

# Contribution à l'étude des niveaux excités du $Ni^{61}$ et du $Hg^{200}$ à l'aide d'un détecteur Ge (Li)

Robert Béraud

▶ **To cite this version:**

Robert Béraud. Contribution à l'étude des niveaux excités du $Ni^{61}$ et du $Hg^{200}$ à l'aide d'un détecteur Ge (Li). Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 1967. Français. NNT : . tel-00753308

**HAL Id: tel-00753308**

**https://theses.hal.science/tel-00753308**

Submitted on 19 Nov 2012

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

n° d'ordre : 270

# T H È S E

Présentée

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

pour obtenir

le DIPLOME DE DOCTEUR DE SPÉCIALITÉ (3e Cycle) en PHYSIQUE
( Physique Nucléaire )

par

Robert BERAUD

---

Sujet :

## CONTRIBUTION A L'ETUDE DES NIVEAUX EXCITES DU $Ni^{61}$ ET DU $Hg^{200}$ A L'AIDE D'UN DETECTEUR Ge (Li)

---

soutenue le 29 Juin 1967 devant la Commission d'examen.

JURY

| | |
|---|---|
| A. SARAZIN | Président |
| R. CHERY<br>I. BERKES<br>R. ROUGNY | Examinateurs |

# UNIVERSITE DE LYON

## FACULTE DES SCIENCES

### Doyens Honoraires

MM. LONGCHAMBON
MOUSSA
GAUTHIER Henri

### Professeurs Honoraires

MM. de LARAMBERGUE
SOLLAUD
MENTZER
MOUSSA
JAFFARD
EYRAUD Henri
DEJARDIN
VIRET
DUFAY Jean

### Doyen

M. BRACONNIER

### Assesseurs

MM. MESNARD
BOIDIN

### Professeurs

| | |
|---|---|
| MM. LONGCHAMBON | Minéralogie |
| PRETTRE | Chimie industrielle |
| COURTY | Chimie-Physique |
| KUHNER | Botanique |
| MALECOT | Mécanique rationnelle et appliquée |
| PARIS | Chimie minérale |
| AUMERAS | Chimie générale II |
| COLONGE | Chimie organique |
| JANIN | Physique générale |
| FLANDRIN | Géologie appliquée |
| BERNARD | Physique industrielle |
| NIGON | Zoologie expérimentale |
| GAUTHIER Henri | Géologie générale |
| WAUTIER | Zoologie |
| CHOPIN | Chimie biologique |
| CUEILLERON | Chimie |
| BRACONNIER | Calcul différentiel et intégral |
| EYRAUD Charles | Chimie-Physique appliquée |
| SARAZIN | Physique Nucléaire |
| BOIDIN | Microbiologie et Mycologie |
| PERES | Physiologie |
| MESNARD | Electronique |
| GRANDMONTAGNE | Physique |
| BOUTILLIER | Minéralogie |
| LAFOUCRIERE | Physique nucléaire théorique |
| DREUX | Chimie organique |
| TEICHNER | Chimie industrielle |
| PAVANS de CECCATY | Zoologie |
| MERLIN | Chimie analytique |
| DUFAY Maurice | Physique de l'atmosphère |
| PHILBERT | Physique Nucléaire |
| COHEN ADAD | Chimie |
| DAVID Louis | Géologie générale |
| CHANEL | Psychophysiologie |

| | | |
|---|---|---|
| MM. | MAURY | Méthodes mathématiques de la physique |
| | DEPRAZ | Physique Nucléaire |
| | GAUTHIER Jean | Chimie |
| | GAUME | Physique expérimentale |
| | UZAN | Physique |
| | LEGAY | Biologie animale |
| | LAFORGUE | Physique |
| | GERMAIN | Chimie |

Professeurs sans Chaire

| | | |
|---|---|---|
| MM. | FERON | Mathématiques |
| | CHENEVOY | Géologie appliquée |
| | GINET | Zoologie |
| | ASCH | Physique |
| | MICHEL Pierre | Minéralogie |
| Mlle | MAITROT | Physique |
| | GEVIN | Géologie générale |
| | PONASSE | Mathématiques |
| | d'INCAN | Physique C.S.U. |
| | LEFEBVRE | Mathématiques |
| | PERNET | Mathématiques |
| | CHERY | Physique |
| | BERGEON | Physique C.S.U. |
| Mlle | GAUTHERON | Chimie biologique |
| | DESCOTES | Chimie organique |
| | ERBEIA | Physique |
| Mme | ERICSON | Physique générale |
| MM. | LEMOIGNE | Botanique |
| | MARTEL | Mécanique |
| | MATHIEU | Mécanique des fluides |
| | MICHEL Georges | Biochimie |

Maitres de Conférences

| | | |
|---|---|---|
| MM. | PICARD Philippe | Mathématiques |
| | DEMARCQ | Géologie générale |
| | LEBRETON | Biologie végétale |
| | DAVID Jean | Biologie animale |
| | TOUSSET | Chimie propédeutique |
| | FEUVRAIS | Physique-Electricité |
| | SCHMITT | Physique C.P.E.M. |
| | LAURENT | Chimie organique |
| | ROT | Mathématiques |
| | BETHOUX | Mathématiques T.M.P. |
| Mlle | CALAIS | Mathématiques |
| M. | GUSAKOW | Physique |
| Mlle | THOMAS | Chimie minérale |
| | AUBIN | Analyse numérique |
| | BUCHWALTER | Mathématiques |
| | BOUZON | Mathématiques C.S.U. |
| | COSNIER | Psychophysiologie |
| Mlle | LAMOURE | Biologie végétale |
| | PORTHAULT | Chimie C.S.U. |
| | VALLET | Chimie macromoléculaire |
| | HAUGAZEAU | Analyse numérique |
| | ENAY | Géologie |
| | BERTHET | Biologie végétale C.P.EM. |
| | BRUN | Biologie animale |
| | DELMAU | Physique |
| | EL BAZ | Physique-Electricité |

Maitre de Conférences Adjoint

| | | |
|---|---|---|
| M. | PIERRON | Chimie |

Conseiller Administratif

M. BURNET

Secrétaire Principal Honoraire

M. ROUX

A LA MEMOIRE DE MON PERE

A MA MERE,

qu'elle trouve ici un faible témoignage de filiale affection et de reconnaissance pour les lourds sacrifices que lui ont imposées mes études.

A TOUS LES MIENS

# AVANT - PROPOS

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur le Profes
seur A. SARAZIN, Directeur de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, pou
la bienveillance avec laquelle il a suivi mon travail et la compréhension qu'il
m'a toujours manifestée.

Que Monsieur I. BERKES, Maître de Conférences Associé, veuille
trouver ici l'assurance de ma vive gratitude pour les nombreux conseils qu'i
m'a prodigués et l'aide constante qu'il m'a apportée dans la réalisation d
cette thèse.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Monsieur R. CHERY
Professeur, pour l'intérêt qu'il a porté à l'égard de mon étude.

Je remercie vivement R. ROUGNY, Maître Assistant, pour sa colla
boration et sa participation dans ce travail.

Qu'il me soit permis de remercier Monsieur L. VIDAL, Ingénieur ,
pour son aide précieuse dans les problèmes de préparation de sources.

Je dois beaucoup à G. MAREST, Michèle LEVY, J. DANIERE et
S. MORIER pour leur participation dans ce travail et l'atmosphère sympathi-
que qu'ils ont su créer.

# INTRODUCTION

En 1963, à Chalk River, A.J. TAVENDALE et G.T.EWAN [1] mettaient au point un nouveau type de détecteur à semiconducteur. Ce dernier, appelé diode p-i-n au Germanium ou encore détecteur en Germanium compensé au Lithium, allait prendre, grâce à son pouvoir de résolution élevé, un essor considérable en spectrométrie $\gamma$.

Le but de ce travail a été, dans un premier temps, de déterminer les caractéristiques du détecteur Ge (Li) que nous possédions au laboratoire en vue de son utilisation dans les mesures de spectrométrie et dans les mesures de corrélations angulaires. Le détecteur a été ensuite utilisé pour étudier les décroissances du $Cu^{61}$ et du $T\ell^{200}$ vers les noyaux de $Ni^{61}$ et de $Hg^{20}$ respectivement, permettant de préciser les schémas de niveaux de ces derniers.

Quelques rappels succincts sur le principe de fonctionnement des détecteurs Ge (Li) sont exposés dans la première partie de ce mémoire.

# CHAPITRE I

## RAPPELS SUR LE PRINCIPE DES DETECTEURS Ge (Li)

### 1 - INTRODUCTION

La figure 1 [2], permet de comparer les performances en résolution des 3 types de détecteurs les plus utilisés en spectrométrie $\gamma$. La largeur à mi-hauteur $L\frac{1}{2}$ de la raie caractérise le pouvoir de résolution; elle est ic portée en fonction de l'énergie $E_\gamma$ des photons incidents.

Le spectromètre à cristal courbe, dont le principe repose sur la loi de BRAGG, a un pouvoir de résolution élevé pour $E_\gamma < 300$ KeV mais son application est très limitée en spectroscopie nucléaire car il ne permet d'analyse qu'un domaine d'énergie très étroit dans un spectre donné.

Dans les quinze dernières années les scintillateurs NaI (Tℓ) ont eu un très grand succès et à cause de leur grande efficacité, ils restent encore très utilisés dans les expériences de corrélations angulaires.

Le pouvoir de résolution élevé des détecteurs Ge (Li), dans une large gamme d'énergie, explique l'attrait des physiciens nucléaires pour ce nouveau type de spectromètre $\gamma$. Rappelons brièvement la structure, et les performances de ces détecteurs.

### 2 - STRUCTURE D'UN DETECTEUR Ge (Li)

Il se compose d'un monocristal semiconducteur de Germanium de type p dans lequel on a 3 régions adjacentes obtenues par entraînement d'ions Lithium (type n). La fabrication est délicate; rappelons seulement que le détecteur doit être encapsulé sous vide ($10^{-6}$ Torr environ) et stocké à basse température ($< -50^{\circ}$ C) pour éviter la précipitation des ions Li.

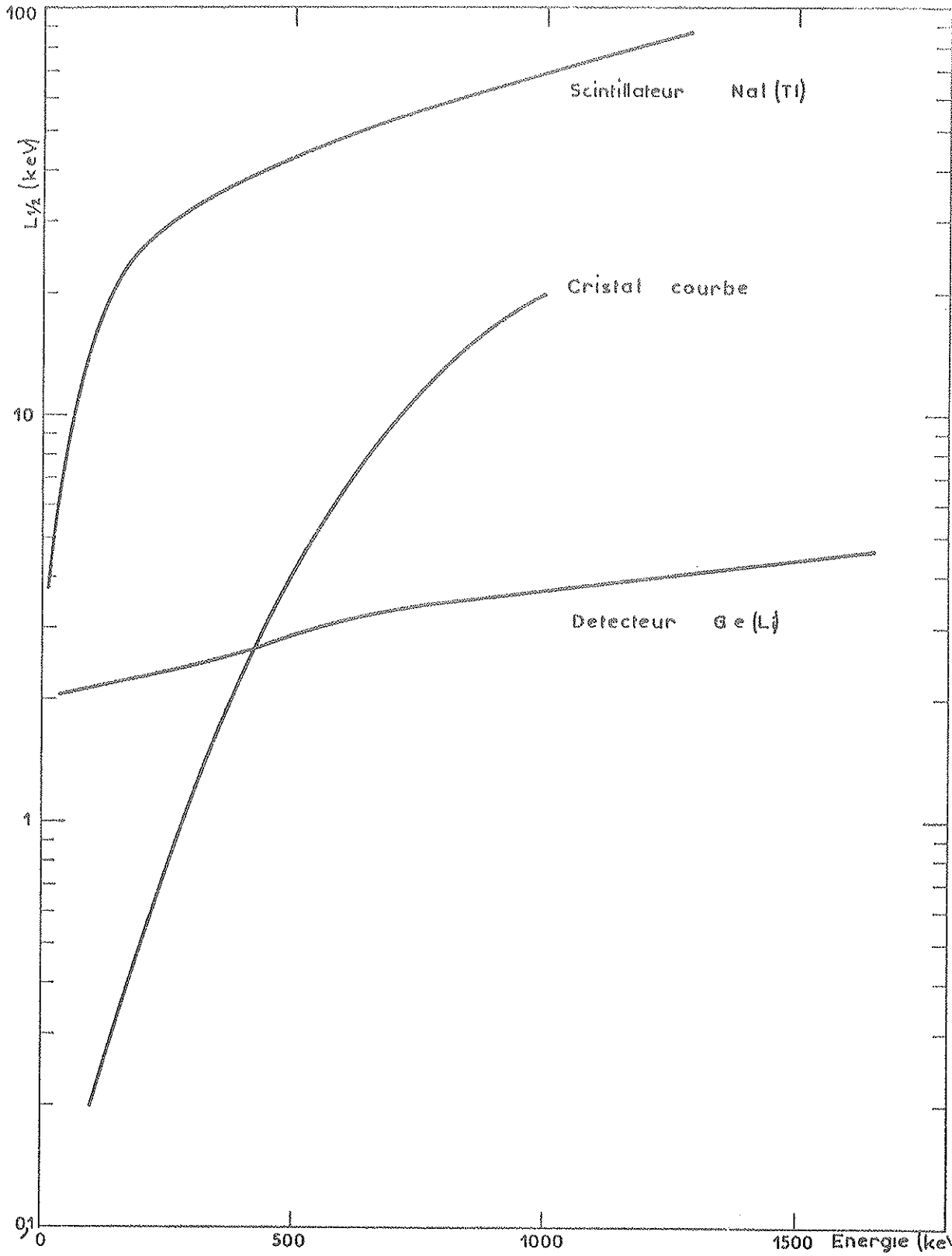
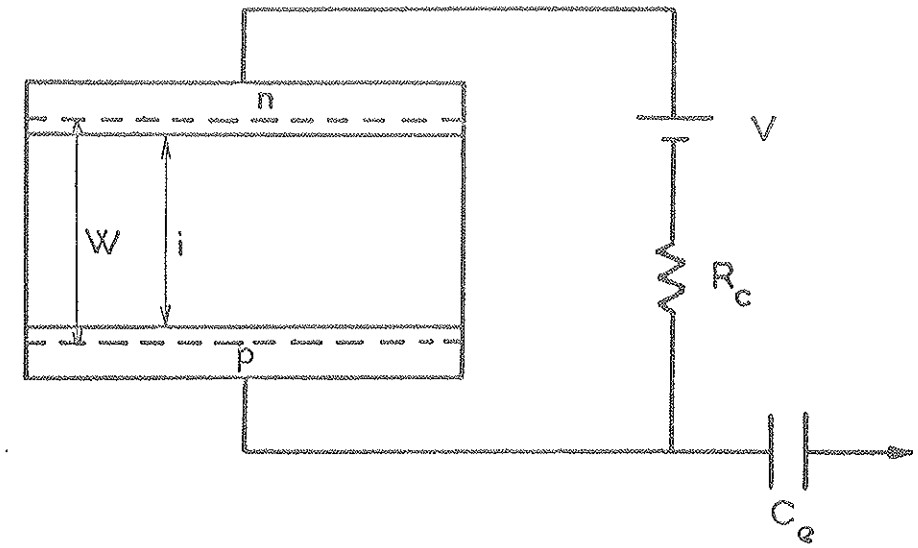



Figure 1 - Variation de la résolution en fonction de l'énergie pour 3 types de spectromètres.

Si on applique une tension de polarisation inverse, l'épaisseur de la zone compensée i augmente légèrement, à cause de l'apparition des zones d charges d'espace dues aux zones p et n , mais l'épaisseur de ces zones éta faible, on assimile en pratique la zone désertée W à la zone compensée i . Cette dernière est la zone sensible du détecteur, dans laquelle règne un cha électrique uniforme élevé.




i = zone compensée W = zone désertée

V = tension inverse $R_c$ = résistance de charge

$C_e$ = capacité d'entrée du préamplificateur

Figure 2 - Schéma de principe d'un détecteur Ge (Li)

## 3 - IONISATION DU Ge - RESOLUTION EN ENERGIE

Lorsqu'un photon $\gamma$ pénètre dans le Germanium, il cède la quasi-totalité de son énergie aux électrons atomiques par : effet photoélectrique, effet Compton et effet de création de paires. Les électrons rapides ainsi formés perdent leur énergie en créant des paires électrons-trous. L'énergie moyenne pour faire passer un $e^-$ de la bande de valence à la bande de conduction dite énergie d'ionisation est de 2,9 eV; elle est 10 fois plus faible que l'énergie d'ionisation de l'argon par exemple. Le très grand nombre de paires électrons-trous créées entraînera une diminution des fluctuations statistiques et c'est là l'origine du pouvoir de résolution très élevé des détecteurs Ge (Li) .

Pour la raie $\gamma$ de 661,6 KeV du $Cs^{137}$, la fluctuation statistique est de 2,5 à 3 % sur le nombre de photoélectrons créés par un scintillateur NaI (Tℓ) couplé à un photomultiplicateur, alors qu'elle n'est que de 2 ‰ sur le nombre de paires électrons-trous créées dans le Germanium.

Le pouvoir de résolution d'une diode p-i-n dépend, en outre, du bruit du préamplificateur et du courant inverse du détecteur.

Actuellement les transistors à effet de champ utilisés dans des préamplificateurs à haute impédance d'entrée et éventuellement refroidis, permettent d'obtenir une largeur à mi-hauteur inférieure à 2 KeV pour la raie 661,6 KeV du $Cs^{137}$ .

## 4 - LINEARITE DE LA REPONSE ET RESOLUTION EN TEMPS

La linéarité de la réponse dépend de :

- l'absorption des rayonnements dans la zone utile
- la collection totale des porteurs engendrés dans la zone utile

### a) Absorption dans la zone utile

Le pouvoir absorbant d'un détecteur est lié à la profondeur de sa zone de déplétion. La compensation au Li permet d'obtenir des zones utiles supérieures à 1 cm dans le cas du Germanium donc d'élargir la plage d'énergie dans laquelle la réponse est linéaire. Prenons pour exemple un détecteur en

Germanium dont la zone compensée est de 5 mm, il permet d'absorber [3] :

- des $\alpha$ de 65 MeV
- des p de 15 MeV
- $e^-$ de 8 MeV
- 2 % des rayonnements $\gamma$ de 1,5 MeV
- 20 % des rayonnements $\gamma$ de 100 KeV

b) Collection des porteurs

Pour que la réponse soit linéaire il faut également que le temps de collection $t_c$ des porteurs créés dans la zone désertée soit inférieure à leur durée de vie.

Si V est la tension inverse de polarisation, W la profondeur de la zone désertée, $\mu p$ la mobilité des trous à $77^{\circ}K$, $t_c$ est alors donné par :

$$t_c = \frac{W^2}{\mu p . V}$$

Si W = 5 mm, V = 500 volts, $\mu p \simeq 15000\ cm^2/V.s$ on a $t_c \simeq 33$ nanosecondes.

Un détecteur Ge (Li) refroidi à la température de l'azote liquide permet donc d'obtenir une large plage de linéarité et une résolution en temps élevée.

Il faut noter que ce refroidissement s'impose d'autre part pour limiter le courant de génération thermique qui contribuerait à diminuer la résolution en énergie.

## 5 - INTERACTION DES RAYONNEMENTS $\gamma$ AVEC LE GERMANIUM-EFFICACITE DU DETECTEUR.

### 5.1 - Interaction des photons $\gamma$ avec le Germanium

L'interaction des rayonnements $\gamma$ avec la matière se fait essentiellement par les 3 processus suivants :

- Effet photoélectrique
- Effet Compton
- Effet de création de paires électron-positron

a) L'effet photoélectrique

L'énergie $E_\gamma$ du photon incident est transférée à un électron interne lié qui acquiert l'énergie cinétique $E_c = E_\gamma - E_\ell$ , où $E_\ell$ est l'énergie de liaison de l'électron. C'est l'effet intéressant en spectrométrie nucléaire puisqu'il permet de déterminer l'énergie du rayonnement incident. La section efficace de cet effet est de la forme :

$$\sigma_{p_e} = C^{te} \quad \frac{Z^n}{E_\gamma^p} \qquad \text{en barn/atome}$$

$Z$ = numéro atomique de l'absorbant ( $Z = 32$ dans le cas du Germanium)

$E_\gamma$ = énergie des photons incidents

$n = 4,4$ et $p = 2$ pour des photons de 1 MeV

Le coefficient d'absorption photoélectrique, dans le Germanium , $\mu_{p_e} = 3,7\ 10^{-3}\ cm^{-1}$ , alors que dans le Silicium il n'est que de $10^{-4}\ cm^{-1}$.

b) L'effet Compton

Le photon incident d'énergie $E_\gamma$ cède une partie de son énergie à un électron de l'absorbant et le photon diffusé acquiert une énergie $E'_\gamma < E_\gamma$ (choc élastique).

La section efficace de cet effet est proportionnelle au numéro atomique $Z$ de l'absorbant. Dans le cas du Germanium pour des photons $\gamma$ d'énergie 1 MeV, le coefficient d'absorption Compton $\mu_c = 3.10^{-1}\ cm^{-1}$.

L'énergie maximale de l'électron est $W = \dfrac{2\,(E_\gamma)^2}{m_o c^2 + 2E_\gamma}$ lorsque le photon est diffusé vers l'arrière avec une énergie minimale.

Dans les détecteurs épais, la probabilité pour que les photons rétro diffusés soient absorbés est grande si bien que la probabilité de l'absorption totale de l'énergie sera supérieure à celle calculée à partir du coefficient d'ab sorption photoélectrique, nous reviendrons sur ce point dans le paragraphe II-

c) L'effet de création de paires

Si l'énergie $E_\gamma$ du photon incident est supérieure à 1,022 MeV, il peut y avoir création d'une paire électron-positron au voisinage d'une particul la section efficace de cet effet est de la forme :

$$\sigma_{pp} = Z^2 \sigma_o \left[ \frac{28}{9} \log \frac{2E}{m_o c^2} - \frac{218}{27} \right] \text{ en barn/atome}$$

où

$$\sigma_o = \frac{1}{137} \left( \frac{e}{m_o c^2} \right)^2 = 5,8\ 10^{-10} \text{ barn}$$

Notons qu'à la suite de cet effet il y a généralement annihilation du positron avec un électron du cristal d'où création de 2 photons $\gamma$ de 511 KeV et apparition des pics de double et simple échappements.

La probabilité de ces divers processus sera étudiée dans le paragra phe II-4.

La courbe de la figure 3 , [4] représente les variations des diffé - rents coefficients d'absorption $\mu_{pe}$, $\mu_c$, $\mu_{pp}$ et $\mu_T = \mu_{pe} + \mu_c + \mu_{pp}$ , en fonction de $E_\gamma$ .

5.2 - Efficacité des détecteurs Ge (Li)

Récemment K.M.WAINIO et al.[5] ont calculé, à l'aide de la méthode de Monte-Carlo, la probabilité d'absorption totale de l'énergie, le rapport pic sur total, l'efficacité du pic de double échappement et les distributio de hauteurs d'impulsions en fonction de $E_\gamma$ pour quelques détecteurs Ge (Li) de caractéristiques données. Leurs résultats sont en assez bon accord avec les résultats expérimentaux obtenus par EWAN et TAVENDALE. La forme

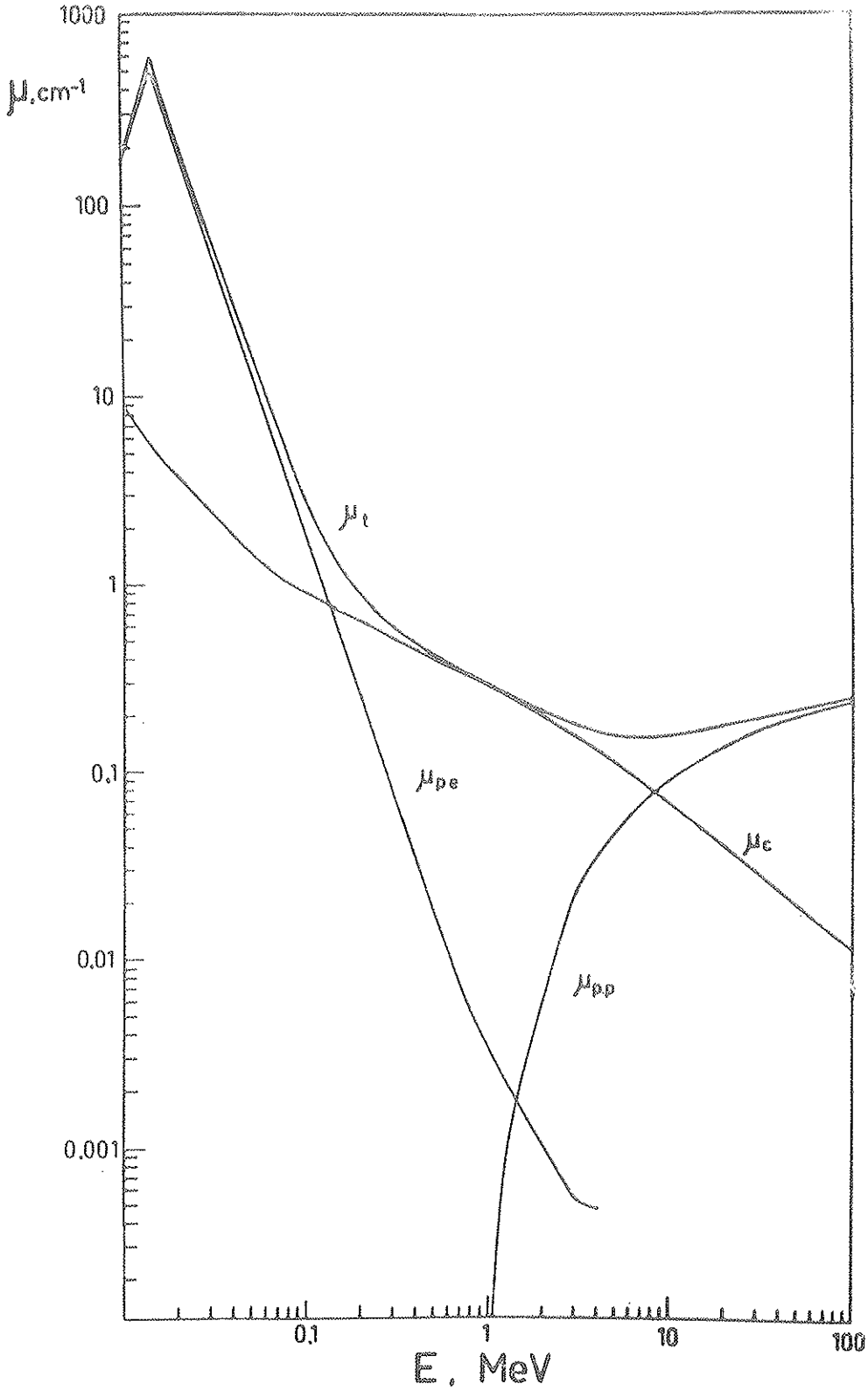



Figure 3 - Variations de $\mu_{pe}$, $\mu_{c}$, $\mu_{pp}$ et $\mu_{T}$ en fonction de l'énergie des photons.

analytique de la fonction d'efficacité étant compliquée, et les calculs ne pouva tenir compte des γ diffusés dans la source et le support du détecteur, il es indispensable de déterminer expérimentalement au moyen de sources étalons, l'efficacité du détecteur avec lequel on travaille.

## 6 - CONCLUSION

Les détecteurs Ge (Li) ont une efficacité photoélectrique très faib par rapport aux cristaux NaI ($T^{\ell}$) par exemple, mais leur pouvoir de résolu tion élevé permet de faire des mesures d'énergie très précises, en outre ils permettent d'étudier plus facilement que les spectromètres β , les raies γ émises par les noyaux à courte durée de vie.

# CHAPITRE II

# L'ENSEMBLE EXPERIMENTAL ET SES PERFORMANCES

## 1 - INTRODUCTION

La chaîne de détection comprend :

- le détecteur Ge (Li)
- une alimentation haute tension
- un préamplificateur de charge
- un amplificateur linéaire
- un analyseur d'amplitude à 400 canaux

La figure 4 donne le schéma de principe de la chaîne et la figure 5 en donne une vue d'ensemble.

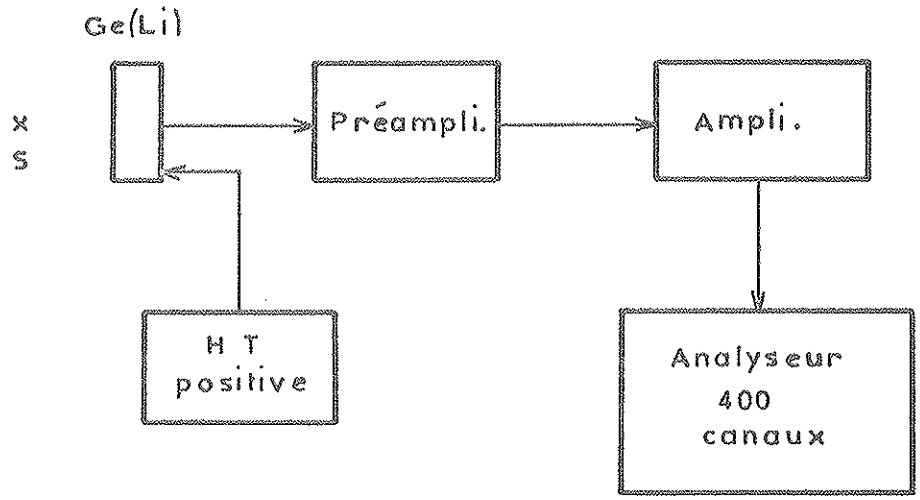



Figure 4 - Schéma de principe de la chaîne

## 2 - APPAREILLAGE

### 2.1 - Le détecteur

C'est un cristal cylindrique de Germanium de 4 $cm^2$ de surface et dont la zone i a 5 mm d'épaisseur. La face d'entrée du détecteur est précédée d'une couche morte de Germanium et d'une couche de téflon d'épaisseurs respectives 0,5 et 1 mm.

La fenêtre d'entrée du cryostat est en aluminium et a une épaisseur de 0,5 mm.

### 2.2 - Le cryostat

Le détecteur est monté dans un cryostat à angle droit permettant de faire des expériences de corrélation angulaire dans un plan horizontal. Le refroidissement est assuré par l'intermédiaire d'un manchon conducteur immergé dans un vase dewar contenant 25 litres d'azote liquide. Dans le cryostat, un vide d'environ $10^{-5}$ Torr est maintenu grâce à un matériau adsorbant placé dans les 10 derniers cm de la partie verticale du cryostat. La consommation d'azote liquide est de l'ordre de 1 litre par jour.

### 2.3 - Alimentation haute tension

Elle donne une haute tension positive stabilisée ajustable de manière continue entre 0 et 900 volts et dont l'ondulation résiduelle a été rendue inférieure à 2 mV crête-crête par une série de filtres LC .

### 2.4 - Le préamplificateur de charge

C'est un préamplificateur ORTEC à transistor à effet de champ dont la sensibilité à la charge est d'environ 150 mV par MeV sur la position gain

Les impulsions de sortie sont positives, elles ont un temps de montée d'environ 70 ns avec le détecteur utilisé (dont la capacité est de 16 pF) et une décroissance exponentielle avec une constante de temps de 50 µs .

La non-linéarité intégrale est inférieure à 1 ‰ pour des impulsions de sortie comprises entre 0 et 1,5 volt. Le coefficient de température est $\pm\ 10^{-4}$ par $^{o}C$ .

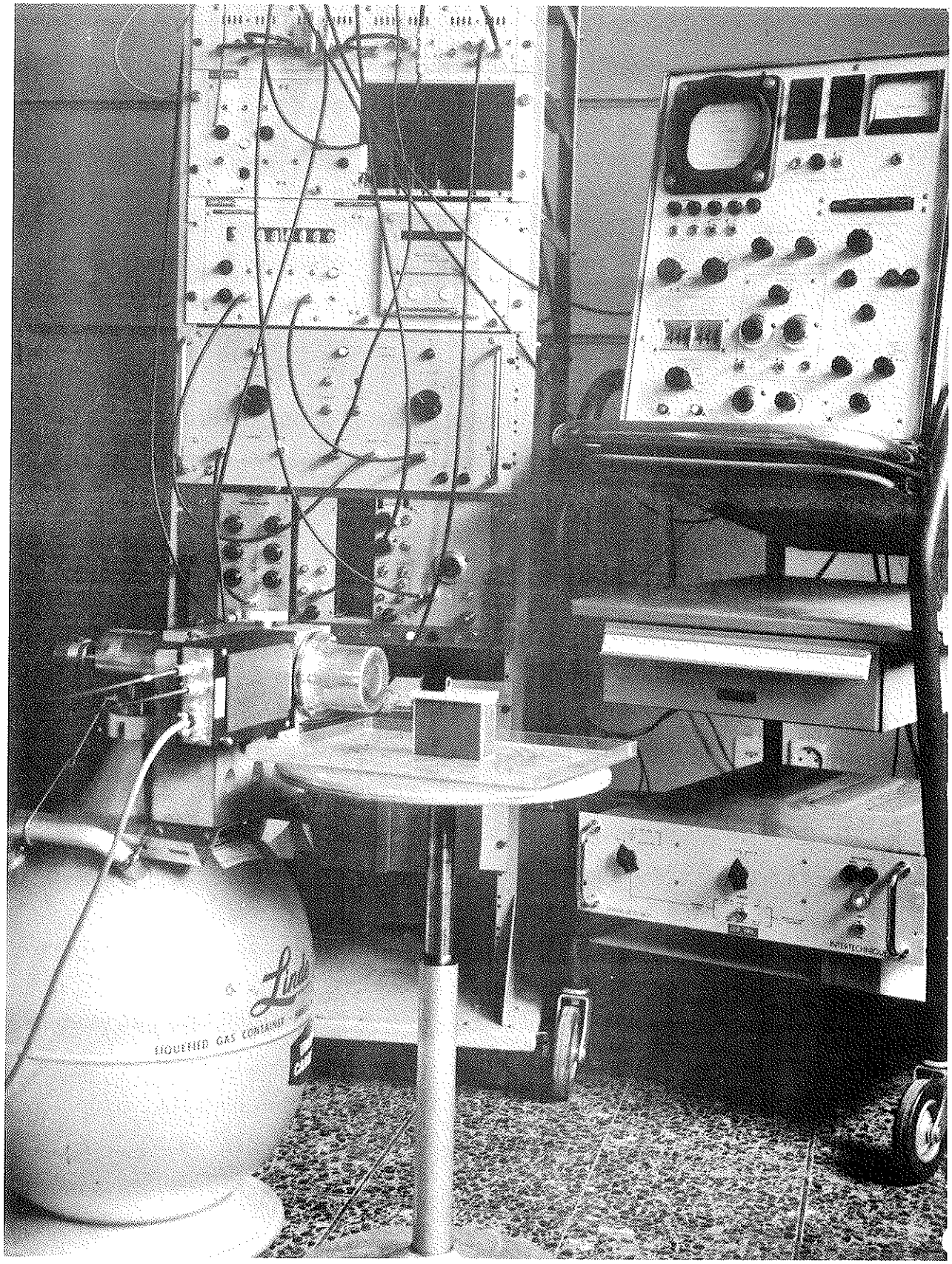



FIGURE 5

Le préamplificateur est fixé sur le cryostat, la connection entre dé tecteur et préamplificateur se fait directement entre une embase microdot so daire du cryostat et l'âme d'entrée du préamplificateur afin de diminuer les c pacités parasites.

2.5 - L'amplificateur

C'est un amplificateur ORTEC entièrement transistorisé dont le bru est inférieur à 7 µV à gain maximum et dont le coefficient de température es inférieur à 0,015 % par $^{o}$C. Ses constantes d'intégration et de différentia - tion sont ajustables de 0,1 à 10 µs .

2.6 - L'analyseur

L'analyseur INTERTECHNIQUE SA 40B à 400 canaux utilisé per - met grâce à un seuil réglage de faire l'analyse d'un spectre en plusieurs tran- ches, ce qui est indispensable lorsque le spectre à analyser est complexe.

## 3 - RESOLUTION EN ENERGIE

Elle est intimement liée aux qualités de l'électronique associée. Le principales sources de bruit sont : le transistor et le circuit d'entrée du préam plificateur, le courant inverse du détecteur ; la bande passante de l'amplifica teur a également une influence importante dans la transmission du spectre du bruit.

Le rapport signal surbruit est optimal ($\simeq$ 200) lorsque les constan- tes de temps de différentiation et d'intégration de l'amplificateur sont égales et valent 2 µs dans le cas de notre chaîne.

Avec une tension de polarisation de 500 volts, la largeur à mi-hau- teur $L\frac{1}{2}$ de la raie 661,63 KeV du $Cs^{137}$ est de 3,2 KeV.

La résolution en énergie dépend également de l'énergie des photons détectés, de l'intensité et de la géométrie de la source utilisée.

La courbe de la figure 6 a été tracée avec des sources ponctuelles fournies par le C.E.N. de Saclay, de ($Ce^{144}$ + $Pr^{144}$), $Cr^{51}$, $Cs^{137}$, $Y^{88}$,

$Co^{60}$ et Th ( B + C + C'') ; elle montre la variation de la largeur à mi-hauteur $L\frac{1}{2}$ de la raie en fonction de l'énergie des photons $\gamma$ . (Le point situé au dessus de la courbe correspond à une source étendue de $\gamma$ de 511 KeV donnés par l'annihilation des $\beta^+$ du $Na^{22}$).

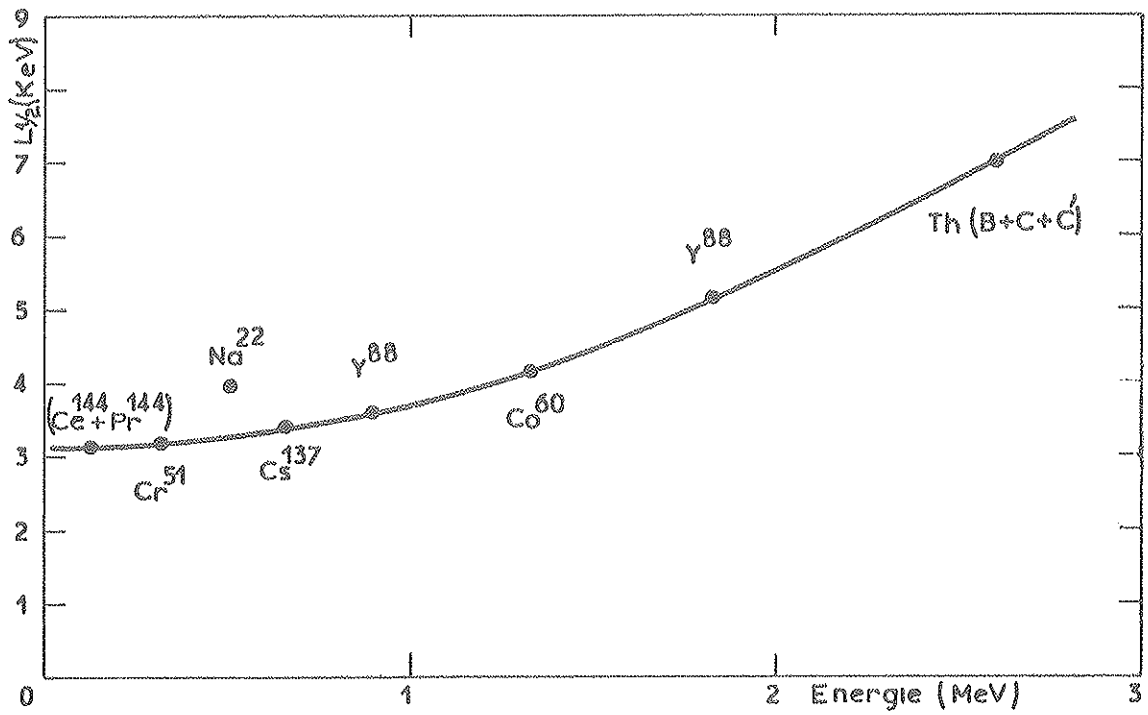



Figure 6 - Courbe de variation de la résolution en fonction de l'énergie des photons.

Dans les mesures de spectre, il est important de connaître l'activité maximale avec laquelle on peut travailler sans trop détériorer la résolution en énergie.

Les courbes de la figure 7 montrent la variation de la largeur à mi-hauteur de la raie 1332, 56 KeV du $Co^{60}$ en fonction de l'intensité pour 3 valeurs des constantes de temps RC de l'amplificateur.

La résolution est la meilleure ($\simeq$ 5 KeV) lorsque l'activité est inférieure à $10^4$ coups/seconde et pour RC = 2 µs , ce sont les meilleures conditions de travail pour la détermination précise des énergies.

Dans les mesures de corrélations angulaires, l'activité est généralement très grande, mais avec des constantes de temps $RC = 0,5\ \mu s$, la résolution restera assez bonne jusqu'à une activité d'environ $3.10^4$ coups/seconde ($L\ 1/2 = 8$ KeV). Au dessus de cette valeur la raie devient très dissymétrique à cause de l'empilement dans l'amplificateur.

## 4 - MESURE DE L'EFFICACITE ABSOLUE DU DETECTEUR

Cette mesure a été réalisée avec des sources ponctuelles étalonnées de $Cr^{51}$, $Cs^{137}$, $Mn^{54}$, $Co^{60}$, $Na^{22}$ et $Y^{88}$ pour une distance source-cryostat $x = 46$ mm ( c'est-à-dire une distance source-détecteur de 56 mm).

Dans ces conditions l'efficacité $\eta$ du détecteur est donnée par l'expression :

$$\eta = \frac{A}{A_o\ 2^{-t/T_{1/2}}}$$

où $A$ est le nombre d'impulsions par unité de temps comptées dans le pic d'énergie $E_\gamma$ corrigé du bruit de fond, $A_o$ est l'activité donnée par le C.E.N. de Saclay, corrigée du rapport de branchement de la raie choisie et de son coefficient de conversion interne.

$T_{1/2}$ est la période de la source utilisée et $t$ est le temps écoulé entre l'instant de la mesure de l'activité et l'instant de notre mesure.

Notons que dans notre mesure, le stockage dans l'analyseur se fait en temps actif afin de diminuer l'erreur introduite par le temps mort; il faut remarquer que l'activité des sources étalons étant très faible, la correction moyenne faite automatiquement par l'analyseur est valable. Compte tenu des différentes sources d'erreurs, en particulier sur $A_o$ et $x$, la précision sur la mesure de $\eta$ est de $\pm$ 10 %. La partie de la courbe en dessous de 320 KeV a été obtenue avec des sources de $Fe^{59}$, $Ir^{192}$ et $Cu^{61}$ dont les intensités relatives des différentes raies (hautes et basses énergies) sont connues et permettent de faire une normalisation.

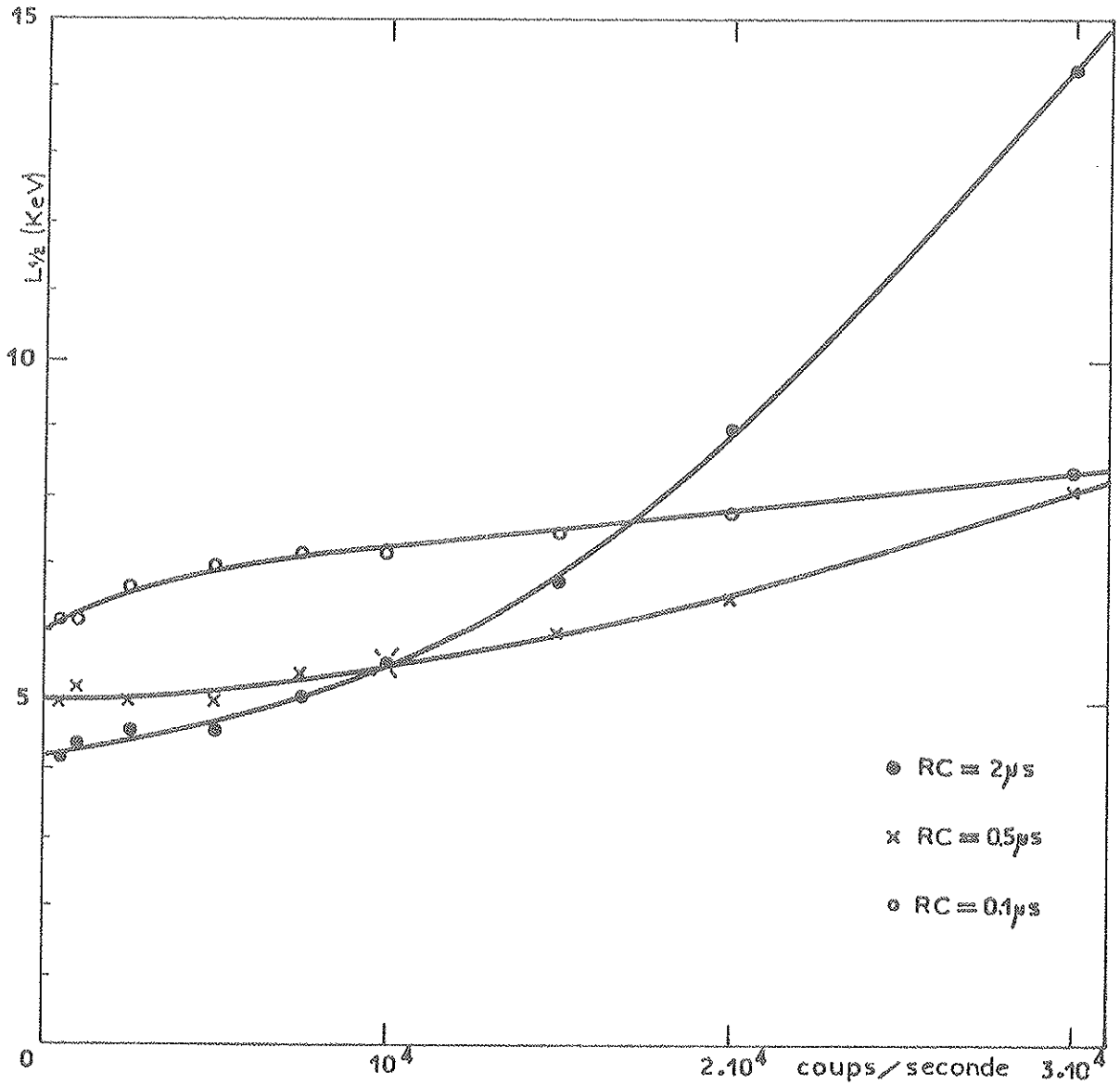



Figure 7 - Courbe de variation de la résolution en fonction du nombre de coups pour 3 valeurs de RC.

La courbe de la figure 8 représente la variation de l'efficacité $\eta$ en fonction de l'énergie $E_\gamma$ des photons $\gamma$ détectés. Cette courbe décroît beaucoup moins rapidement que la courbe de la figure 3 représentant le coefficient d'absorption photoélectrique $\mu_{pe}$ en fonction de l'énergie. En effet, au dessus de 100 KeV, $\mu_c > \mu_{pe}$, et dans le détecteur de 5 mm la probabilité pour que les $\gamma$ ayant subi une diffusion Compton soient absorbés est grande si bien que ces processus contribuent comme les évènements photoélectriques à la raie d'absorption totale de l'énergie.

Au dessus de 1 MeV, l'effet photoélectrique devient négligeable mai l'absorption de l'énergie par création de paires devient rapidement très impor tante. Dans ce cas cependant, bien que l'électron soit absorbé, le positron don ne naissance par annihilation à 2 photons $\gamma$ de 511 KeV qui peuvent s'échap per du cristal.

Considérons d'abord le cas où les 2 photons $\gamma$ sont absorbés, il y a alors absorption totale de l'énergie et on obtient un pic dont l'énergie est éga le à celle du photon incident. S'il y a absorption d'un seul photon de 511 KeV, on observe le pic de simple échappement à l'énergie ($E_\gamma$ -511 KeV) et dans le cas où aucun des 2 photons créés n'est absorbé il apparaît le pic de double écha pement à l'énergie ($E_\gamma$ - 1022 Kev).

Remarquons que les rapports des intensités des pics de simple et de double échappement sur l'intensité du pic correspondant à l'absorption totale ( noté " total " dans le tableau I) sont d'autant plus grands que le cristal est mince et varient avec l'énergie $E_\gamma$ du photon incident. Ces rapports ont été mesurés pour les énergies 1332 KeV du Cobalt 60, 1836 KeV de l'Yttrium 88 et 2614 KeV du Thorium C" . Dans les mesures d'intensité, lorsque l'énergie d'une raie sera comprise entre 1332 et 2614 KeV, nous procéderons par in - terpolation linéaire à partir des valeurs données par le tableau I pour éliminer une éventuelle contribution des pics de simple échappement dans la gamme 821 - 2103 KeV et des pics de double échappement dans la gamme 310 - 1583 KeV

Figure 8

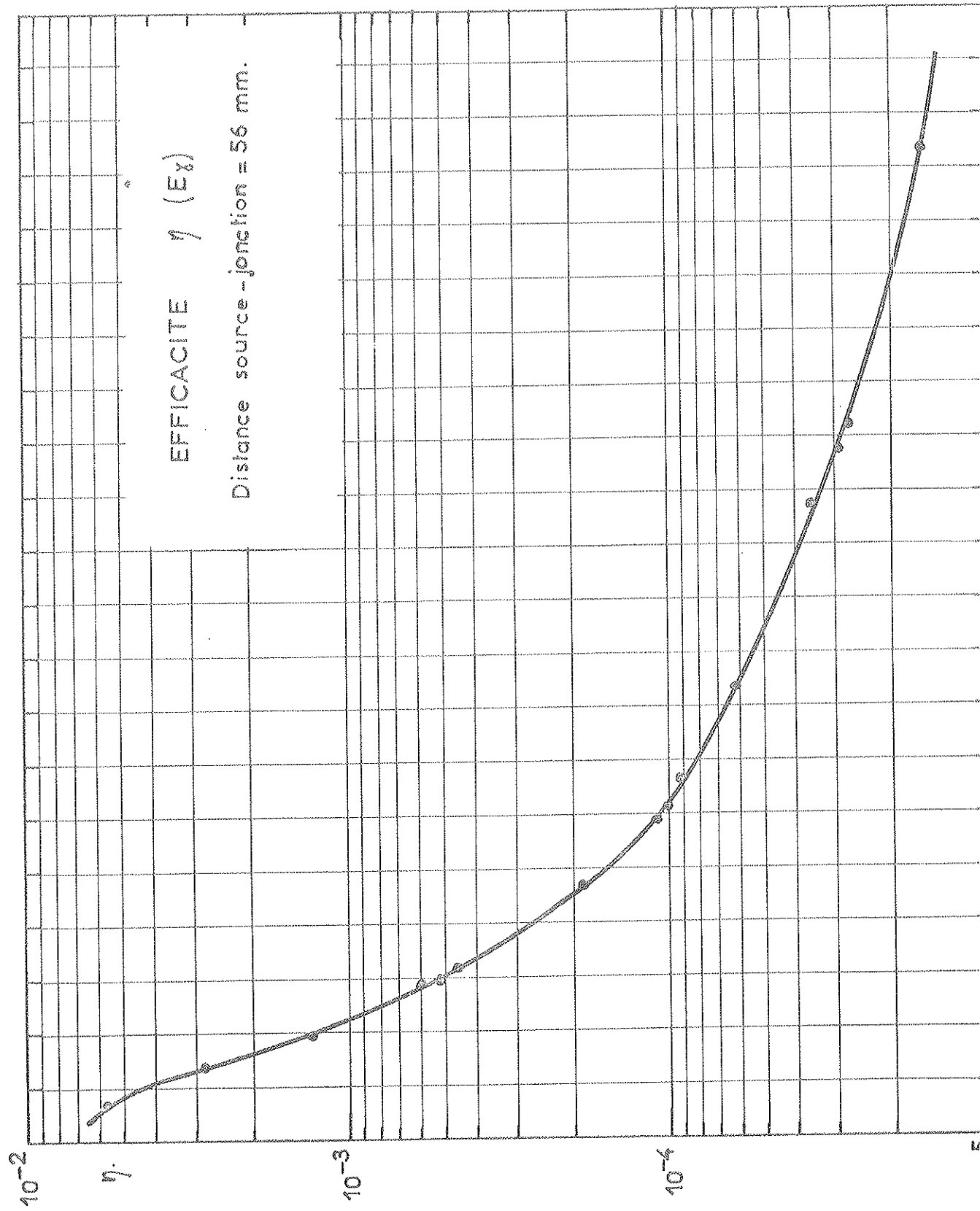


TABLEAU I

| Energie du photon γ (KeV) | Rapports $\frac{\text{S.E ou D.E}}{\text{total}}$ | |
|---|---|---|
| | Simple échappement (S.E) | Double échappement (D.E) |
| 1332 | Très faible | $3.10^{-3}$ |
| 1836 | $2,20.10^{-2}$ | $1,75.10^{-1}$ |
| 2614 | $1,55.10^{-1}$ | 1,75 |

# CHAPITRE III

# METHODES EXPERIMENTALES

## 1 - INTRODUCTION

Le pouvoir de résolution des détecteurs Ge (Li) est tel qu'avec un analyseur à 400 canaux, les impulsions correspondant à une raie $\gamma$ d'énergie $E_\gamma$ donnée sont stockées dans 4 à 5 canaux au maximum lorsque la pente de conversion est de 1 volt/100 canaux. Les inconvénients de notre mode d'analyse sont les suivants :

- La forme du pic est imprécise, les mesures d'intensité seront entachées d'erreurs importantes lorsque la surface du bruit de fond sera grande par rapport à la surface du pic.
- La position du pic est également mal définie d'où imprécision sur l'énergie.
- Les spectres doivent généralement être analysés en plusieurs tranches ; il s'ensuit une augmentation du nombre des mesures pour un même spectre, donc une perte d'informations.

## 2 - DETERMINATION DES ENERGIES

Les échelles en énergie des différentes gammes analysées sont déterminées au moyen de sources étalonnées ponctuelles dont l'énergie des raies $\gamma$ a été récemment mesurée avec une grande précision[6] [7] et a été reportée dans le tableau II .

L'énergie d'un pic a été déterminée en calculant son centre de gravité et en procédant par interpolation linéaire entre les 2 centres de gravité des pics d'étalonnage voisins.

L'étalonnage était refait après chaque mesure afin de contrôler la

TABLEAU II

| Source | Energie en KeV |
|---|---|
| $Hf^{181}$ | 133,0 |
| $K_\alpha$ de $Hf^{181}$ | 57,0 |
| $K_\beta$ de $Hf^{181}$ | 65,5 |
| $Cr^{51}$ | 320,11 ± 0,03 |
| $Na^{22}$ | 511,003 ± 0,005 |
| $Na^{22}$ | 1274,58 ± 0,10 |
| $Mn^{54}$ | 835,0 ± 0,2 |
| $Co^{60}$ | 1173,25 ± 0,08 |
| $Co^{60}$ | 1332,56 ± 0,05 |
| $Y^{88}$ | 898,2 ± 0,4 |
| $Y^{88}$ | 1836,17 ± 0,12 |
| Th ( B + C + C'') | 2614,47 ± 0,10 |

stabilité de la chaîne ; la dérive enregistrée entre le début et la fin de la me sure a toujours été inférieure à un demi-canal.

Dans le domaine des hautes énergies (1800 à 2600 KeV), deux seul points d'étalonnage sont à notre disposition et l'erreur sur l'énergie peut atte dre ± 2 KeV, alors qu'au-dessous de 1332,56 KeV elle ne dépasse général ment pas ± 0,5 KeV.

## 3 - CALCUL DES INTENSITES

L'intensité d'une raie est calculée en faisant la somme des impul - sions stockées dans les 3, 4 ou 5 canaux définissant le pic, puis en soustra - yant le bruit de fond correspondant. Dans le cas des raies intenses sortant tr bien du bruit de fond, la précision sur l'intensité, compte tenu de la précisio

sur l'efficacité $\eta(E)$ est de $\pm$ 10 % ; elle se dégrade rapidement jusqu'à $\pm$ 50% lorsque le rapport pic sur bruit de fond devient petit.

Les gammes de spectre à haute énergie ont été relevées avec un absorbant de plomb de 3 mm d'épaisseur interposé entre la source et le détecteur afin de diminuer le taux de comptage dû aux photons de basse énergie. La correction a été faite en supposant que l'absorption était suffisamment faible au-dessus de 1,2 MeV, ceci permettant d'écrire :

$$\frac{I_o - I}{I_o} \simeq \mu(E) \cdot x$$

où $I_o$ est l'intensité incidente

$I$ est l'intensité transmise

$x$ l'épaisseur de plomb en $g/cm^2$

$\mu(E)$ le coefficient d'absorption totale pour l'énergie $E$ en $cm^2/g$ .

Dans le calcul de l'intensité relative d'une raie, il faut également tenir compte des coefficients de conversion interne. Dans le cas des transitions étudiées dans les chapitres IV et V , le coefficient $\alpha_L = (N_e)_L / N_\gamma$ est négligeable et nous ne tiendrons compte que du coefficient $\alpha_K = (N_e)_K / N_\gamma$ où :

$N_\gamma$ est le nombre de photons d'énergie $E_\gamma$ émis

et $(N_e)_{K,L}$ est le nombre d'électrons K, L émis à la suite du processus de conversion interne.

Le coefficient $\alpha_K$ a été mesuré avec une grande précision pour diverses raies, d'autre part on peut le calculer à partir des tables de M.E. ROSE[12] si l'on connait la nature de la transition $\gamma$ .

## 4 - DETERMINATION DES PERIODES COMPARATIVES ft DES DIFFERENTS GROUPES $\beta$

La période comparative ft est une quantité qui donne des renseignements utiles sur la nature de la désintégration $\beta$ donc sur le spin et la parité du niveau excité alimenté par cette décroissance. On a généralement plusieurs

groupes $\beta_i$ de rayonnements $\beta$ dont l'énergie totale de désintégration est $W_o^i$ (exprimée en unité $m_o c^2$). La période partielle $t_i$ d'un groupe $\beta^i$ est donné par l'expression :

$$t_i = t. \frac{1}{A_i}$$

où $t = T_{1/2}$ est la période du noyau-mère et $A_i$ l'abondance relative du groupe $\beta^i$.

Connaissant $W_o^i$ et le numéro atomique Z du noyau-fille on peut trouver la valeur de la fonction $f_i(Z, W_o)$ à partir des graphiques de E FEENBERG et G. TRIGG[13] et ainsi calculer $(ft)_i$.

Dans le cas des émetteurs $\beta^+$, on utilise la quantité $f = f_\epsilon + f_{\beta^+}$ cette dernière étant également donnée dans la référence 13.

## 5 - CONCLUSION

La précision, tant sur les énergies que sur les intensités des diffé - rentes raies serait améliorée en utilisant un amplificateur-loupe, mais ceci au menterait le nombre des mesures pour une même gamme d'énergie, ce qui se rait un inconvénient sérieux pour les études d'isotopes à période courte.

La meilleure solution consiste à utiliser un analyseur à 1024 canau ou plus qui, grâce à un échantillonnage plus fin donne une meilleure définition du pic, tout en permettant l'étude d'une large gamme du spectre.

# CHAPITRE IV

## ETUDE DES NIVEAUX EXCITES DU $Ni^{61}$

### 1 - INTRODUCTION

Dans le cadre d'un ensemble d'expériences sur les noyaux voisins de la couche 1 $f_{7/2}$ fermée, nous avons repris l'étude du schéma de décroissance du $Cu^{61}$ vers le $Ni^{61}$.

Dans le schéma donné par Nuclear Data Sheets[8], seuls sont alimentés par la décroissance du $Cu^{61}$ les niveaux 67, 284, 660 et 1190 KeV. D'autre part des niveaux trouvés par réaction (d, p) situés au-dessous de 1190 KeV ainsi que quelques niveaux situés au-dessus de cette énergie ne sont pas alimentés par cette décroissance ; ce sont les niveaux 908, 1019, 1105, 1622, 1750, 2133 KeV donnés dans le tableau IV.

Nous avons trouvé 14 nouvelles transitions $\gamma$ et précisé l'énergie de 10 niveaux excités.

### 2 - PREPARATION DE LA SOURCE

La source de $Cu^{61}$ de période 3,3 heures a été préparée par la réaction $Co^{59}$ ($\alpha$, 2n) $Cu^{61}$ dans le synchrocyclotron de l'Institut. La section efficace moyenne de cette réaction avec des particules $\alpha$ de 56 MeV et une cible de 160 $mg/cm^2$ est d'environ 70 mbarns. La séparation chimique suivante a permis d'éliminer le porteur inactif (cobalt) et en particulier l'activité due au $Co^{58}$ de période 70 jours produite par la réaction $Co^{59}$ ($\alpha$, $\alpha$n) $Co^{58}$ ainsi que les activités parasites dues au Nickel.

La cible sous forme de feuille métallique de 30 x 5 mm est dissoute presque instantanément dans 5 $cm^3$ d'acide nitrique $HNO_3$ concentré. La so-

lution obtenue est neutralisée par addition d'ammoniaque $NH_4OH$ jusqu'à ce que son pH soit 3 ou 4 . Le cuivre est alors extrait par la dithizone en solution dans le chloroforme $CH\,C\ell_3$.

On chasse le chloroforme par ébullition et pour purifier, après avoir ajouté environ 5 $cm^3$ d'acide chlorhydrique $HC\ell$ 8 N on passe la solution sur colonne de résines anioniques échangeuses d'ions (Dowex 1). On élue avec 5 cm d'acide chlorhydrique $HC\ell$ 4N et le Cobalt restant passe. On recommence l'opération avec $HC\ell$ 2N et dans ce cas, seul le cuivre passe. L'activité ainsi séparée est déposée sur une feuille mince de mylar.

Les réactions du type (α, xn) produisent des isotopes radioactifs du cuivre autres que le $Cu^{61}$, ils sont tous de période très courte (de quelques secondes à quelques minutes), seul le $Cu^{60}$ produit par la réaction $Co^{59}$(α, 3n) $Cu^{60}$ de période 24 minutes a été observé mais il disparaissait complétement avant le début de la mesure c'est-à-dire 3 à 4 heures après l'irradiation.

## 3 - MESURES ET RESULTATS

Pour la détermination précise des énergies, le spectre a été étudié en plusieurs parties. Un spectre de chaque gamme d'énergie est montré dans la figure 9 . L'échelle en énergie a été déterminée comme il est indiqué dans le paragraphe III-2 .

Les énergies et intensités des transitions γ sont indiquées dans le tableau III ; pour la transition de 67, 4 KeV, l'intensité acceptée est celle donnée par les références (8) et (9).

L'intensité de la raie 1100, 6 KeV a été calculée en tenant compte du pic d'échappement de la transition 2124 KeV.

La précision sur l'énergie exclut que la raie 909, 8 KeV soit la transition 1185, 5 KeV → 283, 0 KeV comme il a été supposé dans la référence (9). Cette raie correspond à la transition 909, 8 → 0 , ce niveau excité ayant été identifiée par réaction (d, p) à 908 KeV comme il est indiqué dans le tableau IV

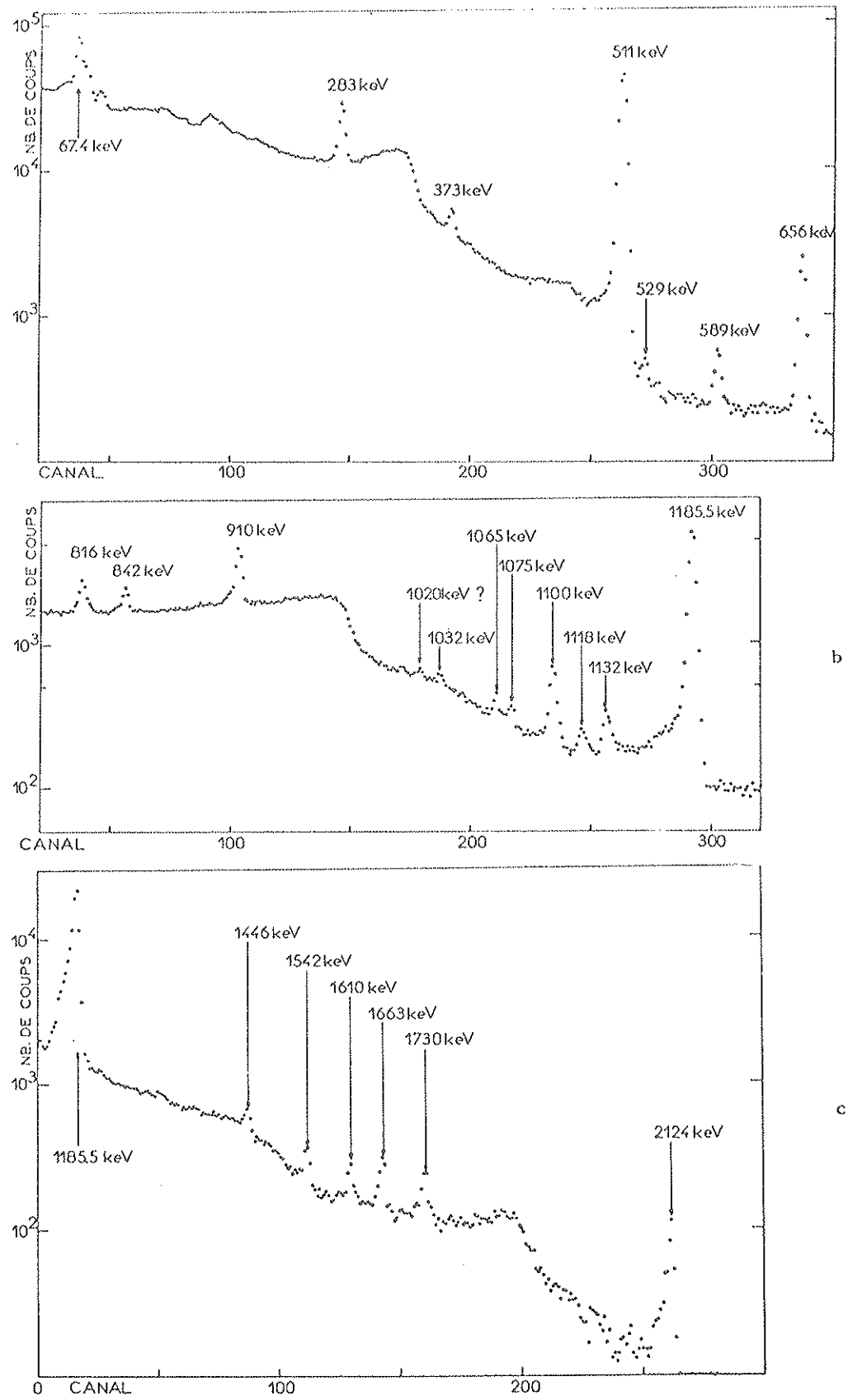



Figure 9 Spectres de la décroissance $^{61}Cu \rightarrow {}^{61}Ni$ relevés avec un détecteur Ge-Li

| $E_\gamma$ keV | Intensité des transitions pour 100 désintégrations du $^{61}Cu$ | Spécification de la transition |
|---|---|---|
| 2124 ± 1 | 0,044 | 2124 → 0 |
| 1729,9 ± 1,0 | 0,044 ± 0,006 | 1729,9 → 0 |
| 1662,7 ± 1,0 | 0,045 ± 0,011 | 1729,9 → 67,4 |
| 1609,9 ± 1,0 | 0,030 ± 0,009 | 1609,9 → 0 |
| 1542,2 ± 1,0 | 0,041 ± 0,010 | 1609,9 → 67,4 |
| 1446,2 ± 1,0 | 0,037 ± 0,012 | 1729,9 → 283 |
| 1185,5 ± 0,5 | 4,2 | 1185,5 → 0 |
| 1132,0 ± 1,0 | 0,085 ± 0,012 | 1132,0 → 0 |
| 1118,4 ± 1,0 | 0,045 ± 0,007 | 1185,5 → 67,4 |
| 1100,6 ± 0,6 | 0,31 | 1100,6 → 0 |
| 1075,4 ± 1,0 | 0,057 ± 0,022 | 1729,9 → 656 |
| 1064,8 ± 1 | 0,072 ± 0,010 | 1132,0 → 67,4 |
| 1033,0 ± 0,8 | 0,080 ± 0,010 | 1100,6 → 67,4 |
| 909,8 ± 0,5 | 1,13 | 909,8 → 0 |
| 842,4 ± 0,7 | 0,26 | 909,8 → 67,4 |
| 816,4 ± 0,7 | 0,42 | 1100,6 → 283 |
| 656,0 ± 0,4 | 10,6 | 656,0 → 0 |
| 588,7 ± 0,5 | 1,2 | 656,0 → 67,4 |
| 529,2 ± 0,5 | 0,44 | 1185,5 → 656,0 |
| 373,1 ± 0,5 | 1,75 | 656,0 → 283 |
| 283,0 ± 0,4 | 11,6 | 283,0 → 0 |
| 67,40 ± 0,01 | 4 | 67,4 → 0 |

TABLEAU III Energies et intensités des raies $\gamma$ de la décroissance du $^{61}C$
Les précisions des énergies sont celles de notre mesure, s a
pour la raie 67,4 keV, où nous avons accepté la précision su
rieure de la réf. 1. La précision des intensités est ± 10%,
sauf indication contraire. La troisième colonne contient les
cifications attribuées aux transitions.

| E keV | log f(t) | Correspondance acceptée avec le niveau de $^{60}Ni(d,p)^{61}Ni$ (10) | $\ell_n$ (réf. 10) | $I^\pi$ | Configuration d'une particule d'après (10) |
|---|---|---|---|---|---|
| 67.4 | 6.5 | 69 | 3 | $5/2^-$ (réf.8) | $f_{5/2}$ |
| 283.0 ± 0.4 | 5.5 | 290 | 1 | $1/2^-$ | p |
| 656.0 ± 0.4 | 5.0 | 654 | 1 | $(3/2)^-$ | p |
| 909.8 ± 0.5 | 5.6 | 908 | 3 | $5/2^-$ | $f_{5/2}$ |
| ≈ 1020 ? | | 1019 | | | |
| 1100.6 ± 0.6 | 5.7 | 1105 | 1 | $1/2^-$, $3/2^-$ | p |
| 1132.0 ± 1.0 | 6.3 | 1139 | 3 | $5/2^-$ | $f_{5/2}$ |
| 1185.5 ± 0.5 | 4.9 | 1195 | 1 | $1/2^-$, $3/2^-$ | p |
| 1609.9 ± 1.0 | 6.2 | 1622 | ? | $1/2^-$, $3/2^-$, $5/2^-$ | |
| 1729.9 ± 1.0 | 5.6 | 1750 | 1 | $1/2^-$, $3/2^-$ | p |
| 2124 ± 1 | 4.9 | 2133 | 1 | $1/2^-$, $3/2^-$ | p |

TABLEAU IV Comparaison entre les niveaux de notre mesure et ceux des réactions de stripping.

La raie 1446,2 KeV pourrait être attribuée à une transition 1446,2 → en supposant l'existence d'un nouvel état excité pouvant correspondre au niveau 1460 KeV observé par réaction (d,p). D'après R.H. FULMER et al.[10], ce niveau devrait avoir $I^{\pi} = 5/2^{-}$ or l'inexistence d'une raie 1378,8 KeV correspondant à une transition permise de 1446,2 → 67,4 KeV tend à justifier l'inexistence du niveau 1446,2 KeV.

A partir du tableau III, on peut établir un nouveau schéma de niveau du $Ni^{61}$ peuplés par la décroissance du $Cu^{61}$ (figure 10). Les intensités relatives de la transition ($\beta^{+}$ + ε) vers l'état fondamental et de la raie γ de 67,4 KeV données par Nuclear Data Sheets ont été acceptées.

Comme l'intensité du groupe $\beta^{+}_{1}$ était établie à partir des intensité relatives des raies γ du schéma de décroissance[8], la modification du schéma entraîne aussi le changement des intensités relatives des décroissances ($\beta^{+}$ + ε) et des valeurs des log ft correspondantes. Le rapport $f_{\varepsilon} / f_{\beta^{+}}$ dans le schéma de la figure 10 reste le même que dans la référence 8.

## 4 - CONCLUSION

Les spins et parités des niveaux donnés dans le tableau IV ont été précisés à partir de mesures de durées de vie que nous avons effectuées parallèlement au laboratoire et communiquées[11] au Colloque de Physique Nucléaire de Bordeaux (Mars 1967). La discussion de ces résultats n'entre pas dans le cadre de ce travail.

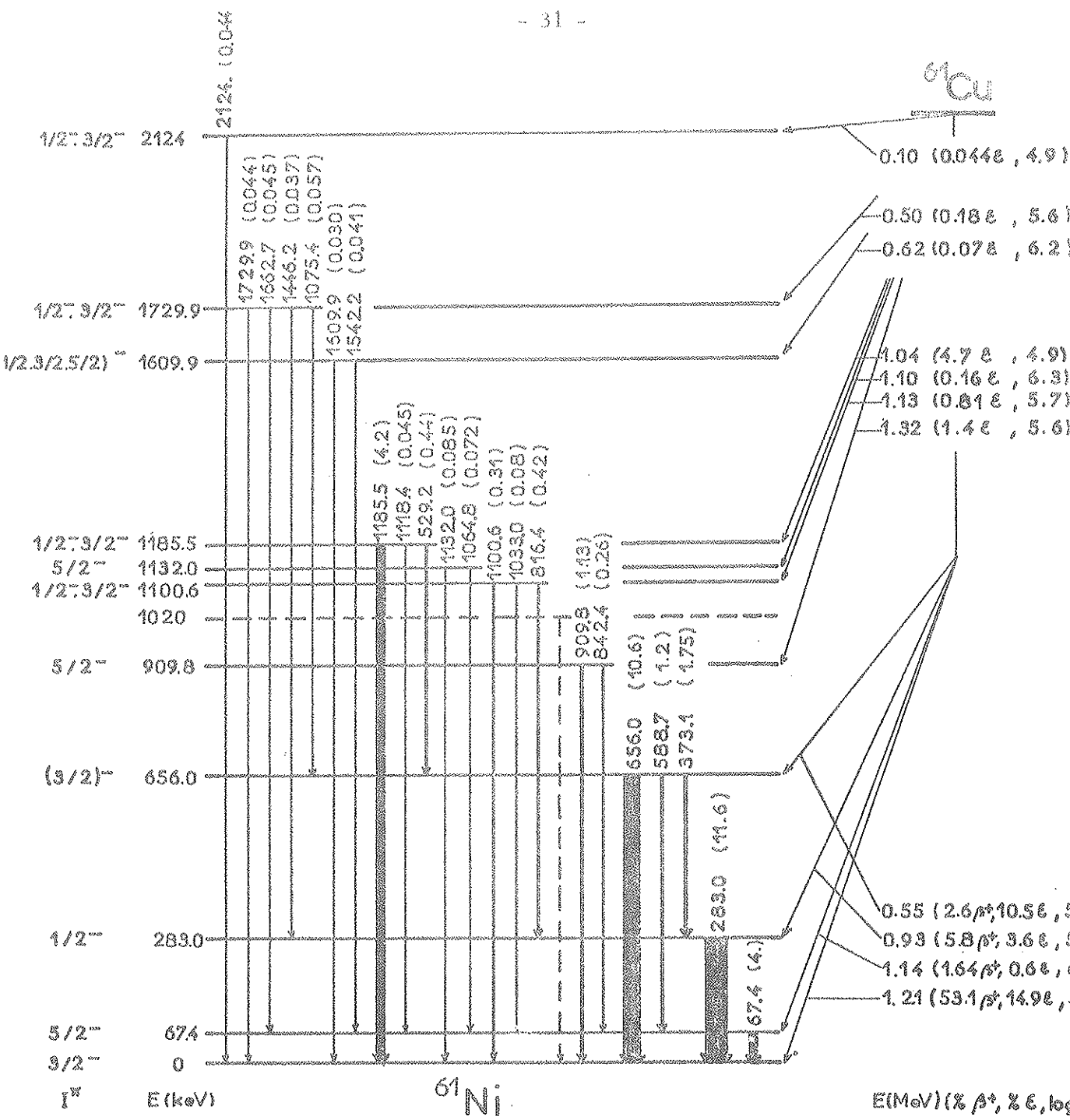



Figure 10 - Schéma de décroissance $^{61}Cu \rightarrow {}^{61}Ni$ . Les chiffres au-dessus des transitions γ indiquent leurs énergies ; les chiffres entre parenthèses sont les intensités rapportées à 100 désintégrations de $^{61}Cu$. Pour les transitions $\beta^+$ et ε nous avons également indiqué les valeurs de l'énergie de transition et entre parenthèses les intensités et les valeurs de log ft

# CHAPITRE V

# ETUDE DES NIVEAUX EXCITES DE $Hg^{200}$

## 1 - CONNAISSANCES ACTUELLES SUR $Hg^{200}$

Dans le cadre d'une étude plus vaste sur la structure des noyaux lourds situés entre le noyau de $Pb^{208}$ à double couche fermée et les noyaux vibrationnels ($Pt^{194}$ et $Pt^{196}$ par exemple), nous avons repris l'étude des niveaux excités du $Hg^{200}$ peuplés par la décroissance du $T\ell^{200}$ de période 26,1 heures [8].

Dans le schéma établi par M.SAKAI et al.[14], apparaissent 11 niveaux excités supplémentaires par rapport au schéma publié par C.J. HERRLANDER et T.R. GERHOLM [15], par contre un niveau excité à 1660KeV identifié par réaction (n, γ) [16] et donné dans la référence (15) ainsi que les intensités des transitions à haute énergie ne sont pas portés sur ce schéma.

D'autre part, dans le schéma de M.SAKAI et al.[14], les intensités relatives des transitions ($\beta^+ + \epsilon$) vers le niveau fondamental et le premier niveau excité ne sont pas en accord avec les résultats de C.J. HERRLANDER et T.R. GERHOLM. Ces derniers donnent pour ces intensités 1,5 et 20 respectivement par rapport à 100 désintégrations de $T\ell^{200}$. Ces valeurs ont été obtenues à partir de la mesure du rapport $\Sigma\beta^+ / K_{368}$ au moyen d'un spectromètre β ($\Sigma\beta^+$ = nombre total de $\beta^+$ et $K_{368}$ = nombre d'électrons de conversion K de la raie de 368 KeV). Les auteurs décomposent le spectre $\beta^+$ et calculent les intensités citées plus haut en acceptant la valeur théorique de $f_\epsilon / f_{\beta^+}$. M. SAKAI et al. disent avoir accepté le rapport $\beta^+ / K_{368} = 11$ et donnent en fait dans leur schéma 3,7 et 30 au lieu de 1,5 et 20.

## 2 - PREPARATION DE LA SOURCE

La source a été produite par la réaction $Au^{197}$ (α, n) $T\ell^{200}$ dans le synchrocyclotron de l'Institut. Les fonctions d'excitation des réactions du type $Au^{197}$ (α, x n) ont été déterminées par D. VINCIGUERRA et al.[17].

Avec des particules α d'énergie $E_\alpha$ = 56 MeV, les sections efficaces des réactions (α, 2n), (α, 3n) sont très grandes (de l'ordre du barn)alors que la section efficace moyenne de la réaction $Au^{197}$ (α, n) $T\ell^{200}$ est maximum (≃ 15 mbarns) pour des particules α d'énergie comprise entre 20 et 30 MeV. Pour diminuer la proportion des activités dues au $T\ell^{199}$ de période 7,4 heures et au $T\ell^{198}$ de période 5,3 heures, nous avons utilisé comme cible un empilement de 4 feuilles d'or de dimensions 30 x 5 mm et de 100 mg/cm$^2$ d'épaisseur permettant de réduire l'énergie des α à 25 MeV environ d'après les tables de la référence (18).

Bien que les mesures commencent 2 jours après l'irradiation, les activités dues au $T\ell^{199}$ et au $T\ell^{198}$ apparaissent dans les spectres ainsi que celle due au $Pt^{197}$ de période 20 heures probablement produit par la réaction $Au^{197}$ (d, 2p) $Pt^{197}$.

Dans le spectre à basse énergie (figure II) apparaît également l'activité due à l'$Au^{196}$ de période 6 jours produite par la réaction $Au^{197}$(α, αn). Le $T\ell^{198}$ donne naissance à de nombreuses raies d'énergie supérieure à 1400 KeV, rendant le spectre de la figure 13 très complexe et donnant lieu à des pics d'échappement dont il faut tenir compte dans l'évaluation des intensités.

## 3 - MESURES

### 3.1 - Détermination des énergies

Le spectre a été étudié en 3 parties pour déterminer de manière précise les énergies et les intensités. Les spectres des gammes 0-600 , 600-1200 et 1200-2400 KeV sont représentés par les figures 11, 12 et 13 res-

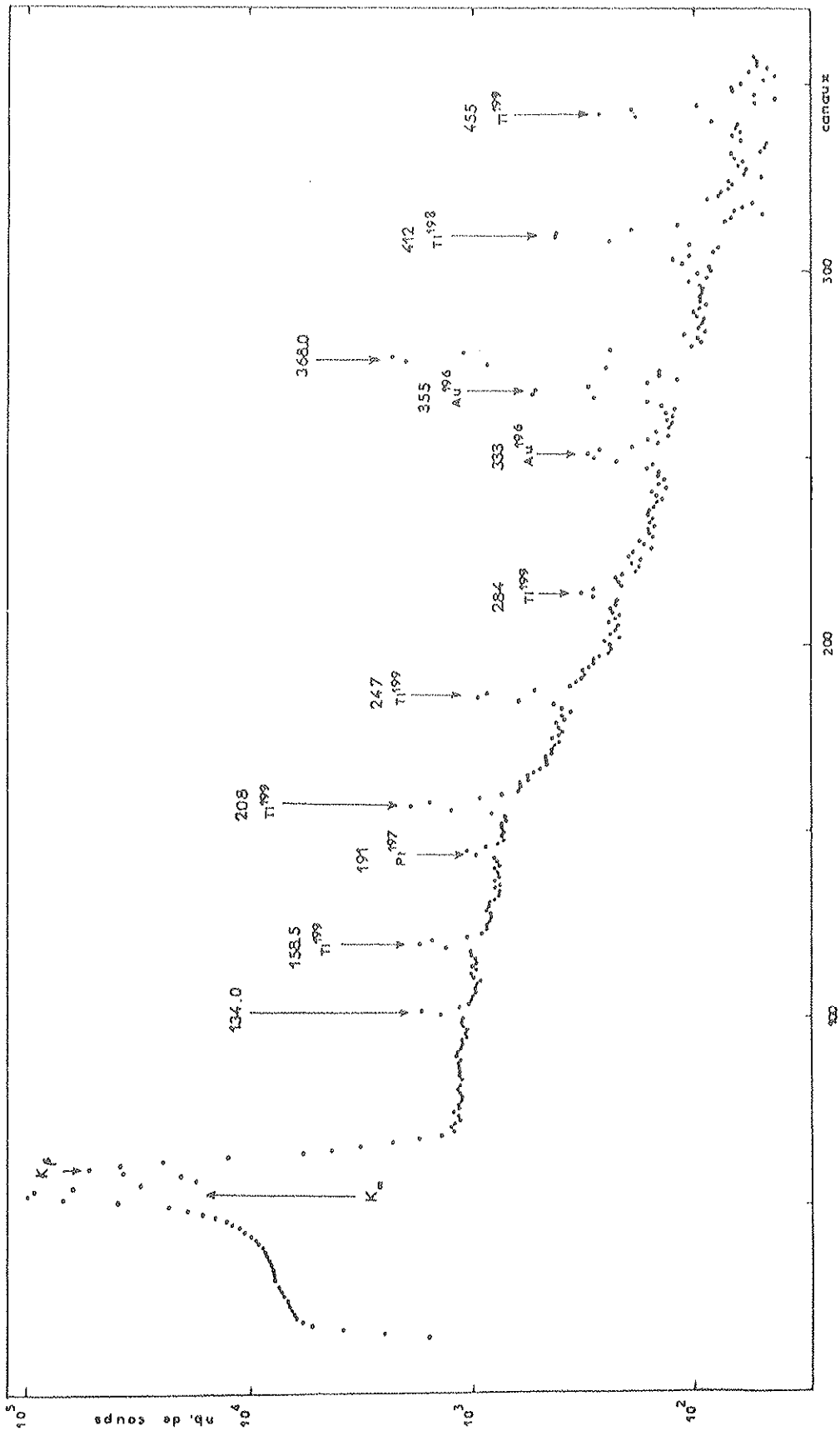

nb. de coups
canaux
$10^5$
$10^4$
$10^3$
$10^2$
100
200
300
$K_\beta$
$K_\alpha$
134.0
158.5 $Tl^{199}$
191 $Pt^{197}$
208 $Tl^{199}$
247 $Tl^{199}$
284 $Tl^{198}$
333 $Au^{196}$
355 $Au^{196}$
368.0
412 $Tl^{198}$
455 $Tl^{199}$

Figure 11

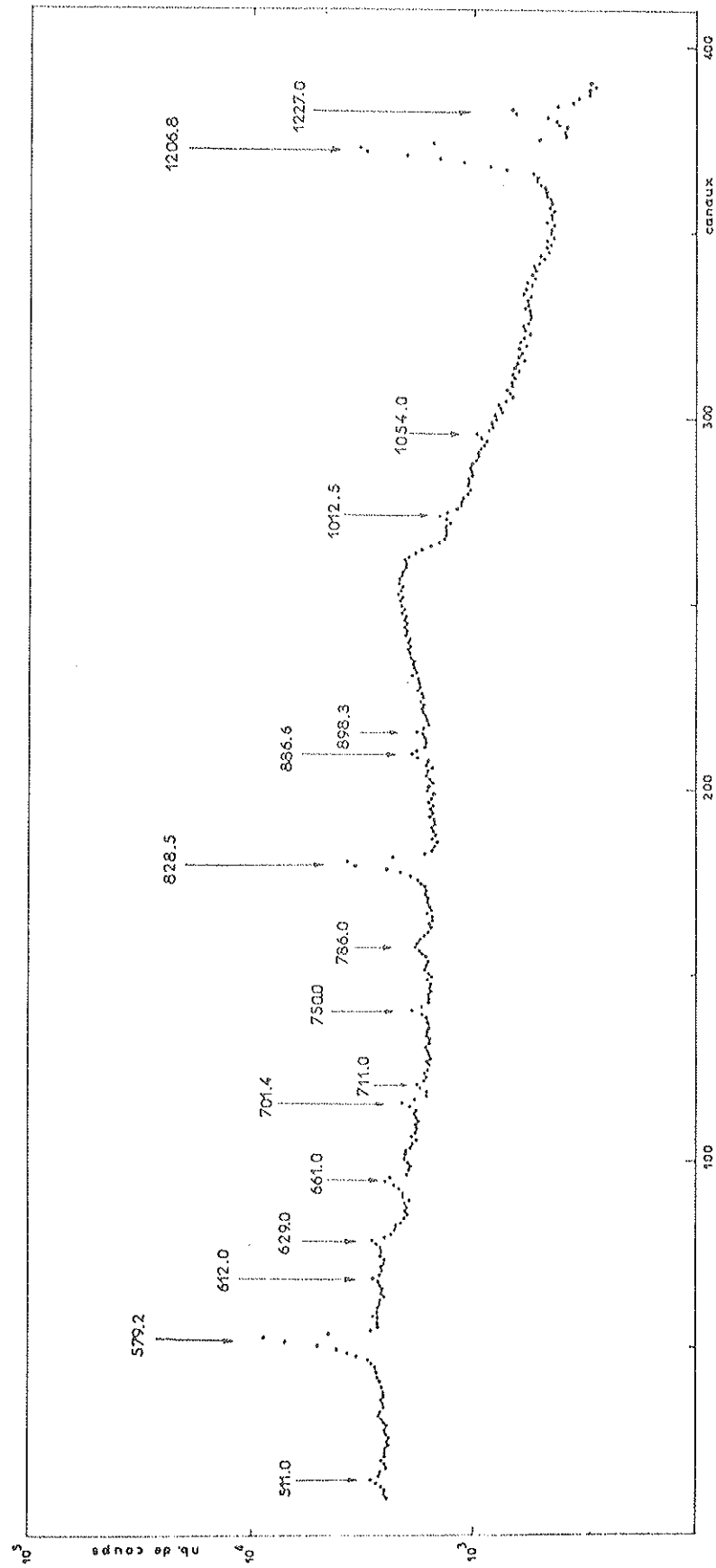

nb. de coups
canaux
511.0
579.2
612.0
629.0
661.0
701.4
711.0
750.0
786.0
828.5
886.6
898.3
1012.5
1054.0
1206.8
1227.6

Figure 12

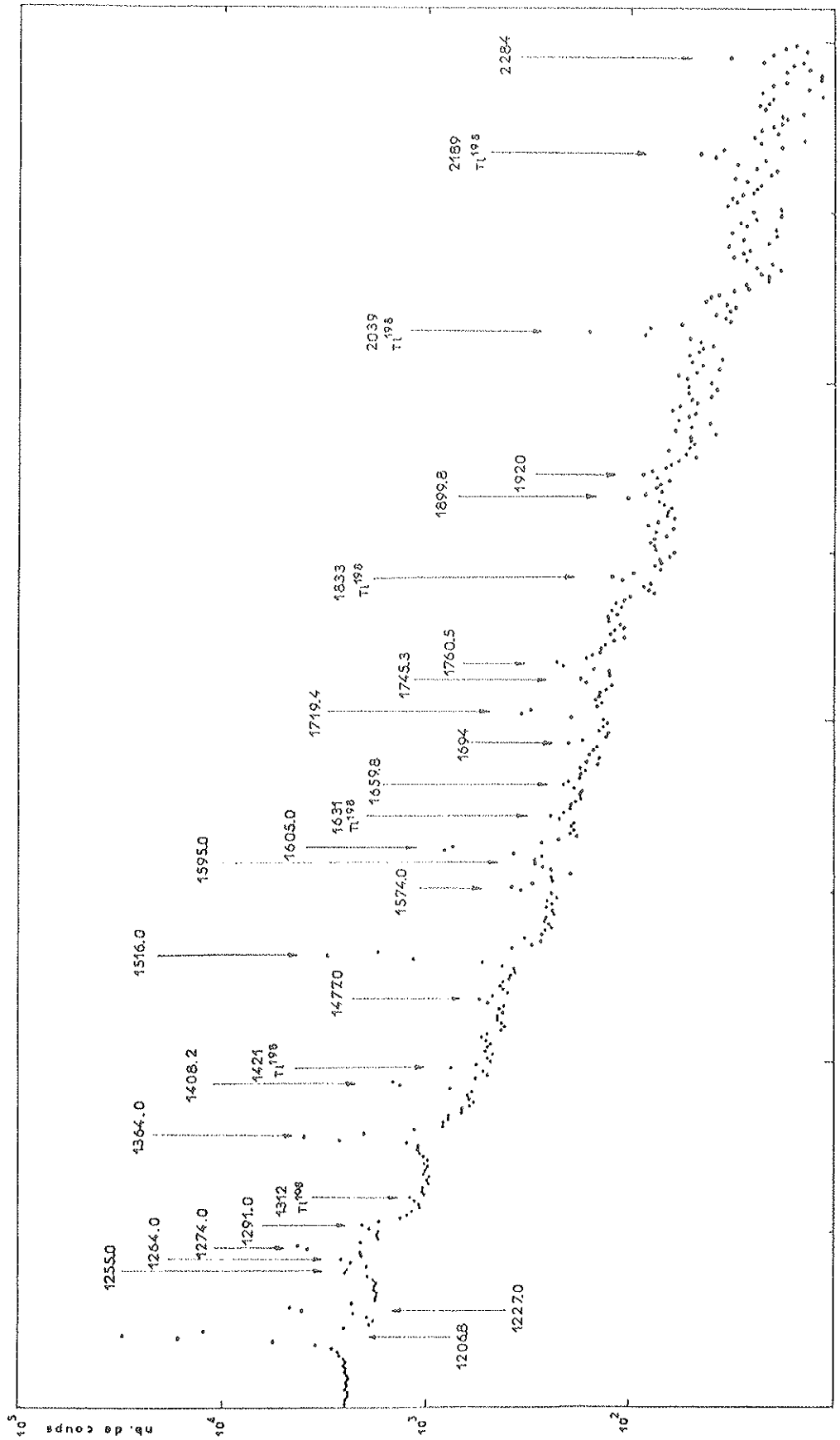

nb. de coups
canaux
1255.0
1264.0
1274.0
1291.0
1312
Tl198
1364.0
1408.2
1421
Tl198
1516.0
1477.0
1574.0
1595.0
1605.0
1631
Tl198
1659.8
1694
1719.4
1745.3
1760.5
1833
Tl198
1899.8
1920
2039
Tl198
2189
Tl198
2284

Figure 13

pectivement.

Le spectre de la gamme 1200-2400 KeV a été relevé avec un absorbant de 3 mm de Plomb afin de diminuer le taux de comptage dû aux photons de basse énergie.

Les échelles en énergie ont été déterminées comme il est indiqué dans le paragraphe III-2 . Nous avons accepté l'énergie des raies $K_\alpha$ et $K_\beta$ calculées à partir des tables [20] c'est-à-dire 69,3 et 79,8 KeV).

Pour la raie de 368 KeV, nous avons trouvé la valeur de $368,0 \pm 0,5$ KeV en bon accord avec la mesure faite au moyen d'un cristal courbe (367,93 KeV) [19]. Les énergies des autres transitions sont, dans les limites d'erreurs en assez bon accord avec celles trouvées par M.SAKAI et al. [14] .

3.2 - Identification des raies

Le peu de connaissances que l'on a du schéma de niveaux de $Hg^{198}$ par exemple, nous a conduit à étudier le spectre en décroissance pour déterminer les périodes des différentes raies observées. Cette étude a été faite en calculant l'intensité d'une raie d'énergie donnée et en étudiant la variation de cette intensité en fonction du temps pour une même géométrie source-détecteur.

Les différentes raies parasites identifiées sont reportées dans le tableau V.

3.3 - Calcul des intensités des raies $\gamma$

Les intensités ont été déterminées comme il est indiqué dans le paragraphe III-3 et en tenant compte de l'absorption due à 3 mm de Plomb pour la gamme 1200-2400 KeV.

Les intensités des raies 898 et 1264 KeV ont été calculées en tenant compte de l'intensité des pics de double échappement des raies 1920 KeV et 2284 KeV. Les corrections dues aux pics de simple échappement ont été négligées à cause de leur faible intensité (1920 , 1719,4 , 1408,2 KeV).

TABLEAU V

| Energie (KeV) | Période | Isotope |
|---|---|---|
| 191 | 20 heures | $Pt^{197}$ |
| 158, 5 | 7, 4 heures | $Tl^{199}$ |
| 208 | 7, 4 heures | $Tl^{199}$ |
| 247 | 7, 4 heures | $Tl^{199}$ |
| 284 | 7, 4 heures | $Tl^{199}$ |
| 333 | 6 jours | $Au^{196}$ |
| 355 | 6 jours | $Au^{196}$ |
| 412 | 5, 3 heures | $Tl^{198}$ |
| 426, 5 | 6 jours | $Au^{196}$ |
| 455 | 7, 4 heures | $Tl^{199}$ |
| 492 | 7, 4 heures | $Tl^{199}$ |
| 675 | 5, 3 heures | $Tl^{198}$ |
| 1312 | 5, 3 heures | $Tl^{198}$ |
| 1421 | 5, 3 heures | $Tl^{198}$ |
| 1631 | 5, 3 heures | $Tl^{198}$ |
| 1679 | 5, 3 heures | $Tl^{198}$ |
| 1833 | 5, 3 heures | $Tl^{198}$ |
| 2039 | 5, 3 heures | $Tl^{198}$ |
| 2189 | 5, 3 heures | $Tl^{198}$ |

L'intensité de la raie 1200 KeV du $Hg^{198}$, calculée à partir de l'intensité relative de la raie 1421 KeV, est inférieure à 1 % de celle de la raie 1206,8 KeV du $T\ell^{200}$ et a donc été négligée.

Pour la raie 368 KeV, nous avons accepté la valeur du coefficient de conversion interne $\alpha_K = 3,0 \pm 0,4.10^{-2}$ donnée dans la référence 14 .

Dans leur étude M.SAKAI et al.[14] ont mesuré les intensités relatives des pics de conversion K des raies 368 KeV et 134 KeV et trouvent 1,00 et 0,11 respectivement. A partir des intensités $\gamma$ de ces 2 raies on peut déduire le coefficient de conversion de la raie 134 KeV :

$$\alpha_K^{134\ KeV} = 0,16 \pm 0,04$$

La calcul théorique[12] pour une transition de type M1 ou E2 donne les valeurs suivantes :

$$\alpha_K^{134\ KeV}(M1) = 0,46$$

$$\alpha_K^{134\ KeV}(E2) = 4,7$$

Il y a donc ici un désaccord entre notre mesure et celle de M.SAKAI et al. . Nous n'avons pu déceler une activité parasite susceptible d'expliquer cette valeur aussi faible du coefficient $\alpha_K$. Les transitions ont un caractère E2 prédominant donc des coefficients de conversion $\alpha_K$ faibles (généralement < 1 %)[8], ils ont été supposés négligeables dans le calcul des intensités $\gamma$ compte tenu des grandes erreurs.

## 4 - RESULTATS

Pour construire le schéma des niveaux excités de $Hg^{200}$, nous avons utilisé les résultats de la référence 14 en ce qui concerne les mesures de coïncidences et les résultats de notre mesure en ce qui concerne les énergies et les intensités des différentes raies $\gamma$ . La composition des niveaux à partir des transitions que nous avons observées est montrée dans le tableau VI.

# TABLEAU VI

Niveaux d'énergie en KeV

**368,0 ± 0,5 KeV**

**947,2 KeV**

368,0 + 579,2 = 947,2

**1029,0 KeV**

661,0 + 368,0 = 1029,0

**1255,0 KeV**

1255,0 + 0 = 1255,0
886,6 + 368,0 = 1254,6

**1574,8 KeV**

1206,8 + 368,0 = 1574,8
1574 + 0 = 1574

**1595,0 KeV**

1227,0 + 368,0 = 1595,0
1595 + 0 = 1595

**1642,0 KeV**

1274,0 + 368,0 = 1642,0
1029,0 + 612,0 = 1641,0

**1659,0 KeV**

1659,8 + 0 = 1659,8
1291,0 + 368,0 = 1659,0
711 + 947,2 = 1658,2
629 + 1029 = 1658

**1732 KeV**

1364,0 + 368,0 = 1732,0
786,0 + 947,2 = 1733,2
701,4 + 1029 = 1730,4

**1776 KeV**

1408,2 + 368,0 = 1776,2
947,2 + 828,5 = 1775,7
134 + 1642 = 1776

**1845 KeV**

898,3 + 947,2 = 1845,5
1477 + 368 = 1845

**1884 KeV**

629,0 + 1255,0 = 1884
368,0 + 1516,0 = 1884

**1970 KeV**

1255 + 711 = 1966
1605 + 368 = 1973

**2087 KeV**

828,5 + 1255,0 = 2085,5
1054 + 1029 = 2083
1719,4 + 368 = 2087,4
313 + 1776 = 2089

**2113 KeV**

1745,3 + 368 = 2113,3

**2267 KeV**

1012,5 + 1255,0 = 2267,5
1899,8 + 368 = 2267,8

**2286 KeV**

1920 + 368 = 2288
2284 + 0 = 2284
711 + 1574,8 = 2285,8

**2358 KeV**

1408,2 + 947,2 = 2355,4

**2380 KeV**

786,0 + 1595,0 = 2381

Les raies 629, 711, 786, 828,5 , et 1408,2 KeV apparaissent plusieurs fois dans ce tableau et n'ont pu être définitivement placées.

Les raies 750, 1264, 1694, 1760,5 , 1800,5 et 1858,8 KeV n'ont pu être placées dans le schéma, bien que leurs périodes de décroissance soit d'environ 26 heures.

L'existence des raies 1659,8 et 1291,0 KeV semble prouver l'existence du niveau 1659,0 KeV observé dans une mesure de résonance $(n, \gamma)$[16].

Notons l'absence de la raie 1341,4 KeV d'intensité relative 1, observée dans la référence 14 et attribuée à la transition 2286 → 947,2 KeV.

Les intensités des différentes raies et les niveaux mis en jeu sont reportés dans les tableaux VII et VIII .

A partir des résultats de la mesure de C.J.HERRLANDER et T.R. GERHOLM[15] selon lesquels l'intensité relative de la transition $(\beta^+ + \epsilon)$ vers le niveau fondamental est 1,5 % , nous avons recalculé les intensités relatives des autres transitions $(\beta^+ + \epsilon)$ en faisant le bilan des photons, positrons et captures électroniques K, L sur chaque niveau.

Il faut remarquer l'accord entre la mesure de C.J.HERRLANDER et T.R.GERHOLM[15] et la notre pour l'intensité du groupe $\beta_1$ sur le premier niveau excité ( 20 % et 18 % respectivement).

Dans la plupart des cas, on est en présence de transitions une fois interdites par la parité avec $\Delta(I^\pi) = 1^-$ , leur log ft a été calculé à partir des valeurs données dans la référence 14 , corrigées par les intensités que nous avons obtenues.

## 5 - REMARQUES SUR LES NIVEAUX EXCITES DE $_{80}Hg^{200}_{120}$

Les niveaux excités du $Hg^{200}$ ont été très étudiés à cause de la structure quasi-vibrationnelle des 3 premiers niveaux et de l'analogie qui existe entre les noyaux de $Hg^{200}$ et $Hg^{198}$.

TABLEAU VII

| Energie (Kev) | Intensité pour 100 désintégrations de $Tl^{200}$ | Spécification de la transition |
|---|---|---|
| 2284 ± 3 | 0,041 ± 0,014 | 2286 → 0 |
| 1920 ± 2 | 0,065 ± 0,028 | 2286 → 368 |
| 1899,8 ± 1,0 | 0,34 ± 0,11 | 2267 → 368 |
| 1858,8 ± 1,0 | 0,22 ± 0,08 | ? |
| 1800,5 ± 1,0 | 0,35 ± 0,12 | ? |
| 1760,5 ± 1,0 | 0,62 ± 0,16 | ? |
| 1745,3 ± 1,0 | 0,065 ± 0,037 | 2113 → 368 |
| 1719,4 ± 1,0 | 0,56 ± 0,09 | 2085 → 368 |
| 1694 ± 1 | 0,08 ± 0,05 | ? |
| 1659,8 ± 1,0 | 0,23 ± 0,13 | 1659,0 → 0 |
| 1605 ± 1 | 1,5 ± 0,2 | 1970 → 368 |
| 1595 ± 1 | 0,65 ± 0,28 | 1595 → 0 |
| 1574 ± 1 | 0,35 ± 0,11 | 1574 → 0 |
| 1516 ± 1 | 4,7 ± 0,5 | 1884 → 368 |
| 1477 ± 1 | 0,27 ± 0,10 | 1845 → 368 |
| 1408,2 ± 1,0 | 1,54 | 1776 → 368 |
| 1364,0 ± 0,5 | 5 | 1732 → 368 |
| 1291 ± 1 | 0,94 ± 0,20 | 1659,5 → 368 |
| 1274 ± 1 | 4,2 | 1642 → 368 |
| 1264,0 ± 0,5 | 1,6 | ? |
| 1255,0 ± 0,5 | 1,12 | 1255 → 0 |

TABLEAU VIII

| Energie (KeV) | Intensité pour 100 désintégrations de $Tl^{200}$ | Spécification de la transition |
|---|---|---|
| 1227,0 ± 0,5 | 3,7 | 1595 → 368 |
| 1206,8 ± 0,5 | 35 | 1574,8 → 368 |
| 1054 ± 1 | 0,47 ± 0,28 | 2085 → 1029 |
| 1012,5 ± 0,5 | 1,2 ± 0,2 | 2267 → 1255 |
| 898,3 ± 0,5 | 0,75 ± 0,20 | 1845 → 947,2 |
| 886,6 ± 0,5 | 2,2 | 1255 → 368 |
| 828,5 ± 0,5 | 13 | 1776 → 947,2<br>2087 → 1255 |
| 786,0 ± 0,5 | 1,9 | 1732 → 947,2<br>2380 → 1595 |
| 750 | - | ? |
| 711,0 ± 0,5 | 0,37 ± 0,20 | 2286 → 1574,8<br>1970 → 1255<br>1659,5 → 947,2 |
| 701,4 ± 0,5 | 1,5 ± 0,4 | 1732 → 1029 |
| 661,0 ± 0,5 | 2,3 | 1029 → 368 |
| 629 ± 2 | 1,8 ± 0,7 | 1659,0 → 1029<br>1884 → 1255 |
| 612,0 ± 0,5 | 0,65 ± 0,20 | 1642 → 1029 |
| 579,2 ± 0,5 | 15,9 | 947,2 → 368 |
| 368,0 ± 0,5 | 97 ± 6 | 368 → 0 |
| 134,0 ± 0,5 | 2,2 | 1776 → 1642 |

Tableaux VII et VIII : Energies et intensités des raies γ de la décroissance du $Tl^{200}$. Les précisions des énergies sont celles de notre mesure. La précision des intensités est ± 10% sauf indication contraire. La troisième colonne contient les spécifications attribuées aux transitions.

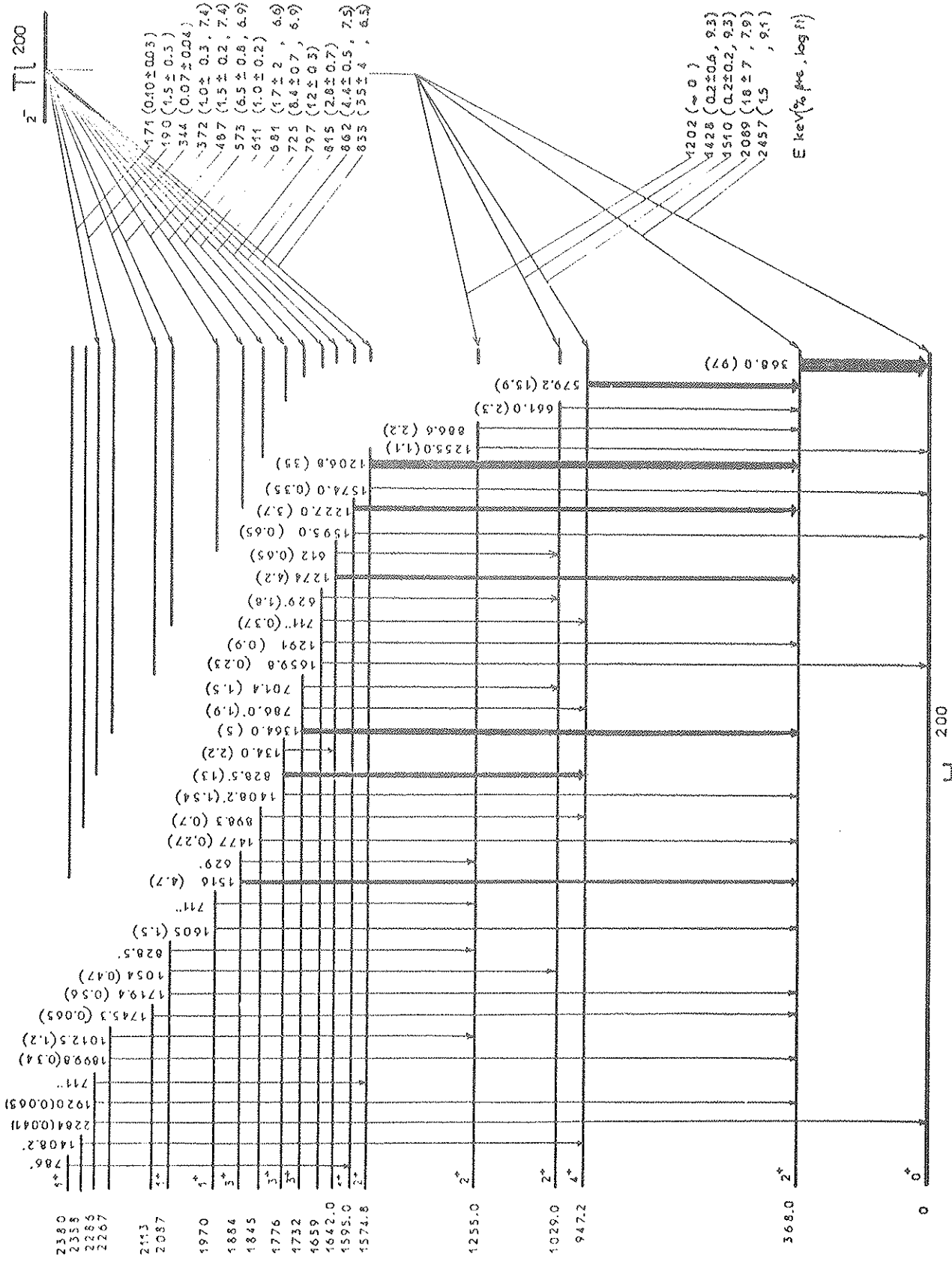



Figure 14 - Schéma de niveaux de $^{200}Hg$.

Le premier niveau excité à 368 KeV (de spin et parité $2^+$) est un niveau à 1 phonon alors que les niveaux 947,2 KeV ($4^+$) et 1029,0 KeV ($2^+$) appartiendraient au triplet à 2 phonons ($0^+$, $2^+$, $4^+$).

De nombreux auteurs, en particulier R.E.SEGEL et al.[21], ont essayé de trouver le troisième membre $0^+$ de ce triplet situé autour de 1 MeV. Plus récemment M.SAKAI et al.[14] tentent d'expliquer leur schéma en termes du formalisme de " pairing " ; dans le diagramme de densité des niveaux de $Hg^{198}$ et $Hg^{200}$, ils mettent en évidence une discontinuité à 1,4 MeV qui pourrait correspondre à l'énergie minimale d'apparition des états à 2 quasi-particules, par contre un état $3^-$, facilement alimenté par transition $\beta$ du niveau $2^-$ du $Tl^{200}$, n'a pas été observé .

## 6 - CONCLUSION

Notre étude est certes très incomplète, il y a 24 transitions de moins dans notre schéma que dans celui de la référence 14 . Ces transitions manquantes sont peu intenses et à basse énergie, elles ne sortent pas du bruit de fond important dû aux Compton et pics de rétrodiffusion qu'il y a dans la gamme 0-600 KeV du spectre relevé avec un détecteur Ge (Li).

Nous avons pu cependant mesurer les intensités de 39 raies $\gamma$, et espérons, grâce à un meilleur ensemble d'analyse et des mesures de coïncidences, apporter, de nombreuses précisions dans ce schéma de niveaux.

# CONCLUSION

Après avoir rappelé le principe de fonctionnement des détecteurs Ge (Li), nous avons déterminé les caractéristiques et les performances de notre chaîne en vue de son utilisation en spectrométrie $\gamma$ et dans les mesures de corrélations angulaires.

Ceci nous a conduit à rechercher tout d'abord les conditions donnant la meilleure résolution. Nous avons obtenu 3,2 KeV pour la largeur à mi-hauteur L 1/2 de la raie 661,6 KeV du $Cs^{137}$.

Nous avons ensuite déterminé la courbe d'efficacité absolue $\eta(E\gamma$ (d'absorption totale de l'énergie) permettant de calculer les intensités des différentes raies d'un spectre donné.

L'étude de la résolution en fonction du taux de comptage nous montre qu'il est possible d'utiliser le détecteur dans les mesures de corrélations angulaires où l'activité est généralement très grande, tout en conservant de bonnes performances.

Le détecteur a ensuite été utilisé pour étudier les décroissances du $Cu^{61} \rightarrow Ni^{61}$ et du $T\ell^{200} \rightarrow Hg^{200}$. Son pouvoir de résolution élevé nous a permis de déterminer, les énergies de 14 nouvelles transitions dans le schéma de niveaux du $Ni^{61}$ avec une précision de l'ordre du KeV et les intensités de 20 raies $\gamma$ de désexcitation du $Hg^{200}$.

D'après D.H.WHITE et D.J.GROVES [6], l'erreur $\Delta E_\gamma$ sur la détermination d'une énergie $E_\gamma$ doit être de l'ordre de $10^{-2}$. $L_{1/2}$ (en KeV)

avec un analyseur à 1024 canaux et après lissage du spectre. La précision sur les calculs d'intensités serait également bien améliorée avec un tel système d'analyse, toutefois les résultats que nous avons obtenus grâce à ce détecteur sont très encourageants et l'avènement des détecteurs Ge (Li) coaxiaux dont le volume peut dépasser 20 $cm^3$, donc à grande efficacité, permet d'envisager de vastes possibilités dans le domaine des corrélations angulaires.

# BIBLIOGRAPHIE


1 A.J.TAVENDALE, G.T.EWAN
Nucl.Instr.and Meth., 25, (1963) 185

2 D.A. SHIRLEY
Nucleonics 23, (1965) 62

3 La Radiotechnique, Coprim, RTC
Détecteurs semiconducteurs, Octobre 1966

4 R.AVIDA, U.ATZMONY, I.UNNA
Nucl.Instr.and Meth., 46, (1967) 350

5 K.M.WAINIO, G.F.KNOLL
Nucl.Instr.and Meth., 44, (1966) 213

6 D.H.WHITE, D.J.GROVES
Nucl.Phys., A91, (1967) 453

7 R.L.ROBINSON, P.H.STELSON, F.K.GOWAN, J.L.C.FORD Jr. et W.T. MILNER
Nucl.Phys., 74, (1965) 281

8 Nuclear Data Sheets
National Academy of Sciences - National Research Council, Washington, D.C. , 1965

9 R.H.NUSSBAUM, A.H.WAPSTRA, W.A.BRUIL, M.J.STERCK, G.J.NIJGH, N.GROBLEN
Phys.Rev., 101, (1956) 905

10 R.H.FULMER, A.L. Mc CARTHY, B.L.COHEN, R.MIDDLETON
Phys.Rev., 133 B, (1964) 955

11 R.BERAUD, I.BERKES, J.DANIERE, M.LEVY, G.MAREST, R.ROUGNY
Schéma de décroissance du $Cu^{61}$ et vies moyennes dans le $Ni^{61}$
Communication au Colloque de Bordeaux (Mars 1967)

12 M.E.ROSE
Internal Conversion coefficients (1958)
North Holland Publishing Company - Amsterdam

13 E. FEENBERG, G. TRIGG
Rev. of Modern Phys., 22, (1950) 399

14 M. SAKAI, H. IKEGAMI, T. YAMAZAKI, K. SAITO
Nucl. Phys., 65 (1965) 177

15 C. J. HERRLANDER, T. R. GERHOLM
Nucl. Phys., 3 (1957) 161

16 R. E. SEGEL
Phys. Rev., 111 (1958) 1620

17 D. VINCIGUERRA, K. KOTAJIMA, R. E. Van de VIJVER
Nucl. Phys., 77 (1966) 337

18 C. WILLIAMSON, J. P. BOUJOT
Rapport C.EA. - R 3042 (1966)

19 B. HAMMERSH, J. E. MONAHAN, R. K. SMITHER
Ann. Phys. (N. Y), 13 (1961) 284

20 KAI SIEGBAHN
Alpha, Beta, gamma-ray spectroscopy (1966)
North Holland Publishing Company - Amsterdam -

21 R. E. SEGEL, R. K. SMITHER, R. T. CARPENTER
Phys. Rev., 133 (1964) B 583

# TABLE DES MATIERES


INTRODUCTION ..... 1

CHAPITRE I - RAPPELS SUR LE PRINCIPE DES DETECTEURS Ge (Li) ..... 2

1 - Introduction ..... 2
2 - Structure d'un détecteur Ge (Li) ..... 2
3 - Ionisation du Ge - Résolution en énergie ..... 5
4 - Linéarité de la réponse et résolution en temps .. 5
5 - Interaction des rayonnements γ avec le Germanium. Efficacité du détecteur ..... 6
6 - Conclusion ..... 10

CHAPITRE II - L'ENSEMBLE EXPERIMENTAL ET SES PERFORMANCES ..... 11

1 - Introduction ..... 11
2 - Appareillage ..... 12
3 - Résolution en énergie ..... 13
4 - Mesure de l'efficacité absolue du détecteur .. 16

CHAPITRE III - METHODES EXPERIMENTALES ..... 21

1 - Introduction ..... 21
2 - Détermination des énergies ..... 21
3 - Calcul des intensités ..... 22
4 - Détermination des périodes comparatives ft des différents groupes β ..... 23
5 - Conclusion ..... 24

CHAPITRE IV - ETUDE DES NIVEAUX EXCITES DU $Ni^{61}$ ..... 25

1 - Introduction ..... 25
2 - Préparation de la source ..... 25
3 - Mesures et Résultats ..... 26
4 - Conclusion ..... 30

CHAPITRE V - ETUDE DES NIVEAUX EXCITES DE $Hg^{200}$ ..... 32

1 - Connaissances actuelles sur $Hg^{200}$ ..... 32
2 - Préparation de la source ..... 33
3 - Mesures ..... 33
4 - Résultats ..... 39
5 - Remarques sur les niveaux excités de $^{200}_{80}Hg_{120}$ .. 41

CONCLUSION ..... 46

BIBLIOGRAPHIE ..... 48