

ANALYSE DE SPECTRES D'ÉNERGIE β^+ ,
MÉTHODE ET APPLICATIONS A LA DÉTERMI-
NATION D'ÉNERGIE TOTALE DE TRANSITION
 β POUR DES NOYAUX IDENTIFIÉS PAR LA
TECHNIQUE DE TEMPS DE VOL DANS LA RÉ-
GION $N \approx Z \approx 40$.

FR 8100808

S. DELLA NEGRA, D. JACQUET, Y. LE BEYEC

IPNO RC-80-06

INTRODUCTION

I. TECHNIQUE EXPERIMENTALE - MOYENS D'INVESTIGATION

II. L'EMISSION β^+ . DETERMINATION DU Q_β DE LA TRANSITION PAR L'ANALYSE DE LA FORME DES SPECTRES D'ENERGIE BETA.

- 1) Rappel sur l'émission β^+
- 2) Détermination du Q_β par la droite de Kurie
- 3) Détermination du Q_β par analyse de la forme des spectres
- 4) Application de cette analyse à des spectres d'isotopes connus β^+ , ^{90}Y , ^{106}Rb , ^{144}Pr

IV. RESULTATS EXPERIMENTAUX CONCERNANT CERTAINS EMETTEURS β^+ PRODUITS PAR LES REACTIONS $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$ ET $^{32}\text{S} + ^{56}\text{Fe}$.

- 1) Application de la méthode du facteur d'allongement à des spectres β^+ produits sur faisceaux
- 2) Détermination de quelques Q_β

INTRODUCTION

La technique d'identification de masse par temps de vol, associée à la collection par "Jet d'Hélium" a été utilisée avec succès dans la recherche et l'identification de nouveaux isotopes dans la zone de masse comprise entre 79 et 94, et de numéro atomique compris entre 37 et 44 (1) (2) (3). Les résultats obtenus concernaient l'identification en masse des isotopes, la mesure de leur période radioactive et la détermination de quelques gamma caractéristiques.

Récemment, a été entreprise la mesure de l'énergie de désintégration β^+ de ces isotopes, c'est-à-dire leur Q_β ($Q_{EC} = Q_{\beta^+} + 1.022 \text{ MeV}$). Cette donnée difficile à obtenir est très importante car elle permet par sa comparaison avec les calculs théoriques de mieux appréhender les différents facteurs régissant la stabilité β des noyaux. Elle peut même, près des couches "demi fermées" en neutron ou proton, comme c'est le cas ici, apporter des renseignements concernant la déformation nucléaire, si elle existe. De plus, dans la zone étudiée, un certain nombre d'isotopes aboutissent par filiation radioactive à des éléments stables ou de masses connues, ce qui permet d'atteindre les défauts de masse (A-M) des noyaux parents. Ceci constitue un test plus contraignant pour les prédictions des calculs théoriques ou semi empiriques.

Après un bref rappel de la technique expérimentale, nous allons présenter une méthode de détermination du Q_β différente de l'habituelle "droite de Kurie". Cette méthode est basée sur l'analyse de la forme des spectres d'énergie bêta à partir d'un spectre de référence. Nous verrons son application à des spectres d'étalonnage connus ^{90}Y , ^{106}Rh , ^{144}Pr et enfin aux spectres de différents isotopes produits au cours des réactions $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$, $^{32}\text{S} + ^{54}\text{Fe}$ et $^{32}\text{S} + ^{58}\text{Ni}$.

En conclusion nous présentons quelques résultats expérimentaux obtenus récemment.

I. TECHNIQUE EXPERIMENTALE - MOYENS D'INVESTIGATION

Les noyaux radioactifs étudiés proviennent de la désexcitation du noyau composé $^{86}\text{Mo}^*$ formé par la réaction nucléaire entre un faisceau de ^{32}S délivré par l'accélérateur ALICE d'Orsay et d'une cible de ^{54}Fe (l'énergie de bombardement est de 123 MeV). Ces produits de désexcitation sont transportés par la technique bien connue du "Jet d'Hélium" jusqu'à un dispositif d'identification de masse par temps de vol décrit dans la référence (4) dont le principe présenté sur la figure 1 est le suivant :

Les noyaux collectés et déposés sur une feuille d'aluminium mince chauffée vers 120°C peuvent s'ioniser positivement après leur désintégration β^+ . Ils sont alors accélérés par le champ électrostatique de 8 kV appliqué entre le collecteur et une grille placée à 12 mm. Ces éléments parcourent ensuite une distance de 1m et nous mesurons le temps séparant l'émission β^+ détectée par un plastique scintillant mince, de l'impact du produit de recul sur la face d'entrée d'une galette de microcanaux. Le temps est proportionnel à la racine carrée de la masse.

Les moyens d'investigation placés autour de cette identification en masse sont composés de détecteurs de rayonnements gamma et d'un détecteur d'électrons et de positons. Celui-ci est composé d'un plastique scintillant mince de 1 mm d'épaisseur et donc peu sensible au rayonnement gamma et d'un gros plastique scintillant NE 104 dont les dimensions permettent la mesure d'énergie bêta supérieure à 1 MeV. L'association en télescope de ces deux plastiques permet une excellente séparation entre les rayonnements bêta et gamma.

Les coïncidences étudiées sont : (voir figure 2).

E_β - masse qui permet d'obtenir le Q_β d'une masse donnée (principalement énergie de transition de fondamental à fondamental).

$E_\beta - E_{\text{YGeLi}}$ } qui permettent d'obtenir l'énergie de transition
 $E_\beta - E_{\text{YGeInt}}$ } β conduisant à l'alimentation d'un niveau connu
 du noyau fils.

$E_{\text{YGeInt}} - E_{\text{YGeLi}}$ } ces trois types de coïncidences permettent
 $E_{\text{YGeLi}} - \text{Masse}$ } d'attribuer des gamma caractéristiques et
 $E_{\text{YGeInt}} - \text{Masse}$ } le Z à chaque masse détectée.

Figure 1 : Principe de la mesure de masse d'émetteur β^+ par temps de vol.

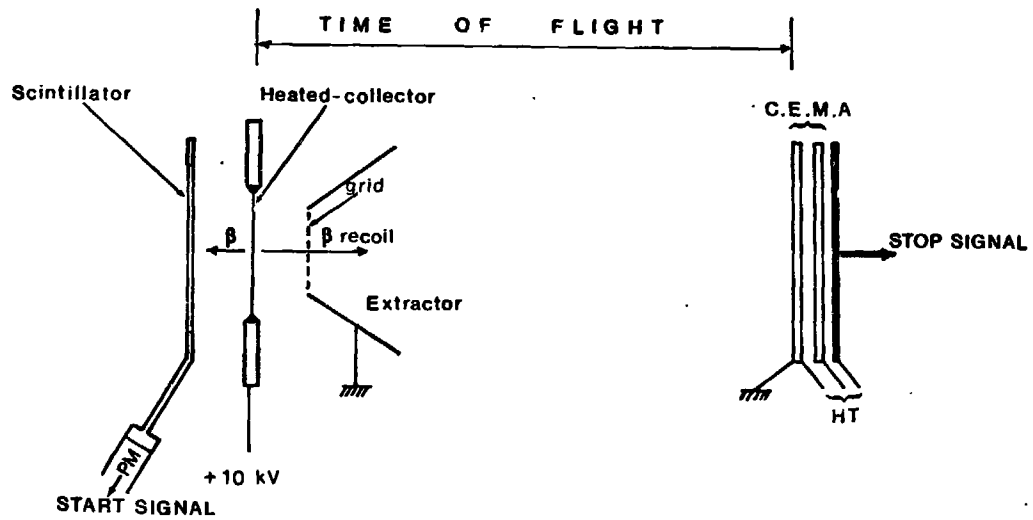
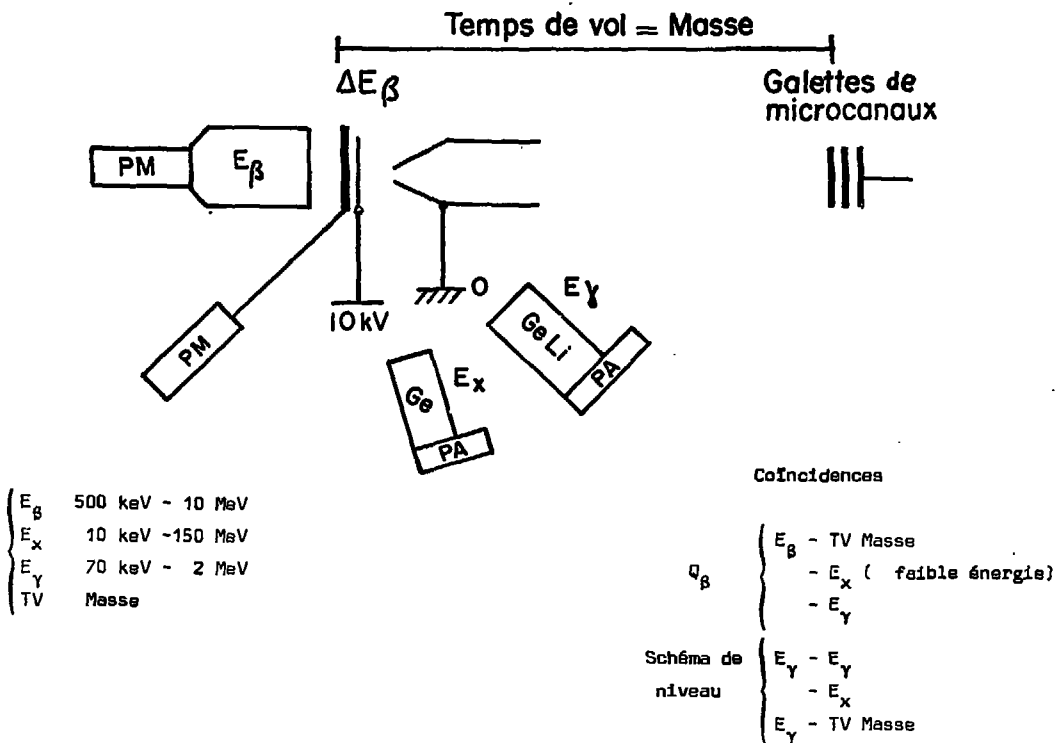


Figure 2 : Schéma des moyens d'investigations expérimentaux.

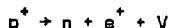


Deux notions de temps sont de plus associées à cette expérience. La première permet de mesurer les durées de vie des niveaux de désexcitation gamma compris entre 20 et 300 ns. La deuxième permet la mesure des périodes de désintégration radioactive, l'expérience se déroulant suivant un cycle répété d'accumulation d'activité puis mesure de décroissance.

II. L'EMISSION β^+ . DETERMINATION DU Q_β DE LA TRANSITION PAR L'ANALYSE DE LA FORME DES SPECTRES D'ENERGIE BETA.

1) Rappel sur l'émission β^+ - droite de Kurie

Tous les éléments produits loin de la stabilité tendent à s'en approcher. L'un des modes radioactifs ^{qui} permet cette évolution pour les isotopes déficients en neutron est l'émission β^+ qui est représentée par la réaction nucléaire



qui se déroule à l'intérieur du noyau. Cette forme de radioactivité conserve constant le nombre de masse et fait décroître d'une unité le numéro atomique du noyau. L'énergie de cette transition se répartit de façon statistique entre le neutrino, et le positon. Cela conduit à un spectre d'énergie β^+ continu et il faut donc pour obtenir cette énergie de transition, déterminer l'énergie maximale de ce spectre, qui est fonction du point d'intersection de cette courbe avec l'axe des abscisses.

Cette intersection, sans une mise en forme préalable permettant de faire une extrapolation précise, dépend de façon importante du taux d'activité. Il faut donc pour faire cette extrapolation passer par une analyse du spectre. Elle se fait en étudiant le nombre de β^+ qui arrivent dans le détecteur avec une énergie comprises entre ϵ_e et $\epsilon_e + d\epsilon_e$ et dans un angle solide compris entre Ω_e et $\Omega_e + d\Omega_e$. Après un certain nombre d'approximations, on obtient l'expression suivante :

$$\frac{d^2P}{d\Omega_e d\epsilon_e} = \frac{2\pi g_F^2 |M_{if}|^2}{h V^2} \frac{d^2\rho(E)}{d\Omega_e d\epsilon_e} \quad (1)$$

Dans laquelle

P représente une probabilité de transition par unité de temps,

G_F est la constante d'interaction faible de Fermi,

$|M_{if}|$ est un élément de matrice caractérisant les états initiaux et finaux. C'est une grandeur qui caractérise le "degré de facilité" de la transition.

$\rho(E)$ est la densité d'états accessibles au système,

$\frac{2\pi}{h\nu^2}$ est une constante.

ϵ_e est l'énergie cinétique de l'électron.

Le calcul de la densité des états accessibles est donné par la mécanique statistique en prenant la masse du neutrino nulle.

$$\frac{d^2 P(E)}{d\Omega_e d\epsilon_e} = \frac{4\pi V^2 E_e \sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4} (E - E_e)^2}{(2\pi \hbar c)^6} \quad (2)$$

Cela donne donc :

$$\frac{d^2 P(E)}{d\Omega_e d\epsilon_e} = C^{te} \times |M_{if}|^2 E_e \sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4} (E - E_e)^2 \quad (3)$$

Mais cette expression ne tient pas compte de l'effet coulombien qu'exerce le noyau sur l'électron. On fait donc une correction en multipliant cette probabilité par un terme $F(Z, E_e)$ qui est une grandeur tabulée

$$\frac{d^2 P}{d\Omega_e d\epsilon_e} = C^{te} |M_{if}|^2 E_e \sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4} (E - E_e)^2 F(Z, E_e) \quad (4)$$

avec $d^2 P = n(\epsilon_e) d\Omega_e d\epsilon_e$

$$n(\epsilon_e) = C^{te} |M_{if}|^2 E_e (E - E_e)^2 F(Z, E_e) \sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4} \quad (5)$$

Si on se restreint à des transitions permises, $|M_{if}|^2$ est alors indépendant de l'énergie, et l'expression précédente peut s'écrire sous la forme

$$\left[\frac{n(\epsilon_{\theta})}{E_{\theta} \sqrt{E_{\theta}^2 - m_{\theta}^2 c^4} F(Z, E_{\theta})} \right]^{1/2} = C_1 (E - E_{\theta}) \quad (6)$$

$$= C_1 (\epsilon_{\max} - \epsilon_{\theta})$$

Cette représentation permet par extrapolation jusqu'à une ordonnée nulle d'obtenir ϵ_{\max} . Pour cela, il suffit de connaître la fonction $F(Z, E_{\theta})$. Or cette fonction a été tabulée sous la forme

$$\frac{p(E_{\theta}) F(Z, E_{\theta})}{E_{\theta}} \quad (\text{ref. 5})$$

Pratiquement il suffit donc de porter en ordonnée

$$\frac{1}{E_{\theta}} \left[\frac{n(\epsilon_{\theta})}{p(E_{\theta}) F(Z, E_{\theta})} \right]^{1/2} \quad (7)$$

pour obtenir une droite, qui est la droite de Kurie.

Pour obtenir cette représentation on a supposé que l'élément de matrice de la transition $|M_{if}|^2$ était indépendant de ϵ_{θ} , ce qui correspond à des transitions permises. Dans le cas où les transitions considérées sont des transitions interdites, ce terme dépend de l'énergie et la représentation en droite de Kurie est perturbée. Il faut introduire un coefficient correctif suivant le type d'interdiction. Ce facteur de forme est connu pour quelques transitions interdites.

2) Détermination du Q_{β} par la méthode de la "droite de Kurie"

Nous allons examiner l'application de la relation (7) aux conditions expérimentales décrites précédemment, en étudiant point par point toutes les perturbations et distorsions que subit l'information "énergie" du positon.

La première est la perte d'énergie que subit le β^+ avant d'arriver dans le gros plastique scintillant en traversant les feuilles d'aluminium et le plastique scintillant mince. Cette perte d'énergie peut être calculée grâce aux tables de la référence (6). Dans notre cas, cette perte d'énergie

est de l'ordre de 100 keV et la variation de cette perte de l'ordre de 20 % pour une gamme d'énergie de 2 à 10 MeV est négligeable.

La première transformation importante que subit l'information "énergie" est due à la réponse du gros plastique scintillant. L'étude de cette réponse peut être réalisée avec des électrons ou des positons monoénergétiques délivrés par un bétatron, dans toute la gamme d'énergie concernée. La réponse impulsionnelle de ce genre de détecteur pour un faisceau collimaté d'électrons est très bien analysée par une fonction gaussienne, ou une combinaison de deux fonctions gaussiennes comme l'ont montré les expériences de Beck (7). La résolution en énergie du détecteur est proportionnelle à $\sqrt{E_\beta}$. On voit aussi sur les résultats de Beck que le comportement du détecteur est différent pour un flux d'électrons ou de positons de même énergie (voir figure 3). L'élargissement de la courbe de réponse pour les positons vers les hautes énergies est dû à l'annihilation du positon. Celle-ci apporte un excédent d'énergie dans le détecteur correspondant à l'absorption totale ou partielle des deux gamma de 511 keV résultant de cette annihilation. La formule suivante (8) permet de calculer le spectre théorique à partir du spectre expérimental en tenant compte de la réponse du détecteur.

Si $m(\epsilon)$ représente le spectre expérimental,
 si $n(\epsilon_\beta)$ représente le spectre théorique,
 $D(\epsilon_\beta, \epsilon')$ représente la distorsion due à l'annihilation du positon,
 $G(\epsilon', \epsilon)$ est la réponse gaussienne du détecteur pour un électron
 d'énergie ϵ'

On peut écrire :

$$m(\epsilon) = \int_0^\infty F(\epsilon, \epsilon_\beta) n(\epsilon_\beta) d\epsilon_\beta \quad (8)$$

$$\text{avec } F(\epsilon, \epsilon_\beta) = \int_0^\infty D(\epsilon_\beta, \epsilon') G(\epsilon', \epsilon) d\epsilon' \quad (9)$$

Cette formule est donnée sans tenir compte de l'angle solide de détection qui modifie G et D. En effet, les conditions géométriques de détection entraînent une absorption incomplète de l'énergie du β^+ (7).

Dans le cas de faibles activités où il est nécessaire d'avoir une grande ouverture angulaire, les corrections sont importantes et nécessitent la connaissance de la réponse angulaire du détecteur $F_\Omega(\epsilon, \epsilon_\beta)$.

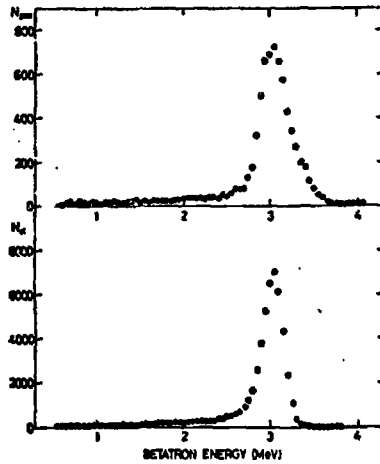


Figure 3 : Réponse en énergie d'un plastique scintillant dans le cas d'un faisceau monoénergétique de positon et d'électron (figure tirée de la ref. (7) .

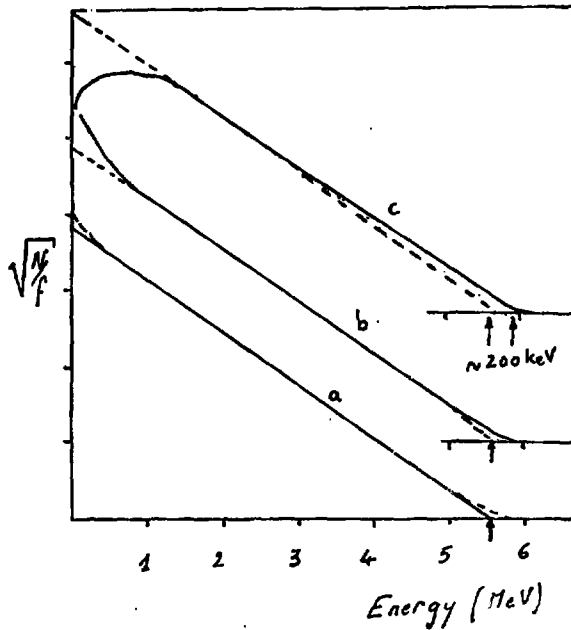


Figure 4 : Différentes analyses théoriques de la droite de Kurie dans le cas d'électrons ou de positons (figure tirée de la ref. (8)).

L'influence de ces différents paramètres sur la droite de Kurie illustrée par la figure 4 a été étudiée par Cramer et al. (8).

En conclusion, l'analyse des spectres d'énergie β par les droites de Kurie impose une étude préalable de la réponse du détecteur et un traitement mathématique assez important. Pour obtenir une bonne précision sur la détermination du Q_{β} , il faut un taux d'activité assez élevé. Le traitement par la droite de Kurie est très approprié à l'étude de spectres obtenus par analyse magnétique. Elle est applicable "facilement" pour des spectres β^{-} avec des scintillateurs plastiques mais elle devient difficile d'emploi avec ce genre de détecteur pour des émetteurs β^{+} dans le cas de faible activité.

3) Détermination du Q_{β} par analyse de la forme des spectres.

Il nous a paru utile de décrire cette méthode qui, mentionnée brièvement par R. Goosman et D. Alburger (9) et R. Pardo et al. (10), a été utilisée avec succès par ces auteurs (9) (10) (11). Elle a été récemment réemployée par P. Haustein et al. (12).

Cette méthode est basée sur deux hypothèses.

1°/ Tous les spectres de désintégration β^{+} ou β^{-} peuvent être obtenus à partir d'un spectre de référence par une transformation mathématique simple qui est le produit d'une affinité de rapport α parallèle à l'axe des abscisses, qui permet "d'allonger" ou de "comprimer" le spectre de référence, et d'une normalisation effectuée sur la surface des spectres considérés.

2°/ La deuxième hypothèse postule que le rapport d'affinité ("facteur d'étirement") est lié linéairement au Q_{β} .

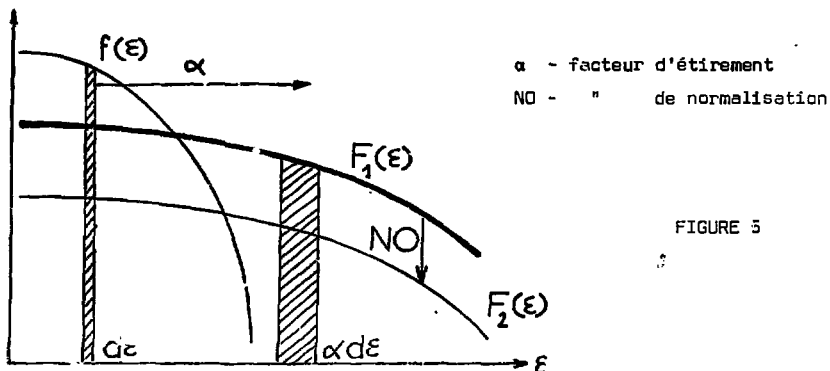


FIGURE 5

Ces hypothèses s'expriment par :

$$\text{H1} \quad \begin{cases} f(\varepsilon)d\varepsilon = F_1(\alpha\varepsilon)d(\alpha\varepsilon) & (10) \\ F_1(\alpha\varepsilon)d(\alpha\varepsilon) = ND F_2(\alpha\varepsilon)d\alpha\varepsilon & (11) \end{cases}$$

$$\text{avec } ND = \frac{\int_{\alpha\varepsilon_1}^{\alpha\varepsilon_j} F_2(\varepsilon)d(\alpha\varepsilon)}{\int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_j} f(\varepsilon)d\varepsilon} \quad (12)$$

$$\text{H2} \quad Q_\beta = A\alpha + B \quad (13)$$

Les figures 8 à 12 montrent que la première hypothèse de superposition de spectre par affinité est parfaitement justifiée. La validité de l'hypothèse 2 a été vérifiée à l'aide de quelques isotopes bien connus qui ont permis de déterminer la droite d'étalonnage présentée sur la figure 13.

Pratiquement, la méthode utilisée pour obtenir ces résultats se décompose de la manière suivante :

- Une première étape consiste en une normalisation en surface du spectre de référence. La première valeur approchée de α sera donnée par le rapport C'_f/C_f où C'_f et C_f sont les canaux correspondants aux extrémités des spectres bêta.

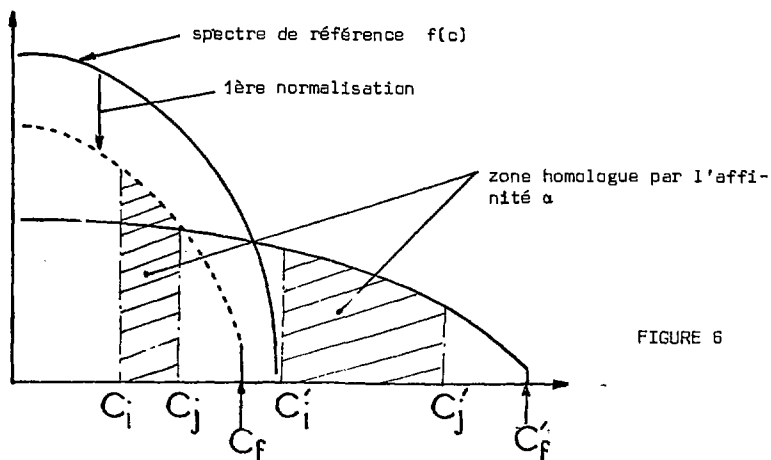


FIGURE 6

Ensuite nous considérons le domaine du "spectre à lisser" qui nous intéresse pour effectuer une normalisation sur la zone homologue du spectre de référence défini par $C_1 = C'_1/\alpha$, $C_j = C'_j/\alpha$. Et enfin nous transformons le spectre de référence normalisé par l'affinité de rapport α qui se calcule facilement de la manière suivante :

$$F(C')dC' = f\left(\frac{C'}{\alpha}\right) d\left(\frac{C'}{\alpha}\right) \quad (14)$$

où C' est un entier (canal) et $\frac{C'}{\alpha}$ une valeur réelle encadrée par les canaux C_r et C_{r+1} $C_r < \frac{C'}{\alpha} = C < C_{r+1}$.

Une simple interpolation linéaire conduit à

$$F(C') = f(C) = \left[f(C_{r+1}) - f(C_r) \right] (C - C_r) + f(C_r)$$

Il suffit d'effectuer une série d'itérations minimisant la différence entre le spectre de référence transformé pour obtenir le facteur α correct.

Ces différentes étapes ont pu être réalisées facilement à partir des sous-programmes :

NORMALISATION DE SPECTRE

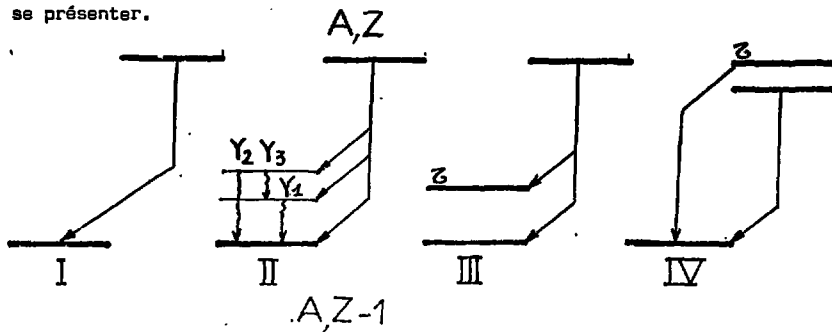
AJUSTAGE DE SPECTRE permettant l'étirement des spectres

ADDITION OU SOUSTRACTION DE SPECTRE

TRACE DE SPECTRE SUR BENSON qui permet d'avoir une visualisation du lissage.

qui sont contenus dans le programme général de dépouillement MIRANDOL, utilisé sur l'ordinateur "IBM 370" de l'IPN d'Orsay. Un programme d'ajustage automatique à partir des spectres placés sur disques est en cours de réalisation.

Jusqu'à présent nous avons considéré que le spectre de Q_β correspondait à une seule transition. En fait, 4 schémas de désintégration peuvent se présenter.



Dans le cas I de la transition de niveau fondamental à fondamental le "Q de transition" s'écrit directement :

$$Q_{EC} = \Delta Mc^2 = Q_{\beta} + 1,022 \text{ MeV}$$

La valeur Q_{β} étant déduite d'un spectre de coïncidence E_{β} - masse.

Dans le cas II l'écart de masse s'écrit pour les différentes transition par :

$$\Delta Mc^2 = Q_{\beta_1} + E_{\gamma_1} + 1,022$$

$$\Delta Mc^2 = Q_{\beta_3} + E_{\gamma_3} + 1,022$$

$$\Delta Mc^2 = Q_{\beta_0} + 1,022$$

Il y a de façon générale trois possibilités :

a) Le schéma de niveau est bien connu et il suffit d'effectuer la coïncidence avec la transition gamma provenant de la désexcitation d'un niveau non "pollué" par des alimentations de niveaux supérieurs (dans notre exemple E_{γ_2} ou E_{γ_3}). Si c'est impossible, pour des raisons d'efficacité de détection par exemple, on peut alors employer la coïncidence avec E_{γ_1} . En effet, le spectre d'énergie β peut se décomposer par notre méthode en somme de plusieurs composantes, chacune d'elle correspondant à l'alimentation d'un niveau, ce qui s'exprime mathématiquement par :

$$F(e) = \sum_i \alpha_i R_i f(\alpha_i c) \quad (16)$$

avec

E_{γ_1}		R_1	←
E_{γ_j}		R_j	←
α		R_0	

$$\alpha_i = \alpha_0 + \Delta\alpha_i$$

$$E_{\gamma_i} = A\Delta\alpha_i + B$$

et il suffit d'appliquer la méthode de calcul précédente pour déterminer α_0 , seule inconnue.

b) Le schéma de niveau du noyau fils a été obtenu par une méthode spectroscopique en ligne mais les pourcentages d'alimentation restent inconnus. L'emploi de la formule précédente en considérant autant d'équations, que de coïncidences $E_{\beta} \cdot E_{\gamma}$, permet de déterminer ces pourcentages et le α_{β} qui donne le Q de la désintégration β .

Le cas le plus défavorable est celui où seules quelques raies gamma caractéristiques sont connues. Si les spectres E_{β} en coïncidence avec ces gamma sont "lissables" par notre méthode, les facteurs d'allongement sont alors des valeurs moyennes qui tiennent éventuellement compte d'alimentation de niveaux supérieurs. En effet, il est possible d'obtenir

$$F(c) = \alpha f(\alpha c) = \sum_1 \alpha_1 R_1 f(\alpha_1 c) \quad (17)$$

Le classement de ces différentes valeurs permet d'effectuer une ébauche de schéma de niveaux en l'associant aux coïncidences $E_{\gamma} - E_{\gamma}$. Si la précision est suffisante, nous pouvons retrouver le cas précédent.

Il peut se trouver qu'un spectre d'énergie β^+ ne soit pas reproduit à l'aide d'un seul facteur d'allongement parce que les pourcentages d'alimentation et les énergies des niveaux atteints déforment le spectre E_{β} , comme le schématise la figure suivante.

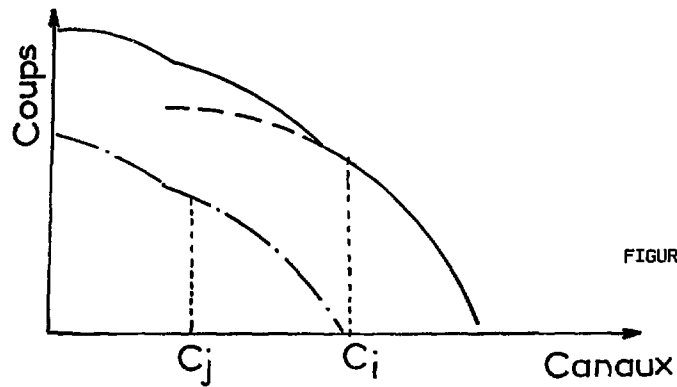


FIGURE 7

Pour ce spectre, la formule (16) $F(c) = \sum_1 \alpha_1 R_1 f(\alpha_1 c)$ s'applique.

Il suffit de considérer la partie de la courbe supérieure au canal C_1 , où il est possible de supposer qu'une seule composante subsiste. L'équation devient alors $F(c) = \alpha_1 f(\alpha_1 c)$ pour cette zone du spectre. La différence entre le lissage obtenu et le spectre initial est ensuite ana-

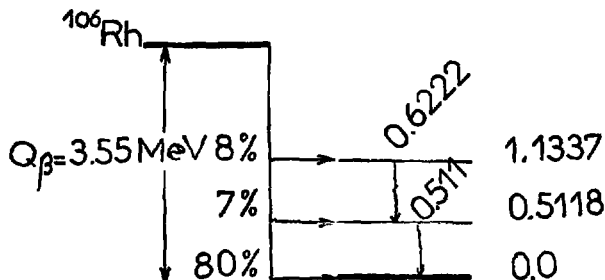
lysée entre les canaux C_j et C_i . Il est ainsi possible d'analyser trois composantes dans un spectre E_β .

Dans la partie résultat expérimentaux nous développons des exemples de ce type de dépouillement et nous présentons une estimation de l'erreur introduite par le lissage de spectres par des facteurs d'étiement moyens.

Les cas III et IV sont les plus difficiles à étudier s'ils correspondent à des niveaux isomériques d'énergie mal connus. Une erreur égale à la différence d'énergie entre ces niveaux existe alors sur la détermination du Q_{EC} .

4) Application de cette analyse à des spectres d'isotopes connus émetteurs β^- : ^{90}Y , ^{106}Rh , ^{144}Pr .

Pour tester cette méthode nous avons utilisé le spectre de désintégration β^- du ^{144}Pr comme référence. Le Q_β de cette transition "fondamental-fondamental" est de 2,995 MeV. Nous avons ensuite lissé les différents spectres provenant de la désintégration du ^{106}Rh dont le schéma de niveau simplifié est le suivant :



Les figures 8 a, b, et c présentent respectivement les spectres β^- en coïncidence avec les raies gammes de 0,822 MeV et 0,511 MeV, et leur lissage.

Le spectre global du ^{106}Rh présenté sur la figure 9a ne peut pas être reproduit correctement avec un seul rapport d'affinité. La méthode d'analyse par bande d'énergie décrite précédemment a été appliquée.

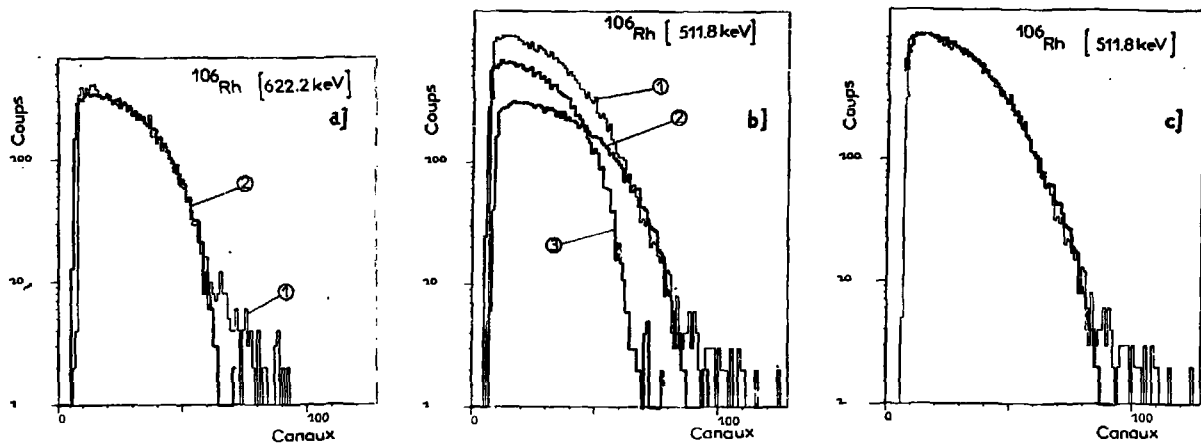


Figure 8 : a) Spectre β^- de la coïncidence $E_{\beta^-} - E_{\gamma} = 0,622$ MeV du $^{106}_{45}\text{Rh}$ (courbe 1), avec son lissage correspondant à partir du ^{144}Ce (courbe 2).
 b) spectre β^- de la coïncidence $E_{\beta^-} - E_{\gamma} = 0,511$ MeV du $^{106}_{45}\text{Rh}$ avec la décomposition de son lissage en deux composantes à partir du ^{144}Ce .
 c) le même spectre 8b mais avec la somme des deux composantes.

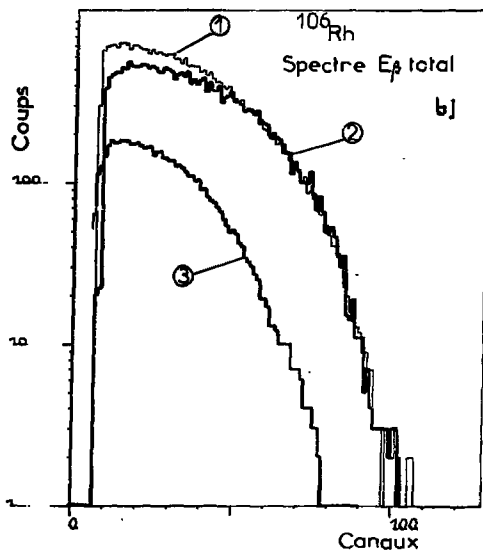
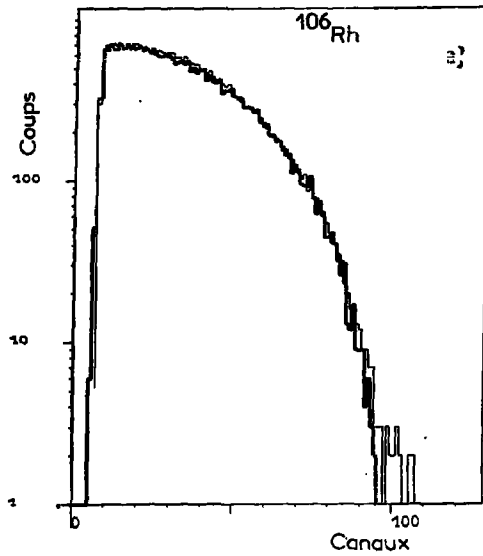


Figure 9 : a) Spectre β total du ^{106}Rh avec la décomposition du lissage correspondant au fondamental et aux autres composantes.
 b) Le même spectre 9a mais complètement lissé par la somme des différentes composantes.

Sur la figure 9b la courbe 2 représente le lissage de la courbe expérimentale à haute énergie. La différence entre ces deux courbes à basse énergie est représentée par la courbe 3 qui correspond aussi au lissage de la partie du spectre β due à l'alimentation des niveaux supérieurs. La somme de ces composantes 2 et 3 permet une reproduction parfaite du spectre global [figure 9a]. Les facteurs d'allongements et les pourcentages d'alimentations déterminés ainsi sont présentés ci-après. Ils sont compatibles avec ceux du schéma de niveau.

Q_{β_0}	= 2,41 \pm 0,08 MeV	12 % Relatif
Q_{β_1}	= 3,15 \pm 0,06 MeV	8 %
Q_{β_2}	= 3,57 \pm 0,04 MeV	80 %

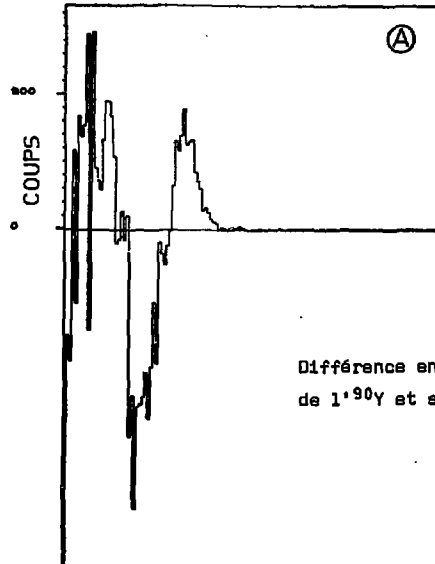
La même étude a été faite avec des spectres de faible activité (inférieur à 1000 événements dans le spectre). La précision obtenue sur la détermination des Q_{β} reste cependant inférieure à 100-150 keV. Cette précision varie avec la valeur du facteur d'allongement employé. Pour des faibles statistiques, il faut se limiter à des rapports d'affinité inférieurs à 3.

La méthode peut nous permettre de repérer les transitions interdites; dans ce cas, le lissage à partir de spectres β de transitions permises est impossible comme le montre la figure 10 qui représente un des essais concernant le lissage du spectre β^- de ^{90}Y dont la désintégration β^- correspond à une interdiction d'ordre 2.

III. RESULTATS EXPERIMENTAUX CONCERNANT CERTAINS EMETTEURS β^+ PRODUITS PAR LES REACTIONS NUCLEAIRES $^{32}_{16}\text{S} + ^{27}_{13}\text{Al}$ ET $^{32}_{16}\text{S} + ^{54}_{26}\text{Fe}$

1) Application de la méthode du "facteur d'allongement" à des spectres β^+ produits sur faisceau.

La méthode qui vient d'être décrite a été utilisée avec succès pour les émetteurs β^+ . Considérons par exemple le $^{49}_{24}\text{Cr}$ produit au cours de la réaction $^{32}_{16}\text{S} + ^{27}_{13}\text{Al}$. Les figures 11a et 11b représentent les lissages des spectres bêta mesurés en coïncidences avec les raies gamma de 90,7 et 153,0 keV. Leurs Q_{β} sont très voisins (62,3 keV de différence) et les facteurs d'allongement obtenus sont respectivement de $1,04 \pm 0,02$ et $1,00 \pm 0,02$ ce qui montre la sensibilité de cette analyse avec une faible activité.



Différence entre le spectre d'énergie β
de ^{190}Y et son lissage.

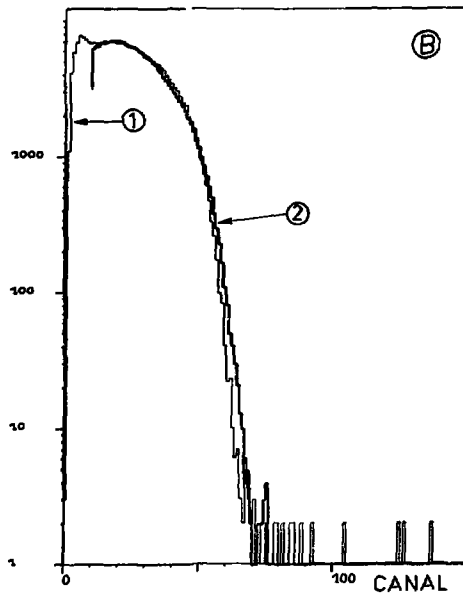


Figure 10: Essai de lissage du spectre d'énergie β de ^{190}Y à partir du spectre β de ^{144}Pr .

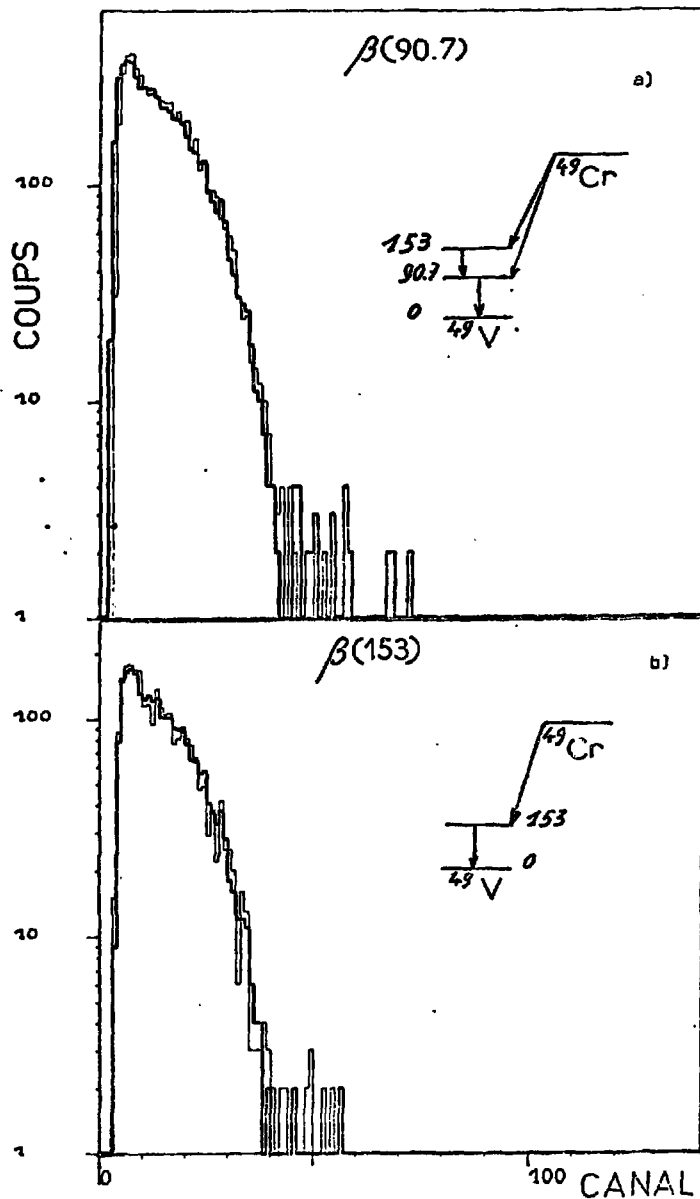


Figure 11: a) Spectre d'énergie béta en coïncidence avec la raie gamma de 90,7 keV du ^{49}Cr .

b) Spectre d'énergie béta en coïncidence avec la raie gamma de 153 keV du ^{49}Cr .

Dans ces deux cas, le lissage est effectué à partir du spectre obtenu par la coïncidence $E_{\beta} - E_{\gamma} = 82,3$ keV du même corps.

L'analyse des spectres en coïncidence avec les masses du spectre de temps de vol permet de déterminer le Q_β de noyaux radioactifs dont la transition β est de type fondamental-fondamental tel que le ^{47}V et le ^{51}Mn produits au cours de nos expériences. Ce type de coïncidence permet également d'étudier les transitions bêta alimentant uniquement un des niveaux du noyau fils, me's aussi un nombre limité de niveaux, 2 ou 3 dont le fondamental ; c'est le cas par exemple du ^{53}Fe dont le spectre est présenté sur la figure 12.

Les droites d'étalonnage $Q_\beta = A\alpha + B$ ont été tracées pour ces deux types de coïncidences grâce aux spectres β^+ d'isotopes produits au cours de la réaction $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$ et dont les caractéristiques de désintégration étaient connues. La figure 13 présente l'une de ces droites d'étalonnage pour les coïncidences du type $E_\beta - \text{masse}$. Les isotopes utilisés et leurs énergies de transition β sont présentés dans le tableau I.

Eléments :	Q_β	ref.
^{49}Cr	1.54	13
	1.45	
	1.39 ± 0.02	
^{47}V	1.90 ± 0.04	14
^{51}Mn	2.17 ± 0.05	15
^{53}Fe	2.80 ± 0.01	57 % 16
	2.40	42 %

Tableau I

A partir de cette droite d'étalonnage, nous avons vérifié un certain nombre de valeurs connues de Q_β . Le tableau II montre le très bon accord entre les valeurs obtenues par la "méthode d'analyse de forme" associée à un détecteur de type plastique scintillant et les déterminations effectuées par la droite de Kurie à l'aide d'analyses magnétiques ou de scintillateurs plastiques.

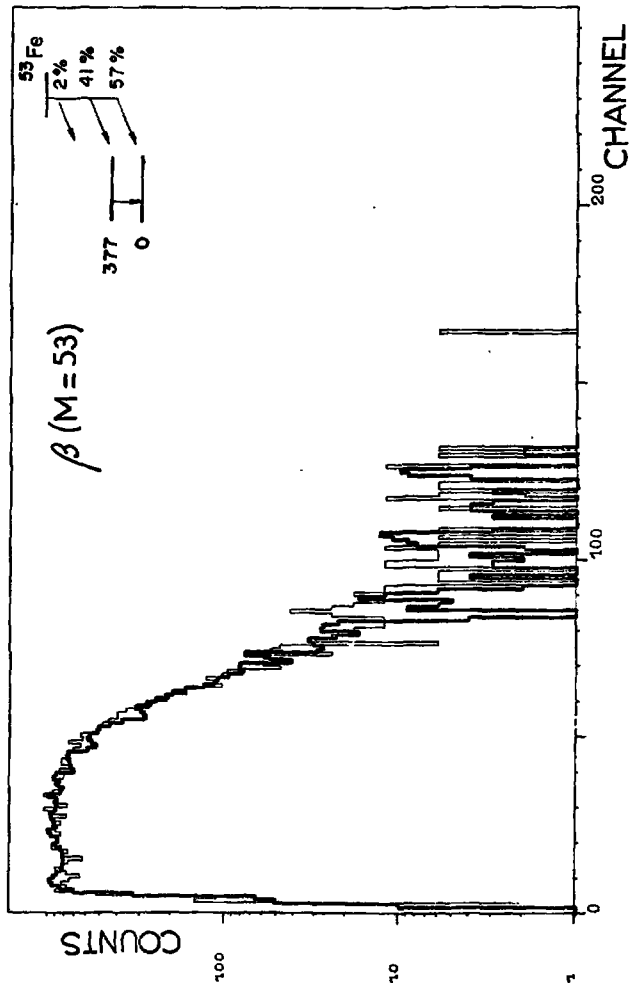


Figure 12: Lissage du spectre d'énergie β en coïncidence avec la masse 53 attribué au ^{53}Fe .

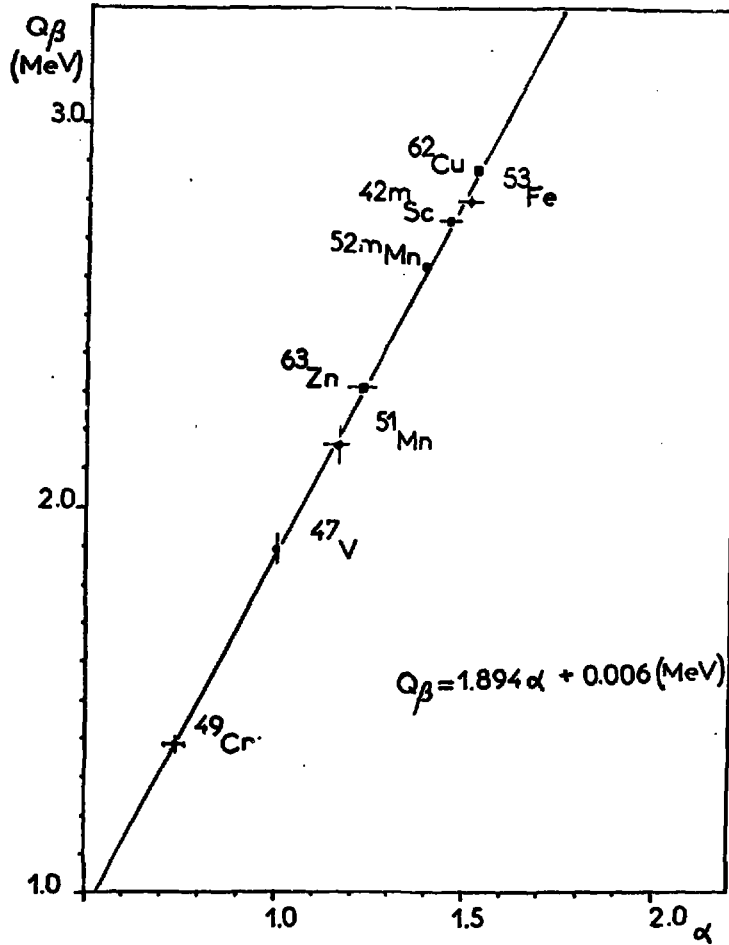


Figure 13 : Courbe d'étalonnage Q_β - α dans le cas des coïncidences E_β -masse.

- - noyaux radioactifs ayant servi à l'étalonnage,
- noyaux radioactifs dont le Q_β a été déduit par cette courbe d'étalonnage.

Eléments	Q_β (MeV)	Q_β (MeV)	type de	Ref.
	notre travail	autres travaux	détection	
^{42}Sc	$2,79 \pm 0,06$	$2,82 \pm 0,03$	scint.	17
^{42}Mn	$2,84 \pm 0,06$	$2,631 \pm 0,015$	mag.	18
^{62}Cu	$2,88 \pm 0,11$	$2,931 \pm 0,007$	mag.	19
^{63}Zn	$2,30 \pm 0,09$	$2,33 \pm 0,02$	mag.	20

Tableau II

L'analyse des formes des spectres β en coïncidences avec des raies gamma et des masses est effectuée à l'aide de droites d'étalonnage différentes malgré l'utilisation simultanée du même détecteur bêta. En effet, comme le montre la figure 14, la forme des spectres est différente suivant le type de coïncidences. Cette déformation des spectres β^+ en coïncidence avec les masses n'affecte pas la détermination du Q_β par la "méthode du facteur d'allongement". Le phénomène qui déforme ces spectres dépend du Q_β des éléments étudiés. Il peut provenir de la distribution angulaire des énergies de recul du noyau fils qui suit la désintégration β^+ (c'est une cinématique à 3 corps β^+ , ν , noyau fils). Les noyaux fils qui ont une énergie de recul nulle ou faible dans la direction du champ extracteur ne sont pas toujours extraits du collecteur, ce qui explique la différence entre les courbes 2 ($E_\beta - E_\gamma$) et 1 (E_β -masse) à basse énergie.

Dans le § II.3 nous avons indiqué la possibilité de lisser un spectre β complexe par un rapport d'affinité moyen sans discrimination possible entre les différents niveaux. Deux exemples nous ont été fournis, le premier avec le ^{77}Rb lors de la coïncidence β - $88,8$ keV et le second par la coïncidence β -masse 81 correspondant au ^{81}Sr . Nous avons analysé ces spectres pour montrer qu'il était possible d'obtenir une valeur de Q_β correcte en connaissant le schéma de niveau et en appliquant la formule 16 du § II.3 $F(c) = \sum_i \alpha_i R_i f(\alpha_i c)$, mais aussi pour connaître l'erreur commise sur la détermination du Q_β en ne considérant que le facteur d'allongement moyen. Cette dernière donnée est importante dans le cas de nouveaux isotopes pour lesquels rien n'est connu. Le schéma de niveau du ^{77}Rb (Lederer et al. (21)) est présenté ci-après.

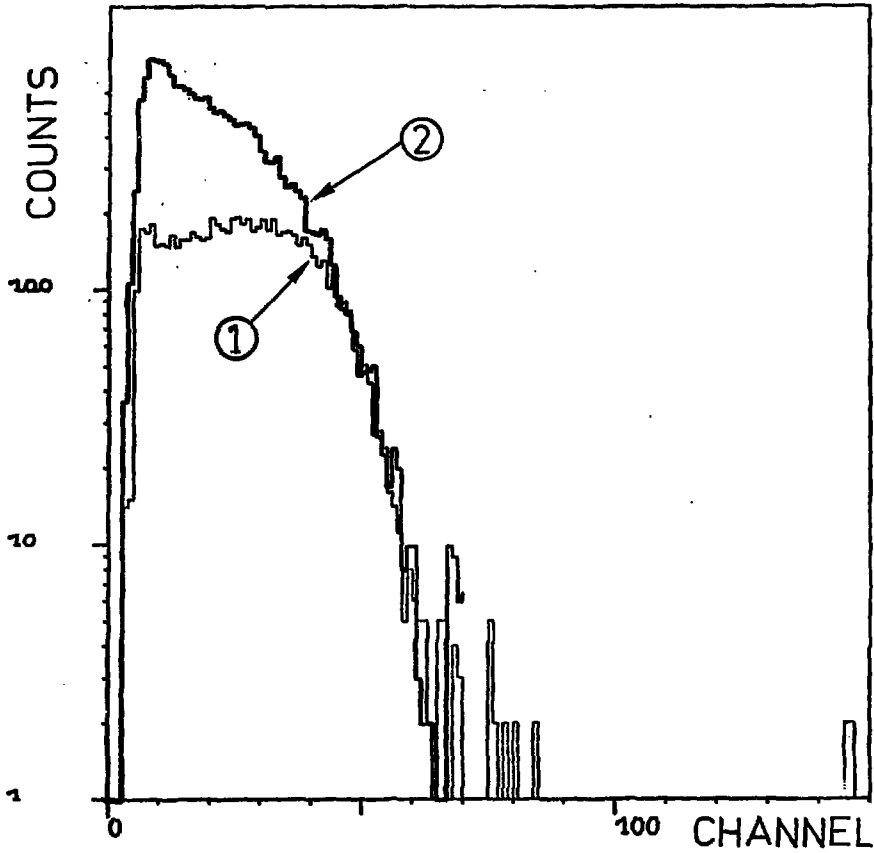
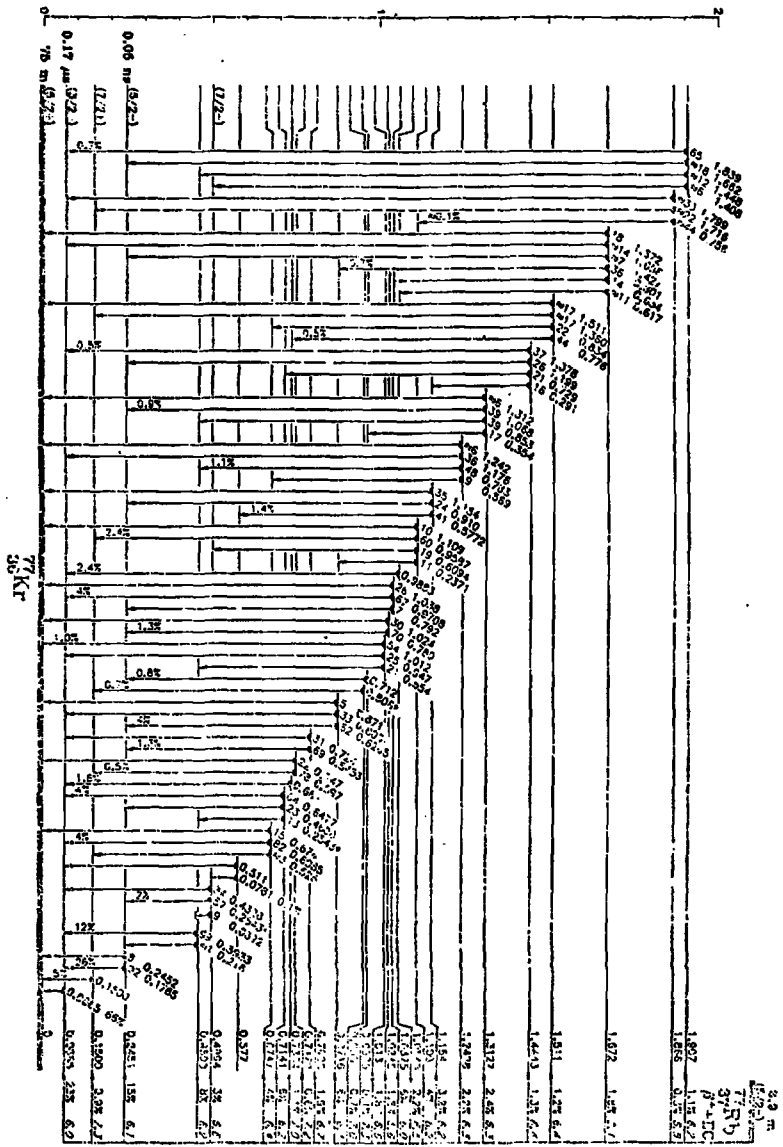


Figure 14 : Forme des spectres bêta suivant le type de coïncidences :

1. coïncidence E_{β} -masse
2. " E_{β} - E_{γ}



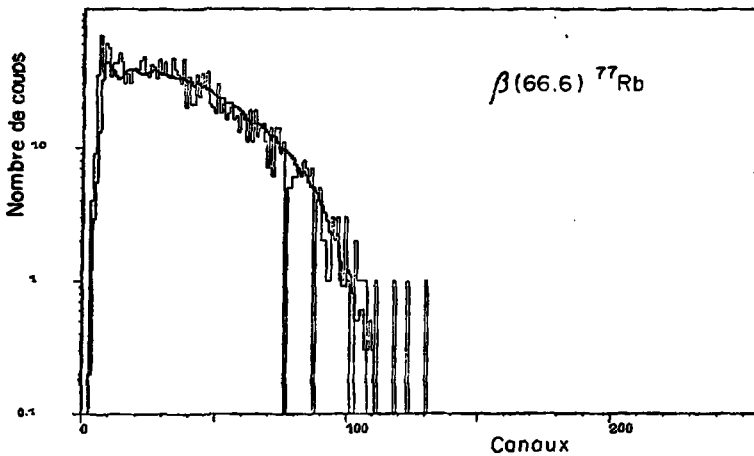
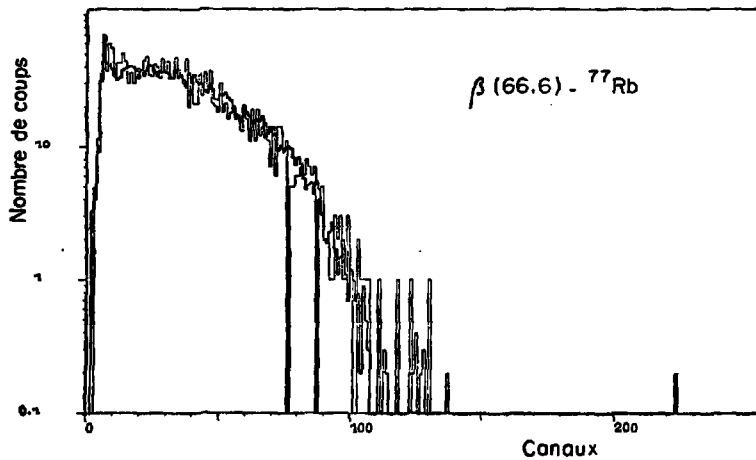


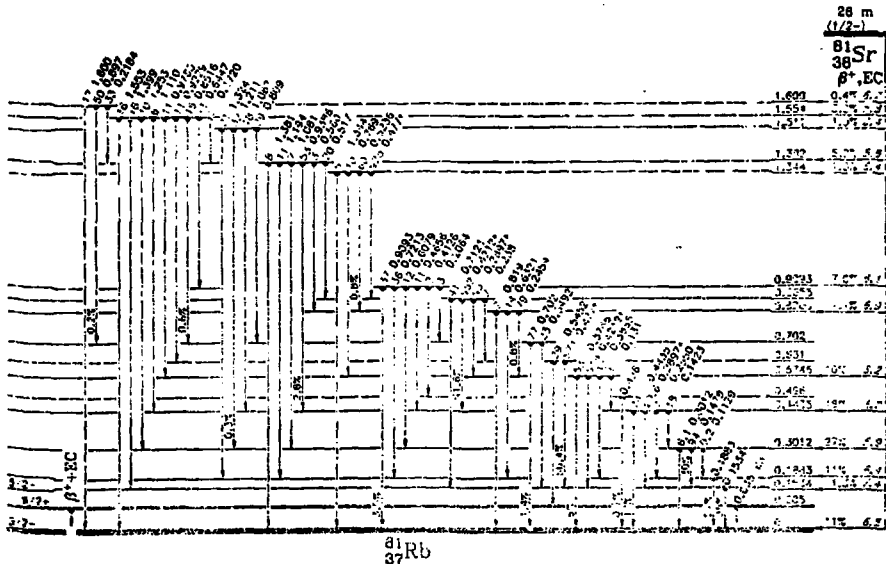
Figure 15 : a) Spectre d'énergie béta en coïncidence avec la raie gamma de 66,6 keV du ^{77}Rb lissé sans connaissance du schéma de niveau à partir du spectre béta en coïncidence avec la raie gamma de 35,5 keV de $^{139}_{39}\text{Y}$ $\bar{\alpha} = 1,18 \pm 0,04$ ($Q_{\beta} = 3,20 \alpha$)

b) Idem que a) mais avec connaissance du schéma de niveau

$$\bar{\alpha} = 1,27 \quad (Q_{\beta} = 3,20 \alpha)$$

Les figures 15a et 15b présentent les deux lissages obtenus, le premier sans tenir compte du schéma de niveau, le second en tenant compte pour le spectre bêta en coïncidence avec la raie gamma de 66,6 keV du ^{77}Rb . Elles montrent qu'il est possible de lisser parfaitement un spectre d'énergie bêta avec un facteur d'allongement moyen. Nous obtenons alors un Q_{EC} apparent = $4,87 \pm 0,09$ MeV alors que le Q_{EC} obtenu avec la relation 16 et le schéma de niveau est de 5,06 MeV. Cette valeur est très proche de celle déduite des résultats de Liptak et al. (22) qui est de 5,13 MeV.

Une étude identique menée sur un spectre d'énergie bêta en coïncidence avec la raie 81 identifiée comme étant ^{81}Sr a donné une valeur moyenne $Q_{\text{EC}} = 3,75 \pm 0,08$ MeV. Cette valeur devenant $4,01 \pm 0,1$ MeV avec la connaissance du schéma de niveau, ce qui est en très bon accord avec la valeur de 3,98 MeV de la ref.(23).



Ces deux exemples confirment que l'hypothèse de superposition de spectre par affinité est parfaitement justifiée, même dans des cas complexes nécessitant la généralisation représentée par la formule 16. L'erreur introduite par une analyse avec un facteur d'étirement moyen n'est que de 200 keV, la valeur de Q_{EC} étant déduite par défaut.

2) Quelques résultats expérimentaux concernant la détermination de Q_{β}

La référence (2) rassemble toutes les données et en particulier les attributions et les caractéristiques des différents noyaux radioactifs produits par les réactions nucléaires $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$, $^{32}\text{S} + ^{54}\text{Fe}$, $^{32}\text{S} + ^{58}\text{Ni}$ et identifiés à Orsay.

a) ^{50}Mn

La masse 50 produite au cours de la réaction nucléaire $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$ a été identifiée comme étant le ^{50}Mn ($T_{1/2} = 1,99$ mn). Cette identification ayant été confirmée par la détection de gamma caractéristiques. Le schéma de désintégration est le suivant.

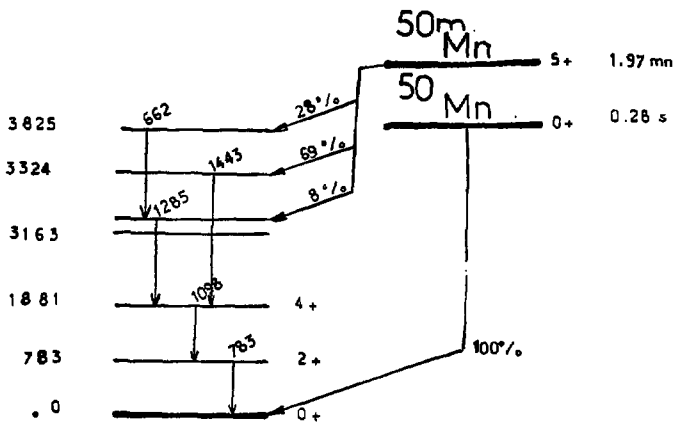


FIGURE 16 : Schéma de désintégration du ^{50}Mn

L'isotope de 0,28 s n'a pas été observé parce que les conditions expérimentales (capillaire de 8 m de longueur) ne permettaient pas de collecter dans de bonnes conditions les périodes inférieures à la seconde.

Les coïncidences $E_{\beta} - E_{\gamma}$ ont été effectuées avec les raies de 783 keV et 1098 keV. Les spectres β^+ s'analysent à l'aide de deux composantes dont les valeurs et le pourcentage sont les suivants :

$$\begin{array}{lll}
 Q_{\beta} = 3,63 \pm 0,100 \text{ MeV} & \alpha = 1,30 \pm 0,04 & 61 \% \\
 Q_{\beta} = 3,13 \pm 0,160 \text{ MeV} & \alpha = 1,12 \pm 0,06 & 39 \%
 \end{array}$$

Les isotopes étalons et leurs Q_β sont rassemblés dans le tableau III.

Elément	Q_β	raies gamma en coïncidence en keV	ref.
^{49}Cr	1,39	62,3 , 153	13
^{53}Fe	2,40	377	16
^{51}Mn	2,63	1434	15
^{42m}Sc	2,80	438 , 1226 , 1524	présent travail

Tableau III

Le spectre bêta en coïncidence avec la masse 50 correspond exactement aux mêmes transitions β^+ que pour les spectres $\beta - \gamma$ (cf. le schéma de niveau) et en effet, on obtient :

$$Q_\beta = 3,57 \pm 0,09 \text{ MeV} \quad 65 \%$$

$$Q_\beta = 3,01 \pm 0,13 \text{ MeV} \quad 35 \%$$

Le schéma de niveau présenté sur la figure 16 permet de supposer que les $2 Q_\beta$ déterminés par ces coïncidences doivent correspondre respectivement à l'alimentation des niveaux à 3,324 MeV et 3,825 MeV.

Un affinement du calcul du Q_β dans le cas de la coïncidence E_β -masse a été effectué en entrant les différents pourcentages et les écarts entre les niveaux alimentés. Il a permis d'obtenir les valeurs suivantes :

$$Q_\beta = 3,66 \pm 0,13 \quad \text{correspondant au niveau à } 3,163$$

$$Q_\beta = 3,53 \pm 0,09 \quad \text{" " " } 3,324$$

$$Q_\beta = 3,01 \pm 0,13 \quad \text{" " " } 3,825$$

Ce lissage est présenté sur la figure 17.

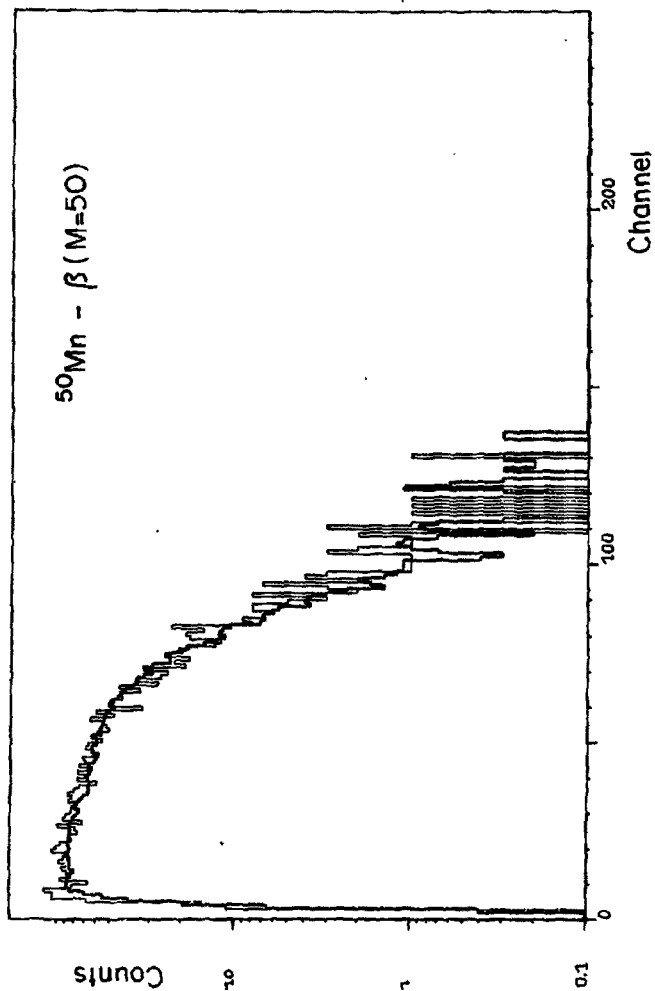


Figure 17 : Spectre d'énergie béta en coïncidence avec le pic de temps de vol correspondant à la masse 50 (^{50}Mn).

Le lissage de ce spectre a été obtenu avec les 3 composantes de

Q_β suivantes :

$Q_{\beta I}$	$= 3,68 \pm 0,13 \text{ MeV}$	} 65 %
$Q_{\beta II}$	$= 3,53 \pm 0,09 \text{ MeV}$	
$Q_{\beta III}$	$= 3,01 \pm 0,13 \text{ MeV}$	25 %

Les valeurs obtenues pour ces niveaux sont tout à fait comparables à celles de la ref. (24) qui sont respectivement 3,682 , 3,527 et 3,022. Cette étude nous permet de vérifier le bon accord entre les détermination de Q_{β} par les coïncidences E_{β} -masse et E_{β} - E_{γ} malgré la différence de forme existant entre ces deux types de spectres (voir paragraphe précédent). Elle permet aussi de vérifier qu'il est possible d'obtenir une précision suffisante pour pouvoir placer deux états isomériques l'un par rapport à l'autre. En effet le Q_{EC} du ^{50}Mn a été mesuré par G.M. Mc Kenna et al. (24) qui donnent 7,832 MeV. Nos valeurs de Q_{β} donnent pour le Q_{EC} du ^{50}Mn une valeur de $7,92 \pm 0,06$ MeV. Les deux états isomériques sont séparés de 290 ± 60 keV, valeur qui est cohérente avec les 230 et 227 keV trouvés par Mc Kenna et al. (24).

b) ^{52}mFe

L'existence de cet état isomérique à haut spin a été confirmé ainsi que son schéma de niveau (2).

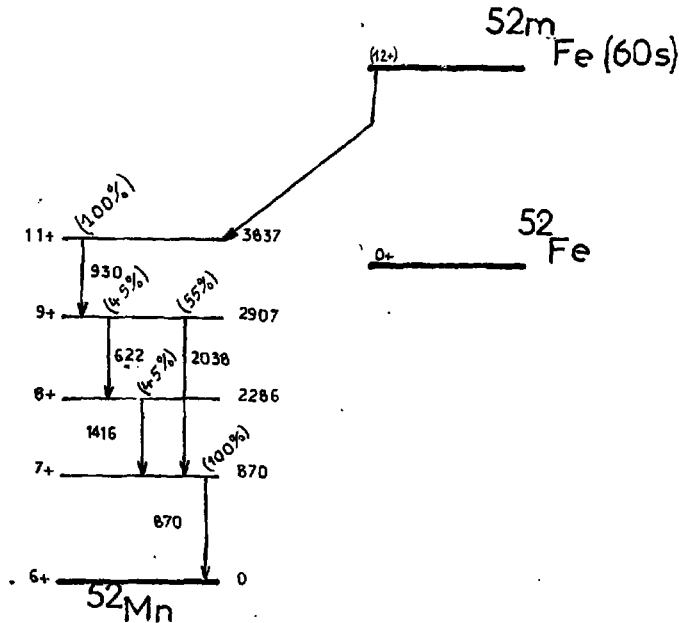


FIGURE 18 : Schéma de désintégration du ^{52}mFe

Les mesures de Q_β sur les spectres en coïncidence avec les raies gamma de 870 keV, 622 keV et 930 keV ainsi que celui en coïncidence avec la masse 52 permettent d'affirmer que la désintégration β^+ de cet état isomérique alimente à 100 % le niveau $11+$ à 3,837 MeV du ^{52}Mn . En effet, les Q_β obtenus pour ces quatre coïncidences sont très voisins et leurs valeurs moyennes donnent un Q_β de $4,13 \pm 0,08$ MeV, ce qui conduit à un $Q_{EC} = 8,99 \pm 0,08$ MeV pour le ^{52m}Fe au-dessus du ^{52}Mn . Le niveau fondamental du ^{52}Fe a été déterminé comme étant un $Q_{EC} = 2,372$ MeV au-dessus du ^{52}Mn (21). L'état isomérique du ^{52m}Fe se trouve donc à 6,62 MeV au-dessus du niveau fondamental du ^{52}Fe , ce qui est en accord avec la valeur de $6,80 \pm 0,25$ MeV trouvée par D. Geesaman et al. (25). Des calculs de modèles en couches (25) situent le niveau $12+$ du ^{52}Fe à 6,49 MeV et le niveau $11+$ à 2,5 MeV au-dessus de celui-ci, ce qui conduit à assigner l'état de spin $12+$ au ^{52m}Fe .

Pour illustrer les résultats obtenus dans la zone $N = Z = 40$ étudiés par les réactions nucléaires $^{32}\text{S} + ^{54}\text{Fe}$ et $^{32}\text{S} + ^{58}\text{Ni}$ et analysés dans la ref. (2), nous avons choisi les isotopes suivants ^{79}Sr , ^{82}Y , ^{83}Y (7,1 mn) pour lesquels des résultats partiels ont été publiés dans la ref. (3).

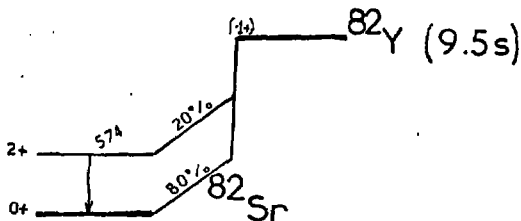
c) ^{83}Y (7,1 mn)

Nous avons considéré l'isomère de haut spin qui alimente à 68 % un niveau situé 35,5 keV au-dessus du fondamental du ^{83}Sr (26) (l'alimentation des niveaux supérieurs sur ce 35,5 keV est négligeable (26)). La figure 19 montre le spectre d'énergie β^+ en coïncidence avec la raie gamma de 35,5 keV. Le lissage est obtenu à partir du spectre β^+ du ^{49}Cr ($E_Y = 62,3$ keV). La valeur de Q_β est de $3,20 \pm 0,03$ MeV, le $Q_{EC} = 4,26 \pm 0,03$ MeV et le défaut de masse - 72,41 MeV.

Ce spectre d'énergie bêta a ensuite servi de référence pour analyser les autres spectres β^+ provenant de coïncidences ($E_{\beta^+} - E_\gamma$).

d) ^{82}Y (9,5 s)

L'Yttrium 82 est l'un des isotopes qui ont été identifiés (1) (2) (3) et étudiés à Orsay. Le schéma de désintégration qui a été proposé (2) est le suivant :



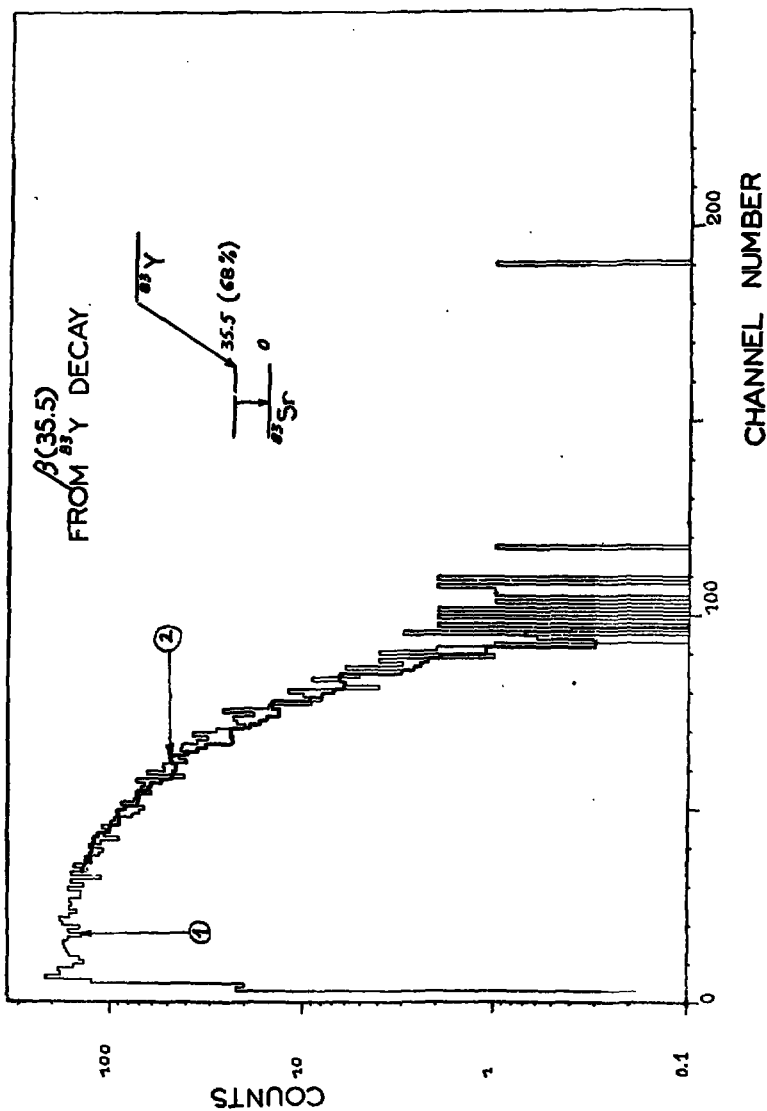


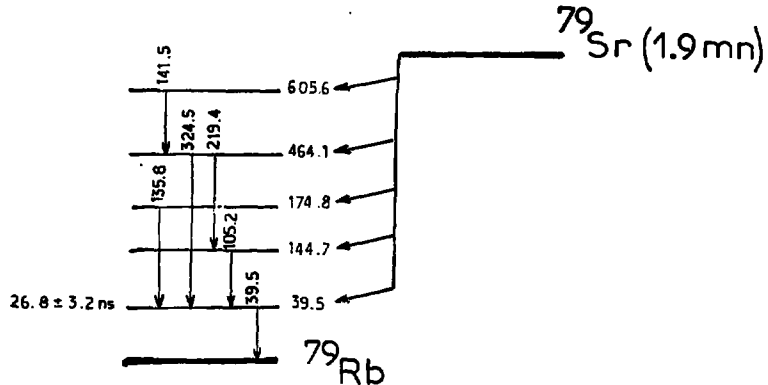
Figure 19 : Spectre d'énergie bêta en coïncidence avec la raie de 35,5 keV de ^{83}Y (7,1 mn) (courbe 1). Le lissage a été effectué avec un coefficient d'étirement de $2,30 \pm 0,02$ à partir du spectre du ^{49}Cr (62,3 keV) (courbe 2). La droite d'étalonnage étant $Q_{\beta} = 1,39 \alpha$.

Le Q_{β} mesuré sur le spectre en coïncidence avec la masse 82 est de $8,67 \pm 0,12$ MeV. La figure 20 montre ce spectre lissé par le spectre du ^{51}Mn étiré avec un coefficient de $3,04 \pm 0,05$ en tenant compte des 20 % d'alimentation du niveau à 574 keV. Le Q_{EC} ainsi obtenu ($7,70 \pm 0,12$ MeV) est en parfait accord avec les $7,75 \pm 0,09$ annoncés par Haustein et al. (15). Et donne un défaut de masse de $-68,30$ MeV.

e) ^{79}Sr

Cet élément appartient aussi aux nouveaux isotopes qui ont été identifiés et étudiés dans la zone $N = Z = 40$ à Orsay (1) (2) (3).

Le schéma de déséxcitation suivant a été proposé dans la ref. (2).



Les alimentations directes des niveaux à 144,7 et 38,5 keV sont les plus importantes.

Les spectres β en coïncidence avec les raies gamma de 38,5 keV et 105,2 keV ont été mesurés ainsi que le spectre β en coïncidence avec la masse 79.

Les résultats obtenus sont :

- pour la raie gamma de 39,5 keV $Q_{\beta} = 3,68 \pm 0,12$ MeV. Cette valeur correspond à un Q_{β} moyen pondéré par les alimentations des niveaux supérieurs comme par exemple le niveau à 144,7 keV.

- pour la raie à 105,2 keV $Q_{\beta} = 3,81 \pm 0,12$ MeV. Ce lissage qui est "pur" est représenté sur la figure 21.

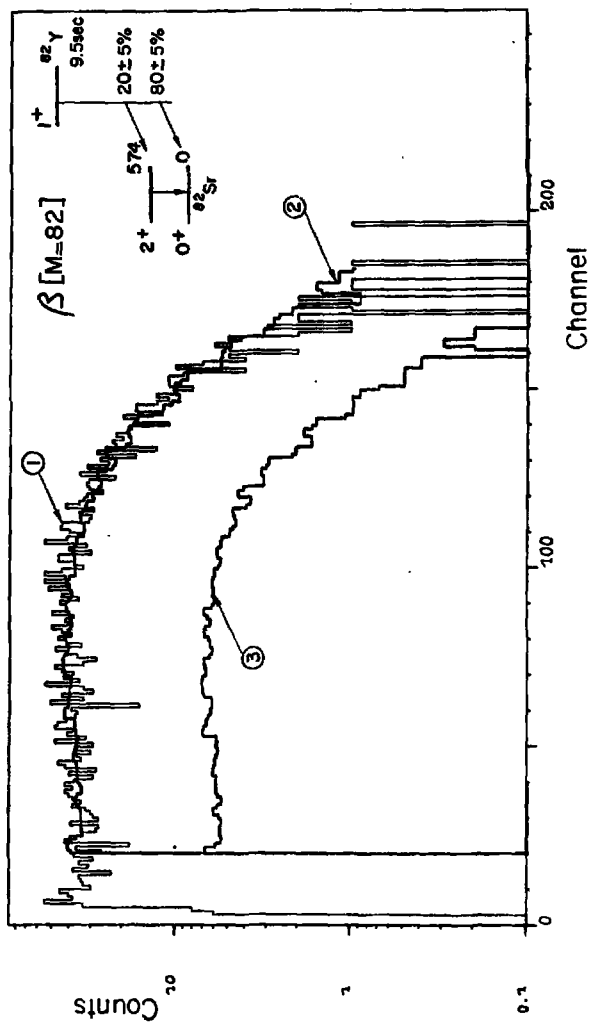


Figure 20 : Spectre d'énergie béta en coïncidence avec la masse 82 et correspondant à ^{82}Y (courbe 1). Lissage de ce spectre par le spectre du ^{51}Mn étiré avec un coefficient de $3,04 \pm 0,05$ (courbe 2). La courbe 3 représente la contribution due aux 20 % d'alimentation du niveau à 574 keV.

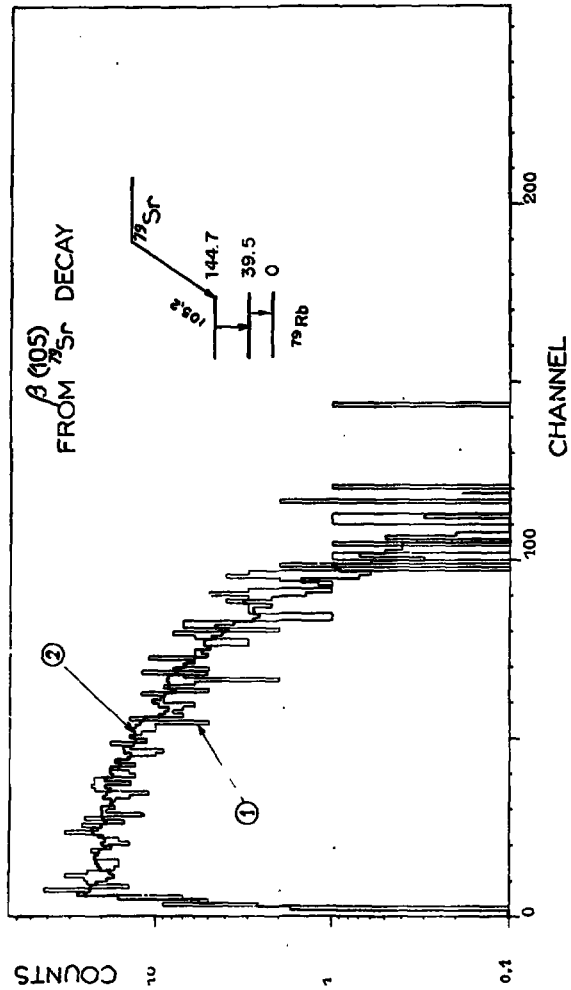


Figure 21 : Spectre d'énergie béta en coïncidence avec la raie de 105,2 keV du ^{79}Sr (courbe 1). Courbe (2) : lissage obtenu à partir du spectre β en coïncidence avec le 35,5 keV de ^{83}Y , le coefficient d'étirement est de $1,19 \pm 0,03$ (la droite d'étalonnage $Q_\beta = 3,20$ a).

- pour le pic de temps de vol correspondant à la masse 79, le spectre est moins bien lissé par un seul coefficient d'étirement et nous obtenons :

$$\begin{aligned} Q_{\beta I} &= 3,92 \pm 0,11 \text{ MeV} & 60 \% \\ Q_{\beta II} &= 3,80 \pm 0,11 \text{ MeV} & 40 \% \end{aligned}$$

Ces trois mesures confirment que les deux raies gamma de 38,5 keV et 105,2 keV sont proches l'une de l'autre, et de plus, la coïncidence avec la masse 79 indique que leur alimentation est majoritaire.

L'analyse du spectre β^+ en coïncidence avec la raie de 105,2 keV donne une valeur de $4,98 \pm 0,12$ MeV pour le Q_{EC} du ^{79}Sr confirmée par les résultats de P. Haustein et al. (15) qui trouvent $5,07 \pm 0,07$ MeV par une analyse semblable. Le défaut de masse dans ce cas est de - 85,94 MeV. Il a été directement obtenu car la masse du ^{79}Rb a été mesurée par spectrométrie de masse par M. Ephère et al. (27).

L'étude des résultats expérimentaux obtenus par l'analyse de forme de spectre d'énergie de désintégration β^+ a permis d'accéder à la connaissance de défauts de masse pour plusieurs autres isotopes dans cette région qui sont présentés dans la ref. (2).

Nous tenons à remercier E. Davature et S. Bouby pour leur efficace participation à la présentation définitive de ce travail.

REFERENCES

1. S. Della-Negra, C. Deprun, H. Gauvin, J.P. Husson, Y. Le Beyec, IPND-RC-79-04.
2. S. Della-Negra, C. Deprun, H. Gauvin, J.P. Husson, Y. Le Beyec, *À paraître*.
3. S. Della-Negra, C. Deprun, H. Gauvin, J.P. Husson, Y. Le Beyec, *Z. Phys.* A295 (1980) 103-104.
4. S. Della-Negra, C. Deprun, H. Gauvin, J.P. Husson, H. Jungclas, Y. Le Beyec, IPND-RC-78-01.
S. Della-Negra, C. Deprun, H. Gauvin, J.P. Husson, H. Jungclas, Y. Le Beyec, *Nucl. Instr. and Meth.* 158 (1978) 355-363.
5. Alpha, bêta and gamma ray spectroscopy, édité par K. Siegbahn (1955).
6. Martin J. Berger et Stephen M. Seltzer, Studies in penetration of charged particles in matter. Publication 1133, National Academy of Sciences National Research, , Washington D.C. (1964).
7. E. Beck, *Nucl. Instr. and Meth.* 76 (1969) 77-84.
8. J.G. Cramer Jr., B.J. Farmer and C.M. Class, *Nucl. Instr. and Meth.* 16 (1962) 289-300.
9. R. Gossman and E. Alburger, *Phys. Rev.* C7, 6 (1973) 2404-2477.
10. R.C. Pardo, C.N. Davids, M.J. Murply, E.B. Norman and L.A. Parks, *Phys. Rev.* C18, 1 (1977) 370-378.
11. E.B. Norman, C.N. Davids, J. Murply and R.C. Pardo, *Phys. Rev.* C17, 6 (1978) 2176-2184.
12. P.E. Haustein, C.J. Lister, D.L. Alburger and J.W. Olness, *Proc. AMCO VI*, E. Lansing, Michigan, Sept. 18-21, 1979.
P.E. Haustein, communication personnelle.
13. B. Crasemann and H. Easterday, *Phys. Rev.* 90 (1953) 1124.
14. J. Ruan and Y. Yoshizawa, *Journal of the Physical Society of Japan*, 17 (1962).
15. K.A. Baskova, S.S. Vasil'ev, No Seng Chang and L.Y. Shartvalov, *Soviet Physics, JETP* 15, 2 (1962).
16. J.N. Black and Wm C. Mc Hariss, W.H. Kelly and B.M. Wildenthal, *Phys. Rev.* C11, 3 (1975) 939.
17. J.W. Nelson, J.D. Oberholtzer and M.S. Plenol, *Nucl. Phys.* 82 (1965) 434.

18. E. Arbmán and N. Svarthalen , Ark. Fys. 10, 1 (1956).
19. S. Antman, M. Petterson and A. Suarez. Nucl. Phys. A94 (1967) 289.
20. J.B. Cumming and N.T. Porile, Phys. Rev. 122 (1961) 1267.
21. C.M. Lederer, V.S. Shirley, E. Browne, J.M. Dairiki, R.E. Quebler, A.A. Shihab-Eldin, L.S. Jardine, J.K. Tuli, A.B. Buyrn, Table of Isotopes, Seventh edition, Wiley Interscience ed.
22. Ya Liptak and W. Habernicht, Izv. Akad. Nauk. SSSR Serfiz, 39, 3 (1975) 501.
23. R. Brode, A.Z. Hrynkiwicz and J. Styczen, Nucl. Phys. A216 (1973) 493.
24. C.M. Kenna, K.W. Kemper and J.W. Nelson, Phys. Rev. C8, 2 (1973) 711.
25. B.F. Geeseman, R. Malmn, R.L. Mc Grath, J.W. Né and J. Cerny, Phys. Rev. Lett. 34, 6 (1975) 326.
26. M.L. Simpson, J.E. Kitching and S.K. Mark, Can. J. Phys. 51 (1973) 1098.
27. M. Epherre, G. Audi ; C. Thibault, R. Klapisch, G. Huber , F. Touchard and H. Wollnik, Phys. Rev. C18, 4 (1978).