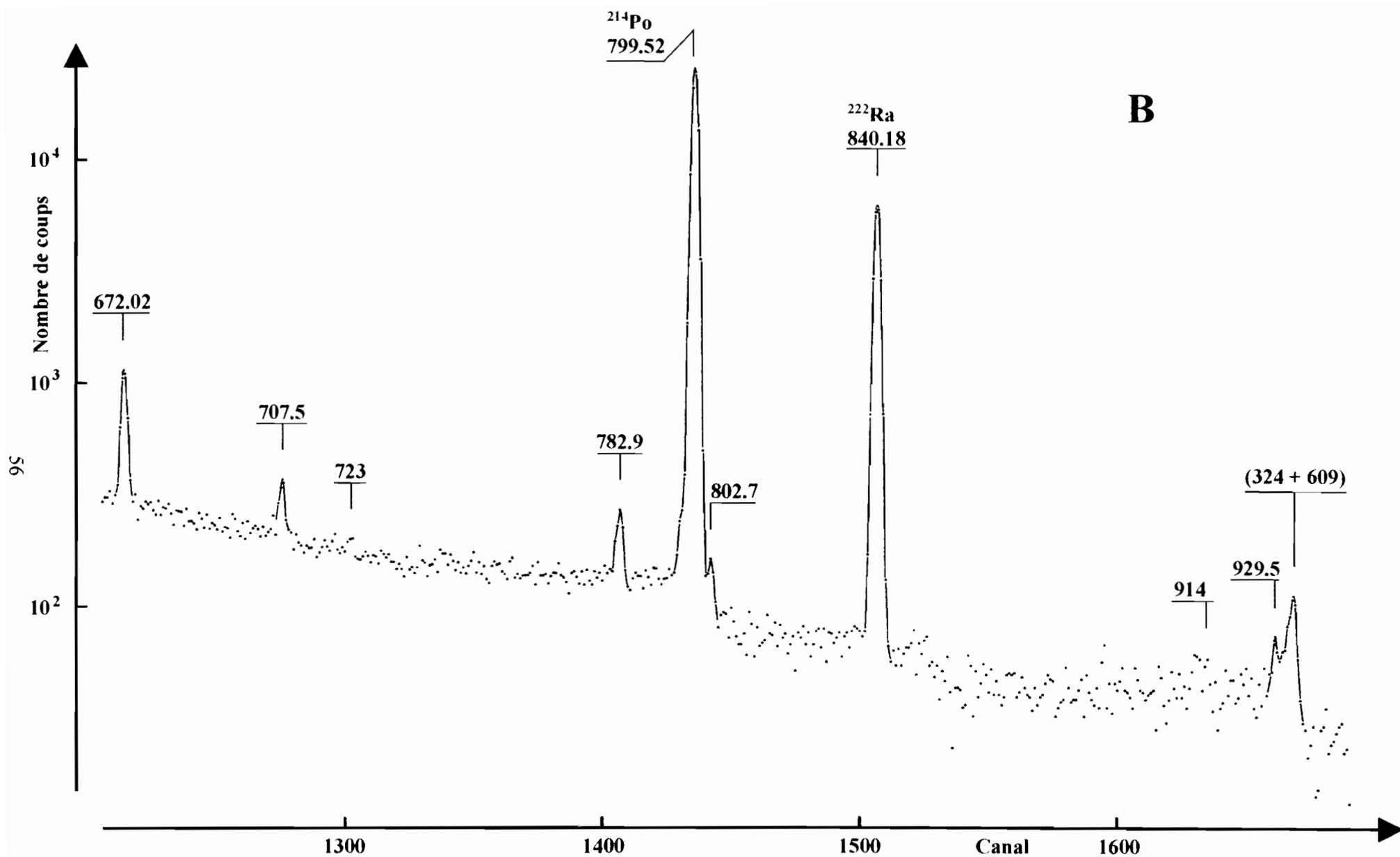


Figure III.4B: Portion du spectre  $\gamma$  direct de  $^{226}\text{Th}$ , avec absorbant (0,6 mm Cu + 2 mm Pb).

Tableau III.5: Energies et intensités des  $\gamma$  accompagnant la désintégration  $\alpha$  de  $^{226}\text{Th}$ .

Présent travail		[Kur-76]	
$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$ ( $\times 10^{-5}$ )	$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$ ( $\times 10^{-5}$ )
111,15 (3)	2908 (145)	111,12 (3)	3290 (200)
131,04 (3)	262 (13)	131,02 (5)	278 (13)
172 (1)	0,30 (15)	172,3 (3) <sup>‡</sup>	0,20 (2)
190,31 (3)	112 (4)	190,30 (5)	109 (6)
206,25 (3)	192 (6)	206,23 (5)	189 (8)
242,14 (3)	866 (26) <sup>†</sup>	242,12 (5)	866 (40)
672,02 (7)	0,29 (2)	671,9 (3)	0,28 (3)
707,5 (3)	0,05 (1)	707,5 (5)	0,06 (2)
<b>723 (1)</b>	<b><math>\leq 0,007</math> (3)</b>		
782,9 (3)	0,052 (10)	783,0 (5)	0,09 (3)
802,7 (4)	0,013 (4)	802,7 (5)	0,06 (2)
<b>914 (1)</b>	<b>0,033 (16)</b>		
<b>929,5 (6)*</b>	<b>0,020 (6)</b>		

†) Les valeurs des intensités absolues des raies  $\gamma$  sont normalisées à celle de la transition de 242,14 keV,  $I_\gamma = 866 \cdot 10^{-5}$ , d'après les résultats des mesures d'intensités absolues  $\gamma$  dans la désintégration  $\alpha$  de  $^{222}\text{Ra}$  [Peg-69] et les valeurs des intensités du spectre  $\gamma$  d'une source de  $^{230}\text{U}$  à l'équilibre [Kur-76].

‡)  $\gamma$  observé uniquement en coïncidence.

\*)  $\gamma$  non placé dans le schéma de niveaux.

laquelle le  $^{230}\text{U}$  était préalablement fixé. La décroissance de l'activité était ensuite suivie sur environ cinq périodes avec un temps d'accumulation de vingt secondes par canal.

Quatre spectres ont été additionnés et corrigés par soustraction du bruit de fond mesuré dans les mêmes conditions. Les points expérimentaux ont été ajustés par la méthode des moindres carrés, pour obtenir la courbe de décroissance représentée sur la figure III.5.

La période  $T_{1/2} = (30,86 \pm 0,06)$  min que nous avons trouvée [Kou-95]<sup>1</sup>, est en parfait accord avec les valeurs 30,9 min et  $(30,57 \pm 0,10)$  min données respectivement par Studier et coll. [Stu-48], et Miller et coll [Mil-87].

### III.3.2 Schéma de niveaux de $^{222}\text{Ra}$

La figure III.6 représente le schéma de niveaux de  $^{222}\text{Ra}$  construit sur la base des données obtenues dans ce travail. Ce schéma est essentiellement identique à celui proposé par Kurcewicz et coll. [Kur-76], à l'exception du niveau à 1025,0 keV pour lequel nous avons ajouté deux nouvelles transitions  $\gamma$  de 723 et 914 keV. Ces transitions sont supposées peupler respectivement les états  $KI^\pi = 04^+$  et  $02^+$ , comme dans la désintégration  $\beta^-$  du  $^{222}\text{Fr}$  vers les états excités de  $^{222}\text{Ra}$  [Ruc-92].

Les alimentations  $\alpha$  calculées d'après les multipolarités adoptées (Tableau III.6) et les facteurs d'empêchement  $F_\alpha$  des différents niveaux sont résumés dans le tableau III.7. Nos valeurs sont en bon accord avec celles de Kurcewicz et coll. [Kur-76].

### III.3.3 Discussion

#### **La bande rotationnelle $K^\pi = 0^+$ de l'état fondamental**

Si les deux premiers états excités  $2^+$  et  $4^+$  de cette bande étaient connus avec certitude, l'identification du niveau de 473 keV à l'état  $6^+$  était douteuse, puisque le caractère  $I^\pi = 5^-$  était également possible [Kur-76], [Ruc-92]. Cependant, l'attribution  $KI^\pi = 06^-$  implique que l'énergie du niveau vérifie la relation de Bohr-Mottelson,  $E_I = A I(I+1) + B I^2(I+1)^2$ , où les paramètres A et B sont déduits des énergies des états  $02^+$  et  $04^+$  :  $A = 20$  keV;  $B = -0,25$  keV. Cette valeur est alors inférieure à l'énergie observée, elle-même inférieure à la valeur au premier ordre en  $I(I+1)$  (Figure III.7).

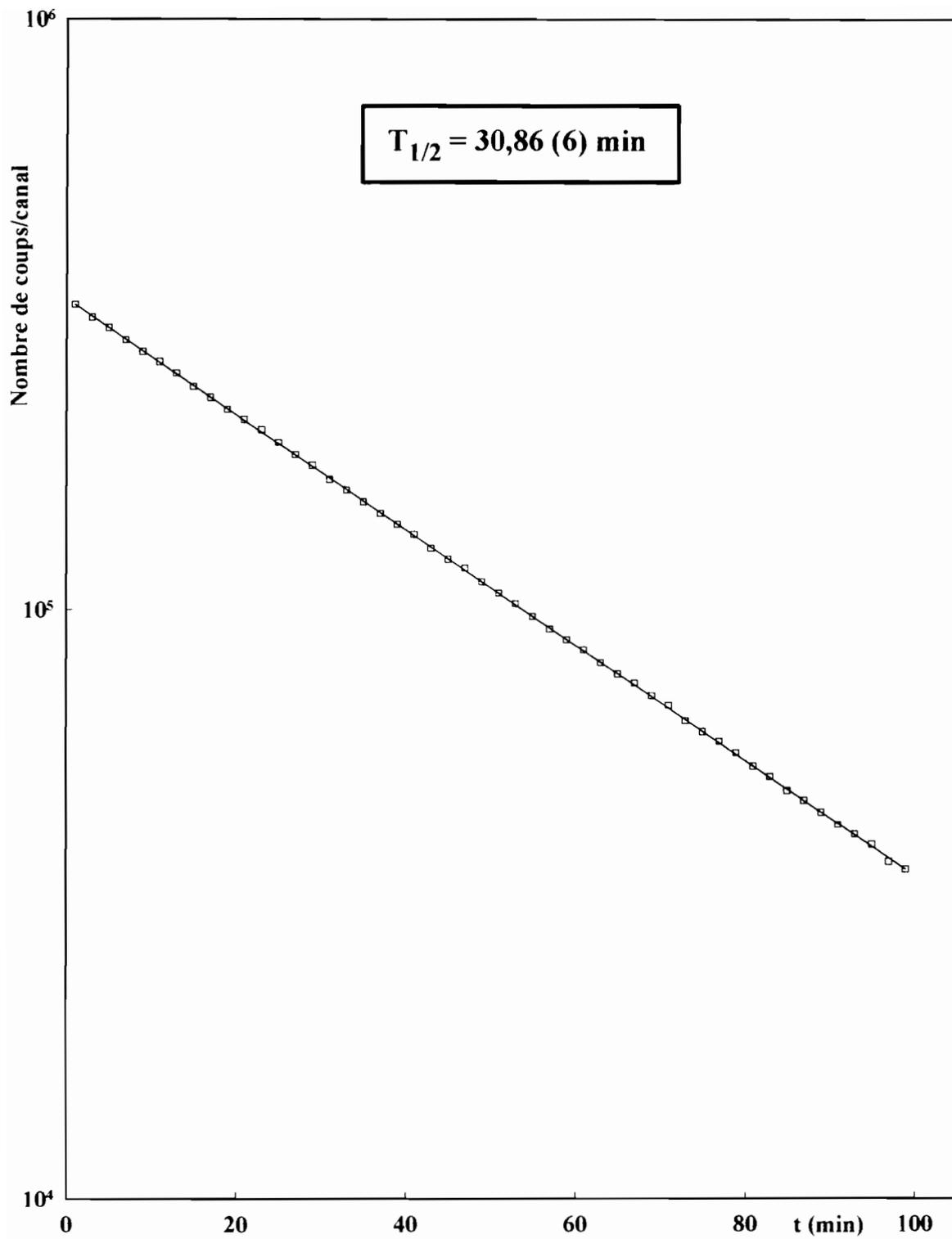


Figure III.5: Courbe de décroissance de  $^{226}\text{Th}$ .

$^{226}_{90}\text{Th}_{136}$  30,86 min

$\% \alpha = 100$

$Q_{\alpha} = 6451,5 (10)$

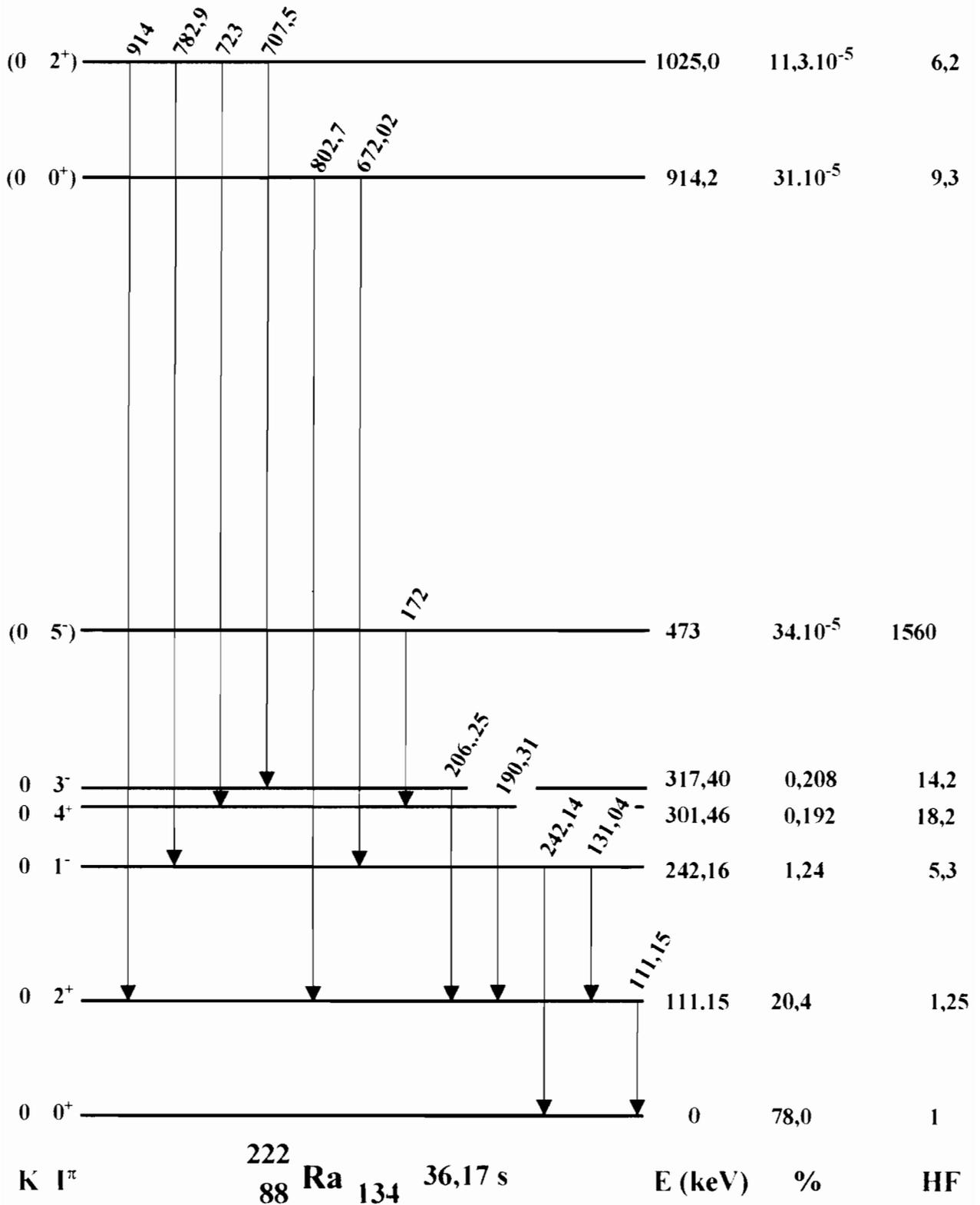


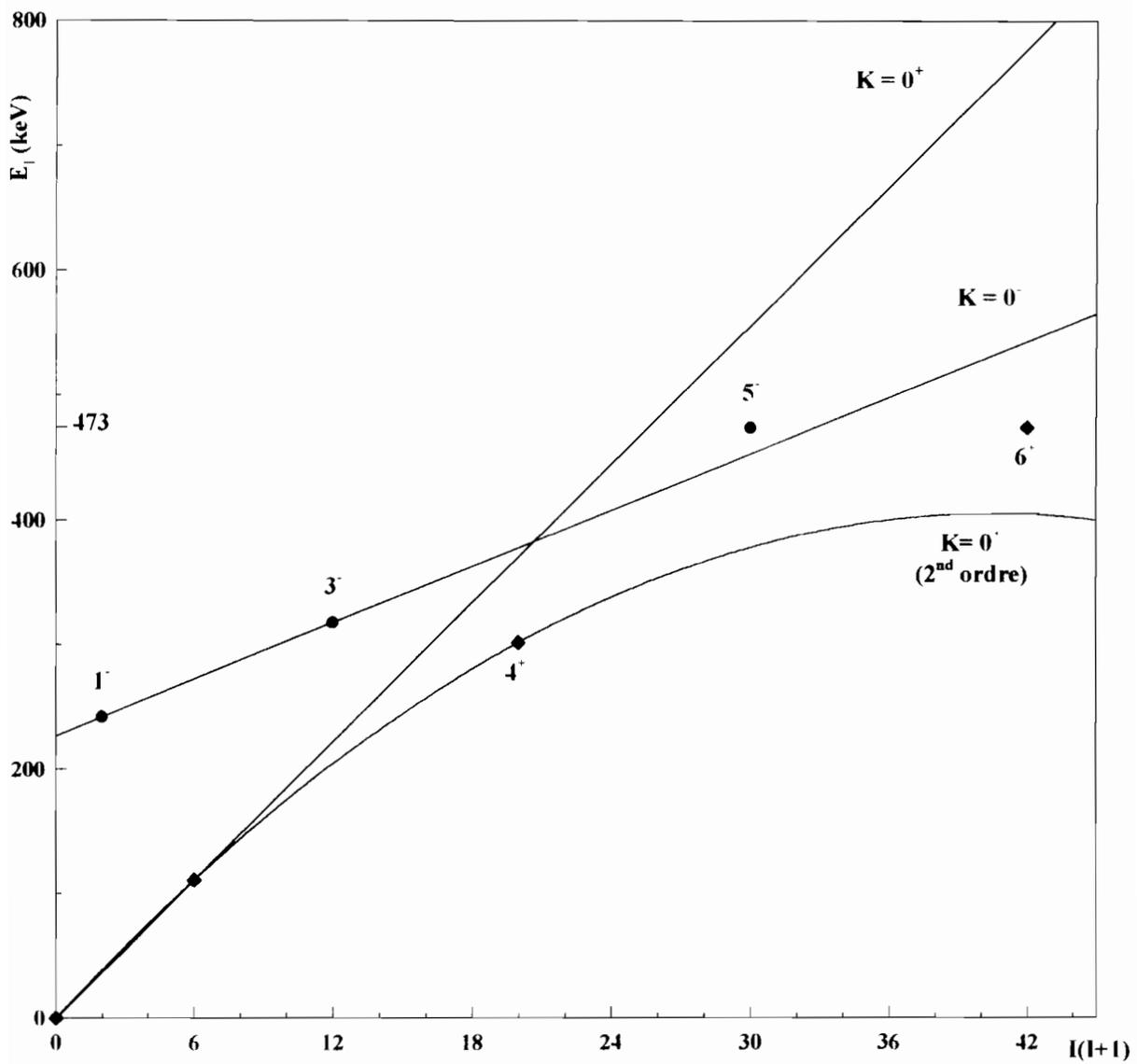
Figure III.6: Schéma de niveaux de  $^{222}\text{Ra}$ .

**Tableau III.6: Attributions et multiplicités adoptées.**

$E_\gamma$ (keV)	Attribution	$I_i^\pi, I_j^\pi$	Multipolarité
172 (1)	473 → 301,46	$5^-, 4^-$	E1
672,02 (7)	914,2 → 242,16	$0^-, 1^-$	E1
707,5 (3)	1025,0 → 317,40	$2^-, 3^-$	E1
723 (1)	1025,0 → 301,46	$2^-, 4^-$	E2
782,9 (3)	1025,0 → 242,16	$2^-, 1^-$	E1
802,7 (4)	914,2 → 111,15	$0^-, 2^-$	E2
914 (1)	1025,0 → 111,15	$2^-, 2^-$	E2

**Tableau III.7: Energies, alimentations  $\alpha$  et facteurs d'empêchement des niveaux du  $^{222}\text{Ra}$ .**

Présent travail				[Kur - 76]	
$E_{\text{niveau}}$ (keV)	$KI^\pi$	$I_\alpha(\%)$	$F_\alpha$	$I_\alpha(\%)$	$F_\alpha$
0	$0_f 0^+$	78,0(1)	1	75,2 (14)	1
111,15 (3)	$0_f 2^+$	20,4(1)	1,25	23,1 (14)	1,06
242,16 (7)	$0 1^-$	1,24(4)	5,3	1,27 (5)	4,9
301,46 (4)	$0_f 4^+$	0,192(7)	18,2	0,185 (9)	18
317,40 (4)	$0 3^-$	0,208(7)	14,2	0,205 (8)	14
473 (1)	$0 5^-$	$34 (17) \cdot 10^{-5}$	1560	$2,2 (5) \cdot 10^{-4}$ $4,1 (4) \cdot 10^{-4}$	$\approx 2300$ $\approx 1200$
914,2 (1)	$0_1 0^+$	$31 (2) \cdot 10^{-5}$	9,3	$34 (5) \cdot 10^{-5}$	7,8
1025,0 (2)	$0_1 2^+$	$11,3 (1,5) \cdot 10^{-5}$	6,2	$15 (15) \cdot 10^{-5}$	4,2



**Figure III.7: Attribution du spin du niveau de 473 keV d'après le modèle rotationnel.**

### La bande octupolaire $K^\pi = 0^-$ à 242,16 keV

Les deux premiers niveaux  $1^-$  et  $3^-$  de cette bande étaient déjà connus depuis les études de décroissances  $\alpha$  de  $^{226}\text{Th}$  et  $\beta^-$  de  $^{222}\text{Fr}$  réalisées respectivement par Briand et coll. [Bri-69] et Westgaard et coll. [Wes-75]. Comme dans la récente étude de Ruchowska [Ruc-92], nous suggérons d'attribuer les spin et parité  $I^\pi = 5^-$  au niveau de 473 keV puisque son énergie obéit parfaitement à la loi rotationnelle au premier ordre en  $I(I+1)$ , avec  $E_0 = 227,1$  keV,  $A = 7,52$  keV, déterminés à partir des énergies observées pour les états  $1^-$  et  $3^-$ . La valeur du paramètre B au second ordre peut être obtenue alors :  $B = 40$  eV; son signe ne permet pas de prévoir de couplage comportant  $\Delta K = 0$  et  $\Delta K = 2$  avec des états situés au dessus.

L'affaiblissement du paramètre d'inertie A, bien connu pour les premiers états  $K^\pi = 0^-$  des actinides pair-pairs déformés, est particulièrement accentué (35 % de la valeur du fondamental). Par ailleurs, l'énergie de ces états  $KI^\pi = 01^-$ , remarquablement faible dans le cas de  $^{222}\text{Ra}$ , est en forte corrélation avec la stabilité de la déformation octupolaire des actinides lourds; cette stabilité de déformation (Figure III.8) est associée à la hauteur de la barrière de potentiel entre 2 minimas octupolaires, maximale pour  $N = 136$  [Gyu-81].

### La bande $K^\pi = 0^+$ à 914,1 keV

Les niveaux de 914,2 et 1025,0 keV, déjà proposés par Kurcewicz et coll. [Kur-76] comme la tête  $0^+$  et le premier état excité  $2^+$  d'une bande excitée  $K^\pi = 0^+$ , sont confirmés dans notre travail. Pour le niveau de 1025,0 keV, deux nouvelles transitions de 914 et 723 keV le désexcitant respectivement vers les états  $2^-$  et  $4^-$  de la bande fondamentale sont reportées pour la première fois. Le moment d'inertie de cette bande,  $\mathfrak{I}_{0_1^+} = 27,1 \hbar^2 \text{MeV}^{-1}$ , est faible par rapport au moment d'inertie de la bande octupolaire  $K^\pi = 0^-$  ( $\mathfrak{I}_{0_1^-} = 72,1 \hbar^2 \text{MeV}^{-1}$ ) et du même ordre que celui de la bande fondamentale  $\mathfrak{I}_{0_{\text{fond}}^+} = 25 \hbar^2 \text{MeV}^{-1}$ . Cette similitude des valeurs des moments d'inertie des deux bandes  $0^+$ , première excitée et bande du fondamental, est bien connue dans la région des actinides pair-pairs déformés, et interprétée en termes de contributions non négligeables de configurations communes à ces états collectifs.

De plus ces états  $0^+$  ont été interprétés comme des vibrations quadrupolaires de paires à partir de trois caractéristiques essentielles mises en évidence dans la région des actinides [Kur-76]:

- Ces états sont fortement peuplés par les réactions de transfert à deux neutrons (p, t) avec une section efficace de l'ordre de 15% de celle du niveau fondamental [Mah-70,72], [Fri-74].

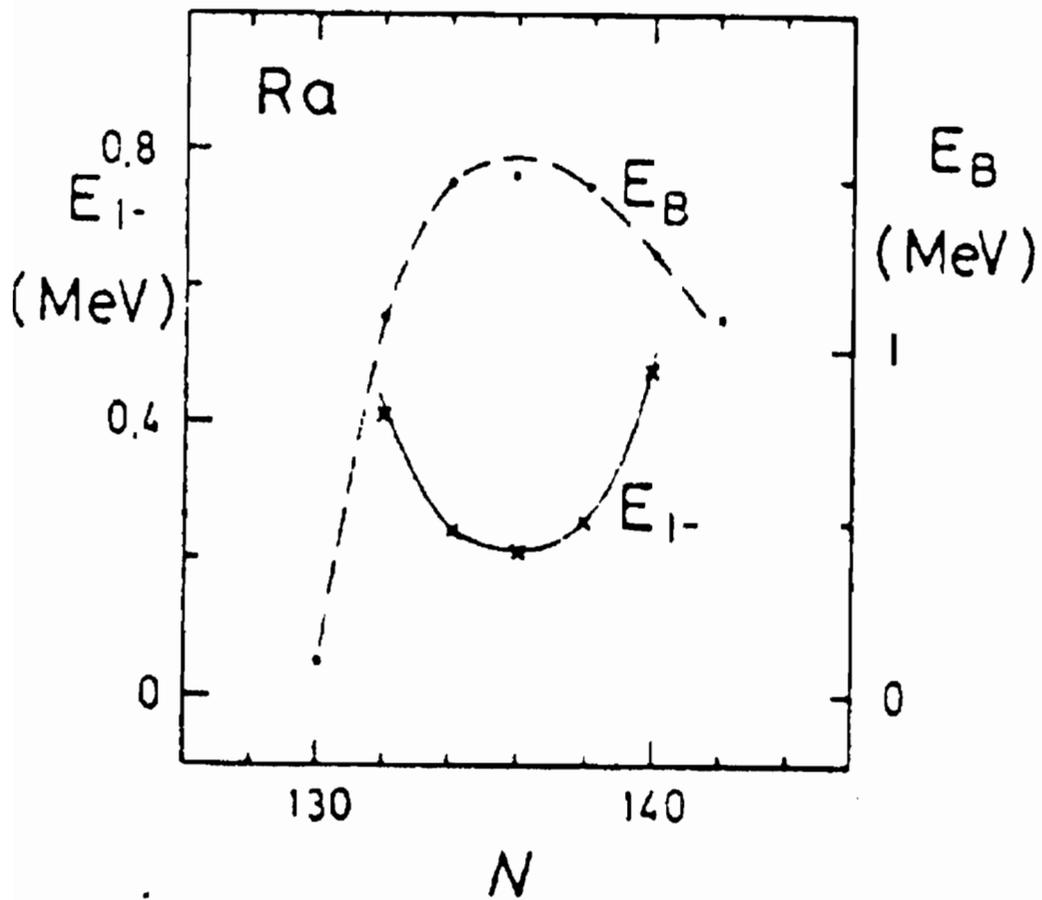


Figure IV.8: Corrélation entre la hauteur théorique de la barrière octupolaire  $E_B$  et l'énergie expérimentale  $E_{1-}$  de l'état  $KI^\pi = 01^-$  dans les radium [Gyu-81].

- Ces états ne sont pas observés dans les réactions de type (t, p) [Cas-72].
- Leur facteur d'empêchement est relativement faible  $F_\alpha \approx 7$  [Bjo-65], [Ako-72].

Dans le cas de  $^{222}\text{Ra}$ , les réactions (p, t) et (t, p) n'ont toutefois pu être mises à profit par manque de cibles appropriées (périodes trop courtes). Cependant, le niveau de 914,1 keV ( $F_\alpha = 9,3$ ) semble pouvoir être identifié à un tel état  $0^+$ , dont l'énergie est 918 keV ( $F_\alpha = 6,4$ ) dans  $^{224}\text{Ra}$  [Fri-74], [Kur-77].

Par ailleurs, bien que  $E_{0_1^+}$  soit supérieure à l'énergie théorique  $2E_{0_1^-}$  (484,3 keV), le mode de désexcitation de ces niveaux vers la bande  $K^\pi = 0^+$  suggère d'interpréter la bande  $K^\pi = 0_1^+$  comme une vibration octupolaire à deux phonons. En effet, la probabilité réduite expérimentale  $B(E1, 0_1 0^+ \rightarrow 01^-)$  de la transition E1 vers l'état  $01^-$ , en supposant  $B(E2)$  égale à une unité de Weisskopf, est  $0,63 \cdot 10^{-2}$  u.W. Cette valeur est en accord avec les calculs de structures effectués par Ivanova et coll. [Iva-75], et qui prévoit une forte contribution de fonctions d'onde d'excitations octupolaires à deux phonons aux états  $0^+$  dans la région des actinides.

Cependant les valeurs des  $B(E1)$  de l'état  $2^+$ , comprises entre  $10^{-5}$  et  $10^{-4}$  u.W, valeurs typiques des transitions normales observées dans les noyaux lourds déformés [Zey-87], ne corroborent pas cette interprétation. Aucune conclusion n'a donc pu être tirée sur la nature de cette bande.

## III.4 Niveaux du $^{218}\text{Rn}$ , $^{214}\text{Po}$ et $^{210}\text{Pb}$ peuplés par décroissance $\alpha$ de leur parent

### III.4.1 Mesures et résultats

#### III.4.1.1 Spectres gammas directs

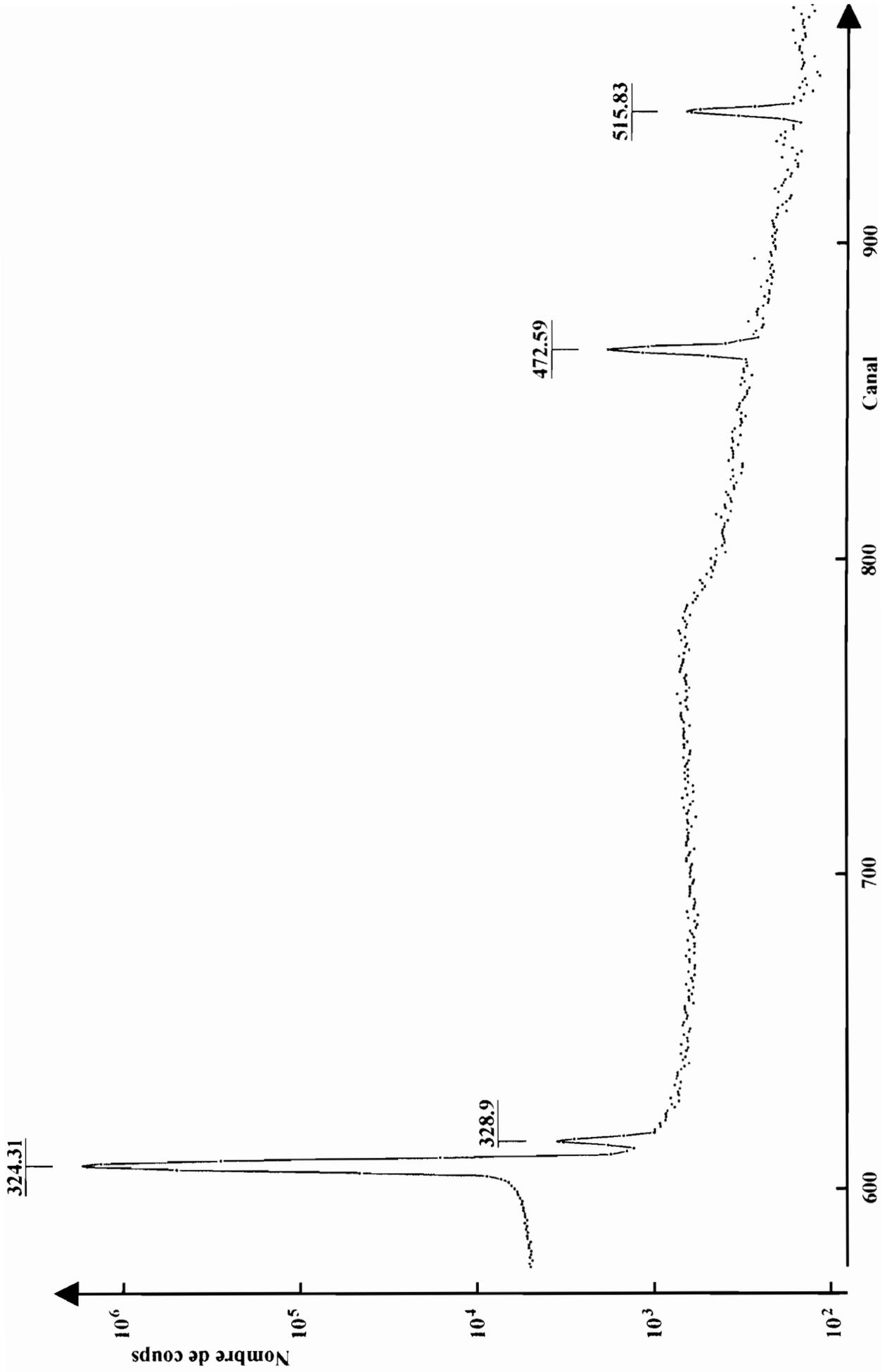
Le spectromètre  $\gamma$  utilisé a été étalonné en énergie et en efficacité à l'aide de sources standards multigammas tels que  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{133}\text{Ba}$  et pour les basses énergies d'une source multi-étalons ( $^{109}\text{Cd} + ^{137}\text{Cs} + ^{241}\text{Am}$ ). La résolution du détecteur mesurée sur la raie 472,59 keV de  $^{222}\text{Ra}$  était de 1,20 keV.

Compte tenu de sa très courte période (38 s), il était difficile d'isoler le  $^{222}\text{Ra}$  du  $^{226}\text{Th}$ , de le fixer sur une résine pour le compter ensuite. Pour éviter ce problème, nous avons fixé le thorium sur une colonne remplie de silica gel 60 (70-230 mesh) imprégnée de 30% de DHDECMP (dihexyl-N, N-diéthylcarbamyloxy méthylène phosphonate). La sortie de la colonne, placée en dehors du château de plomb, était connectée à un enroulement de tuyau en néoprène fixé contre le détecteur ( $\gamma + X$ ) coaxial (HPGe 17%).

Le comptage en élution continue a ainsi permis d'obtenir un spectre  $\gamma$  pur, à l'exception des produits de filiation de courtes périodes  $^{218}\text{Rn}$  (35 ms),  $^{214}\text{Po}$  (164  $\mu\text{s}$ ) se formant continuellement. Le spectre  $\gamma$  totalisant 5 heures de comptage obtenu par addition de 6 sources est représenté sur la figure III.9.

Les tableaux III.8, 9 et 10 dressent les listes des énergies et intensités des transitions  $\gamma$  observées dans notre travail et associées aux désintégrations respectives de  $^{222}\text{Ra}$ ,  $^{218}\text{Rn}$  et  $^{214}\text{Po}$ . L'intensité absolue de la raie  $\gamma$  de 324,31 keV a été mesurée avec précision par Peghaire [Peg-69],  $I_\gamma = (2,77 \pm 0,08) \%$ , et est utilisée ici pour la normalisation de l'intensité des autres transitions.

Sur un total de 12 raies  $\gamma$  observées, 3 sont reportées pour la première fois par désintégration  $\alpha$  [Kou-95]<sup>1</sup>. Parmi elles, les transitions de 653,1 et 796,8 keV sont attribuées au  $^{222}\text{Ra}$ . Une légère contribution d'effet de somme dans leur intensité n'est pas à exclure. La raie de 665,3 keV a été associée à la désintégration  $\alpha$  du  $^{218}\text{Rn}$  vers les états excités de  $^{214}\text{Po}$ . Par contre aucune nouvelle raie n'a été observée dans la désintégration du  $^{214}\text{Po}$  vers les états excités de  $^{210}\text{Pb}$ .



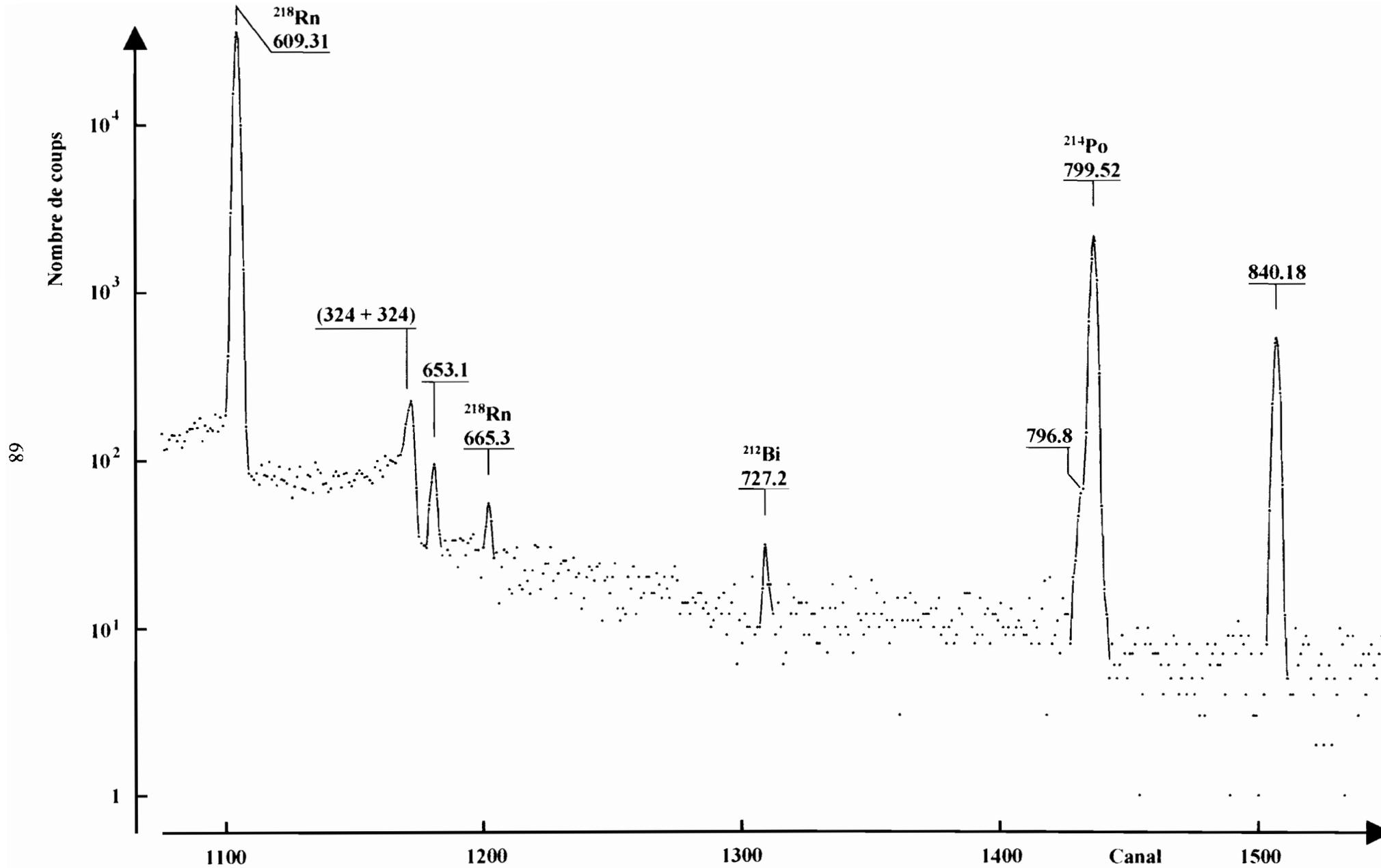


Figure III.9: Spectre  $\gamma$  direct de  $^{222}\text{Ra}$  et ses d $\acute{e}$ riv $\acute{e}$ s.

**Tableau III.8: Energies et intensités des  $\gamma$  accompagnant la désintégration  $\alpha$  de  $^{222}\text{Ra}$ .**

Présent travail		[Kur-76]	
$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$ ( $\times 10^{-5}$ )	$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$ ( $\times 10^{-5}$ )
144,8 (5)	$\leq 0,25$ (7)	144,0 (5) <sup>‡</sup>	0,11 (2)
324,31 (3)	2770 (80) <sup>†</sup>	324,22 (5)	2770 <sup>†</sup>
328,9 (5)	4,0 (1)	328,9 (2)	4,3 (5)
472,59 (4)	3,9 (1)	472,5 (1)	4,0 (3)
515,83 (8)	1,42 (8)	515,6 (1)	1,5 (1)
<b>653,1 (3)</b>	<b>0,24 (4)</b>		
<b>796,8 (5)</b>	<b>0,17 (5)</b>		
840,18 (8)	2,8 (1)	840,2 (2)	2,5 (2)

†) Les valeurs des intensités absolues des raies  $\gamma$  sont normalisées à celle de la transition de 324,31 keV,  $I_\gamma = 2770 \cdot 10^{-5}$ , d'après les résultats des mesures d'intensités absolues  $\gamma$  dans la désintégration  $\alpha$  de  $^{222}\text{Ra}$  [Peg-69]

‡)  $\gamma$  observé uniquement en coïncidence.

**Tableau III.9: Energies et intensités des  $\gamma$  accompagnant la désintégration  $\alpha$  de  $^{218}\text{Rn}$ .**

Présent travail		[Kur-76]	
$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$ ( $\times 10^{-5}$ )	$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$ ( $\times 10^{-5}$ )
609,31 (3)	127 (4)	609,31 (6)	124 (8)
<b>665,3 (6)</b>	<b>0,09 (3)</b>		

**Tableau III.10: Energies et intensités des  $\gamma$  accompagnant la désintégration  $\alpha$  de  $^{214}\text{Po}$ .**

Présent travail		[Kur-76]	
$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$ ( $\times 10^{-5}$ )	$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$ ( $\times 10^{-5}$ )
298 (1)	$\leq 0,13$ (6)	298 (1)	0,05 (2)
799,52 (3)	10,5 (3)	799,7 (1)	10,3 (6)

### III.4.1.2 Mesure de la période de $^{222}\text{Ra}$

Plusieurs mesures de la période de  $^{222}\text{Ra}$  ont été réalisées dans les années 50 [Stu-48], [Asa-56] en mesurant des sources collectées par recul  $\alpha$  à partir de  $^{226}\text{Th}$ , dans une chambre de comptage  $\alpha$ . Par ailleurs, P. A. Tove [Tov-58] mesurait à son tour la période de ce même isotope à partir de réactions nucléaires. En effet, la source utilisée était obtenue en bombardant une cible mince de  $\text{RaBr}_2$  sur synchrocyclotron, selon la réaction  $^{226}\text{Ra}(p, p4n)^{222}\text{Ra}$ . Les valeurs de la période, déduites de ces expériences, étaient comprises entre 36 et 46 s.

Dans nos mesures, le  $^{226}\text{Th}$  était fixé en milieu  $\text{HCl}$  2M sur une colonne de HDEHP (hauteur = 10 mm, diamètre = 4 mm), constituant ainsi un générateur de source de  $^{222}\text{Ra}$ . Toutes les cinq minutes, des sources de  $^{222}\text{Ra}$  étaient éluées rapidement par 2 cm<sup>3</sup> d' $\text{HCl}$ , au moyen d'une seringue hypodermique en plastique adaptée à la colonne de HDEHP par l'intermédiaire d'un tuyau flexible. Les sources recueillies dans des tubes en plastique étaient fixées devant le détecteur coaxial  $\text{HPGe}$  (17 %) et comptées avec un temps d'accumulation de deux secondes par canal.

Trente deux sources ont été comptées; les spectres enregistrés ont été ensuite additionnés et corrigés en leur soustrayant le bruit de fond de la salle de mesure, compté dans les mêmes conditions. Les points expérimentaux, ajustés par la méthode des moindres carrés, sont représentés sur la figure III.10.

La période observée  $T_{1/2} = (36,17 \pm 0,10)$  s [Kou-95]<sup>1</sup>, est en bon accord avec celles reportées précédemment, 38 s par Studier et coll. [Stu-48] et 37,5 s par Asaro et coll. [Asa-56], mais ne concorde pas avec la récente valeur  $(43 \pm 4)$ , donnée par Bowman et coll. [Bow-82].

### III.4.2 Schémas de niveaux de $^{218}\text{Rn}$ , $^{214}\text{Po}$ et $^{210}\text{Pb}$

Les figures III.11, 12 et 13 représentent les schémas de niveaux de  $^{218}\text{Rn}$ ,  $^{214}\text{Po}$  et  $^{210}\text{Pb}$  construits sur la base des travaux antérieurs et à partir des transitions  $\gamma$  observées dans notre travail. En l'absence de mesures d'électrons de conversion interne, les nouvelles raies observées à 653,1; 665,3 et 796,8 keV ont été supposées comme transitions E1 ou E2 pures. Pour les transitions  $\gamma$  intenses de basse énergie, nous avons adopté les valeurs expérimentales des coefficients de conversion interne, déduites des travaux antérieurs et compilées par Akovali [Ako-87<sup>1</sup>, 88] et Browne [Bro-92]. Les tableaux III.11, 12 et 13 résument les multipolarités adoptées dans ce travail pour le calcul des taux d'embranchement  $\alpha$  des différents niveaux.

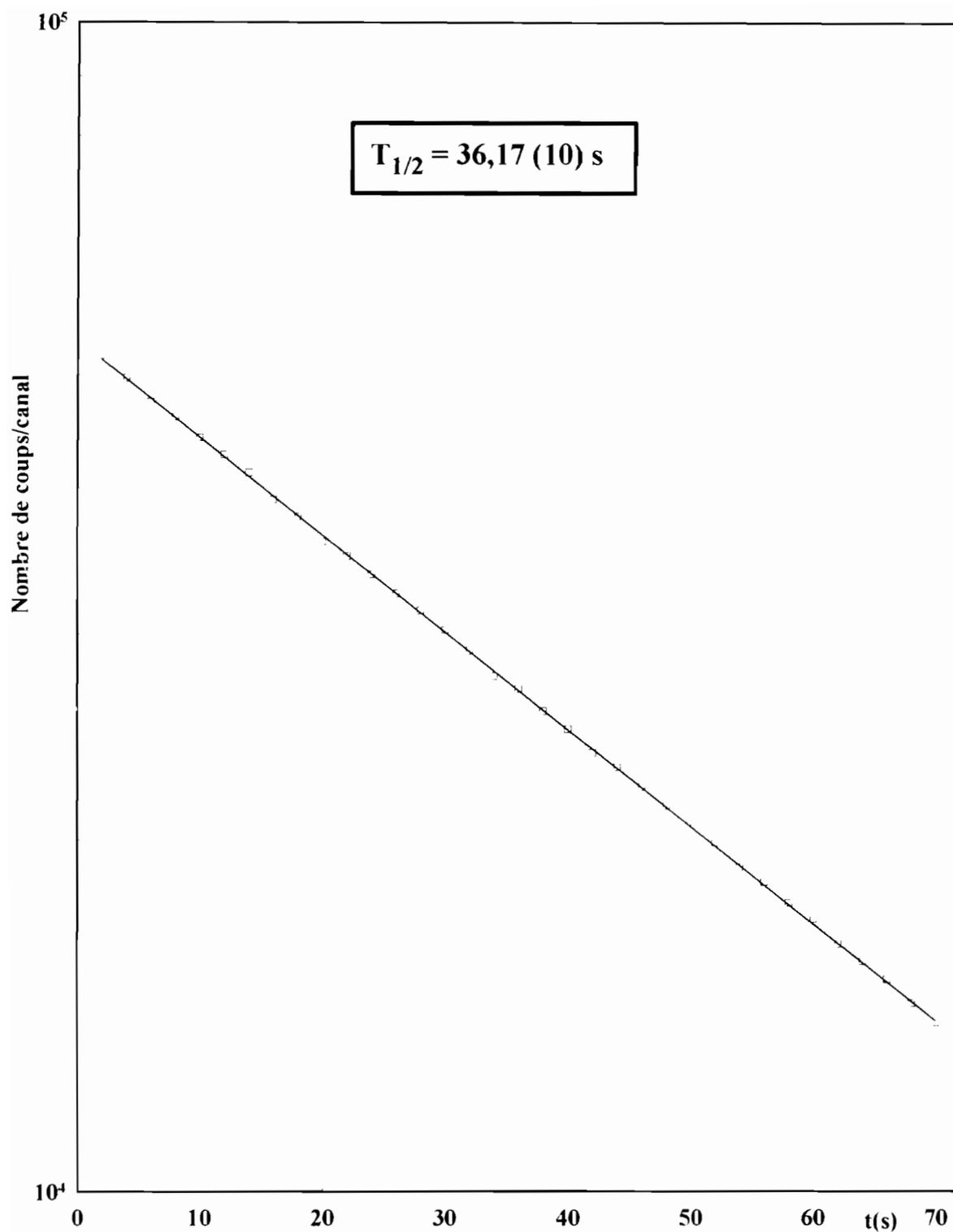


Figure III.10: Courbe de décroissance de  $^{222}\text{Ra}$ .

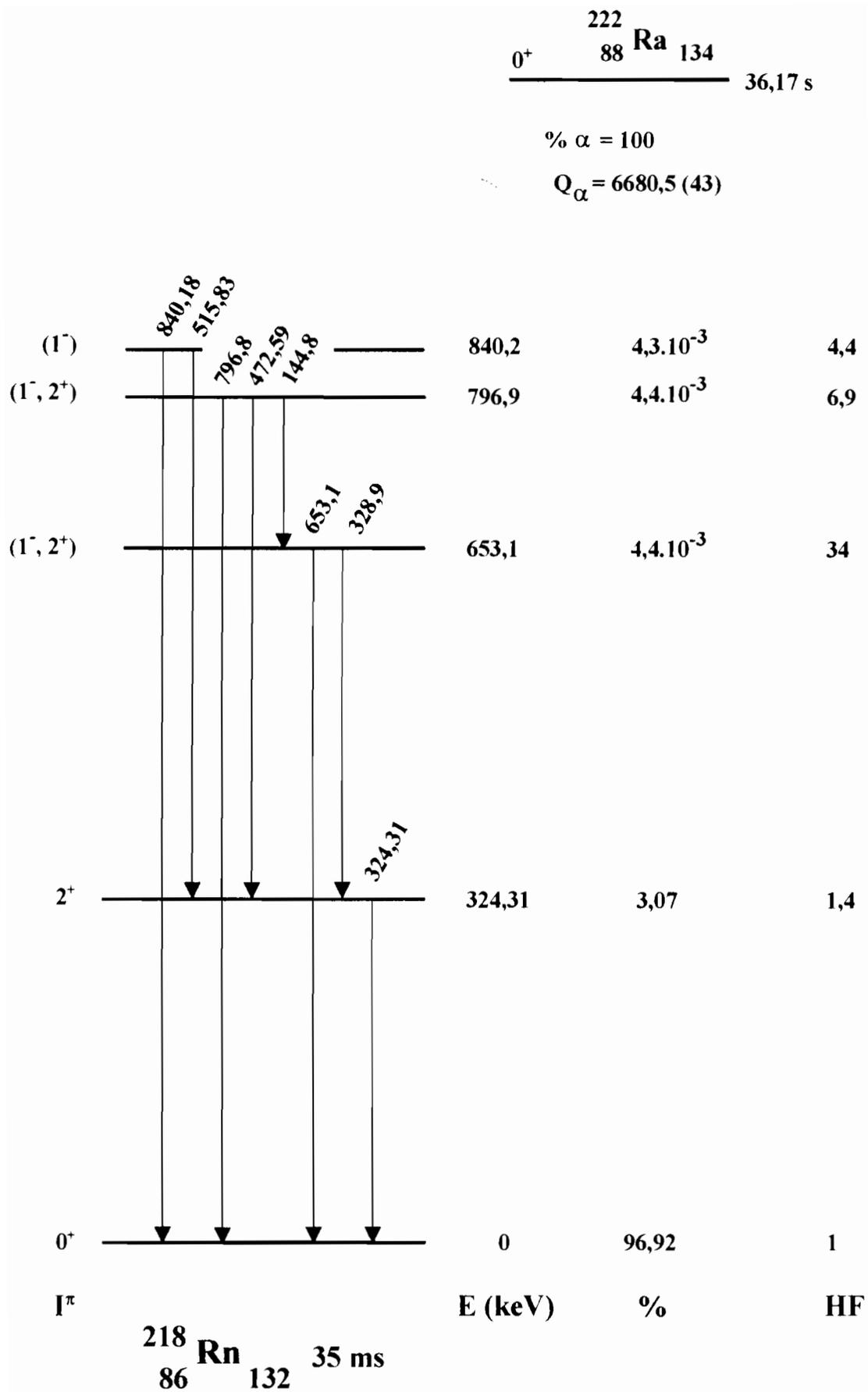


Figure III.11: Schéma de niveaux de  $^{218}\text{Rn}$ .

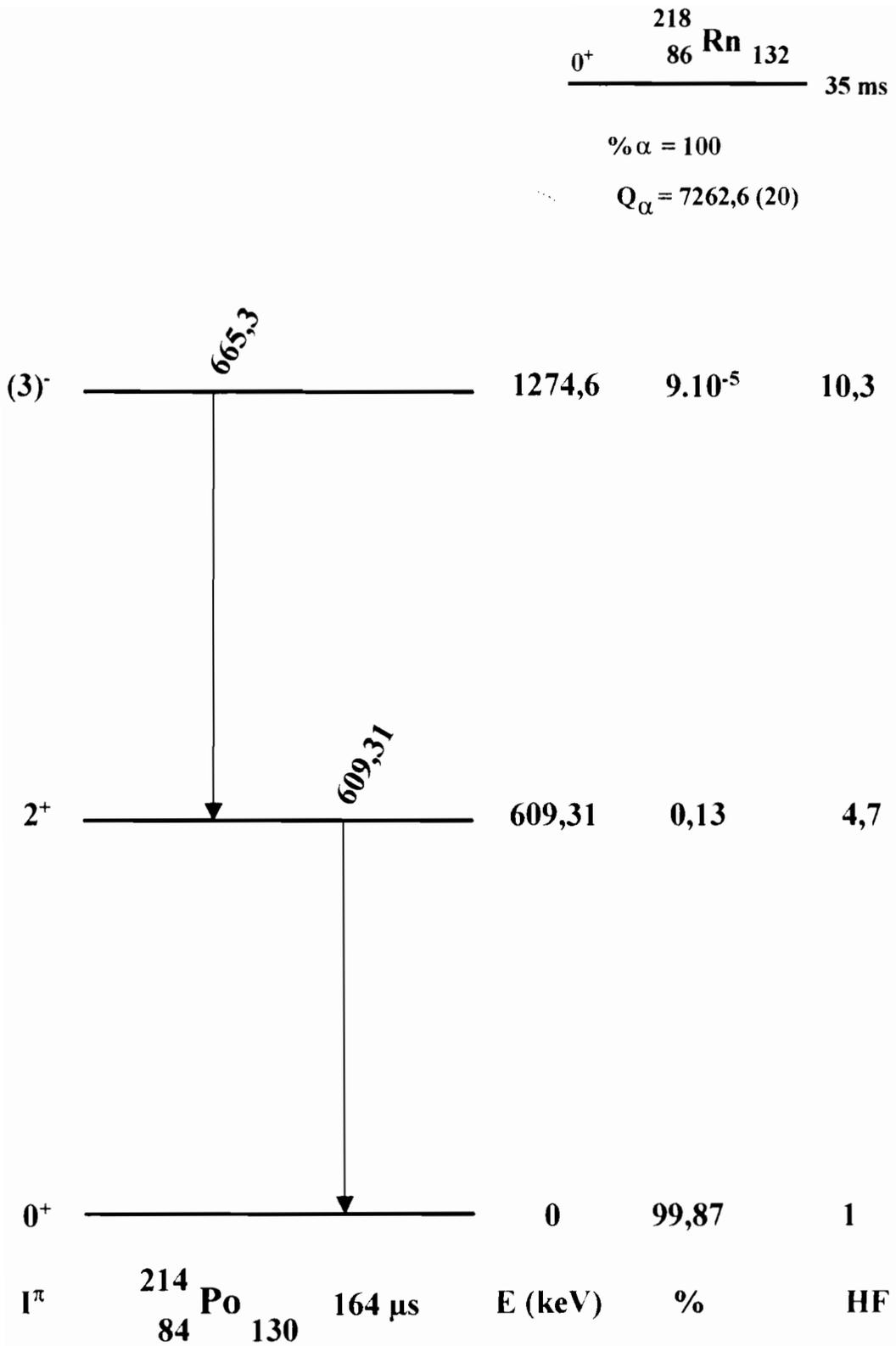


Figure III.12: Schéma de niveaux de  $^{214}\text{Po}$ .

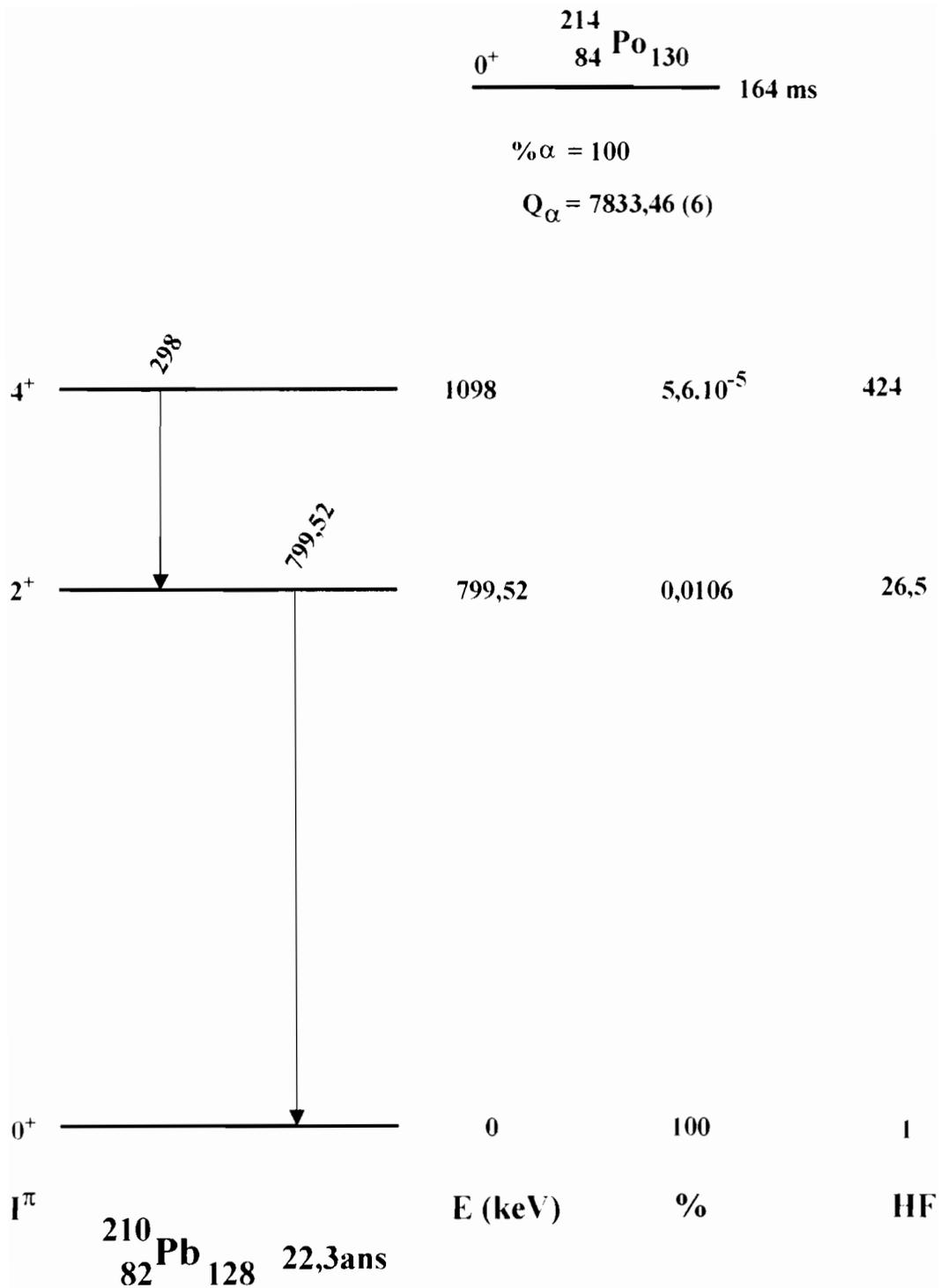


Figure III.13: Schéma de niveaux de  $^{210}\text{Pb}$ .

**Tableau III.11: Attributions et multipolarités adoptées.**

$E_\gamma$ (keV)	Attribution	$I_i^\pi, I_j^\pi$	Multipolarité
144,8 (5)	796,9 → 653,1	$(1^-, 2^+), (1^-, 2^+)$	M1, E1 ou E2
328,9 (5)	653,1 → 324,31	$(1^-, 2^-), 2^+$	E1 ou E2
472,59 (4)	796,9 → 324,31	$(1^-, 2^+), 2^+$	E1 ou E2
515,83 (8)	840,2 → 324,31	$(1^-), 2^+$	E1
653,1 (3)	653,1 → 0	$(1^-, 2^-), 0^-$	E1 ou E2
796,8 (5)	796,9 → 0	$(1^-, 2^-), 0^-$	E1 ou E2
840,18 (8)	840,2 → 0	$(1^-), 0^-$	E1

**Tableau III.12: Attributions et multipolarités adoptées.**

$E_\gamma$ (keV)	Attribution	$I_i^\pi, I_j^\pi$	Multipolarité
609,31 (3)	609,31 → 0	$2^+, 0^-$	E2
665,3 (6)	1274,6 → 609,31	$(3)^-, 2^+$	E1

**Tableau III.13: Attributions et multipolarités adoptées.**

$E_\gamma$ (keV)	Attribution	$I_i^\pi, I_j^\pi$	Multipolarité
298 (1)	1098 → 799,52	$4^+, 2^+$	E2
799,52 (3)	799,52 → 0	$2^+, 0^-$	E2

Les valeurs des alimentations  $\alpha$  et des facteurs d'empêchement  $F_\alpha$  relatives aux schémas de niveaux de  $^{218}\text{Rn}$ ,  $^{214}\text{Po}$  et  $^{210}\text{Pb}$  sont rapportées dans les tableaux III.14, 15 et 16, dans lesquels figurent également les données de Kurcewicz et coll.[Kur-76]. Les valeurs issues de nos mesures sont en bon accord avec celles de ces auteurs.

### III.4.3 Discussion

#### III.4.3.1 Niveaux excités de $^{218}\text{Rn}$

Le schéma de niveaux de  $^{218}\text{Rn}$  confirme l'existence des quatre niveaux déjà connus dans les travaux antérieurs [Kur-76]. Seules les transitions de 653,1 et 796,8 keV ont été nouvellement mesurées et sont interprétées comme les cross-over des niveaux qu'elles désexcitent.

##### **Niveau de 324,31 keV**

Ce niveau, peuplé par 3,07 % de la désintégration  $\alpha$  totale, se désexcite par l'une des transitions les plus intenses de toute la chaîne. Son intensité a été mesurée avec précision par Peghaire et coll. [Peg-69] et vaut  $(2,77 \pm 0,08)$  % de la désintégration totale de  $^{222}\text{Ra}$ .

##### **Niveau de 653,1 keV**

Ce niveau reçoit une faible alimentation  $\alpha$  ( $I_\alpha = 4,4 \cdot 10^{-3}$  %). Deux transitions  $\gamma$  de 328,9 et 653,1 keV le désexcitent vers le premier état excité  $2^-$  et le niveau fondamental. En conséquence, ses spins et parités peuvent être  $1^-$  et  $2^+$ .

Le rapport expérimental des probabilités réduites  $B(E1, 1^- \rightarrow 0^+) / B(E1, 1^- \rightarrow 2^+)$  des transitions de 328,9 et 653,1 keV est de  $0,008 \pm 0,001$ , très en dessous de la valeur théorique 0,5 pour l'attribution  $I_i^\pi = 1^-$ ,  $K_i^\pi = 0^-$ . En considérant des transitions E2 pures, le résultat  $0,0020 \pm 0,0003$  trouvé, est encore plus faible par rapport à la valeur théorique 0,7 dans le cas des attributions  $I_i^\pi = 2^-$ ,  $K_i^\pi = 0^-$  ou  $2^+$ . Ce profond désaccord entre les valeurs expérimentale et théorique pourrait avoir deux explications. Soit la raie de 653,1 keV est le pic somme résultant de la coïncidence vraie entre les transitions de 324,31 et 328,9 keV, soit la raie de 328,9 keV est de multipolarité M1 pure. Aucune conclusion définitive n'a donc pu être tirée sur le spin et la parité de ce niveau.

**Tableau III.14: Energies, alimentations  $\alpha$  et facteurs d'empêchement des niveaux du  $^{218}\text{Rn}$ .**

Présent travail				[Kurc - 76]	
$E_{\text{niveau}}$ (keV)	$I^\pi$	$I_\alpha$ (%)	$F_\alpha$	$I_\alpha$ (%)	$F_\alpha$
0	$0^+$	96,92 (9)	1	96,9 (1)	1
324,31 (3)	$2^+$	3,07 (9)	1,4	3,07 (9)	1,4
653,1 (3)	$(1^-, 2^+)$	$4,37 (15) \cdot 10^{-3}$	34	$4,4 (8) \cdot 10^{-3}$	33
796,9 (1)	$(1^-, 2^+)$	$4,42 (14) \cdot 10^{-3}$	6,9	$4,4 (4) \cdot 10^{-3}$	6,7
840,2 (2)	$(1^-)$	$4,30 (13) \cdot 10^{-3}$	4,4	$4,0 (3) \cdot 10^{-3}$	4,5

**Tableau III.15: Energies, alimentations  $\alpha$  et facteurs d'empêchement des niveaux du  $^{214}\text{Po}$ .**

Présent travail				[Kurc - 76]	
$E_{\text{niveau}}$ (keV)	$I^\pi$	$I_\alpha$ (%)	$F_\alpha$	$I_\alpha$ (%)	$F_\alpha$
0	$0^+$	99,87 (4)	1	99,9	1
609,31 (3)	$2^+$	0,130 (4)	4,7	0,126 (8)	4,7
<b>1274,6 (6)</b>	<b><math>(3^-)</math></b>	$9 (3) \cdot 10^{-5}$	10,3		

**Tableau III.16: Energies, alimentations  $\alpha$  et facteurs d'empêchement des niveaux du  $^{210}\text{Pb}$ .**

Présent travail				[Kurc - 76]	
$E_{\text{niveau}}$ (keV)	$I^\pi$	$I_\alpha$ (%)	$F_\alpha$	$I_\alpha$ (%)	$F_\alpha$
0	$0^+$	100,00 (1)	1	100	1
799,52 (3)	$2^-$	0,0106 (3)	26,5	0,104 (6)	26
1098 (1)	$4^-$	$5,6 (23) \cdot 10^{-5}$	424	$5 (2) \cdot 10^{-5}$	450

### Niveau de 796,9 keV

Ce niveau est faiblement alimenté par  $\alpha$  ( $I_\alpha = 4,4 \cdot 10^{-3} \%$ ), et a un faible facteur d'empêchement  $F_\alpha = 6,9$ . Il alimente préférentiellement d'une part le premier état excité  $2^-$  et le niveau fondamental par les transitions  $\gamma$  de 472,59 et 796,8 keV, et d'autre part le niveau de 653,1 keV par la transition de 144,8 keV. Les spins et parités possibles sont donc  $1^-$  et  $2^-$ .

Pour ce niveau également, les rapports expérimentaux des probabilités réduites des raies de 796,8 et 472,59 keV sont très petits devant les valeurs théoriques dans les cas des attributions ( $I_i^\pi = 1^-, K_i^\pi = 0^-$ ) et ( $I_i^\pi = 2^+, K_i^\pi = 0^+$  ou  $2^+$ ) possibles. Une explication similaire à celle du niveau de 653,2 keV pourrait être à l'origine de ces désaccords.

### Niveau de 840,2 keV

Ce niveau, tout comme celui de 796,9 keV, est très peu alimenté par  $\alpha$  ( $I_\alpha = 4,3 \cdot 10^{-3} \%$ ). Il se désexcite principalement vers le premier état excité  $2^-$  et le niveau fondamental, respectivement par les transitions  $\gamma$  de 515,83 et 840,18 keV. Les règles de sélection  $\alpha$  et  $\gamma$  imposent donc pour ce niveau, les spins et parités  $1^-$  et  $2^-$ .

Le rapport expérimental des probabilités de transitions réduites  $B(E1, 1^- \rightarrow 0^+) / B(E1, 1^- \rightarrow 2^-) = 0,46 \pm 0,03$  est en très bon accord avec la valeur théorique 0,5 issue du carré du rapport des coefficients de Clebsch-Gordan, pour le caractère ( $I_i^\pi = 1^-, K_i^\pi = 0^-$ ). Cette attribution est corroborée par la similitude des valeurs, relativement basses, des facteurs d'empêchement ( $F_\alpha = 4,4$ ) vers les états  $01^-$  des isotopes pair-pairs voisins  $^{220,222}\text{Rn}$  [Mar-86]<sup>2</sup>, [Ako-87]<sup>3</sup>.

### III.4.3.2 Niveaux excités de $^{214}\text{Po}$

La plupart des données relatives au nuclide  $^{214}\text{Po}$ , compilées par Toth [Tot-77] et Akovali [Ako-88], sont issues d'études de la désintégration  $\beta^-$  de  $^{214}\text{Bi}$ , parmi lesquelles une des plus complètes date de 1967 [Ard-67]. Cependant, très peu de données sont disponibles par décroissance  $\alpha$ .

### Niveau de 609,31 keV

Ce niveau a été établi depuis les premières investigations de la série de  $^{230}\text{U}$  [Asa-56]. Il se désexcite par la transition E2 relativement intense de même énergie, vers l'état fondamental. Ce

niveau qui reçoit une alimentation  $I_\alpha = (0,130 \pm 0,004) \%$  avec un facteur d'empêchement  $F_\alpha = 4,7$ , était jusqu'alors le seul état excité peuplé par décroissance  $\alpha$ .

#### Niveau de 1274,6 keV

Le niveau de 1274,6 keV précédemment connu par décroissance  $\beta^-$  de  $^{214}\text{Bi}$  [Hac-75], est mis en évidence pour la première fois par désintégration  $\alpha$ . Il est suggéré pour interpréter la transition  $\gamma$  de 665,3 keV vers l'état excité  $2^-$ .

D'après les règles de sélection associées aux transitions  $\gamma$ , le spin de ce niveau est compris entre 0 et 4. Le facteur d'empêchement  $F_\alpha = 10,3$ , vers ce niveau est en bon accord avec les attributions  $I^\pi = 0^-$  ou  $3^-$ . Toutefois, la multipolarité E1 de la transition de 665,3 keV [Mar-69] et l'absence de cross-over indiquent la parité négative et le spin probable 3. Ce niveau pourrait être un état de vibration octupolaire à un phonon.

#### III.4.3.3 Niveaux excités de $^{210}\text{Pb}$

Le nucléide  $^{210}\text{Pb}$  est magique par Z (82 protons) et quasi-magique par N (126 + 2 neutrons). Dans le cadre du modèle en couches, la séquence de ses états de basse énergie,  $I^\pi = 0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$ ,  $6^+$ , et  $8^+$ , constitue le multiplet issu du couplage entre les deux extra-neutrons dans la configuration  $\nu(2g_{9/2})^2$  et le "coeur  $^{208}\text{Pb}$ " idéalement rempli. Par ailleurs, ces niveaux sont bien décrits par les calculs de Redlich et coll. [Red-65] qui prennent en compte une interaction résiduelle de type  $\delta$  entre les extra-nucléons.

Le schéma de niveaux issu de notre travail est en tous points identique à celui proposé par Kurcewicz et coll. [Kur-76].

#### Niveau de 799,52 keV

Ce niveau se désexcite par la transition E2 de même énergie vers l'état fondamental. Sa position est comparable à celle des états  $2^-$  dans les isotopes  $^{206, 212}\text{Pb}$  voisins, situés respectivement aux énergies 803 et 805 keV. La section efficace d'alimentation de cet état, par réaction de transfert à deux neutrons  $^{208}\text{Pb}(t, p)^{210}\text{Pb}$  [Fly-72], est 3 fois supérieure à la valeur attendue dans le cas d'une configuration pure  $(\nu 2g_{9/2})^2_{2^-}$ ; ce qui indique un mélange substantiel de plusieurs configurations.

### Niveau de 1098 keV

Ce niveau a une très faible alimentation  $\alpha$  ( $I_\alpha = 5,6 \cdot 10^{-5} \%$ ) et est très fortement empêché ( $F_\alpha = 424$ ). La seule transition  $\gamma$  de 298 keV qui le désexcite vers l'état  $2^-$  de la bande fondamentale, a été observée dans les spectres directs avec une intensité relative,  $I_\gamma \leq 1,3 \cdot 10^{-6}$ .

## III.5 Conclusion

La mesure des éléments de la série de  $^{230}\text{U}$  en élution continue de leurs descendants a permis d'améliorer de façon sensible les données spectroscopiques relatives à cette chaîne. En effet, sur 46 transitions  $\gamma$  détectées, 16 sont observées pour la première fois par décroissance  $\alpha$ .

Par ailleurs, 2 niveaux nouveaux à 768,2 et 856,5 keV ont été mis en évidence dans le schéma de niveaux de  $^{226}\text{Th}$ . La structure nucléaire déduite de nos mesures ne confirme pas l'existence d'une bande excitée  $K^\pi = 0^-$  dans cet isotope.

Dans  $^{222}\text{Ra}$ , la présence d'une telle bande est confortée par l'observation de 2 nouvelles raies  $\gamma$ . Toutefois, la nature de cette bande n'a pu être établie définitivement à cause de la non concordance des probabilités réduites  $B(E1)$  des transitions qui la dépeuplent. En effet, la transition E1 désexcitant la tête de bande  $0^+$  à 914,2 keV est fortement accélérée alors que celle qui dépeuple le second terme  $2^+$  à 1025 keV présente des caractéristiques d'une transition normale.

Ces mesures permettent, en outre, l'observation dans  $^{214}\text{Po}$  de l'état collectif de vibration octupolaire à un phonon à 1274,6 keV

## Chapitre IV

---

# NIVEAUX DE $^{245}\text{Cm}$ PEUPLES PAR DECROISSANCE $\alpha$ DU $^{249}\text{Cf}$

---

## IV.1 Introduction

Les niveaux de  $^{245}\text{Cm}$  ont été étudiés par radioactivité (Figure IV.1) et par réactions nucléaires (d, p) et (d, t) [Bra-71], et plusieurs bandes de rotation associées à des états de Nilsson [Nil-55] ont été mises en évidence. Cependant, un certain nombre de niveaux observés n'ont pas été confirmés par spectrométrie  $\gamma$ .

Etant donné

- d'une part la difficulté de réalisation des réactions de transfert à une particule, stripping et pick-up, due à l'utilisation de cibles fragiles et hautement radioactives, et les faibles rendements de telles réactions,
- d'autre part, les valeurs relativement faibles ( $Q < 900$  keV) de l'énergie de désintégration de  $^{245}\text{Am}$  par  $\beta^-$  et de  $^{245}\text{Bk}$  par capture électronique  $\epsilon$  (Figure IV.1).

Nous avons préféré nous intéresser à la décroissance  $\alpha$  de  $^{249}\text{Cf}$ . En effet, cet isotope possède une période suffisamment longue pour permettre d'effectuer des expériences de longue durée. Par ailleurs, les règles de sélection de la désintégration  $\alpha$  sont moins sévères que celles mettant en jeu les interactions faibles.

## IV.2 Travaux antérieurs

L'élément 98 nommé californium a été découvert en février 1950 par Thompson et coll. [Tho-50] à l'Université de Californie. Ce transurien possède 18 isotopes connus, de masses comprises entre 239 et 256, dont le  $^{252}\text{Cf}$  qui a de nombreuses applications en tant que source de neutrons (activation neutronique, dosimétrie, radiographie par neutrons, neutron-thérapie, démarrage de réacteurs, etc.) et le  $^{249}\text{Cf}$  pour les études physico-chimiques de l'élément quand des quantités pondérales de celui-ci sont nécessaires.

Les propriétés fondamentales (période, énergie de la principale branche  $\alpha$ ) de l'isotope 249 ont été mesurées par de nombreux auteurs [Dia-54], [Ghi-54], [Mag-54]. Dans tous les cas, les valeurs de ces grandeurs étaient respectivement voisines de 400 ans et 5,8 MeV. Par ailleurs, ce nucléide figurait également parmi les transuraniens isolés en 1956 par Fields et coll. [Fie-56] dans les débris de l'essai thermonucléaire américain de novembre 1952.

En 1957, Stephens et coll. [Ste-57] mesuraient le spectre  $\alpha$  de  $^{249}\text{Cf}$ , à l'aide d'un spectrographe magnétique et identifiaient 11 branches  $\alpha$ . L'étude du rayonnement  $\gamma$  avec un

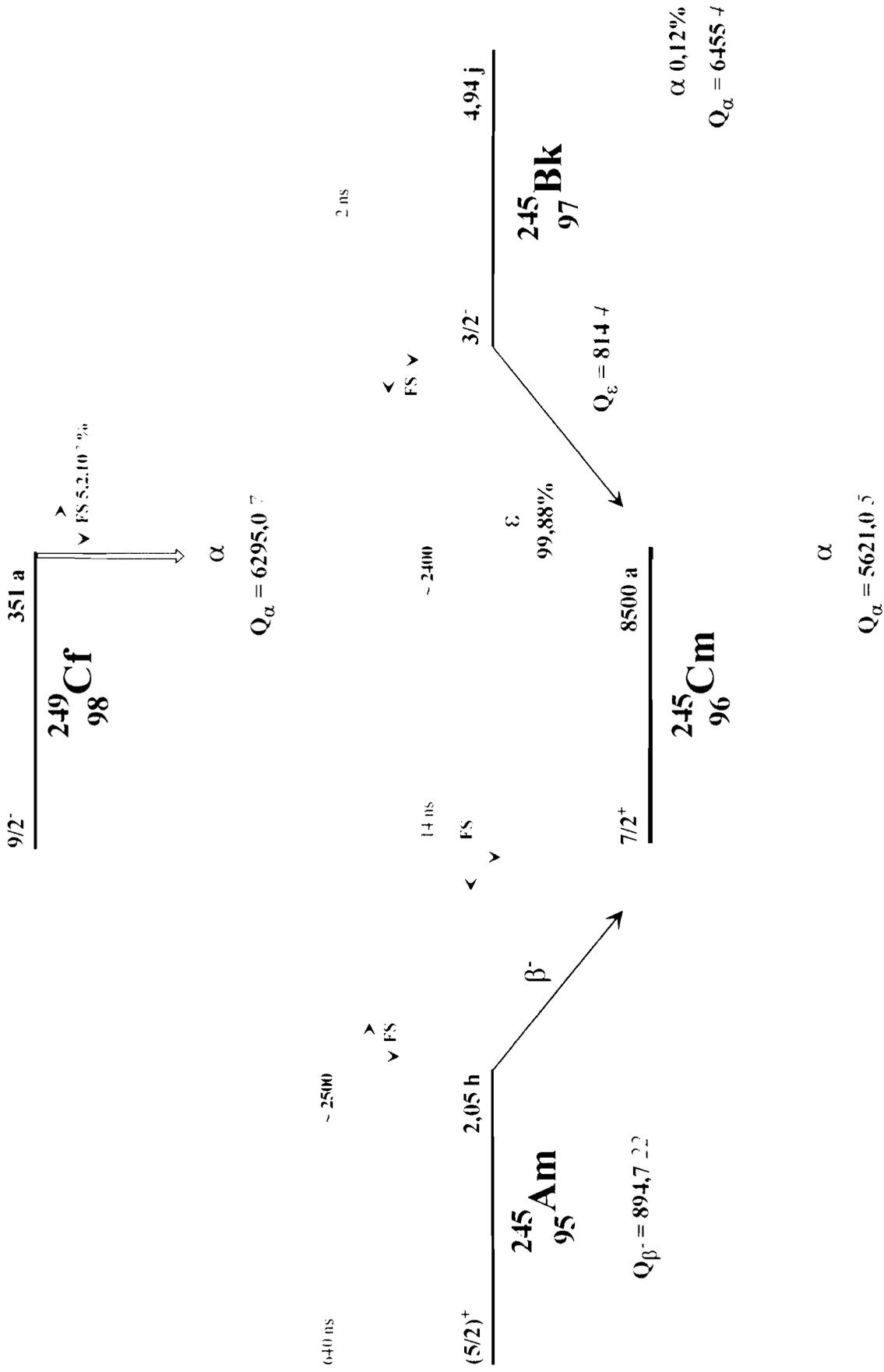


Figure IV.1: Alimentation des niveaux de  $^{245}\text{Cm}$  [Bro-86].

scintillateur permettait d'observer trois raies  $\gamma$  d'énergie et d'intensité respectives:  $255 \pm 3$  keV (2,5 %),  $340 \pm 4$  keV (15 %) et  $394 \pm 4$  keV (72 %). Des expériences de coïncidences et de corrélation angulaire  $\alpha$ - $\gamma$  étaient également réalisées. Le schéma de niveaux de  $^{245}\text{Cm}$  établi par ces auteurs, comportait trois bandes de rotation basées sur les états de Nilsson suivant  $I^\pi(N, n_z, \Lambda)$  : 0 keV  $7/2^-$  [624], 255 keV  $5/2^+$  [622] et 394 keV  $9/2^-$  [734].

A partir de 1966, les mesures pouvaient être effectuées avec des détecteurs à semi-conducteurs de haute résolution et beaucoup plus efficaces. Ainsi, Ahmad et coll. [Ahm-66], dans une étude systématique des éléments lourds de masse  $A$  impaire, reprenaient les mesures sur le  $^{249}\text{Cf}$  avec un détecteur à barrière de surface pour les  $\alpha$  et des détecteurs Ge(Li) et Si(Li) pour les spectres  $\gamma$  directs, de coïncidences  $\alpha$ - $\gamma$ ,  $\gamma$ - $\gamma$  et d'électrons de conversion. 15 groupes  $\alpha$  et 11 transitions  $\gamma$  étaient détectés. Ces auteurs confirmaient par ailleurs les résultats de Stephens [Ste-57] et mettaient en évidence une nouvelle bande de rotation construite sur l'état de 644 keV et constituée par les niveaux de 703(9/2), 775(11/2) et 857(13/2) keV. Cependant, en l'absence de transitions  $\gamma$  les désexcitant, une attribution définitive entre les orbitales de Nilsson  $7/2^-$  [743] et  $7/2^-$  [613] possibles n'avait pu être associée à la tête de cette bande.

En 1967, Kooi et coll. [Koo-67] mesuraient le spectre  $\gamma$  de  $^{249}\text{Cf}$  à l'aide d'un détecteur Ge(Li) de  $2\text{ cm}^3$  et mettaient en évidence 14 raies  $\gamma$ . Quatre transitions  $\gamma$  à 76 keV (0,03 %), 86 keV (0,15 %), 358,7 keV (0,05 %) et à 365,2 keV (0,05) étaient reportées pour la première fois. Seule la raie de 43 keV observée par Ahmad n'était pas confirmée. Toutes ces transitions ont été placées dans le schéma de base proposé par Stephens [Ste-57].

En 1969, Baranov et coll. [Bar-69], à l'aide d'un spectrographe magnétique muni d'un double focalisateur de faisceau à un angle  $\pi\sqrt{2}$ , réinvestigait la structure fine de  $^{249}\text{Cf}$ . La densité de surface des sources de Cf utilisées dans ces expériences n'excédait pas  $0,005\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ . 16 groupes  $\alpha$ , d'énergies comprises entre 5,4 et 6,2 MeV, étaient mis en évidence. Les groupes  $\alpha$  de faible intensité observés par Ahmad [Ahm-66] et peuplant les niveaux de 580, 775 et 857 keV n'étaient pas confirmés, en revanche, 3 groupes  $\alpha_{495}$ ,  $\alpha_{501}$  et  $\alpha_{698}$  étaient proposés pour la première fois. Les deux premiers termes d'une quatrième bande de rotation à 645 keV, précédemment identifiée par Ahmad, étaient confirmés et selon ces auteurs, les caractéristiques de Nilsson les plus probables pour cette bande étaient  $7/2^-$ [743].

Une année plus tard, Falk et coll. [Fal-70] effectuaient des expériences de corrélation angulaire entre la principale transition  $\alpha$  de 5,81 MeV et les  $\gamma$  de 333 et 388 keV désexcitant le

niveau "favorisé" de 388 keV (84%) vers les états respectifs  $9/2^-$  et  $7/2^-$  de la bande fondamentale. Ces mesures permettaient de confirmer la séquence de spin déjà adoptée par les autres auteurs [Hyd-64].

Les informations les plus significatives sur les niveaux d'énergie de  $^{245}\text{Cm}$  ont été obtenues principalement par mesure de la désintégration  $\alpha$  de  $^{249}\text{Cf}$ . Les rares études du rayonnement gamma accompagnant cette décroissance avaient été réalisées au moyen de détecteurs Ge(Li) et Si(Li) de petites tailles. En 1971, Schmitt-Ott et coll. [Sch-71] entreprenaient donc une étude détaillée du spectre  $\gamma$  de  $^{249}\text{Cf}$  avec une source beaucoup plus intense ( $5,6 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  électrodéposé sur  $0,13 \text{ mm}$  de Be), à l'aide de détecteurs Ge(Li) planaire de  $0,25 \text{ cm}^3$  et coaxial de  $54 \text{ cm}^3$ . 9 transitions  $\gamma$  à  $37,5 \pm 0,1$ ;  $65,87 \pm 0,15$ ;  $121,0 \pm 0,6$ ;  $229,2 \pm 0,2$ ;  $255,7 \pm 0,2$ ;  $390,5 \pm 0,2$ ;  $405,9 \pm 0,1$ ;  $588,8 \pm 0,1$  et  $643,5 \pm 0,1 \text{ keV}$ , nouvelles par rapport aux travaux de Ahmad [Ahm-66] et Kooi [Koo-67], étaient observées et placées dans le schéma de niveaux de  $^{245}\text{Cm}$  révisé. Les contributions des transitions de 55 et 67 keV aux bandes fondamentale, première et deuxième excitées étaient proposées à partir des mesures de coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$

En 1972, le même groupe [Sch-72] déterminait les multipolarités des transitions très converties de 54 keV, à partir du spectre des raies  $X_L$ . La contribution de E2 obtenu pour les transitions  $7/2^+ \rightarrow 5/2^+$  de la bande fondamentale et  $11/2^- \rightarrow 9/2^-$  de la troisième bande de rotation étaient respectivement  $(63 \pm 10) \%$  et  $(32 \pm 10) \%$ . Les coefficients de conversion interne des  $\gamma$  de 54,7 et 66,7 keV appartenant à la bande fondamentale étaient également déterminés au cours de ces mesures. Leurs valeurs étaient respectivement  $237 \pm 30$  et  $69 \pm 15$ .

En 1973, le groupe russe [Bar-73] continuait l'étude de la structure fine de  $^{249}\text{Cf}$  pour répertorier 23 transitions  $\alpha$  vers les niveaux de  $^{245}\text{Cm}$ , d'énergies comprises entre 0,5 et 1 MeV. Une nouvelle bande de rotation constituée par les niveaux de 722, 783 et 853 keV était identifiée et interprétée comme appartenant à la configuration  $7/2^-$  [613]. Deux autres bandes de paramètres quantiques  $9/2^-$  [615] et  $3/2^-$  [622], apparaissant aux énergies d'excitation respectives 772 et 900 keV étaient également envisagées.

En 1977, une autre mesure du spectre  $\gamma$  de  $^{249}\text{Cf}$ , réalisée par l'équipe de Baranov [Bar-77], confirmait les résultats de Schmitt-Ott, à l'exception des  $\gamma$  de 255,88 et 390,5 keV. A l'inverse, deux nouvelles transitions  $\gamma$  de 358,8 et 718,5 keV étaient répertoriées pour la première fois. Les données expérimentales relatives aux électrons de conversion interne permettaient la détermination des

multipolarités des transitions les plus intenses: 253 keV M1 + (14 ± 8)% E2, 333 keV E1 + (0,69 ± 0,26)% M2 et 388 keV E1 + (1,7 ± 0,4)% M2.

Les intensités absolues des raies  $\gamma$  et X (K) de  $^{249}\text{Cf}$  avaient été déterminées par Ahmad et Wahlgren [Ahm-72] avec des détecteurs Ge(Li). Dix années plus tard, en 1982, Ahmad [Ahm-82] réalisait des mesures plus précises, selon le standard de l'AIEA, à l'aide de détecteurs Ge planaires de 5 et 24 cm<sup>3</sup>. Selon cet auteur, compte tenu du nombre important de photopics disponibles au dessous de 100 keV, de sa longue période et de la facilité de standardisation due à un comptage précis des  $\alpha$ , ce nucléide peut être recommandé comme étalon, pour la calibration en efficacité absolue des détecteurs au germanium dans la région de 40 à 400 keV.

En 1986, le même auteur [Ahm-86] remesurait les intensités des branches  $\alpha$  de  $^{249}\text{Cf}$  avec un détecteur au silicium implanté d'ions bore. En effet, ce nouveau type de détecteur était reconnu pour ses meilleures qualités en résolution et au niveau de la traîne du pic  $\alpha$ , par rapport aux détecteurs à barrière de surface Au-Si usuels. Les intensités  $\alpha$  obtenues étaient améliorées par rapport aux résultats précédents [Ahm-72].

Les études de spectres d'émission gamma les plus récentes sont de Popov et coll. [Pop-91]. Ces auteurs ont mesuré les énergies et intensités des  $\gamma$  les plus intenses pour différents actinides (du Np au Fm), à l'aide de jonctions Si(Li) et Ge(Li). Dans le cas du  $^{249}\text{Cf}$ , le rapport des intensités des raies de 390 et 253 keV est:  $I_{390}/I_{253} = 29,6 \pm 1,0$ .

## IV.3 Mesures et résultats

### IV.3.1 Spectre alpha

Le détecteur et la source étaient placés dans une chambre à vide soumise à une pression de  $10^{-2}$  torr. Le spectre d'émission des particules  $\alpha$  de  $^{249}\text{Cf}$  mesuré pendant 4 jours, est représenté par la figure IV.2. Il met en évidence 14 raies d'énergie comprise entre 5,5 et 6,2 MeV; la déconvolution a été réalisée à l'aide du programme ALPS mis au point par Wätzig et coll. [Wät-78]. La traîne à 600 keV au dessous du groupe principal de 5815 keV correspond à  $5 \cdot 10^{-4}$  fois la hauteur de ce pic; ce qui rend possible la mesure d'une intensité de l'ordre de  $3 \cdot 10^{-2}$  %. Les raies de 5,367 et 6,034 MeV correspondent respectivement aux groupes  $\alpha_0$  de  $^{245}\text{Cm}$  accumulé par filiation au cours du temps, et de l'isotope  $^{250}\text{Cf}$  qui est un contaminant présent à l'état de traces ( $m_{50}/m_{49} = 2,10^{-3}$  %) dont la contribution en activité  $\alpha$  est de 0,049 %.

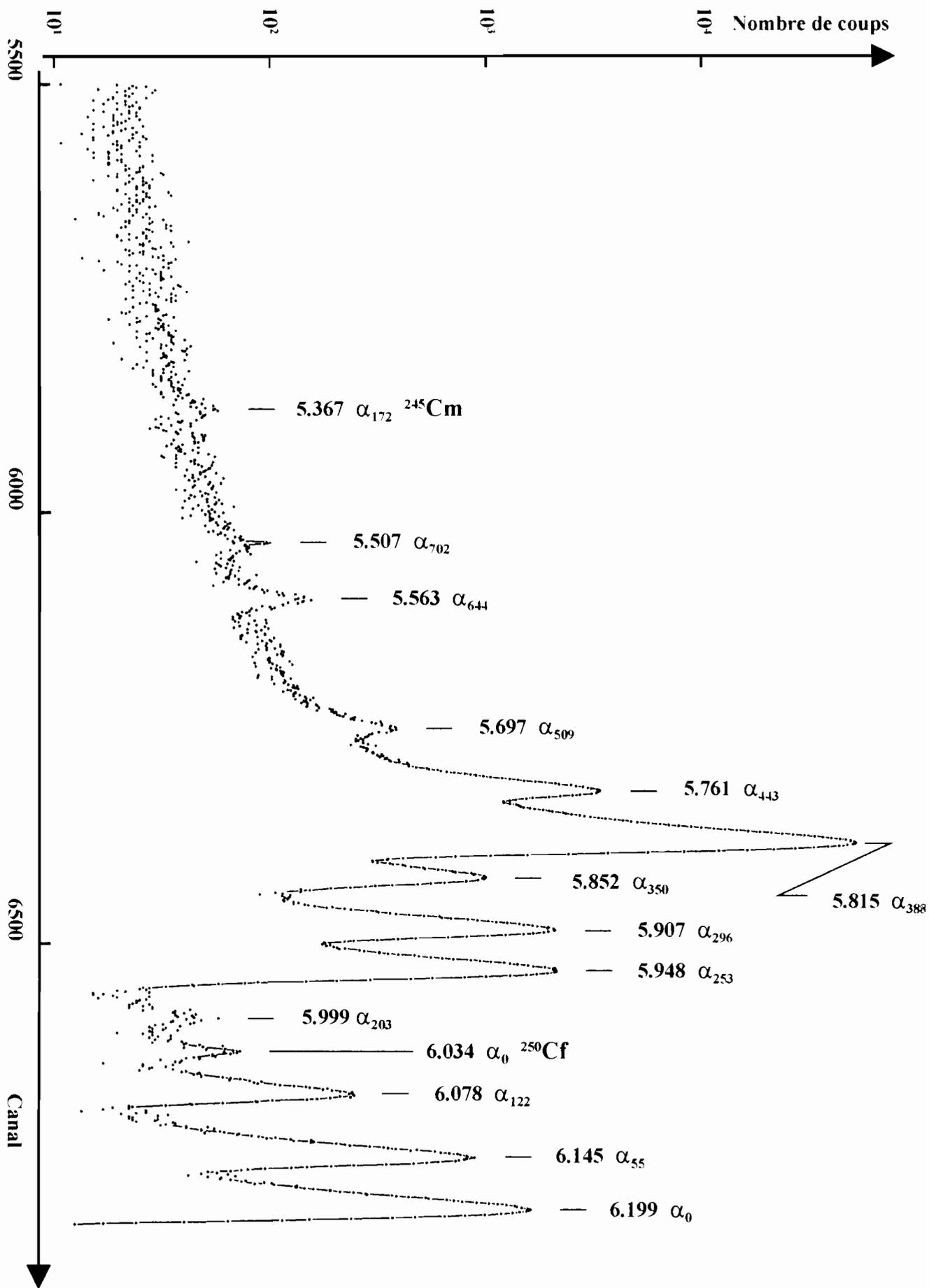


Figure IV.2: Spectre  $\alpha$  de <sup>249</sup>Cf.

Les résultats issus de nos mesures sont regroupés dans le tableau IV.1; les valeurs des intensités sont comparées aux données de Ahmad et coll. [Ahm-66, 86]. La raie  $\alpha_{417}$  étant masquée par la principale transition  $\alpha_{388}$ , son énergie a été déterminée à partir de celle du niveau de 416,6 (1) keV.

Les divergences notées entre nos valeurs d'intensités des raies faibles  $\alpha_{509}$ ,  $\alpha_{644}$ ,  $\alpha_{702}$  et celles mesurées par Ahmad, pourraient être dues aux différences de performance des détecteurs et de qualité des sources alpha. En effet, avec une jonction au silicium de même conception, ces auteurs obtenaient une résolution meilleure ( $9,2 \pm 0,2$ ) keV et une traîne plus basse grâce à des sources sans masse préparées dans un séparateur électromagnétique d'isotopes.

## IV.3.2 Spectres gammas directs

### IV.3.2.1 Spectre de basse énergie

Deux séries de mesures ont été réalisées pour évaluer l'énergie et l'intensité des raies  $\gamma$  de basse énergie:

La première série de mesure a été effectuée à Orsay, avec 0,3 mCi de  $^{249}\text{Cf}$  en milieu HCl 0,1M compté contre le détecteur planaire N°3. Un spectre total de 24 heures de comptage a été obtenu. Des comptages simultanés de la source et de  $^{133}\text{Ba}$  ou  $^{152}\text{Eu}$  ont permis de déterminer avec précision les énergies des raies  $\gamma$  les plus intenses, pour servir ensuite de calibration interne pour les rayons X et les transitions  $\gamma$  plus faibles. Cependant, les intensités des transitions  $\gamma$  de 37 et 43 keV n'ont pu être évaluées avec précision, à cause de la contribution des pics issus de la somme des rayons X<sub>L</sub> intenses.

L'expérience donc a été renouvelée à Nice, avec une source moins intense. Le spectromètre X était équipé de la jonction planaire N°4 dont la fenêtre d'entrée du cryostat était en Be de 0,13 mm d'épaisseur; ce qui permet une absorption minimale des photons de très basse énergie et des rayons X. La figure IV.3 montre un spectre typique de 12 heures comptage, enregistré à 8,5 cm de ce détecteur. Sur ce spectre, outre les raies  $\gamma$  et X accompagnant la désintégration  $\alpha$  de  $^{249}\text{Cf}$ , on observe également la raie  $K\alpha_1$  de Au utilisé dans la conception du détecteur. Les énergies et intensités des rayons X rapportées dans le tableau IV.2 proviennent de la moyenne des deux séries de mesure. Nos valeurs concordent bien avec celles de Ahmad et Coll. [Ahm-82].

**Tableau IV.1: Energies et intensités des transitions  $\alpha$  de  $^{249}\text{Cf}$  vers les niveaux de  $^{245}\text{Cm}$ .**

Raies $\alpha$	Energie $E_\alpha$ (MeV)	Niveaux excités (keV)	Intensité $I_\alpha$ (%)	[Ahm-86]
$\alpha_0$	6,199 (3)	0	2,56 (1)	2,46 (2)
$\alpha_{55}$	6,145 (3)	55	1,30 (1)	1,33 (1)
$\alpha_{122}$	6,078 (3)	122	0,333 (6)	0,346 (7)
$\alpha_{203}$	5,999 (5)	203	0,029 (5)	0,06 (1)‡
$\alpha_{253}$	5,948 (2)	253	3,45 (2)	3,33 (3)
$\alpha_{296}$	5,907 (2)	296	3,08 (2)	3,21 (3)
$\alpha_{351}$	5,852 (3)	351	1,43 (2)	1,43 (2)
$\alpha_{388}$	5,815 (3)	388	82,8 (1)	82,5 (5)
$\alpha_{417}$	5,7840 (7)†	417		
$\alpha_{443}$	5,761 (3)	443	4,83 (3)	4,69 (5)
$\alpha_{509}$	5,697 (4)	509	0,12 (1)	0,30 (1)
$\alpha_{644}$	5,563 (4)	644	0,090 (6)	0,113 (5)
$\alpha_{702}$	5,507 (6)	702	0,025 (7)	0,044 (2)

†) L'énergie du groupe  $\alpha_{417}$  a été calculée à partir de celle du niveau de 416,6 (1) keV.

‡) Intensité mesurée avec un détecteur à barrière de surface [Ahm-66].

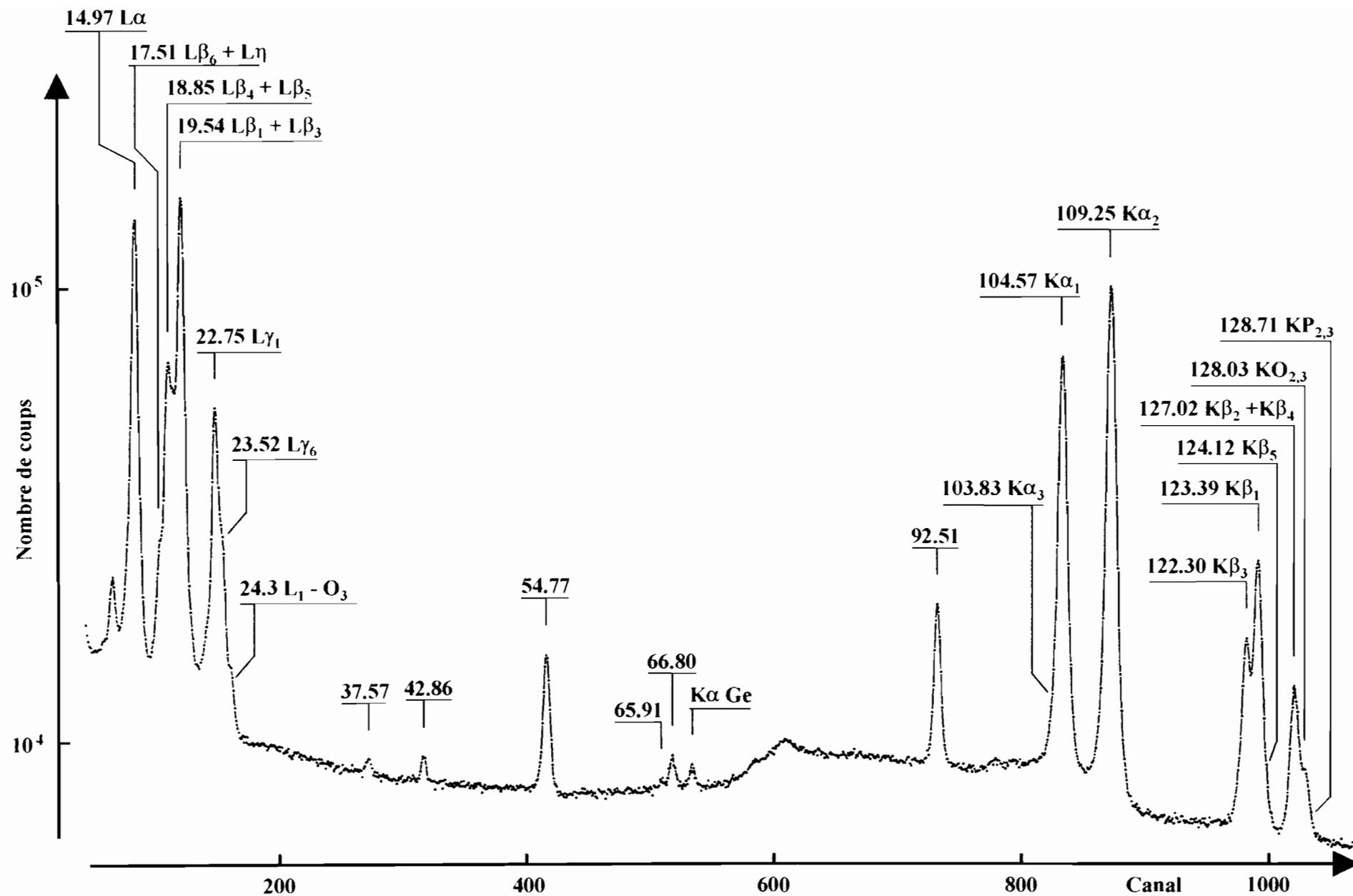


Figure IV.3: Spectre de basse énergie.

**Tableau IV.2: Energies et intensités des raies X accompagnant la désintégration  $\alpha$  de  $^{249}\text{Cf}$ .**

Présent travail		Ahmad-82		Identification
Energie (keV)	I (%)	Energie (keV)	I (%)	
14.97 (4)	4.2 (5)	14.95(4)	6.5 (4)	$L\alpha$
17.51 (7)	0.32 (4)			$L\beta_6 + L\eta$
18.25 (3)	1,4 (1)	19.46 (4)	7,8 (5)	$L\beta_{2,15}$
18.85 (6)	0,9 (1)			$L\beta_4 + L\beta_5$
19.54 (3)	3,8 (4)			$L\beta_1 + L\beta_3$
22.75 (3)	1,1 (1)	22,79 (4)	2,00 (10)	$L\gamma_1$
23.52 (13)	0,36 (4)			$L\gamma_6$
24,3 (5)	0,13 (1)			$L_1 - O_3$
103,83 (7)	0,032 (5)			$K\alpha_3$
104,57 (4)	2,1 (1)	104,59 (2)	2,15 (6)	$K\alpha_1$
109,25 (3)	3,4 (2)	109,27 (2)	3,40 (10)	$K\alpha_2$
122,30 (3)	0,40 (2)	122,29 (2)	0,413 (18)	$K\beta_3$
123,39 (3)	0,75 (4)	123,38 (2)	0,78 (3)	$K\beta_1$
124,12 (5)	0,046 (5)	123,97 (4)	0,055 (5)	$K\beta_5$
126,81 (4)	0,17 (2)	126,82 (4)	0,33 (1)	$K\beta_2$
127,23 (4)	0,23 (2)	127,16 (4)		$K\beta_4$
128,03 (4)	0,11 (1)	128,00 (3)	0,097 (4)	$KO_{2,3}$
128,71 (6)	0,035 (4)			$KP_{2,3}$

### IV.3.2.2 Spectre de moyenne et haute énergie

Cette région a d'abord été étudiée, à l'IPN Orsay, à l'aide de sources d'activité 0,3 et 1,05 mCi comptées devant la jonction coaxiale (HPGe) N°2. Un écran (5 mm Pb + 1 mm Cu) a été utilisé dans la réalisation des spectres de haute énergie. La distance de la source au détecteur était de 12 cm. Une portion de spectre issu de l'addition de 12 spectres individuels et totalisant 33 heures de comptage est présentée par la figure IV.4. Ces mesures préliminaires ont mis en évidence 9 nouvelles raies  $\gamma$  [Kou-95]<sup>2</sup>, [Kou-96]<sup>1</sup> par rapport aux travaux antérieurs.

Nous avons ensuite repris l'étude de la région  $E_\gamma > 400$  keV, à Nice, à l'aide du détecteur coaxial (HPGe) N°1 et des sources de <sup>249</sup>Cf d'activités plus élevées. Deux séries de mesures de longue durée, avec des spectres totalisant en moyenne 10<sup>6</sup> secondes ont été réalisées.

Dans une première expérience, la source de <sup>249</sup>Cf d'activité 2,97 mCi était placée dans un container de plomb d'épaisseur 13 mm. Pour renforcer le taux de comptage sur les raies de faible intensité à haute énergie, nous avons intercalé une feuille de plomb et une feuille d'alliage Zn-Cu, d'épaisseurs respectives 21 mm et 5 mm entre le détecteur et la source. Pendant toutes nos mesures, le dispositif source-écran-détecteur était placé dans un château de plomb dont les parois étaient recouvertes par des feuilles de Cu, afin de réduire la contribution du bruit de fond. Une portion du spectre de <sup>249</sup>Cf, après 175 heures de comptage, est présentée à la figure IV.5. Sur ce spectre, nous avons identifié de nombreuses raies dont les énergies (Tableau IV.3) correspondent aux niveaux les plus bas et à quelques transitions  $\gamma$  les plus intenses de <sup>27</sup>Al, <sup>63</sup>, <sup>65</sup>Cu, <sup>64</sup>, <sup>66</sup>, <sup>68</sup>Zn et <sup>206</sup>, <sup>207</sup>Pb; noyaux stables excités dans la réaction (n, n' $\gamma$ ). En effet, les neutrons produits par la fission spontanée de <sup>249</sup>Cf et <sup>250</sup>Cf, peuvent réagir par diffusion inélastique avec les éléments stables de l'environnement immédiat du détecteur qui inclus typiquement dans nos mesures, l'aluminium, le cuivre, le zinc et le plomb. Au cours de ce processus, une partie de l'énergie cinétique du neutron est transmise au noyau de la cible, qui est porté dans un de ses états excités. Le noyau se désexcite ensuite par l'émission de photons  $\gamma$  dont les énergies peuvent être mesurées à l'aide d'un détecteur de haute résolution. On y relève également une contamination de la source en <sup>152</sup>Eu.

Dans une seconde expérience, nous avons placé la source au centre d'un cylindre de paraffine dopée au carbonate de lithium (Li<sub>2</sub>CO<sub>3</sub>), de hauteur 15 cm et de diamètre 15 cm. La feuille de plomb d'épaisseur 21 mm était maintenue entre le détecteur et la source. La paraffine riche en atomes d'hydrogène avait pour rôle de thermaliser les neutrons tandis que le lithium les absorbait à travers la réaction (n,  $\alpha$ ). Nous avons ainsi pu réduire de façon substantielle la contribution de ces réactions secondaires.

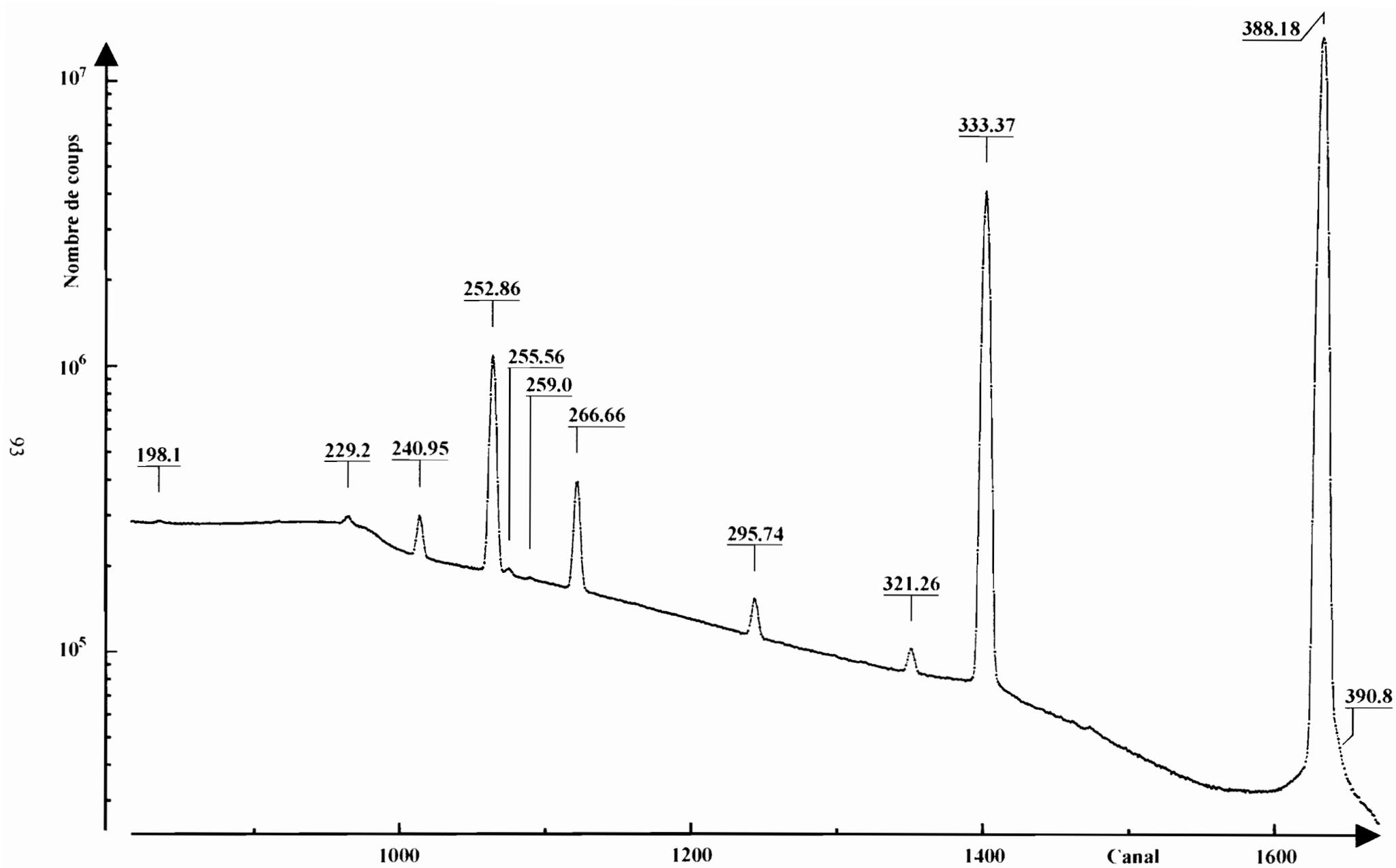


Figure IV.4: Portion du spectre  $\gamma$  direct de la région  $180 \text{ keV} < E_\gamma < 400 \text{ keV}$ , sans absorbant.

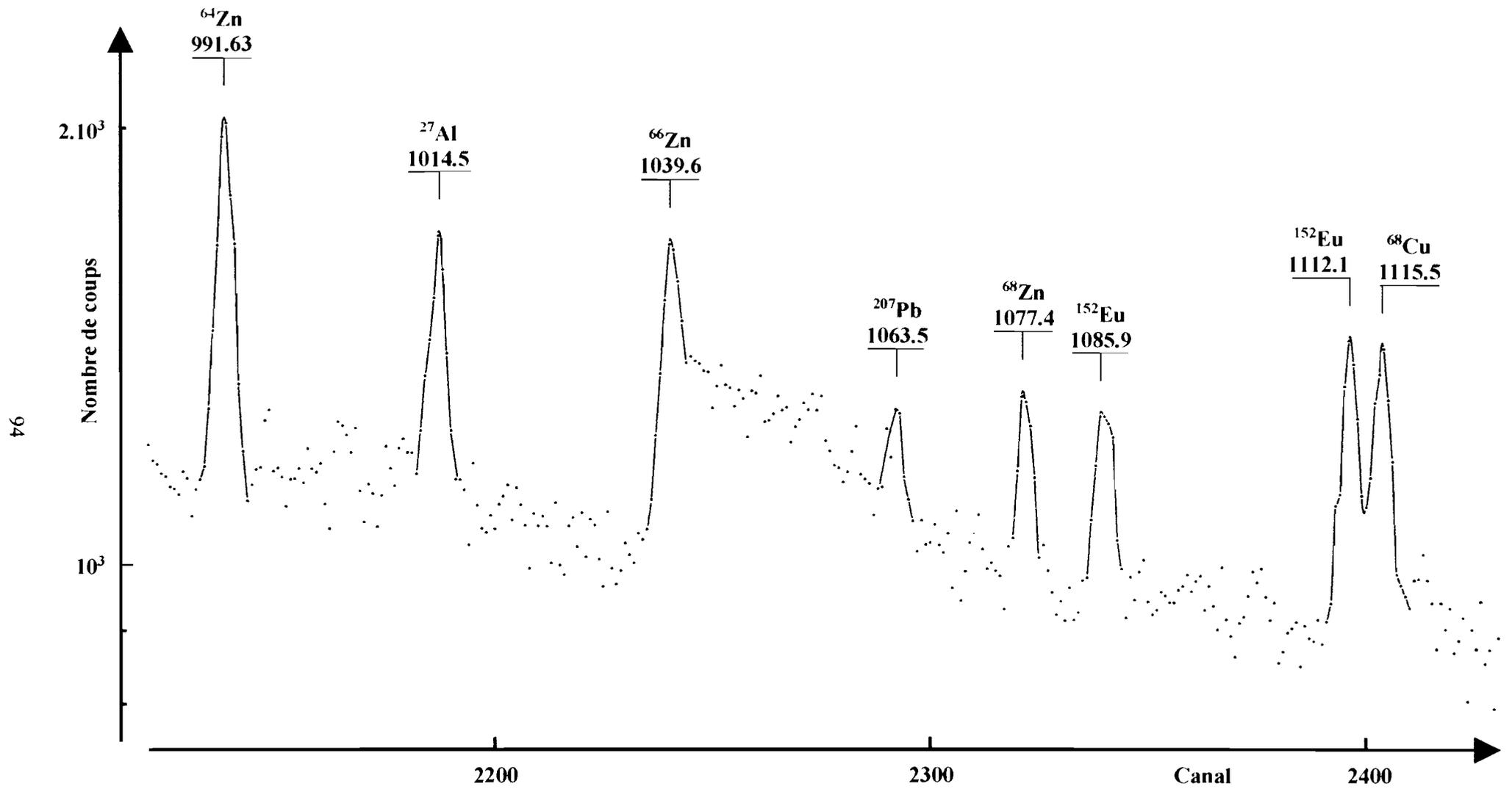


Figure IV.5: Portion du spectre  $\gamma$  direct de  $^{249}\text{Cf}$  avec absorbant (34 mm Pb + 5 mm laiton), sans paraffine dopée au  $\text{Li}_2\text{CO}_3$ .

**Tableau IV.3: Transitions  $\gamma$  dans les noyaux stables de l'environnement du détecteur excités par réaction (n, n' $\gamma$ ).**

Raies $\gamma$ (keV)	Identification
843,9 (5) 1014,5 (2)	$^{27}\text{Al}$
669,7 (1) 962,1 (1) 1327,0 (2) 1412,1 (4) 1547,1 (7)	$^{63}\text{Cu}$
770,7 (3) 1115,5 (2) 1481,7 (4) 1622 (1)	$^{65}\text{Cu}$
807,8 (5) 991,63 (6)	$^{64}\text{Zn}$
1039,6 (2)	$^{66}\text{Zn}$
1077,4 (3)	$^{68}\text{Zn}$
537,4 (4) 657,6 (2) 803,07 (7) 881,1 (4) 1467,6 (9)	$^{206}\text{Pb}$
569,7 (2) 898,0 (2) 1063,5 (6)	$^{207}\text{Pb}$

Cependant, le lithium commercial utilisé avait une faible abondance isotopique en  ${}^6\text{Li}$  (7,5 %), isotope possédant la plus grande section efficace pour la réaction (n,  $\alpha$ ). De ce fait, certains neutrons parvenaient à initier d'autres réactions (n, n' $\gamma$ ). Cela est marqué sur le spectre (Figure IV.6) par la présence des raies de 658, 803, 962 keV, etc. Ces mesures ont été confirmées avec une source de 5,1 mCi.

Cette difficulté surmontée, il fallait résoudre celle de l'identification des raies, en raison de la présence des nombreux nucléides générés par la fission spontanée de  ${}^{249}\text{Cf}$  et de  ${}^{250}\text{Cf}$ .

### IV.3.3 Produits de la fission spontanée

Dans le domaine des noyaux très lourds, essentiellement les éléments transuraniens, l'émission  $\alpha$  entre en compétition avec la fission spontanée. Au cours de ce dernier processus, le noyau se rompt en deux fragments dont les masses correspondent à celles de nucléides du milieu du tableau périodique, suivi de la libération de quelques neutrons.

La période de fission spontanée dépend du paramètre  $Z^2/A$ . Sa tendance générale pour les noyaux pair-pair est bien reproduite par la relation empirique de Seaborg [Sea-52]:

$$\tau_{1/2} = (10^{178 - Z^2/A}) \cdot 10^{-21} \text{ s.}$$

Pour un élément donné, la période décroît globalement et passe localement par un maximum quand N varie (figure IV.7). On obtient des demi-vies partielles de fission spontanée de l'ordre de  $10^{16}$  ans pour les uranium alors que celles de transuraniens tels que les fermium ou les californium peuvent être de quelques jours et entrer en compétition importante avec la désintégration  $\alpha$ .

Dans nos mesures, plusieurs raies  $\gamma$  ont été attribuées à des produits de fission (Tableau IV.4), par comparaison des énergies d'une part avec les valeurs de Börner et Coll. [Bör-79] et d'autre part avec le programme GAMMAS [Esk-85] qui répertorie plus de 15000 transitions  $\gamma$ . Pour chaque isotope, nous avons vérifié que nous observons les transitions les plus intenses. Les raies d'énergie correspondant à celle d'un produit de fission, mais dont l'intensité est inférieure à celle de  $\gamma$  non observés du même isotope n'ont pas été attribuées.

Notons enfin que bien que l'isotope  ${}^{250}\text{Cf}$  soit à l'état de traces dans la source, il est à l'origine de la quasi-totalité des produits de fission détectés. En effet, selon les rapports d'embranchement de fission spontanée de  ${}^{249}\text{Cf}$  (FS =  $5,2 \cdot 10^{-7}$  %) et de  ${}^{250}\text{Cf}$  (FS = 0,077 %), le dernier isotope produirait 99,62 % de l'activité totale de ce processus.

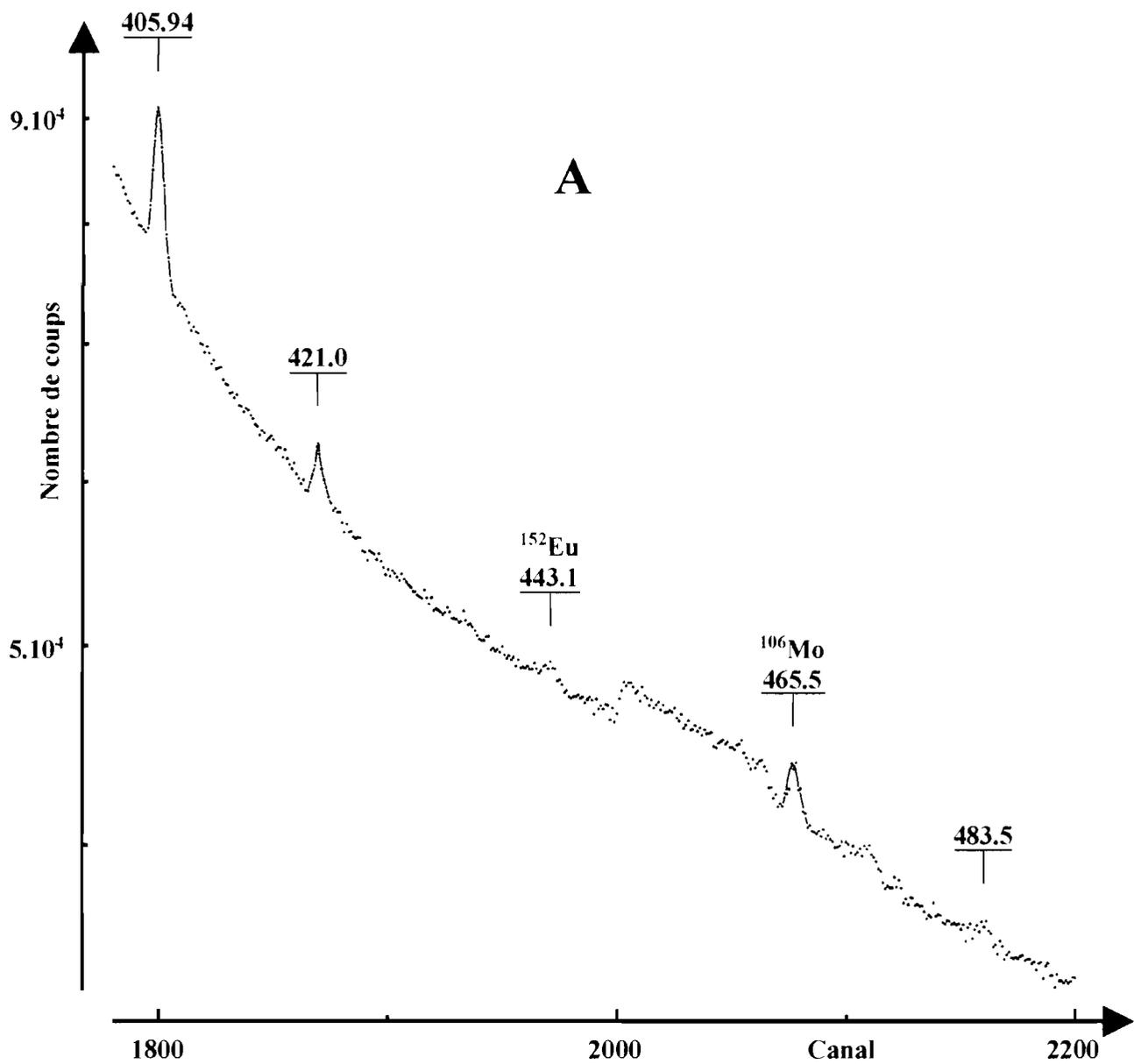


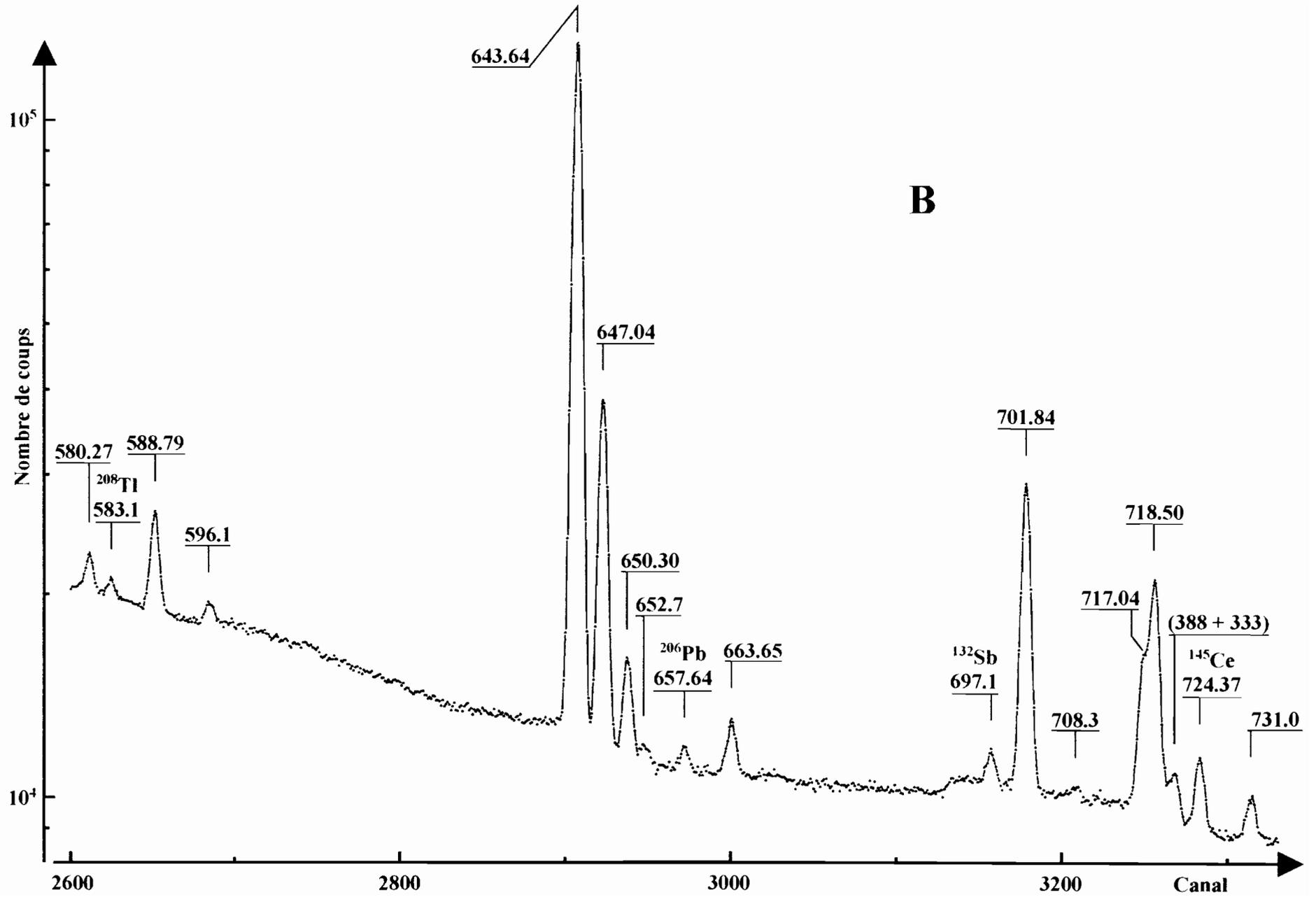
Figure IV.6: Spectres  $\gamma$  directs de  $^{249}\text{Cf}$  avec absorbant (21 mm Pb + 0,6 mm Cu) et de la paraffine dopée au  $\text{Li}_2\text{CO}_3$ .

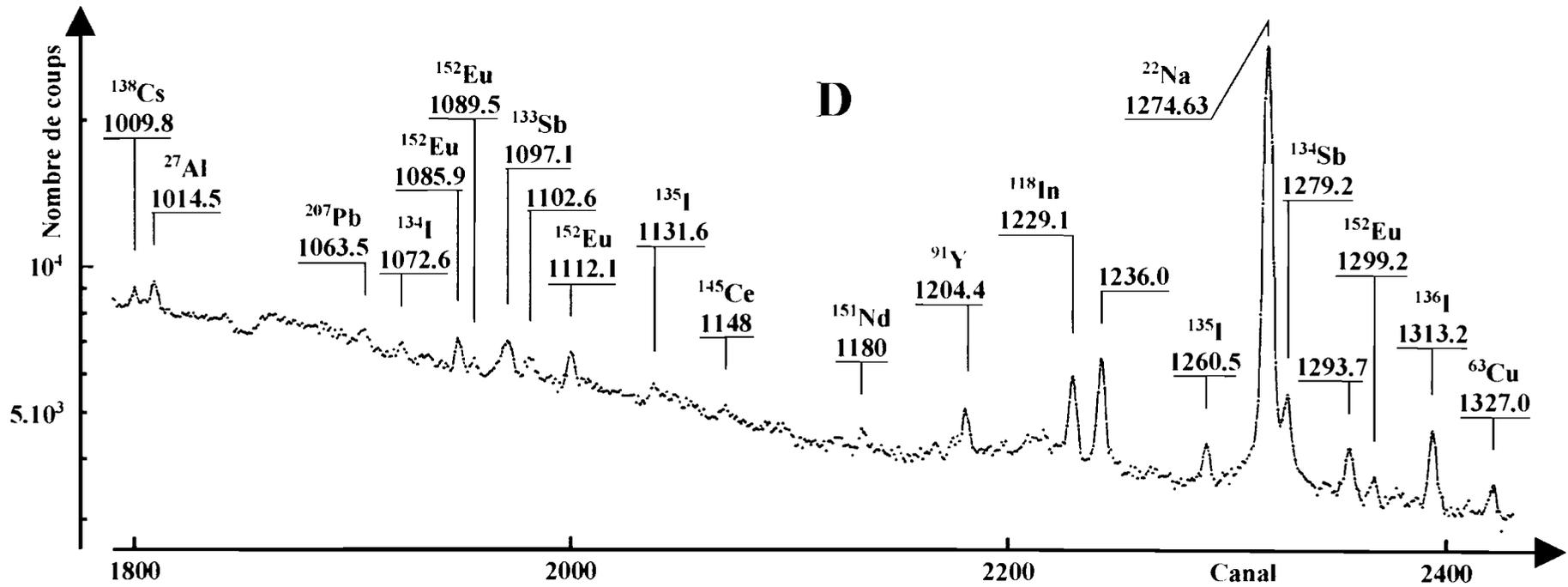
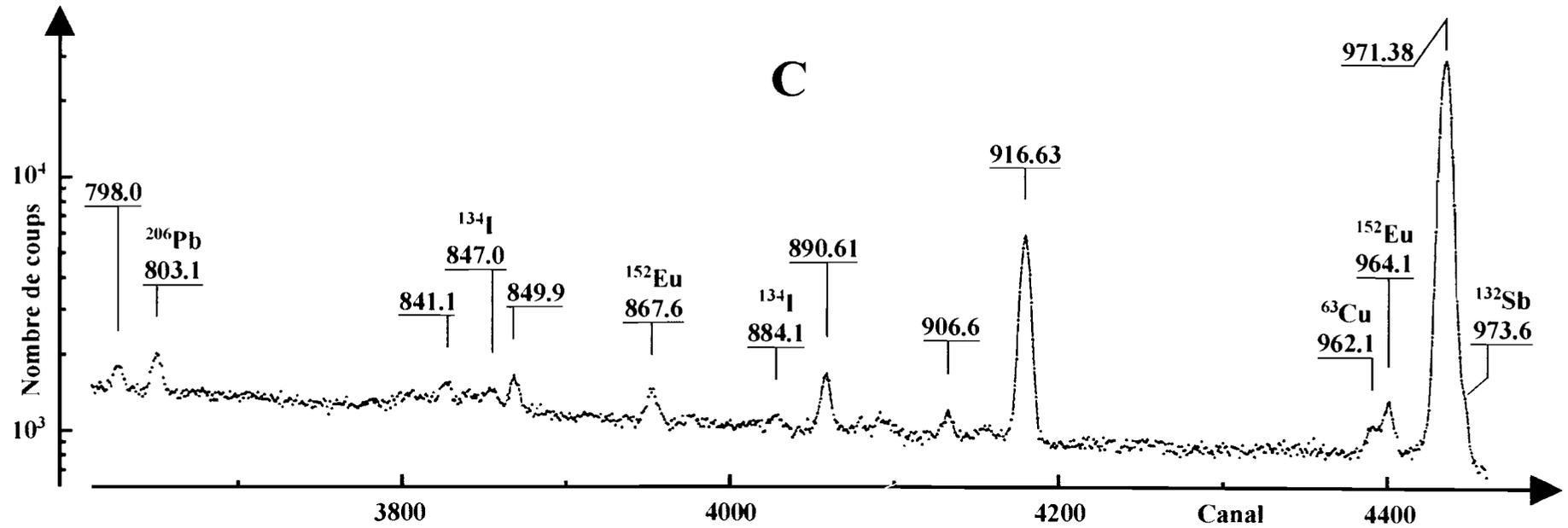
A, B, C) Dispersion: 0,22 keV/canal.

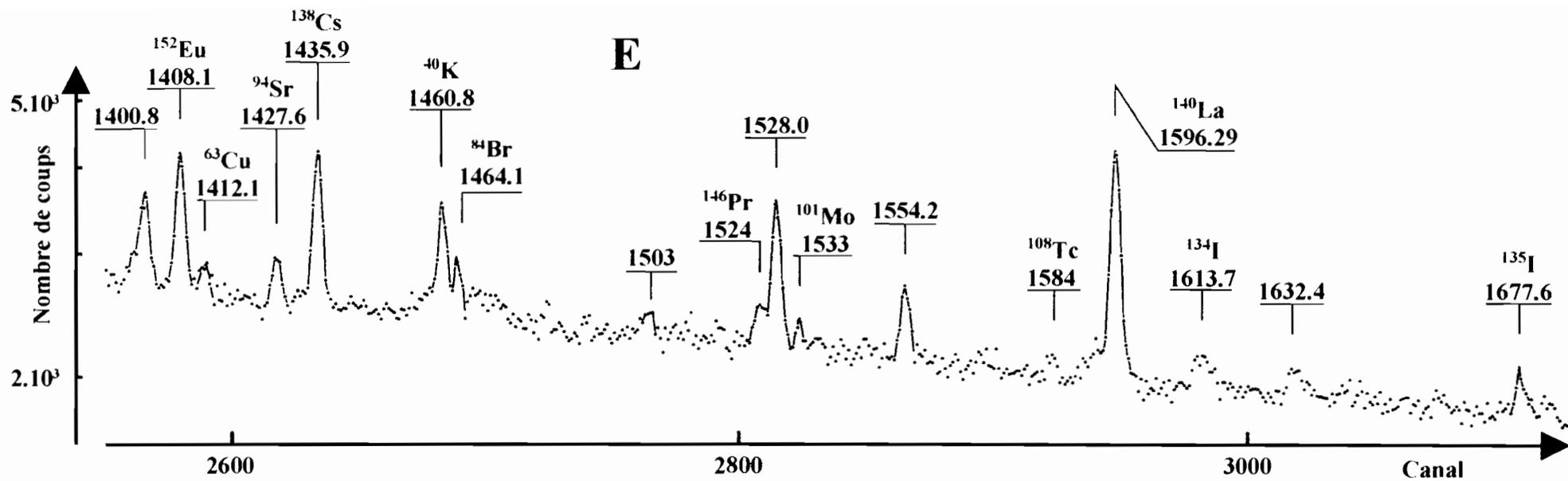
D, E, F, G, H) Dispersion: 0,51 keV/canal.

\*)  $^{27}\text{Al}(n, \gamma)^{28}\text{Al}$

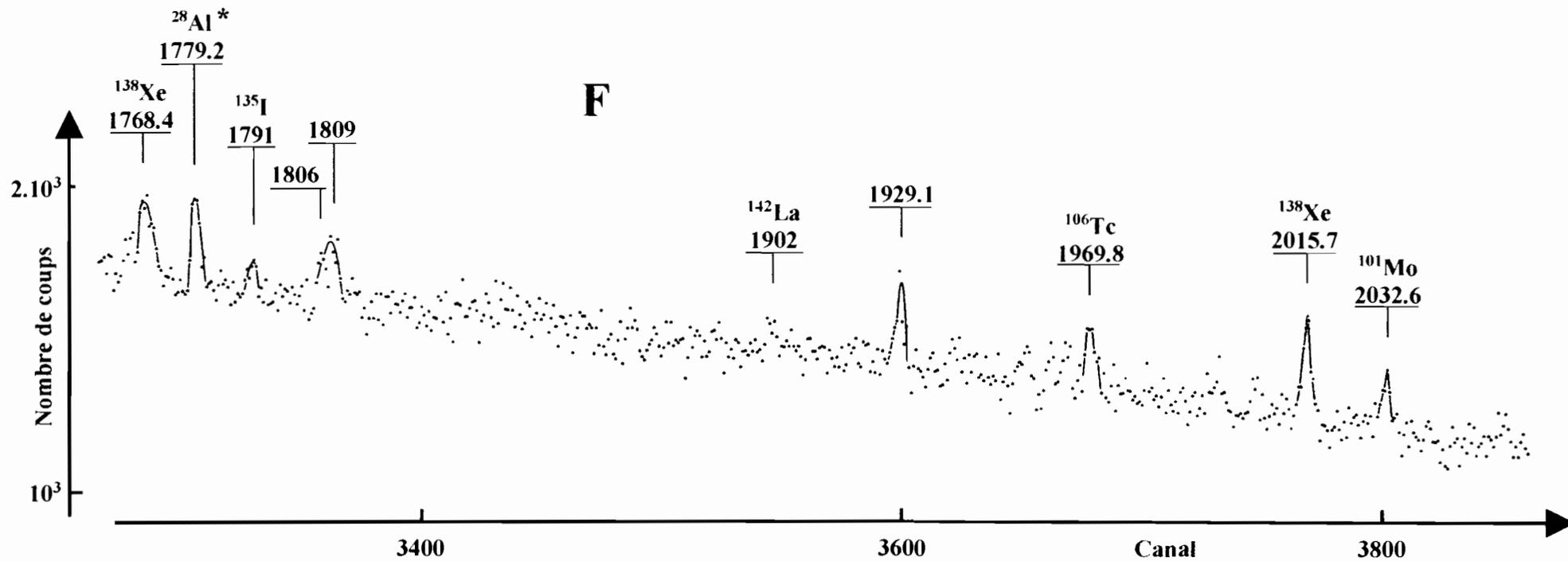
\*\* )  $p(n, \gamma)^2\text{H}$

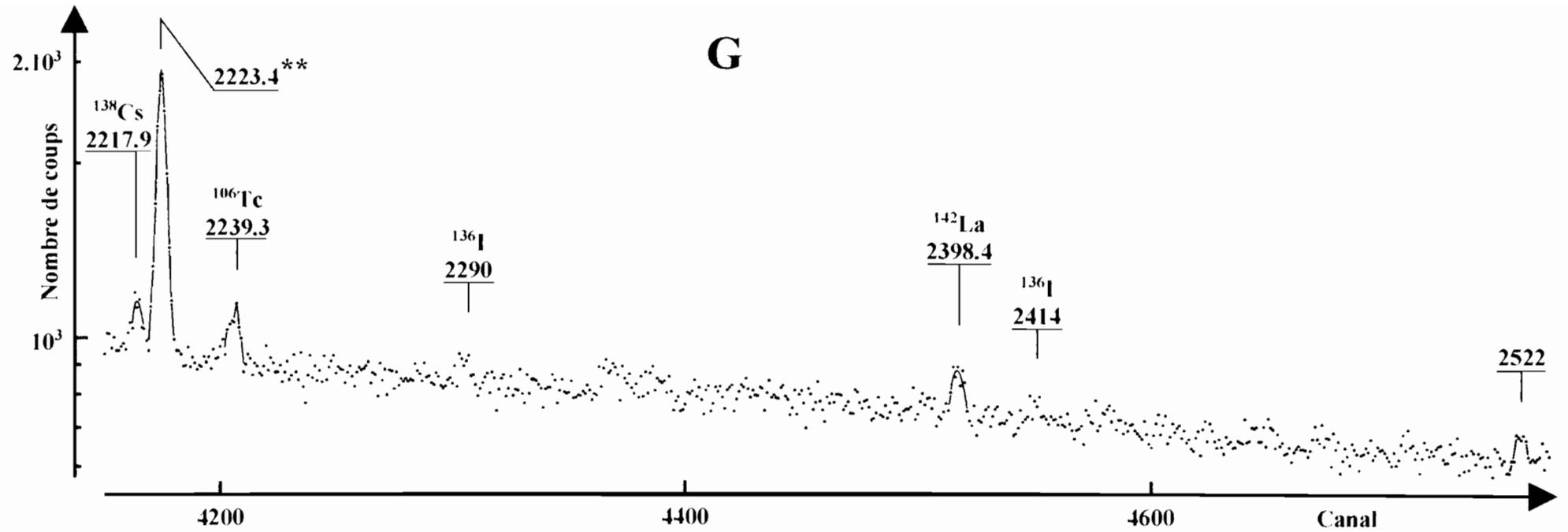
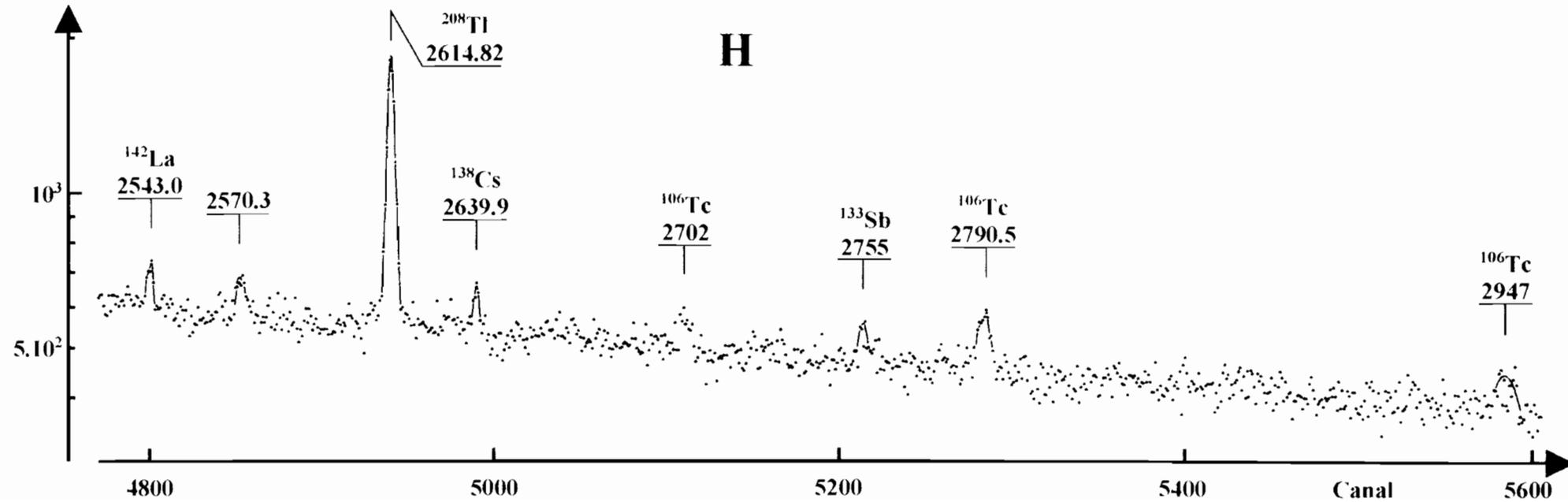






100



**G****H**

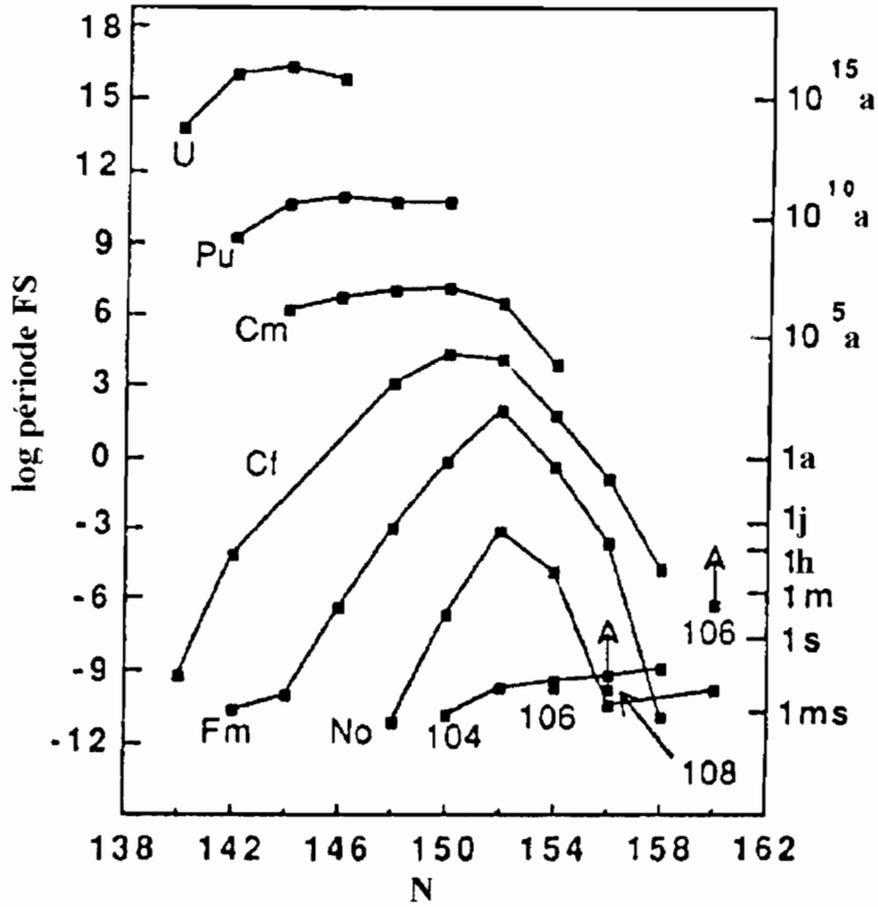


Figure IV.7: Logarithme des périodes partielles de fission spontanée des noyaux pair-pairs en fonction du nombre de neutrons. Les flèches indiquent les valeurs limites inférieures des éléments  $^{264}106$  et  $^{266}108$  [Hof-94].

**Tableau IV.4: Raies  $\gamma$  attribuées à des produits de fission.**

Energie (keV)	Identification
465,5 (4)	$^{106}\text{Mo}$
571,9 (6)	$^{142}\text{Xe}$
697,1 (2)	$^{132}\text{Sb}$
724,37 (6)	$^{145}\text{Ce}$
847,0 (5)	$^{134}\text{I}$
884,1 (5)	$^{134}\text{I}$
973,6 (2)	$^{132}\text{Sb}$
1009,8 (5)	$^{138}\text{Cs}$
1072,6 (5)	$^{134}\text{I}$
1097,1 (3)	$^{133}\text{Sb}$
1131,6 (8)	$^{135}\text{I}$
1148 (1)	$^{145}\text{Ce}$
1180 (1)	$^{151}\text{Nd}$
1204,4 (3)	$^{91}\text{Y}$
1229,1 (1)	$^{118}\text{In}$
1260,5 (3)	$^{135}\text{I}$
1279,2 (3)	$^{134}\text{Sb}$
1313,2 (2)	$^{136}\text{I}$
1427,6 (3)	$^{94}\text{Sr}$
1435,9 (1)	$^{138}\text{Cs}$
1464,1 (6)	$^{84}\text{Br}$
1524 (1)	$^{146}\text{Pr}$
1533 (1)	$^{101}\text{Mo}$
1584 (1)	$^{108}\text{Tc}$
1596,29 (10)	$^{140}\text{La}$
1613,7 (8)	$^{134}\text{I}$
1677,6 (6)	$^{135}\text{I}$
1768,4 (5)	$^{138}\text{Xe}$
1791 (1)	$^{135}\text{I}$
1902 (1)	$^{142}\text{La}$

**Tableau IV.4 (suite)**

Energie (keV)	Identification
1969,8 (8)	$^{106}\text{Tc}$
2015,7 (4)	$^{138}\text{Xe}$
2032,6 (9)	$^{101}\text{Mo}$
2217,9 (6)	$^{138}\text{Cs}$
2239,3 (5)	$^{106}\text{Tc}$
2290 (1)	$^{136}\text{I}$
2398,4 (6)	$^{142}\text{La}$
2414 (1)	$^{136}\text{I}$
2543,0 (8)	$^{142}\text{La}$
2639,9 (9)	$^{138}\text{Cs}$
2702 (1)	$^{106}\text{Tc}$
2755 (4)	$^{133}\text{Sb}$
2790,5 (6)	$^{106}\text{Tc}$
2947 (7)	$^{106}\text{Tc}$

Après l'identification des raies parasites, le reste des  $\gamma$  d'énergie inférieure à 1200 keV a été attribué au  $^{249}\text{Cf}$ . Toutefois, les transitions de 1236,0; 1293,7; 1400,8; 1503; 1528,0; 1554,2; 1632,4; 1806; 1809; 1929,1; 2522 et 2570,3 keV n'ont pas trouvé d'interprétation. Les valeurs des énergies et intensités des transitions retenues sont résumées dans le tableau IV.5 et sont comparées aux données de Schmidt [Sch-71] et de Baranov [Bar-77]. Sur 44 raies  $\gamma$  observées, 23 sont reportées pour la première par décroissance  $\alpha$  de  $^{249}\text{Cf}$  [Ard-96], [Kou-96]<sup>2</sup>. Le plus grand nombre de raies nouvelles est observé aux hautes énergies, avec des intensités faibles de l'ordre de  $10^{-5}$  %. Cependant, les transitions de 121,0 et 267,3 keV n'ont pas été détectées au cours de notre étude.

Le désaccord systématique noté aux hautes énergies, entre nos valeurs d'intensité et celles de ces auteurs, pourrait s'expliquer par le fait que leurs mesures étaient effectuées sur de petites sources et sans ou avec peu d'absorbant. En effet, dans ces conditions la très forte composante de la principale transition  $\gamma$  de 388 keV (66 %) gênerait la détection des raies moins intenses aux énergies supérieures, donc une détermination difficile des intensités.

#### IV.3.4 Mesure de coïncidences $\gamma$ - $\gamma$

Les mesures de coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  ont été réalisées avec une source d'environ 0,2 mCi. Trois fenêtres d'énergie 253, 296 et 388 keV ont été sélectionnées.

Le spectre des coïncidences avec la fenêtre de  $(296 \pm 1)$  keV, mesuré pendant 133 heures est montré sur la figure IV.8. Il met en évidence la nouvelle transition  $\gamma$  de 259,0 keV, précédemment observée dans le spectre direct.

Les fenêtres de 253 et 388 keV totalisant chacune en moyenne 19 heures de comptage n'ont conduit pratiquement qu'à des spectres fortuits. Les rayonnements d'énergie supérieure à 400 keV, étant de faible intensité, il nous a été impossible de poser d'autres fenêtres.

Le tableau ci-dessous résume les résultats de ces différentes mesures. Cette expérience de coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  confirme globalement la position des raies les plus intenses déjà placées dans le schéma de niveaux de  $^{245}\text{Cm}$ .

Fenêtres (keV)	Raies $\gamma$ en coïncidence (keV)
253 $\pm$ 1	92,51 - 390,8
296 $\pm$ 1	55,9 - 92,51 - 255,56 - 259,0 - 405,94
388 $\pm$ 1	54,7 - 255,56

**Tableau IV.5: Energies et intensités des  $\gamma$  accompagnant la désintégration  $\alpha$  de  $^{249}\text{Cf}$ .**

Présent travail		[Schmidt-71]		[Baranov-77]	
$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$	$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$	$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$
37.57 (4)	0,022 (1)	37.5 (1)	0,026 (1)	37.44 (2)	0,0298 (16)
42.86 (3)	0,043 (1)	42,81 (7)	0,059 (3)	42,80 (2)	0,0497 (27)
54.77 (3) <sup>‡</sup>	0,28 (1)	54,73 (7)	0,33 (1)	54,65 (4)	0,314 (13)
65.91 (5) <sup>‡</sup>	0,011 (1)	65,87 (15)	0,017 (2)	65,88 (5)	0,0275 (23)
66.80 (4)	0,03 1(2)	66,71 (15)	0,040 (5)	66,69 (5)	< 0,04
92.51 (3)	0,44 (1)	92.30 (5)	0,45 (1)	92,35 (4)	0,295 (4)
		121,0 (6) <sup>†</sup>	0,020 (15)	120,80 (10)	0,031 (3)
121.60 (8)	0,074 (4)	121,5 (4) <sup>†</sup>	0,070 (20)	121,50 (10)	0,068 (5)
<b>198,1 (3)</b>	<b>0,013 (3)</b>				
229.20 (8)	0,081 (5)	229.2 (2)	0,072 (10)	229,50 (10)	0,0596 (25)
240.95 (3)	0,331 (7)	241.2 (1)	0,340 (6)	241,00 (5)	0,291 (3)
252.86 (3)	3,98 (8)	252,88 (8)	4,14 (10)	252,87 (4)	3,736 (16)
255.56 (8)	0,052 (4)	255,7 (2)	0,065 (10)		
<b>259,0 (3)</b>	<b>0,011 (3)</b>				
266.66 (3)	1,10 (2)	266,73 (5)	1,13 (3)	266,80 (4) 267,30 (10)	1,01 (4)
295.74 (3)	0,215(5)	295,84(5)	0,216(6)	295,80(4)	0,206(9)
321.26 (3)	0,103 (4)	321,43 (5)	0,108 (4)	321,40 (5)	0,100(5)
333.37 (3)	23,2 (5)	333,44 (5)	23,50 (10)	333,40 (5)	21,80 (3)
<b>356 (1)</b>	<b><math>\leq 0,015 (6)</math></b>				
388.18 (3)	100	387,95 (5)	(100)	388,30 (5)	100
<b>390,8 (3)</b>	<b>0,040 (5)</b>	390,5 (2)	0,025 (5)		
405.94 (6)	$7,1 (4) \cdot 10^{-3}$	405,9 (1)	0,014 (1)	406,00 (10)	0,0164 (12)
<b>421,0 (3)</b>	<b><math>1,1 (1) \cdot 10^{-3}</math></b>				
<b>483,5 (5)<sup>‡</sup></b>	<b><math>\leq 1,1 (4) \cdot 10^{-4}</math></b>				
<b>580,27 (9)</b>	<b><math>2,6 (3) \cdot 10^{-4}</math></b>				
588.79 (4)	$8,0 (5) \cdot 10^{-4}$	588,8 (1)	$3 (1) \cdot 10^{-3}$	589,00 (10)	$3,6 (6) \cdot 10^{-3}$

**Tableau IV.5 (suite)**

Présent travail		[Schmidt-71]		[Baranov-77]	
$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$	$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$	$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$
596,1 (3)	1,3 (2).10 <sup>-4</sup>				
643,64 (3)	0,0107 (5)	643,5 (1)	7 (1).10 <sup>-3</sup>	643,20 (25)	0,0190 (7)
647,04 (3)	2,4 (1).10 <sup>-3</sup>				
650,30 (5)	3,4 (2).10 <sup>-4</sup>				
652,7 (7)	3 (1).10 <sup>-5</sup>				
663,65 (8)	1,8 (2).10 <sup>-4</sup>				
701,84 (3)	1,5 (1).10 <sup>-3</sup>				
708,3 (5)*	≤ 2 (1).10 <sup>-5</sup>				
717,04 (5)	4,7 (3).10 <sup>-4</sup>				
718,50 (3)	8,8 (5).10 <sup>-4</sup>			718,50 (25)	0,0128 (12)
731,0 (1)	1,0 (1).10 <sup>-4</sup>				
798,0 (5)	2,0 (3).10 <sup>-5</sup>				
841,1 (5)	1,1 (2).10 <sup>-5</sup>				
849,9 (5)‡	1,8 (3).10 <sup>-5</sup>				
890,61 (9)	3,5 (3).10 <sup>-5</sup>				
906,6 (5)	1,1 (2).10 <sup>-5</sup>				
916,63 (3)	3,0 (2). 10 <sup>-4</sup>				
971,38 (4)	1,8 (1). 10 <sup>-3</sup>				
1102,6 (5)	5 (2).10 <sup>-6</sup>				

Les valeurs des intensités relatives sont normalisées à  $I_\gamma = 100$  de la raie de 388,18 keV.

Les intensités absolues pour 100 désintégrations  $\alpha$  peuvent être obtenues en multipliant les intensités relatives par 0,660 (20).

†)  $\gamma$  vus en coïncidences.

‡)  $\gamma$  placés plusieurs fois dans le schéma de niveaux.

\*)  $\gamma$  non placé dans le schéma de niveaux.

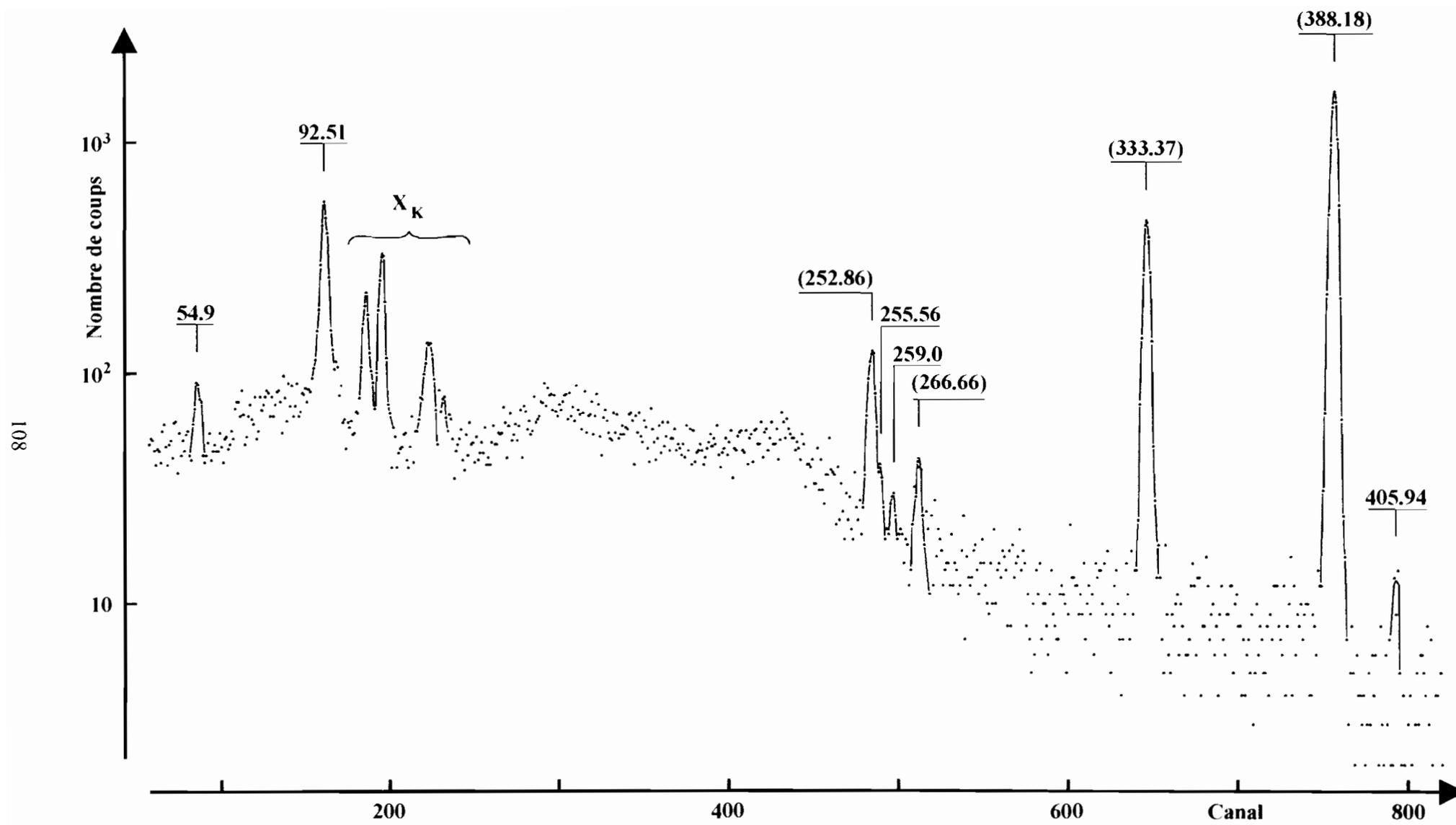


Figure IV.8: Spectre de coïncidence  $\gamma$ - $\gamma$  mesuré avec la fenêtre  $(296 \pm 1)$  keV,  $2\tau = 50$  ns.

## IV.4 Schéma de niveaux de $^{245}\text{Cm}$

Le schéma de niveaux de  $^{245}\text{Cm}$  déduit des résultats de nos mesures est présenté à la figure (Figure IV.9). Il a été construit essentiellement à partir des règles de combinaison de Ritz, mais également en référence aux résultats des travaux antérieurs de spectrométrie magnétique [Bar-69, 73], de décroissance  $\alpha$  de  $^{249}\text{Cf}$  [Bar-77], de décroissance  $\beta^-$  de  $^{245}\text{Am}$  [Bun-67], de capture électronique de  $^{245}\text{Bk}$  [Ahm-76] et des réactions nucléaires (d, p) et (d, t) [Bra-71].

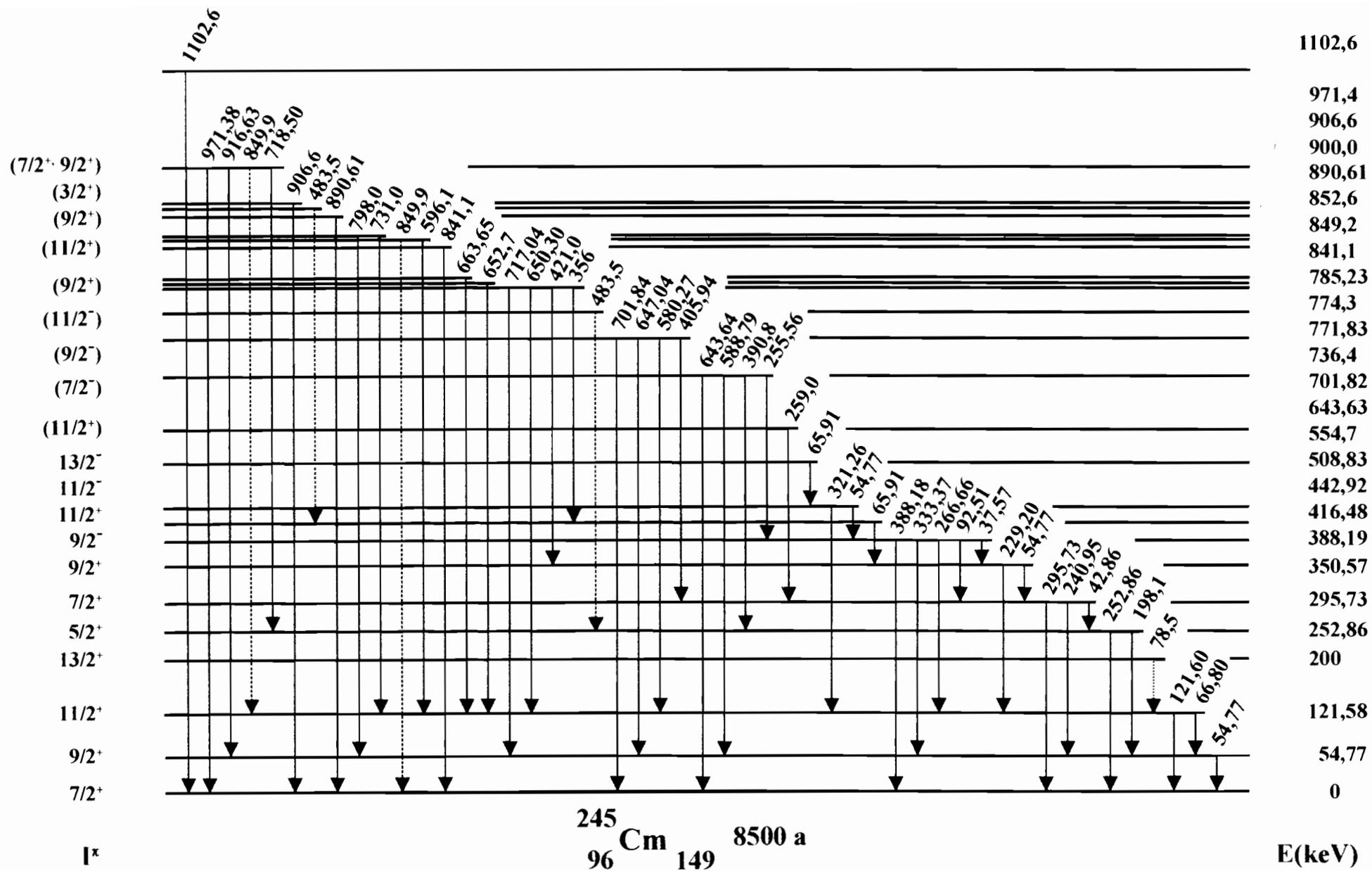
Ce schéma comporte 25 niveaux excités. Les états de 554,7 keV et ceux d'énergie supérieure à 702 keV, soit 13 états excités, sont mis en évidence pour la première fois par spectrométrie  $\gamma$ . Les transitions de 54,77; 65,91; 483,5 et 849,9 keV sont placées plusieurs fois dans le schéma.

Les intensités des groupes  $\alpha$  non observés par spectrométrie  $\alpha$  ont été obtenues par balance des intensités sur les niveaux qu'ils alimentent, en adoptant les multipolarités résumées dans le tableau IV.6.

Les facteurs d'empêchement des niveaux mis en évidence dans nos mesures ont été déterminés à partir de la relation (I.37). Dans le cas du  $^{249}\text{Cf}$ , les noyaux pair-pairs voisins considérés sont les isotopes 248 et 250.

La groupe  $\alpha_{417}$  étant de faible intensité, elle se trouve masquée par la principale transition  $\alpha_{388}$ . Nous avons donc, pour le calcul du facteur d'empêchement du niveau de 416,6 keV correspondant, adopté la valeur  $I_{\alpha_{417}} = 0,26\%$  mesurée par Baranov et coll. [Bar-69] à l'aide d'un spectrographe magnétique.

Les valeurs des énergies, des alimentations  $I_\alpha$  et des facteurs d'empêchement  $F_\alpha$  des niveaux du  $^{245}\text{Cm}$  sont regroupées dans le tableau IV.7, dans lequel on a fait figurer pour comparaison les données de Baranov et coll. [Bar-69, 73] et celles compilées par Akovali [Ako-92]. 11 niveaux excités reportés par Baranov, parmi lesquels plusieurs étaient douteux, n'ont pas été détectés au cours de nos mesures. Cependant, les niveaux de 554,7; 890,61; 906,6 et 1102,6 keV sont nouveaux par rapport aux résultats de ces auteurs. Notons enfin que les états d'énergie 771,83 et 971,4 keV, de facteurs d'empêchement respectifs  $F_\alpha = 79,3$  et  $F_\alpha = 27,6$ , sont largement favorisés contrairement à ce que laissent supposer les données de Baranov et du compilateur.

Figure IV.9: Schéma de niveaux de  $^{245}\text{Cm}$ .

**Tableau IV.6: Attributions et multipolarités adoptées pour les nouvelles raies  $\gamma$ .**

$E_\gamma$ (keV)	Attribution	$I_i^\pi, I_j^\pi$	Multipolarité
198,1 (3)	252,86 $\rightarrow$ 54,77	5/2 <sup>+</sup> , 9/2 <sup>+</sup>	E2
259,0 (3)	554,7 $\rightarrow$ 295,73	(11/2 <sup>-</sup> ), 7/2 <sup>-</sup>	E2
356 (1)	771,83 $\rightarrow$ 416,48	(11/2 <sup>-</sup> ), 11/2 <sup>-</sup>	E1
421,0 (3)	771,83 $\rightarrow$ 350,57	(11/2 <sup>-</sup> ), 9/2 <sup>-</sup>	E1
580,27 (9)	701,82 $\rightarrow$ 121,58	(9/2 <sup>-</sup> ), 11/2 <sup>-</sup>	E1
596,1 (3)	849,9 $\rightarrow$ 252,86	(?), 5/2 <sup>-</sup>	
647,04 (3)	701,82 $\rightarrow$ 54,77	(9/2 <sup>-</sup> ), 9/2 <sup>-</sup>	E1
650,30 (5)	771,83 $\rightarrow$ 121,58	(11/2 <sup>-</sup> ), 9/2 <sup>-</sup>	E1
652,7 (7)	774,3 $\rightarrow$ 121,58	(?), 11/2 <sup>-</sup>	
663,65 (8)	785,23 $\rightarrow$ 121,58	(9/2 <sup>-</sup> ), 11/2 <sup>-</sup>	M1 ou E2
717,04 (3)	771,83 $\rightarrow$ 54,77	(11/2 <sup>-</sup> ), 9/2 <sup>-</sup>	E1
718,50 (3)	971,4 $\rightarrow$ 252,86	(7/2 <sup>-</sup> , 9/2 <sup>+</sup> ), 5/2 <sup>-</sup>	M1 ou E2
731,0 (1)	852,6 $\rightarrow$ 121,57	(11/2 <sup>-</sup> ), 11/2 <sup>-</sup>	M1 ou E2
798,0 (5)	852,6 $\rightarrow$ 54,77	(11/2 <sup>-</sup> ), 9/2 <sup>-</sup>	M1 ou E2
841,1 (5)	841,1 $\rightarrow$ 0	(?), 7/2 <sup>+</sup>	
890,61 (9)	890,61 $\rightarrow$ 0	(9/2 <sup>-</sup> ), 7/2 <sup>+</sup>	M1 ou E2
906,6 (5)	906,6 $\rightarrow$ 0	(3/2 <sup>+</sup> ), 7/2 <sup>+</sup>	E2
916,63 (3)	971,4 $\rightarrow$ 0	(7/2 <sup>-</sup> , 9/2 <sup>+</sup> ), 9/2 <sup>-</sup>	M1 ou E2
971,38 (4)	971,4 $\rightarrow$ 0	(7/2 <sup>-</sup> , 9/2 <sup>+</sup> ), 7/2 <sup>-</sup>	M1 ou E2
1102,6 (5)	1102,6 $\rightarrow$ 0	(?), 7/2 <sup>+</sup>	

?)  $|I_i - I_j| \leq L \leq I_i + I_j$  (sauf  $L = 0$ ).

**Tableau IV.7: Energies, alimentations  $\alpha$  et facteurs d'empêchement des niveaux du  $^{245}\text{Cm}$ .**

Présent travail			[Bar-69. 73]		[Ako-92]
$E_{\text{niveau}}$ (keV)	$I_{\alpha}$ (%)	$F_{\alpha}$	$E_{\text{niveau}}$ (keV)	$I_{\alpha}$ (%)	$F_{\alpha}$
0	2,56 (1)	5850	0	2,17	6150
54,77 (3)	1,30 (1)	6170	54,80 (9)	1,11	6090
121,58 (4)	0,333 (6)	11100	121,50 (10)	0,24	10800
200 <sup>†</sup>	0,029 (5)	50500	197,1 (20)	0,026	59000
252,86 (5)	3,45 (2)	226	252,81 (4)	4,00	237
295,73 (4)	3,08 (2)	151	295,86 (4)	2,79	146
350,57 (5)	1,43 (2)	165	350,86 (7)	1,04	167
388,19 (2)	82,6 (1)	1,8	388,30 (5)	84,40	1,8
416,48 (7)	0,26 <sup>†</sup>	400	416,74 (11)	0,26	400
442,92 (3)	4,83 (3)	15,4	442,95 (9)	3,66	16,0
			498	0,03	1240
508,83 (6)	0,113 (8)	284	508,83 (13)	0,2	108
			545	$\approx 10^{-1}$	$\approx 203000$
554,7 (3)	0,010 (3)	1770			
			558	$\approx 0,0015$	$\approx 11400$
			588	0,0069	1670
			598	0,001	10100
			$\approx 638$		
643,63 (2)	0,090 (6)	60,6	643,20 (25)	0,052	49
			672	$2,1 \cdot 10^{-4}$	17900
701,82 (9)	0,025 (7)	99,5	701,80 (14)	0,018	57
			722	$3,2 \cdot 10^{-4}$	5970
736,4 (5)	$8 (3) \cdot 10^{-5}$	19400	735	$2 \cdot 10^{-4}$	7990
771,83 (9)	0,012 (4)	79,3	772	$\approx 7,7 \cdot 10^{-4}$	$\approx 1250$
774,3 (7)	$2,0 (7) \cdot 10^{-5}$	46000	$\approx 775$	$\approx 0,0026$	$\approx 350$
785,23 (9)	$1,4 (2) \cdot 10^{-4}$	5640	$\approx 783$	$\leq 2,9 \cdot 10^{-4}$	$\geq 2840$
841,1 (5)	$7,4 (14) \cdot 10^{-6}$	48800	$\approx 838$	$\approx 1,3 \cdot 10^{-4}$	$\approx 2930$
849,2 (5)	$1,0 (1) \cdot 10^{-4}$	3200	$\approx 848$	$\approx 10^{-4}$	$\geq 3300$
852,6 (3)	$9,0 (8) \cdot 10^{-5}$	3410	$\approx 853$		$\geq 3080$

**Tableau IV.7 (suite)**

Présent travail			[Bar-70, 73]		[Ako-92]
$E_{\text{niveau}}$ (keV)	$I_{\alpha}$ (%)	$F_{\alpha}$	$E_{\text{niveau}}$ (keV)	$I_{\alpha}$ (%)	$F_{\alpha}$
			$\approx 866$	$\approx 4 \cdot 10^{-4}$	$\approx 640$
890,61 (9)	$2,5 (2) \cdot 10^{-5}$	7130			
900,0 (5)	$8 (3) \cdot 10^{-5}$	1950	$\approx 901$	$\leq 1,3 \cdot 10^{-4}$	$\geq 1190$
906,6 (5)	$7,4 (14) \cdot 10^{-6}$	19200			
			$\approx 936$	$\leq 1,2 \cdot 10^{-4}$	780
971,4 (2)	$2,0 (1) \cdot 10^{-3}$	27,6	$\approx 972$	$\leq 2 \cdot 10^{-4}$	$\geq 277$
			$\approx 1009$	$\leq 5 \cdot 10^{-4}$	$\geq 640$
1102,6 (5)	$3,3 (13) \cdot 10^{-6}$	2350			

†) Energie déduite de la relation de Bohr-Mottelson appliquée à la bande fondamentale.

‡) L'intensité  $I_{\alpha} = 0,26$  % mesurée par Baranov et coll. [Bar-69] a été adoptée.

## IV.5 Discussion

Le schéma de niveaux de  $^{245}\text{Cm}$  est discuté d'abord, en commençant par les bandes déjà connues et identifiées sans ambiguïté, puis pour les niveaux non étiquetés nous tenterons de proposer des séquences de spins et parités probables.

### **Bande fondamentale $7/2^+$ [624]**

Le spin de l'état fondamental de  $^{245}\text{Cm}$ ,  $I = 7/2$ , a été mesuré par Abraham et coll. [Abr-70]; la configuration de Nilsson la plus probable pour le 149<sup>ième</sup> neutron est donc l'orbitale  $7/2^+$ [624] issue de la sous-couche  $g_{9,2}$ . Cette bande était connue jusqu'au spin  $13/2$  [Koo-67], [Bar-69].

Dans nos mesures de spectrométrie  $\gamma$ , les membres  $9/2^+$  et  $11/2^+$  ont pu être observés aux énergies 54,77 et 121,58 keV. L'état de rotation  $13/2^+$ , d'énergie 200 keV, a été mis en évidence dans le spectre  $\alpha$  (Figure IV.2) par l'observation du groupe qui l'alimente:  $E_\alpha = 5,999$  MeV,  $I_\alpha = 0,029$  %. Cependant, la désexcitation de ce niveau vers l'état  $11/2^+$  par la transition M1 intrabande de 78,5 keV n'a pas été observée: la limite supérieure de son intensité  $I_\gamma < 1,2 \cdot 10^{-3}$  % peut être déduite de l'intensité  $\alpha$  mesurée ici. Les différents niveaux de cette bande ont des facteurs d'empêchement élevés.

Comme le montre la figure IV.10, les états de la bande fondamentale sont espacés selon une loi rotationnelle régulière qui traduit le caractère très peu perturbé de cette structure. Les paramètres de la relation de Bohr-Mottelson [Boh-75], déduits à partir des énergies des deux premiers niveaux sont:  $\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} = (6,112 \pm 0,006)$  keV et  $B = (-0,6 \pm 0,1)$  keV, où  $\mathfrak{I}$  représente le moment d'inertie effectif du noyau.

### **Bande $5/2^+$ [622]**

Cette bande, bâtie sur l'état à particule unique  $5/2^+$ [622], était développée jusqu'au spin  $15/2$  par décroissance  $\alpha$  de  $^{249}\text{Cf}$  [Bar-73]. Nous confirmons la position des quatre premiers membres d'après leur désexcitation  $\gamma$  vers la bande du fondamental. Les états  $13/2^+$  et  $15/2^+$  à 498 et 598 keV non observés dans nos mesures, sont probablement moins alimentés que les valeurs indiquées par Baranov et coll. [Bar-73]. Cette bande est plus favorisée ( $150 \leq F_\alpha \leq 400$ ) que celle du fondamental. Son alimentation globale est  $I_\alpha = 8,22$  %.

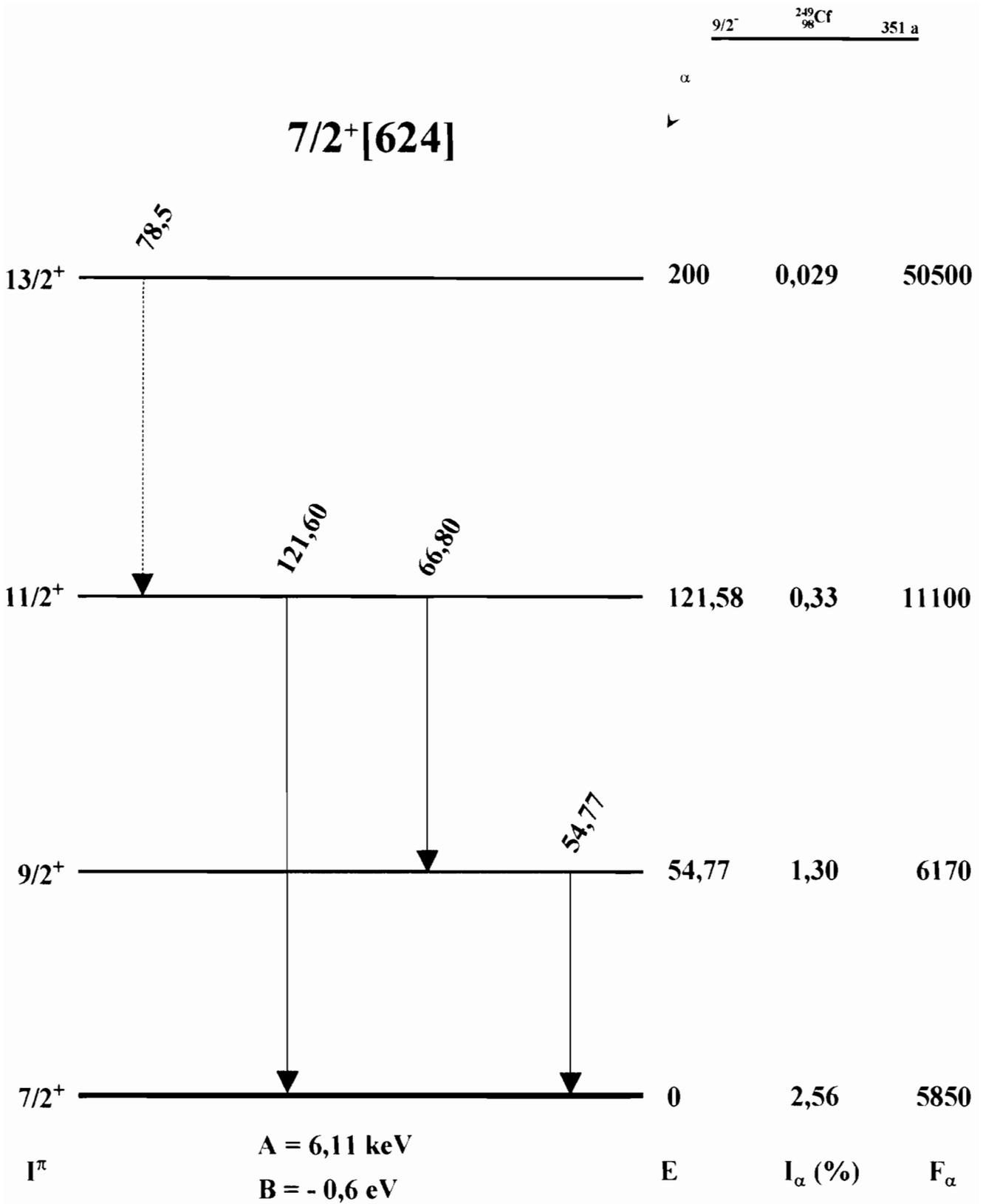


Figure IV.10: Schéma partiel de la bande fondamentale 7/2<sup>+</sup>[624].

La transition E2 de 198,1 keV, précédemment mise en évidence par capture électronique de  $^{245}\text{Bk}$  [Ahm-76], l'est également ici dans la désintégration  $\alpha$  de  $^{249}\text{Cf}$ . Elle désexcite le niveau de 252,86 keV vers l'état  $9/2^+$  de la bande fondamentale. Les transitions intrabandes sont aussi observées.

Les énergies des niveaux de cette bande peuvent être déduites de la formule de l'énergie rotationnelle dont les paramètres sont:  $E_{\nu,2}^0 = (199,1 \pm 0,2)$  keV,  $A = (6,2 \pm 0,1)$  keV et  $B = (-2,0 \pm 0,9)$  eV. Le schéma partiel de la bande  $5/2^-$  [622] est présenté à la figure IV.11.

### **Bande $9/2^-$ [734]**

Les membres  $9/2^-$ ,  $11/2^-$  et  $13/2^-$  étaient bien connus par désexcitation  $\gamma$  depuis les travaux de Schmidt-Ott et coll. [Sch-71]. Puis, différentes tentatives d'identification des niveaux de spin supérieur ont été réalisées par Baranov et coll. [Bar-73, 77] à partir de spectres  $\alpha$  mesurés avec un spectrographe magnétique. C'est ainsi que les énergies 588, 672, 765 et 866 keV ont été proposées respectivement pour les états  $15/2^-$ ,  $17/2^-$ ,  $19/2^-$  et  $21/2^-$ . Notons que seul l'état  $15/2^-$  de cette bande a été peuplé dans les réactions de transfert à une particule (d, p) et (d, t) [Bra-71].

Le schéma partiel cette bande, élaboré à partir des résultats de nos mesures, est présenté à la figure IV.12. C'est la plus peuplée de toutes les bandes observées. Le niveau de 388,19 keV est alimenté par le groupe  $\alpha_{388}$  le plus intense,  $I_\alpha = 82,6\%$ , et a un facteur d'empêchement très bas,  $F_\alpha = 1,8$ , du fait qu'il possède la même configuration que l'état fondamental du  $^{249}\text{Cf}$ . Par ailleurs, ce niveau décroît de façon prépondérante vers la bande fondamentale par les transitions  $\gamma$  les plus intenses (388,18 et 333,37 keV) de la chaîne de désexcitation.

Les paramètres de l'équation de Bohr-Mottelson déterminés à partir de l'énergie des trois premiers membres sont:  $E_{\nu,2}^0 = (268,5 \pm 0,3)$  keV,  $A = (4,74 \pm 0,02)$  keV et  $B = (4,3 \pm 0,3)$  eV. La constante de rotation 4,71 keV de cette bande est plus petite que la valeur voisine de 6 keV généralement observée pour les autres états non perturbés. Cette contraction des énergies des niveaux rotationnels est probablement due à l'interaction de Coriolis entre les états  $I^\pi > 9/2^-$  de cette bande et de la bande  $7/2^-$  [743] située au dessus.

### 5/2<sup>+</sup>[622]

α  
▼

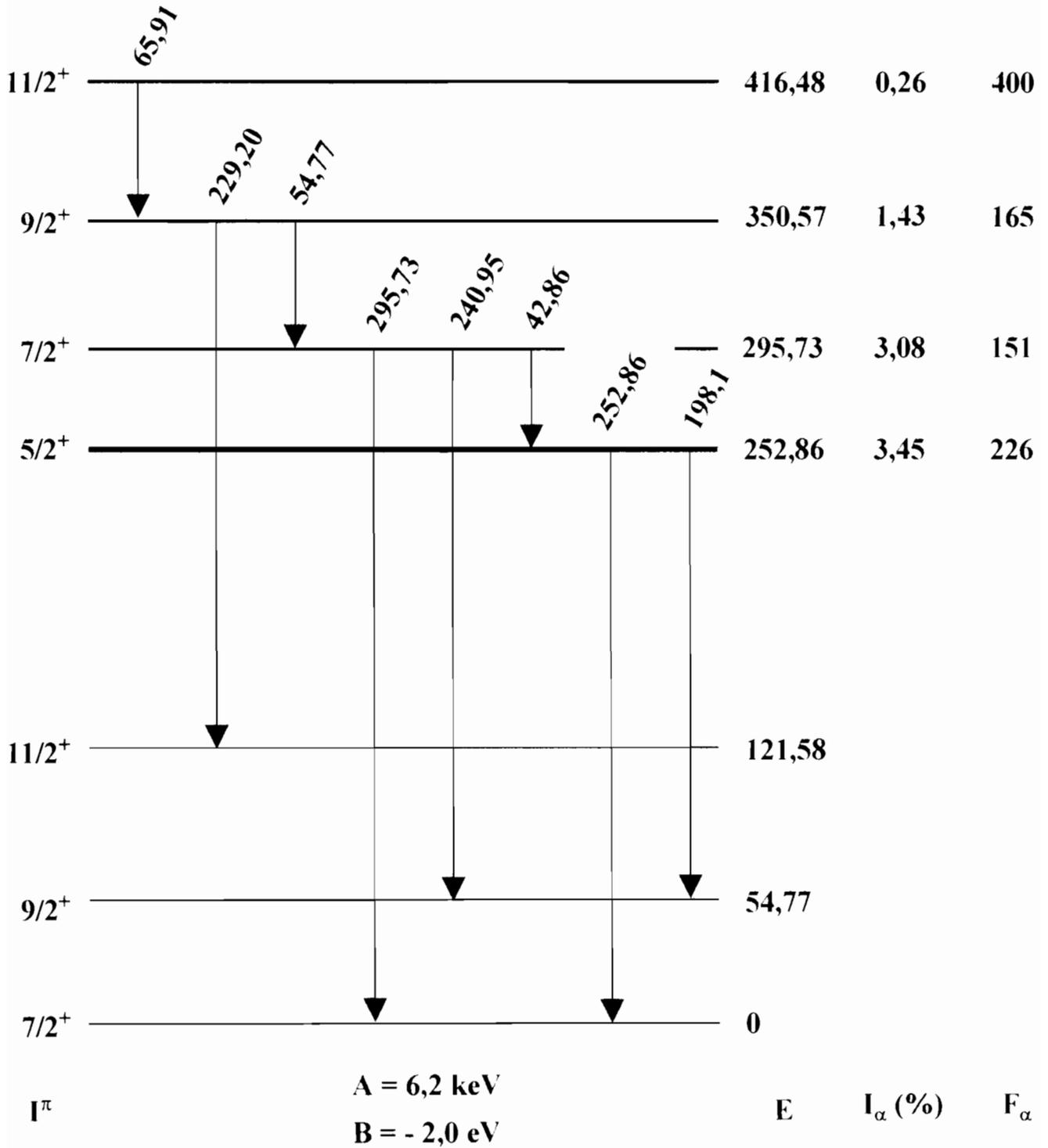


Figure IV.11: Schéma partiel de la bande 5/2<sup>+</sup>[622].

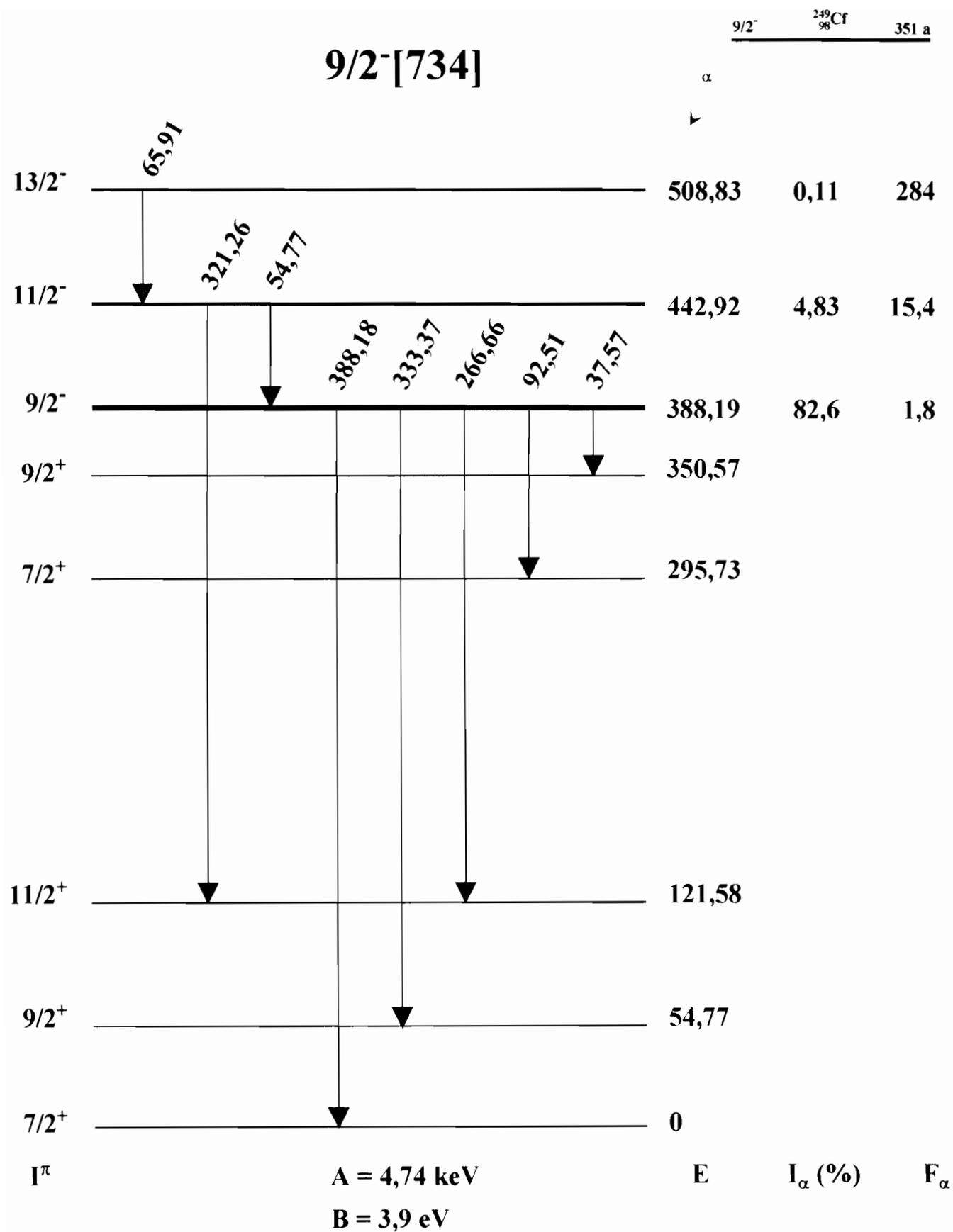


Figure IV.12: Schéma partiel de la bande 9/2<sup>-</sup>[734].

### Bande 7/2<sup>-</sup>[743]

La bande de rotation construite sur l'orbitale de Nilsson 7/2<sup>-</sup>[743] à 643,63 keV, est observée ici jusqu'à l'état 11/2<sup>-</sup>. Elle est peu empêchée.

Le membre 9/2<sup>-</sup> à 701,82 keV, précédemment connu sur la base du groupe  $\alpha$  de 5501 keV et de la transition  $\gamma$  de 406 keV, est confirmé ici par trois nouvelles raies  $\gamma$  de 701,84, 647,04 et 580,27 keV, qui le désexcitent vers les états 7/2<sup>-</sup>, 9/2<sup>-</sup> et 11/2<sup>-</sup> de la bande fondamentale. Ce niveau est relativement favorisé avec un facteur d'empêchement  $F_{\alpha} = 99,5$ .

Le niveau de 771,83 keV est mis en évidence pour la première fois par spectrométrie  $\gamma$ . Quatre nouvelles transitions de 717,04; 650,30; 421,0 et 356 keV sont interprétées comme le désexcitant d'une part vers les états 9/2<sup>-</sup> et 11/2<sup>-</sup> de la bande fondamentale, et d'autre part vers les membres de mêmes spins de la bande 5/2<sup>-</sup>[622]. En conséquence, la séquence de spins et parités possibles est 7/2<sup>-</sup>, 9/2<sup>-</sup>, 11/2<sup>-</sup> et 13/2<sup>-</sup>.

E <sub><math>\gamma</math></sub> (keV)	K <sub>i</sub> I <sub>i</sub> <sup>±</sup>	K <sub>f</sub> I <sub>f</sub> <sup>±</sup>	ML	Rapport des B(ML)					
				Expér.	Règle d'Alaga				
					K <sub>i</sub> = 3/2	K <sub>i</sub> = 5/2	K <sub>i</sub> = 7/2	K <sub>i</sub> = 9/2	K <sub>i</sub> = 11/2
717 650	K <sub>i</sub> 7/2 <sup>+</sup>	7/2 9/2 <sup>+</sup>	1	1,03 (9)					
		11/2 <sup>+</sup>	2	0,85 (7)	1,26	0,18	3,9		
	K <sub>i</sub> 9/2	7/2 9/2 <sup>+</sup>	1	1,03 (9)		0,49	1,51	10	
		11/2 <sup>+</sup>	2	0,85 (7)	0,45	65	0,15	3,21	
	K <sub>i</sub> 11/2	7/2 9/2 <sup>+</sup>	1	1,03 (9)		0,12	<b>0,80</b>	2,44	
		11/2 <sup>+</sup>	2	0,85 (7)	0,19	<b>0,71</b>	1715	0,38	3,9
	K <sub>i</sub> 13/2 <sup>+</sup>	7/2 9/2 <sup>+</sup>	1	1,03 (9)					
		11/2 <sup>+</sup>	2	0,85 (7)	0,07	0,15	0,46	10	1,41

Les rapports des probabilités réduites expérimentales des transitions  $\gamma$  les plus intenses sont comparés aux valeurs théoriques et, comme le montre le tableau ci-dessus, les attributions les plus probables sont (I<sub>i</sub> = 11/2<sup>-</sup>, K<sub>i</sub> = 5/2<sup>-</sup>) pour une multipolarité E2 et (I<sub>i</sub> = 11/2<sup>-</sup>, K<sub>i</sub> = 7/2<sup>-</sup>) pour une multipolarité E1.

Le léger désaccord constaté entre les valeurs expérimentale (0,85 ± 0,07) et théorique 0,71 pour l'attribution (I<sub>i</sub> = 11/2<sup>-</sup>, K<sub>i</sub> = 5/2<sup>-</sup>), pourrait s'expliquer par une plus importante proportion de M1 dans la transition de 650,30 keV. Dans le cas de l'attribution (I<sub>i</sub> = 11/2<sup>-</sup>, K<sub>i</sub> = 7/2<sup>-</sup>), ce désaccord pourrait être dû à l'interaction de Coriolis entre cette bande et la bande 9/2<sup>-</sup>

[734], de même que la valeur de la constante de rotation 6,67 keV légèrement plus élevée que celle de la bande fondamentale.

Le niveau de 771,83 keV présente donc de bonnes caractéristiques pour être l'état  $11/2^-$  de la bande  $7/2^-$ [743] mis en évidence par spectrométrie magnétique et dans les réactions de transfert à une particule (d, p) et (d, t); de plus, son alimentation  $I_\alpha = 0,012\%$  et son facteur d'empêchement  $F_\alpha = 79,3$  sont semblables à ceux des autres niveaux de cette bande. Les niveaux de la bande  $7/2^-$ [743] ainsi que leurs désexcitations sont présentés à la figure IV.13.

### Bande $7/2^+$ [613]

Le niveau de 785,23 keV permet l'interprétation de la transition  $\gamma$  unique de 663,65 keV vers l'état  $11/2^-$  de la bande fondamentale. Selon les règles de sélection relatives aux transitions électromagnétiques, ses spins et parités peuvent être  $7/2^+$ ,  $9/2$ ,  $11/2$ ,  $13/2$  et  $15/2^-$ . Un niveau d'énergie semblable ( $782 \pm 4$ ) keV avait également été observé par réaction de transfert à une particule (d, p) et (d, t) [Bra-71].

Par ailleurs, nous observons un niveau à 852,6 keV alimentant préférentiellement les états  $9/2^+$  et  $11/2^+$  de la bande fondamentale par les raies  $\gamma$  de 798,0 et 731,0 keV; ces connexions limitent ses spins et parités à  $7/2^+$ ,  $9/2$ ,  $11/2$  et  $13/2^+$ .

$E_\gamma(\text{keV})$	$K_i I_i^+$	$K_f I_f^+$	ML	Rapport des B(ML)					
				Expér.	Règle d'Alaga				
					$K_i = 3/2$	$K_i = 5/2$	$K_i = 7/2$	$K_i = 9/2$	$K_i = 11/2$
798 731	$K_i 7/2^+$	$7/2 9/2^+$	1	0,15 (3)					
		$11/2^+$	2	0,13 (2)	1,26	0,18	3,9		
	$K_i 9/2$	$7/2 9/2^+$	1	0,15 (3)		0,49	1,51	10	
		$11/2^-$	2	0,13 (2)	0,45	65	<b>0,15</b>	3,21	
	$K_i 11/2$	$7/2 9/2^+$	1	0,15 (3)		<b>0,12</b>	0,80	2,44	
		$11/2^-$	2	0,13 (2)	0,19	0,71	1715	0,38	3,9
	$K_i 13/2^+$	$7/2 9/2^+$	1	0,15 (3)					
		$11/2^+$	2	0,13 (2)	0,07	<b>0,15</b>	0,46	10	1,41

Comme le montre le tableau ci-dessus, les probabilités de transitions réduites sont compatibles avec les attributions ( $I_i = 9/2^+$ ,  $K_i = 7/2^+$ ), ( $I_i = 11/2$ ,  $K_i = 5/2$ ) et ( $I_i = 13/2^+$ ,  $K_i = 5/2^+$ ).

Pour le caractère ( $I_i = 11/2^-$ ,  $K_i = 7/2^-$ ), la divergence entre le rapport expérimental  $B(M1, K_i \rightarrow 7/2^- 9/2^+) / B(M1, K_i \rightarrow 7/2^- 11/2^-) = 0,15 \pm 0,03$  et la valeur 0,8 prévue par la

# 7/2<sup>-</sup>[743]

9/2<sup>-</sup> <sup>249</sup><sub>98</sub>Cf 351 a

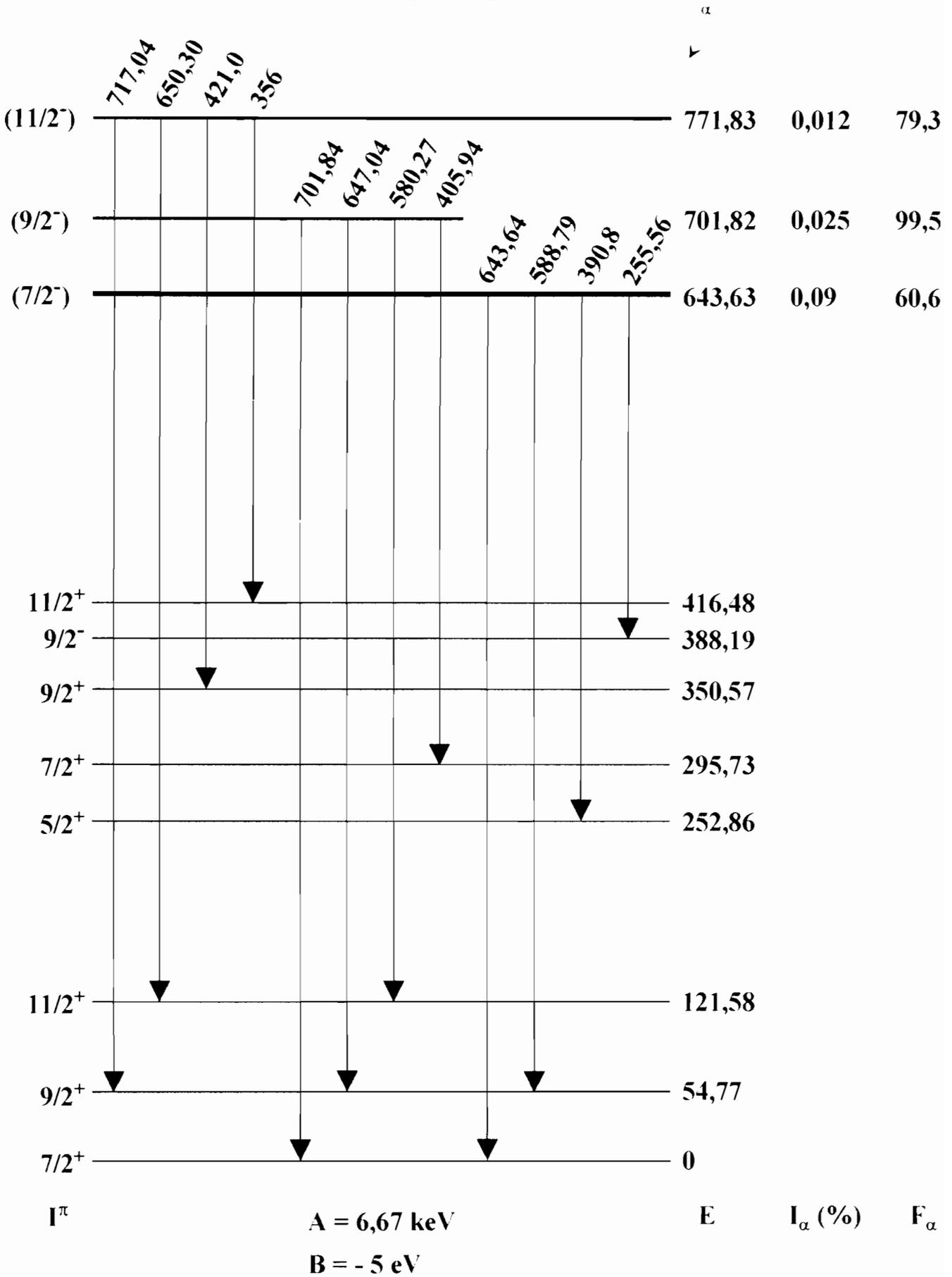


Figure IV.13: Schéma partiel de la bande 7/2<sup>-</sup>[743].

règle d'Alaga [Ala-55] pourrait être due à l'intervention soit d'un couplage avec une bande à parité positive, soit d'une contribution E2 non négligeable à la multipolarité de la transition de 731 keV.

Les niveaux de 785,23 et 852,6 keV, très peu alimentés et de facteurs d'empêchement élevés, ont été identifiés aux états respectifs  $9/2^+$  et  $11/2^+$  de la bande  $7/2^+$  [613] précédemment mise en évidence par spectrométrie magnétique [Bar-73]. Le schéma partiel de cette bande tel que déduit de nos mesures est présenté à la figure IV.14.

#### **Niveau à 554,7 keV**

Ce niveau est suggéré ici sur la base de la nouvelle transition  $\gamma$  de 259,0 keV détectée en coïncidence avec la fenêtre de 296 keV; son mode de désexcitation limite ses spins et parités possibles à  $7/2^-$ ,  $9/2^-$ ,  $11/2^-$  et  $13/2^-$ . Son énergie concorde avec celle du niveau de  $(555 \pm 5)$  keV observé par les réactions de transfert à une particule (d, p) et (d, t) [Bra 71] et interprété comme le membre  $11/2^-$  de la bande de rotation construite sur l'état de Nilsson  $1/2^+$  [631]. L'intensité du groupe  $\alpha$  qui l'alimente,  $I_\alpha = (0,010 \pm 0,003) \%$ , est supérieure d'un ordre de grandeur à la valeur  $I_\alpha \approx 0,0015 \%$  donnée par Baranov [Bar-73] pour le groupe  $\alpha$  de 5645 keV, d'énergie comparable à celle déterminée ici. Ce niveau a un facteur d'empêchement élevé  $F_\alpha = 1770$ .

#### **Niveau à 736,4 keV**

Le niveau de 736,4 keV est proposé à partir de la raie  $\gamma$  de 483,5 keV supposée le désexciter vers l'état  $5/2^+$  de la bande  $5/2^+$  [622]. La séquence de spins et parités probables est  $1/2^-$ ,  $3/2^-$ ,  $5/2^-$ ,  $7/2^-$  et  $9/2^-$ . Un groupe  $\alpha$  d'énergie 5471 keV alimentant un niveau de 735 keV, considéré comme incertain, a été mesuré par Baranov et coll. [Bar-73] par spectrométrie magnétique. Ce niveau est très peu alimenté  $I_\alpha = 8 \cdot 10^{-5} \%$  et fortement empêché  $F_\alpha = 19400$ .

#### **Niveau à 774,3 keV**

La présence de ce niveau est envisagée sur la base de la transition  $\gamma$  unique de 652,7 keV le désexcitant vers l'état  $11/2^+$  de la bande fondamentale. Ses spins et parités peuvent être  $7/2^-$ ,  $9/2^-$ ,  $11/2^-$ ,  $13/2^-$  et  $15/2^-$ . Ce niveau pourrait être identifié à celui de 775 keV, déduit du groupe  $\alpha$  d'énergie  $E_\alpha \approx 5431$  keV et d'intensité  $I_\alpha \approx 0,0026 \%$  [Bar-73]. Il est très faiblement peuplé ( $I_\alpha = 2 \cdot 10^{-5} \%$ ) et a un facteur d'empêchement très élevé  $F_\alpha = 46000$ .

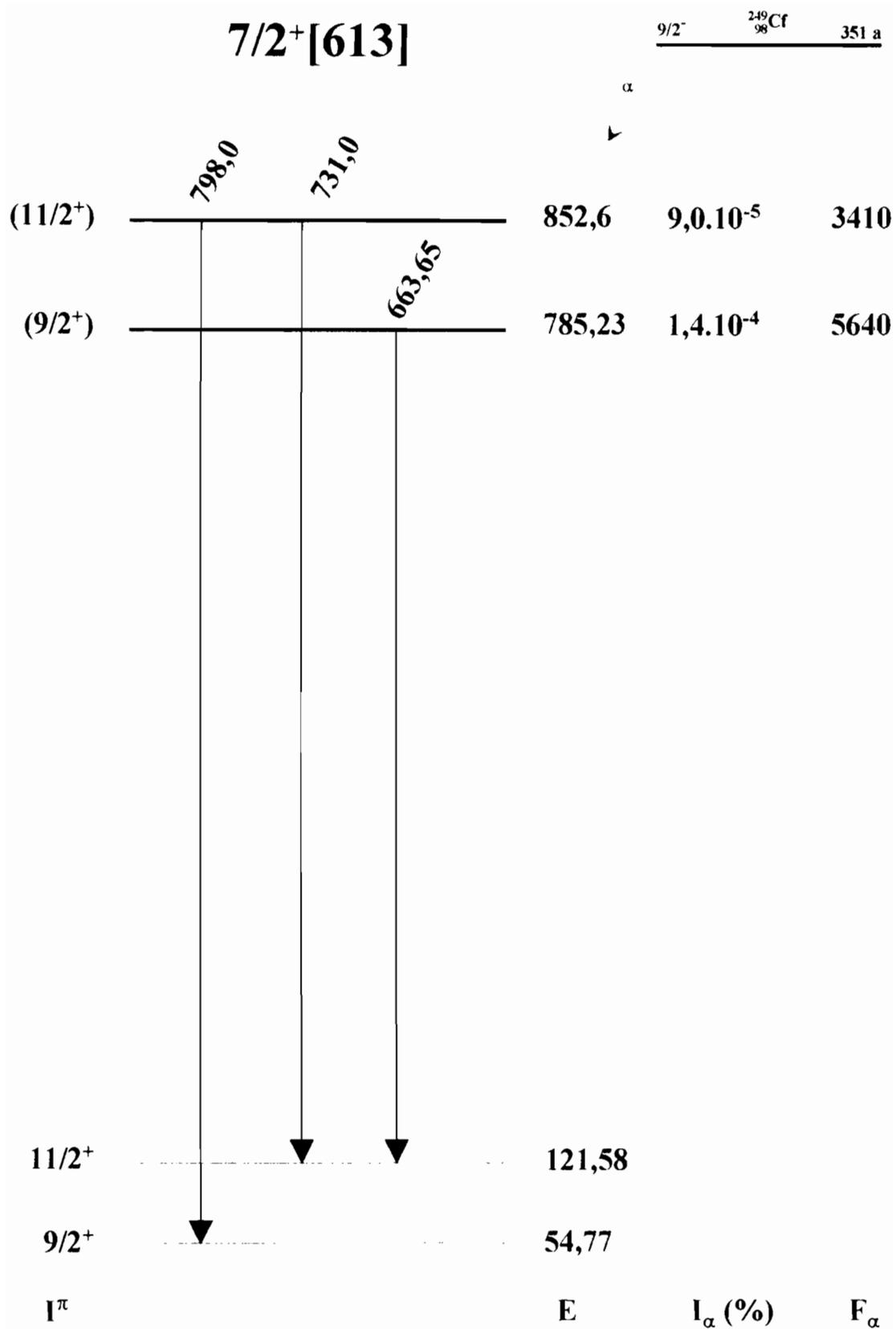


Figure IV.14: Schéma partiel de la bande 7/2<sup>+</sup>[613].

### Niveau de 841,1 keV

Nous observons une nouvelle transition  $\gamma$  de 841,1 keV, qui placerait un niveau de même énergie légèrement au dessus de l'état de 838 keV, précédemment reporté par Baranov et coll. [Bar-73] d'après la mesure d'un groupe  $\alpha$ :  $E_\alpha \approx 5370$  keV,  $I_\alpha \approx 1,3 \cdot 10^{-4}$  %. Le niveau de 841,1 keV est l'un des moins alimentés ( $I_\alpha = 7,4 \cdot 10^{-6}$  %) et a un facteur d'empêchement très élevé  $F_\alpha = 48800$ .

Par ailleurs, l'écart en énergie entre les niveaux de 774,3 et 841,1 keV correspond au nombre quantique  $K = 9/2$ . Et la seule configuration de Nilsson possible dans cette région d'énergie est  $9/2^+[615]$ . Il semble donc que l'on puisse ébaucher une nouvelle bande rotationnelle à partir de ces deux niveaux. La constante de rotation serait  $\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} \approx 6,1$  keV, en bon accord avec les valeurs généralement trouvées pour les autres bandes peu perturbées.

### Niveau de 849,2 keV

Ce niveau décroît par les raies  $\gamma$  de 849,9 et 596,1 keV vers l'état fondamental et la tête de la bande  $5/2^+[622]$  et présente des caractéristiques cohérentes avec les spins et parités  $3/2^-$ ,  $5/2^-$ ,  $7/2^-$  et  $9/2^-$ . Il est faiblement alimenté dans nos mesures ( $I_\alpha = 10^{-4}$  %); son facteur d'empêchement est  $F_\alpha = 3200$ . Ce niveau pourrait être identifié à celui de 848 keV déduit du groupe  $\alpha$  d'énergie  $E_\alpha \approx 5359$  keV [Bar-73].

### Niveau à 890,61 keV

Nous observons une raie  $\gamma$  de 890,61 keV, qui ne peut être incluse par somme arithmétique avec aucune autre des transitions détectées pour former une cascade parallèle à un cross-over. Le niveau de 890,61 keV, de même énergie, concorde avec l'état de  $(891 \pm 4)$  keV précédemment mis en évidence par réaction de transfert (d, p) et (d, t) [Bra-71], et identifié comme étant le terme  $9/2^+$  de la bande de rotation construite sur l'état de Nilsson  $1/2^+[620]$ . Ce niveau est très peu alimenté dans nos mesures ( $I_\alpha = 2,5 \cdot 10^{-5}$  %) et possède un facteur d'empêchement élevé  $F_\alpha = 7130$ .

### Niveau à 900,1 keV

La transition  $\gamma$  de 483,5 keV correspond également à la différence en énergie entre un niveau qui se placerait à 900 keV et l'état  $11/2^-$  à 416,48 keV de la bande  $5/2^-$  [622]. Un tel niveau peut avoir les spins et parités  $7/2^-$ ,  $9/2^-$ ,  $11/2^-$ ,  $13/2^-$  et  $15/2^-$ . Dans leurs mesures par spectrométrie  $\alpha$ , Baranov et coll [Bar-73] ont observé une transition d'énergie  $E_\alpha \approx 5307$  keV et d'intensité  $I_\alpha \leq 1,3 \cdot 10^{-4} \%$  qui alimente un niveau analogue à 901 keV.

### Niveau à 906,6 keV

Ce niveau faiblement peuplé par  $\alpha$  ( $I_\alpha = 7,4 \cdot 10^{-6} \%$ ) et de facteur d'empêchement très élevé ( $F_\alpha = 19200$ ) se désexcite par la transition unique de même énergie vers l'état fondamental. Selon les règles de sélection des transitions  $\gamma$ , la séquence de spins et parités probables est  $3/2^-$ ,  $5/2^-$ ,  $7/2^-$ ,  $9/2^-$  et  $11/2^-$ . Cette énergie étant compatible avec la valeur ( $908 \pm 5$ ) keV mesurée dans les spectres des réactions (d, p) et (d, t), ce niveau pourrait correspondre à la tête de la bande de rotation bâtie sur l'état individuel  $3/2^+$  [622] suggérée par Braid et coll [Bra-71].

### Niveau à 971,4 keV

Le niveau de 971,4 keV décroît préférentiellement vers les membres  $7/2^+$ ,  $9/2^+$  et  $11/2^+$  de la bande fondamentale et vers l'état  $5/2^-$  de la bande  $5/2^-$  [622]. Ces caractéristiques de désexcitation permettent de proposer pour ce niveau les spins et parités  $7/2^-$  et  $9/2^-$ .

$E_\gamma$ (keV)	$K_i I_i^\pi$	$K_f I_f^\pi$	ML	Rapport des B(ML)				
				Expér.	Règle d'Alaga			
					$K_i = 3/2$	$K_i = 5/2$	$K_i = 7/2$	$K_i = 9/2$
971	$K_i 7/2^-$	$7/2 7/2^+$	1	5,0 (4)		0,29	3,5	
917		$9/2^-$	2	4,5 (4)	0,28	<b>4,4</b>	1,1	
	$K_i 9/2^-$	$7/2 7/2^-$	1	5,0 (4)		0,07	0,36	<b>4,4</b>
		$9/2^-$	2	4,5 (4)	0,12	0,35	5,6	1,4

Le rapport des probabilités réduites des transitions  $\gamma$  les plus intenses est compatible avec les caractères ( $I_i = 7/2^-$ ,  $K_i = 5/2^-$ ) et ( $I_i = 9/2^-$ ,  $K_i = 9/2^-$ ). Dans le premier cas, attribution la plus probable, le niveau de 971,4 keV serait le second membre de la bande de

rotation bâtie sur l'état de trou le plus probable  $5/2^- [633\downarrow]$  et ce en contradiction avec l'étiquette  $3/2^- [622\downarrow]$  suggérée par Baranov et coll [Bar-73]. L'alimentation  $I_\alpha = 0,0020 \%$  que nous trouvons est en désaccord avec la valeur  $I_\alpha = 2 \cdot 10^{-4} \%$  mesurée par ces auteurs. Pour le groupe  $\alpha$  d'énergie  $E_\alpha = 5238$  keV, le facteur d'empêchement  $F_\alpha = 27,6$  indique que la transition vers ce niveau est favorisée.

### Niveau à 1102,6 keV

Le niveau de 1102,6 keV au dessus de 1 MeV est proposé pour rendre compte de la raie de même énergie le désexcitant vers le niveau fondamental. Les spins et parités possibles pour cet état sont  $3/2^+$ ,  $5/2$ ,  $7/2$ ,  $9/2$  et  $11/2^+$ . Ce niveau semble pouvoir être identifié à l'état d'énergie  $(1103 \pm 3)$  keV mis en évidence par Braid et coll. [Bra-71] par réactions (d, p), et (d, t). C'est le moins alimenté de tous les niveaux observés dans nos mesures. Il est considéré comme non classé.

### Schéma d'ensemble

La figure IV.15 montre le schéma d'ensemble résumant la discussion des niveaux du  $^{245}\text{Cm}$ . Il comporte 8 bandes de rotation parmi lesquelles les bandes  $1/2^+ [631]$ ,  $7/2^+ [613]$ ,  $1/2^+ [620]$  et  $3/2^+ [622]$  sont observées pour la première fois par spectrométrie  $\gamma$ . Les états de Nilsson, observés dans le  $^{245}\text{Cm}$  au cours de cette étude, concordent avec ceux des isotones  $^{243}\text{Pu}$  et  $^{247}\text{Cf}$  (Figure IV.16).

## IV.6 Conclusion

L'étude des états nucléaires de  $^{245}\text{Cm}$  par spectrométrie  $\gamma$  à haute résolution, à l'aide de sources de  $^{249}\text{Cf}$  intenses, dans des conditions géométriques optimales (écran de plomb, paraffine dopée au lithium), a permis d'observer 44 transitions électromagnétiques parmi lesquelles 23 sont nouvelles par rapport aux données précédentes.

Le schéma de niveaux révisé du  $^{245}\text{Cm}$ , déduit de nos mesures comporte 25 états excités dont 13 initialement observés par spectrométrie  $\alpha$ , sont confirmés ici sur la base de leurs désexcitations  $\gamma$ . 18 d'entre eux ont été regroupés en 8 bandes de rotation construites sur des états individuels de Nilsson, soit 4 bandes nouvelles par rapport aux études antérieures de spectrométrie  $\gamma$ .

$^{249}_{98}\text{Cf}$   
 $\alpha$  ↘

$I^\pi \xrightarrow{F_\alpha} E_N(\text{keV})$

127

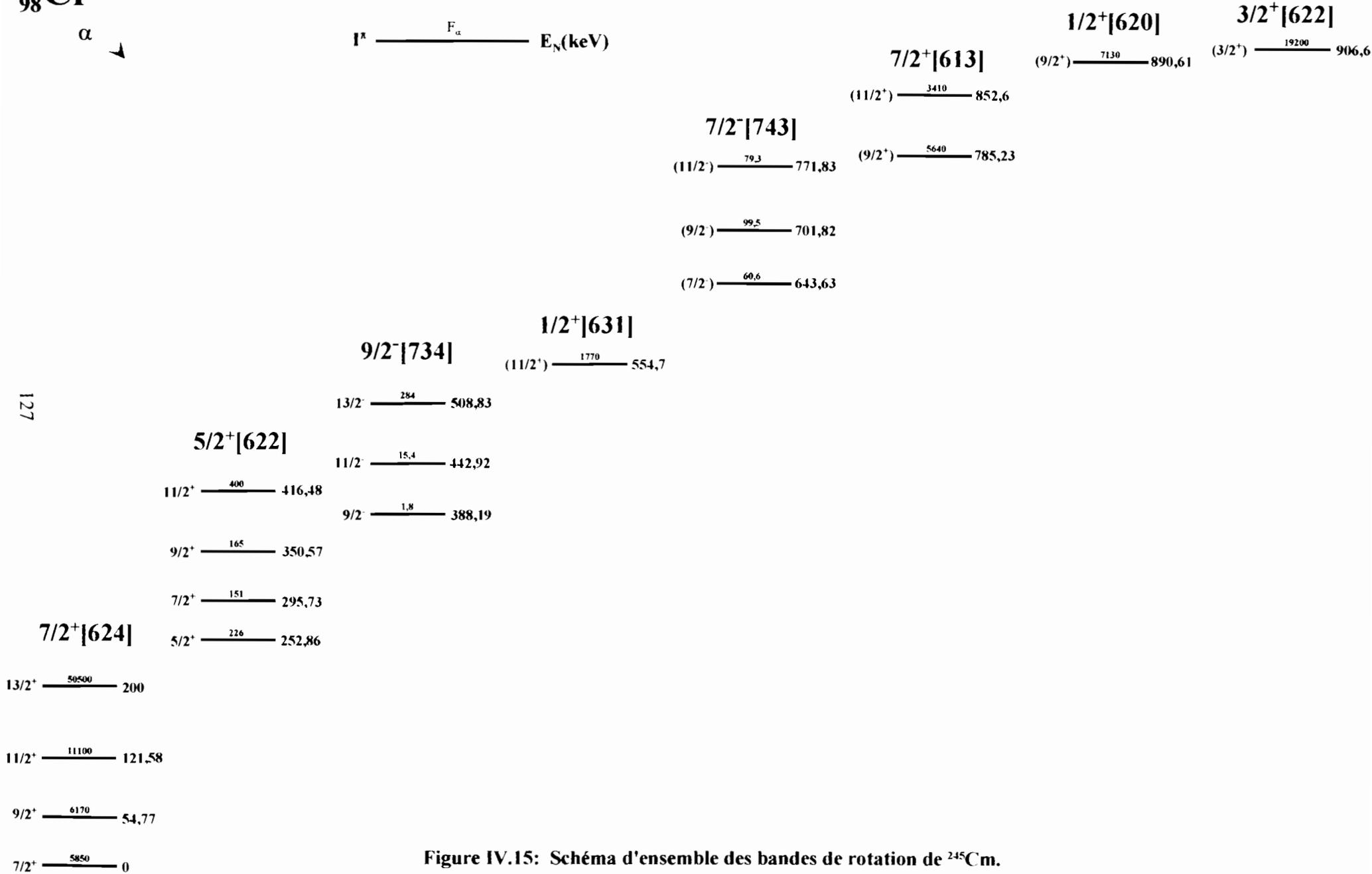


Figure IV.15: Schéma d'ensemble des bandes de rotation de  $^{249}\text{Cm}$ .

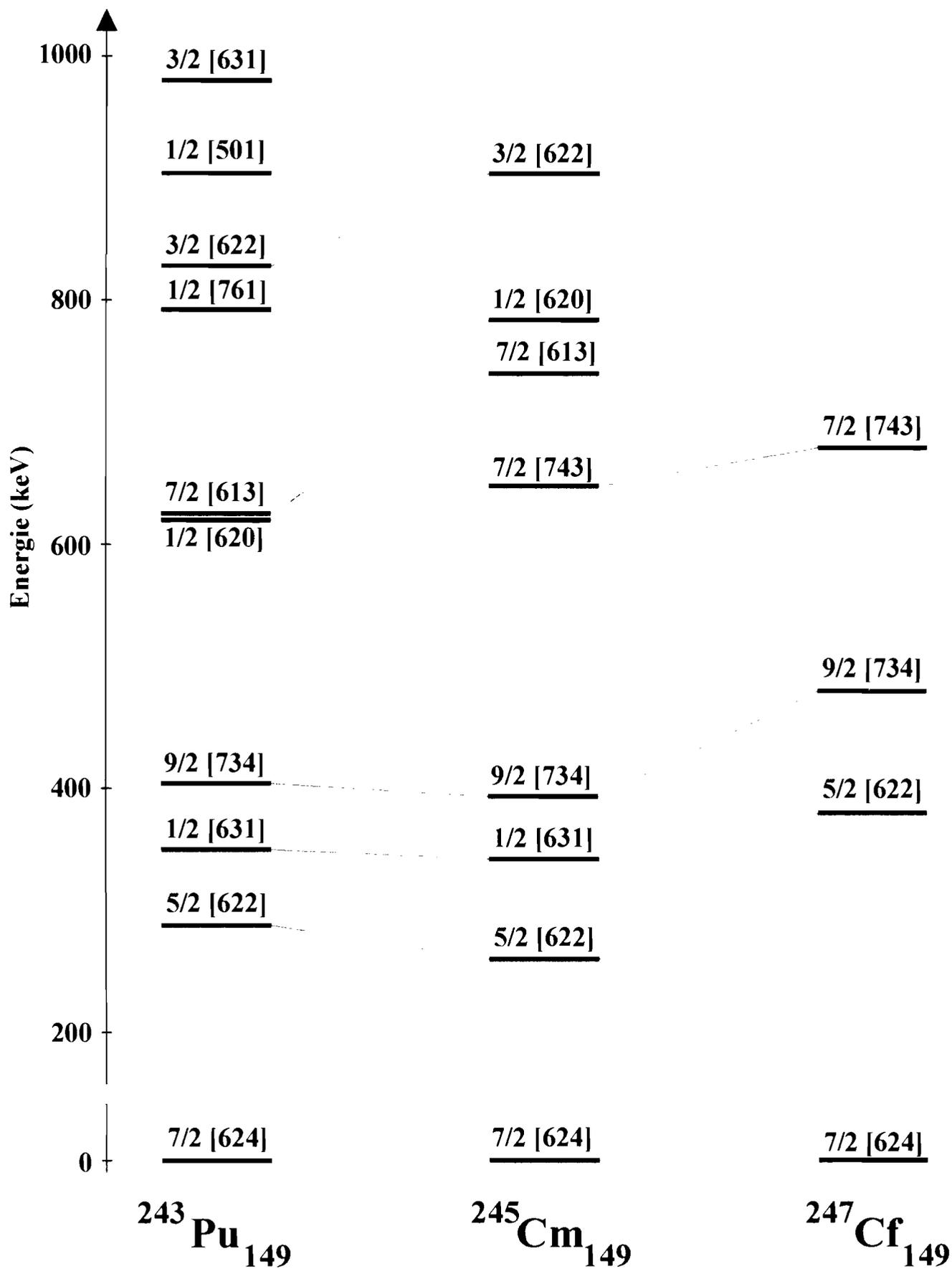


Figure IV.16: Comparaison des états de Nilsson des isotones  $^{243}\text{Pu}$ ,  $^{245}\text{Cm}$  et  $^{247}\text{Cf}$  ( $N = 149$ ).

La bande  $7/2^-$ [743] a été développée jusqu'au spin  $11/2^-$  par l'observation de plusieurs transitions  $\gamma$ . Son paramètre d'inertie **A** donne l'indication d'un possible couplage avec la bande à parité négative  $9/2^-$ [734].

La bande  $7/2^-$  [613] est observée dans ce travail à partir de ses états excités  $9/2^-$  et  $11/2^-$  respectivement à 785,2 et 852,6 keV.

Le niveau de 554,7 keV est suggéré par les mesures de coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  et a été identifié à l'état  $11/2^-$  de la bande  $1/2^+$ [631]. Le second terme  $9/2^-$  de la bande  $1/2^-$  [620] et la tête de la bande  $3/2^-$ [622] sont proposés ici sur la base de transitions  $\gamma$  uniques de 890,61 et 906,6 keV observées par spectrométrie  $\gamma$  directe.

# CONCLUSION

Les décroissances radioactives de  $^{230}\text{U}$  et de  $^{226}\text{Th}$  ont été étudiées en élution continue des produits de filiation par chromatographie sur colonnes de résines échangeuses d'ions.

Quant aux mesures concernant les isotopes à courte durée de vie  $^{222}\text{Ra}$ ,  $^{218}\text{Rn}$ ,  $^{214}\text{Po}$  et  $^{210}\text{Pb}$ , nous avons utilisé un dispositif d'extraction continue combinant une colonne de DHDECMP visant à fixer le précurseur  $^{226}\text{Th}$  ( $T_{1/2} = 30,86$  min) et un enroulement de tuyau placé devant le détecteur.

La déconvolution des spectres  $\gamma$  purs obtenus a révélé l'existence de 46 transitions dont 16 sont détectées pour la première fois par décroissance  $\alpha$ . La quasi-totalité de ces raies a été interprétée dans les schémas de niveaux associés à ces différents isotopes sur la base de nos résultats, des travaux antérieurs et par application du principe de combinaison de Ritz.

Le schéma de désexcitation de  $^{226}\text{Th}$  comporte 10 états excités, soient 2 niveaux nouveaux. Les spins et parités  $0^-$  et  $2^+$  assignés respectivement aux niveaux de 805 et 848 keV, et interprétés par Kurcewicz [Kur-76] comme étant les deux premiers termes d'une seconde bande  $K^\pi = 0^-$  n'ont pas été corroborés dans notre travail.

Le schéma de décroissance de  $^{222}\text{Ra}$  permet d'interpréter 12 transitions  $\gamma$  placées entre 7 états excités. La position des niveaux de 914 et 1025 keV est confirmée, confortant ainsi l'existence d'une bande excitée  $K^\pi = 0^+$  dans cet isotope.

Pour  $^{218}\text{Rn}$  de période 35 ms, seules les raies d'énergie correspondant aux états de 653 et 797 keV qu'ils désexcitent ont été ajoutées. Cependant, les rapports expérimentaux des probabilités réduites en considérant ces transitions comme des cross-overs diffèrent largement des valeurs prévues par la théorie adiabatique; ce qui laisse penser que ces transitions présentent de forts taux de mélange de multipolarité ou contribution importante d'effet de somme.

Une nouvelle transition  $\gamma$  de 665,3 keV admise appartenir à la chaîne de désexcitation de  $^{214}\text{Po}$ , permet de suggérer la population d'un nouvel état à 1274,6 keV; niveau pour lequel le spin  $3^-$  avait été supposé [Mar-69]. En revanche, le schéma de niveaux de  $^{210}\text{Pb}$  est en tous points identique à celui des autres auteurs.

Le  $^{245}\text{Cm}$  a été étudié par spectrométrie  $\gamma$  à haute résolution en peuplant ses niveaux par décroissance  $\alpha$  au moyen de sources de  $^{249}\text{Cf}$  suffisamment intenses. Sur 44 raies  $\gamma$  attribuées à la désexcitation des états de ce noyau, 23 sont nouvelles par rapport aux travaux antérieurs. Le schéma de niveaux élaboré sur la base de nos mesures comporte 25 états excités parmi lesquels 18 ont pu être regroupés en bandes de rotation.

La position des 3 premiers membres de la bande  $7/2^- [743]$  a été précisée par l'observation de plusieurs transitions  $\gamma$ . La bande  $7/2^- [613]$  est mise en évidence ici à partir de ses états excités  $9/2^-$  et  $11/2^-$  respectivement à 785,22 et 852,61 keV. En outre, des états uniques appartenant aux bandes rotationnelles de caractéristiques de Nilsson  $1/2^- [631]$ ,  $1/2^- [620]$  et  $3/2^- [622]$  sont proposés dans ce travail à 554,7; 890,61 et 906,6 keV.

Les caractéristiques quantiques I et K des autres niveaux ont été discutées selon leur mode de peuplement et/ou de désexcitation préférentiels, des rapports de probabilités réduites et sont comparées aux assignations issues des mesures  $\alpha$  et des réactions de transfert (d, p) et (d, t).

- A la lumière des résultats tirés de la spectrométrie  $\alpha$  et  $\gamma$ , nous pouvons prévoir ou préciser un certain nombre de niveaux dans les éléments de la série de l'uranium 230 et dans le nucléide  $^{245}\text{Cm}$ . Cependant, pour être établis sans ambiguïté, ceux-ci devraient être étiquetés d'un spin et d'une parité. Des mesures d'électrons de conversion des rayonnements  $\gamma$  dépeuplant ces états s'avèrent donc nécessaires.
- Dans le cas particulier de  $^{249}\text{Cf}$ , les données spectroscopiques pourraient être améliorées par l'utilisation de sources hautement purifiées de l'isotope voisin  $^{250}\text{Cf}$ . L'obtention de telles sources est possible à partir du précurseur  $^{249}\text{Bk}$  ( $T_{1/2} = 320$  j). Dans ces conditions, on éviterait les produits de la fission spontanée et donc la levée de toute ambiguïté dans l'attribution des transitions  $\gamma$  observées.

Par ailleurs, le dopage de la paraffine au  $^6\text{Li}$ , isotope possédant une plus grande efficacité de capture de neutrons pourrait réduire de façon sensible la présence de raies  $\gamma$  parasites issues de leurs interactions avec l'environnement du détecteur.

## REFERENCES

- [Abr-70] M. M. Abraham, L. A. Boatner, C. B. Finch, R. W. Reynolds et H. Zeldes, *Phys. Rev.* **B1**, 3555 (1970).
- [Ahm-66] I. Ahmad, *Thèse*, University Of California (1966).
- [Ahm-72] I. Ahmad et M. Wahlgren, *Nucl. Inst. and Meth.* **99**, 333 (1972).
- [Ahm-76] I. Ahmad, D. D. Sharma et R. K. Sjoblom, *Nucl. Phys.* **A258**, 221 (1976).
- [Ahm-82] I. Ahmad, *Nucl. Inst. and Meth.* **193**, 9 (1982).
- [Ahm-86] I. Ahmad, *Nucl. Inst. and Meth. Phys. Res.* **A242**, 395 (1986).
- [Ako-72] Y. A. Ellis-Akovali et R. M. Schorak, *Nucl. Data Sheets* **B8**, 345 (1972).
- [Ako-87]<sup>1</sup> Y. A. Ellis-Akovali, *Nucl. Data Sheets* **52**, 789 (1987).
- [Ako-87]<sup>2</sup> Y. A. Ellis-Akovali, *Nucl. Data Sheets* **50**, 229 (1987).
- [Ako-87]<sup>3</sup> Y. A. Ellis-Akovali, *Nucl. Data Sheets* **51**, 765 (1987).
- [Ako-88] Y. A. Ellis-Akovali, *Nucl. Data Sheets* **55**, 665 (1988).
- [Ako-92] Y. A. Ellis-Akovali, *Nucl. Data Sheets* **67**, 153 (1992).
- [Ala-55] G. Alaga, K. Alder, A. Bohr et B. R. Mottelson, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selks*, **29**, N°9 (1955).
- [Ard-67] G. Ardisson, *Compt. Rend.* **265B**, 1141 (1967).
- [Ard-96] G. Ardisson, A. A. Koua, V. Barci, C. Marsol et F. David, *Proc. of the 4<sup>th</sup> Inter. Conf. on Nuclear. and Radiochemistry.*, edited by IPN Orsay, Volume **1**, p. A-P3, St Malo, France (1996)
- [Asa-53] F. Asaro, F. Stephens, Jr et I. Perlman, *Phys. Rev.* **87**, 393 (1953).

- [Asa-56] F. Asaro et I. Perlman, *Phys. Rev.* **104**, 91 (1956).
- [Aud-93] G. Audi et A. H. Wapstra, *Nucl. Phys.* **A565**, 66 (1993).
- [Bak-81] J. D. Baker, R. J. Gehrke, R. C. Greenwood et D. H. Meinkrantz, *Radiochim. Acta* **28**, 51 (1981).
- [Bam-84] W. Bambynek, *Priv. Commun. IAEA Advisory, Group Meet. Nucl. Stand. Ref. Data*, Geel 12 - 16 Nov. (1984).
- [Bar-69] S. A. Baranov, V. M Shatinskii et V. M Kulakov, *Yadern. Fiz.* **10**, 889 (1969).
- [Bar-73] S. A. Baranov, V. M Shatinskii, V. M Kulakov et Y. F. Rodionov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **64**, 1970 (1973).
- [Bar-77] S. A. Baranov, S. A. Shestopalova, I. F. Uchevatkin et V. M Shatinskii, *Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser.* **41**, N°6, 130 (1977).
- [Bas-66] G. Bastin, C. Leang et R. J. Walen, *Compt. Rend.* **262B**, 89 (1966).
- [Bjo-65] Bjornholm, *Thèse*, Institute for Theoretical Physics, University of Copenhagen (1965).
- [Boh-75] A. Bohr et B. R. Mottelson, *Nuclear Structure, Vol II*, W. A. Benjamin, Inc. Reading Massachusetts (1975).
- [Bör-79] H. G. Börner, W. F. Davidson, J. Almeida, J. Blachot, J. A. Pinston et P. H. M. Van Assche, *Nucl. Inst. and Meth.* **164**, 579 (1979).
- [Bow-82] J. D. Bowman, R. E. Eppley et E. K. Hyde, *Phys. Rev.* **C25**, 941 (1982).
- [Bra-71] T. H. Braid, R. R. Chasman, J. R. Erskine et A. M. Friedman, *Phys. Rev.* **C4**, 247 (1971).
- [Bri-69] J. P. Briand, P. Chevallier et A. Touati, *Compt. Rend.* **268B**, 1105 (1969).
- [Bro-86] E. Browne et R. B. Firestone, *Table of Radioactive Isotopes*, V. S. Shirley, John Wiley & Son (1986).

- [Bro-92] E. Browne, *Nucl. Data Sheets* **65**, 209 (1992).
- [Bun-67] M. E. Bunker, D. C. Hoffman, C. J. Orth. et J. W. Starner, *Nucl. Phys.* **A97**, 593 (1967).
- [Cas-72] R. F. Casten, E. R. Flynn, J. D. Garrett, O. Hansen et T. J. Mulligan, *Phys. Lett.* **40B**, 333 (1972).
- [Cas-90] R. F. Casten, *Nuclear Structure From a Simple Perspective*, New York Oxford, Oxford University Press, 247 (1990).
- [Dia-54] H. Diamond, L. B. Magnusson, J. F. Mech, C. M. Stevens, A. M. Friedman, M. H. Studier, P. R. Fields et J. R. Huizenga, *Phys. Rev.* **94**, 1083 (1954).
- [Esk-85] P. Esktröm et L. Spanier, *GAMMAS: The Radioactivity Data Base*, University of Lund, Sweden (1985).
- [Fal-70] F. Falk, A. Linnfors, B. Orre et J. E. Thun, *Phys. Scr.* **1**, 13 (1970).
- [Fie-56] P. R. Fields, M. H. Studier, H. Diamond, J. F. Mech, M. G. Inghram, G. L. Pyle, C. M. Stevens, S. Fried, W. M. Mannin, A. Ghiorso, S. G. Thompson, G. H. Higgins, et G. T. Seaborg, *Phys. Rev.* **102**, 108 (1956).
- [Fly-72] E. R. Flynn, G. J. Igo, R. A. Landowne, V. Paar et B. Nilsson, *Nucl. Phys.* **A195**, 97 (1972).
- [Fri-74] A. M. Friedman, J. Katori, D. Albright et J. P. Schiffer, *Phys. Rev.* **C9**, 760 (1974).
- [Gam-28] G. Gamov, *Z. Phys.* **51**, 204 (1928).
- [Ghi-54] A. Ghiorso, S. G. Thompson, G. R. Choppin et B. G. Harvey, *Phys. Rev.* **94**, 1081 (1954).
- [Gol-78] A. S. Goldhaber et G. S. Goldhaber, *Phys. Rev.* **C17**, 1171 (1978).

- [Gun-72] R. Gunnik et J. B. Niday, Lawrence Livermore National Laboratory, *Laboratory Report UCRL-51061* (1972).
- [Gyu-81] A. Gyurkovich, A. Sobiczewski, B. Nerlo-Pomorska et K. Pomorski, *Phys. Lett.*, **105B**, 95 (1981).
- [Hac-75] A. Hachem, *Thèse*, Université de Nice (1975).
- [Hag-47] F. Hagemann, L. I. Katzin, M. H. Studier, A. Ghiorso et G. T. Seaborg, *Phys. Rev.* **72**, 252 (1947).
- [Har-83] K. Hardt, P. Schüler, C. Günther, J. Recht et K. P. Blume, *Nucl. Phys.* **A407**, 127 (1983).
- [Hel-79] R. G. Helmer, P. H. M. van Assche et C. van der Leun, *At. Data and Nucl. Data Tables* **24**, N°1, 39 (1979).
- [Hof-94] D. C. Hoffman, *J. Alloys and Comp.* **213/214**, 67 (1994).
- [Hyd-64] E. K. Hyde, I. Perlman et G. T. Seaborg, *The Nuclear Properties of the Heavy Elements*, **Vol. I et II**, p. 201; 931, Prentice Hall, New Jersey (1964).
- [Koo-67] J. Kooi et A. H. Wapstra, *J. Inorg. Nucl. Chem.* **29**, 293 (1967).
- [Kor-89] J. Korkisch, *Handbook of Ion Exchange Resins: their application to inorganic analytical chemistry*, **vol. 2, 5**, CRC Press, Boca Raton, Florida (1989).
- [Kou-94] A. Koua Aka, V. Barci, G. Ardisson, R. Righetti, J. F. Le Du, *Proceedings of the 24<sup>èmes</sup> Journées des Actinides*, p.126, 14-19 April 1994, Obergurgl, Austria.
- [Kou-95]<sup>1</sup> A. Koua Aka, V. Barci, G. Ardisson, R. Righetti, J. F. Le Du et D. Trubert, *Radiochim. Acta* **68**, 155 (1995).
- [Kou-95]<sup>2</sup> A. Koua Aka, V. Barci, G. Ardisson, D. Trubert, *ICRM: International symposium on Radionuclide Metrology and its Applications*, May 1995, Saclay, France.

- [Kou-96]<sup>1</sup> A. Koua Aka, G. Ardisson, V. Barci, O. El Samad, D. Trubert et I. Ahmad, *Nucl. Inst. and Meth.* **A369**, 477 (1996).
- [Kou-96]<sup>2</sup> A. Koua Aka, G. Barci-Funel, C. Marsol et G. Ardisson, *J. of Radioanal. and Nucl. Chim. Lett.* **214**, 529 (1996).
- [Kur-76] W. Kurcewicz, N. Kaffrell, N. Trautmann, A. Plochocki, J. Zylicz, K. Stryczniewicz et I. Yutlandov, *Nucl. Phys.* **A270**, 175 (1976).
- [Kur-77] W. Kurcewicz, N. Kaffrell, N. Trautmann, A. Plochocki, J. Zylicz, M. Mutal et K. Stryczniewicz, *Nucl. Phys.* **A289**, 1 (1977).
- [Led-78] C. M. Lederer et V. Shirley, *Table of Isotopes*, J. Wiley and sons, New York (1978).
- [Le Du-91] J. F. Le Du, *Thèse*, Université de Paris-Sud (1991).
- [Lou-67] W. Lourens, *thèse*, Technische Hogeschool Delft (1967).
- [Mag-54] L. B. Magnusson, M. H. Studier, P. R. Fields, C. M. Stevens, J. F. Mech, A. M. Friedman, H. Diamond et J. R. Huizenga, *Phys. Rev.* **96**, 1576 (1954).
- [Mah-70] J. V. Maher, J. R. Erskine, A. M. Friedman, J. P. Schiffer et R. H. Siessen, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 302 (1970).
- [Mah-72] J. V. Maher, J. R. Erskine, A. M. Friedman et R. H. Siessen, *Phys. Rev.* **C5**, 1380 (1972).
- [Mar-69] H. Maria, *Thèse*, Université de Nice (1969).
- [Mar-86]<sup>1</sup> M. J. Martin, *Nucl. Data Sheets* **49**, 136 (1986).
- [Mar-86]<sup>2</sup> M. J. Martin, *Nucl. Data Sheets* **49**, 102 (1986).
- [Mey-90] R. A. Meyer, *Fizika* **22**, N°1, 153 (1990).
- [Mil-87] G. J. Miller, J. C. McGeorge, I. Anthony et R. O. Owens, *Phys. Rev.* **C36**, 420 (1987).

- [Nil-55] S. G Nilsson , *Dan. Mat. Fys. Medd.* **29**, No 16 (1955).
- [Peg-69] A. Peghaire, *Nucl. Instr. Meth.* **75**, 66 (1969).
- [Pop-91] Y. S. Popov, D. K. Srurov, I. B. Makarov, E. A. Erin et G. A. Timofeev, *Sov. J. Rad.* **33**, 1 (1991).
- [Red-65] M. G. Redlich, *Phys. Rev.* **138**, B544 (1965).
- [Rös-78] F. Rösler, H. M. Fries, K. Alder et H. C. Pauli, *At. Data and Nucl. Data Tables* **21**, 293 (1978).
- [Ruc-92] E. Ruchowska, J. Zylicz, C. F. Liang, P. Paris et C. Briançon, *J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys.* **18**, 131 (1992).
- [Sch-71] W. D. Schmidt-Ott, R. W. Fink et P. V. Rao, *Z. Phys.* **245**, 191 (1971).
- [Sch-72] W. D. Schmidt-Ott et R. W. Fink, *Z. Phys.* **253**, 13 (1972).
- [Sch-86] P. Schüler, C. Lauterbach, Y. K. Agarwal, J. De Boer, P. A. Butler, K. Euler, C. Fleischmann, C. Günther, E. Hauber, H. J. Maier, M. Marten-Töle, C. Schandera, R. S. Simon, R. Töle et P. Zeyen, *Phys. Lett.* **174B**, 241 (1986).
- [Sea-52] G. T. Seaborg, *Phys. Rev.* **88**, 1429 (1952).
- [Shu-77] W. W. Shulz et L. D. McIsaac, *Proc. Int. Solv. Extraction Conf.*, Toronto, Canada, 9 - 16 Sept. (1977).
- [Ste-54] F. Stephens, Jr, F. Asaro et I. Perlman, *Phys. Rev.* **96**, 1568 (1954).
- [Ste-57] F. S. Stephens, Jr., F. Asaro, S. G. Thompson et I. Perlman, *Bull. Am. Phys. Soc.* **2**, N°8, 394R2 (1957).
- [Ste-60] F. S. Stephens, F. Asaro et I. Perlman, *Phys. Rev.* **119**, 796 (1960).
- [Stu-48] M. H. Studier et E. K. Hyde, *Phys. Rev.* **74**, 591 (1948).

- [Tho-50] S. G. Thompson, Jr, K. Street, A. Ghiorso et G. T. Seaborg, *Phys. Rev.* **78**, 298; *Phys. Rev.* **80**, 790 (1950).
- [Tho-54] S. G. Thompson, A. Ghiorso, B. G. Harvey et G. R. Choppin, *Phys. Rev.* **93**, 908 (1954).
- [Tov-58] P. A. Tove, *Ark. Fys.* **13**, 549 (1958).
- [Vak-74] V. M. Vakhtel, T. Vylov, N. A. Golovkov, B. S. Ivavov, A. Lyatushinshi, M. A. Mikhailova, A. V. Mozzhukhin, V. O. Sergeev et V. G. Chumin, *Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser.* **38**, N°8, 68 (1974).
- [Wät-78] W. Wätzig et W. Westmeier, *Nucl. Inst. and Meth.* **153**, 517 (1978).
- [Wes-75] L. Westergaard, K. Aleklett, G. Nyman et E. Roechl, *Z. Phys.* **A275**, 127 (1975).
- [Zey-87] P. Zeyen, B. Ackermann, U. Dämmrich, K. Euler, V. Grafen, C. Günther, P. Herzog, M. Marten-Tölle, B. Prillwitz, R. Tölle, C. Lauterbach et H. J. Maier, *Z. Phys.* **A328**, 399 (1987).

## RESUME

Les décroissances des radionucléides appartenant à la série artificielle de  $^{230}\text{U}$  ont été étudiées par spectrométrie gamma à haute résolution. Les sources de  $^{230}\text{U}$ ,  $^{226}\text{Th}$  et  $^{222}\text{Ra}$  étaient hautement purifiées en elution continue de leurs descendants, d'une part par chromatographie sur résines échangeuses d'ions et d'autre part, par fixation du précurseur  $^{226}\text{Th}$  sur l'extractant DHDECMP. Par ailleurs, les périodes radioactives de  $^{226}\text{Th}$  et de  $^{222}\text{Ra}$  ont été remesurées avec une précision améliorée, soit  $T_{1/2} = (30,86 \pm 0,06)$  min et  $T_{1/2} = (36,17 \pm 0,10)$  s.

Les énergies et intensités de 46 photons gamma ont été mesurées, parmi lesquels 16 sont rapportés pour la première fois par décroissance alpha.

Le schéma de niveaux de  $^{226}\text{Th}$  comporte 10 états excités dont 2 niveaux nouveaux à 768,2 et 856,5 keV. Cependant, à la différence de  $^{222}\text{Ra}$ , l'existence d'une bande excitée  $0^+$  n'est pas confirmée par nos mesures.

Dans  $^{214}\text{Po}$ , un nouvel état collectif à 1274,6 keV ( $I^\pi = 3^-$ ), interprété comme un état de vibration octupolaire à un phonon, est suggéré par l'observation d'une nouvelle transition gamma de 665,3 keV.

Les propriétés des états nucléaires de  $^{245}\text{Cm}$  ont été étudiées par spectrométrie alpha, gamma directe et de coïncidences gamma-gamma. 44 transitions électromagnétiques accompagnant la décroissance alpha de  $^{249}\text{Cf}$  ont été mises en évidence, soit 23 raies nouvelles. Le schéma révisé de  $^{245}\text{Cm}$  comporte 25 états excités dont 13 sont observés pour la première fois par désexcitation gamma. 18 d'entre eux ont été regroupés en 8 bandes de rotation construites sur des états individuels de Nilsson.

### MOTS-CLES :

Noyaux:  $^{249}\text{Cf}/^{245}\text{Cm}/^{230}\text{U}/^{226}\text{Th}/^{222}\text{Ra}/^{218}\text{Rn}/^{214}\text{Po}$ ; Séparations radiochimiques; Décroissances: alpha, gamma; Fission spontanée; Périodes; Etats de Nilsson; Facteurs d'empêchement.