



Study of the neutron-rich nuclei by delayed neutrons using the TONNERRE multidetector

C. Timis

► To cite this version:

C. Timis. Study of the neutron-rich nuclei by delayed neutrons using the TONNERRE multidetector. Nuclear Experiment [nucl-ex]. Université de Caen, 2001. English. NNT : . in2p3-00019726

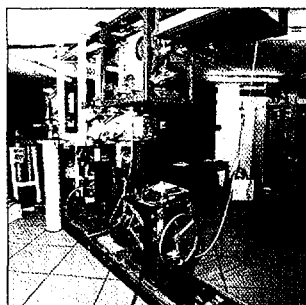
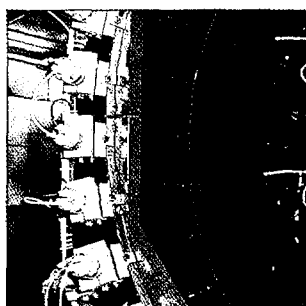
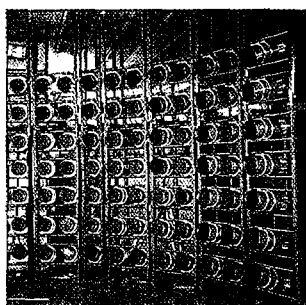
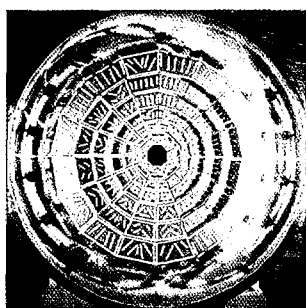
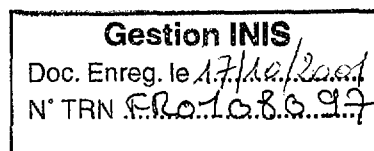
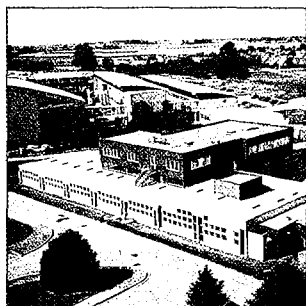
HAL Id: in2p3-00019726

<https://hal.in2p3.fr/in2p3-00019726>

Submitted on 26 Mar 2021

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.



THESE
Présentée à l'UFR de Sciences de l'Université de Caen pour
Obtenir le titre de
Docteur de l'Université de Caen
Spécialité
Constituants élémentaires
Par
TIMIS Cozmin Nicolae

**ETUDE DE LA DECROISSANCE PAR NEUTRONS RETARDES
DE NOYAUX LEGERS RICHES EN NEUTRONS AVEC LE
MULTIDECTECTEUR TONNERRE**

2001

LPCC T 01-01

CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

INSTITUT NATIONAL
DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE ET DE PHYSIQUE DES PARTICULES

INSTITUT DES SCIENCES DE LA MATIÈRE ET DU RAYONNEMENT

UNIVERSITÉ DE CAEN

- U.M.R.6534 -
ISMRA - 6, Boulevard Maréchal Juin - 14050 CAEN CEDEX - FRANCE

Téléphone : 02 31 45 25 00 - Télécopie : 02 31 45 25 49
Internet : <http://caeinfo.in2p3.fr>

UNIVERSITE de CAEN/BASSE-NORMANDIE
UFR de Sciences
ECOLE DOCTORALE: SIMEM

THESE
présentée par

Mr. **TIMIS Cozmin Nicolae**

et soutenue
le 13 septembre 2001

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de L'UNIVERSITE de CAEN

Spécialité: Constituants Elémentaires
(arrêté du 30 mars 1992)

**ETUDE DE LA DECROISSANCE PAR NEUTRONS RETARDES DE
NOYAUX LEGERS RICHES EN NEUTRONS AVEC LE
MULTIDECTEUR TONNERRE**

JURY

Directeur de thèse: J. PETER

M. B. BLANK (Rapporteur)
M. C. BORCEA
M. O. NAVILIAT
M. N. ORR
M. G. WALTER (Rapporteur)

Remerciements

Je remercie la direction du LPC, M. Bernard Tamain, directeur lors de mon arrivée et son successeur, M. Jean François Lecolley pour m'avoir accueilli dans leur laboratoire et m'avoir permis de mener à bien ces recherches.

Merci à Oscar Naviliat d'avoir présidé mon jury de thèse.- Je tiens aussi à remercier messieurs Guy Walter et Bertram Blank qui m'ont fait l'honneur d'être rapporteurs de ma thèse.

Toute ma gratitude à mon directeur de thèse Jean Pèter auquel revient le mérite d'avoir initié les travaux de TONNERRE.

A Nigel Orr je dois beaucoup plus que des remerciements ! Il m'a fait profiter de sa grande expérience de la physique et m'a soutenu tout au long de ce travail.

J'exprime ici ma gratitude envers Catalin Borcea et Apostol Buta, sans qui je ne serais pas entré en contact avec le LPC, pour leurs excellents conseils. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma vive reconnaissance. Je remercie aussi Florin Negoita pour ses nombreux conseils et son altruisme.

Ces remerciements doivent être partagées avec mes collègues de LPC: Jean Claude Angélique, Stéphane Grévy, Etienne Lienard, Miguel Marques et Stéphane Pietri. Je les remercie tous de l'extrême gentillesse qu'ils m'ont témoignée et pour les nombreuses discussions que j'ai eues avec eux et pour avoir critiqué de manière fort pertinente toutes les versions de la rédaction de ce document.

Tous les techniciens et ingénieurs du LPC qui ont permis la réalisation matérielle du détecteur, sont également remerciés.

Je remercie du fond du cœur Corina qui m'a apporté un soutien moral sans faille. Les mots dont je dispose sont assez limités pour exprimer toute ma gratitude.

Mes remerciements vont enfin à toutes les personnes qui ont contribué de près ou de loin à l'achèvement de ce travail. Que ceux que j'ai oubliés trouvent ici toutes mes excuses.

Table des matières

Préface	1
1 RADIOACTIVITE PAR NEUTRONS RETARDES.....	3
1.1 Rappel sur la décroissance β	6
1.1.1 Elément de matrice d'une transition de Fermi	6
1.1.2 Transition de Gamow-Teller,	9
1.2 Les faisceaux radioactifs du GANIL.....	10
1.3 Détection des neutrons retardes	13
2 TONNERRE: SIMULATIONS ET TEST SOUS FAISCEAU	15
2.1 Généralités sur l'expérience E311	15
2.2 Electronique et acquisition de données	19
2.3 Mesures de temps de vie	22
2.3.1 Cycles de collection et de mesure.....	22
2.3.2 Corrections de temps mort	27
2.4 Etalonnage de TONNERRE.....	31
2.4.1 Calibrations en temps	31
2.4.2 Calibrations en énergies	33
2.4.3 Résolution temporelle	36
2.4.4 Localisation spatiale	40
2.4.5 Spectre des neutrons	42

2.4.6	Efficacité et diaphonie	48
3	ETUDE DE LA DECROISSANCE $\beta - n$ et $\beta - 2n$ du ^{11}Li	59
3.1	Temps de vie et efficacité β	62
3.2	Intensités de rayonnement γ	64
3.3	Décroissance du ^{11}Li vers les états non liées du ^{11}Be	67
3.4	La décroissance β -2n de ^{11}Li	76
3.5	Conclusions.....	79
4	LA DECROISSANCE $\beta - n$ de ^{33}Mg et ^{35}Al.....	81
4.1	Le dispositif expérimental	85
4.2	Mesure de la période.....	88
4.3	Mesure de l'émission des neutrons.....	89
4.4	Mesures de l'émission gamma.....	100
4.4.1	Désintégration du ^{35}Al	101
4.4.2	Désintégration du ^{33}Mg	103
4.5	Discussion de résultats.....	113
4.5.1	Les niveaux excités du ^{35}Si	113
4.5.2	Les niveaux excités de ^{33}Mg	116
5	CONCLUSIONS	118
	Références	120
A	ANNEXE.....	126

Préface

Ce travail est basé sur deux expériences de physique nucléaire étudiant les noyaux exotiques qui ont eu lieu au GANIL en octobre 1998 et en avril 2000. Leurs objets étaient le multi-détecteur TONNERRE (TONeau pour NeutRons REtardés) et la décroissance β -n.

La première partie de ce travail concerne l'expérience de test de TONNERRE (E311) qui a eu lieu en octobre 1998 au GANIL. Le but de cette expérience était, par l'étude de la décroissance de 4 noyaux bien connus, de valider le fonctionnement du multi-détecteur. Grâce aux résultats de cette expérience nous avons pu déterminer les caractéristiques de TONNERRE et les comparer avec des simulations Monte-Carlo développées dans le cadre de cette thèse.

Lors de cette expérience une petite quantité de ^{11}Li a été produite afin de déterminer le fonctionnement de TONNERRE dans le cas de décroissance β -2n. La seconde partie de ce travail est donc dédiée à l'obtention d'informations spectroscopiques dans la décroissance du ^{11}Li vers le ^{10}Be , décroissance qui donne lieu à des interprétations controversées.

La dernière partie est consacrée à l'étude de la décroissance du ^{33}Mg , qui était l'un des objets de l'expérience TONNERRE (E333) qui s'est déroulée au GANIL en avril 2000. La présence de 30% de ^{35}Al , lui aussi un émetteur neutron, comme contaminant dans le faisceau a rendu ce dépouillement assez complexe. Les données sont encore en cours d'analyse et une approche théorique est en cours de développement.

This page
is intentionally
left blank

Chapitre 1

RADIOACTIVITE PAR NEUTRONS RETARDES

Les progrès récents des recherches expérimentales sur les noyaux éloignés de la stabilité ont permis d'étendre le domaine des noyaux observés et d'atteindre dans de nombreux cas pour les noyaux légers les limites de stabilité imposées par les énergies de liaison B_n et B_p .

La radioactivité β est la transformation, à l'intérieur du noyau, d'un neutron en proton avec émission d'un électron et d'un anti-neutrino (radioactivité β^-) ou d'un proton en neutron avec émission d'un positron et d'un neutrino (radioactivité β^+). Les noyaux qui ont un excès de neutrons par rapport à la vallée de stabilité se désintègrent par émission β^- tandis que ceux qui ont un excès de protons se transforment par émission β^+ . Pour les noyaux exotiques, c'est à dire très éloignés de la vallée de stabilité, l'émission d'un β peut être suivie de celle d'un ou plusieurs nucléons, proton pour la décroissance β^+ , neutron pour la décroissance β^- . La durée de vie des noyaux instables varie de quelques heures pour les plus proches de la vallée de stabilité à moins de la microseconde pour les plus éloignés. Les progrès récents ont porté sur les méthodes de production et sur les techniques de mesures. La production des noyaux exotiques par fragmentation du projectile a été développée dans différents laboratoires (GANIL¹, RIKEN², GSI³ et MSU⁴) disposant de faisceau d'énergie élevée, tandis que la fragmentation de la cible a été mise à profit au CERN⁵ (ISOLDE) et à Jyväskylä notamment en utilisant soit des protons de grande énergie, soit des projectiles de basse énergie et de réaction de fission.

¹ Grand Accélérateur National d'Ions Lourds, Caen, France

² Japon

³ Gesellschaft für SchwerIonenforschung, Darmstadt, Allemagne

⁴ Michigan State University, East Lansing, USA

⁵ Centre Européen pour la Recherche Nucléaire, Genève, France et Suisse

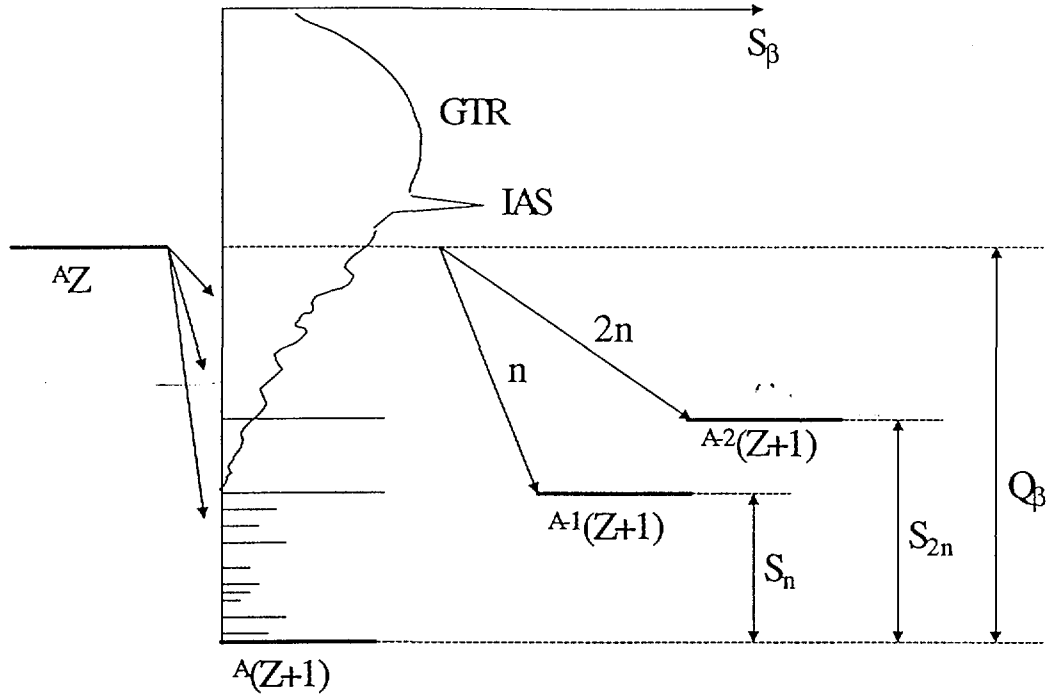


Figure 1.1 Schéma de décroissance d'un noyau très riche en neutrons [Lyu83]. La force S_β dépend de l'énergie d'excitation E_x . S_β a des valeurs discrètes pour $E_x < S_n$ (S_n est le seuil d'apparition d'un neutron) et continues quand $E_x > S_{2n}$.

En particulier, pour les noyaux riches en neutrons, la limite de stabilité est atteinte plus difficilement et les informations spectroscopiques sont souvent limitées. Les valeurs élevées de l'énergie disponible Q_β lors de la désintégration conduisent à l'existence de nombreux modes de décroissance : β , β -1n, β -2n (éventuellement β -3n) et également dans certains cas β - α , β -d, β -t.

La désintégration β des noyaux est décrite par la probabilité réduite de transition β en fonction de l'énergie d'excitation $S_\beta(E)$. Les caractéristiques générales de l'intensité S_β sont représentées schématiquement sur la figure 1.1 [Lyu83]. Aux hautes énergies, l'intensité S_β est dominée par la résonance géante isobarique analogue (IAS) la résonance de Gamow-Teller (GTR), correspondant respectivement aux transitions de Fermi et de Gamow-Teller. Comme nous pouvons le voir sur la figure 1.1, les Q_β sont trop faibles

pour atteindre ces résonances. La largeur de la résonance isobarique analogue est trop faible pour avoir une influence. Cependant le peuplement des niveaux par désintégration β est favorisé par le continuum de la résonance Gamow-Teller. Les noyaux éloignés de la vallée de stabilité et dont les Q_β sont supérieurs à l'énergie de liaison vont se désintégrer par l'émission d'un électron et d'un anti-neutrino suivie de l'émission d'un neutron si le Q_β est supérieur à l'énergie de séparation d'un neutron (S_n), ou bien par l'émission de deux neutrons en coïncidence, si le Q_β est supérieur à l'énergie de séparation de deux neutrons (S_n), en compétition avec l'émission de γ . Le temps d'émission de l'électron varie de la milliseconde à quelques secondes par contre celui du neutron, est inférieur à 10^{-20} secondes, caractérisant ce type de désintégration. C'est pour cela qu'on parle d'émission de neutrons retardés. Il est possible de déterminer le temps de vie du noyau étudié en mesurant le temps entre l'implantation des noyaux et la détection de la coïncidence β -n. L'étude spectroscopique des noyaux riches en neutrons permet d'obtenir, pour les transitions de type Gamow-Teller, les caractéristiques de l'interaction faible au sein des noyaux et de vérifier les prédictions théoriques du modèle en couches de la matière nucléaire. Les faisceaux actuels sont de faible intensité et nous obligent à augmenter considérablement l'efficacité de détection.

L'émission de 1 ou 2 neutrons retardés peut conduire à l'alimentation d'états excités dans les noyaux $A-1 Z+1$ et $A-2 Z+1$, il en résulte une complexité de la décroissance et pour établir le bilan exact de celle-ci, il sera nécessaire d'enregistrer les rayons γ , les spectres n, les coïncidences n- γ et éventuellement n-n avec des détecteurs adaptés aux rayonnements émis. Pour ces besoins, des scintillateurs plastiques sont utilisés pour détecter les neutrons de 200 keV à 10 MeV et des détecteurs Germanium pour les γ de 0 à 6 MeV. Une grande efficacité de détection de neutrons est nécessaire du fait de la faible intensité des faisceaux exotiques actuels, et surtout si l'on veut pouvoir détecter l'émission multiple de neutrons. En effet, si l'efficacité est de $\sim 50\%$ par module de détection et que la géométrie couvre $\sim 50\%$ de l'espace, la probabilité de détection est de 25 % pour un neutron, 6.2% pour deux neutrons, 0.15% pour trois neutrons. Si l'on suppose que le dispositif de détection gamma a typiquement 6% d'efficacité cette probabilité est de 1.5% pour la détection des

coïncidences neutron-gamma. L'équipement de détection des neutrons sera composé de plusieurs modules identiques équipés chacun de deux photomultiplicateurs autorisant une résolution longitudinale de quelques centimètres et une bonne résolution en énergie pour des neutrons de quelque centaines de keV à plusieurs MeV. Le multidétecteur s'appelle TONNERRE, acronyme de TONneau pour NEutRons REtardés.

1.1 Rappel sur la décroissance β

Nous ne consacrerons pas tout ce paragraphe à la théorie de Fermi dont une part importante est compilée dans la littérature [Kra88], mais nous nous contenterons de donner les éléments essentiels à la compréhension des transitions de Fermi et de Gamow-Teller. Fermi a formulé sa théorie de l'émission β en s'appuyant sur la théorie des perturbations au premier ordre, dans laquelle la probabilité de transition est liée à l'interaction faible qui engendre la transition entre un état initial et un état final quasi-stationnaire :

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} |V_{fi}|^2 \rho(E_f) \quad (1.1)$$

où $\rho(E_f)$ est la densité de l'état final. L'élément de matrice de transition V_{fi} est l'intégrale de l'interaction entre l'état initial et l'état final :

$$V_{fi} = \int \varphi_f^*(\vec{r}) \psi_e^*(\vec{r}) \psi_\nu^*(\vec{r}) g_f \varphi_i(\vec{r}) d\tau \quad (1.2)$$

où φ_i et φ_f sont les fonctions d'ondes pour l'état nucléaire initial et final, ψ_e et ψ_ν sont les valeurs des fonctions d'onde de l'électron et du neutrino à la position $\vec{r}$, et g_f est la constante de Fermi caractérisant l'interaction faible.

1.1.1 Élément de matrice d'une transition de Fermi

Les fonctions d'onde de l'électron et du neutrino sont souvent écrites sous forme d'équation d'ondes planes:

$$\psi_e = \frac{1}{\sqrt{V}} \exp\left(\frac{i \vec{p} \cdot \vec{r}}{\hbar}\right)$$

et:

$$\psi_v = \frac{1}{\sqrt{V}} \exp\left(\frac{i \vec{q} \cdot \vec{r}}{\hbar}\right)$$

où V est le volume de normalisation, $\vec{p}$ le moment de l'électron et $\vec{q}$ le moment du neutrino.

Transition de Fermi permise

En effectuant le produit des fonction d'ondes et en considérant la création de l'électron et du neutrino à l'origine $\vec{r} = 0$, l'approximation au premier ordre conduit à:

$$\psi_e^*(\vec{r}) \psi_v^*(\vec{r}) = \frac{\exp(-i(\vec{p} + \vec{q}) \cdot \vec{r} / \hbar)}{V} \simeq \frac{1}{V}$$

Dans ces conditions, nous dirons que l'on a affaire à une transition de Fermi permise et l'équation 1.2. devient alors:

$$V_{if} = \frac{g_f}{V} M_{if} \quad (1.3)$$

avec:

$$M_{if} = \int \varphi_f^* \varphi_i d\tau$$

où M_{if} est l'élément de matrice nucléaire qui caractérise le recouvrement des fonctions d'ondes initiale et finale. Dans ce cas, l'expression théorique de la probabilité de transition devient alors :

$$\lambda = \frac{|M_{if}|^2}{\tau_0} f(z, E_0) \quad (1.4)$$

avec $\tau_0 = \frac{2\pi^2 \hbar^7}{g_f^2 m_e^5 c^4}$ où $f(z, E_0)$ est une fonction sans dimension connue sous le nom d'intégrale de Fermi. λ dépend de l'énergie de sorte qu'il est préférable de décrire les transitions non pas par λ mais par $\frac{\lambda}{f(z, E_0)}$ qui ne dépend que de M_{if} et non plus de l'énergie.

Sachant que:

$$\lambda = \frac{0,693}{t_{1/2}}$$

et que $f(z, E_0) \cdot t$ est plus simplement exprimé en logarithme de base 10, nous avons:

$$\log ft = \log \frac{0,693 \cdot \tau_0}{|M_{if}|^2} \quad (1.5)$$

Le produit ft , appelé valeur ft ou encore durée de vie comparative dépend considérablement de la matrice de transition et permet de caractériser les transitions (permise, super-permise ou interdite).

Une transition de Fermi permise peut s'écrire en termes de moment cinétique J et de parité π et doit alors remplir les règles de sélection suivantes :

$$\Delta J = J_i - J_f = 0 \text{ et } \Delta \pi = \pi_i \cdot \pi_f = +1 \quad \Delta T = 0$$

Pour illustrer, prenons les exemples suivants :

$$^{14}\text{O} \rightarrow ^{14}\text{N}^* \quad 0^+ \rightarrow 0^+ \quad t_{1/2} = 71,1 \text{ sec.} \quad \log ft = 3,48$$

$$^{34}\text{Cl} \rightarrow ^{34}\text{S}^* \quad 0^+ \rightarrow 0^+ \quad t_{1/2} = 1,53 \text{ sec.} \quad \log ft = 3,49$$

Les configurations des états initial et final sont identiques au remplacement près des neutrons par les protons. Lors de la transition entre un état 0^+ et un état 0^+ pour assurer la conservation de la parité et du moment angulaire, l'électron et l'anti-neutrino, n'emportent pas de moment angulaire ($J_i - J_f = 0$) et par conséquent la probabilité de transition associée est importante. Nous voyons que si $t_{1/2}$ varie fortement, $\log ft$ reste stable pour des transitions permises. Pour ces transitions, les $\log ft$ ont des valeurs comprises entre 3 et 6. Pour des valeurs voisines de 3, les transitions sont appelées "super-permises".

Transitions de Fermi interdite

Dans l'exposé des transitions de Fermi permises, nous nous sommes limités au développement de $\vec{r}$ au 1^{er} ordre. Or au second ordre, il existe des transitions dites interdites qui nécessitent le développement des matrices à des ordres plus élevés. Ainsi, les termes de l'expression:

$$e^{-i\vec{p}\vec{r}} = 1 + (-i\vec{p}\vec{r}) + \dots + \frac{(-i\vec{p}\vec{r})^l}{l!} \quad (1.6)$$

correspondent à des transitions obéissant à des règles de sélection différentes auxquelles sont associées des probabilités de transition d'autant plus faibles que le terme considéré est

d'ordre élevé. Les transitions dites premières interdites correspondent aux $\log ft$ compris entre 6 et 9, et ont les règles de sélection suivantes:

$$\Delta J = J_i - J_f = 0 \text{ ou } \pm 1 \text{ et } \Delta\pi = -1$$

En généralisant ces considérations au l^{ieme} ordre, la transition de Fermi l^{ieme} interdite répond aux règles de sélection suivantes :

$$|J_i - J_f| \leq l \leq J_i + J_f \text{ et } \Delta\pi = (-1)^l \Delta T = 0$$

1.1.2 Transition de Gamow-Teller

Lors du calcul de la probabilité de transition dans la théorie de Fermi, seule l'interaction vectorielle contribue à l'intégrale d'interaction, or ce n'est pas la seule, la contribution axiale donne lieu aux transitions dites de Gamow-Teller (GT).

Les règles de transition GT sont les suivantes:

1) transition permise

$$\Delta J = J_i - J_f = 0 \text{ ou } \pm 1 \text{ et } \Delta\pi = +1$$

sauf pour les transitions entre deux états de moment cinétique nul ($J_i = J_f = 0$).

Exemple :

$${}^6\text{He} \rightarrow {}^6\text{Li} \quad 0^+ \rightarrow 1^+ \quad t_{1/2} = 0,81 \text{ sec.} \quad \log ft = 2,8$$

2) première interdite

$$\Delta J = J_i - J_f = 0 \text{ ou } \pm 1 \text{ et } \Delta\pi = -1$$

Les transitions interdites de GT ont, pour un même ordre d'interdiction, les mêmes grandeurs de ft que les transitions de Fermi.

A cause du β^- , les transitions des noyaux riches en neutrons ne seront que de type Gamow-Teller et leur période est la somme discrète des périodes correspondant aux divers embranchements. Le produit ft varie considérablement de 3 à 14 suivant la nature des transitions si bien qu'il caractérise quantitativement les transitions. Expérimentalement, la valeur ft est déterminée à partir du taux d'embranchement (BR), de l'intégrale de Fermi

$f(z, E_0)$ [Har92]:

$$f_t = \frac{f(z, E_0) \cdot t_{1/2}}{BR} \quad (1.7)$$

On peut définir également l'amplitude de transition de Gamow-Teller $B(GT)$, proportionnelle à $|M_{if}|^2$,

$$B(GT) = \frac{6170}{f_t} \quad (1.8)$$

qui peut être comparée à la valeur théorique donnée par le calcul de l'élément de matrice Gamow-Teller [Wid84].

1.2 Les faisceaux radioactifs du GANIL

Le premier faisceau du Ganil remonte à 1983. Les démarches et efforts réalisés tout au long de ces années ont permis la création de deux installations de production de faisceaux radioactifs: le spectromètre LISE 'Ligne d'Ions Super Epluchés ' en 1984 et SISSI 'Source d'Ions à Solénoïdes Supraconducteurs Intenses' en 1994.

La technique de production utilisée par ces deux installations est la fragmentation du projectile. Le faisceau primaire stable d'énergie intermédiaire de quelques dizaines de MeV par nucléon est envoyé sur une cible mince (quelques millimètres d'épaisseur). La plus grande partie des fragments du projectile produits par collision sur un noyau cible ont une direction d'émission et une vitesse proche de celle du faisceau primaire incident. La fragmentation produit des noyaux exotiques en faible proportion : 1 à 100 ions lourds par seconde pour un noyau exotique selon le type désiré à partir d'un faisceau primaire de ^{36}S à 70 MeV/A et d'une intensité de $2\mu\text{A}$ [Ang97a]. Ils sont sélectionnés par des spectromètres magnétiques LISE ou SPEG⁶.

⁶ Spectromètre a Perte d'Energie du GANIL

Le spectromètre LISE

Le spectromètre magnétique LISE sélectionne une grande partie des noyaux à étudier et élimine les autres. Les fragments sont guidés dans la ligne par une succession d'aimants et de lentilles magnétiques (cf fig. 1.2) permettant 3 types de sélections:

1) Une sélection magnétique avec le premier dipôle. Il isole les fragments du flux énorme de particules incidentes. Les fragments sont sélectionnés dans le dipôle par le réglage de sa rigidité magnétique $B\rho_1$ (B étant la valeur du champ magnétique et ρ_1 le rayon de courbure de l'aimant), en vérifiant la relation $B\rho_1 = \frac{A \cdot v}{Q}$, sur les fentes placées à la sortie. La fermeture des fentes permet d'améliorer l'efficacité de sélection en vitesse.

2) Une sélection par ralentissement des ions dans un ralentisseur et convergence sur la ligne indépendamment de l'énergie avec le second dipôle. La combinaison du ralentisseur avec le dipôle 2 est appelée ralentisseur achromatique. Le caractère achromatique du spectromètre est obtenu par la forme particulière du ralentisseur. Le rapport de l'énergie entre deux fragments semblables (même A et même Z) doit être identique avant et après le ralentisseur. La perte d'énergie occasionnée par le ralentisseur placé entre les 2 dipôles opère une nouvelle sélection. La rigidité magnétique $B\rho_2$ du second dipôle est réglée pour compenser la perte d'énergie du noyau choisi dans le ralentisseur:

$$B\rho_2 = \frac{A^3}{Z^2}$$

3) La troisième sélection est un filtre de vitesse installé en bout de ligne LISE. Le filtre permet d'éliminer certains des fragments non désirés mais transmis par le second dipôle. Son rôle est d'autant plus important que l'on étudie des noyaux plus lourds. Le filtre électrostatique de type Wien est constitué de champs magnétiques et électriques croisés où tout noyau (A , Z , et charge Q) subit les forces électrique et magnétique:

$$F_{el} = Q \cdot E \text{ et } F_{mag} = Q \cdot v \cdot B$$

Dans le cas où les forces sont égales, les noyaux dont la vitesse est $v_0 = \frac{E}{B}$ ne sont pas déviés et passent à travers les fentes du filtre. Par contre, les autres ont leur trajectoire modifiée et sont arrêtés.

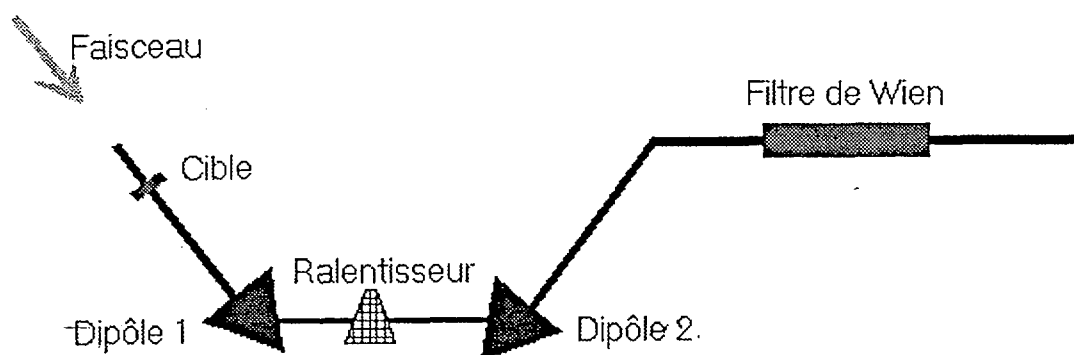


Figure 1.2 LISE (Ligne d'Ions Super-Epluches)

L'identification des fragments (masse, Z , Q , vitesse) est faite sans ambiguïté. La mesure du temps que mettent les noyaux pour parcourir la ligne du spectromètre (44 mètres) donne accès à leur vitesse. Le taux de production des noyaux est faible alors que la fréquence du cyclotron est de 10 Mhz (un paquet de largeur 1ns toutes les 100 ns). Les prises de temps 'Start' et 'Stop' sont données respectivement à partir d'un scintillateur rapide placé avant la seconde déviation achromatique et par la radiofréquence du deuxième cyclotron. Le dispositif d'implantation et de collection des noyaux radioactifs décrit dans le chapitre 2 utilise 3 jonctions silicium et un scintillateur: une jonction ΔE , une jonction XY , un scintillateur plastique d'implantation et une jonction E montée en veto. Les pertes d'énergies recueillies dans les jonctions silicium empilées et le temps de vol mesuré précédemment permettent une représentation bidimensionnelle ΔE -temps-de-vol faisant apparaître des hyperboles correspondant aux différents états de charge ($\Delta E \propto Q^2/v^2 \propto Q^2 \cdot TdV^2$). L'identification des noyaux se fait par la succession de différentes hyperboles. La répartition des taches sur une hyperbole correspond aux différentes énergies du noyau.

1.3 Détection des neutrons retardes

Les études de décroissance fournissent un des premiers outils spectroscopiques pour la recherche sur les noyaux loin de la stabilité. La grande valeur Q_β de tels noyaux mène souvent à la population des états non liés et donc à l'émission de particules. En conséquence l'émission de particules β - retardées est fréquemment le mode dominant de décroissance. L'accès à l'emplacement et à la structure des niveaux non-liés exigent ainsi la mesure des particules retardées, et en particulier leurs énergies. Plus généralement une telle information est essentielle pour tracer la fonction de S_β des noyaux loin de la stabilité.

Les scintillateurs plastiques sont largement utilisés pour la détection des neutrons. La diffusion neutron-proton est le mécanisme principal pour la détection des neutrons. La réponse rapide combinée à une bonne efficacité (grâce aux grandes sections efficaces), la facilité de mise en oeuvre, la possibilité de fabriquer des détecteurs de toutes formes et dimensions sont les raisons de la popularité du scintillateur. Les scintillateurs plastiques mettent en oeuvre la technique du temps de vol des neutrons. Cette technique a été mise à profit dans différents laboratoires. Une comparaison des paramètres et performances de quelques détecteurs de neutrons est présentée dans le tableau 1.1.

Détecteur	No. d'éléments	R (m)	d (cm)	$\Delta\Omega$ (%)	ε_n (%)	ΔE (keV)	Δx (cm)	$\Delta\Omega\varepsilon_n$ (%)
MSU [Har91] (BC412)	16	1.00	2.5	15	20	50	13	3
RIKEN 'Wall' [Oz95] (BC408)	15	1.25	6.0	11	55	110	7	6
RIKEN [Aoi97] (BC408)	6	1.5	2.0	10	20	50	-	2
IRES [Hu85] (NE110)	1	1.0	5.0	2.29	36	-	-	0.82
TONNERRE	32	1.2	4.0	45	30	103	12	15

Tableau 1.1

Comparaison des paramètres et performances des détecteurs de neutrons retardes de 1 à 5 MeV

R : base de vol. Dans le cas du 'Mur' de RIKEN, la base de vol est mesurée à partir du centre de détecteur.

d: épaisseur du scintillateur.

$\Delta\Omega$: angle solide (fraction de 4π).

ε_n : efficacité intrinsèque pour une énergie neutron de 2 MeV.

ΔE : résolution en énergie (LTMH) pour $E_n=1$ à 2 MeV

Δx : résolution spatiale longitudinale.

Dans le cas de TONNERRE l'efficacité intrinsèque de détection a été mesurée dans l'expérience E333.

Chapitre2

TONNERRE: SIMULATIONS ET TEST SOUS FAISCEAU

2.1 Généralités sur l'expérience E311

Afin d'étudier les performances du détecteur 6 UT (1UT=8 heures) de faisceau lui étaient dédiées. Quatre noyaux déjà connus (^{17}N , ^{16}C , ^{15}B et ^{11}Li) ont été produits pour l'étalonnage [But00][Gre00]. Le multidétecteur TONNERRE est composé de 32 scintillateurs épais, courbés à 120 cm. Le châssis peut accueillir 23 lattes juxtaposées pour un angle solide total de 36 % de 4π (0.2 stéradian par latte). Neuf lattes ont été superposées, comme le montre la figure 2.1 pour étudier la possibilité d'augmenter l'efficacité totale. Au centre de TONNERRE se trouve un support permettant le positionnement de détecteurs tels que les jonctions siliciums, un plastique d'implantation et un dégradeur. Deux détecteurs germaniums ont été fixés à 90° de l'axe du faisceau à 8 cm du point d'implantation. Le dispositif fonctionne dans l'air, il est donc inutile de prévoir des matériaux qui ne dégazent pas. Les supports des lattes et du télescope sont en aluminium et acier.

Dispositif d'implantation et de collection des noyaux : Le télescope

Les objectifs du télescope sont les suivants :

1. Implantation et détection des ions radioactifs.
2. Détection des β avec une très bonne résolution temporelle.
3. Identification des noyaux par la méthode ΔE -TdV

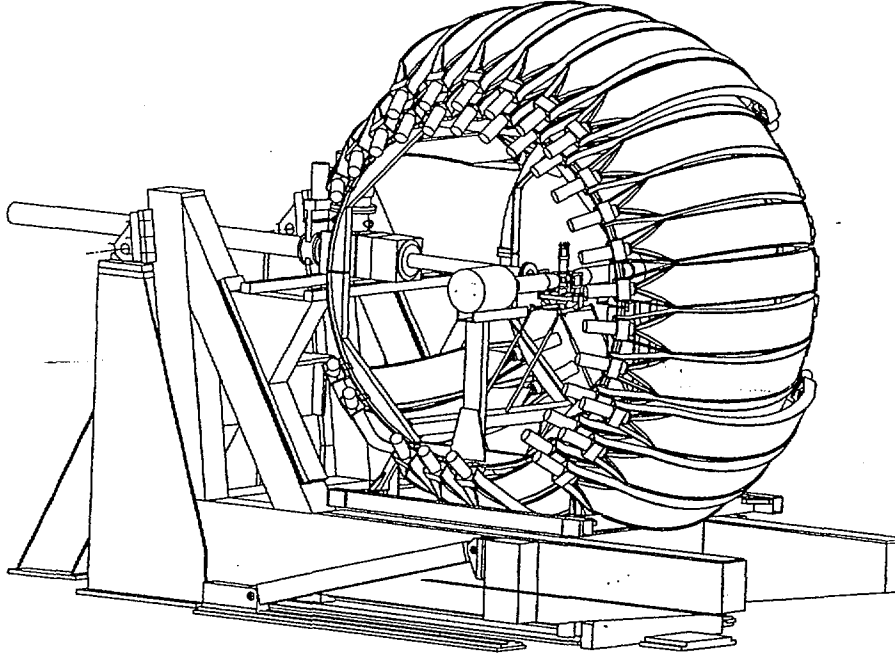


Figure 2.1 TONNERRE sur la plateforme de LISE (E311)

Description générale du télescope

Les méthodes d'identification des noyaux implantés utilisent différents types de télescopes:

a) Le télescope $\Delta E - E$: le choix habituel est de combiner deux détecteurs à semi-conducteurs en silicium et/ou silicium dopé au lithium. Le premier détecteur, mince, permet une mesure de la perte d'énergie résiduelle alors que le second, épais, arrête les particules. A partir de la formule de Bethe-Bloch, la perte d'énergie s'écrit comme suit [Leo]:

$$\Delta E \propto Z^2 \frac{M}{E} \quad (2.1)$$

où ΔE est la perte d'énergie dans la jonction, Z le numéro atomique, M la masse et E l'énergie de la particule incidente.

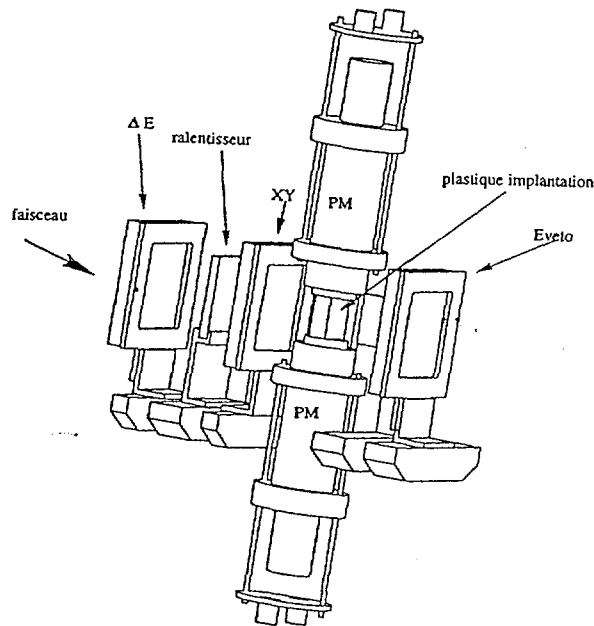


Figure 2.2 Le télescope d'implantation des ions lourds place au centre de TONNERRE

b) Le télescope $\Delta E - TdV$: Comme $M = \frac{2E}{v^2}$, la perte d'énergie de l'expression 2.1 devient :

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2} \propto Z^2 T dV^2$$

Ainsi, la perte d'énergie est proportionnelle au carré du produit de la charge Z par le temps de vol.

Pour des raisons de simplicité et de prise de temps, paramètre primordial pour la mesure du temps de vol des neutrons, l'implantation des noyaux a été faite dans un scintillateur plastique. Afin d'éviter les problèmes de transmission optique dans un guide de lumière, nous avons utilisé un scintillateur rapide de forme parallélépipédique en contact optique avec deux photomultiplicateurs permettant l'implantation des ions et la collection des β .

La géométrie du télescope d'identification des ions lourds est représentée en fig. 2.2 et les caractéristiques des détecteurs sont données dans le tableau 2.1.

Détecteur	Type	Epaisseur	Surface	Rôle
ΔE	jonction Si	$300\mu m$	$50 \times 50 mm^2$	identification des noyaux
XY	jonction Si	$300\mu m$	$50 \times 50 mm^2$	convergence du faisceau
<i>Impl.</i>	NE 102	$10 mm$	$30 \times 30 mm^2$	implantation des noyaux+ β
<i>E veto</i>	jonction Si	$500\mu m$	$50 \times 50 mm^2$	détecteur en veto

Tableau 2.1

. Caractéristiques des détecteurs du télescope.

Les ions radioactifs sont arrêtés et identifiés dans le télescope placé au centre de TONNERRE. Les noyaux radioactifs passent à travers une fine fenêtre de titane, qui sépare l'air ambiant du vide des lignes de faisceaux, et d'un détecteur solide à jonction silicium qui permet de mesurer la perte d'énergie des ions. Cette jonction sert aussi à la mesure du temps de vol du spectromètre LISE ce qui permet l'accès à la représentation bidimensionnelle $\Delta E - TdV$ et d'identifier la charge Z des noyaux. Les informations à coder sont la sortie amplitude de l'amplificateur et la sortie temps déclenchant le 'start' du codeur de temps. Un ralentisseur en aluminium est placé entre la jonction ΔE et une jonction XY pour réduire l'énergie de façon à ce que les noyaux s'arrêtent au milieu du scintillateur plastique. L'épaisseur du ralentisseur étant constante, la perte d'énergie est réglable par rotation de celui-ci. La jonction silicium XY donne le diamètre du faisceau et permet de vérifier sa convergence dans le détecteur d'implantation. La localisation est obtenue par le rapport des amplitudes des signaux pris aux 4 coins de la jonction [Bru92]. Les ions radioactifs, à l'arrêt dans le scintillateur plastique de 10 mm d'épaisseur, permettent le déclenchement 'start' du temps de vol des neutrons par l'intermédiaire d'un module de coïncidence rapide. Le système de déclenchement par une double lecture assure une prise de temps rapide avec un faible bruit de fond. Le plastique scintillant de dimensions $30 \times 30 \times 10 \text{ mm}^3$ émet de la lumière vers deux photomultiplicateurs montés en regard (fig 2.2).

La dernière jonction silicium, dopée au lithium, permet de rejeter les noyaux ayant traversé le plastique d'implantation. Le dépôt d'énergie est obtenu par le codage en amplitude de l'impulsion issue de la chaîne de préamplification-amplification.

2.2 Electronique et acquisition de données

Electronique β^- , neutrons

Le β émis est détecté dans le plastique d'implantation par les deux photomultiplicateurs. Les sorties des anodes sont reliées à un discriminateur à fraction constante pour effectuer la prise de temps. Les signaux logiques permettent de réaliser une coïncidence dont le but est de réduire le bruit de fond des photomultiplicateurs et de déclencher le 'start' des codeurs de temps de vol neutrons par l'intermédiaire du module de coïncidence rapide (MCR).

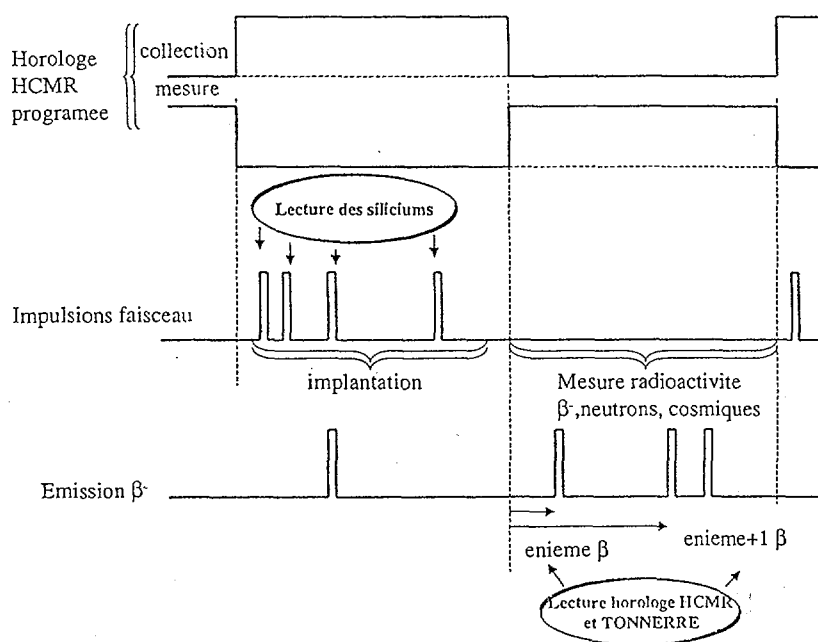


Figure 2.3 Chronogramme des cycles de collection et de mesure de la radioactivité et des neutrons

Les neutrons sont détectés dans les lattes. Les impulsions des PM sont réparties sur les codeurs de charge et de temps. Le codage en temps est effectué par un 'start' commun et des 'stops' individuels. Les coïncidences entre deux photomultiplicateurs d'une même latte sont effectuées à posteriori lors de l'analyse des données.

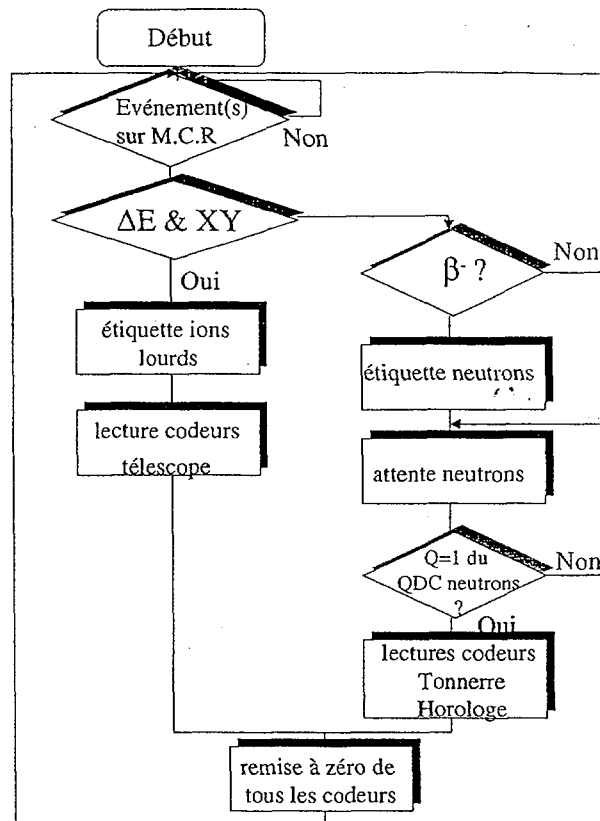


Figure 2.4 Organigramme complet de l'acquisition

Les cycles de collection des ions et de mesure de radioactivité sont gérés par une horloge électronique appelée 'HCMR' (Figure 2.3 et 2.4), acronyme de Horloge pour séquences de Collection et Mesure de Radioactivit [Wit96]. Elle fournit, pour chaque événement des informations en temps à partir des compteurs suivants:

- *une horloge universelle, mise à zero au début de l'acquisition soit par cablage soit par un ordre logiciel du programme d'acquisition.

- *les compteurs TC_instant et TMR_instant associés aux horloges respectives de temps de collection et mesure de radioactivité marquent les instants d'arrivée de la sortie du module de décision. Ces temps correspondent aux temps écoulés depuis le début de leur fenêtre respective jusqu'à l'ordre de pré-analyse (ok du M.C.R.). Les horloges de temps de collection et de mesure de la radioactivité sont programmables pour une durée allant de $1\mu s$ à 22 heures grâce au choix d'une base de temps parmi huit allant de $1\mu s$ à 10 sec. Le mod-

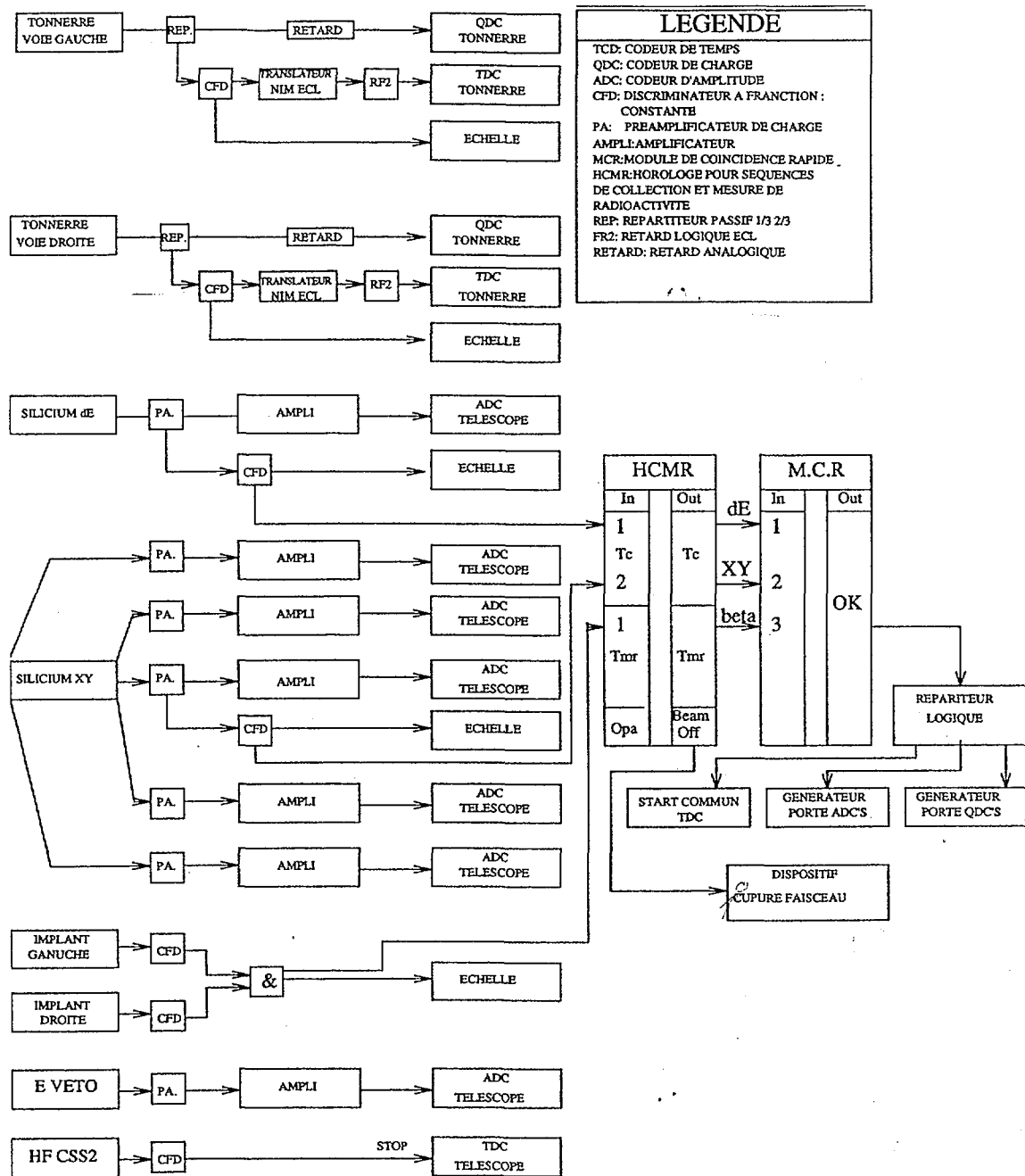


Figure 2.5 Schéma de l'électronique (E311)

ule de décision (module de coïncidence rapide MCR) est un module à 5 entrées permettant de choisir le type d'événements en fonction de la combinaison logique des voies d'entrées. Le schéma de l'électronique est présente dans la figure 2.5.

2.3 Mesures de temps de vie

2.3.1 Cycles de collection et de mesure

La méthode consiste à implanter des noyaux dans un scintillateur plastique (le plastique d'implantation) pendant un temps de collection (T_c) puis à mesurer le temps de vie du noyau sans faisceau pendant un temps de mesure de la radioactivité (T_{mr}). La figure 2.6 représente un cycle de collection et de mesure où le temps de collection est égal au temps de mesure, et où N_{imp} représente le nombre de noyaux implantés, N_r le nombre de noyaux implantés qui restent dans le plastique d'implantation à la fin du temps de collection, N_{sp} le nombre de noyaux en surplus (qui ne se sont pas désintégrés) après l'implantation précédente, et N_c le nombre total des noyaux d'intérêt ($N_r + N_{sp}$).

Si l'implantation des noyaux a lieu pendant un temps T_c , le nombre de noyaux d'intérêt présents à la fin du temps de collection est:

$$N_c = N_r + N_{sp}$$

où

$$\begin{aligned} N_r &= \frac{\Phi}{\lambda}(1 - e^{-\lambda T_c}) \\ N_{sp} &= N_c \cdot e^{-\lambda(T_c + T_{mr})} \end{aligned}$$

où Φ est le taux d'implantation.

Donc:

$$\begin{aligned} N_c &= N_c \cdot e^{-\lambda(T_c + T_{mr})} + \frac{\Phi}{\lambda}(1 - e^{-\lambda T_c}) \\ N_c &= \frac{\Phi}{\lambda}(1 - e^{-\lambda T_c}) \frac{1}{1 - e^{-\lambda(T_c + T_{mr})}} \end{aligned}$$

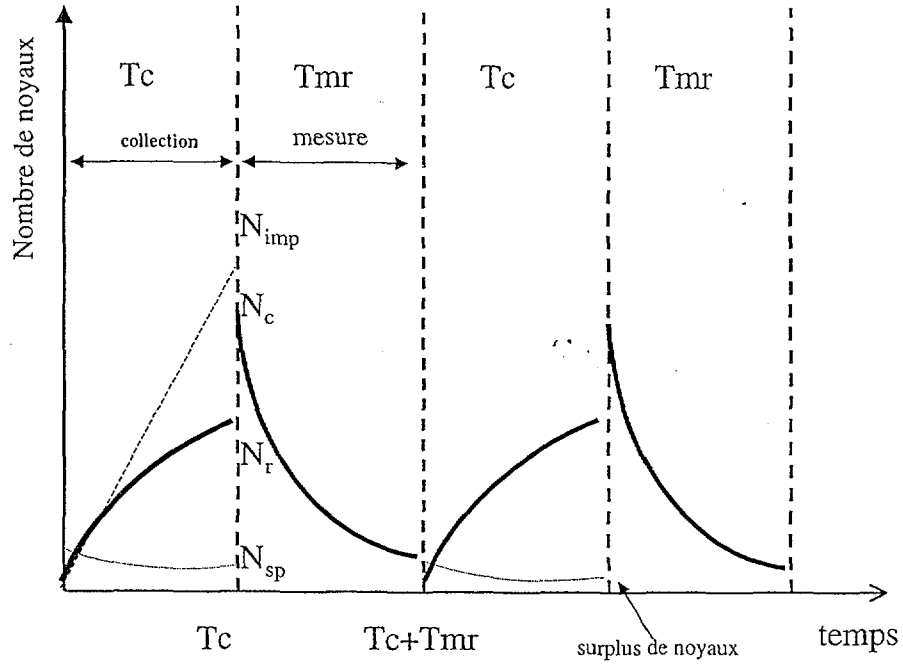


Figure 2.6 Evolution du nombre de noyaux dans le scintillateur plastique d'implantation pendant le temps de collection et de mesure de radioactivité.

Pendant une période $T_c + T_{mr}$ le nombre total de noyaux théoriquement disponibles est :

$$N_{tot} = \Phi(T_c + T_{mr})$$

Pour la même période le nombre total de noyaux étudiés est :

$$N_{des} = N_c(1 - e^{-\lambda T_{mr}})$$

On peut définir le rendement d'utilisation du faisceau :

$$\varepsilon = \frac{N_{des}}{N_{tot}} = \frac{N_c(1 - e^{-\lambda T_{mr}})}{\Phi(T_{mr} + T_c)} = \frac{(1 - e^{-\lambda T_{mr}})(1 - e^{-\lambda T_c})}{(T_{mr} + T_c)(1 - e^{-\lambda(T_{mr} + T_c)})} \quad (2.2)$$

Et on cherche à obtenir le rendement maximum pour différents couples (T_c, T_{mr}) .

Avec la notation $x = \frac{T_c}{T_{1/2}}$ et $y = \frac{T_{mr}}{T_{1/2}}$, l'équation 2.2 devient :

$$\varepsilon = \frac{(1 - e^{-\ln 2x})(1 - e^{-\ln 2y})}{\ln 2(x+y)(1 - e^{-\ln 2(x+y)})}$$

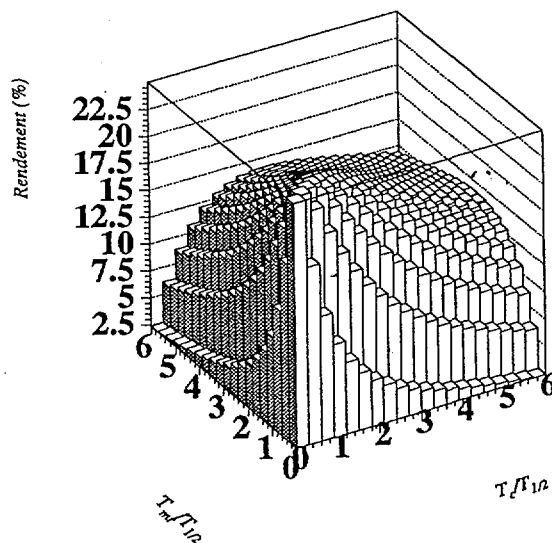


Figure 2.7 Rendement d'utilisation du faisceau pour différents couples T_c, T_{mr}

Nous pouvons clairement voir sur la figure 2.7 que par un choix correct de T_c et T_{mr} le rendement est d'environ 20%. Le maximum de la fonction 2.2 est obtenu quand $T_c = T_{mr}$ et $T_c \rightarrow 0$, et est égal à 25%.

Une ouverture de la fenêtre de mesure de la radioactivité supérieure à 4 fois la période du noyau, permettrait de voir le taux de bruit de fond présent lors de la mesure puisqu'après un temps long il reste moins de 10% des noyaux d'intérêt et le bruit de fond des contaminants devient prédominant. Dans ce cas-ci le rendement maximum est de 17%. En pratique, la situation est encore plus mauvaise, puisque les valeurs calculées devraient être multipliées par l'efficacité moyenne de détection β qui est de 90% (Paragraphe 3.1). Si le taux de production est très faible, le faisceau peut être maintenu de façon permanente, et la décroissance bêta est étudiée en même temps que les implantations. Cette technique de faisceau continu a deux avantages principaux:

- Elle donne un meilleur rendement d'utilisation de faisceau (théoriquement 100%).

-Dans certaines circonstances (par exemple pour le ^{33}Mg au cours de l'expérience E333) quand le faisceau est fortement contaminé cette méthode peut permettre, par une analyse hors ligne se basant sur les temps de vie des noyaux, de sélectionner les noyaux étudiés des contaminants.

La décroissance des noyaux fils

Dans une chaîne de décroissances comme la suivante : $A \rightarrow B \rightarrow C$, si à l'instant zéro un noyau de type A est présent, la probabilité d'avoir un décroissance $B \rightarrow C$ entre t à $t + dt$ est de:

$$dp = dt \int_0^t e^{-\lambda_1 t'} e^{-\lambda_2 (t-t')} \lambda_1 \lambda_2 dt'$$

Ainsi, la fonction de densité de probabilité d'une décroissance β de type $B \rightarrow C$ dans ce cas est:

$$p(t) = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

Sur la figure 2.8 nous pouvons distinguer 2 composantes qui contribuent à la fonction de décroissance du noyau fils. Une composante donnée par la décroissance de N_c noyaux pères et une deuxième, résultant de la décroissance de N_{res} noyaux fils présents au début du temps de mesure.

La fonction de fit peut être exprimée comme suit:

$$N_{fit}(t) = N_c \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) + N_{res} e^{-\lambda_2 t} \quad (2.3)$$

Après un intervalle $T_c + T_{mr}$ le nombre de noyaux fils peut être exprimé comme une somme de 3 composantes:

N_{D1} le nombre de noyaux fils résultant de la décroissance de N_c noyaux pères pendant une période $T_c + T_{mr}$

N_{D2} le nombre de noyaux fils résultant de la décroissance de N_{res} noyaux fils pendant une période $T_c + T_{mr}$

N_{D3} le nombre de noyaux fils résultant après une implantation de noyaux pères faite à un flux Φ constant pendant une période T_c

$$\begin{aligned}
 N_{D1} &= N_c(1 - e^{-\lambda_1(T_c+T_{mr})}) - \int_0^{T_c+T_{mr}} N_c \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t'} - e^{-\lambda_2 t'}) dt' = \\
 &= \frac{\lambda_1 N_c (e^{-\lambda_1(T_c+T_{mr})} - e^{-\lambda_2(T_c+T_{mr})})}{\lambda_1 - \lambda_2} \\
 N_{D2} &= N_{res} e^{-\lambda_2(T_c+T_{mr})}
 \end{aligned}$$

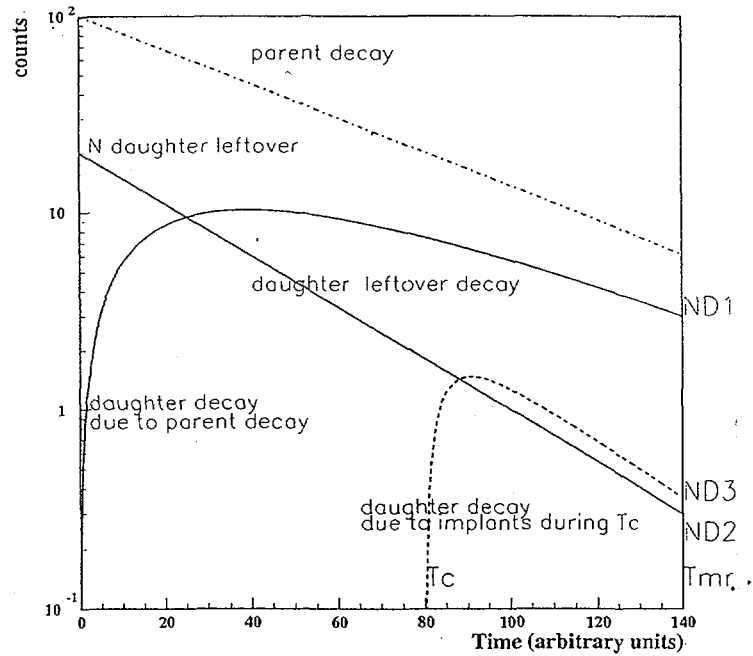


Figure 2.8 Evolution du nombre de noyaux fils dans le scintillateur plastique d'implantation pendant les temps de collection et de mesure de radioactivité.

Pour le cas de N_{D3} nous devons calculer la fonction de densité de probabilité $p_1(t)$ d'une décroissance $B \rightarrow C$ quand les noyaux A sont implantés sous un flux Φ considéré

constant.

$$p_1(t) = \int_0^t \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_2(t-t')} - e^{-\lambda_1(t-t')}) \Phi dt' = \frac{\Phi}{\lambda_2 - \lambda_1} (\lambda_1(1 - e^{-\lambda_2 t}) - \lambda_2(1 - e^{-\lambda_1 t}))$$

La somme de toutes les décroissances des noyaux fils pendant la période d'implantation est donc:

$$N_{fils_des} = \int_0^{T_c} p_1(t) dt = -T_c \Phi + \frac{\Phi}{\lambda_2 - \lambda_1} \left[\frac{\lambda_2}{\lambda_1} (1 - e^{-\lambda_1 T_c}) - \frac{\lambda_1}{\lambda_2} (1 - e^{-\lambda_2 T_c}) \right]$$

Le nombre des noyaux fils produits pendant cette période s'écrit:

$$N_{fils_produites} = N_{pere_des} = \Phi T_c - \frac{\Phi}{\lambda_1} (1 - e^{-\lambda_1 T_c})$$

Avec ces notations le nombre de noyaux fils qui restent à la fin de T_c est :

$$\begin{aligned} N_{D3} &= N_{fils_produites} - N_{fils_des} = \\ &= 2\Phi T_c - \frac{\Phi(2\lambda_2 - \lambda_1)}{\lambda_1(\lambda_2 - \lambda_1)} (1 - e^{-\lambda_1 T_c}) + \frac{\Phi \lambda_1}{\lambda_2(\lambda_2 - \lambda_1)} (1 - e^{-\lambda_2 T_c}) \end{aligned}$$

Dans le cas de l'équilibre :

$$N_{res} = N_{D1} + N_{D2} + N_{D3}$$

2.3.2 Corrections de temps mort

Pour tous les noyaux produits, les temps de vie mesurés ont été sensiblement différents de ceux de la littérature. Comme l'acquisition de données a été faite sans suppression de 0

(ont été lus tous les paramètres: 77 pendant la période de mesure et 13 pendant la période de collection) ceci entraîne des temps morts pour ces deux périodes extrêmement grands (respectivement $\sim 800 \mu\text{s}$ et $\sim 300 \mu\text{s}$).

Pour tenter de comprendre et de corriger l'effet de ce temps mort, l'implantation et la décroissance des noyaux dans le plastique ont été simulées par Monte Carlo. La figure 2.9 montre un spectre simulé pour le ^{15}B ainsi qu'un spectre mesuré pour ce même noyau.

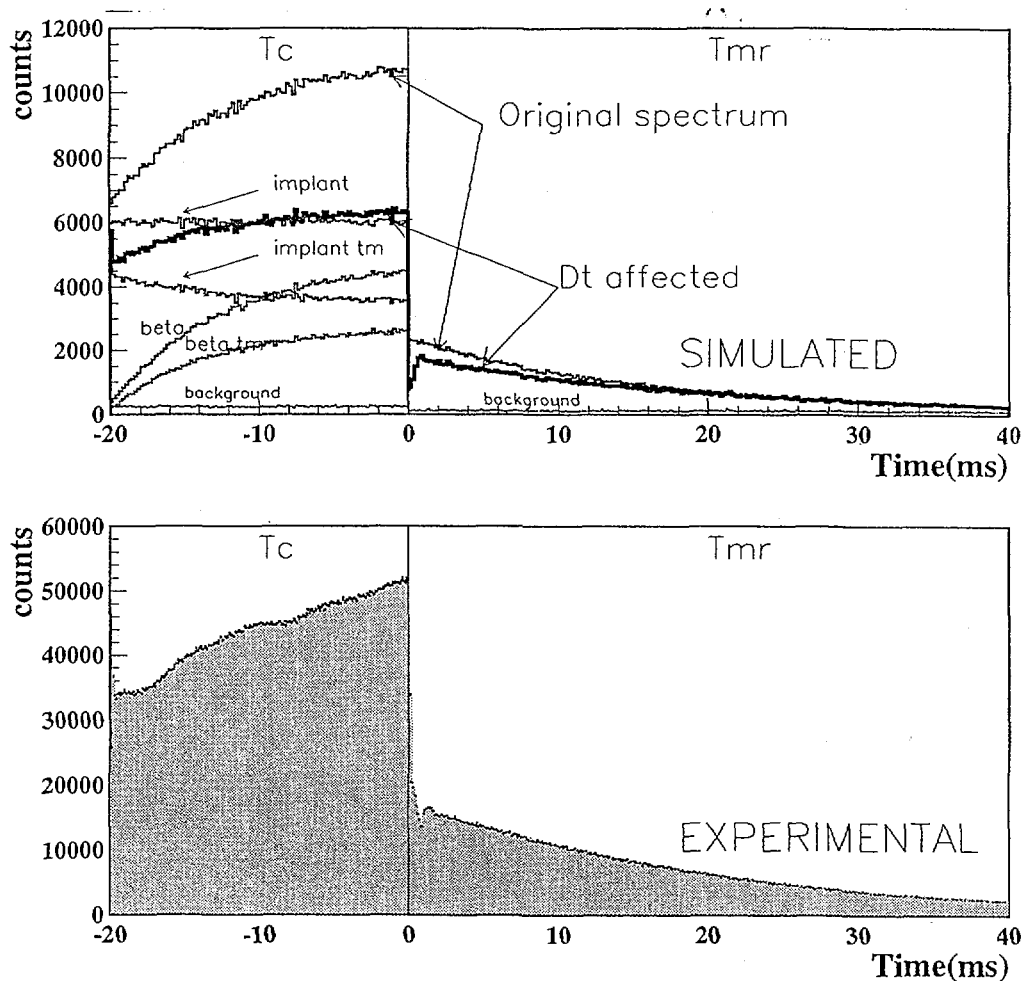


Figure 2.9 L'effet de temps mort dans la décroissance du ^{15}B (spectres simulé en haut et expérimental en bas).

Le comptage d'impulsions dans un processus aléatoire est inévitablement affecté de pertes. Ceci est généré par le fait que l'intervalle de temps entre des événements consécutifs

peut être arbitrairement petit. Pour un processus Poissonien, la fonction de densité de l'intervalle entre deux évènements consécutifs a la forme suivante :

$$f(t) = \rho e^{-\rho t} \quad t > 0$$

où ρ est le taux de comptage. Les intervalles petits sont les plus fréquents. Comme les impulsions électroniques ont une largeur finie, et que le temps nécessaire à traiter un évènement est non nul, les évènements peuvent se superposer et ne peuvent donc pas être comptés individuellement.

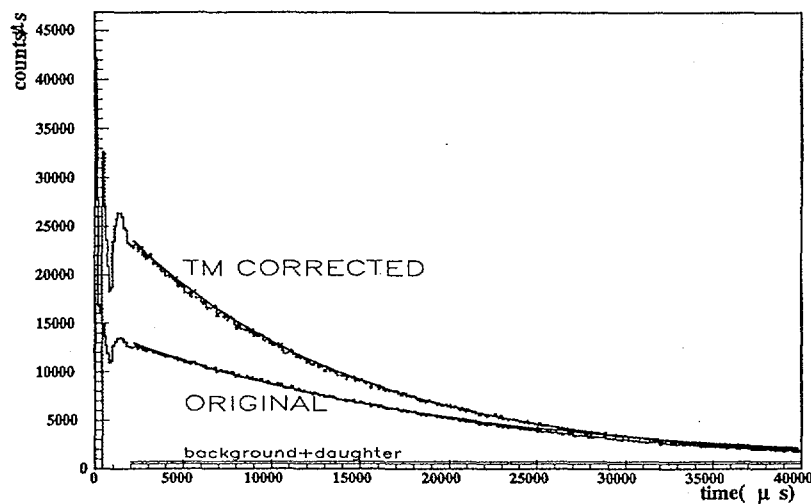


Figure 2.10 La courbe expérimentale de décroissance du ^{15}B à comparer à la même courbe corrigée pour l'effet de temps mort.

Pour une séquence d'entrée arbitraire il n'existe aucune expression explicite qui puisse être utilisée pour la séquence de sortie tant que l'enregistrement des évènements est affecté par le temps mort. Cette limitation reste valable également pour les taux de comptage. La situation ne peut être entièrement décrite mathématiquement que si le processus originel est de type Poissonien [Mül91]. Dans ce cas nous avons pour le taux de comptage, les relations suivantes :

$$R = \frac{\rho}{1 + \rho\tau} \quad \text{pour } \tau \text{ non cumulatif}$$

$$R = \rho e^{-\rho\tau} \quad \text{pour } \tau \text{ cumulatif}$$

où R est le taux de comptage d'une séquence d'entrée de type Poisson et τ est le temps mort de l'acquisition. Normalement le taux de comptage associé à R est celui cherché, à partir du taux du comptage expérimental.

Pour le cas du temps mort non cumulatif (le cas de l'acquisition TONNERRE), nous obtenons:

$$\rho = \frac{R}{1 - R\tau}$$

Dans notre cas nous avons N ($N \leq 20$) noyaux qui se désintègrent pendant une période T_{mr} . Pour chaque intervalle de temps t on rencontre un processus Poissonien, et la correction de chaque interval de temps s'exprime par:

$$N_{\text{real}} = \frac{N_{\text{mes}}}{1 - R\tau} = \frac{N_{\text{mes}}}{1 - N_{\text{mes}}\tau/t_{\text{bin}}}$$

où t_{bin} est la largeur en temps de chaque interval de temps.

Ainsi la correction pour le n -ieme interval de temps du spectre total de décroissance est:

$$N_{\text{real}}(n) = N_{\text{mes}}(n)c(n)$$

avec:

$$c(n) = \frac{1}{1 - \frac{N_{\text{mes}}(n) \tau}{\text{cycles } t_{\text{bin}}}}$$

où cycles est le nombre de cycles ON/OFF de l'horloge. La figure 2.10 présente la courbe expérimentale de décroissance du ^{15}B et la courbe corrigée pour l'effet de temps mort. Le tableau 2.2 présente les résultats obtenus pour les 3 noyaux étudiés durant cette expérience de test. Les résultats sont bien compatibles avec ceux de la littérature.

Noyau	$T_{1/2}$ sans correction	$T_{1/2}$ avec correction tm	valeur connue
^{16}C	1018 ± 45	753 ± 8 ms	747 ± 8 ms
^{15}B	13.8 ± 0.4 ms	10.2 ± 0.25 ms	10.3 ± 0.2 ms
^{11}Li	9.8 ± 4 ms	9.069 ± 34 ms	8.99[Mor97]

Tableau 2.2

Temps de vie pour les noyaux étudiés dans l'expérience E311

2.4 Etalonnage de TONNERRE

Suite à l'implantation de noyaux radioactifs, un neutron (ou plusieurs) est émis isotropiquement dans 4π . Les signaux analogiques de chaque détecteur TONNERRE sont divisés en deux parties. La première partie sert à obtenir une information temporelle sur les temps de vol en passant par un codeur de temps (TDC) alors que la seconde partie est intégrée dans un codeur de charge (QDC). Pour reconstruire les caractéristiques des neutrons retardés, il faut calibrer les spectres en temps. Par ailleurs, pour estimer le seuil électronique, il faut calibrer en énergie les spectres en charge.

2.4.1 Calibrations en temps

Les calibrations en temps des TDC ($t(ns) = a_i \cdot t(\text{canal}) + b_i$) ont été effectuées en deux étapes. Un module NIM appelé 'time calibrator' génère des impulsions étalonnées de fréquences connues. Le spectre obtenu permet la détermination de la pente a_i de la droite d'étalonnage pour chaque voie des codeurs de temps. Les temps de vol s'expriment par la relation suivante :

$$TdV = \frac{a_1 t_1(\text{canal}) + b_1 + a_2 t_2(\text{canal}) + b_2}{2} - \frac{\tau}{2} \quad (2.4)$$

où t_1 et t_2 sont les temps indiqués par les TDC situés aux extrémités de la latte, et τ est les temps de transit de la lumière dans la latte.

L'expression 2.4 se réduit à:

$$TdV = \frac{a_1 t_1(\text{canal}) + a_2 t_2(\text{canal})}{2} + B \quad (2.5)$$

L'offset 'B' a été déterminé à partir du rayonnement gamma et des électrons relativistes qui suivent la décroissance bêta. En effet, les gammas et les électrons parcourent la base de vol de 120 cm à la vitesse de 30 cm/ns, et par conséquent ils ont un temps de vol de 4 ns. Le pic prompt des gammas et des électrons se détache largement de la contribution des neutrons et il doit se trouver à une position de 4 ns sur le spectre en temps de vol. Le paramètre 'B' est ajusté pour retrouver cette valeur.

Parce qu'il a été observé un effet de walk sur les spectres en temps de vol, (ce qui fait que pour le cas du pic de 380keV de ^{17}N nous arrivions à avoir ~3 ns en plus pour le temps de vol correspondant), après l'étalonnage par le positionnement du pic gamma nous avons appliqué une correction linéaire de 0.98 (manip E333) et 0.986 (manip E311).

Pour des neutrons d'énergies cinétiques très inférieures à la masse du neutron au repos ($m_0 c^2 = 939.6 \text{ MeV}$), l'énergie en MeV, peut être déterminée comme suit :

$$E_n = \frac{1}{2}(939.6 \text{ MeV}) \frac{v_n^2}{c^2} = \frac{0.5227 d^2}{TdV^2}$$

où v_n est la vitesse du neutron (cm/ns), c la vitesse de la lumière dans le vide, TdV est le temps de vol en ns et d la distance de vol en cm. Ainsi l'énergie du neutron est facilement déterminée une fois que la vitesse de neutron est connue. Notons que cette vitesse calculée est une fonction de la distance de la base de vol d . La distance du point d'interaction à la face d'entrée du scintillateur n'est pas connue expérimentalement mais une estimation est possible en connaissant le libre parcours moyen $\lambda = (N_H \sigma_H + N_C \sigma_C)$ du neutron dans le scintillateur. La distance moyenne parcourue par un neutron dans le

scintillateur avant de rentrer en collision avec un proton est donnée par la relation :

$$x_0 = \frac{\int_0^t \frac{x e^{-x/\lambda}}{\lambda} dx}{\int_0^t \frac{e^{-x/\lambda}}{\lambda} dx} = \lambda - \frac{t e^{-t/\lambda}}{1 - e^{-t/\lambda}}$$

Pour un neutron de 2MeV, la valeur de x_0 est de 1.88 cm avec un libre parcours moyen de 11.7 cm . Dans la pratique le neutron peut subir des réactions multiples, rendant cette valeur difficile à calculer. En se basant sur des simulations de Monte Carlo la distance a été calculée en fonction du seuil de détection et de l'énergie du neutron. Pour un seuil de 100 keV et des neutrons de 2, 2.5, 3, 3.5 et 5 MeV les distances ont été trouvées de 1.68 1.72 1.78 1.69 et 1.84 cm respectivement. La distance moyenne parcourue entre la face d'entrée du détecteur est donc 1.74cm. La base de vol est finalement estimée à 121.74 cm, et l'énergie des neutrons s'écrit simplement par la relation :

$$E_n = 0.52 \frac{d^2}{T dV^2} = \frac{7746}{T dV^2}$$

où E_n est l'énergie des neutrons en MeV et TdV leur temps de vol en nanoseconde.

2.4.2 Calibrations en énergies

Les calibrations en énergies ont été faites en plaçant successivement deux sources devant chaque latte de TONNERRE. L'émission de lumière du scintillateur est régie par la formule de Birks qui relie la quantité de lumière par unité d'épaisseur dL/dx au pouvoir d'arrêt de la particule dE/dx :

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}}$$

où S est l'efficacité de scintillation et kB la constante de Birks. L'effet d'extinction est proportionnel au pouvoir ionisant des particules si bien que cet effet devient négligeable pour les protons et les alphas.

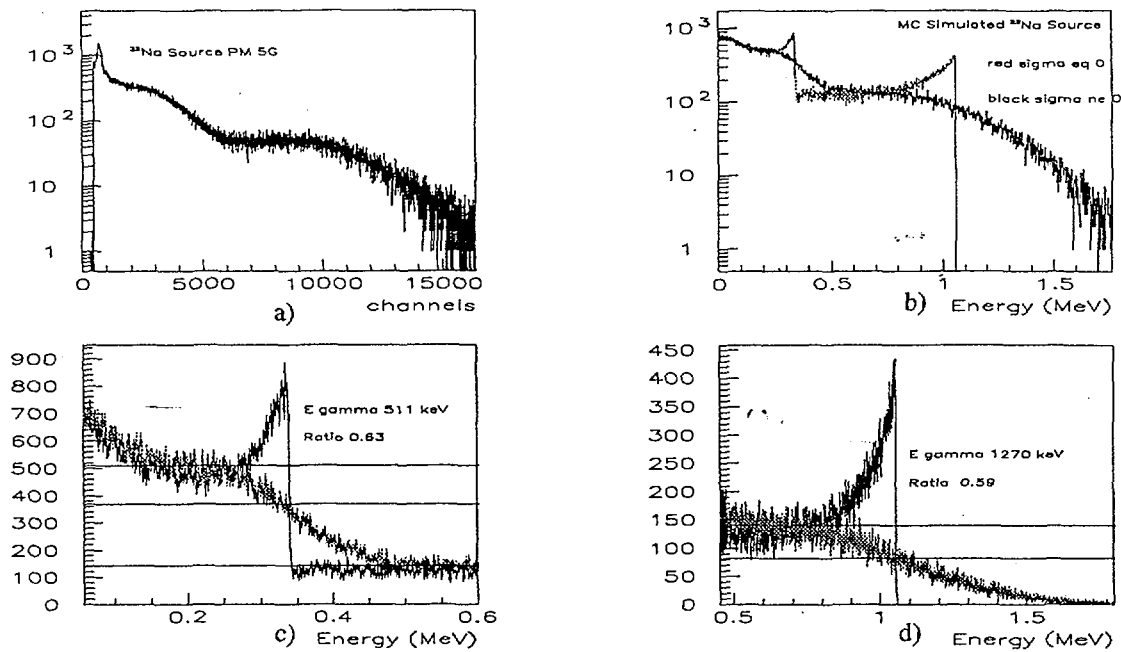


Figure 2.11 Spectre de charge de la source de Na pour un détecteur de Tonnerre a) expérimental et b,c,d) simulé

En intégrant cette équation la quantité de lumière produite par une particule s'écrit :

$$L(E) \simeq S \cdot E + L_0$$

La linéarité est vérifiée expérimentalement à l'aide de plusieurs sources et permet l'étalonnage en énergie des scintillateurs. La calibration en charge des impulsions anodiques (*QDC*) est faite à partir de cette relation et de sources radioactives gamma. A ces énergies, l'effet dominant est l'effet Compton: diffusion du photon sur un électron.. L'énergie du photon rétrodiffusé est :

$$h\nu' = h\nu \frac{1}{1 + \frac{2h\nu}{m_e c^2}}$$

Dans la pratique, le réglage du seuil des discriminateurs des lattes de TONNERRE est effectué avec les sources gamma du tableau 2.3, sources placées au milieu du scintillateur.

Source	Energie photoélectrique (keV)	Energie Compton (keV)
^{22}Na	511	341
^{137}Cs	662	478
^{22}Na	1274	1061

Tableau 2.3

Sources utilisées pour la calibration d'une latte de TONNERRE

Pour des mesures les plus précises possible et pour éviter que la position du front Compton soit déplacée à cause de sa superposition avec le bruit de fond spécifique à chaque PM, le signal réel (qui correspond à la source gamma) a été déduit comme suit.

Dans le cas très général, où A_1 représente le nombre d'évènements de bruit du spectre source+bruit, A_2 le nombre total des évènements générés par les radiations gamma, et A_3 le nombre total des évènements du spectre de bruit pur, nous avons :

$$\begin{aligned}\frac{A_1}{A_2} &= \frac{R_{fond}}{R_{source+fond} - R_{fond}} \\ A_1 + A_2 &= N_2 \\ A_3 &= N_3\end{aligned}$$

où R_{fond} représente le taux réel de comptage dans le cas du bruit pur (qui, à cause du temps mort de l'acquisition n'est pas égal au taux des évènements pcollectés), et $R_{fond+source}$ représente le taux réel de comptage pour le cas source+bruit. Comme l'allure du spectre de bruit reste inchangée, on peut écrire $A_1 = A_3 \cdot q$.

$$q = \frac{k+1}{k} \frac{N_2}{N_1}$$

De cette façon, avec les notations ci-dessus le spectre gamma est obtenu comme suit:

$$S_i^{source} = S_i^{fond+source} - S_i^{fond} \cdot q \quad (2.6)$$

Si les temps de mesures avec et sans source et ceux de fond sont égaux, (et si l'on a pas d'effets de temps mort) on peut écrire:

$$R_{fond} = \frac{N_3}{T} \text{ et } R_{source+fond} = \frac{N_2}{T}$$

Et, finalement la formule 2.6 devient:

$$S_i^{source} = S_i^{fond+source} - S_i^{fond} \cdot \left(\frac{N_2}{N_3}\right)^2$$

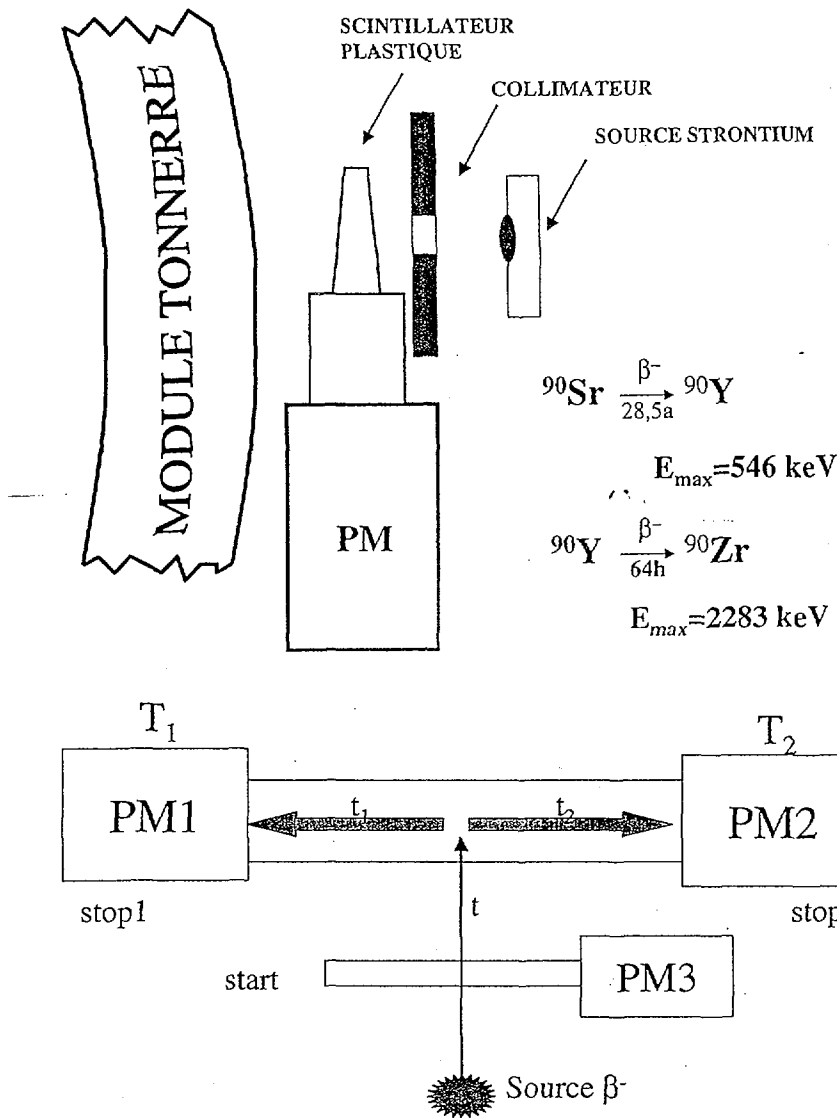
Sur le spectre Compton pur, l'énergie maximale de l'électron est généralement mesurée à 50% du maximum de la descente du front Compton. En pratique pour déterminer à quelle hauteur du front Compton correspond l'énergie maximale, nous avons fait de nouveau appel à une simulation Monte Carlo. En utilisant les sections efficaces Compton du programme de Cecyl&Maddey[Cec79], des spectres Compton ont été générés pour les énergies des sources utilisées à l'étalonnage. La figure 2.11 présente un spectre expérimental mesuré pour un des photomultiplicateurs de TONNERRE (a), comparé avec un spectre 'pur' Compton simulé pour une latte de TONNERRE (b). Ce spectre est ensuite convolué avec la réponse de TONNERRE (b,c,d). Dans la figure 2.11 on observe que pour les deux fronts Compton de la source de ^{22}Na , au lieu de prendre 50% du maximum du front Compton, on doit prendre 60%.

2.4.3 Résolution temporelle

La résolution temporelle est définie comme étant la largeur totale à mi-hauteur (*LTMH*) du spectre de temps réalisé avec le 'Start' donné par le plastique d'implantation et les 'Stops' donnés par les photomultiplicateurs notés PM1 et PM2. Dans le cas d'une distribution gaussienne la *LTMH* est obtenue par la relation :

$$LTMH = 2,35\sigma$$

où σ est la variance.

Figure 2.12 Dispositif de déclenchement par la technique du ΔE .

Pour connaître la résolution temporelle du dispositif de mesure on utilise la technique du ΔE (voir fig 2.12) associée au montage électronique de la figure 2.13. Le ΔE est fait par un scintillateur NE102 de 1mm d'épaisseur qui permet de déclencher l'acquisition sur les électrons d'une source de strontium et non sur la radioactivité ambiante. La source de ^{90}Sr est un émetteur β^- dont l'énergie maximale est de 546 keV, de durée de vie de 28,5 ans qui décroît sur ^{90}Y émetteur β^- d'énergie maximale 2,22 MeV et de durée de vie de 64 h. Le scintillateur ΔE arrête les électrons de 546 keV dont le parcours est de 0.9 mm mais ceux de 2,2 MeV de ^{90}Y ont un parcours de 5 mm dans le plastique et traversent donc le ΔE en perdant de l'énergie par ionisation. Cette technique nous permet de faire

des mesures d'atténuation et de résolution par des codages en charge (*QDC*) et en temps (*TDC*). Les pertes d'énergies résultant de la traversée du plastique opaque enveloppant le scintillateur et de l'aluminium disposé en plusieurs couches n'affectent pas l'énergie incidente et permettent donc de reproduire sans difficulté les conditions de mesures d'une position à une autre. Un collimateur permet de conserver une perte d'énergie presque constante dans le ΔE .

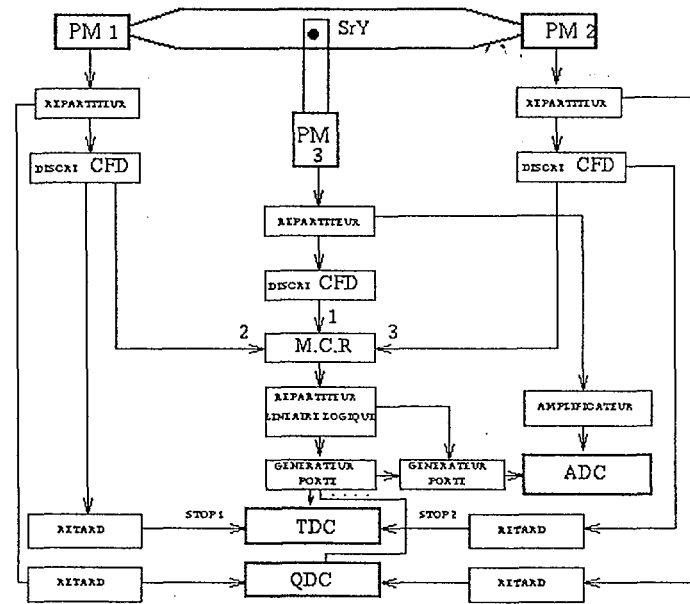


Figure 2.13 Schéma de l'électronique d'acquisition pour la mesure des paramètres temps et énergie.

Le dispositif électronique est celui de la figure 2.13. Le 'Start' commun est fourni par le scintillateur fonctionnant en ΔE . Les 'Stops' individuels sont les signaux anodiques retardés du temps de la prise de décision du module de coïncidence *MCR*. Le déclenchement de l'acquisition se fait par la coïncidence des signaux *PM1*, *PM2* et *PM3*. Les signaux mesurés par le TDC sont:

$$T_1 = t_1 + t \quad (2.7)$$

$$T_2 = t_2 + t$$

où t_1 et t_2 sont les deux temps donnés par la propagation de la lumière dans le scintillateur (affectés par la résolution des *PM1* et *PM2*), et t le temps de vol des électrons (affecté par

la résolution du PM3). Ainsi le temps de vol est:

$$T_{dV} = \frac{T_1 + T_2}{2} = \frac{t_1 + t_2}{2} + t$$

et la différence:

$$T_1 - T_2 = t_1 - t_2$$

En fait ce sont les résolutions de t_1 et t_2 qui nous intéressent. Avec les équations 2.7 elles peuvent être calculées:

$$\begin{aligned}\sigma_{t_1} &= \sqrt{(\sigma_{T_1}^2 - \sigma_{T_2}^2 + \sigma_{T_1-T_2}^2) / 2} \\ \sigma_{t_2} &= \sqrt{(\sigma_{T_2}^2 - \sigma_{T_1}^2 + \sigma_{T_1-T_2}^2) / 2}\end{aligned}$$

ainsi que la résolution du plastique qui sert de 'Start':

$$\sigma_t = \sqrt{(\sigma_{T_1}^2 + \sigma_{T_2}^2 - \sigma_{t_1}^2 - \sigma_{t_2}^2) / 2}$$

La figure 2.14 résume la variation de la résolution temporelle. Elle dépend manifestement de la position longitudinale d'interaction sur la latte et de l'amplitude de signal. Nous noterons un effet prononcé du 'walk' qui apparait (2ns entre le pic de temps de vol et celui construit avec une sélection de charge $Q < 150 \text{ keVeeq}$), le même que celui dans les spectres de neutrons. Un montage identique a été utilisé pour déterminer la résolution du plastique d'implantation, $\sigma = 0.5 \pm 0.1 \text{ ns}$.

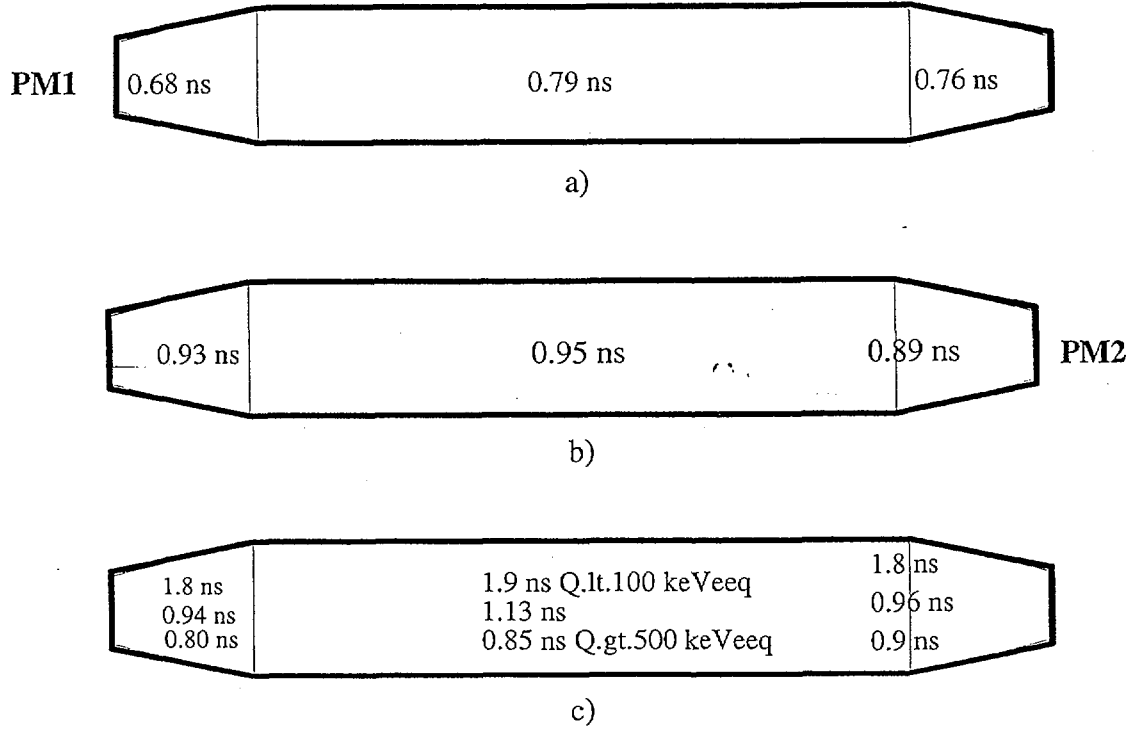


Figure 2.14 Résolution temporelle (LTMH) pour les PM1 a) et PM2 b) et du temps de vol c) pour différents seuils en charge (en haut $Q < 100 \text{ keVeeq}$, en basse $Q > 500 \text{ keVeeq}$.)

2.4.4 Localisation spatiale

a) Localisation par lecture de l'énergie

La lumière E_0 produite par le neutron incident, à la distance x du milieu du scintillateur, se répartit de part et d'autre du point d'impact et se dirige vers les photomultiplicateurs notés PM1 et PM2 avec des énergies respectives E_1 et E_2 . Lorsque la lumière est recueillie elle peut diminuer exponentiellement avec la distance, la position peut être calculée :

$$POS_{\text{exp}} = \text{offset} + \text{slope} \times \ln\left(\frac{G_{\text{pulse}}}{R_{\text{pulse}}}\right)$$

Pour une diminution linéaire, la formule devient :

$$POS_{\text{linear}} = \text{offset} + \text{slope} \times \frac{G_{\text{pulse}}}{G_{\text{pulse}} + R_{\text{pulse}}}$$

Ces formulations sont intéressantes pour des atténuations de forme exponentielle ou moins qui augmentent avec la distance. Mais pour TONNERRE on montrera (chapitre 2 appendix A) que l'atténuation a une forme particulière avec un très large plateau. Il est donc impossible d'utiliser cette technique de localisation.

b) Localisation par lecture temporelle

Les signaux temps sont mesurés à partir d'une référence, signal rapide d'un scintillateur plastique. En tenant compte du temps de propagation de la lumière pour effectuer le chemin optique entre le point d'interaction et les photomultiplicateurs t_1 et t_2 , les équations temporelles sont :

$$T_1 = TOF + t_1$$

$$T_2 = TOF + t_2$$

La soustraction des deux grandeurs temporelles T_1 et T_2 donne une équation, fonction seulement de la position x :

$$T_1 - T_2 = t_1 - t_2 = \frac{2x}{v} - \frac{L}{v}$$

où L est la longueur du scintillateur. Connaissant la vitesse de la lumière dans le détecteur, nous pouvons mesurer la position directement à partir de la différence des temps:

$$x = \frac{v}{2}(T_1 - T_2)$$

On utilise ici la vitesse apparente de $16,3 \pm 0,48$ cm/ns [Mar98] . La résolution spatiale Δx est fonction de l'erreur sur la vitesse ainsi que de la résolution temporelle de la différence $T_1 - T_2$. En considérant la symétrie des scintillateurs $\sigma_{T_1-T_2}^2 = \sigma_{t_1}^2 + \sigma_{t_2}^2 = 2\sigma_t^2$:

$$\sigma_x^2 = \left(\frac{T_1 - T_2}{2}\right)^2 \cdot \sigma_v^2 + 2 \cdot \left(\frac{v}{2}\right)^2 \cdot \sigma_t^2$$

Avec les valeurs de la résolution temporelle les résultats sont représentés sur la figure 2.15.

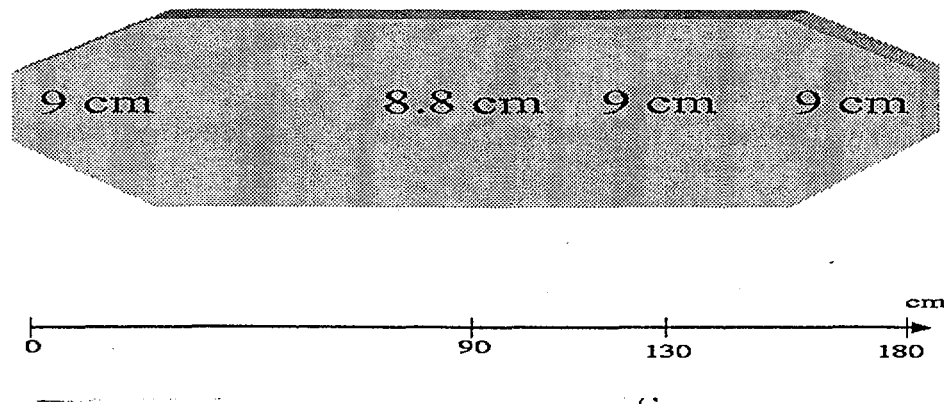


Figure 2.15 Résolution spatiale (LTMH) déterminée par la relation $x = \frac{v}{2}(t_1 - t_2)$

2.4.5 Spectre des neutrons

Bruit de fond

Le bruit ambiant est composé de rayons cosmiques et du bruit gamma de la salle d'expérience.

Les taux de comptage sont les suivants:

10000-20000 évènements par PM par seconde.

3000-4000 évènements par seconde sans blindage en coïncidence des 2 PM.

600 évènements par seconde avec un blindage de 5 cm de plomb.

Bien que le nombre d'évènements dans les PM individuels puisse être diminué en changeant le seuil des discriminateurs, les 3000 évènements dans la coïncidence semblent demeurer constants, quelque soit le seuil de CFD. Quoi qu'il en soit, cette méthode ne peut pas être utilisée puisqu'elle modifiera drastiquement l'efficacité de détection des neutrons. Faire envelopper tous les détecteurs dans une couche de plomb n'est pas une méthode fiable (en faisant envelopper un détecteur simple on utilise 700 kg!)

a) Les rayons cosmiques

Le rayonnement cosmique est essentiellement constitué de muons et de protons. Ces particules, d'énergie moyenne de 2GeV , ont une distribution angulaire par rapport

au zenith en $\cos\theta$. L'intensité du rayonnement cosmique dépend de l'altitude (multipliée par 4 entre 0 et 3000m) à cause de l'effet d'écran de l'atmosphère. Au niveau de la mer, l'intensité du rayonnement cosmique est d'une particule par dm^2 par seconde. Le nombre de rayons cosmiques traversant une latte TONNERRE est donc d'environ 35 par seconde.

b) Le bruit gamma

Le bruit γ provient surtout du potassium 40 d'énergie 1.46MeV. A cette énergie, les hauteurs d'impulsions de l'effet Compton sont du même ordre de grandeur que les signaux des neutrons si bien qu'il est impossible de séparer le signal du bruit par simple intégration de signal d'amplitude :

Les autres méthodes de séparation, comme la discrimination par passage par zéro ou la discrimination par intégration de charge ont échoué sur TONNERRE car elles présentent une mauvaise résolution pour les signaux de faible amplitude. Mais cette situation nous tracasse-t-elle vraiment ?

Si nous avons A déclenchements β par seconde pour la région du spectre en temps correspondant à un pic neutron nous avons :

$$S = A \cdot \Omega \cdot \varepsilon_n \cdot \varepsilon_{branching}$$

où Ω est l'angle solide couvert par une latte, ε_n l'efficacité de détection neutron (voir fig 2.20), $\varepsilon_{branching}$ le taux d'embranchement neutron. Dans la même région du spectre la contribution de bruit est:

$$B = A \cdot \tau \cdot n$$

où τ est la largeur de pic (environ 6-8 ns) et n le nombre d'événements de bruit par seconde. Ainsi le rapport Signal sur Bruit devient:

$$\frac{S}{B} = \frac{\Omega \cdot \varepsilon_n \cdot \varepsilon_{branching}}{\tau \cdot n}$$

Finalement en fonction de tous ces parametres le rapport signal sur bruit varie entre 4 et 20. Ces sont des valeurs raisonnables pour nous permettre d'effectuer des calculs sur les taux d'embranchement.

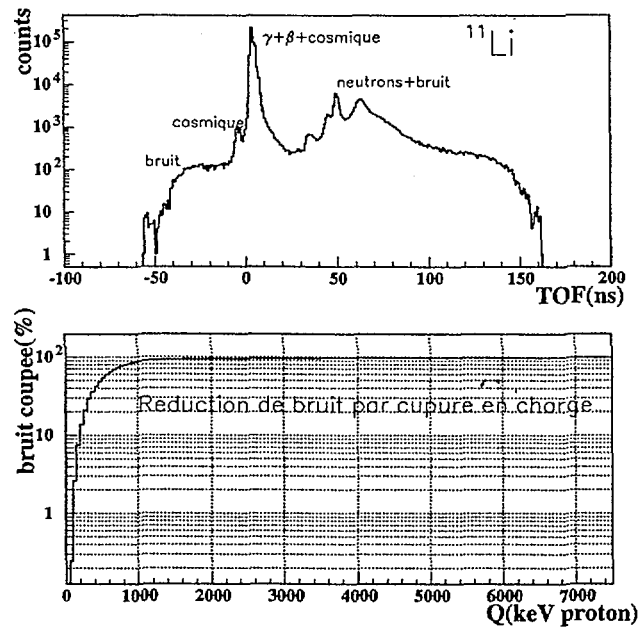


Figure 2.16 La forme d'un spectre de temps de vol neutron et la réduction de la composante de bruit de fond en fonction de la sélection en charge.

Nous pouvons néanmoins réduire la composante de bruit par une sélection en charge. Nous allons utiliser le spectre des neutrons pour étudier cet effet. La région du temps de vol négatif présenté dans la fig. 2.16 (spectre de neutrons du ^{11}Li) correspond à un vrai bruit de fond ($\gamma + \text{cosmiques}$) non corrélé avec les déclenchements β . La structure du signal de bruit en fonction de la charge déposée et l'élimination du bruit par des sélections en charge sont présentées à la figure 2.16. Ce genre de sélection peut aider à observer la présence des pics de neutrons (voir le cas du ^{11}Li).

La forme du bruit est la forme donnée par la distribution des intervalles de temps entre les évènements successifs suivant une loi de type Poisson (une fois l'acquisition ouverte, nous enregistrons seulement le premier évènement de bruit, ce qui bloque l'enregistrement de ceux qui viennent ensuite dans l'intervalle de codage de TDC).

$$I(t) = re^{-rt}$$

où r représente la cadence moyenne à laquelle les événements se produisent. Puisque r a une valeur extrêmement basse on peut approximer cette exponentielle par une constante.

Ainsi dans tous les spectres le bruit est constant, même si certains spectres assez complexes peuvent nous faire croire à un autre type de bruit (en particulier si on suppose que la forme des pics est gaussien).

FONCTIONS DE FIT

Les formes des pics de neutrons dans le spectre de TdV sont quelque peu asymétriques, ayant des traînes qui s'étendent aux énergies inférieures. Ces traînes viennent principalement des neutrons qui ont été détectés avec une faible charge déposée (fig. 2.17).

Une méthode pour mesurer l'asymétrie du pic est de faire le rapport entre la largeur du pic à un dixième de sa hauteur avec la conventionnelle LTMH

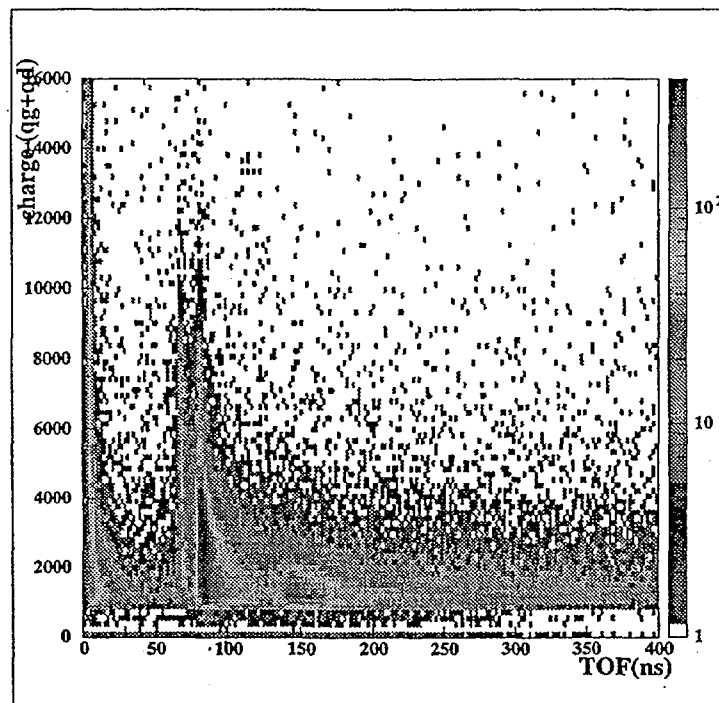


Figure 2.17 Effet de 'walk' sur les spectres de temps de vol.

(largeur totale à mi-hauteur), et ceci pour différents seuils en charge. Pour un seuil de 100 kVeeq, comme le montre le spectre de la figure 2.18, ce taux est de 3.2. Par contre pour le même pic mais avec un seuil de 300 keVeeq le rapport est de 2.03, rapport assez

proche de celui d'une gaussienne (1.83). Cette méthode de sélection en charge va entraîner une énorme perte d'efficacité ce qui rend son utilisation peu intéressante. Il peut par contre être plus intéressant de comprendre la forme de ces pics pour un faible seuil de détection. Si l'on tente de reproduire les pics avec une gaussienne le résultat est peu réaliste, tout particulièrement si des pics se chevauchent. Le problème est donc de comprendre ce qui provoque cette asymétrie et si elle est spécifiquement liée aux neutrons. On peut répondre à la dernière partie de la question en examinant le pic bêta dans le spectre en TdV (fig. 2.17), qui a lui aussi une traîne (mais avec un rapport différent, dû à la distribution différente en charge pour les électrons). Il faut également noter qu'un spectre en temps d'électrons acquis dans les conditions expérimentales identiques au paragraphe 2.4.3 montre le même profil si nous ne prenons que des événements dont la charge déposée est faible.

Afin d'étudier les causes de cet effet nous avons réalisé une simulation de Monte Carlo. Le programme de détection des neutrons a été couplé au programme employé pour étudier le transport de la lumière. Pour chaque neutron généré la distribution en temps des photoélectrons a été convoluée avec une gaussienne représentant la réponse d'un électron SER ('Single Electron Response') du photomultiplicateur. Le signal résultant, se rapprochant de la réponse du photomultiplicateur, a alors été passé par un discriminateur à fraction constante simulé. Le moment du passage à zéro de celui-ci a été pris comme 'stop' pour le spectre du TdV simulé. En utilisant les spectres de TdV expérimentaux et simulés on a proposé une forme qui se compose d'une gaussienne, d'un polynôme de deuxième degré et d'une lorentzienne (voir figure 2.18). Le polynôme a été introduit parce que la réponse gaussienne du photomultiplicateur est convoluée avec la distribution en temps des neutrons sur l'épaisseur du détecteur. La partie lorentzienne reproduit la traîne induite par l'électronique et par les neutrons diffusés par le plastique d'implantation et les détecteurs voisins. Les valeurs des 6 paramètres qui caractérisent la forme de pic ont été obtenues pour les pics bien connues de ^{17}N , ^{16}C et ^{15}B et interpolés pour les autres énergies.

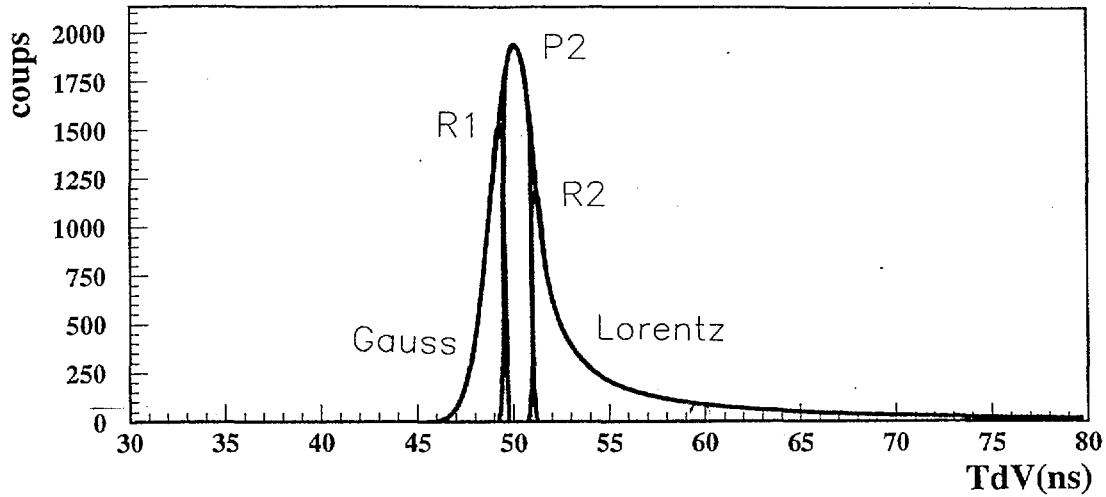


Fig 2.18 La forme d'une fonction de fit pour les pics de neutron.

Si la largeur naturelle du niveau à partir duquel le neutron est émis est non négligeable nous devons convoluer cette largeur avec la réponse de détecteur. D'abord nous devons transformer une distribution lorentzienne en énergie en une fonction en temps. La distribution lorentzienne s'exprime comme suit:

$$f(E) = \frac{2A}{\pi} \frac{w}{4(E - E_0)^2 + w^2}$$

L'énergie est reliée au temps par la formule suivante (cf. 2.4.1):

$$E = \frac{q}{t^2}$$

où $q=7746$. La différentielle de E donne:

$$dE = -\frac{2q}{t^3} dt$$

En imposant:

$$f(E)dE = -f(T)dt$$

nous obtenons l'expression suivante:

$$f(t) = \frac{2A}{\pi} \frac{w}{4(q/t^2 - q/t_0^2)^2} \frac{2q}{t^3}$$

Par une convolution de cette relation avec la réponse du détecteur nous obtenons la fonction de fit pour les pics qui ont une largeur naturelle non négligable.

$$f(t) = \int_0^{t_{max}} Lorentz^{E \rightarrow T}(t') * Tonnerre(t - t') dt'$$

Finale^{ment} la fonction de fit a comme paramètres libres l'amplitude, la position et la largeur normale. Dans le cas où cette dernière a déjà été mesurée, elle sera prise comme paramètre fixe.

2.4.6 Efficacité et diaphonie

Efficacité

Les expériences en physique nucléaire qui tentent de mesurer les sections efficaces ou les rapports d'embranchements par la détection d'un ou plusieurs neutrons sont souvent limitées dans l'exactitude qu'elles peuvent atteindre par une connaissance insatisfaisante de l'efficacité du détecteur de neutron. L'efficacité d'un détecteur neutrons pour une énergie donnée est la probabilité pour qu'un tel neutron incident sur le détecteur, produise une impulsion suffisante dans l'électronique pour que sa présence puisse être détectée (et distinguée du bruit). En cas de détection dans un scintillateur plastique (comme TONNERRE) le neutron doit transférer suffisamment d'énergie à une particule chargée de sorte que la lumière de scintillation recueillie sur les photomultiplicateurs produise une impulsion au-dessus du seuil électronique de détection. L'efficacité du détecteur dépend donc du type, de la forme et de la taille des scintillateurs, de l'énergie et du seuil électronique de détection.

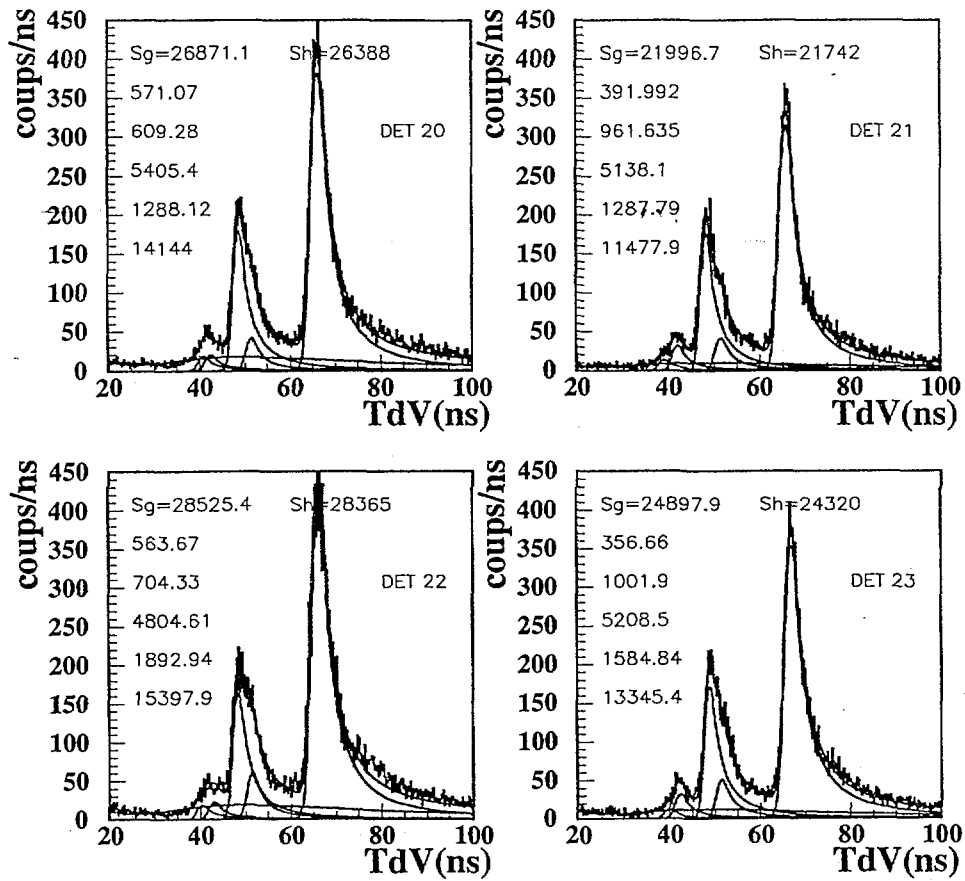


Figure 2.19 Spectres de temps de vol neutrons β -retardés du ^{15}B obtenus à partir des détecteurs 20-23. Les spectres ne sont pas corrigés pour l'efficacité de neutron. Les intensités des différents pics sont indiquées. S_g représente la somme des pics+fond et devrait être comparé à la valeur S_h qui représente le nombre total d'évènements dans la même région du spectre. Le procédé de 'fit' est décrit dans le texte.

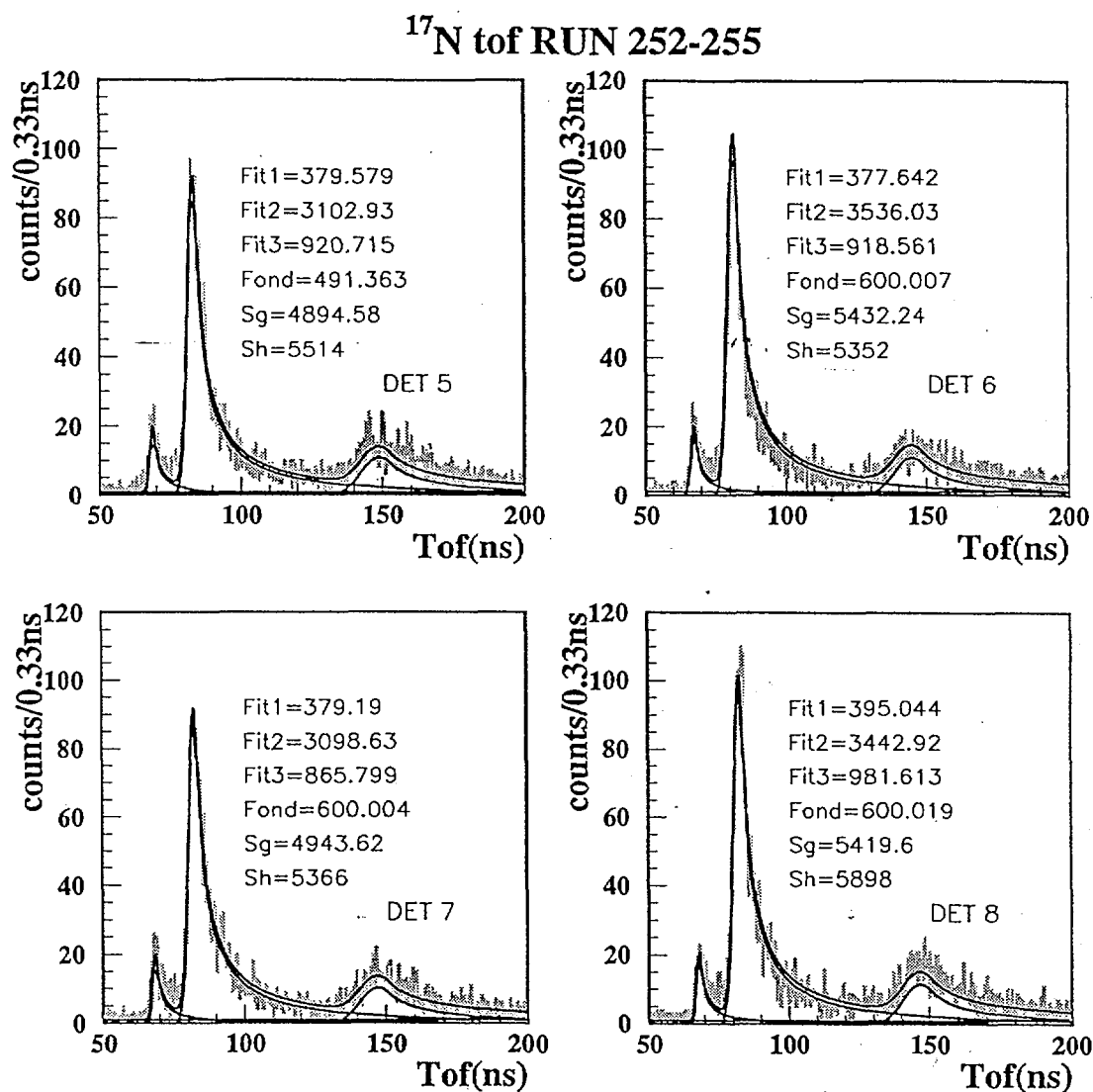


Figure 2.20 Spectres en temps de vol neutrons β -retardés du ^{17}N obtenus à partir des détecteurs 5-8. Le spectre n'est pas corrigé pour l'efficacité de neutron. Les intensités de différents pics sont indiquées. S_g représente la somme des pics+fond et devrait être comparé à la valeur S_h qui représente le nombre total d'événements dans la même région du spectre. Le procédé de 'fit' est décrit dans le texte.

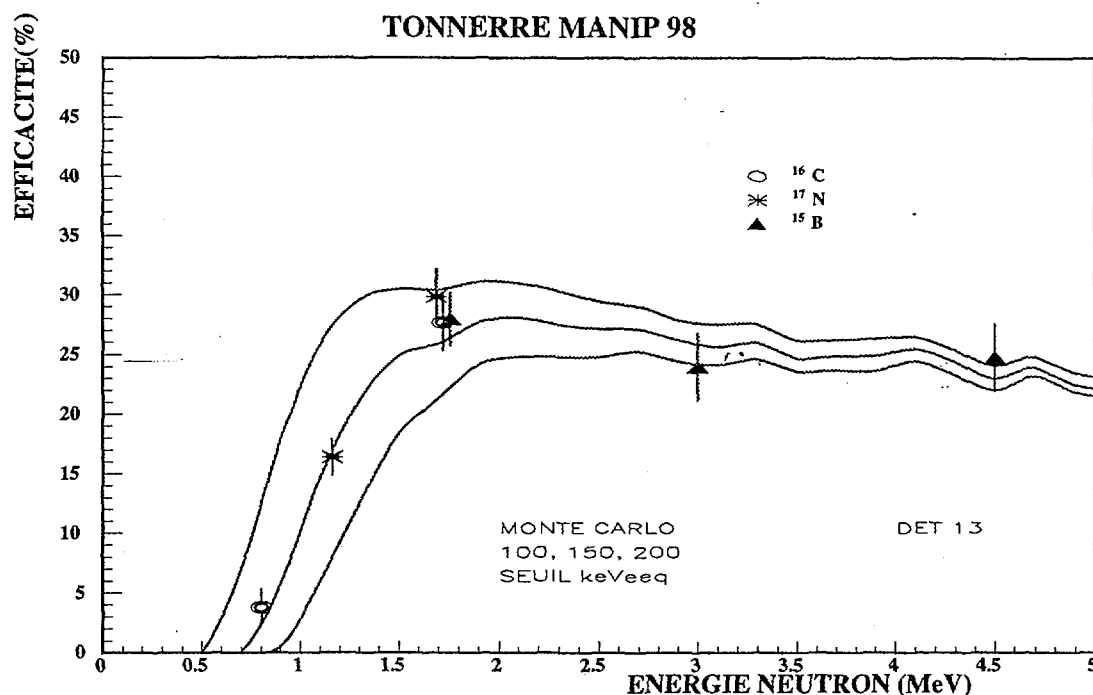


Figure 2.21 Efficacité pour une latte TONNERRE, calculée avec Cecil&Maddey [Cec79] et mesurée avec les noyaux de ^{16}C , ^{17}N , et ^{15}B .

Dans le cas de notre scintillateur de grand volume où l'atténuation de la lumière est non négligeable et les probabilités de diffusions multiples sont élevées, l'efficacité intrinsèque ne peut pas être évaluée à l'aide d'une relation analytique. Les codes de simulation tels que 'Cecil et Madey' [Cec79] et 'Ménate' [Des91] sont très bien adaptés aux calculs d'efficacité et de diaphonie pour des détecteurs de neutrons avec des géométries simples (cylindre, parallélépipède). Or TONNERRE dispose de grandes lattes courbes et rend la description géométrique difficile. Jusqu'à 0.5 MeV les calculs de Monte Carlo montrent une concordance assez bonne avec l'expérience. Pour des énergies inférieures le manque d'informations sur la fonction de transfert $E_{\text{proton}} - E_{\text{electron}}$ rend le calcul moins fiable.

Le programme utilisé est basé sur le code de 'Cecil et Madey' pour les sections efficaces de réaction et les sections efficaces différentielles pour tous les canaux des réaction n-p et n-C possibles. Les programmes de la géométrie incluent la forme du détecteur et du

plastique d'implantation ainsi que la disposition des modules sur le châssis dans des configurations qui dépendent de l'expérience. L'histoire de chaque neutron produit (la position et le temps d'impact, le canal de réaction, le type de particules chargées produites) est enregistrée dans une structure de 'ntuple' pour l'analyse [Hbook]. L'information de chaque photomultiplicateur est validée par la coïncidence entre les signaux PM1 et PM2. La condition minimum d'acceptation de la coïncidence est d'avoir le signal le plus faible des deux PM supérieur au seuil du discriminateur. Par conséquent, la quantité de lumière a été calculée pour chacun des deux photomultiplicateurs (en utilisant une fonction d'atténuation fig. 2.27) et c'est la quantité la plus faible qui a été comparée au seuil. L'intensité lumineuse émise par le scintillateur dépend de l'énergie de la particule incidente et de son type. Pour une même intensité lumineuse, la correspondance entre l'énergie d'un neutron (proton de recul d'énergie maximale T_p) et celle d'un gamma (électron Compton d'énergie maximum T_e) est donnée par la formule empirique [Cec79].

$$T_{e-} = 0.95T_p - 8.0(1 - e^{-0.1T_p^{0.9}})$$

Puisque ceci donne des résultats peu fiables pour des énergies de moins de 0.5MeV nous l'avons remplacée par une autre fonction de la forme suivante, déduite des données du constructeur [BIC]:

$$T_{e-} = 0.0000428 + 0.05464 * T_p + 0.0821 * T_p^2$$

L'efficacité pour une latte de TONNERRE, calculée avec Cecil & Maddey [Cec79] et mesurée avec les noyaux de ^{16}C , ^{17}N , et ^{15}B est présenté à la figure 2.21.

Diaphonie et effets d'ombre

Pour deux détecteurs voisins, un neutron peut donner un signal dans l'un et/ou l'autre détecteur [Des91]. Les possibilités de diaphonie sont :

1) (out-scattering) détecteur erroné (voisin): le neutron incident peut être diffusé par un module ou par le plastique d'implantation sans y laisser assez d'énergie pour y être détecté, puis laisser un signal dans le détecteur voisin. Ce cas est semblable à la diffusion

d'un neutron par le bâti ou par le plastique d'implantation et ceci induit une localisation erronée et un temps de vol surestimé.

2) (cross talk) diaphonie, où double comptage: un neutron dépose assez de lumière pour être détecté dans les deux détecteurs. Ce phénomène amène une surestimation du nombre de neutrons émis et gêne l'étude de l'émission de 2 neutrons.

Le même programme utilisé pour les évaluations d'efficacité a été employé pour calculer ces valeurs. La décroissance β d'un noyau bien connu émetteur d'un seul neutron, le ^{17}N ou le ^{15}B a été utilisée pour des mesures. Dans le tableau 2.4 sont indiqués les taux de double comptage lorsque deux lattes sont séparées de l'angle ϕ et lorsque une seule latte est placée sous un flux de neutrons mono énergétiques de 5 MeV.

ϕ (degré)	Détecteur erroné (%)	Double comptage (%)	Ω (% de 4π)	No. de détecteurs
13	0.29	0.10	45	28
26	0.12	0.03	22.2	14
39	0.10	0.019	14.3	9
52	0.04	0.01	9.5	6

Tableau 2.4
Diaphonie pour des neutrons de 5 MeV pour un seuil de 80 keV_{eeq}

Energie de neutrons (MeV)	Double comptage lattes juxtaposées		Double comptage lattes superposées	
	Monte Carlo	Mesuree	Monte Carlo	Mesuree
1.76	0.033%	0.049(0.017)%	0.30%	0.23(0.08)%
2.82/3.20	0.055%	0.090(0.033)%	1.5%	0.90(0.35)%
4.33/4.82	0.1%	0.175(0.090)%	2.26%	1.71(0.92)%

Tableau 2.5
Diaphonie pour TONNERRE calculée avec Cecil&Maddey et mesurée avec ^{15}B

Alors qu'il existe des méthodes pour identifier et éliminer les évènements de double comptage, il n'y a aucune méthode disponible pour identifier les évènements de détecteur erroné. Par conséquent le multidétecteur doit contenir le moins possible de matériel in-

actif. Comme mentionné plus tôt, les châssis qui maintiennent et assurent l'intégrité mécanique de chaque scintillateur se composent de deux plats d'aluminium, chacun de 5 mm d'épaisseur. Comparé à la largeur de 20 cm de chaque module, les supports représentent une zone inactive de seulement 5% de la surface totale (La simulation de Monte Carlo donne 0.05% des événements diffusées par les supports d'aluminium). La figure 2.22 montre les effets simulés de diaphonie et de diffusion pour un module TONNERRE en fonction de l'énergie neutron et de différents seuils. Les évolutions du double comptage avec l'énergie et avec l'ordre de la proximité sont présentés à la figure 2.23 et 2.24. Dans la pratique le faible taux de détecteur erroné ne perturbera pas les mesures, mais les doubles comptages peuvent gêner les mesures de décroissance $2n$. Pour diminuer la diaphonie on peut bien sur mettre un seuil de détection très élevé, mais ceci changera l'efficacité intrinsèque de détection. De même, l'augmentation de la distance entre les détecteurs réduit l'efficacité géométrique.

Les spectres de temps de vol ajustés montrent un effet d'ombre assez prononcé. La figure 2.25 montre les résultats de l'expérience comparés aux simulations de Monte Carlo. Les simulations reproduisent bien les données et les divergences peuvent être expliquées par le fait que les seuils de détection varient, de façon notable d'un détecteur à l'autre. Les contributions principales de cet effet sont les interactions du plastique d'implantation. Pour les détecteurs situés en bas et au dessus (8,9) et (17,18) respectivement, des interactions sur la structure des photomultiplicateurs et des supports qui tiennent le plastique, accentuent l'effet. Puisque cet effet est dépendant du seuil, de la position de la latte et de l'énergie du neutron, les courbes d'efficacité intrinsèque simulées (employées pour interpoler les points mesurés) sont calculées pour chaque position du détecteur. Pour le taux d'embranchement calculé pour le ^{11}Li , où on ajuste le spectre additionné de tous les détecteurs, la fonction utilisée pour l'interpolation est une valeur moyenne de toutes les fonctions.

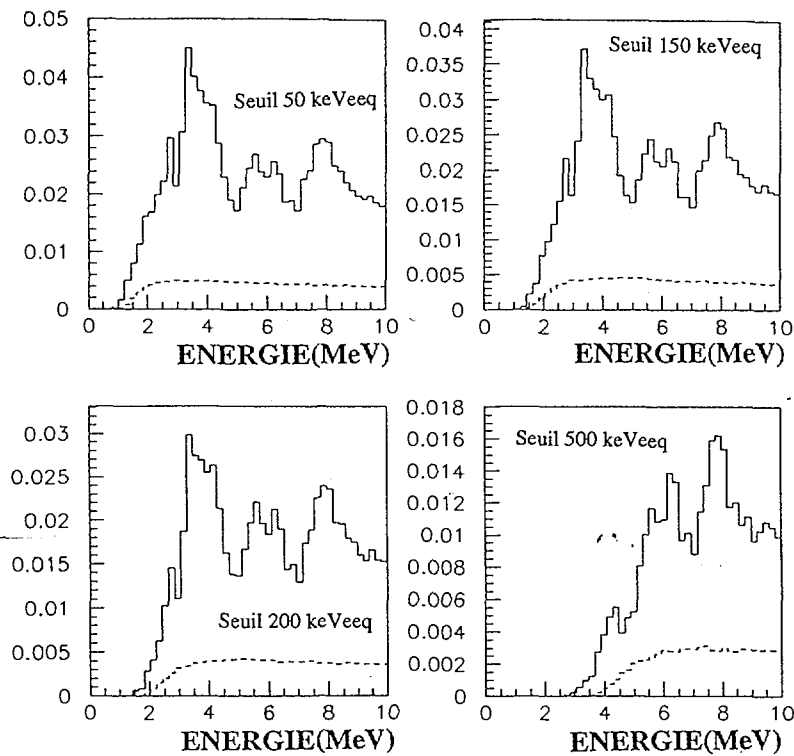


Figure 2.22 Effets simulés de diaphonie (le pointillé) et de diffusion pour un module de TONNERRE en fonction de l'énergie neutron et de différents seuils. La valeur calculée représente le rapport des effets mentionnés ci-dessus venant de tous les autres détecteurs (32 modules disposés dans une couche) et le nombre de neutrons à travers sur le détecteur.

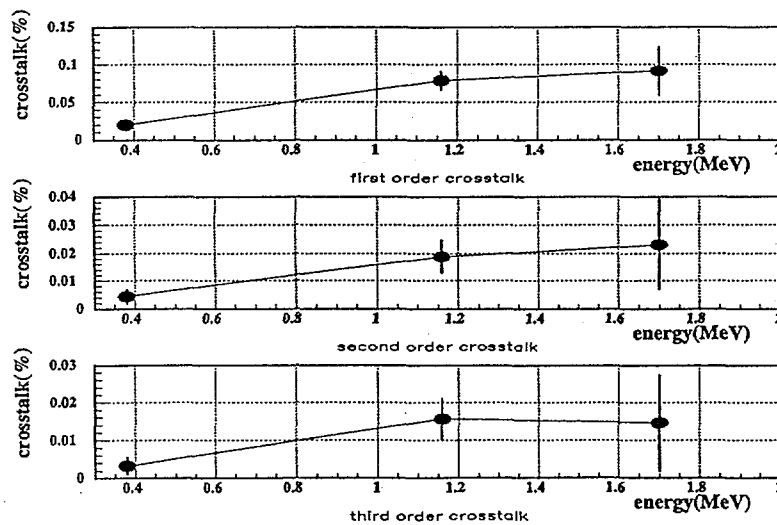


Figure 2.23 Evolution du double comptage avec l'énergie des neutrons.

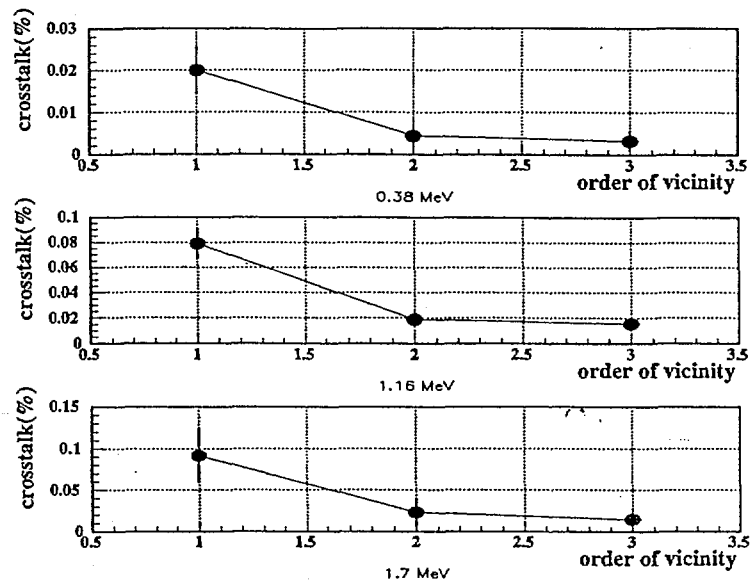


Figure 2.24 Evolution du double comptages avec l'ordre de la proximité d'une latte.

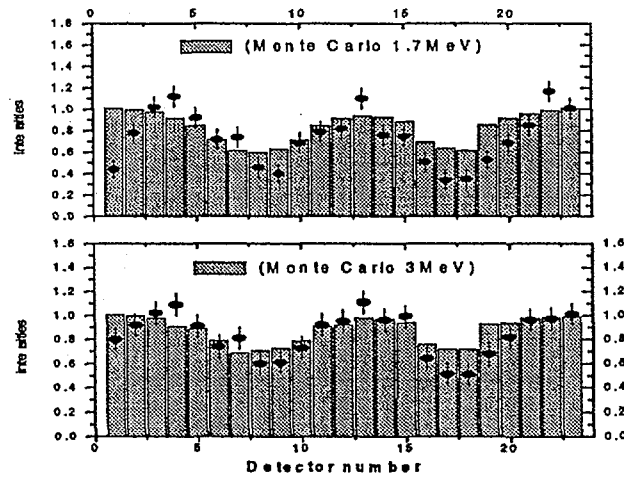


Figure 2.25 Effet d'ombre en fonction de la position de détecteur. L'histogramme présente l'effet simulé en comparaison avec l'effet mesuré (points)

2.A L'ATTENUATION DE LA LUMIERE DANS UN MODULE DE TONNERRE

Comme nous avons soupçonné la propagation de la lumière d'être l'une des causes de la forme particulière des pics neutrons, nous avons essayé de la modéliser par des simulations Monte-Carlo. Dans un premiers temps on a utilisé le programme Guide7[Massam]. Puisqu'il fallait pouvoir le coupler à un code de transport de neutrons (Cecil et Maddey), on a développé un nouveau programme. De plus, le programme Guide7 n'est pas approprié à la forme du détecteur Tonnerre.

Le détecteur Tonnerre a été modélisé par 14 plans et 2 surfaces courbes. L'ensemble est enveloppé dans une feuille d'aluminium. La réflexion de photons à la surface du scintillateur est reproduit par la loi de Descartes. Nous avons tenu compte de la perte par absorption à l'intérieur du scintillateur (d'après les données fournies par le constructeur) ainsi que des pertes lors des réflexions. Ces dernières, fonction de la longueur d'onde d'émission, de l'angle d'incidence et de la qualité de la surface du milieu sont discutées en détail dans [Ket75]. La feuille d'aluminium qui enveloppe les détecteurs est modélisée comme une surface avec une réflexion diffuse, ayant un coefficient d'atténuation qui ne dépend pas de l'angle de réflexion.

Pour les valeurs simulées, le taux de photons qui arrivent à la surface du photomultiplicateur sur le nombre total de photons, définit le coefficient d'atténuation. Le coefficient expérimental a été déterminé en plaçant une source gamma sur la surface du détecteur. La position du Front Compton des gammas peut servir à déterminer le coefficient d'atténuation de la lumière, parce que la charge est proportionnelle au nombre de photons qui arrivent sur la photocathode. Il faut mentionner que compte tenu du fait que les photons n'arrivent pas tous en même temps sur le PM, la variation d'amplitude du signal ne correspond pas toujours à la variation de l'intégrale du signal (charge codée par le QDC).

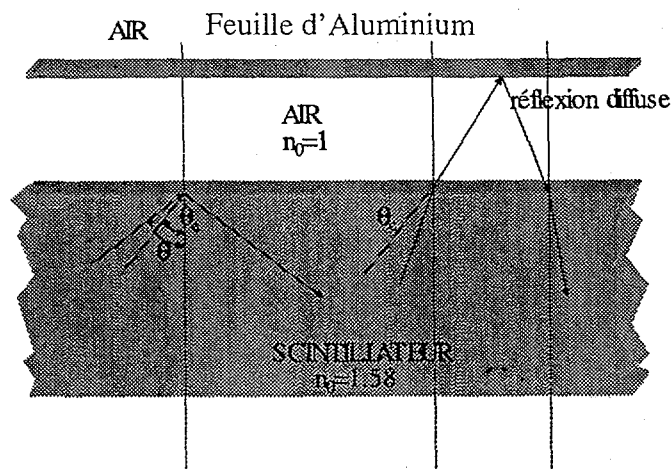


Figure 2.26 Conditions de réflexion à la surface du scintillateur pour deux angles d'incidences.

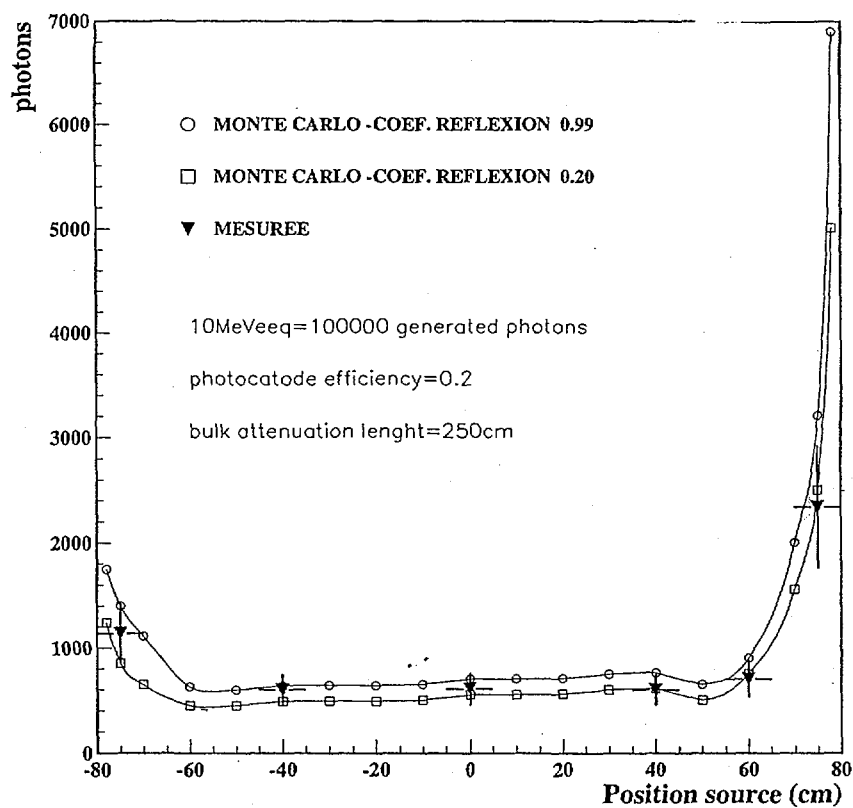


Figure 2.27 Les courbes d'atténuation de lumière mesurée et simulée

Chapitre3

ETUDE DE LA DECROISSANCE $\beta - n$ et $\beta - 2n$ du ^{11}Li

Depuis la découverte en 1985 d'une distribution de matière anormalement élevée et de la modélisation, deux ans plus tard, de ce phénomène comme étant un noyau de ^9Li entouré de deux neutrons éloignés, le ^{11}Li a beaucoup attiré l'attention. L'effort théorique et expérimental a été orienté pour comprendre le halo du ^{11}Li et des autres noyaux à halo. D'une manière générale, puisque le phénomène de halo est un effet de seuil, il ne se reflète pas dans le spectre des niveaux du noyau et on doit donc se tourner vers les propriétés intrinsèques des niveaux eux-mêmes ou bien les réactions et décroissances où le halo disparaît, afin de se renseigner expérimentalement sur sa structure. D'une manière générale la plus grande partie des connaissances rassemblées pendant la dernière décennie vient des expériences de réactions avec des énergies de faisceau de 30-100 MeV/u, où les noyaux exotiques sont produits dans des séparateurs de fragments et ensuite dirigés vers différents types de cibles. Les sections efficaces de réactions, les distributions transversales et longitudinales de moments, et la cinématique complète fournissent la connaissance de l'état du halo. Cependant, on doit souvent utiliser un modèle pour le mécanisme de réaction qui peut mener à des incertitudes dans l'extraction des informations désirées. Il est important d'avoir plusieurs sondes afin que les résultats soient moins vulnérables aux erreurs systématiques dans les expériences, et également aux modèles utilisés dans l'analyse des données.

La décroissance β est une sonde bien connue de la structure nucléaire pour les noyaux près de la stabilité, et on peut donc compter sur elle pour ajouter des informations utiles sur la structure des noyaux de halo. L'élément de matrice de Gamow-Teller dépend directement de la fonction d'onde, et plus spécifiquement, trois aspects différents de la décroissance semblent pouvoir être utilisés comme des sondes sensibles de la structure du ^{11}Li .

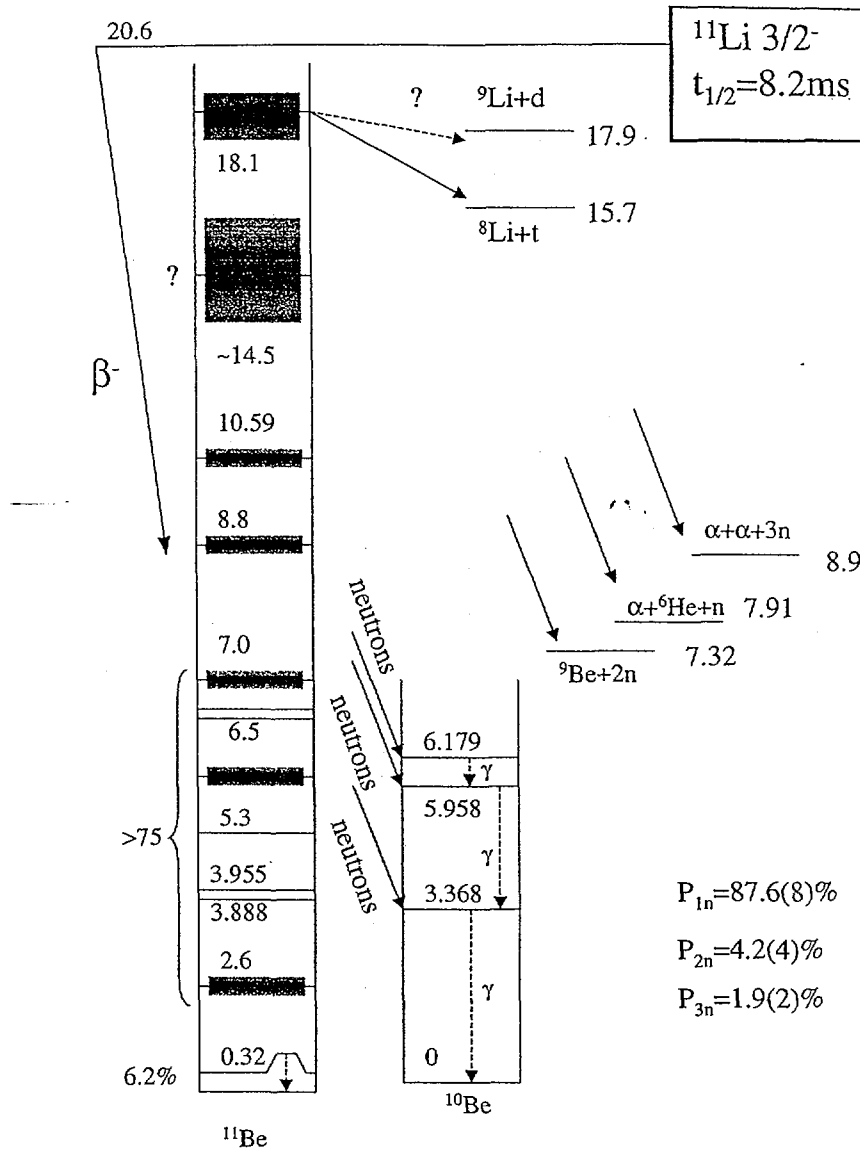


Figure 3.1 Schéma partiel de décroissance du ^{11}Li indiquant les seuils pour les nombreux canaux ouverts. Les valeurs de P_n sont de [Bor97]

Premièrement, les éléments de matrice pour les états du ^{11}Be n'ont pour seule inconnue que la fonction d'onde du ^{11}Li . L'état à 320 keV est bien décrit comme étant un neutron à l'extérieur d'un coeur de ^{10}Be et la décroissance β vers cet état s'est avéré être très sensible au mélange des composantes de la couche sd dans la fonction d'onde du ^{11}Li [Suz94][Bor97].

Deuxièmement, le seul mode de décroissance retardée β - deuteron, s'est avéré être également sensible à la structure du halo [Muk96]. Ici, il est intuitivement clair que la probabilité pour que le neutron et le proton forment un deuteron après une décroissance

β dépend fortement des corrélations spatiales entre les deux neutrons dans le halo. Finalement, les décroissances vers des états à très grande énergie d'excitation avec un grand B(GT), sont sensibles à la structure du halo en raison de la grande superposition spatiale avec la fonction d'onde de ^{11}Li . Ceci a été appliqué à l'état de 18.1 MeV du ^{11}Be . La décroissance β des noyaux à halo pourrait également offrir de nouveaux aspects attrayants jamais rencontrés près de la stabilité. Par exemple, la séparation entre le halo et le noyau pourrait permettre la séparation de la décroissance β du cœur et du halo.

En dépit d'un grand effort de plusieurs groupes pendant les 20 dernières années, une image complète de la décroissance de ^{11}Li n'a pas encore été établie. La figure 3.1 résume la plupart des connaissances actuelles au sujet de cette décroissance β . Mis à part le peuplement de l'état à 320 keV et quelques autres rapports d'embranchements de l'ordre de 10^{-4} [Muk96][Lan84], la décroissance de tous les autres états se caractérise par la présence d'au moins un neutron dans l'état final. Ceci implique que pour pouvoir déterminer le schéma de niveaux il faut être capable, expérimentalement, de mesurer l'énergie du neutron émis avec une grande précision et une grande efficacité. En 1980, il avait déjà été constaté que les taux d'embranchements pour l'émission d'un, de deux et de trois neutrons sont approximativement 85%, 4% et 2% respectivement [Azu80][Det79][Bjo81]. Les valeurs actuelles sont énumérées dans la figure 3.1. L'émission de plus d'un neutron complique encore l'analyse du spectre d'énergie neutrons. D'une manière générale on peut, à partir du schéma de niveaux, conclure que dans approximativement 35 % des décroissances ce sont des états excités du noyau fils ^{10}B qui sont peuplés. Il faut donc, pour pouvoir extraire le schéma de niveaux et évaluer la distribution de force bêta, assigner à chaque neutron l'état du ^{11}Be à partir duquel il est émis. Donc une étape importante dans la détermination du schéma de niveaux est la connaissance des états excités du ^{11}Be . Les états en-dessous de 6 MeV ont été remesurés récemment avec la réaction de $^9\text{Be}(t, p)^{11}\text{Be}$ et une description de leur configuration se basant sur le modèle en couches a été réalisée [Liu90]. Les états excités déterminés par ce travail sont donnés sur la figure 3.1, excepté ceux à parité positive. Les résultats de deux expériences récentes tentant de déterminer proprement les embranchements de neutrons ont été publiées [Mor97][Aoi97]. Bien que les spectres

des neutrons obtenus soient très semblables l'attribution des pics de neutrons et les schémas de décroissance résultants sont étonnement différents, tout particulièrement en ce qui concerne l'alimentation des états excités du ^{10}Be .

Le travail présenté dans ce chapitre devrait être vu comme une contribution vers une meilleure compréhension de la décroissance du ^{11}Li .

3.1 Temps de vie et efficacité β

Les noyaux de ^{11}Li étudiés dans ce travail ont été produits à GANIL avec un faisceau de ^{18}O à partir du cyclotron CSS2. Une cible de ^{11}Be de $754.2\text{mg}/\text{cm}^2$ a été utilisée et les produits de réaction ont été séparés en utilisant le mode achromatique de perte de vitesse de LISE.

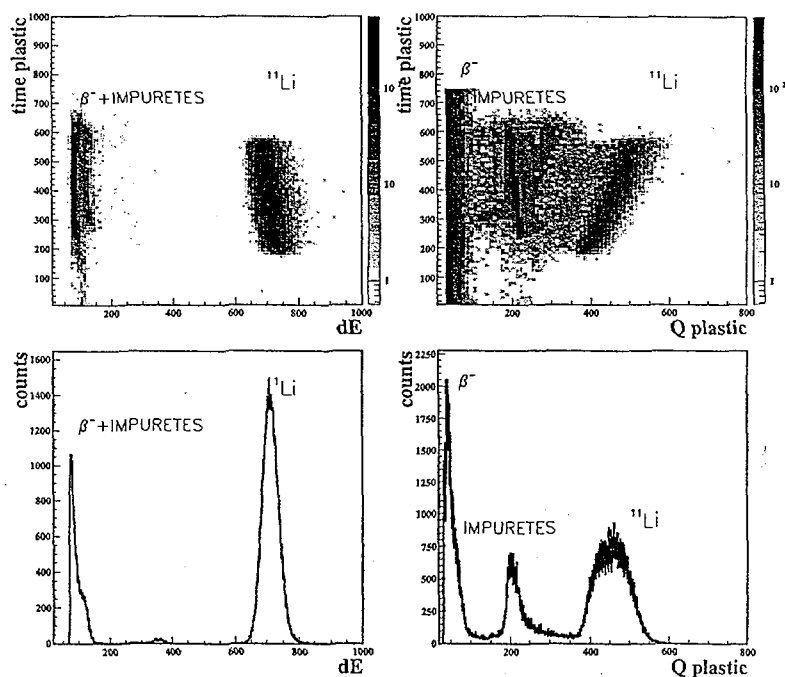


Figure 3.2 Matrice d'identification TdV- ΔE et TdV- Q_{plastic}

Une brève description du séparateur est présentée au chapitre 1.2. Le faisceau secondaire de ^{11}Li a été alors transporté vers la salle d'expérience à bas bruit de fond avec un rendement de production de 40 noyaux/sec. Le faisceau était contaminé par du ^8He

(1.3% des noyaux implantés). Il y avait aussi 17.2 tritons par seconde mais ces derniers peuvent être éliminés, à posteriori, par une sélection utilisant les jonctions siliciums (figure 3.2). La pollution par l'hélium est une source de neutrons qui va contribuer au bruit de fond même si la probabilité d'émission de neutrons β - retardée du ^8He semble être faible $16 \pm 1\%$ [Bjo81][Bor97]. Le spectre de neutrons retardés a été mesuré par Morrissey[Mor97] et il semble être sans pics. Les distributions mesurées d'énergie des neutrons suivant la décroissance β se sont avérées très larges avec deux épaulements possibles correspondant à l'émission de neutron depuis les états élargis à 3.21 et 8.8 MeV dans le noyau fils de ^8He . Pendant les mesures avec le faisceau continu les déclenchements β ont été sélectionnés en imposant qu'il n'y ait aucun signal dans les détecteurs ΔE , Exy, Veto et un signal de type bêta dans le plastique d'implantation. Ce dernier est choisi dans une représentation bi-dimensionnelle des signaux des photomultiplicateurs du plastique d'implantation. La région qui correspond aux déclenchements bêta a été sélectionnée pendant la période de mesure.

Un seul 'run' d'environ 30 minutes a été consacrée à la mesure du temps de vie et de l'efficacité de détection bêta. Le reste du temps une technique de faisceau continu a été utilisée. Un spectre de décroissance est présenté à la fig 3.3. Le temps de vie calculé est de 9.07 ± 0.34 ms.

L'efficacité de détection bêta a été calculée ainsi :

Le nombre total d'implantations de ^{11}Li est $N_{Li}^{mes} = 0.830 * 10^5$

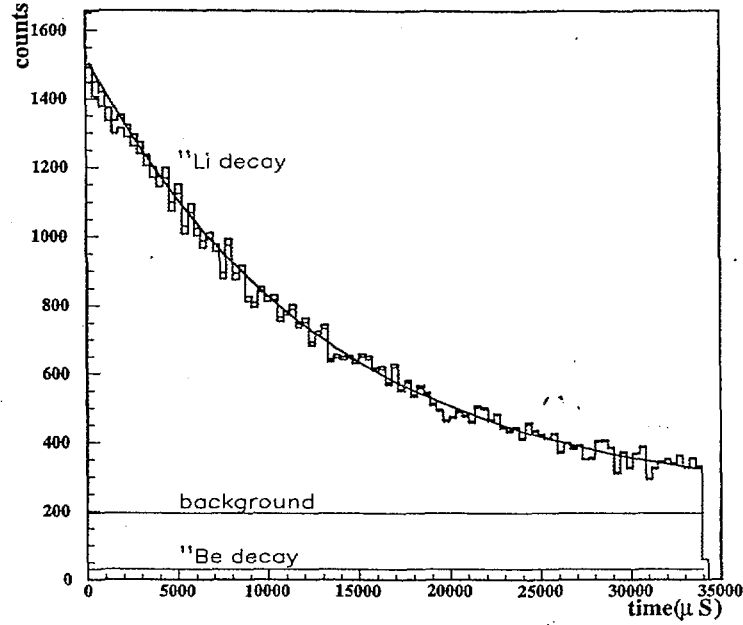
Le nombre total de déclenchements ($^{11}\text{Li}, \beta$, impuretés) pendant la même période est:

$N_{trigg} = 0.175364 * 10^6$

Le nombre total de cycles ON/OFF est: $cycles = 0.108 * 10^6$

Corrigé par des effets du temps mort, N_{Li}^{mes} devient:

$$N_{Li} = \frac{N_{Li}^{mes}}{1 - \frac{N_{trigg} * tm}{cycles * T_c}} = 0.832 * 10^5$$

Figure 3.3 Détermination de la période du ^{11}Li

où t_m est le temps mort de $300 \mu\text{s}$ et $T_c = 17\text{ms}$ le temps de collection. Cette valeur est ensuite corrigée avec un facteur qui tient compte de toutes les décroissances de ^{11}Li pendant T_c :

$$N_{Li}^{T_c} = N_{Li} \frac{(1 - e^{-\lambda T_c})(1 - e^{-\lambda T_m})}{\lambda T_c (1 - e^{-\lambda(T_c + T_m)})} = N_{Li} 0.56 = 0.465 * 10^5$$

Le nombre de décroissances du Li dans le spectre 3.3 est $0.423 * 10^5$. Ainsi l'efficacité de détection β est $\varepsilon_\beta = 91\%$.

3.2 Intensités de rayonnement γ

Comme les six mesures précédemment publiées sur le taux d'embranchement du seul état excité lié du ^{11}Be , donnent des valeurs très différentes, et comme la transition est sensible à la structure de l'état fondamental de ^{11}Li , nous avons remesuré le spectre gamma suivant la décroissance du ^{11}Li .

La figure 3.4 présente les informations sur les états se désexcitant en émettant des gammas du ^{10}Be [Aje91]. Deux détecteurs Ge coaxiaux ont été utilisés, placés comme le

montre la figure 2.1. L'efficacité de détection bêta a été mesurée dans le 'run' en mode 'beam on-off' et le nombre de noyaux implantés était monitoré à l'aide du télescope. Les gammas émis après une désexcitation, en coïncidence avec le détecteur d'implantation, sont détectés dans les Ge pour permettre une comparaison avec les travaux précédents. La figure 3.5 montre le spectre gamma obtenu et le tableau 3.1 liste les énergies et les intensités des principales raies gammas de la décroissance du ^{11}Li . Les résultats des expériences précédentes sont en accord raisonnable avec nos valeurs. La détermination de la transition de 2590 keV a suivi la référence [Aje91]. C'est un pic très large comme on peut le voir

dans la figure 3.5 et il a une forme très différente de la ligne à 3368 keV.

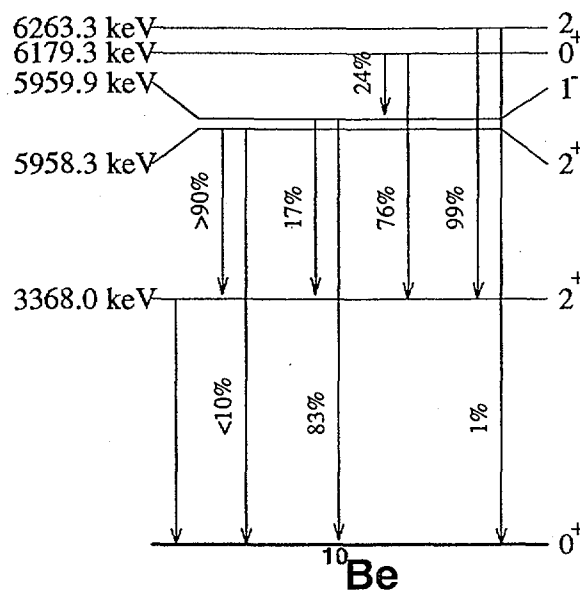
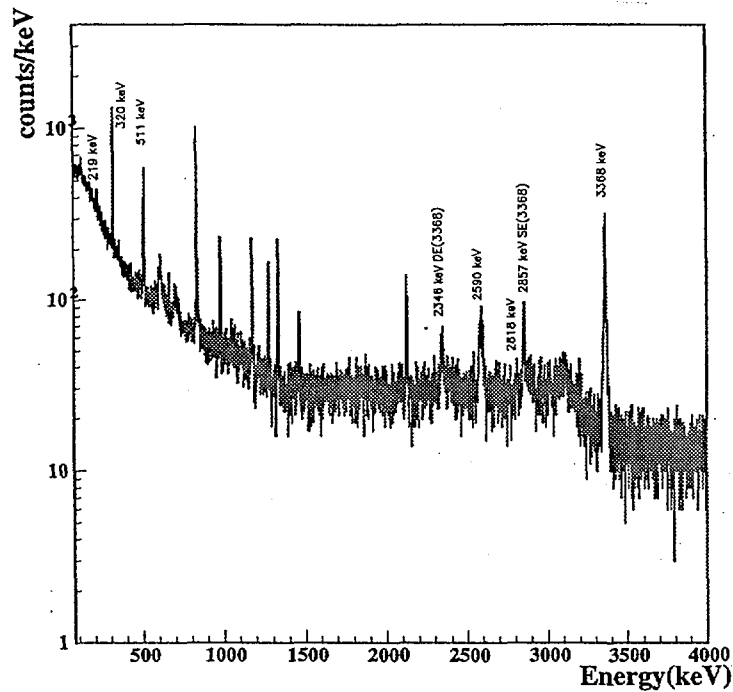


Figure 3.4 Schéma de niveaux et rapport d'embranchement dans le ^{10}Be

La forme de ces raies gamma est déterminée par l'élargissement Doppler produit par le recul des noyaux ^{11}Be peuplés par l'émission $\beta - n$. A partir de la forme de ces lignes gamma, on peut en principe déduire les temps de vie des niveaux du ^{10}Be ou bien les spins des niveaux du ^{11}Be à partir duquel le neutron a été émis. Cette méthode constitue un outil intéressant dans l'étude de l'émission $\beta - n$ et de l'amplitude GT de la décroissance de ^{11}Li [Fyn99].

$E_\gamma(\text{keV})$	ce travail	[Mor97]	[Bor97]	[Aoi97]	[Det79]	[Bjo81]
219	0.45	0.78(6)	0.55(10)	0.5	0.95(35)	-
320	6.4(5)	7.8(8)	6.3(6)	7.6(8)	5.2(14)	9.2(7)
2590	8.3(10)	6(1)	8.0(12)	8.5	3.5(10)	-
2811	0.78(2)	2.8(3)	0.8(2)	1.0	1.6(7)	-
3368	32(3)	33(3)	29(3)	33.3	21.(6)	35(3)

Tableau 3.1

Intensités gamma dans la décroissance du ^{11}Li Figure 3.5 Spectre de rayonnement γ observé dans la décroissance du ^{11}Li

Le schéma de décroissance bêta offre non seulement des informations sur le noyau fils, mais aussi des informations sur le noyau père. La configuration principale des deux neutrons du halo du ^{11}Li peut être considérée comme étant de la forme $\alpha | (2s_{1/2})^2 > + \beta | (1p_{1/2})^2 >$. La valeur du $\log ft$ de la transition de GT du premier état excité du ^{11}B est sensible au coefficient β [Suz94]. Notre valeur de 5.72 ± 0.15 correspond à un β de 42%. Nous devrions noter que la valeur du $\log ft$ de ce travail est légèrement plus grande que les

valeurs plus anciennes que l'on peut trouver dans la littérature (except [Bor97]) et qu'ainsi la probabilité de la composante 's' dans la fonction d'onde du Li déterminée par Suzuki doit donc être sensiblement inférieure. Une analyse semblable a récemment été entreprise par Borge [Bor97] et leur taux d'embranchement mesuré, proche du notre, conduit à une composante de 50% de type 's' dans la fonction d'onde.

3.3 Décroissance du ^{11}Li vers les états non liés du ^{11}Be .

Cette partie présente les résultats obtenus pour les neutrons β^- retardés émis lors de la décroissance du ^{11}Li . Un examen de la figure 3.1 montre qu'excepté l'état à 320 keV, tous les autres états donnent lieu à une décroissance avec l'émission d'au moins un neutron. Si l'état peuplé est supérieur à 7.32 Me, l'émission de deux neutrons est possible. Ces types de décroissances seront étudiées dans la dernière partie de ce chapitre.

Des résultats récents de deux expériences essayant d'assigner correctement les taux d'embranchements neutrons ont été publiés [Aoi97][Mor97]. Bien que les spectres de neutrons obtenus par les deux expériences soient très semblables, l'assignement des pics neutrons et les schémas de décroissances résultants sont très étonnement différents, surtout en ce qui concerne le peuplement des états excités du ^{10}Be . Comme l'analyse de [Aoi97] est basée sur des coïncidences $\beta - n - \gamma$, plus de confiance devrait être attachée à leurs résultats, bien qu'ils présentent des états non vus dans les données $^9\text{Be}(t, p)^{11}\text{Be}$. Une analyse complètement différente [Fyn99], à partir d'une étude Doppler des émissions de gammas, donne une conclusion différente des deux travaux précédents. Plus d'informations sur l'alimentation des états excités du ^{10}Be devrait permettre de trouver une explication à ces discordances.

Spectres de neutrons

Chacun des 23 détecteurs neutrons a fourni un spectre de temps de vol. Comme la plupart des pics bêta ne peuvent pas être utilisés comme référence en temps, puisque ce sont des pics doubles (même triples) l'étalonnage des spectres a été fait ainsi :

Le TdV n'est connu que pour le pic numéro 6 de la figure 3.6 qui correspond à une transition du niveau de 2.6 MeV dans le ^{11}Be vers l'état fondamental du ^{10}Be . Dans un premier temps ce pic a été utilisé comme référence pour chaque détecteur neutron.

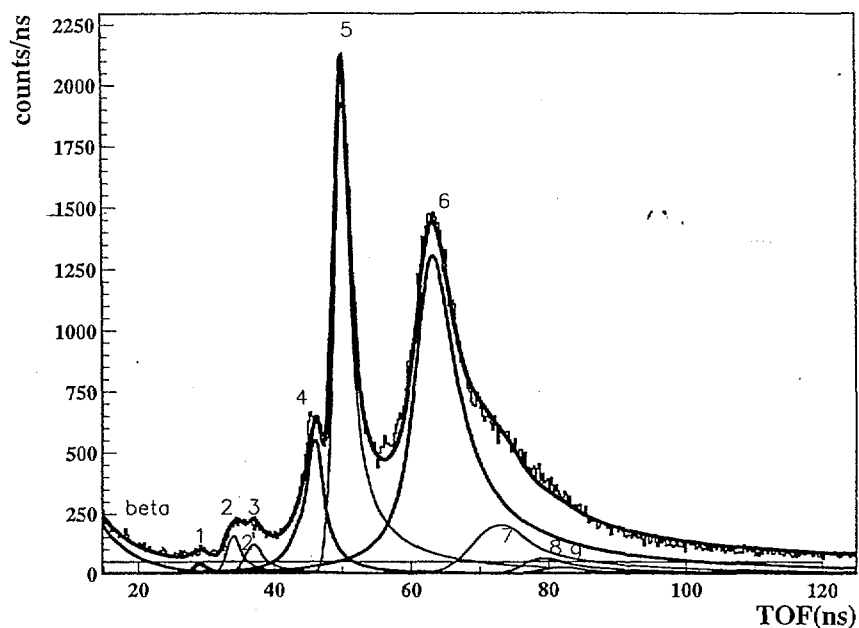


Figure 3.6 Spectre temps de vol des neutrons émis dans la décroissance $^{11}\text{Li} \rightarrow ^{11}\text{Be}$

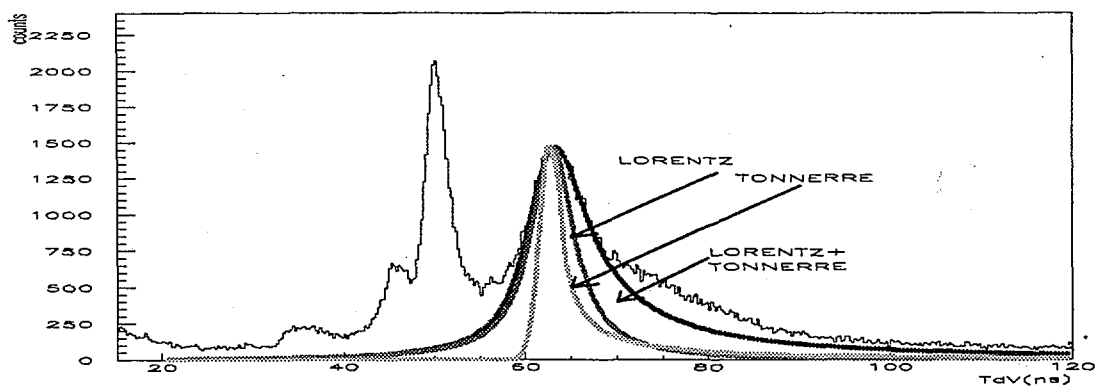


Figure 3.7 Ajustement sur le pic neutron ayant une largeur de l'ordre de 200 keV.

La valeur moyenne de énergie pour le pic numéro 5 a ensuite été déduite comme étant une transition du niveau à 3.99 MeV vers l'état fondamental du ^{10}Be . Comme cette énergie a déjà été mesurée avec une bonne précision par des réactions $^9\text{Be}(t, p)$, et que le pic est très fin, on peut donc l'utiliser comme référence en temps au même titre que le pic numéro

6. Une petite correction linéaire de 'walk', déterminée avec les autres noyaux (chapitre 2.4.1) a été appliquée.

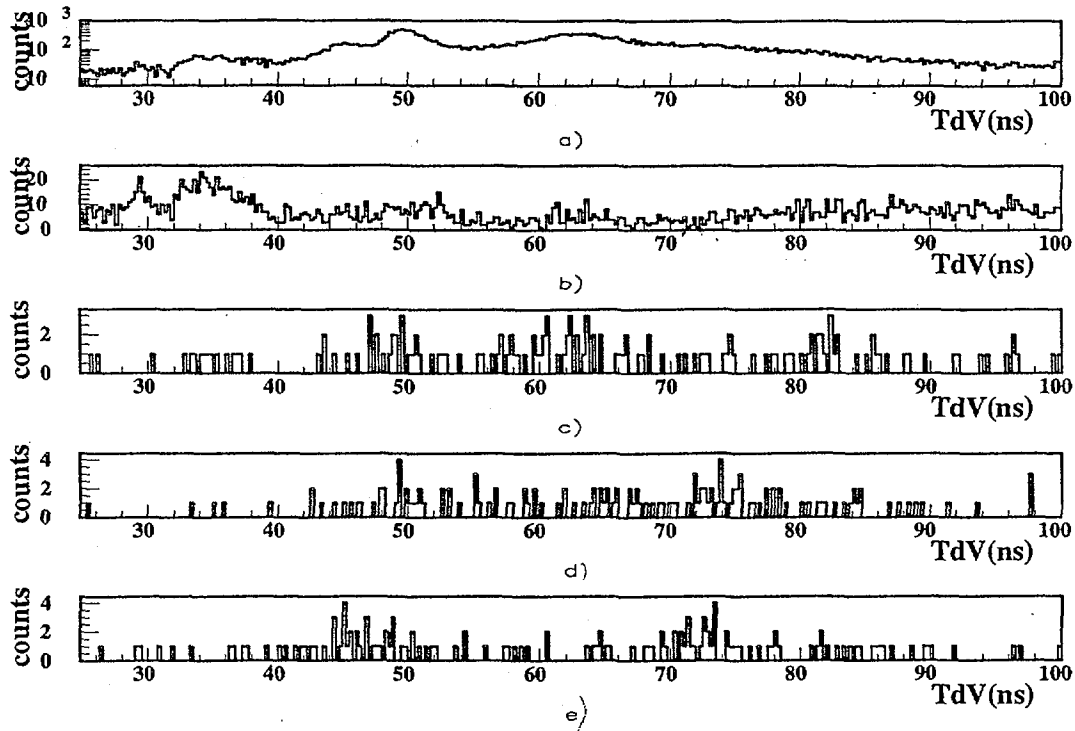


Figure 3.8 Le spectre de TdV avec des sélections en temps a) et en charge b) et déclenché avec des gammas de 221 c), 2598 d) et 3336 e) keV.

Les largeurs des pics ont été déterminées à partir des mesures faites sur les autres noyaux étudiés (les largeurs des niveaux physiques y sont négligeables). Ces sont des paramètres fixes. Pour le pic étiqueté 6 où la largeur naturelle du niveau nous a obligés à convoluer une forme lorentzienne en énergie (transformée en temps) avec la réponse de détecteur. La figure 3.7 présente les trois fonctions de 'fit', une lorentzienne, une fonction liée au détecteur (comme dans cette gamme en temps de vol nous avons des pics sans largeurs naturelle pour le ^{11}N et ^{16}C , nous avons confiance en cette fonction) et la convolution de la lorentzienne avec la réponse de détecteur. On peut clairement voir que sans une largeur naturelle du niveau le spectre ne peut pas être ajusté. Lors de l'ajustement du spectre total les seuls paramètres maintenus libres sont la taille de chaque pic, et la position

du centre. Le spectre ajusté donne une position en temps pour chaque pic avec laquelle on peut calculer précisément les énergies des neutrons, et l'intégrale du pic permet de déduire le taux d'embranchement.

Le spectre en énergies est très complexe car il est composé de 10 groupes différents de neutrons, étiquetés dans la figure 3.6 et la tableau 3.2 par ordre décroissant en énergie. La forme du spectre en TdV des neutrons est bien conforme à celle attendue d'après les articles de Morrissey[Mor97] et d'Aoi[Aoi97], mais l'analyse indique trois pics supplémentaires (1, 2', 3). Le pic étiquetée 1, non mentionné dans [Aoi97] et [Mor97] peut être mis plus clairement en évidence par des sélections en charge qui éliminent plus de 80 % du bruit (figure 3.8 b). Le fait que ni [Aoi97] ni [Mor97] n'enregistrent la charge de leurs photomultiplicateurs, et par conséquent qu'ils ne puissent pas faire cette sélection peut expliquer l'absence de ce pic dans leur analyse. De plus, comme l'efficacité neutron de TONNERRE est bien plus importante à cette énergie par rapport aux autres ensembles de détection, nous pouvons maximiser le rapport signal sur bruit, ce qui est essentiel pour mettre en évidence un pic de si faible intensité.

Il faut noter que [Aoi97] a assigné la 'bosse' qui correspond aux pics 2 et 3 à une unique transition d'un niveau à 8MeV dans le ^{11}Be vers le fondamental du ^{10}Be avec un taux d'embranchement de 0.8%. Dans nos données, avec l'hypothèse d'un unique temps de vol neutron, le rapport d'embranchement serait plutôt de 1.4% mais donnerait un niveau dans le ^{11}Be de 7,6 MeV avec une largeur de ~ 2 MeV, niveau qui n'a jamais été décrit. De plus il faut noter que le spectre en temps de vol construit avec des événements de décroissance ayant suivi moins de 10 ms (une-demi-vie) une implantation de ^{11}Li (fig. 3.8a), une sélection qui maximise le rapport signal sur bruit, montre clairement deux pics dans cette région. Ces deux pics correspondraient à des transitions venant de niveaux situés à 8. et 7.1 MeV respectivement. Il faut quand même noter que des transitions à partir des niveaux d'énergie 7.03, 6.71 et 6.51 MeV vers le fondamental du ^{10}Be donneraient des pics neutrons dans la même gamme en temps de vol.

La présence du pic numéroté 2' peut seulement être remarquée en analysant les coïncidences γ -n mentionnées plus loin. La mesure par Azuma [Azu80] du spectre d'énergies

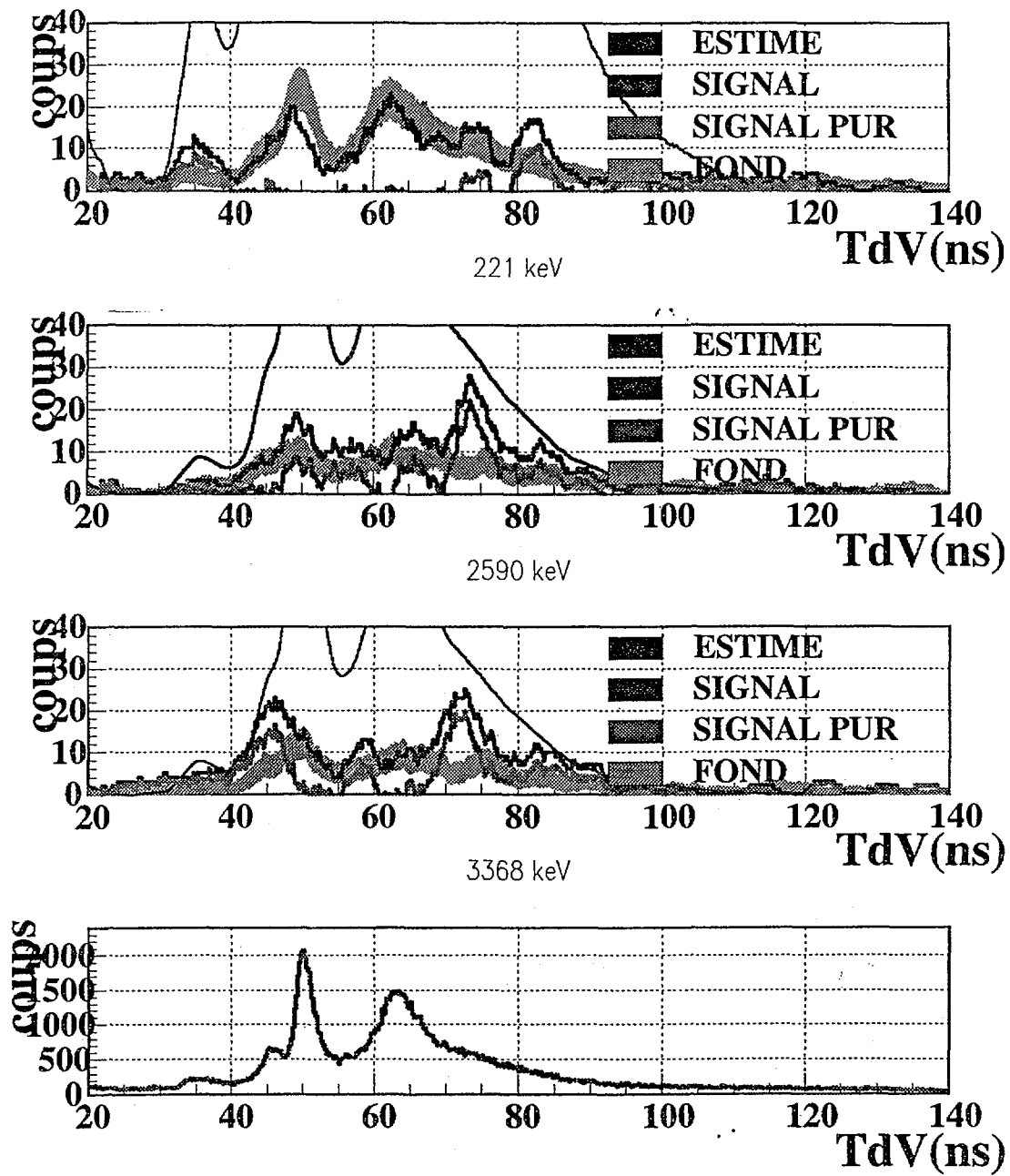


Figure 3.9 Le signal gamma conditionné avec des neutrons.

de neutrons avec des compteurs proportionnels à ^3He a également indiqué deux pics supplémentaires aux très basses énergies (18 et 80 keV) qui sont bien en-dessous de notre seuil de détection et n'ont donc pas pu être observés. Malheureusement, les intensités de ces transitions de très basses énergies n'ont pas été publiées.

Afin de déterminer les cascades gammas suivant la décroissance nous avons fait une analyse en triple coïncidence $\beta - n - \gamma$. La figure 3.8 présente un exemple de l'analyse en triple coïncidence comme employée par Aoi pour l'assignement de l'embranchement. Le panneau supérieur montre le spectre TdV et les autres étiquettes c,d,e montrent le spectre de TdV conditionné par les gammas de 221, 2590 et 3368 keV respectivement. Malheureusement en raison d'une faible statistique l'information n'est pas très utile. Pour extraire l'information des coïncidences une autre méthode a été utilisée. Au lieu de regarder des neutrons en coïncidence avec des raies gamma, nous pouvons étudier les γ en coïncidence avec des pics de neutrons. Ceci a pour principal avantage que les coïncidences potentielles seront confinées sur peu de canaux (correspondant à la résolution des détecteurs de Ge). Basées sur la représentation bidimensionnelle des coïncidences TdVneutron- E_γ , d'autres représentations (TdV-signal+fond γ , TdV-fond γ et TdV-signal γ) ont été construites. La fenêtre de coïncidence de neutron (ayant en chaque point la largeur correspondant à la résolution de détection) a été décalée le long de l'axe de TdV. Trois bandes dans le signal gamma, correspondant aux raies de 221, 2590 et 3368 keV qui nous intéressent sont représentées dans la figure 3.9. Dans une région de TdV donnée, si il y a des coïncidences n- γ , nous devrions avoir une augmentation du signal par rapport au bruit de fond. La valeur estimée du signal est calculée comme une somme des neutrons dans la fenêtre de coïncidences multipliée par l'efficacité gamma des Ge et représente le signal gamma prévu dans le cas de coïncidences n- γ . Il est clair que l'assignement de [Mor97] où le pic numéro 3 alimenterait l'état de 6179 keV dans ^{10}Be est peu réaliste, puisque dans cette hypothèse le signal gamma de 221 keV devrait être presque dix fois plus fort. Pour le pic gamma de 2590 keV, l'hypothèse d'une alimentation d'un niveau de 8.5 MeV dans le ^{11}Be [Fyn99] est également exclue puisqu'elle devrait mener à un signal gamma trois fois plus haut dans la région de 60 ns du TdV. La seule détermination consistante avec nos données est celle

d'Aoi où le pic des neutrons numéro 4 alimente le niveau de 3368 keV dans le ^{10}Be , donnant un niveau à 8.MeV dans le ^{11}Be .

Le fait que dans le spectre de 221 keV nous ayons, dans la région de 35 ns, un signal de 12 évènements sur un fond calculé de 3.2 évènements (3.7 mesuré) peut être expliqué par la présence d'un pic neutron alimentant le niveau de 6179 keV dans le ^{10}Be . Puisque l'intensité ne peut pas être calculée à partir du spectre en TdV des neutrons, nous pouvons l'estimer par les coïncidences comme étant de l'ordre de $0.18\% \pm 0.06\%$. La limite supérieure de l'intensité maximale avec un niveau de confiance de 95% est 0.28%.

Dans le tableau 3.2 on trouvera les énergies des niveaux du ^{11}Be déduit d'après nos données (il faut se rappeler que nous avons considéré l'état de 2.6 MeV comme étant fixé pour l'utiliser pour nos calibrations), les états connus du ^{11}Be ainsi que les rapports d'embranchements et les valeurs du B(GT) déduites. Les valeurs des $\log ft$ déterminées expérimentalement sont reliées au B(GT) par l'expression suivante:

$$ft = \frac{6177}{(g_A/g_V)^2 B(GT) + B(F)}$$

où le facteur $(g_A/g_V)^2$ représente la rapport aux carrés des constantes de couplages de l'interaction faible (g_A pour le terme axial et g_V pour le couplage vectoriel) dans le cas de la décroissance d'un neutron en proton. Les 'ft' ont été calculés en utilisant une demi-vie de 9.06 ± 0.34 ms, les rapport d'embranchements déduits, et un Q_β de 20.6 MeV avec la formule:

$$ft = \frac{f(Q_\beta - E_x)t_{1/2}}{BR}$$

La fonction $f(Q_\beta - E_x)$ a été calculée en utilisant la méthode décrite par Wilkinson et Macefield[Wil74]. Si on se rappelle de ce qui a été vu sur les caractéristiques des valeurs du $\log ft$, on peut supposer que les 10 pics neutrons observés correspondent tous à des transitions permises depuis des états de parités négatives du ^{11}Be (selon [Aje91], le spin-parité du fondamental du Li serait $3/2^-$).

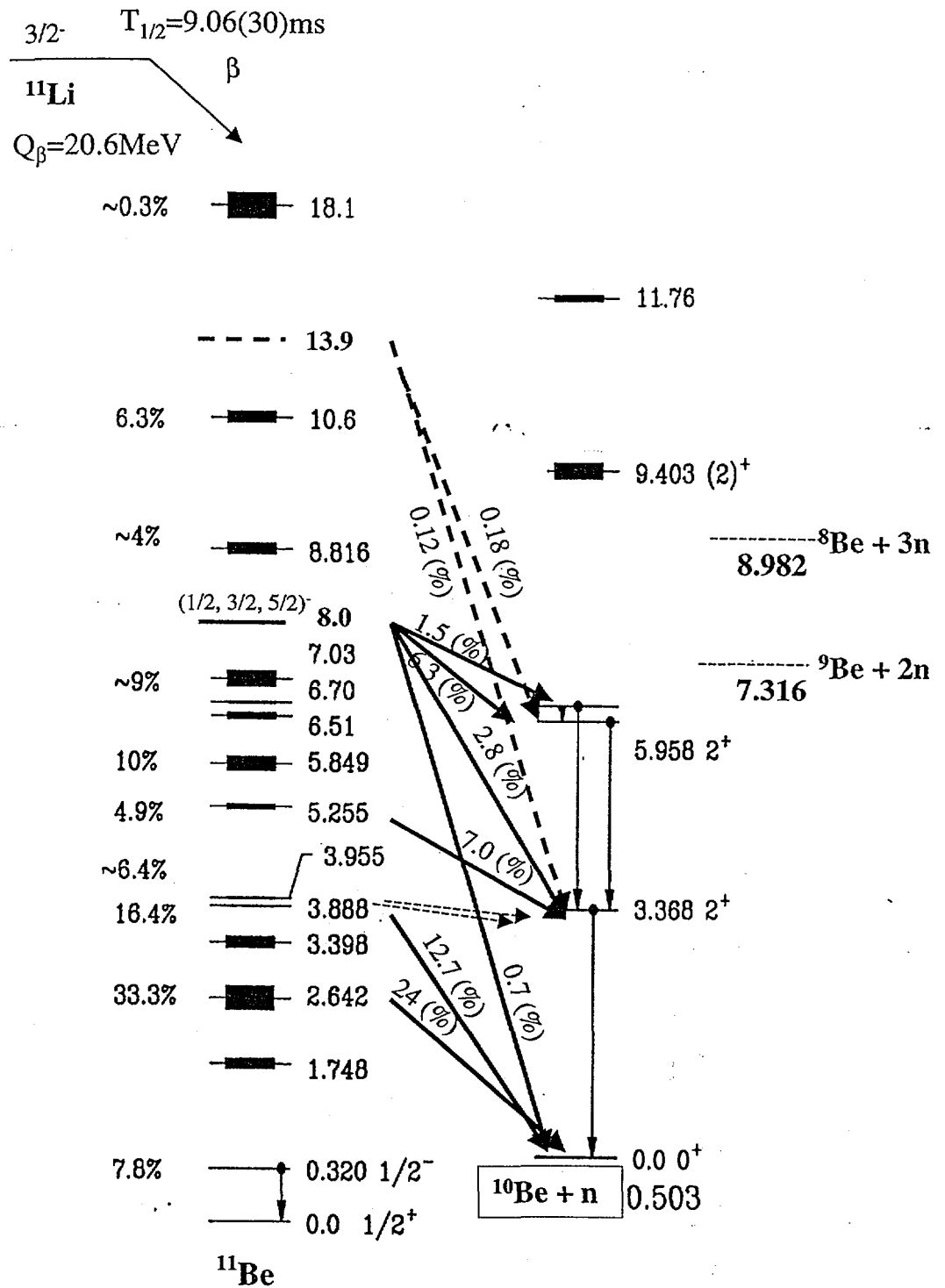
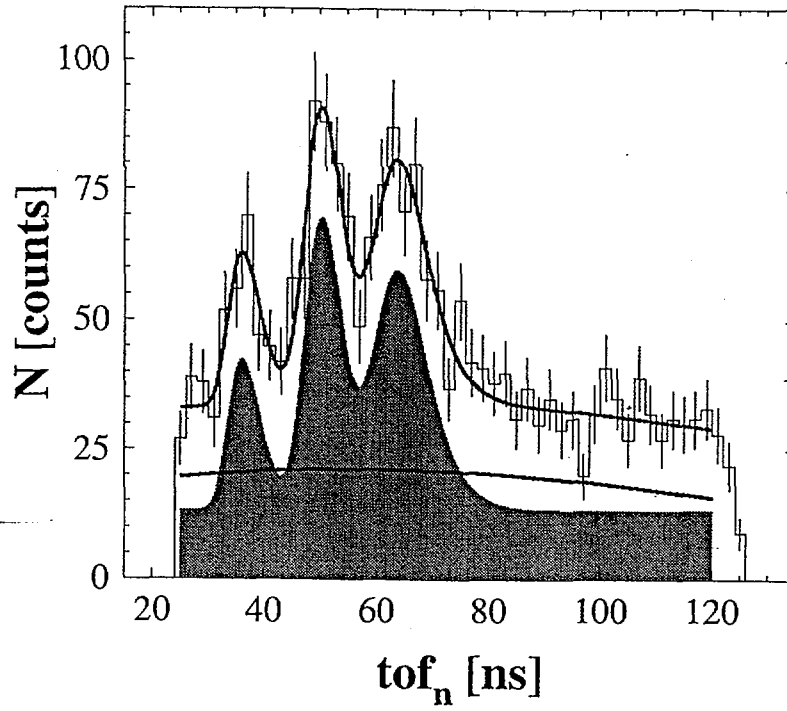


Figure 3.10 Schema de décroissance du ^{11}Li obtenué dans notre expérience. Les taux d'embranchement à gauche des niveaux sont ceux obtenus par [Mor97]

Energie (MeV)	Mesure			référence
	Energie (MeV)	Taux d'embranchement (%)	B(GT)	
g.s		<2		[Azu80]
0.320	0.320	6.4(7) 7.8(8) 6.3(6) 7.6(8)	0.0068(8) 0.0084(9) 0.0068(7) 0.0082(9)	TONNERRE [Mor97] [Bor97] [Aoi97]
1.748	-	-	-	-
2.624	2.68	24(2)	0.046(3)	TONNERRE
3.398	-	-	-	-
3.888	-	Y ^{a)}	-	TONNERRE
		~16.4(10)	0.045(3)	[Mor97]
3.955	3.99	12.7(10)+X ^{a)} 11+10		TONNERRE [Aoi97]
5.255		7(3)	0.028(2)	TONNERRE
5.849	5.75	10(1)	0.050(5)	[Mor97]
6.51 6.70 7.03		~9	0.060(7)	[Mor97]
7.98	7.96 8.0 7.9	12.1(10)	0.12	TONNERRE
8.816	-	0	-	-
10.6	-	0	-	TONNERRE
	-	6.3(7)	0.199(22)	[Mor97]
13.9	13.9 14.0	0.3(1)	0.064	TONNERRE
18.1		0.30(5) >0.35	1.7(2) >1.6	[Bjo81] [Lan81] [Bor97]

Tableau 3.2
Bilan des branches β de la décroissance de ^{11}Li
^{a)}Pour être conformes aux intensités gamma X+Y~18.8%

Figure 3.11 Spectre des 2 neutrons émis lors de la décroissance de ^{11}Li

3.4 La décroissance β -2n de ^{11}Li

Le moment des neutrons a été reconstruit à partir du numéro de détecteur et de la position longitudinale d'interaction calculée dans la latte (en utilisant seulement les 23 détecteurs de la première couche). La position transversale sur la latte a été générée selon une distribution uniforme aléatoire. Le point d'interaction dans la profondeur du détecteur a été pris comme uniformément distribué entre 0 et 4 centimètres. Ayant l'information de temps (énergie) et de position, les moments $\vec{p}_1$ et $\vec{p}_2$ de chaque paire n-n peuvent être calculés. La conservation du moment a été appliquée événement par événement pour reconstruire le moment de cœur $\vec{p}_3 = \vec{p}_1 + \vec{p}_2$. A partir des quadri-moments des trois particules nous calculons l'énergie totale disponible dans le centre de masse du système $\sqrt{(p_1 + p_2 + p_3)^2}$ et extrayons la partie cinétique, on obtiens ainsi l'énergie E_d de décroissance:

$$E_d = \sqrt{(\sum p_i)^2 - \sum m_i^2}$$

Le nombre total de fausses paires n-CT (venant de cross-talk) pour N_{trigg} déclenchements est :

$$N_{n-CT} = N_{trigg}(\epsilon_{geom}\epsilon_{det})P_{1n}P_{CT}$$

Le nombre total de vraies paires n-n est :

$$N_{n-n} = N_{trigg}(\varepsilon_{geom}\varepsilon_{det})^2 P_{2n}$$

En rapprochant les quantités ci-dessus du nombre total des paires de neutrons nous en aurons 5% d'eux venant du cross-talk. Si nous éliminons les signaux dans les détecteurs juxtaposés cette valeur est réduite à environ 1.6 %, ce qui est assez faible pour permettre les mesures d'interférométrie d'intensité. La situation est différente avec les événements vrai neutron+bruit. Une évaluation avec 4000 événements de bruit par seconde dans un détecteur et une fenêtre de TDC de 140 ns (qui correspond à un seuil de détection de 300 keV) donnent des valeurs comparables pour le taux de détection n-n et n+bruit. En effet, en examinant le spectre de temps de vol pour deux neutrons après le rejet du cross-talk (fig. 3.11) les pics d'émission d'un neutron sont encore présents. Puisque le vrai bruit de fond est plat nous pouvons déterminer le rapport entre les événements n-n et n-bruit en imposant dans l'ajustement (figure 3.11) que l'intégrale des pics neutron (supposée avoir une forme gaussienne) et celle de la composante du bruit de fond soient égales. Les résultats du fit donne 60% des événements de type n-bruit et 40% des événements de type n-n. La composante de fond n-bruit transformé dans différents autres spectres n-n (spectre en énergie, l'énergie de décroissance et la distribution de moment relatif) est présenté à la figure 3.12. Le bruit de fond a été obtenu par la génération aléatoire des événements 2n (des paires des événements distribués après l'une de trois gaussiennes+un bruit plat en temps) et leur énergie de désintégration a été reconstruite. Le spectre obtenu par l'élimination du fond, présente dans la figure 3.13 est ajusté avec 4 gaussiennes. Les quatre pics qui sont obtenus correspondent à 4 niveaux qui sont au-dessus du seuil d'émission de 2 neutrons (figure 3.10). Les transitions du niveau de 8.0 MeV qui donneront des neutrons d'énergie en dessous de seuil de détection TONNERRE n'ont pas été mises en évidence.

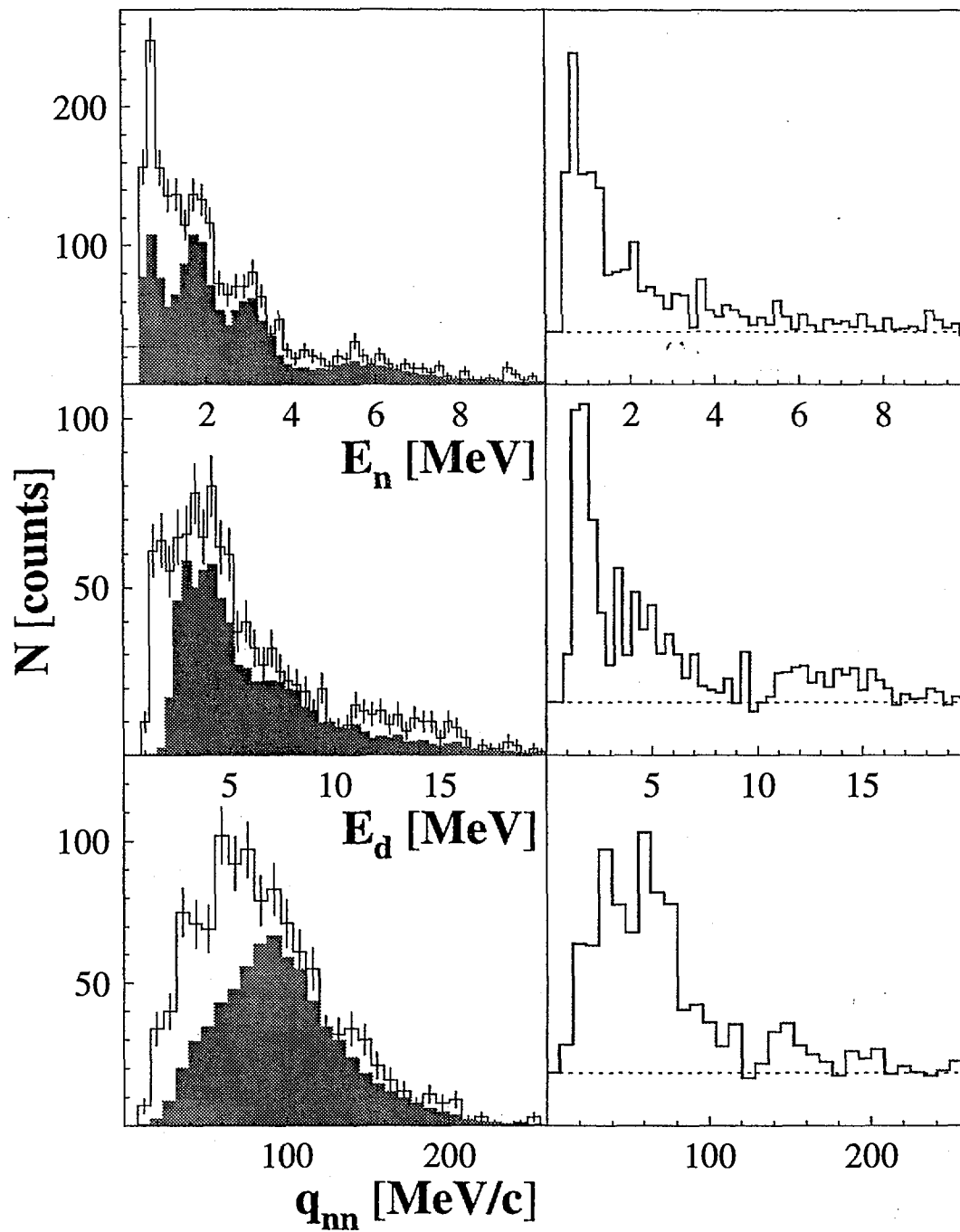


Figure 3.12 Spectre en énergie de 2 neutrons, l'énergie de décroissance et la distribution de moment relatif. Le spectre du bruit est soustrait (à droite)

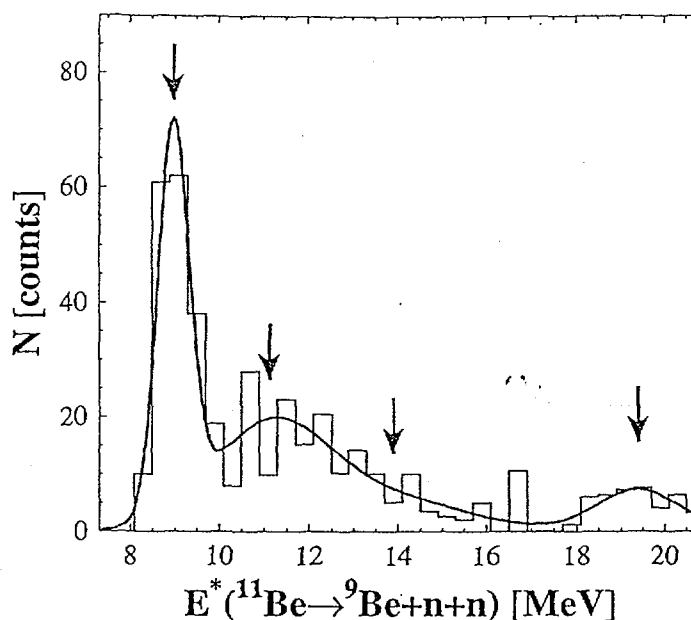


Figure 3.13 Spectre d'énergie de décroissance du ^{11}Be . Les 4 pics correspondent à des niveaux au-dessus de l'énergie de séparation de $2n$.

3.5 Conclusions

En conclusion nous avons obtenu un spectre des neutrons retardés du ^{11}Li à l'aide d'un multidétecteur de grande efficacité. Nos mesures du temps de vie et des intensités des raies gamma les plus importantes sont en accord avec les résultats des expériences les plus récentes. Une étude détaillée du spectre neutron combinée à une analyse des coïncidences triples $\beta - \gamma - n$ a été entreprise. Un nouveau niveau d'une énergie de 14 MeV correspondant à une transition de Gamow-Teller permise est proposée pour le ^{11}Be . Une analyse complète des corrélations entre les intensités gamma et les intensités neutron a permis d'établir un schéma cohérent et pratiquement complet des différents taux d'embranchement de la décroissance beta vers les différents noyaux fils. Une détection de deux neutrons en coïncidence a aussi été étudiée. Malgré une faible statistique (due à un temps d'expérience court

et au fait que LISE n'était pas optimisé pour donner une production maximale de ^{11}Li une étude des corrélations lors de l'émission de deux neutrons a été entreprise par Marques [Marq2001].

Chapitre 4

LA DECROISSANCE $\beta - n$ de ^{33}Mg et ^{35}Al

Les noyaux de $Z=11-12$, et de $N \simeq 20$ ont été longtemps connus pour constituer une région de déformation stable correspondant à une disparition de la fermeture de couche conventionnelle $N=20$ [Cam75] [Wid80]. Ce comportement a été initialement déduit des énergies de liaison beaucoup plus fortes que prévues pour les noyaux de sodium $^{31,32}\text{Na}$, mesurées par l'intermédiaire de la spectrométrie de masse en ligne [Thi75]. Ultérieurement on a observé des anomalies semblables dans les masses du magnésium, dérivées des mesures de décroissances β [Det83]. L'apparition, plus récemment, de mesures directes de masses par temps de vol suivant la fragmentation du projectile et de la cible ont permis l'exploration de la surface de masse de cette région [Orr91][Zho91]. Comme représenté sur la figure 4.1 l'accroissement de l'énergie de liaison correspond à une augmentation des énergies de séparation de deux neutrons au passage de la fermeture de couches sd de neutrons alors qu'une diminution était théoriquement prévue. Plus de preuves sur la déformation ont été trouvées dans l'observation d'une énergie très basse pour le premier état 2^+ du ^{32}Mg [Det79][Gui84]. Ces dernières années, de nombreuses expériences utilisant l'excitation coulombienne aux énergies intermédiaires, d'un faisceau de ^{32}Mg , ont permis de déterminer le $B(E_2)$ pour ce noyau et de conclure qu'il correspond à un paramètre de déformation relativement grand, puisqu'une valeur $\beta_2 \simeq 0.54$ a été déduite [Mot95].

Dans une description de type modèle en couches on peut interpréter l'accroissement de l'énergie de liaison comme étant le résultat des déformations induites par des excitations $np - nh$ des neutrons [War90][Pov94][Fuk92]. Cet abaissement des énergies des configurations $n\hbar\omega$ ou $\nu sd^{-n}fp^n$ ($n=1,2$) par rapport aux configurations conventionnelles $0\hbar\omega$ est attribué à une diminution de l'intervalle d'énergie uni-particule $\nu d_{3/2} - \nu f_{7/2}$ et à l'interaction accrue de monopoles $T=0$ proton-neutron pour des noyaux avec des grands excès de neutrons dans cette région [War90]. En particulier, pour les noyaux de la région $Z=10-12$ $N=19-22$ des calculs théoriques prédisent que les états 'intrus' de la couche fp serait l'état fondamental (figure 4.2) créant ainsi une région appelée 'îlot d'inversion'.

Comme mentionné ci-dessus, les mesures de masse ont fourni des premières indications sur les effets structuraux plutôt unique ayant lieu autour de $Z \sim 11$, $A \sim 32$.

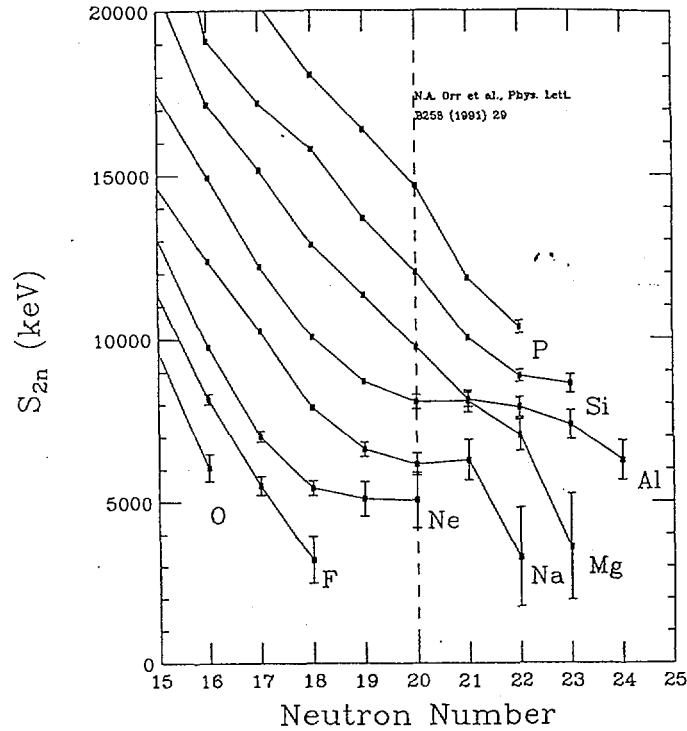


Figure 4.1 Systématiques S_{2n} pour les noyaux riches en neutron dans la région du croisement de la fermeture de couches $N=20$

Des comparaisons avec des calculs à grande échelle de modèle en couches ont permis (comme présenté dans la figure 4.3) de déterminer grossièrement les frontières de l'îlot d'inversion et de déduire certaines propriétés. Pour une exploration plus détaillée de cette région, on a besoin d'informations spectroscopiques aussi bien pour l'état fondamental que pour les états excités. Étant donné les taux de production actuellement disponibles, les études de décroissance fournissent le seul moyen réaliste d'accéder à une telle information pour $Z < 14$, $N > 19$.

Jusqu'à présent, mis à part le temps de vie et la probabilité d'émission de neutrons, la connaissance des décroissances de noyaux avec $N \gtrsim 20$ dans cette région est très limitée, le $^{31,32}\text{Na}$ [Gui84][Klo93] et ^{34}Al [Bau89] étant des exceptions. Cet état de fait peut s'expliquer pour les isotopes du Néon par la difficulté de les produire, aussi bien par des

méthodes de fragmentation du projectile que par des méthodes de type *ISOL*. Pour les isotopes du Magnésium la décroissance doit être étudiée après celle des Na produits, puisqu'il est très compliqué d'obtenir un faisceau de magnésium avec une technique de production *ISOL*. Ainsi, mis à part le schéma de décroissance du ^{31}Mg relativement bien établi, il n'y a que trois raies connues dans la décroissance du ^{32}Mg [Gui84][Klo93]. Pour ce qui est du ^{33}Mg on ne connaît que le temps de vie ($T_{1/2} = 90 \pm 20\text{ms}$ [Lan84]) et la probabilité d'émission neutron ($P_n = 17.5\%$ [Lan84]).

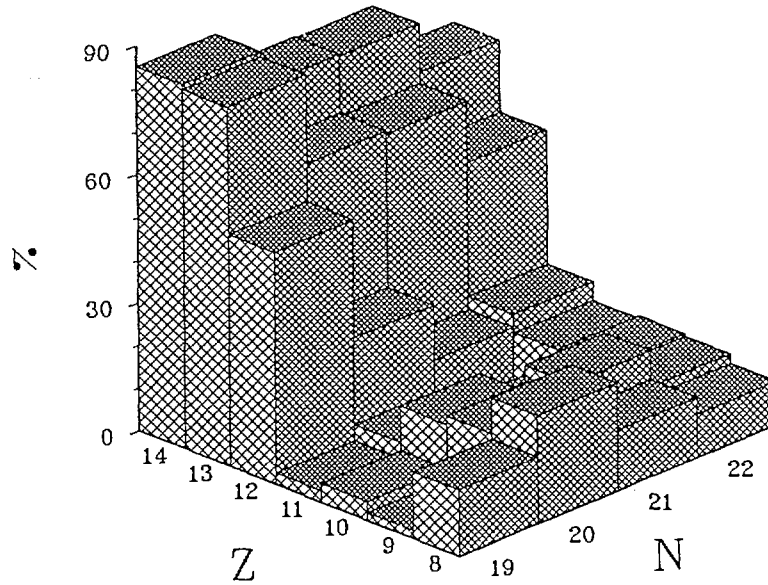


Figure 4.2 Pourcentages des composantes des couches sd dans l'état fondamental des fonctions d'onde des noyaux dans la région de Z, comme prévu par un calcul de modèle en couches ([Pov94])

Le noyau de ^{33}Mg , avec $N=21$ est d'un intérêt particulier vu que les calculs de modèle en couches suggèrent que, quant on ^{32}Na , il y a une compétition très étroite entre les configurations $1\hbar\omega(\gamma fp^2)$ et $2\hbar\omega(\gamma fp^3)$ [War90]. De plus, les schémas des niveaux et les taux d'embranchement des états dans les noyaux fils $^{32,33}\text{Al}$ donneront des indices importants sur l'influence de configurations avec des états intrus pour $Z=13$. Ceci est très

intéressant, car ces configurations semblent dominer les états fondamentaux pour $Z=10-12$, $N>19$ et leur influence n'apparaît que dans la structure des états excités des isotopes de $Z=14$ [Bau89]. Les isotopes de $Z=13$ se situent donc dans une région de transition d'importance considérable pour suivre l'évolution de ces états 'intrus'. La décroissance β de ^{33}Mg qui est le sujet de ce chapitre était jusqu'à présent inconnue et très peu d'informations sont disponibles sur la structure du ^{33}Al . Celles-ci résultent de réactions de fragmentation avec des faisceaux incidents d'ions lourds, réactions pour lesquelles la sélectivité et la résolution sont limitées. La fragmentation d'un faisceau primaire de ^{36}S , sur une cible de ^9Be qui a eu lieu au Ganil en avril 1998 a permis de mesurer 5 états excités pour le ^{33}Al [Bele20]

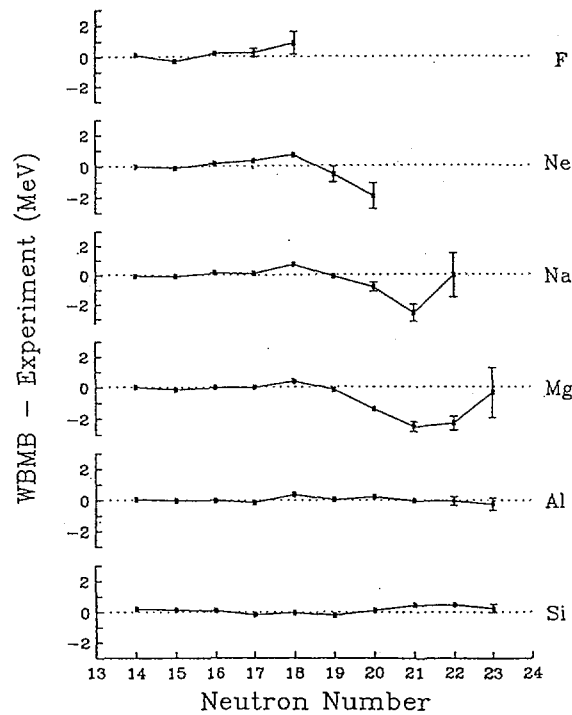
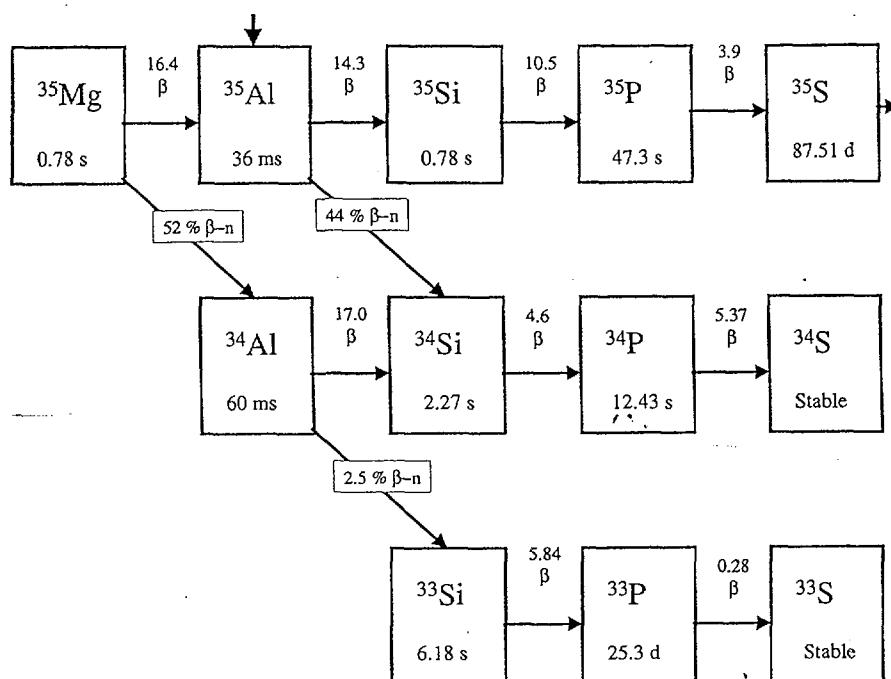
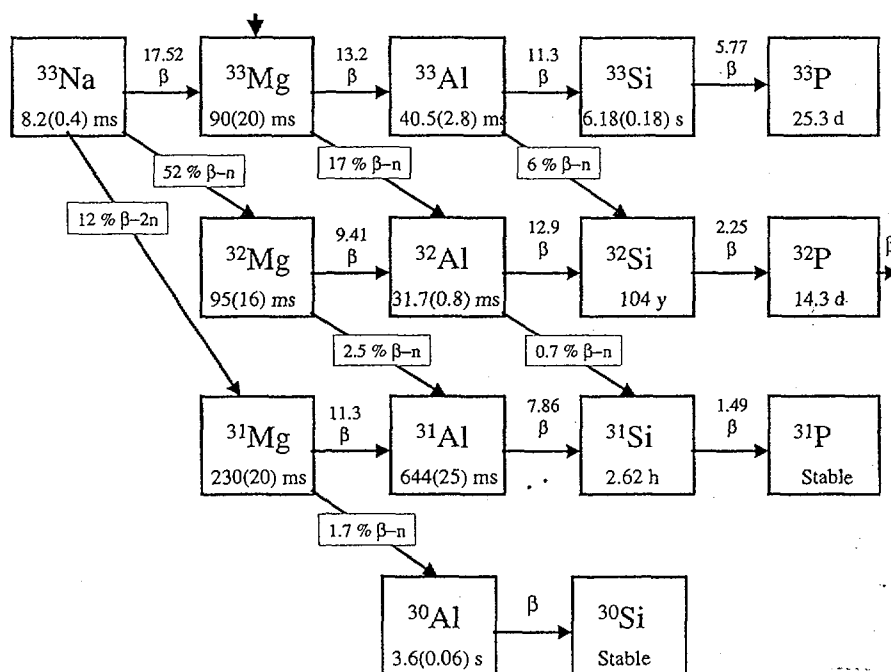


Figure 4.3 La comparaison entre les énergies de liaison expérimentalement déterminées [Orr91] et celles prévues par des calculs de modèle en couches $0\hbar\omega$ [Wär90].

4.1 Le dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est semblable à celui utilisé lors de l'expérience de test. En raison de contraintes mécaniques il utilise seulement 19 détecteurs de TONNERRE. Huit détecteurs de neutrons de basse énergie venant de Strasbourg ont également été utilisés. Etant donné les taux de production relativement faibles, des systèmes de détection de gamma très efficaces ont été utilisés. Nous avons utilisé deux détecteurs 'tréflés' (modules d'Exogam). Un autre détecteur LEPS a été utilisé pour la détection des transitions gamma à basse énergie. La disposition générale de l'installation est montrée sur la figure 1. annexeA avec les modules de TONNERRE entourant le point d'implantation situé au centre, l'ensemble étant placée dans la zone expérimentale D6 de LISE. L'identification des particules et l'information de position était réalisée en utilisant deux détecteurs silicium à perte d'énergie situés en amont du plastique d'implantation. La profondeur d'implantation était ajustée en utilisant un dégradeur d'Al d'épaisseur réglable monté entre les deux détecteurs silicium. Après le plastique d'implantation, qui est visualisé par deux PM, se trouve un détecteur de veto en silicium pour l'étiquetage des particules légères qui passent à travers. Afin d'avoir une meilleure résolution à partir du plastique d'implantation le signal en charge a été divisé et envoyé dans deux modules QDC avec des gammes différentes (une pour le signal β et une autre choisie pour les signaux d'ions lourds). L'électronique d'acquisition utilisée était de type VXI utilisée en mode asynchrone pour les signaux de Ge et de télescope et synchrone pour les détecteurs de neutrons. Le temps mort était de $80 \mu s$, environ 10 fois inférieur à celui de l'expérience E311 (à 10 particules par seconde la correction de temps mort est négligeable; par contre de petites corrections ont été appliquées pour les mesures d'étalonnage ou les taux de productions étaient relativement élevés). L'électronique de détection et le chronogramme sont présentes sur le schéma 2 et 3 Annexe A. Environ 2 UT ont été consacrées à la production de ^{17}N et de ^{30}Mg pour l'étalonnage des détecteurs des neutrons et de gamma, respectivement. La production du ^{33}Mg a été rendue possible en utilisant la fragmentation de projectile d'un faisceau d'énergie élevé (78MeV/A) de ^{36}S . Le faisceau du magnésium à ~ 6 pps était contaminé avec du ^{35}Al à ~ 2.5 pps. Etant donné le faible taux de production et puisqu'une tech-

nique de mesure *on/off* utilise seulement 15-20% des noyaux disponibles (voir chapitre 2.2), on a préféré travailler en faisceau continu. De plus, le ^{35}Al est lui-même un émetteur de neutron avec un $\text{Pn}=44(13) \%$ [Num2001], qui peut polluer les spectres des neutrons. L'utilisation des cycles *on/off* nous aurait détruit toutes corrélations entre les implantations et les moments de la décroissance β . Au total $1.17 \cdot 10^6$ noyaux de magnésium ont été produits avec $3.46 \cdot 10^5$ noyaux d'aluminium. Le nombre total de déclenchements était $9.9 \cdot 10^6$ soit presque sept fois supérieurs à la valeur attendue. Cette différence peut être expliquée par les déclenchements dus au bruit ($\sim 20/s$), et ceux dus à la filiation présentée aux figures 4.4 et 4.5.

Figure 4.4 Production par filiation des noyaux issus de ^{35}Al Figure 4.5 Production par filiation des noyaux issus de ^{33}Mg

4.2 Mesure de la période

Vu que nous travaillons en mode "faisceau continu" les temps de vie du ^{33}Mg et du ^{35}Al ont été déduits en utilisant des coïncidences $\beta - \gamma$. Seulement les événements où deux noyaux implantés sont séparés par plus de 200 millisecondes ont été sélectionnés. Pour chaque noyau de ^{35}Al une fenêtre de 200 ms a été ouverte. Les déclenchements bêta ayant lieu dans cette fenêtre et qui sont en coïncidence avec les pics gamma de 64 et 910 keV sont conservés. On peut ainsi obtenir le temps de décroissance entre l'implantation et l'événement. Le spectre de bruit de fond est construit de la même manière, mais en prenant en coïncidence les beta avec des gammas de 70 et 915 keV (pas des pics gammas "physique" mais bien du bruit). Ce spectre est ensuite soustrait au premier. Un ajustement exponentiel sur le spectre final permet de remonter au temps de vie tel que c'est présenté à la figure 4.6.

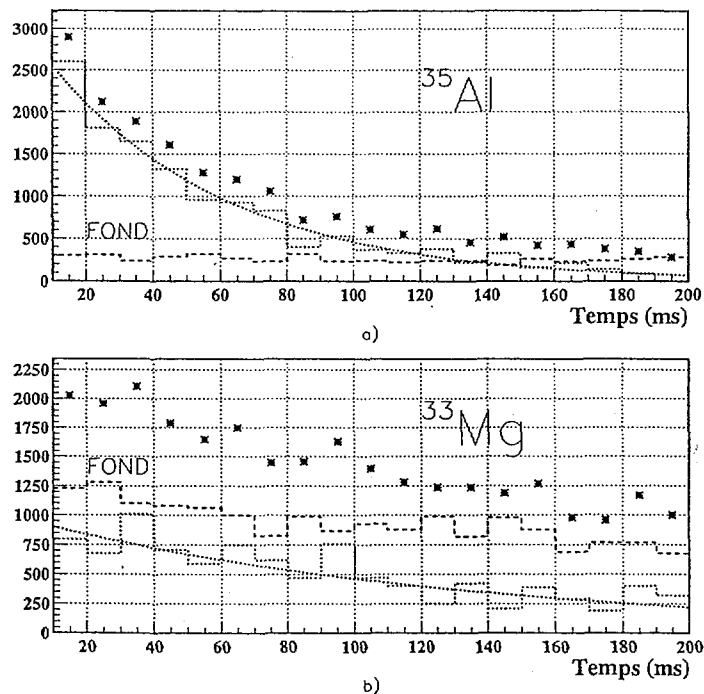


Figure 4.6 Détermination des périodes du ^{35}Al et du ^{33}Mg par mesure en mode continu.

Le temps de vie ainsi obtenu 38(2) ms est en excellent accord avec ceux trouvés par [Num2001] et [Reed95] (respectivement 38.6(4) ms et 30(4) ms) mais presque trois fois plus faible que celui mesuré par [Endt98] (150(50) ms). La même méthode a été appliquée

pour le ^{33}Mg (pour les pics de 222 et 734 keV) menant à une valeur de 93(11) ms en bon accord avec la valeur mesurée précédemment 90(20)ms [Lan84].

4.3 Mesure de l'émission des neutrons

Le spectre brut de temps de vol des neutrons n'a pas de pics comme on peut le voir sur la figure 4.8a). Ceci vient du fait que le rapport neutron sur bruit est trop faible et qu'en plus les neutrons venant des décroissances des ^{33}Al , ^{33}Mg et ^{35}Al sont mélangés. Afin d'améliorer ce rapport plusieurs sélections ont été appliquées:

a) Les événements dont le temps de propagation de la lumière dans le détecteur est plus grand que 11 ns ont été rejetés. Ces événements produits par le bruit, correspondent à ceux qui sont en dehors de la bande surlignée de la figure 4.7 a) qui présente le temps d'un PM d'une latte en fonction du temps de l'autre PM.

b) En utilisant la charge des deux photomultiplicateurs du plastique d'implantation, une bande a aussi été choisie dans la représentation bidimensionnelle Q_d Q_g (figure 4.7 b). Il est intuitivement clair qu'un signal bêta donnera des signaux comparables dans les deux PM se situant de ce fait dans la bande choisie, alors qu'un déclenchement de bruit venant d'une coïncidence aléatoire du PM se trouvera en dehors de la zone choisie.

c) On a aussi utilisé une méthode où on rejette un événement dans la latte si l'énergie déposée (la somme des charges des deux PM) est supérieure à ce que peut déposer un neutron d'énergie correspondante (l'énergie du neutron étant calculée à partir du temps associé à cet événement). Ceci conduit à une sélection de la forme : $(Q_d + Q_g) < 7746/TdV^2$ (figure 4.7 c). Toutefois cette méthode génère un fond non constant en temps-de-vol et comme les spectres des neutrons sont de faibles statistiques et assez complexes, on l'a finalement abandonnée.

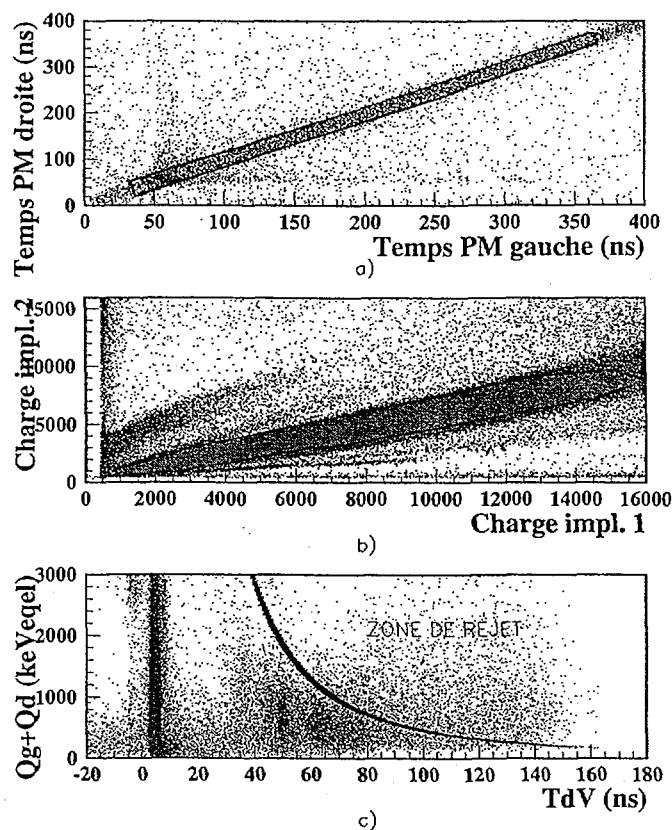


Figure 4.7 Sélections appliquées afin d'améliorer le rapport signal sur bruit. a) Les événements qui sont en dehors de la bande surlignée (Temps PM_g -Temps PM_d) ont été rejetés. b) Les événements en dehors de la bande choisie dans la représentation Q_g Q_d ont été rejetés. c) Sélections dans la représentation (Q_g+Q_d -TdV)

Il faut noter que les mêmes sélections ont été utilisées lors du calcul de l'efficacité neutron et de l'efficacité bêta du plastique d'implantation.

Si on considère les temps de vie pour des noyaux de ^{33}Mg et ^{35}Al et la production par filiation de ^{33}Al (figure 4.5) on ne peut pas séparer leurs contributions dans le spectre des neutrons, mais on peut par contre faire la séparation de la contribution du ^{35}Al (Pn=44%) avec celles du ^{33}Mg et du ^{33}Al et ceci dans les deux sens.

Nous choisirons deux méthodes de sélection qui tentent de :

- Avoir une meilleure séparation pour le spectre de neutrons de chaque noyau.
- Garder un très bon rapport (noyaux sélectionnés) / (noyaux disponibles), vu que le taux de production de ^{33}Mg et ^{35}Al sont déjà très faibles.

c) Obtenir un rapport maximal de déclenchements (β) donnés par le noyau qui nous intéresse sur le nombre total de déclenchements sélectionnés.

La première méthode est une méthode itérative. Pour chaque déclenchement β nous obtenons une probabilité de décroissance d'un noyau de type 'i' pour chaque évènement par:

$$p^i = \frac{N^i \frac{\ln 2}{T_{1/2}^i} (1 - e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}^i} t} (1 - \epsilon_\beta))}{\sum_i (N^i \frac{\ln 2}{T_{1/2}^i} (1 - e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}^i} t} (1 - \epsilon_\beta)) + \Phi}$$

où:

N^i -est le nombre de noyaux de type 'i' calculé pour le déclenchement antérieur

$1 - e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}^i} t} (1 - \epsilon_\beta)$ est un terme qui prend en compte les décroissances β non détectés pendant l'intervalle t (due à ϵ_β)

$T_{1/2}^i$ -est le temps de vie du noyau de type 'i'

ϵ_β -est l'efficacité de détection β du plastique d'implantation

t-est le temps écoulé depuis l'évènement β précédent

Φ -est le taux du bruit

Le nombre de noyaux de type 'i' et 'j' (ayant un noyau père de type 'i') est ensuite, calculé de la façon suivante :

$$N^i = N^i (1 - e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}^i} t} (1 - \epsilon_\beta)) - p^i$$

$$N^j = N^j (1 - e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}^j} t} (1 - \epsilon_\beta)) - p^j + p^i * c$$

où $c = P_n$ si le noyau j est produit par un processus $\beta - n$ du noyau i, et $c = P_\beta$ si le noyau est produit par décroissance β du noyau i.

Pour une implantation de type 'i' nous avons :

$$N^i = N^i (1 - e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}^i} t} (1 - \epsilon_\beta)) + 1$$

Afin de séparer le spectre des neutrons du ^{35}Al de la contamination par le ^{33}Mg on doit sélectionner seulement les évènements pour lesquels il existe une certaine différence

entre $p^{35}\text{Al}$ et $p^{33}\text{Mg}$ ($p^{35}\text{Al}/p^{33}\text{Mg} > 8$ pour le spectre figure 4.8 c) et par la suite on peut obtenir les spectres de neutrons suivants (figure 4.8 b).

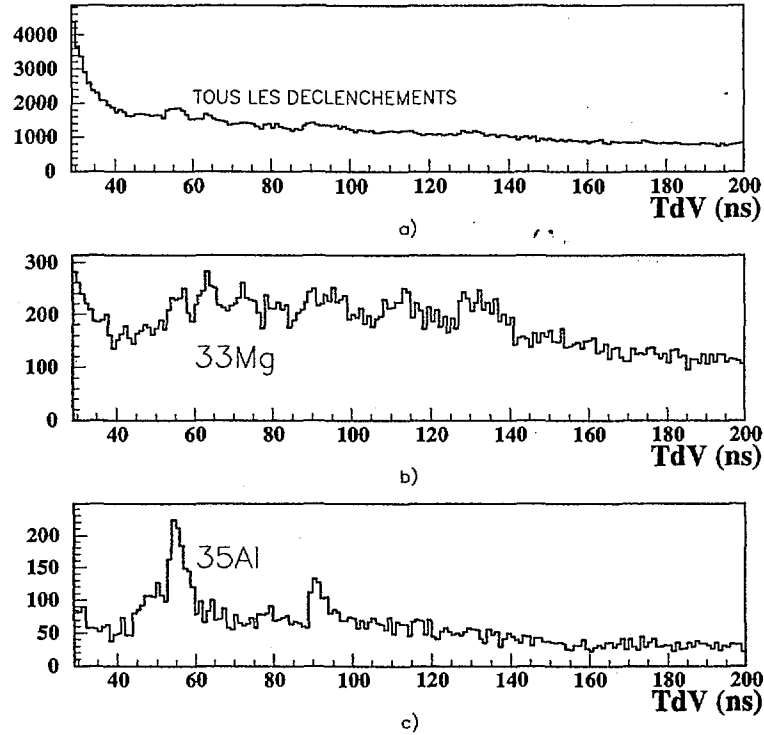


Figure 4.8 Sélections de noyaux par probabilité

La seconde méthode rejette tous les déclenchements β qui ont eu lieu au-delà d'un temps T_1 depuis l'implantation du noyau que l'on veut étudier, ou qui suivent de moins d'un temps T_2 le noyau dont on veut se débarrasser (figure 4.9). Nous avons utilisé une simulation Monte Carlo pour obtenir les meilleures valeurs pour T_1 et T_2 . Les noyaux de ^{33}Mg et ^{35}Al sont générés aléatoirement avec une fréquence identique à celle de l'expérience. On va ensuite enregistrer leurs temps de décroissance ainsi que celui de tous les noyaux fils ainsi que le bruit de fond du plastique d'implantation. En tenant compte de l'intervalle de temps moyen entre deux implantations de ^{35}Al (environ 400 ms) et de son temps de vie (~ 36 ms), on peut estimer qu'en prenant : le temps $T_{35\text{Al}} > 250$ ms (figure 4.9 b), (soit plus de 7 fois le temps de vie du ^{35}Al) et un temps $T_{33\text{Mg}} < 300$ ms, moins de 1% de tous

les noyaux de ^{35}Al sont dans le spectre, tandis qu'on retrouvera un pourcentage de 65 % de ^{33}Mg et ^{33}Al .

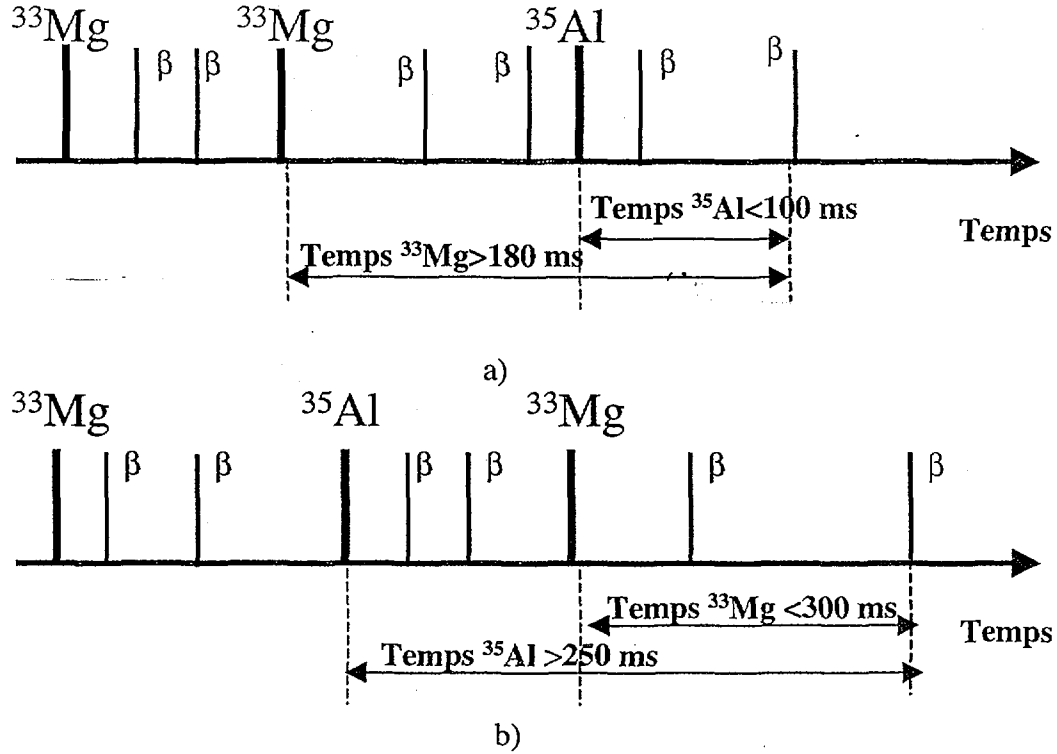


Figure 4.9 Sélections par temps a) ^{35}Al , b) ^{33}Mg

Cette dernière valeur est donnée par le rapport entre le pic de 734 keV (associé à la désintégration du ^{33}Mg) après les sélections et le même pic donnée par les désintégrations de tous les noyaux de ^{33}Mg implantés. Les résultats obtenus par la simulation Monte Carlo pour la sélection de neutrons du ^{35}Al sont présentés dans la figure 4.10. La figure 4.10 a) présente le rapport entre les noyaux de ^{35}Al sélectionnés et le nombre total de noyaux de ^{35}Al disponibles en fonction de T_1 et T_2 (de sorte que le temps entre la décroissance et la dernière implantation de ^{35}Al soit inférieur à T_1 , mais que le temps entre cette décroissance et la dernière implantation de ^{33}Mg soit supérieur à T_2). La figure 4.10 b) présente le rapport entre le nombre total de noyaux de ^{33}Mg qui reste dans le spectre de neutrons par rapport au nombre total de noyaux de ^{33}Mg implantés. Nous avons choisi les valeurs suivantes $T_1 = 100 \text{ ms}$ et $T_2 = 180 \text{ ms}$. Si on regarde le pic gamma de 734 keV de ^{33}Mg on peut déduire que la contamination du spectre par le ^{33}Mg est de 3% du nombre total des

noyaux de ^{33}Mg (par rapport à la valeur de 2.8% qui a été obtenue par simulation Monte Carlo) tandis qu'on retrouvera un pourcentage de 32% de tous les noyaux de ^{35}Al .

Les spectres de ^{35}Al et $^{33}\text{Mg} + ^{33}\text{Al}$ que nous avons obtenus sont présentés dans les figures 4.11, 4.12 et 4.13. Les taux d'embranchement pour les pics de neutrons ont été calculés à l'aide de la relation suivante:

$$BR_i = \frac{N_i^{pic}}{N^{impl} \epsilon_\beta \epsilon_n} \cdot c_{sel}$$

où N_i^{pic} est le nombre total d'événements dans le pic 'i', N^{impl} est le nombre total de noyaux implantés, ϵ_β est l'efficacité de détection β qui a été calculée en utilisant les mesures de calibration de ^{17}N , ϵ_n est l'efficacité de détection neutron, et c_{sel} est un facteur de sélection calculé pour le noyau de ^{35}Al de la façon suivante:

$$c_{sel}^{35\text{Al}} = \left(\frac{I_{selections}^{910\text{keV}}}{I_{total}^{910\text{keV}}} + \frac{I_{selections}^{64\text{keV}}}{I_{total}^{64\text{keV}}} \right) / 2$$

où $I_{selections}^{910\text{keV}}$ et $I_{selections}^{64\text{keV}}$ sont les intensités des pics gammas de 910 et 64 keV obtenus après la sélection, et $I_{total}^{910\text{keV}}$ et $I_{total}^{64\text{keV}}$ sont les intensités des mêmes pics obtenus avec le spectre gamma qui a été construit pour toutes les désintégrations β .

Pour ^{33}Mg nous avons utilisé les intensités de deux pics (obtenus par la désexcitation de niveau isomérique de 956 keV du ^{32}Al).

$$c_{sel}^{33\text{Mg}} = \left(\frac{I_{selections}^{222\text{keV}}}{I_{total}^{222\text{keV}}} + \frac{I_{selections}^{734\text{keV}}}{I_{total}^{734\text{keV}}} \right) / 2$$

Les résultats pour les noyaux de ^{35}Al et $^{33}\text{Mg} + ^{33}\text{Al}$ sont présentés dans les tableaux 4.2 et 4.3. En ce qui concerne la valeur P_n pour ^{35}Al , elle a été obtenue en sommant toutes les intensités relatives de toutes les transitions. Nous trouvons une valeur de 38(2)%, ce qui est supérieur à la valeur rapportée par Reeder(26(4)%) [Reed95], mais en bon accord avec les valeurs données par [Lew88](40(10)%) et [Num2001](41(13)%).

Le spectre des neutrons du ^{33}Al a été étudié par [Bou96] et les valeurs pour les intensités absolues de chaque pic sont présentées dans le tableau 4.1. Si nous éliminons le pic de 144 keV qui se trouve sous notre seuil de détection de neutrons, nous obtenons, pour

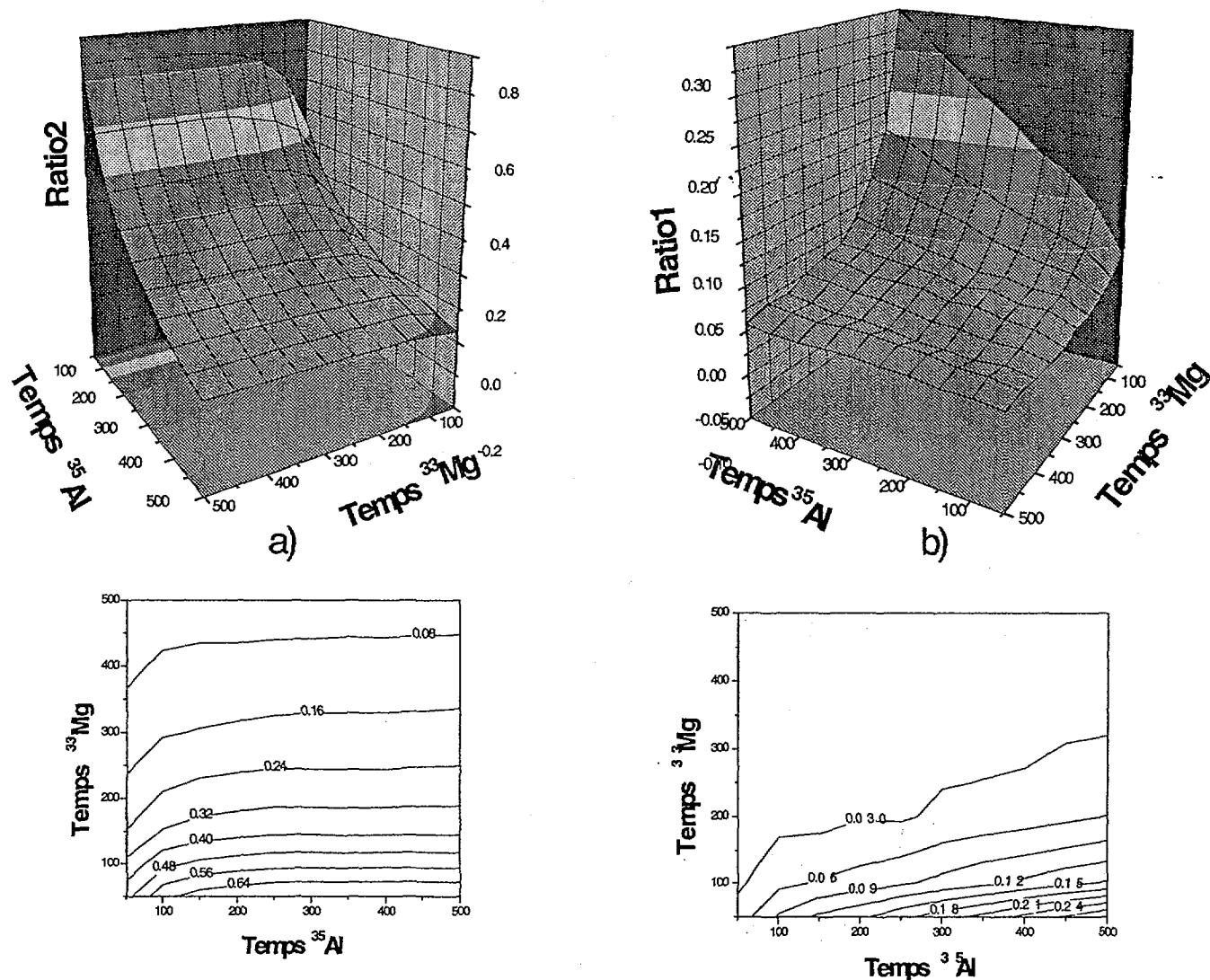


Figure 4.10 Simulation Monte Carlo pour obtenir les meilleures valeurs T_1 et T_2 . a) présente le rapport entre les noyaux de ^{35}Al sélectionnés et le nombre total de noyaux de ^{35}Al disponibles en fonction de de T_1 et T_2 . b) présente le rapport entre le nombre total de noyaux de ^{33}Mg qui reste dans le spectre de neutrons par rapport au nombre total de noyaux de ^{33}Mg implantés

P_n , la valeur de 0.053(5) et nous avons la relation :

$$(1 - P_n^{^{33}\text{Mg}}) * P_n^{^{33}\text{Al}} + P_n^{^{33}\text{Mg}} = \sum BR$$

où $\sum BR$ est la somme des intensités pour tous les pics du spectre. La valeur est de $12.3 \pm 2\%$ pour le $P_n^{^{33}\text{Mg}}$, qui a été obtenue en utilisant cette équation . Si on ajoute à

cette valeur la valeur obtenue pour le pic de 0.28 MeV ($I=1.8 \pm 0.4\%$) (figure 4.11) qui est visible seulement dans les détecteurs de basse énergie on va obtenir $P_n^{^{33}\text{Mg}} = 14.1 \pm 2\%$ qui se trouve en bon accord avec la valeur qui a été déterminée antérieurement.

$E_n(\text{keV})$	$E_x(\text{keV})$	$\beta(\%)$	$\log ft$	$B(GT)$
144(8)	4630(26)	0.5(0.1)	5.5	0.018
428(25)	4923(43)	0.6(0.1)	5.4	0.025
579(30)	5079(48)	1.1(0.2)	5.1	0.052
850(45)	5359(63)	0.9(0.2)	5.1	0.052
1136(60)	5653(78)	0.7(0.1)	5.1	0.052
1857(95)	6397(113)	2.0(0.4)	4.4	0.251

Tableau 4.1 Bilan partiel des branches β de la décroissance du ^{33}Al correspondant aux niveaux émetteurs neutrons [Bou96]

$E_n(\text{MeV})$	$E_n^{cor}(\text{MeV})$	$I(\%)$
3.60(5)	3.76(5)	4.0(2)
3.07(4)	3.19(4)	4.5(2)
2.53(3)	2.64(3)	8.9(2)
1.77(2)	1.84(2)	2.70(16)
1.46(10)	1.520(15)	2.64(15)
1.21(10)	1.26(10)	3.25(17)
0.91(7)	0.95(7)	6.04(23)
0.62(4)	0.65(4)	3.29(18)
0.47(2)	0.49(2)	2.76(24)

Tableau 4.2 Bilan partiel des branches β de la décroissance de ^{35}Al . E_n^{cor} représentant l'énergie neutron corrigée de l'effet de 'walk'

$E_n(\text{MeV})$	$E_n^{\text{cor}}(\text{MeV})$	$I(\%)$
2.39(3)	2.48(3)	1.96(15)
1.85(2)	1.92(2)	2.21(15)
1.44(10)	1.49(10)	1.15(12)
1.18(10)	1.22(10)	0.90(9)
0.94(7)	0.97(7)	1.32(12)
0.82(7)	0.85(7)	1.41(12)
0.73(7)	0.75(7)	0.57(10)
0.61(4)	0.63(4)	1.59(15)
0.54(4)	0.56(4)	0.71(11)
0.45(3)	0.46(3)	3.35(30)
0.40(3)	0.41(3)	1.96(27)

Tableau 4.3 Bilan partiel des branches β de la décroissance de ^{33}Mg et ^{33}Al . E_n^{cor} représentant l'énergie neutron corrigée de l'effet de 'walk'

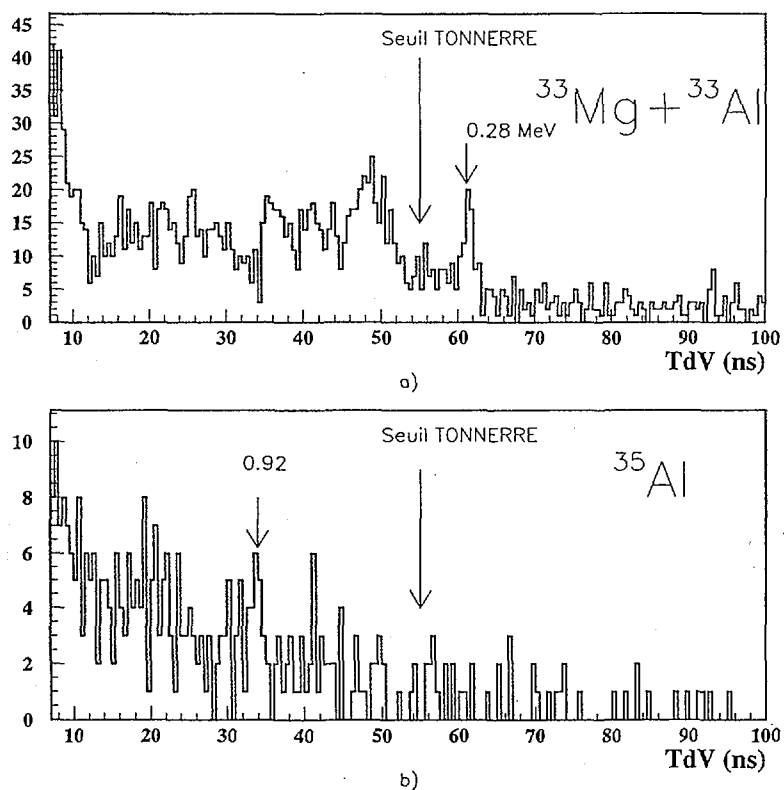


Figure 4.11 Spectre de neutrons enregistrés avec 8 compteurs de basse energie a) ^{33}Mg et ^{33}Al b) ^{35}Al

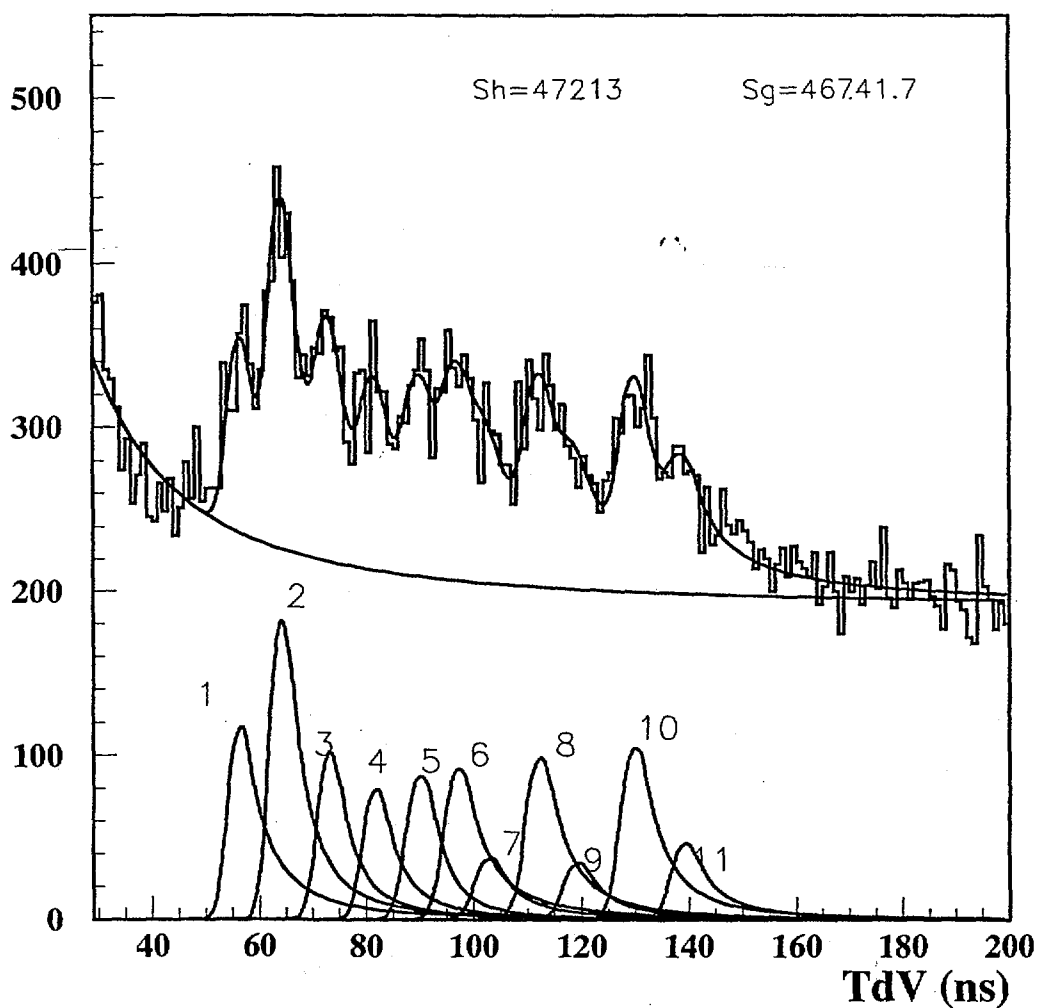


Figure 4.12 Spectre de temps de vol des neutrons émis dans la décroissance $^{33}\text{Mg} \rightarrow ^{33}\text{Al}$ et $^{33}\text{Al} \rightarrow ^{33}\text{Si}$

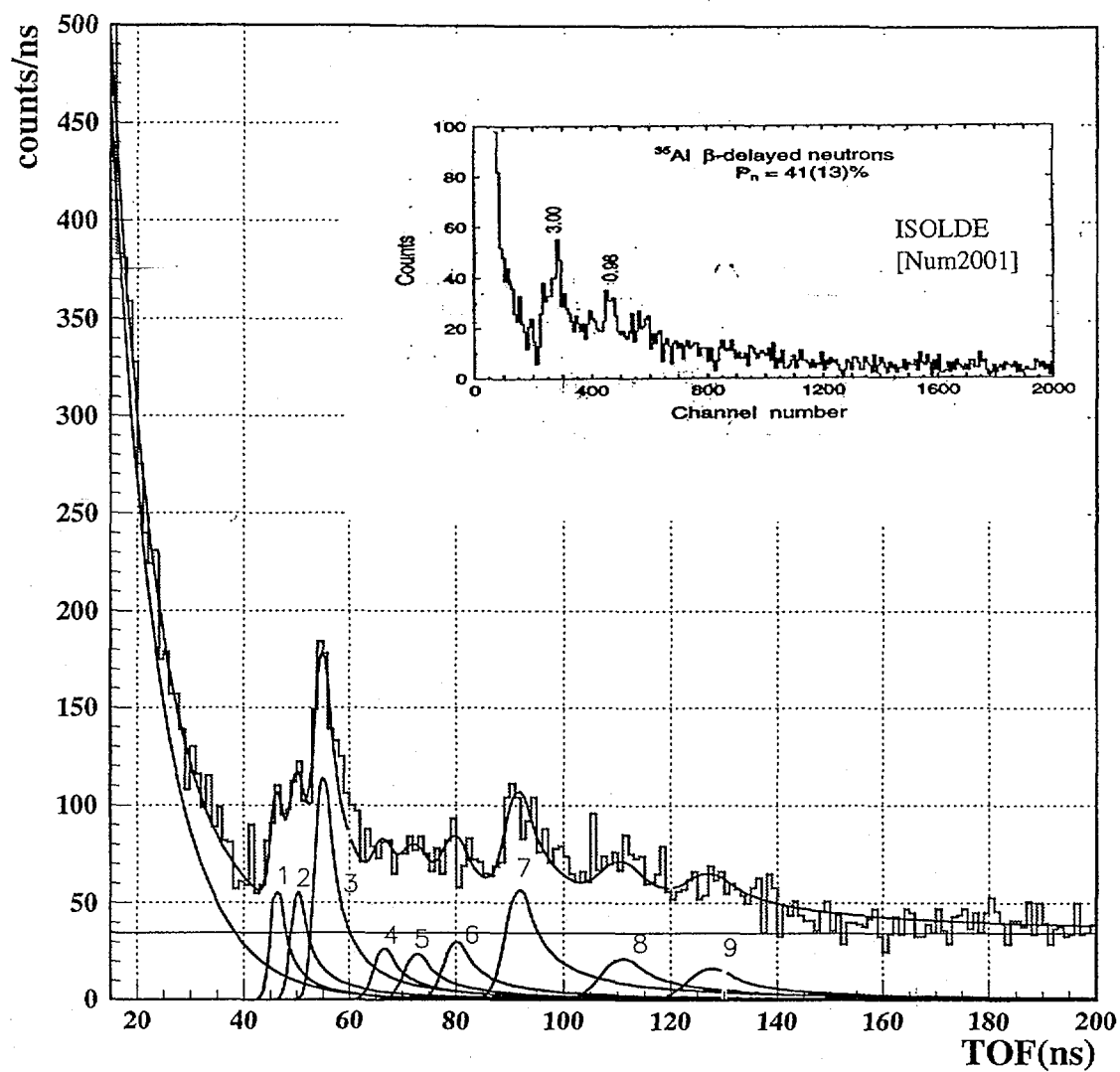


Figure 4.13 Spectre de temps de vol des neutrons émis dans la décroissance $^{35}\text{Al} \rightarrow ^{35}\text{Si}$. Dans l'encart on a représenté le spectre de temps de vol neutron de [Num2001]

4.4 Mesures de l'émission gamma

Afin de calibrer les détecteurs de γ en énergie et efficacité nous avons utilisé des sources étalonnées de ^{152}Eu , ^{60}Co et ^{135}Ba . Pour les énergies plus grandes que 1400 keV nous avons utilisé la raie gamma de 3326 keV qui dérive de la désintégration β du ^{34}Al . Son énergie ainsi que son intensité ont été déterminées avec une bonne précision par [Num2001] et par [Bau89]. Dû à un défaut de fonctionnement des modules ADC en mode asynchrone, le spectre d'énergie gamma dans les deux détecteurs Ge segmentés n'est pas linéaire. Nous avons donc utilisé, pour les calibrer, un polynôme d'ordre 3 pour les énergies de moins de 400 keV et un polynôme d'ordre 2 pour les énergies qui sont dans l'intervalle 400-6000keV (figure 4.14 d)). En ce qui concerne le calcul d'intensités nous avons utilisé les spectres sommes de chaque segment et les valeurs d'efficacité du photopique.

Afin de pouvoir situer les transitions sur un schéma de niveaux, il faut établir des relations de coïncidences entre les différentes raies γ . Il faut pour cela construire une matrice $\gamma-\gamma$, c'est à dire un spectre bi-dimensionnel conditionné par des déclenchements où deux segments de Ge ont détecté chacun un γ . Il est à noter que la construction des matrices $\gamma - \gamma$ faite sans le traitement anti-Compton (c'est à dire que les évènements incrémentant ces matrices correspondent à des évènements où les deux détecteurs touchés peuvent être adjacents.) peut conduire à des effets de fausse coïncidence (figure 4.14 a) où un pic gamma est en coïncidence avec les évènements Compton d'un autre pic (qui sont toujours dans la même figure sous forme de bandes pour laquelle $E_1+E_2=\text{const}$. Si on construit la matrice $\gamma-\gamma$ avec les évènements correspondant à des évènements où les deux détecteurs touchés ne sont pas adjacents, ces bandes disparaissent (figure 4.14 b). Il existe une deuxième manière de traiter un évènement Compton. Au lieu de rejeter les signaux provenant d'un tel évènement, on peut traiter ces signaux en pratiquant l'add-back, c'est à dire en reconstruisant cet évènement double en un évènement simple en additionnant les deux signaux 'énergie' des deux détecteurs adjacents touchés, puisque la somme de ceux-ci correspond à l'énergie totale du photon incident. On peut voir l'apport de l'add-back sur la figure 4.14 c), où sont représentés respectivement le spectre somme des tous les segments et un spectre somme de chaque clover construit avec l'add-back.

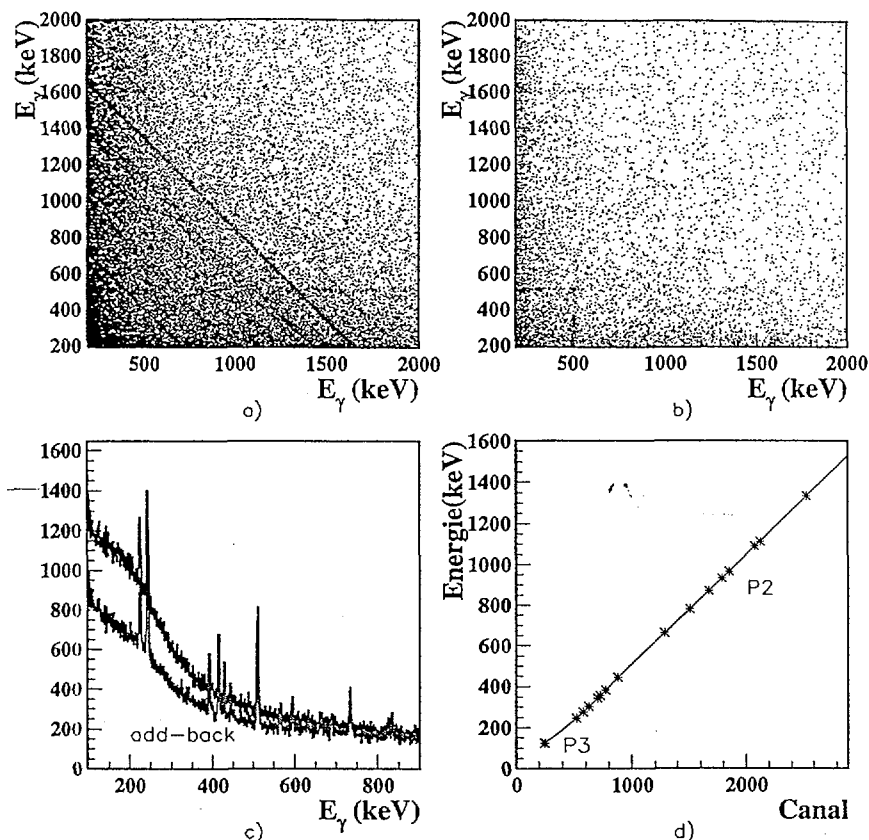


Figure 4.14 a) Spectre bi-dimensionnel de coïncidences $\gamma - \gamma$. b) Spectre $\gamma - \gamma$ fait avec le traitement anti-Compton. c) Spectres γ obtenus sans ou avec un traitement add-back. d) Courbe de calibration des détecteurs Ge

4.4.1 Désintégration du ^{35}Al

L'unique indication sur la décroissance β du ^{35}Al est citée par [Num2001]. Les pics les plus intenses sont ceux de 64 et 910 keV. Pour mesurer l'intensité des autres pics qui correspondent à la décroissance du ^{35}Al , qui sont d'une faible intensité et en même temps sont superposés sur un fond très intense (nous rappelons que le rapport entre les déclenchements γ du ^{35}Al et les déclenchements du ^{33}Mg et la filiation est de ~ 0.1 et que nous avons aussi dans le spectre gamma une composante très importante donnée par des électrons de la désintégration β), on doit réduire ce fond gamma.

Si on considère seulement les déclenchements qui ont lieu moins de 50 ms après une implantation de ^{35}Al , on peut dire que le fond gamma est réduit à un dixième de sa valeur totale tandis que les pics gamma qui nous intéressent sont réduits de 60% de leur hauteur

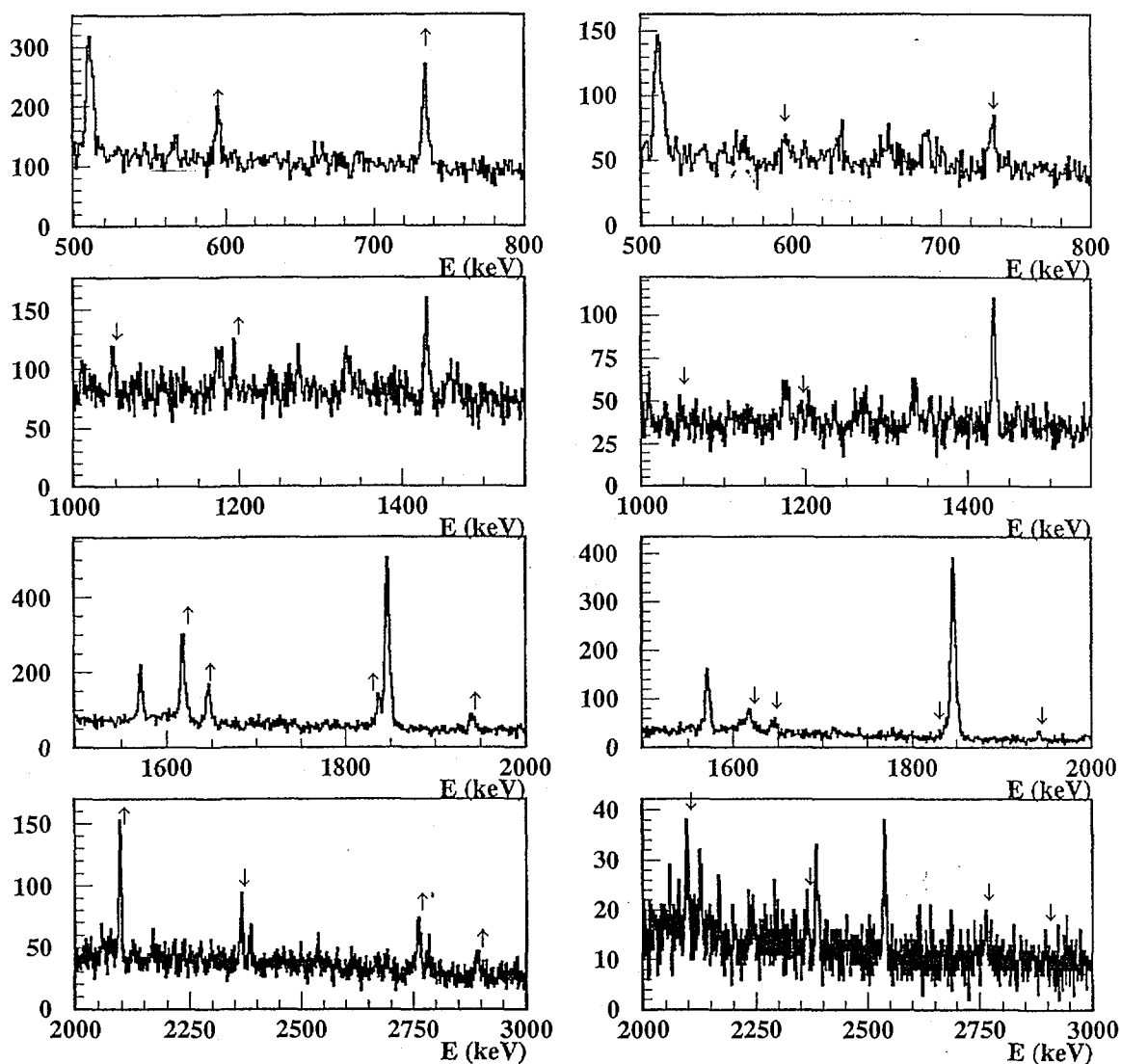


Figure 4.15 Quatre tranches d'énergie de l'enregistrement multispectre avec indications de raies qui décroissent (↓) et celles qui croissent (↑) dans cet intervalle de temps. A gauche $>100\text{ms}$, à droite $0-50\text{ms}$ après une implantation de ^{35}Al

totale. Donc nous pouvons identifier les transitions associées à la désintégration du ^{35}Al si nous faisons une simple comparaison entre un spectre qui a été construit comme nous avons expliqué ci-dessus avec un spectre qui contient les déclenchements qui se sont produits après un temps supérieur à 100 ms (figure 4.15). Le tableau 4.4 présente les transitions qui sont compatibles avec les désintégrations β du ^{35}Al et leurs intensités respectives ainsi que trois transitions qui font partie du schéma de niveaux du ^{34}Si peuplé lors d'une décroissance $\beta - n$.

Energie (keV)	I(%) [Num2001]	I(%)
64	45	46(2)
124	1.12(0.8)	0.87(0.16)
910	44.8(0.8)	46.9(3.3)
929	2.61(0.6)	1.99(0.8)
973	5.3(1.1)	4.4(0.5)
1130	1.44(0.4)	-
1194	2.38(0.5)	4.1(1)
2168	6.8(1.4)	6.7(0.9)
3326	8.1(1.6)	5.5(1.5)
5629	1.08(0.54)	-

Tableau 4.4 Transitions γ dont les caractéristiques sont compatibles avec la décroissance $^{35}\text{Al}(\beta^-)^{35}\text{Si}$

4.4.2 Désintégration du ^{33}Mg

La structure du ^{33}Al est pratiquement inconnue. Les uniques indications que l'on ait sur cette structure viennent des résultats d'une expérience qui a été faite au GANIL en 1999 [Bele20]. La même méthode d'analyse multispectres a été utilisée pour identifier les gammas qui proviennent d'une désintégration du ^{35}Al . Pour maximiser l'influence du ^{33}Mg , nous avons construit un spectre gamma pour lequel le temps par rapport à une implantation de ^{33}Mg est inférieur à 100 ms ($T_{1/2} = 93(11)ms$). Nous avons aussi construit un autre spectre avec les désintégrations β qui se produisent à un temps plus grand que 180 ms par rapport à une implantation du ^{33}Mg . La figure 4.17 présente une région de ces spectres, et l'évolution de quelques pics gamma, par rapport à la même région de spectre de toutes les

désintégrations β . Le rapport entre les superficies des plus importants pics pour ces deux spectres est présenté à la figure 4.16. Ce rapport est de l'ordre de 4.1 pour les gamma issus de la désintégration du ^{33}Mg ($T_{1/2} = 93\text{ms}$) ^{33}Al ($T_{1/2} = 40\text{ms}$) et ^{32}Al ($T_{1/2} = 31\text{ms}$). Il a été obtenu par la simulation Monte Carlo, alors que les autres gammas qui sont présents viennent de noyaux ayant une durée de vie plus grande et qui ne sont donc par corrélés avec les implantations du ^{33}Mg .

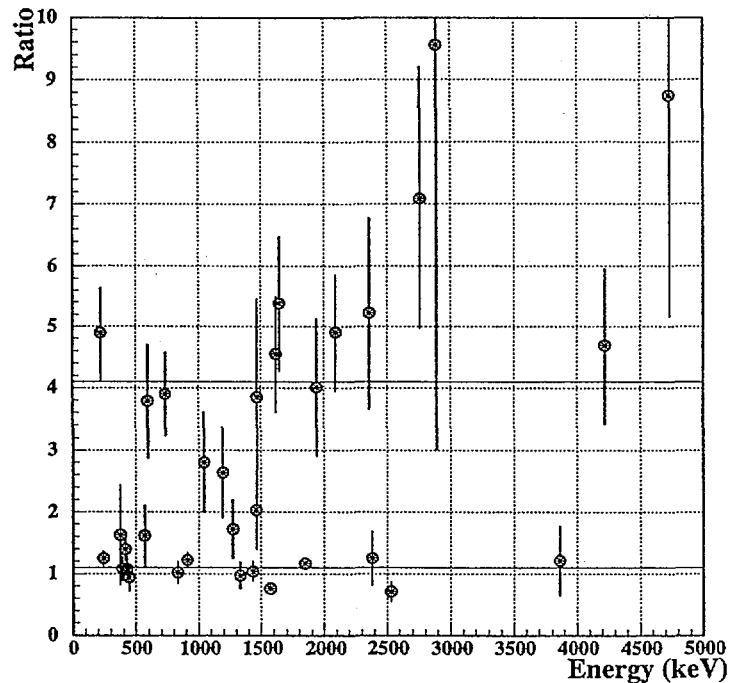


Figure 4.16 Rapport de l'intensité des différentes raies γ observées dans les deux spectres $T < 100\text{ms}$ et $T > 180\text{ms}$ par rapport à une implantation du ^{33}Mg

Pour ces noyaux ce rapport est de ~ 1.1 . Nous remarquons, en particulier l'absence de gamma d'énergie de 1433, 1456, 2551, 4339, 4630, 4889, 4992 et 5359 keV qui sont attribués par [Bou96] à la désintégration du ^{33}Al . Comme [Bou96] n'a pas déterminé les intensités absolues, mais uniquement la somme de ces intensités estimée à une valeur de 13%, on peut supposer que l'intensité de ces raies n'est pas suffisante pour l'identifier dans un spectre avec un rapport signal/ bruit qui est trop faible.

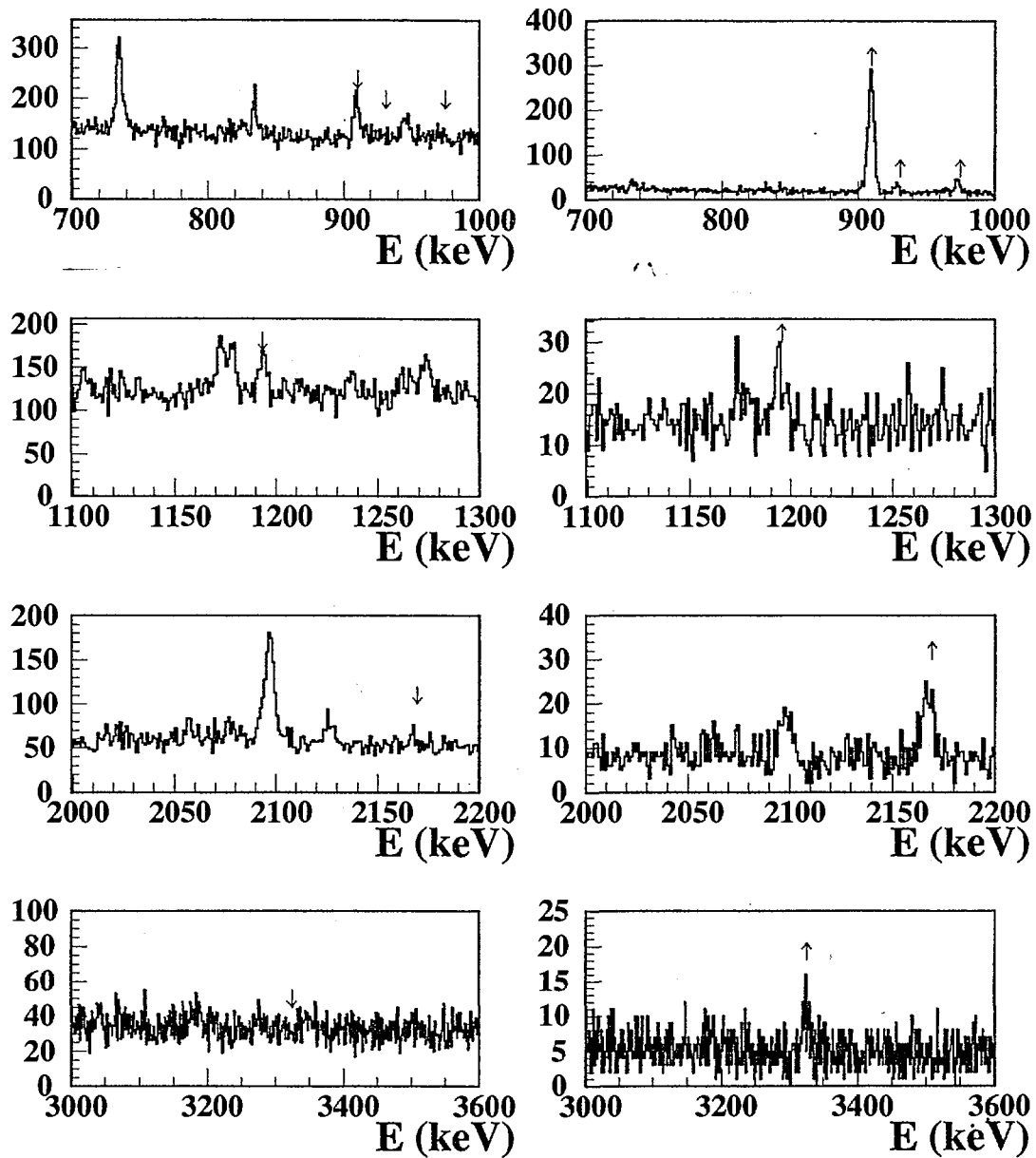


Figure 4.17 Quatre tranches d'énergie de l'enregistrement multispectre avec indications de raies qui croissent (↑) et celles qui décroissent (↓) dans cet intervalle de temps. A gauche 0-100ms, a droite >180 ms après une implantation de ^{33}Mg

On distingue en même temps la présence d'un gamma de 1941 keV en coïncidence avec les neutrons et qui n'est pas présent dans [Bou96], donc on peut dire qu'une partie des neutrons qui sont donnés dans le tableau 4.1 sont présumés comme alimentant le premier niveau excité 2^+ dans ^{32}Si , contrairement à l'attribution dans laquelle toutes les pics de neutrons alimentent le niveau fondamental du ^{32}Si [Bou96].

Vu qu'aucune des raies gammas qui sont représentées dans la figure 4.16 (sauf la raie gamma de 1941 keV qui vient de la désintégration du ^{33}Al) n'ont été rapportées antérieurement, nous pouvons dire qu'elles viennent d'une désintégration β du ^{33}Mg .

Les gammas de 222 keV et de 734 keV qui viennent de la désexcitation du niveau isomérique de 956 keV du ^{32}Al , qui est alimenté par la désintégration $\beta - n$ du ^{33}Mg seront étudiés dans le paragraphe suivant.

$E_\gamma(\text{keV})$	$I_\gamma(\%)$
223	4.4(3)
594	3.3(3)
734	6.3(5)
1046	2.3(2)
1467	0.9(2)
1617	21.3(18)
1646	7.3(6)
1838	8.4(2)
2096	8.6(7)
2364	5.1(5)
2761	8.4(8)
2894	3.6(4)
4735	18(2)

Tableau 4.5 Transitions γ dont les caractéristiques sont compatibles avec la décroissance $^{33}\text{Mg}(\beta^-)^{33}\text{Al}$

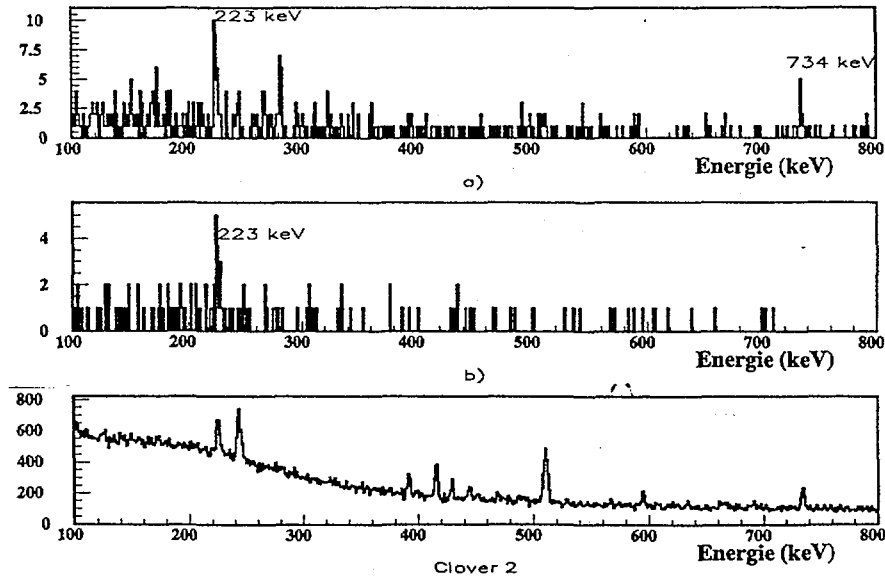
Structure du ^{32}Al

Nous avons observé deux pics gammas (222 et 734 keV) en coïncidence avec les neutrons qui sont présentés dans la figure 4.18. Le gamma de 734 keV a été observé par [Klo93] en cascade avec celui de 2467 keV obtenu après la désintégration du ^{32}Mg . Le gamma de 222 keV n'a pas été observé dans [Klo93]. Le gamma de 2467 keV n'a pas été

vu dans nos spectres gammas. Nous avons par contre noté la présence d'une raie gamma de 222 keV qui est en coïncidence avec celui de 734 keV (dans [Rob96] cette conclusion vient du fait que les temps de vie mesurés pour ces deux niveaux qu'ils ont observé sont très proches [180(40) et 210(40) ns respectivement]). En utilisant des réactions de transfert dans une cible de ^{160}Gd bombardée avec du ^{36}S à 160 MeV/A et ^{37}Cl à 167 MeV/A, Fornal et al [For97] ont mis en évidence l'existence d'un autre gamma d'une transition rapide de 222 keV qui est en coïncidence avec celle de 221.4 keV qui a été mesurée par [Rob96]. Les calculs de modèle en couches dans l'espace de valence sdpf avec l'interactions de WBMB proposent un schéma de niveaux dans lequel le niveau isomère de 956 keV avec un spin 4^+ se désintègre par une transition de 222 keV sur un niveau 2^+ de 734 keV qui se désintègre ensuite sur l'état fondamental du ^{32}Al [Rob96]. L'autre transition de 222 keV qui est cette fois rapide (avec une durée de vie estimée à 100 ps [Rob96]) est attribuée à une transition d'un niveau 4^- sur le niveau isomère 4^+ du 956 keV.

Les spectres de coïncidence qui sont conditionnés par les gammas de 222 keV et 734 keV sont présentés à la figure 4.18 et confirment l'hypothèse dans laquelle le gamma de 222 keV est en coïncidence avec un autre gamma de même énergie (à cause de la résolution énergétique de nos détecteurs Ge on ne peut pas séparer ces deux raies gammas) et avec une gamma de 734 keV.

Pendant l'expérience nous avons mesuré le temps donné par chaque segment de clover, donc nous pouvons essayer de remesurer les temps de vies de ces deux transitions. Puisque ces spectres présentent une composante prompte très importante (due à des gammas prompts ainsi qu'à des électrons) sur laquelle se superpose la composante lente que nous voulons mesurer on va retirer un fond des spectres temps des Germanium. Ce fond est déterminé à partir du spectre contruit à partir de la moyenne des spectres en temps construits sur des fenêtres en énergie gamma qui encadrent la raie que l'on étudie (figure 4.20 et 4.21 a,b). Le spectre résultant est ajusté avec une simple exponentielle (figure 4.20 et 4.21 c) .

Figure 4.18 Coïncidence gamma de 222 et 734 keV dans le $^{32}\text{Al}^m$

Les valeurs qui nous avons obtenues pour les temps de vie sont de 182(20) ns pour le gamma de 222 keV et 196(47) ns pour le gamma de 734 keV et sont en bon accord avec les valeurs données par [Rob96] (180(40) et 210(40) ns). Comme dans la cascade de trois gammas, deux sont superposés (du moins avec la limite de séparation donnée par la résolution du détecteur) on ne peut pas déterminer le pourcentage d'alimentation de chaque niveau après l'émission des neutrons. On peut estimer ce pourcentage si on utilise les coïncidences γ - γ de 222 keV. Selon la figure 4.19, nous avons :

$$N_{pic}^{222keV} = 2a_1 + ka_1$$

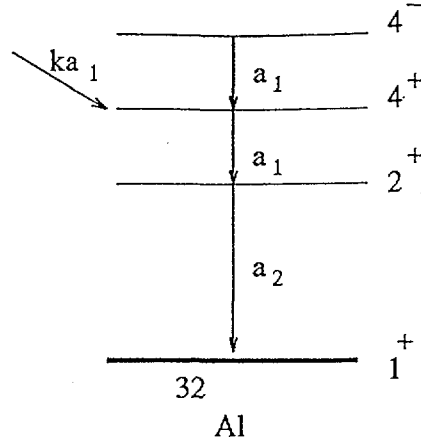
ka_1 est le nombre de gamma qui provient de l'alimentation du niveau 4+

$$N_{total}^{222keV} = \frac{N_{pic}^{222keV}}{\epsilon_{total}^{\gamma}} = \frac{(2+k)a_1}{\epsilon_{total}^{\gamma}}$$

Le nombre total des coïncidences est:

$$N_{coinc}^{222keV} = \frac{a_1}{\epsilon_{total}^{\gamma}} \epsilon_1^{\gamma} \epsilon_1^{\gamma}$$

où ϵ_{tot}^{γ} est l'efficacité totale de détection pour le pic de 222 keV (Ge1+Ge2) et ϵ_1^{γ} et ϵ_2^{γ} sont les efficacités de détection des détecteurs Ge1 et Ge2.

Figure 4.19 Cascade gamma autour du $^{32}\text{Al}^m$.

Donc nous avons:

$$k = \frac{N_{pic}^{222keV} \epsilon_1^\gamma \epsilon_1^\gamma}{\epsilon_{total}^\gamma N_{coinc}^{222keV}} - 2 = 0.1(7)$$

On peut aussi estimer pour chaque gamma de 222 et 734 keV le rapport entre le nombre de gammas qui sont donnés par la transition lente (isomère) et ceux donnés par la transition rapide. Le spectre en temps pour les détecteurs de Ge, après la soustraction du bruit du fond, a été ajusté pour un temps $t > 0.5 \mu s$ (figure 4.20 d) et 4.21 d)) avec une exponentielle convoluée avec une gaussienne (provenant de la résolution en temps des détecteurs Ge, $\sigma \sim 40 ns$).

$$f(t) = \int_{t_{min}}^{t_{max}} A e^{-\lambda(t'-t_0)} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{(t-t')^2}{2\sigma^2}\right) dt'$$

En tenant compte de la valeur λ obtenue, la zone $t < 0.5 \mu s$ a été reconstruite en passant, pour t_0 , par la valeur donnée par le centroïde de la gaussienne des gammas prompts. Le rapport entre la superficie de cette fonction et le nombre total d'évènements de chaque pic est : $r^{222keV} = 0.56(5)$ et $r^{734keV} = 0.38(4)$.

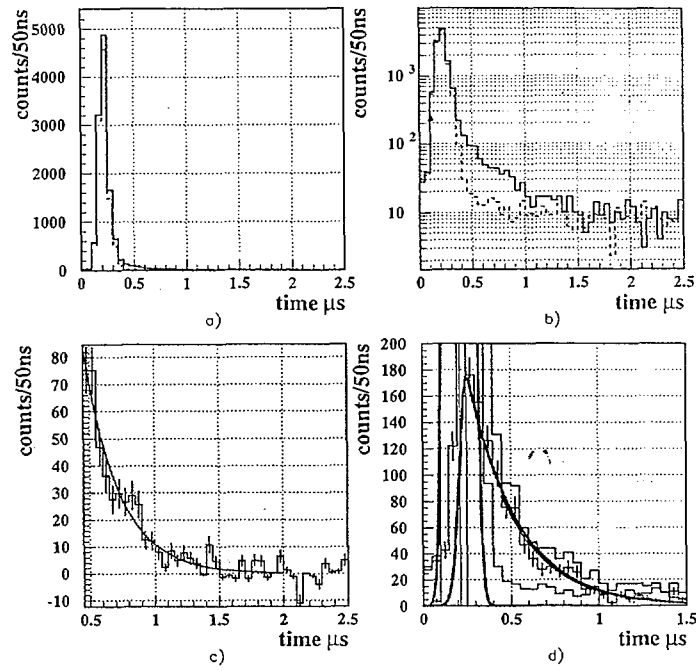


Figure 4.20 Sélections des gammas de l'isomère 222 keV à partir des spectres temps des Ge: a)b) Spectre gamma prompt(pointillé) et isomère(noir), c) Fit de la différence,d)En noir les événements déterminés comme expliqué dans le texte.

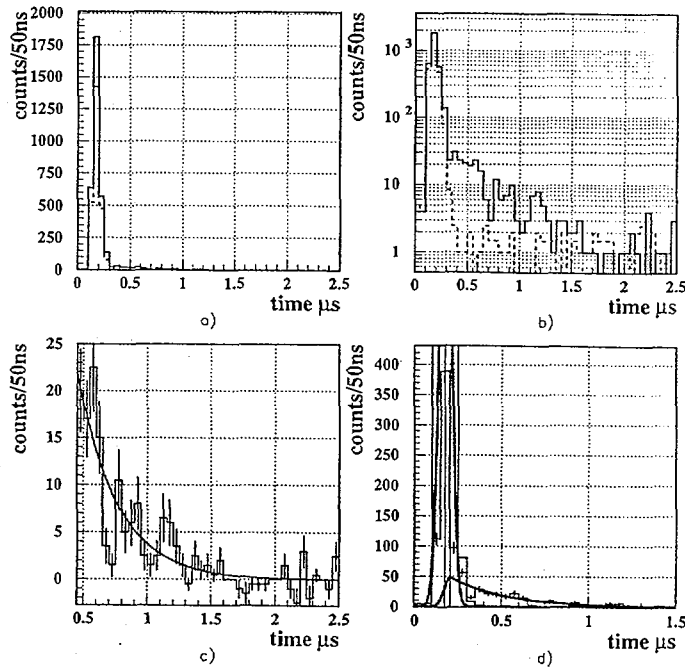
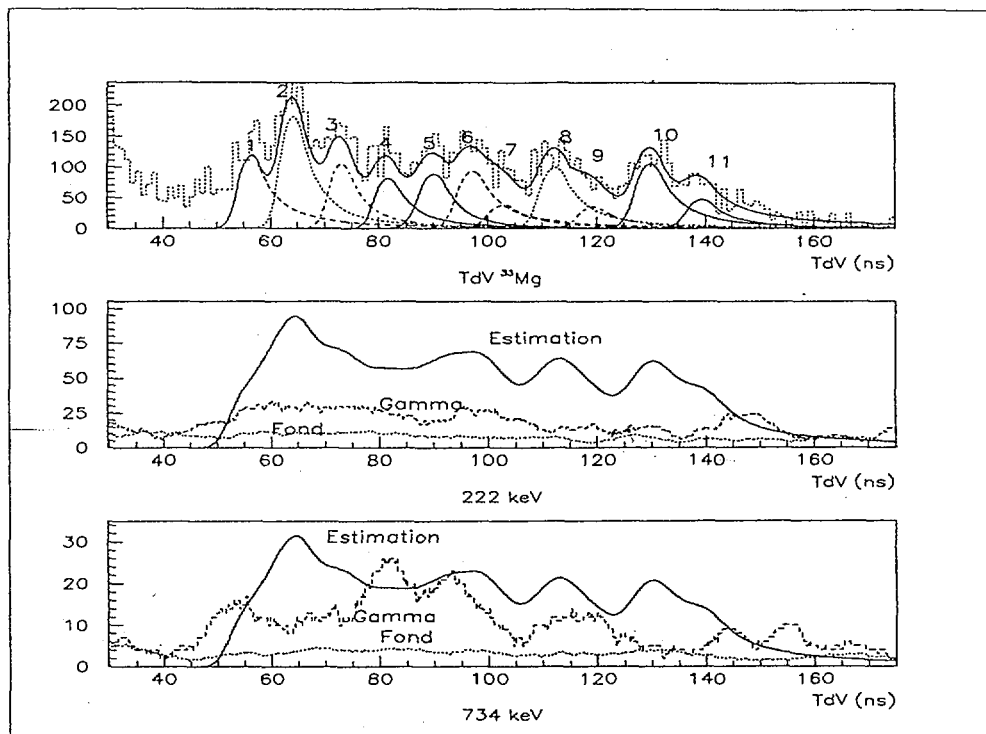


Figure 4.21 Sélections des gammas de l'isomère 734 keV à partir des spectres temps des Ge: a)b) Spectre gamma prompt(pointillé) et isomère(noir), c) Fit de la différence,d)En noir les événements déterminés comme expliqué dans le texte.

Figure 4.22 Coïncidences $\gamma - n$ pour le ^{33}Mg .

Les coïncidences $n - \gamma$

Pour l'étude de coïncidences $n-\gamma$ nous avons utilisé la méthode qui a été décrite dans le chapitre 3.3.1, basé sur la représentation bidimensionnelle des coïncidences TdVneutron-E. D'autres représentations (TdV-signal+fond γ , TdV-fond γ et TdV-signal γ) ont aussi été construites. La fenêtre de coïncidence de neutron (ayant en chaque point la largeur correspondant à la résolution de détection) a été décalée le long de l'axe de TdV. Trois bandes dans le signal gamma, correspondant aux raies de 124, 926 et 3326 keV qui nous intéressent sont représentées dans la figure 4.23. Dans une région de TdV donnée, si il y a des coïncidences $n-\gamma$, nous devrions avoir une augmentation du signal par rapport au bruit de fond. La valeur estimée du signal est calculée comme une somme des neutrons dans la fenêtre de coïncidences multipliée par l'efficacité gamma des Ge et représente le signal gamma prévu dans le cas de coïncidences $n-\gamma$.

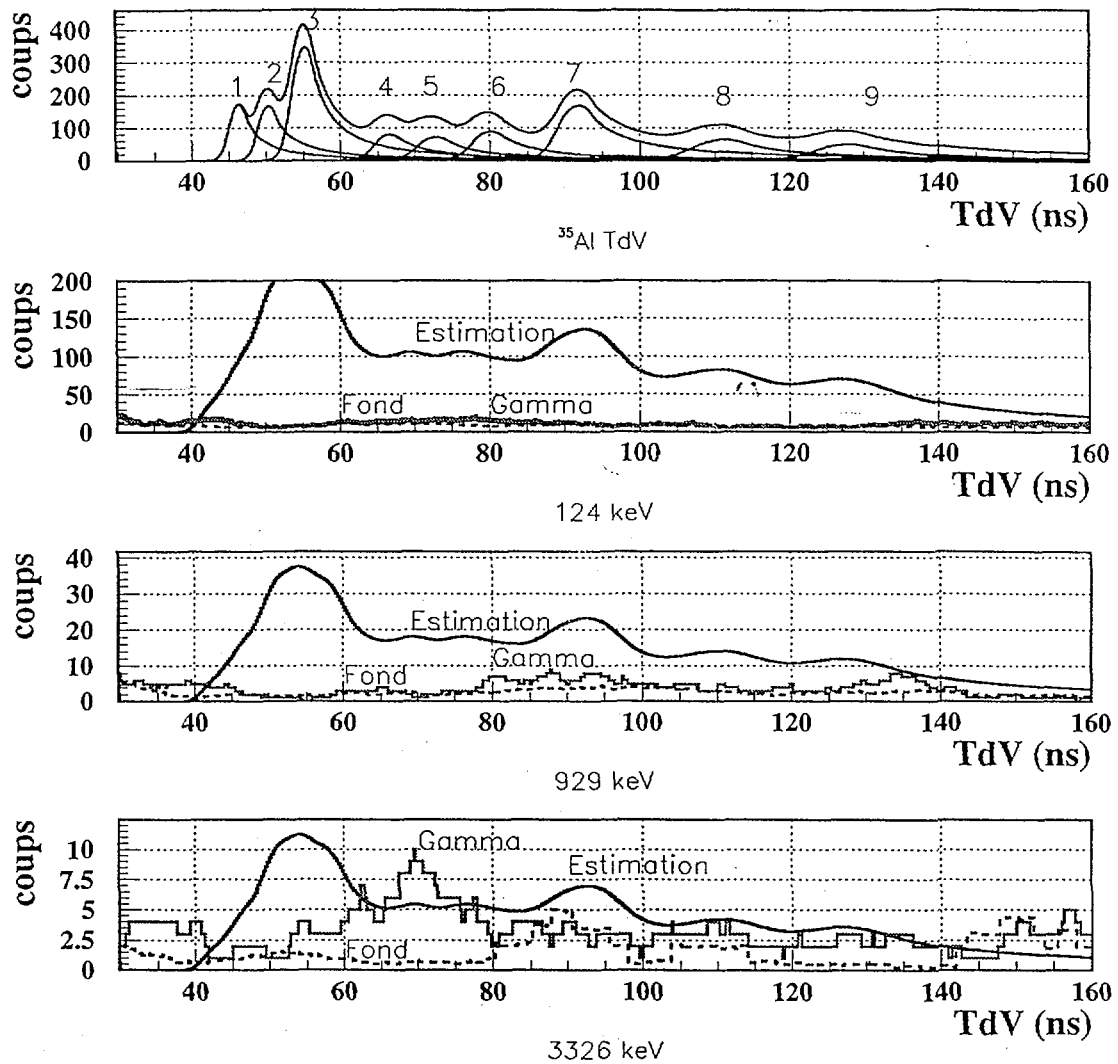


Figure 4.23 Spectre γ de ^{32}Al (222 et 734 keV) en coïncidence avec les neutrons.

4.5 Discussion de résultats

4.5.1 Les niveaux excités du ^{35}Si .

D'après une étude systématique des isotopes de l'aluminium, un spin $J=(5/2)^+$ a été adopté pour l'état fondamental du ^{35}Al [Num2001] (figure 4.25). Selon la valeur de $\log ft$ la transition vers le niveau de 976 keV peut être considérée comme une transition GT permise. Avec des considérations générales sur le modèle en couches on peut dire que le premier état de parité positive dans le noyau de $N=21$ de ^{35}Si vient d'une configuration $1p-1h$ avec un trou de neutron sur la couche $d_{3/2}$. Par conséquence, pour le niveau de 976 keV, un spin de $J=3/2^+$ a été proposé par [Num2001]. De même un spin $J=7/2^-$ a été proposé par [Num2001] pour le niveau fondamentale du ^{35}Si , permettant ainsi une bonne description de la désintégration du ^{35}Si vers le ^{35}P [War87]. Pour le premier état excité, et pour tenir compte d'une systématique d'isobare $N=21$, un spin $J=3/2^-$ a été proposé par le même groupe.

Comme les intensités des raies de 64 et 910 keV sont comparables, on peut tenter de placer les niveaux correspondants en tenant compte des temps de vie. Comme la transition la plus basse est une $(3/2-7/2)^+$, si son énergie est de 64 keV sa durée de vie devrait être de l'ordre de la microseconde [Num2001], mais comme un temps de vie de cet ordre de grandeur n'a pas été observé le gamma de 64 keV est nécessairement placé au-dessus de celui de 910 keV. La durée de vie du niveau de 974 keV ($t=8.5(9)$ ns) a été mesurée par [Num2001].

Les niveaux situés au-dessus de l'énergie de séparation S_n ont été déduits des spectres des neutrons et des coïncidences β - γ - n (figure 4.23). En effet deux pics neutrons étaient en coïncidence avec des gammas de 3326 keV. Ces neutrons proviennent des niveaux que l'on a placés à 7.37 et 7.69 MeV. Les niveaux que nous avons placés entre S_n et 6.33 MeV n'ont pas de gamma de 3326 keV en coïncidence, et de plus leurs taux d'embranchement assez élevés font qu'ils peuplaient des niveaux dans les ^{34}Si au-dessus de 3326 MeV (premier état excité).

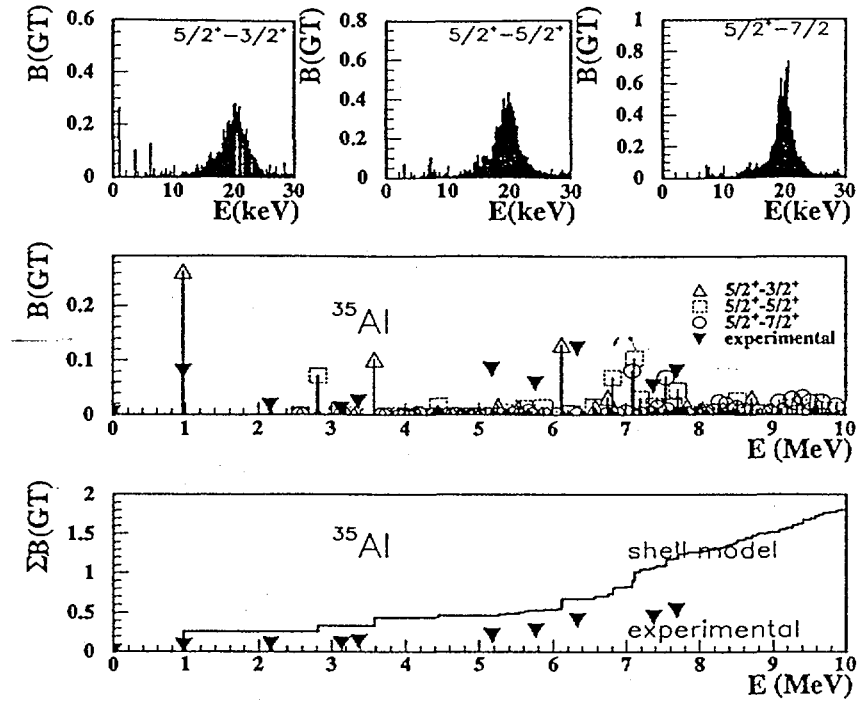


Figure 4.24 Comparaison entre les valeurs du modèle en couches (F.Nowacki) et les valeurs expérimentales pour la décroissance du ^{35}Al .

l'intensité de cette raie serait plus importante dans nos spectres gamma. Les valeurs des différents $\log ft$ sont celles de transitions Gamow-Teller permises, les valeurs des spins sont donc limitées à $(7/2, 5/2, 3/2)^+$. En ce qui concerne les deux transitions sur le niveau 2^+ , nous avons les niveaux $(7/2)^+$ qui sont prédits par les calculs du modèle en couches. La décroissance neutron d'un tel état vers le fondamental du ^{34}Si mettrait en jeu un $\Delta l=4$, alors que l'on aurait un Δl de 2 pour un état excité 2^+ . Les résultats sont présentés dans les figures 4.25 et 4.26 et comparés aux calculs de Novaky [Num2001]. Nous avons utilisé l'espace de configuration sd-fp pour la description théorique du modèle en couches. Il a été démontré par [Caur98] que les protons restent dans la couche sd. Pour les neutrons il existe une compétition entre les configurations $0\hbar\omega$ (dans lesquelles pour $N < 20$ nous avons des neutrons dans la couche sd et pour $N > 20$ les neutrons sont dans la couche fp) et les configurations intruses $1\hbar\omega$ et $2\hbar\omega$ (des excitations sd-fp).

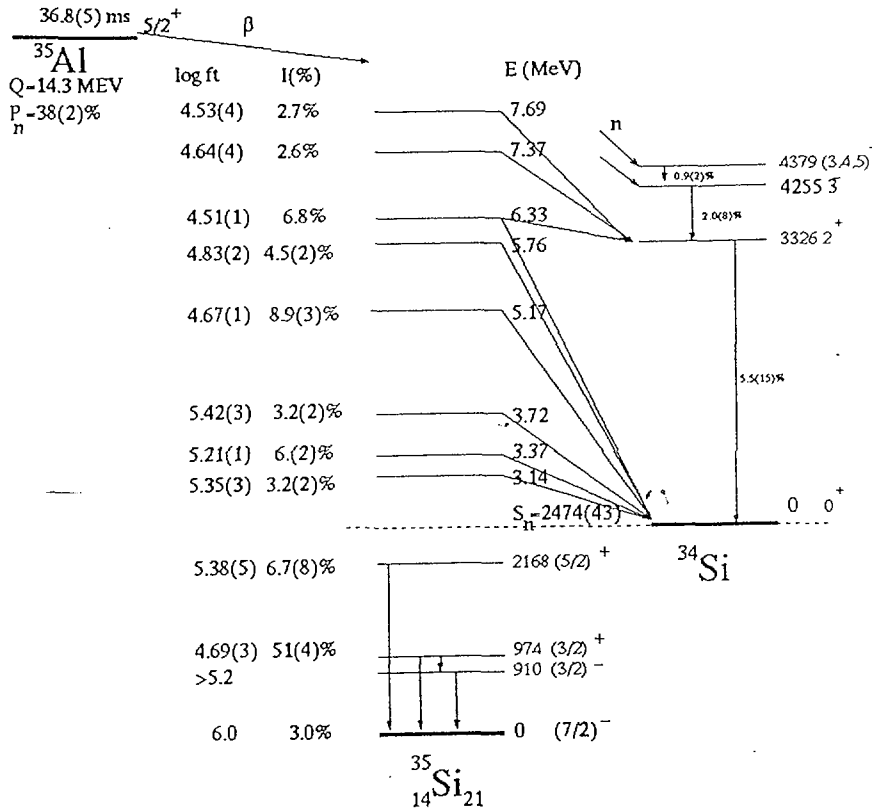


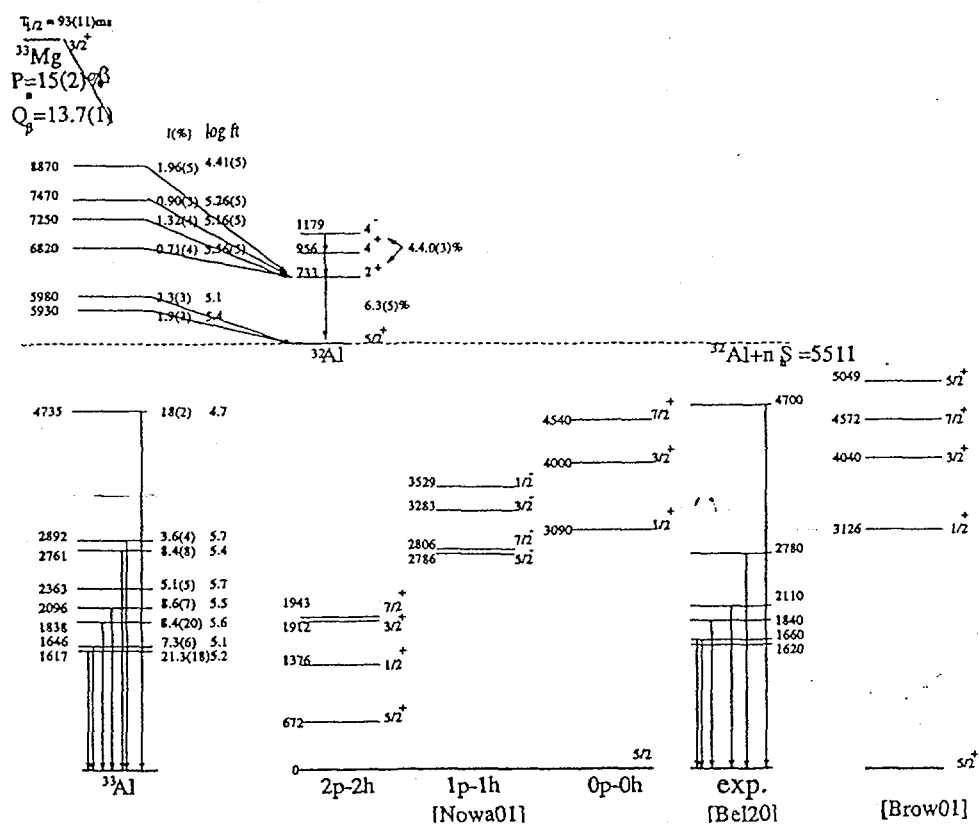
Figure 4.25 Schéma de décroissance $^{35}\text{Al} \rightarrow ^{34}\text{Si}$. Les valeurs concernant les niveaux de 910 keV $(3/2)^+$ et la décroissance vers le fondamental du ^{35}Si sont tirées d'une autre expérience. [Num2001]

Le modèle théorique qui décrit l'interaction dans cet espace de valence a trois parties: les éléments de matrice USD[Wid84] pour l'interaction proton-proton, les éléments de matrices KB[Pov81] pour l'interaction neutron-neutron et la matrice G de Kahana, Lee et Scott [Kah69] pour les éléments de matrices proton-neutron. Tout ceci est analysé en détail dans [Num2001]. Dans cette région de masse il existe 4 noyaux qui sont très importants pour la détermination d'interaction: ^{39}K , ^{47}K , ^{41}Ca et le ^{35}Si . Les isotopes de K entre le ^{39}K et le ^{47}K doivent être décrits, premièrement comme un trou proton dans la couche sd et un nombre de neutrons sur l'orbital f7/2. Les termes de monopôle f7/2d3/2 et f7/2s1/2 ont été fixés [Ret97] pour reproduire l'évolution du doublet $(3/2)^+$, $(1/2)^+$ pour les isotopes de K ainsi que la position du niveau $(5/2)^+$ dans le ^{47}K . Les isotones avec N=21 du ^{41}Ca au ^{35}Si sont décrits comme ayant un neutron dans la couche f7/2 (ou p3/2) et un nombre croissant de trous dans les orbital $s_{1/2}$ et $d_{3/2}$ protons. En tenant compte des résultats sur

le ^{35}Si les termes $p_{3/2}s_{1/2}$ et $p_{3/2}d_{3/2}$ ont été modifiés par rapport [Ret97] pour reproduire l'évolution du niveau $3/2$. Nous avons reporté sur la figure 4.24 la distribution expérimentale de l'amplitude de transition $B(\text{GT})$ et le schéma de décroissance $^{35}\text{Al} \rightarrow ^{34}\text{Si}$ (Figure 4.25) déterminée dans cette expérience. Il est important de souligner qu'il y a un bon accord entre la théorie et l'expérience pour les transitions Gamow-Teller vers les états du ^{35}Si . Cet accord est obtenu en introduisant le facteur de normalisation "standard" des transitions des Gamow-Teller : $B(\text{GT})^{1/2} \times 0.77$. Le ^{35}Al fournit un exemple supplémentaire de la validité de cette normalisation.

4.5.2 Les niveaux excités de ^{33}Al .

La figure 4.26 montre le schéma de décroissance du noyau ^{33}Mg que nous proposons à partir de l'analyse des spectres. Comme pour les noyaux précédents, en se basant sur des coïncidences $\beta - \gamma - n$, 6 niveaux au dessus du Sn ont été placés pour le ^{33}Al . Les huit raies gammas les plus intenses qui semble venir des décroissances β du ^{33}Mg sont aussi placées dans la figure, il semble qu'il y ait un bon accord avec les résultats de [Bele20]. La petite différence d'énergie vient du fait que lors de leur expérience, des détecteurs BaF_2 étaient utilisés et qu'en plus ils ont dû faire une correction Doppler. De même les transitions vues par [Bele20] sont celles que l'on trouve comme étant les plus intenses, ceci est normal puisque leur expérience n'était pas uniquement dédiée à la mesure de la désexcitation du ^{33}Al . Cette analyse n'est pas encore tout à fait achevée. Dans la figure 4.26 il y a aussi une comparaison avec le calcul de modèle en couches de A. Brown [Brow01] et de F. Nowaki [Nowa01]. Ce dernier calcul est effectué en considérant pour le ^{33}Al des configurations possibles de particules-trous dans la couche fp, et il en ressort deux types: l'état fondamental est un état $0p-0h$, c'est-à-dire qu'il correspond à une forme sphérique, mais les états de plus basse énergie d'excitation correspondent à des configurations $2p-2h$, ce qui signifie que le noyau possède une forte tendance à se déformer, dès son premier état excité. Le ^{33}Mg est calculé dans l'espace $1\hbar\omega$ puisque avec ce modèle le $(3/2)^+ 1p-1h$ sort comme étant l'état fondamental.

Figure 4.26 Schéma de décroissance $^{33}\text{Mg} \rightarrow ^{33}\text{Al}$

Chapitre 5

CONCLUSIONS

Le nouveau multi détecteur pour la spectroscopie β -n développé en collaboration entre les LPC-Caen et l'IFIN Bucarest a été utilisé pour les deux premières fois au cours de cette thèse. Ceci nous a permis de déterminer expérimentalement et par le biais de simulations MonteCarlo ses limitations et les améliorations qui pouvaient être apportées. Ces codes de simulation pourront être réutilisés pour de futures expériences, pour tout ce qui concerne l'analyse des spectres des neutrons. En effet aussi bien la forme des pics que les courbes d'efficacité ont été obtenues à partir de ces codes.

De même tout ce qui concerne les tris dans les noyaux implantés en fonction du temps de vie, ainsi que les procédures de calibration du multi-détecteur TONNERRE sont des éléments qui peuvent être repris lors du dépouillement de futures expériences.

Pour revenir à TONNERRE, grace aux améliorations apportées le LPC dispose de l'un des meilleurs détecteur pour l'étude des neutrons retardés.

Lors de la première expérience, qui avait simplement pour but de déterminer le fonctionnement du multi-détecteur nous avons pu sortir quelques résultats physiques. En plus d'un nouveau niveau observé dans la décroissance du ^{16}C , nous avons pu produire un peu de ^{11}Li (9h de faisceau). Malgré le peu de temps consacré à ce noyau, et le fait que LISE n'était pas optimisé nous avons pu établir un schéma complet de la décroissance du ^{11}Li en utilisant les coïncidence $\beta - \gamma - n$. Ce schéma complet est compatible avec l'une des trois expériences récentes qui visait à étudier la décroissance du ^{11}Li (ces trois expériences avait des conclusions différentes). Nous avons de plus augmenté la précision des mesures des rapports d'embranchements et nous avons placée un nouveau niveau dans le ^{11}Be . Les données ont permis de voir s'il était possible d'utiliser TONNERRE pour des études de corrélation neutron-neutron.

Lors de la seconde expérience nous avons étudié la décroissance $\beta - n$ du ^{33}Mg et du ^{35}Al . Ici aussi les taux de comptages étaient très faibles et le ^{35}Al étaient en parasite dans le faisceau de ^{33}Mg . Les autres noyaux produits lors de cette expérience (^{32}Mg et ^{34}Al)

sont encore en cours d'analyse. Les temps de vie et les Pn du ^{33}Mg et du ^{35}Al ont été mesurés. Pour le ^{35}Al de nouveaux états excités ont été observés au-dessus du S_n du ^{35}Si , et les résultats d'expériences précédentes confirmés pour les niveaux en dessous de S_n . La décroissance du ^{33}Mg nous a permis d'établir un schéma de niveaux du ^{33}Al , noyaux dont la structure était pratiquement inconnue. On a vu que seuls les calculs de modèle en couches prenant en compte des mélanges de configuration étaient à même de reproduire les schémas de niveaux contrairement à ceux qui ne considèrent que la couche sd comme espace de valence. Des calculs plus complets prenant comme espace de valence les couches sd et fp sont actuellement en cours. Pour ce qui est des calculs qui ont servi de comparaison avec notre schéma de niveaux, ils ont été effectués en considérant les configurations possibles de particules-trous dans la couche fp. Les conclusions sont qu'il y a deux types de configurations: un état 0p-0h qui correspond à une forme sphérique et les premiers états excités correspondant à des configurations 2p-2h (2p-2h neutron ou 1p-1h neutron et 1p-1h proton), conduisent à des déformations.

Les différents résultats obtenus sur les niveaux au-delà de l'énergie de séparation neutron nous donnent des informations sur l'amplitude Gamow-Teller dans cette région ce qui nous permet de faire des comparaisons avec la théorie.

Pour la suite de TONNERRE des expériences proches d'autres fermetures de couches neutrons sont envisagées, comme l'étude des noyaux autour de $N=28$. De même une nouvelle expérience avec TONNERRE sur le ^{11}Li permettrait peut-être d'obtenir des mesures plus propres de corrélations neutron-neutron lors de la décroissance $\beta - 2n$.

Références

- [Aje91] F. Ajzenberg-Selove *Energy levels of light nuclei A=13-15* Nuclear Physics A, volume 523,(1991), pages 111-116 .
- [Ale98] D. Alexandrov et al Nucl. Phys. A633(1998) 234
- [Ang97a] J.C.Angelique *Etude spectroscopique par décroissance, bn b2n retardes de noyaux légers très riches en neutrons*. Propositions au comite d'expérience du GANIL, 28 novembre 1997
- [Aoi97] N.Aoi, K.Yoneda, H miyatake, H. Ogava, Y. Yamamoto, E. Ideguchi, T.Kishida, T. Nakamura, M. Notani, H. Sakurai, T.Teranishi, H.Wu, S.S.Yamamoto, Y.Watanabe, A.Yoshida et M.Ishihara. *β -spectroscopy of and with a triple coincidence method* Nuclear Physics A, volume616(1997), pages 181c-188c
- [Azu80] R.E.Azuma et al. , Phys. Lett. B 96(1980), page 31
- [Bau89] P.Baumann et al , Nucl. Phys. B228 (1989) 458
- [Bele20] M. Beleguic-Pigeard de Gurbert *Spectroscopie γ en ligne au moyen de la fragmentation de projectile au G.A.N.I.L.: Structure de noyaux riches en neutrons autour de N=20* These- Institut de Physique nucléaire Orsay 05 Mai 2000
- [Bic] Bicron tehcnical data *Light output and stopping power* Eurisys Mesures
- [Bit20] S.I.Bityukov, N.V.Krasnikov *On the observability of a signal above background* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 452(2000) 518
- [Bjo91] T.Bjonrnstadt et al. Nuclear Physics A 359(1981) page 1.
- [Bor97] M.J.G.Borge, H.Fynbo,D.Guillemaud-Mueller, P. Hornshøj, F.Humbert, B.Honson, T.E.Leth, G.Martinez-Pinedo, T.Nillson, G.Nyman, A.Poves, I.Ramos-Lerate, K.Riisager, G.Schrieder, M.Smedberg, O. Tengblad, and the ISOLDE Collaboration *Elucidating halo structure by β decay: $\beta\gamma$ from the ^{11}Li decay* Physical Review C, Volume 55, Number 1,(January 1997), pages R8-R11.
- [Bou96] Mostafa Bounajma *Réalisation et mise au point d'un ensemble de détection de neutrons retrdés. Aplication à l'étude de noyaux légers riches en neutrons*, These Université Louis Pasteur Strasbourg 1996

- [Brow01] B.A. Brown <http://www.nscl.msu.edu/~brown/sde.htm>
- [Bru92] M.Bruno, M.D'Agostino, M.L.Fiandri, E.Fuschini, P.M.Milazzo, S.Ostuni, F.Gramengna, I.Iori, L.Manduci, A.Moroni, R.Scardaoni, P.Buttazzo, G.V.Margagliotti, G.Vannini
Position determination and resolution of two-dimensional position-sensitive solid state detector , Nuclear Instruments and Methods A, volume 311,(1992), pages 189-196
- [But00] A.Buta, T.Martin, C.Timis, N.Achuri, J.C.Angelique, C.Borcea, I.Cruceru, A.Genoux-Lubain, S.Greby, M.Lewitowicz, E.Lienard, F.M. Marques, F.Negoita, F.de Oliveira, N.A.Orr, J.Peter, M.Sandu *TONNERRE: an array for delayed-neutron decay spectroscopy* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 455(2000) 412-423
- [Cam75] X. Campi et al , Nuclear Physics A251 (1975) 193
- [Cau98] E. Caurier et al , Phys. Rev. C58 (1998) 2033
- [Caur98] E. Caurier, F. Nowaki, A. Poves, et J. Retamosa, Physical Review C 58 (1998) p. 2033
- [Cec79] R.A.Cecil, B.D. Anderson et R.Madey. *Improved predictions of neutron detection efficiency for hydrocarbon scintillators from 1 MeV to about 300 MeV* Nuclear Instruments and Methods , volume 161,(1979), pages 439-447
- [Des91] P.Désequeles, A.J.Cole, A. Dauchy, A.Giorni, D. Heuer, A. Lleres, C.Morand, J. Saint-Martin, P. Stassi, J.B.Viano, B. Chambon, B. Cheynis, D. Drain et C. Pastor *Cross talk and diaphony in neutron detectors*. Nuclear Instruments and Methods A, volume 307,(1991), pages 366-373
- [Det79] C. Detraz et al Phys. Rev. C19 (1979) 164
- [Det83] C.Detraz et al, Nucl. Phys. A394(1983) 378
- [Endt93] P.M. Endt, At. Data Nucl. Data Tables 55, 17 (1993)
- [Endt98] P.M. Endt, Nuclear Physics A633 (1998) 1
- [Fyn99] H. Fynbo *Beta-delayed particle emission from the dripline nuclei ^{11}Li , ^{31}Ar & ^9C*
Thèse, Institute of Physics and Astronomy University of Aarhus, August 1999
- [For97] B.Fornal et al Phys. Rev. C55 (1997) 762
- [Fuk92] N. Fukunishi et al , Phys. Lett. B296 (1992) 279

- [Gol60] Gerson Goldhaber, Sulamith Goldhaber, Wonyong Lee, Abraham Pais *Influence of Bose-Einstein Statistics on the Antiproton-Proton Annihilation Process* Physical Review volume 120 (1960) pages 300-312
- [Gre00] S.Grevy, N.L.Achouri, J.C.Angelique, C.Borcea, A.Buta, F.de Oliveira, M.Lewitowicz, E.Lienard, T. Martin, F.Negoita, N.A.Orr, J.Peter, S.Pietri, and C.Timis *Observation of a new transition in the β -delayed neutron decay of ^{16}C* Physical Review C vol 63(2000)
- [Gui84] D. Guillemaud-Mueller et al , Nucl. Phys. A426 (1984) 37
- [Har91] R.Harkewicz, D.J. Morrissey, B.A.Brown, J.A.Nolen Jr, N.A.Orr, B.M.Sherrill, J.S.Winfield, J.A. Winger, Physical Review C 44(1991) 2365
- [Har92] R.Harkewicz *The β decay branching ratios of the neutron rich nucleus ^{15}B* These, Michigan State University, (1992)
- [Hbook] *Hbook Statistical Analysis and Histogramming* Reference Manual www.cern.ch
- [Hu85] A. Huck et al Physical Review C 31 (1985) 2226
- [Ieki93] K. Ieki et al *Coulomb Dissociation of ^{11}Li* Physical Review Letters C70 (1993) pages 730-733
- [Kah69] S. Kahana, H.C. Lee, et C.K. Scott, Phys. Rev. 180 (1969) 956
- [Ket75] G. Kettenring *Measurement of the reflectivities and absorption length at different wavelengths of plastic scintillator and acrylic glass*. Nuclear Instruments and Methods, volume 131(1975), 451-456
- [Klo93] G. Klotz et al Phys. Rev. C47 (1993) 2502
- [Kno] G.F.Knoll *Radiation detection and measurement* WIE Hohn Wiley & sons , 1989
- [Kop74] G.I.Kopylov, Physics Letters B 50(1974) 472
- [Kra88] K.S.Krane *Introductory nuclear physics* WIE John Wiley&sons, 1988
- [Lan81] M. Langevin et al. Nuclear Physics A 366 (1981) page 449
- [Lan84] M. Langevin et al, Nucl. Phys. A414 (1984) 151

- [Led82] R.Lednicky, L. Lyuboshits, *Effect of the final-state interaction on pairing correlations of particles with small relative momenta* Sov.J.Nucl. Phys. 35(1982) pages 770-777
- [Leo] W.R.Leo *Techniques for nuclear and particle physics experiments*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1994
- [Lew88] M. Lewitowicz et al, Nuclear Physics A496(1988) 477
- [Liu90] G.-B.Liu, H.T.Fortune ${}^9\text{Be}(t, p){}^{11}\text{Be}$ and the structure of ${}^{11}\text{Be}$ Physical Review C, Volume 42, Number 1,(July 1990), pages 167-173
- [Lyu83] Yu.S.Lyutostansky et Y.V.Panov *The estimation of β -Delayed Two Neutron Emission Probability in the $A \geq 50$ Region* Zeitschrift für Physik A, volume 313,(1983), pages 235-238
- [Mar2000] F.M.Marquez et al Phys. Lett. B476 (2000) 219
- [Marq2000] F.M. Marquez et al, Nucl. Instr. Meth. A 450 (2000) 109
- [Marq2001] *Communication privée*
- [Mar98] T. Martin *Etude et réalisation d'un ensemble de detection pour neutrons retardes: TONNERRE* These, Universite de Caen, Novembre 1998
- [Massam] T. Massam *A general program for evaluating the properties of scintillation and Cerenkov counter optical systems*, CERN report 76-21
- [MJG97] M.J.G. Borge, L.Grigorenko, D.Guillemaud-Mueller, P.Hornshøj, F. Humbert, B.Jonson, T.E.Leth, G.Martinez Pinedo, I.Mukha, T.Nilsson, G. Nyman, K.Riisager, G. Schrieder, M.H.Smedberg, O.Tengblad, M.V.Zhukov and the ISOLDE Collaboration *Probing the ${}^{11}\text{Li}$ halo structure through β -decay into the ${}^{11}\text{Be}^*(18\text{MeV})$ state* Nuclear Physics A 613 (1997) 199-208 .
- [Mor97] D.J.Morrissey, K.N.McDonald, N.A.Orr, B.M.Sherrill, G.A. Soultis, M.Steiner, J.A.Winger, S.J.Yennello, B.M.Young, S.Lukyanov, G.Chubarian, Yu.Ts.Oganessian. *Single neutron emission following ${}^{11}\text{Li}$ β -decay* Nuclear Physics A, volume 627(1997), pages 222-238
- [Mot95] T. Motobayashi et al , Phys. Lett. B346(1995) 9
- [Mül91] Jörg W. Müller *Generalised dead times* Nuclear Instruments and Methods A301(1991) 543-551.

- [Muk96] I.Mukha et al, Phys. Lett. 367B (1999) 65
- [Nik68] M. Nikolić *Kinematics and Multiparticle Systems*, Gordon and Breach, 33(1968)
- [Nowa01] F. Novacki, *Communication privée*
- [Num2001] S. Nummela et al *Spectroscopy of Si by β decay: sd-fp shell gap and single-particle states* Physical Review C 63 (2001) Page 63
- [Orr91] N.A. Orr et al, Phys Lett. B258 (1991) 29
- [Orr98] N.A. Orr and the TONNERRE Collaboration, Report to the GANIL Scientific Council, June, 1998
- [Oz95] A.Ozawa et al Nuclear Physics A 592 (1995) 244
- [Pov81] A. Poves et A. Zuker, Phys. Rep 70, 4(1981)
- [Pov94] A. Poves, J. Retamosa Nucl. Phys. A571 (1994) 221
- [Pul61] D.J.Pullen, A.E. Litherland, S.Hinds, R.Middleton ^{11}Be :a shell model anomaly Nuclear Physics 36(1962) 1-15.
- [Reed95] P.L. Reeder, Y.Kim, et al *Proceedings of the International Conference on Exotic Nuclei and Atomic Masses*, Arles, France, 1995, edited by M. de Saint Simon and O. Sorlin (Editions Frontieres, Gif-sur-Yvette, France,1995), p. 587.
- [Ret97] J. Retamosa, E. Caurier, F. Nowaki et A. Poves Physical Review C 55(1997) 1266
- [Rob96] M. Robinson et al, Phys. Rev C (1996) R1465
- [Suz94] Toshio Suzuki, Takaharu Otsuka *Configuration of two-neutron halo of ^{11}Li and Gamow-Teller transitions* Physical Review C volume50 (1994), pages R555-558
- [Thi75] C. Thibault et al Phys Rev. C12(1975) 644
- [War87] E.K.Warburton, J.A. Becker, Physical Review C 35(1987) page 1987
- [War90] E.K. Warburton et al, Phys. Rev. C41(1990) 1147, and references therein
- [Wid80] B.H. Wildenthal et al Phys. Rev. C22 (1980) 2260

- [Wid84] B.H.Widenthal, Prog. Part. Nucl. Phys. 11 (1984) p. 5
- [Wil74] D.H. Wilkinson et B.E. Macefield, Nuclear Physics A232 (1974) 58
- [Wit96] G. Wittwer. *Manuel utilisateur: Horologe pour séquences de Collection et Mesure de Radioactivité*. GIP/GANIL, R9601
- [Yam95] T.Yamaya, M.Saitoh, H.Yamazaki, T.Taniuki, K.Shoda, H. Tsubota *Dipole strengths in ^{11}Be from electroproduction of charged pions* Physical Review C Volume51, Number2, February 1995, pages 493-499
- [Zho91] X.G. Zhou et al, Phys. Lett. B260(1991) 285
- [Zin97] M. Zinser et al, Nuclear Physics A619(1997) 151

ANNEXE

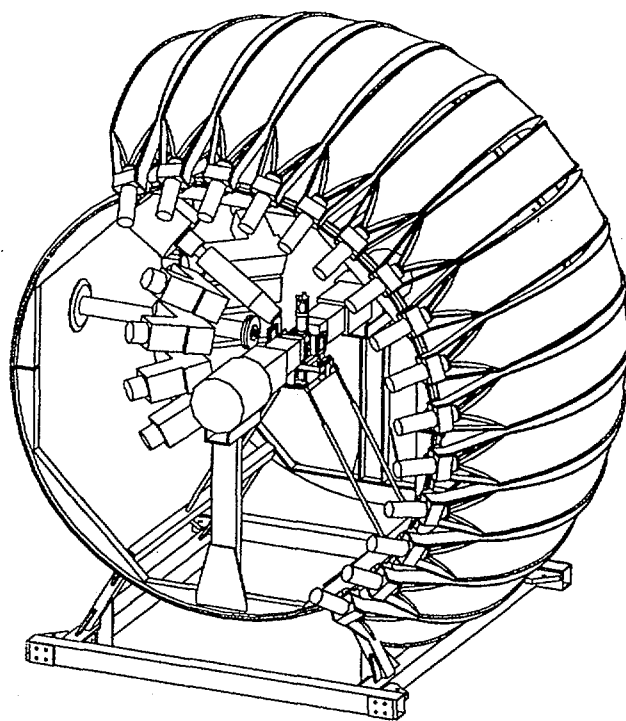


Figure 1 Dispositif de détection (E333)

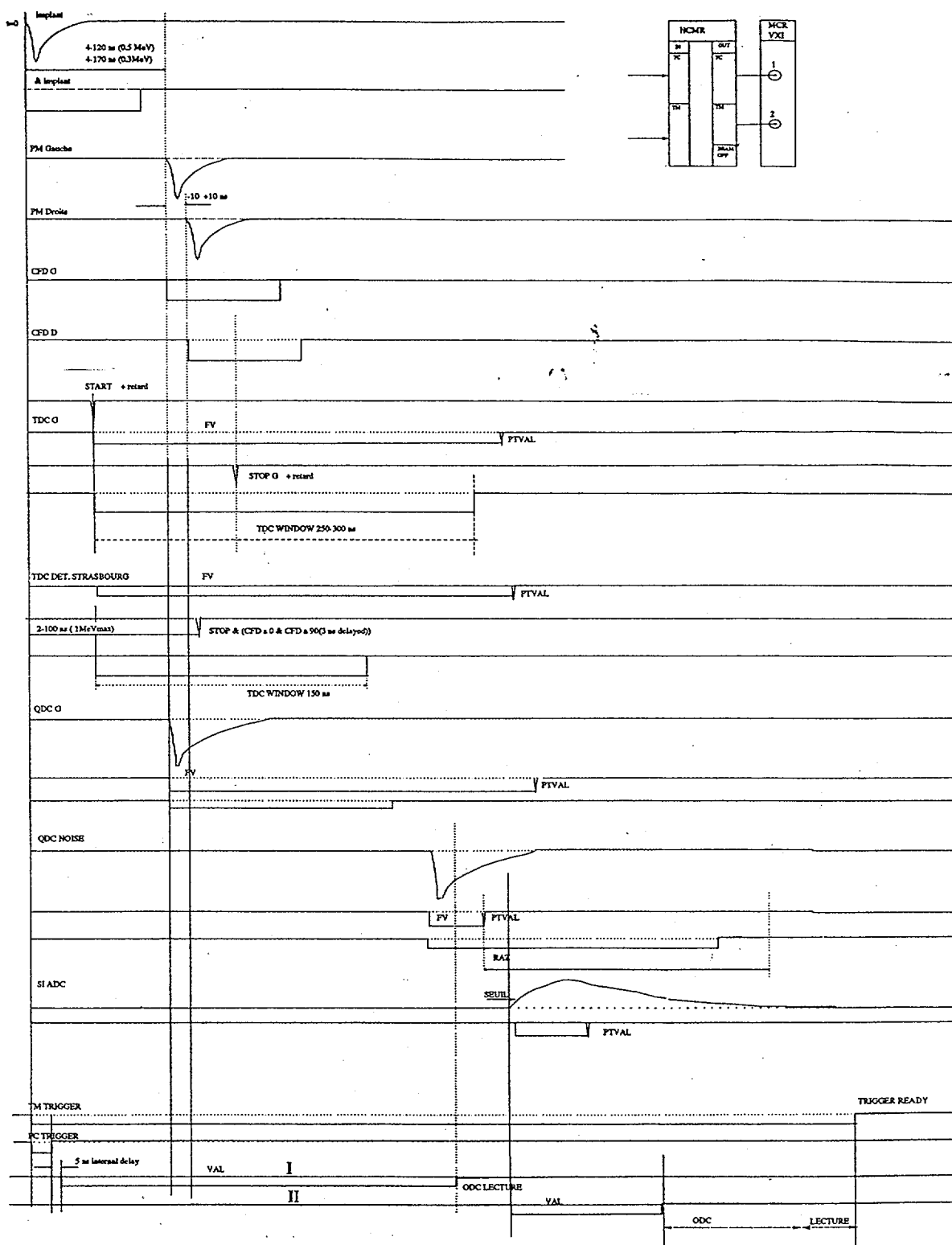


Figure 3 Chronogramme de l'électronique (E333)

Résumé:

ETUDE DE LA DECROISSANCE PAR NEUTRONS RETARDES DE NOYAUX LEGERS RICHES EN NEUTRONS AVEC LE MULTIDECTEUR TONNERRE

Un nouveau détecteur pour l'étude des décroissance bêta-neutron retardé a été construit (TONNERRE). Il se compose de 32 scintillateurs plastiques courbés d'une longueur de 180 cm, positionnés chacun à 120 cm de la cible d'implantation. L'énergie des neutrons est obtenue par la mesure du temps de vol sur cette distance, permettant de couvrir une gamme de 300 keV à 15 MeV avec une très bonne résolution. Ce dispositif a été testé avec différents noyaux connus. Ses performances sont comparées avec des résultats de simulation Monte Carlo. La grande efficacité de TONNERRE a permis l'étude de l'émission de un et de deux neutrons du ^{11}Li . De plus un schéma complet des décroissances β du ^{33}Mg et du ^{35}Al est établi pour la première fois en faisant une spectroscopie β -n- γ . Ce schéma est comparé à des calculs de modèle en couche.

Mots clés: Structure nucléaire, Neutrons spectres, Détecteurs de rayonnement, Scintillateurs, Désintégration bêta, Simulation par ordinateur

Abstract:

STUDY OF NEUTRON RICH NUCLEI BY DELAYED NEUTRONS USING THE TONNERRE MULTIDETECTOR.

A new detection array for beta delayed neutrons was built. It includes up to 32 plastic scintillation counters 180 cm long located at 120 cm from the target. Neutron energy spectra are measured by time-of-flight in the 300 keV-15 MeV range with good energy resolution. The device was tested with several known nuclei. Its performances are discussed in comparison with Monte Carlo simulations. The very high overall detection efficiency of the TONNERRE array made it possible to study one and two neutron emission of ^{11}Li . A complete decay scheme was obtained. The ^{33}Mg and ^{35}Al beta decays were investigated for the first time by neutron and gamma spectroscopy. Complete decay schemes were established and compared to large scale shell-model calculations.

Keywords: Nuclear structure, Neutron spectra, Radiation detectors, Scintillators, Beta decay, Simulation by computer