



Etude de noyaux légers riches en neutrons à l'aide du multidétecteur TONNERRE

S. Piétri

► To cite this version:

S. Piétri. Etude de noyaux légers riches en neutrons à l'aide du multidétecteur TONNERRE. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Caen, 2003. Français. NNT: . tel-00003438

HAL Id: tel-00003438

<https://theses.hal.science/tel-00003438>

Submitted on 30 Sep 2003

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.

UNIVERSITE de CAEN/BASSE-NORMANDIE
U.F.R. : Sciences
ECOLE DOCTORALE : S.I.M.E.M

THESE

présentée par

Stéphane PIETRI

et soutenue

le 27 juin 2003

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITE de CAEN
Spécialité : Constituants élémentaires
(Arrêté du 25 avril 2002)

Titre :

Etude de noyaux légers riches en neutrons à l'aide du multidétecteur TONNERRE

MEMBRES DU JURY :

Jean PETER, directeur de recherche CNRS, LPC-Caen (Directeur de thèse)
Michelle MEYER, professeur, IPN-Lyon (Rapporteur)
Philippe DESSAGNE, chargé de recherche, IReS-Strasbourg (Rapporteur)
Oscar NAVILAT-CUNIC, professeur, LPC-Caen
Olivier SORLIN, chargé de recherche, IPN-Orsay
Jean-Claude ANGELIQUE, maître de conférence, LPC-CAEN

Remerciement

Ce manuscrit est le fruit de quelques années de travail, et pendant lesquelles j'ai eu à côtoyer diverses personnes provenant d'horizons variés. Je souhaite par ces quelques lignes remercier ces personnes pour leur aide directe à la réalisation de ce travail ou bien tout simplement pour les différentes discussions que j'ai pu avoir avec eux et pour le rôle positif et entraînant qu'ils ont sur les gens qui les côtoient.

Cette thèse s'est déroulée au Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen et je commencerai donc par remercier Messieurs Bernard Tamain et Jean-François Lecolley pour m'avoir accueilli dans leur laboratoire pendant ces quelques années. Que leur disponibilité, leur enthousiasme et leur gentillesse soient ici remerciés.

Je remercie Oscar Navillat, qui a bien voulu être président de mon jury. Je le remercie aussi et surtout pour les nombreuses discussions de physique que nous avons pu avoir ensemble et qui l'ont amené, parfois, à parler de ses "premiers amours" c'est à dire de la spectroscopie nucléaire.

Je remercie Michèle Meyer, qui a bien voulu être rapporteur de cette thèse, pour les nombreuses heures de conversation téléphoniques que nous avons eues et que j'ai trouvées très enrichissantes. Soyez en ici remerciée.

Je tiens à remercier Philippe Dessagne, qui a bien voulu être rapporteur de cette thèse et que j'ai eu à croiser régulièrement ces dernières années que ce soit comme professeur en DEA, ou bien lors des nombreuses expériences TONNERRE.

Je remercie également Olivier Sorlin qui a bien voulu participer au jury de thèse et pour sa sympathie.

Je rends hommage à mon directeur de thèse, Jean Peter pour m'avoir encadrer pendant ces quelques années et le remercie de sa disponibilité.

Avant de remercier mes autres encadrants, compétents et nombreux, je voudrais remercier tout spécialement Jean-Marc Fontbonne pour ses grandes connaissances et pour son amabilité. Nous avons souvent du travailler ensemble et il a pu me faire partager ses compétences et sa méthodologie, que ce soit autour d'un oscillo ou lors d'une de ses fameuses pauses cigarillo. A 500 francs la consultation je devrais être ruiné depuis fort longtemps. Merci Fonfon de l'échelonnement de ma dette et de te laisser battre si facilement à bomberman:=).

Pour revenir sur mes encadrants, grâce à qui ce travail de thèse a pu être mené à bien, je tiens à remercier celui que j'ai appelé "chef" pendant 4 ans et que je nomme "ex chef" depuis quelques jours, preuve que ma thèse a enfin abouti. Jean-Claude Angélique de son vrai nom a su être disponible pendant mes quatre années de présence dans le groupe TONNERRE et a su toujours trouver, malgré un emploi du temps très chargé, quelques minutes pour que je puisse

lui soumettre les différents problèmes que je rencontrais. Je profite de ces quelques lignes pour le remercier de sa gentillesse.

Je tiens aussi à remercier son comparse, Etienne "papy" Lienard, pour sa disponibilité, son calme Olympien, et qui a souvent du subir mon côté râleur. Chalut "papy" et bonne route.

Je remercie également Stéphane Grévy, avec qui j'ai eu à travailler ces quelques années, pour sa disponibilité, son côté fonceur et perfectionniste qui sont un bon modèle pour n'importe quel thésard. Son acharnement à résoudre rapidement tous les petits soucis quotidiens de la vie d'une équipe de recherche ainsi que son sens critique m'ont servi de guide.

Et finalement, le dernier mais pas le moindre, Nigel Orr dit NAO qui a pu me faire profiter, au cours de ces quelques années, de son grand sens physique, de sa connaissance bibliographique, au sens propre du terme, de la structure des noyaux, ainsi que de son pragmatisme réconfortant; même si j'ai encore du mal à comprendre son humour australien.

Pour continuer avec les personnes travaillant sur TONNERRE il me faut bien évidemment remercier nos collègues roumains. Apostol Buta pour sa disponibilité et sa présence lors toutes les manip TONNERRE. Florin Negoita, le gars qui fait 5 choses à la fois aussi naturellement que l'on en fait une, merci pour les nombreuses discussions et explications que tu as pu me donner au cours de nos différentes rencontres. Et finalement mon prédécesseur comme thésards sur TONNERRE, Cosmin Timis dit "le John Wayne des Carpates", trouve en ces quelques lignes un hommage à ton calme et ta sympathie. Je remercie également Iulian Stephan, dernier arrivé dans l'équipe.

Un petit mot pour Fabien Volaine qui est venu faire son stage de deuxième année d'école sur TONNERRE avec moi et Stéphane Grévy. Merci pour ta patience et ton sérieux.

Je souhaiterais aussi remercier nos collègues de l'IREs, certains que j'avais déjà rencontré au cours de mon DEA, merci à Eric Poirier, Sandrine Courtin et François Maréchal ainsi qu'à Frédéric Perrot, pour leur bonne humeur et les différentes discussions que nous avons pu avoir.

Revenons sur ce petit Labo Pas Chiant perdu au fin fond de la Normandie tout à côté du GANIL.

Commençons par celui que certains appellent coach, alias Gilles Ban, que je remercie pour ses petites remarques désobligeantes et amicales qui nous rendent tout les jours un peu plus fort, mais plus sérieusement pour les nombreuses parties de basket et réunions dans son « bureau ».

Je tiens à remercier ses gars du piège, aussi appelé les Ban Boys, avec qui il m'est arrivé de passer du temps, je tiens ici à relever leur sympathie et leur côté décontracté. Je remercie ainsi Pierre Delahaye, Guillaume Darius, Xavier Fléchar, Marc Labalme mais aussi Mustafa Herbane et Alain Merry plus récemment arrivés, ainsi que Dominique Durand pour les discussions que nous avons pu avoir.

Je voudrais remercier trois stagiaires qui étaient présent ces derniers mois, Inmaculada Sagrado, Anne-Marie Frelin et Anthony Lopez, tous aussi sympathiques, pour les différentes parties de basket que nous avons eues (pour les deux derniers) et pour m'avoir supporter lors de mes derniers mois de thèse dans le bureau pour la première.

Un grand merci à Maître Olivier Juillet pour les très nombreuses conversations que j'ai pu avoir avec lui sur les différentes théories en physiques nucléaires, je le remercie pour toute les

fois ou je suis venu lui casser les pieds avec des petites questions d'expérimentateur. Je profiterais de ce passage dans le couloir du bas pour remercier ses deux comparses, François-René Lecolley, et Thomas Lefort, tous deux forts sympathiques ainsi que leur collègue Valentin Blindeanu.

Je voudrais remercier les collègues adeptes des pauses cafés biquotidiennes, Nathalie Marie pour sa gentillesse et sa disponibilité, Olivier Lopez pour nos nombreuses discussions à refaire le monde, le notre ou celui d'Orion. Emmanuel Vient grand fana de foot et de film des années 50 et grand citateur devant l'éternel des phrases de ses "baufes", Miguel Marques, autre fana de foot, moins exubérant mais tout aussi sympathique que le précédent. Aymeric Van Lauwe pour son calme et son détachement.

Je voudrais également remercier un grand nombre de personnes avec qui j'ai eu à travailler, le personnel du SED, Joël Tillier, Gilles Iltis, Benjamin Carniol, David Etasse, Thierry Legou, Hervé Plard (monsieur embase), Philippe Vallerand et Christophe Vandamme en outre mais j'en oublie sûrement. De même que ceux de la mécanique, Jean Marc Gauthier (dit « crystal » ;=)), Frank Dubois, Yoan Lebasard et Ivan Merrer. Tous très utiles lors des différentes expériences ou tests présentés dans cette thèse, et aussi lors des tournois GANIL pour gagner au basket au foot et au volley.

Un merci spécial à Luc Skrzypeck pour les nombreuses fois où nous avons du travailler ensemble, jouer au volley ou faire des combats de sumo, ainsi qu'à son copain Philippe Desrues.

Encore un merci pour ce qui est nommé le service administration, c'est à dire Michelle Declaverie, Evelyne Goutodier, Sandrine Guesnon et Christiane Malot pour leur amabilité et leur efficacité.

Un mot sur les informaticiens du laboratoire, qui doivent résoudre quotidiennement nos (petits) soucis et nos différentes demandes, Thierry Launay, Laurent Noblet et Jérôme Poincheval mais aussi Thierry Chaventre.

Tant que je suis dans des histoires d'ordinateur un merci à Daniel Cussol le nouveau chef des informaticiens et à son ami François Mauger pour les différents conseils et discussions sur la programmation orientée objet, qui m'ont permis de m'initier rapidement au C++. J'en profite pour remercier Jean Colin, comparse du premier, non pas pour ses conseils en informatique (:)) mais pour les nombreuses discussions que nous avons pu avoir.

Que ce qui ont contribué de près ou de loin à cette thèse et que j'ai oublié plus haut trouvent en ces quelques lignes mes excuses les plus plates.

Je finirais par une touche personnelle : je remercie mes parents pour l'aide qu'ils m'ont fournie et le soutien'ils m'ont apporté.

Sommaire

Chapitre I	Introduction	1
Chapitre II	Nombres magiques et noyaux exotiques	3
1 -	Les nombres magiques.....	3
2 -	Modèle en couche	5
3 -	Noyaux exotiques.....	9
1 -	N=20 et autres fermetures de couches.....	11
2 -	Techniques expérimentales	12
3 -	Spectroscopie bêta-neutron-gamma	13
Chapitre III	Présentation et amélioration de TONNERRE	15
1 -	Présentation du détecteur.....	15
1 -	Cahier des charges.....	15
2 -	Scintillateurs comme détecteur de neutrons.....	18
a -	Phénomène de scintillation et temps d'émission dans les composé organiques.....	18
i -	cas d'un composé simple (scintillateur cristalin).....	18
ii -	cas d'un composé binaire ou ternaire.....	22
b -	Quantité de lumière déposée dans un scintillateur	25
c -	Scintillateur plastiques comme détecteur de neutrons.....	26
3 -	Mise en oeuvre d'un détecteur à base de scintillateur plastique.....	28
a -	Collection de la lumière d'un scintillateur: le photomultiplicateur..	28
b -	Les photomultiplicateurs de TONNERRE	29
c -	Le scintillateur comme guide de lumière.....	30
d -	Montage d'une latte.....	31
4 -	Mise en fonctionnement d'une latte.....	31
2 -	Tests et amélioration de TONNERRE	34
1 -	Expérience E311, premier test sous faisceau	34
a -	Présentation de l'expérience.....	34
b -	Premiers résultats et fonctionnement du détecteur.....	35
c -	Conclusion de l'expérience E311	37
2 -	Tests de scintillateurs et d'électronique.....	38
a -	Première expérience au centre d'étude de Bruyères le Châtel (CEA/DAM).....	38

b - Tests au LPC Caen	41
3 - Modification d'embase	43
a - Cahier des charges	43
b - Les nouvelles embases	44
c - Résultats des nouvelles embases, test au LPC Caen et au Centre d'Etude de Bruyères le Châtel (CEA/DAM).....	45
3 - TONNERRE aujourd'hui, après nos modifications	47
1 - Réglages de TONNERRE	47
a - Réglages des photomultiplicateurs	47
b - Bruits d'obscurité et "field emission"	48
c - Seuil et transmission optique	49
d - Source de bruit de la latte	50
2 - Problème de traîne et réflexion sur les limites du détecteur.....	51
Conclusion chapitre III	52
Chapitre IV Etude de la réponse du détecteur par des simulations	53
1 - Position du problème	53
1 - Les différents éléments à prendre en compte	53
2 - Convolution	55
a - Méthodologie	55
b - Résultats	57
c - Remarque	59
2 - Simulation complète.....	61
1 - Introduction	61
a - Schéma général	61
b - Solutions non retenues	61
2 - SIMOP (SIMulation Optique)	62
a - Présentation.....	62
b - Utilisation de SIMOP	63
c - Couplage des codes de simulation	65
3 - Classes géométriques	66
4 - Implémentation des phénomènes physiques	67
3 - Résultat et interprétation	69
1 - Résultats	69
a - Diffusion multiples	70
b - Temps d'émission de la lumière	70
2 - Analyse et conclusion.....	72
a - Remarque générale	72
b - Comparaison avec d'autres détecteurs	72
c - Comparaison avec d'autres codes	73

Conclusion chapitre IV	74
Chapitre V Dispositif expérimental et calibration	75
1 - Dispositif expérimental	75
1 - Production des noyaux	75
2 - Dispositif de détection.....	76
a - Détecteurs d'implantation	76
b - Détecteurs de neutrons	77
c - Détecteurs de gamma.....	78
3 - Electronique	79
4 - Modes de fonctionnement	81
5 - Remarques sur les dispositifs d'implantation	82
 2 - Calibration de l'ensemble de détection TONNERRE et détecteurs ancillaires	 83
1 - Dispositif d'implantation	84
a - Diodes et sélections	84
b - Plastique d'implantation.....	85
2 - Détecteurs gamma	88
a - Calibration en énergie, et résolution	88
b - Calibration en efficacité	89
3 - Détecteurs neutrons	91
a - TONNERRE calibration en charge	91
b - TONNERRE calibration en temps	91
c - TONNERRE calibration en efficacité	92
d - Petits compteurs.....	95
 Chapitre VI Résultats et interprétation	 97
1 - Décroissance du ^{30}Mg.....	97
2 - Décroissance du ^{34}Al	102
1 - Transition gamma.....	103
2 - Décroissance β -n	111
3 - Schéma de niveau et interprétation	112
4 - Conclusions, discussions	120
 Conclusions - Perspectives.....	121
 Références Bibliographiques	123

Chapitre I : Introduction

La structure du noyau de l'atome est un domaine d'étude riche de phénomènes différents. Ainsi, lorsque l'on considère ce petit morceau de matière qui représente la majeure partie de la masse de tout ce qui nous entoure, on est en présence d'un système quantique composé d'un petit nombre de particules compris entre 2 et près de 270. L'étude de ce système montre qu'il peut se présenter sous différentes formes. On trouve ainsi des noyaux entourés d'un halo de neutrons, des noyaux composés de clusters, d'autres très fortement déformés ou qui tournent à des vitesses impressionnantes... Tous ces effets sont une manifestation de la force liant les nucléons entre eux. Cette force est encore, à bien des égards inconnue, mais depuis une vingtaine d'année la possibilité de produire des noyaux avec une proportion de neutrons et de protons différents de celui des noyaux stables ouvre un nouveau domaine d'étude permettant d'obtenir de précieuses informations sur cette grande inconnue qu'est l'interaction nucléon-nucléon.

Les noyaux les plus exotiques sont très difficiles à produire et, afin de les étudier, le physicien nucléaire a dû augmenter l'efficacité de ses méthodes d'études. Ceci passe par le développement de nouveaux accélérateurs pour produire ces noyaux exotiques en plus grandes quantités et, pour les étudier, par l'amélioration des techniques expérimentales existantes et par le développement de nouvelles méthodes. Le but recherché est l'efficacité, aussi bien pour les détecteurs que dans la recherche de signature précise des phénomènes observés [Cas02] car les noyaux les plus exotiques sont produits en très faible quantité.

Pour ces études il est possible d'utiliser des propriétés propres à ces noyaux exotiques: ils sont radioactifs et présentent des modes de décroissances n'existant pas pour les noyaux que l'on trouve dans la nature. Ainsi la décroissance bêta avec émission de particules retardées est l'une des techniques expérimentales utilisés pour obtenir des informations sur la structure nucléaire des noyaux exotiques très éloignés de la vallée de la stabilité.

Ce mémoire entre dans le cadre de ces différents travaux. Il présente les nombreux développements réalisés autour d'un détecteur de neutrons retardés de très hautes performances, TONNERRE. Nous l'avons utilisé pour étudier des noyaux riches en neutrons, la facette de la structure nucléaire que nous avons observée étant la modification des nombres magiques pour les noyaux de forte asymétrie proton neutron, plus précisément dans la région de la fermeture de couche $N=20$.

Ainsi ce mémoire se compose de trois parties principales qui se subdivisent comme suit. La première partie présente de façon détaillée les phénomènes de modification des nombres magiques pour les noyaux exotiques, elle se compose du chapitre II. La seconde partie porte sur les développements techniques effectués sur le détecteur et sur les différentes simulations réalisées pour mieux comprendre son fonctionnement, respectivement les chapitres III et IV. La dernière partie présente l'expérience E333 de structure nucléaire que nous avons réalisée, chapitre V, et les résultats obtenus pour les noyaux de ^{34}Si et ^{30}Mg , chapitre VI.

Chapitre II : Nombres magiques et noyaux exotiques

1. Les nombres magiques

Lorsque l'on s'intéresse à l'étude des propriétés macroscopiques du noyau de l'atome, la première grandeur qu'il est intéressant à considérer est la masse des noyaux. On se rend vite compte que celle-ci est, à 1% près, la somme des masses de ses constituants. On peut donc définir l'énergie de liaison comme étant la différence entre la masse des constituants et la masse totale du noyau, et afin de pouvoir comparer les différents noyaux entre eux on est amené à représenter l'énergie de liaison par nucléon. La figure II-1 présente cette grandeur pour des masses allant de 1 à 270 pour 1832 noyaux.

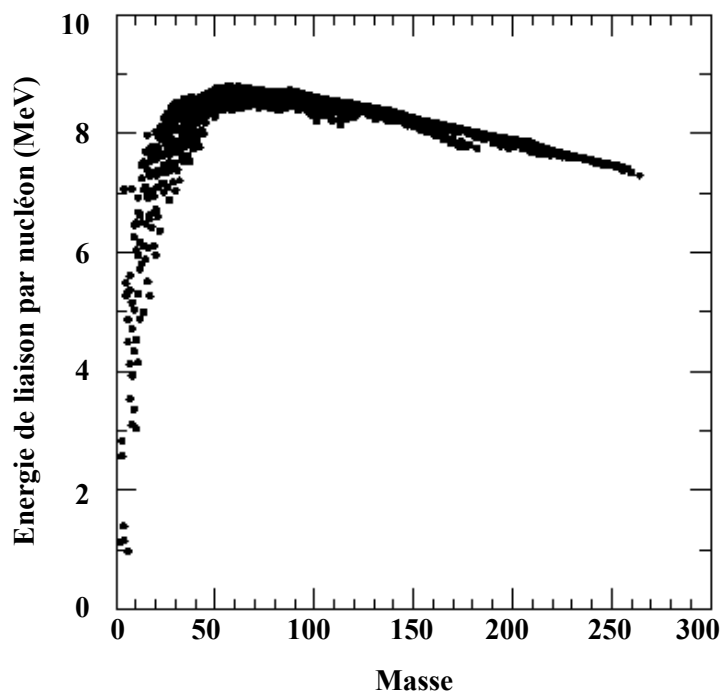


Figure II-1 : Energie de liaison par nucléon pour 1832 noyaux ([Bro02]).

La formule empirique de l'énergie de liaison par nucléon de Bethe et Weizsäcker permet de reproduire assez correctement cette grandeur :

$$\frac{B(A,Z)}{A} = \alpha_1 - \frac{\alpha_2}{A^{1/3}} - \alpha_3 \frac{Z^2}{A^{4/3}} - \alpha_4 \frac{(N-Z)^2}{A^2} + \dots \quad (\text{II.1})$$

Dans cette approche le noyau est représenté comme une goutte liquide sphérique où les nucléons ne voient que ceux qui les entourent. Ainsi le premier terme représente l'augmentation de l'énergie de liaison d'un nucléon entouré de ses voisins, le second est un terme correctif de surface car les nucléons en surface ont moins de proches voisins, le troisième terme exprime la répulsion coulombienne due aux protons, et enfin le quatrième terme prend en compte l'asymétrie proton neutron. Les α_i étant des constantes caractérisant les différents termes, les valeurs reproduisant le mieux l'énergie de liaison sont : $\alpha_1 = 15.56$ MeV, $\alpha_2 = 17.23$ MeV, $\alpha_3 = 0.689$ MeV et $\alpha_4 = 23.285$ MeV. Il faut noter que nous avons omis le terme d'appariement dans l'équation II-1.

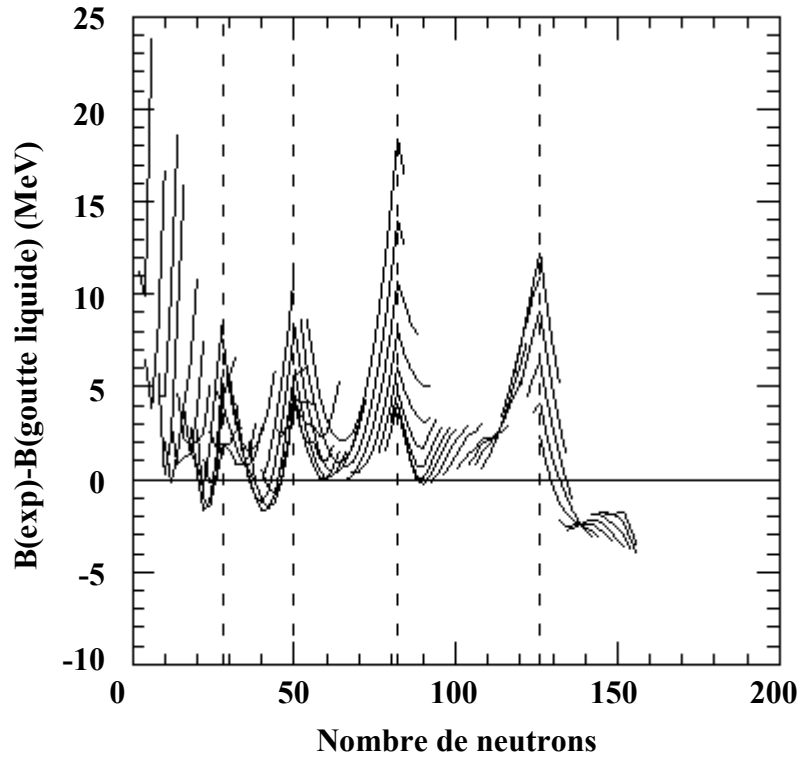


Figure II-2 : Différence entre l'énergie de liaison expérimentale et celle de la goutte liquide pour des noyaux pair-pair en fonction du nombre de neutrons. Les traits présentent les nombres 28, 50, 82, 126 (d'après [Bro02]).

Pour rechercher des effets plus fins de structure nucléaire, on peut regarder la déviation, en fonction de N ou Z, des énergies de liaison par rapport à celles données par la formule de Bethe et Weizsäcker. La figure II-2 présente ces déviations pour des noyaux pair-pair et l'on voit apparaître des nombres pour lesquels l'énergie de liaison semble bien plus importante que les prédictions du modèle de la goutte liquide. Ces nombres : 2, 8, 28, 50, 82, 126 ont été appelé "nombres magiques". Il faut remarquer ici que dans cette introduction des nombres magiques nous avons suivi le chemin historique, et qu'au début des années cinquante la majorité des noyaux qui étaient observés étaient sphériques. Ainsi ces nombres magiques sont ceux des noyaux sphériques.

Les noyaux ayant un nombre de neutrons et/ou de protons correspondant à des nombres magiques ont une énergie de liaison plus grande, ce qui se traduit par le fait qu'il faut fournir plus d'énergie au système si l'on veut rajouter un nucléon. Mais ils présentent aussi d'autres propriétés qui les caractérisent par rapport aux autres noyaux. Prenons par exemple un noyau doublement magique (Z et N sont des nombres magiques), ses premiers niveaux excités sont à une énergie plus élevée que ceux de ses voisins comme s'il fallait d'abord franchir une barrière d'énergie avant de pouvoir exciter le système. Tout ceci laisse supposer que les nucléons sont rangés dans des couches, et que lorsque la couche est pleine il est plus difficile d'exciter les nucléons ; par contre, tant qu'elle n'est pas remplie, les nucléons sont plus "libres" à l'intérieur de la couche. Avec une telle explication les nombres magiques signent le remplissage d'une couche, l'énergie supplémentaire à fournir pour exciter le système provenant de la nécessité de franchir le gap en énergie entre deux couches.

Il apparaît ici une analogie avec la physique atomique où pour un certain nombre d'électrons le système est plus stable et peu réactif : ce sont les "gaz rares" caractérisés par le fait que leur cortège électronique, composé lui aussi de couches, est dans une configuration de couche remplie; mais si l'on prend un système avec un électron de plus ou de moins, on obtient un atome avec une grande réactivité chimique: cette analogie est à la base du modèle en couche nucléaire.

2. Le modèle en couche

Pour suivre l'analogie avec la physique atomique il faut considérer un puits de potentiel dans lequel sont piégés les nucléons ; mais contrairement à la physique atomique, le puits nucléaire est généré par les nucléons eux-mêmes et non par des constituants extérieurs comme le noyau dans le cas du champ moyen atomique. Dans une première approximation on peut considérer un puits ayant la forme de l'oscillateur harmonique ; on voit alors apparaître des nombres "magiques" légèrement différents de ceux observés expérimentalement en physique nucléaire. Par ailleurs les expériences de diffusion d'électrons qui permettent de sonder la densité de charge du noyau montrent que celle-ci a une forme de Woods-Saxon. On peut alors ajouter un terme en $-L^2$ (L étant le moment angulaire) pour courber le puits harmonique et le rapprocher d'un Woods-Saxon. Cependant là encore on ne retrouve pas la bonne séquence de nombre magique. C'est en 1949 que M.G. Mayer et J.H.D Jensen [May49, Jen49] proposent un potentiel pour une particule contenant un terme d'oscillateur harmonique, un terme en $-L^2$ et un terme de spin-orbite qui permet de bien reproduire les nombres magiques au-delà de 28. L'équation II-2 présente ce potentiel, et la figure II-3a l'effet des différents termes:

$$V = V_{o.s.} - DL^2 - f(r)L.S \quad (II.2)$$

Dans cette équation $V_{o.s.}$ est le potentiel de l'oscillateur harmonique, D est une constante, L le moment angulaire, $f(r)$ une fonction radiale et S le spin de la particule.

Ce potentiel à une particule est le point de départ pour le modèle en couche nucléaire. Il représente le champ moyen qui est vu par chaque nucléon et généré par tous les autres. Cette approche concerne, comme nous l'avons dit, les noyaux sphériques qui étaient la majorité des noyaux connus à cette époque. Nous pouvons noter que si l'on change les propriétés de symétrie du champ moyen (par exemple si l'on déforme le noyau) la séquence des nombres magiques sera différente. C'est le modèle de Nilsson présenté à la figure II-3b, on peut voir que

pour certaines déformations des gaps en énergie apparaissent changeant pour les noyaux déformés la séquence des nombres magiques.

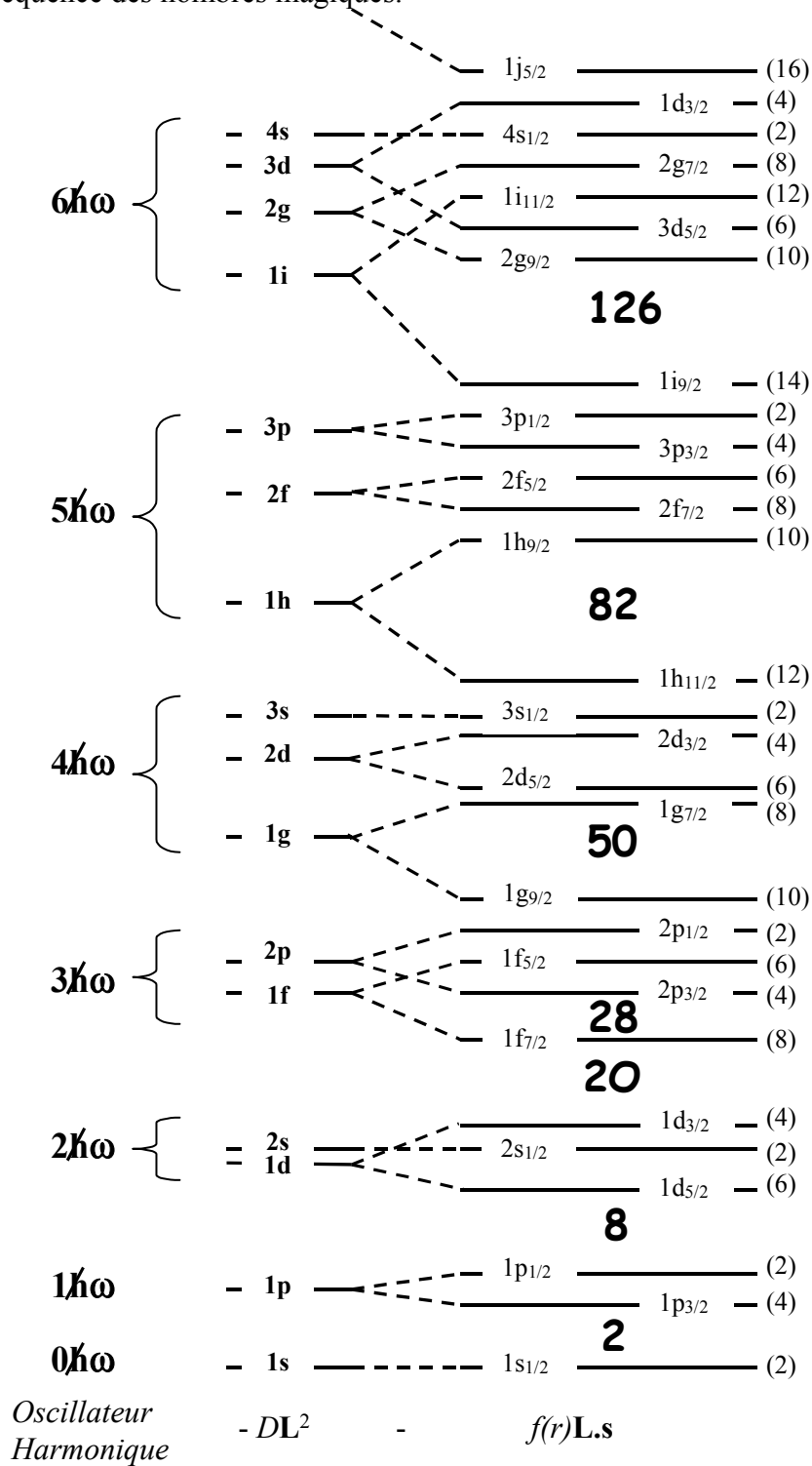
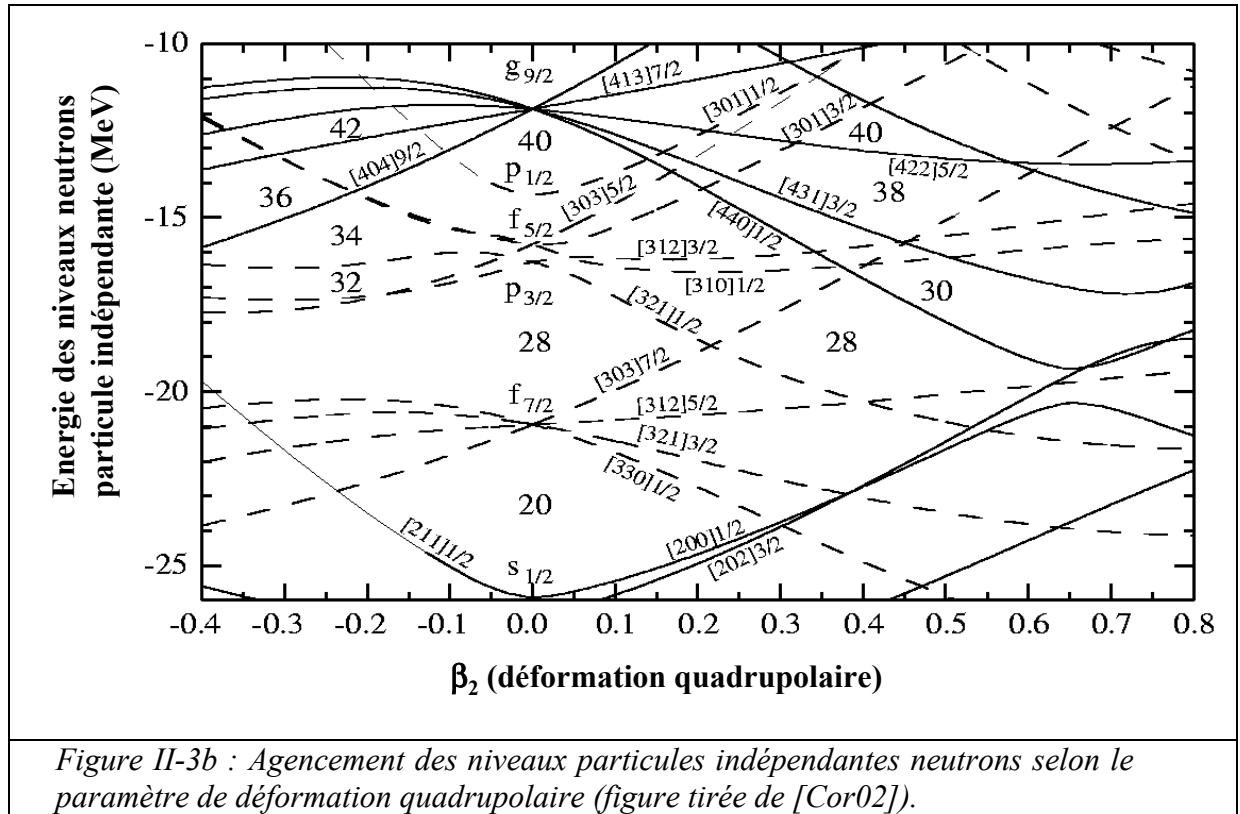


Figure II-3a : Effet des différents termes de l'équation II-2 sur l'hamiltonien de l'oscillateur harmonique sphérique.

Nous présenterons succinctement dans la suite la base des calculs théoriques "modèle en couche" actuels.



Considérons un hamiltonien ($\mathbf{H}$) pour décrire les n nucléons en interaction du noyau ; on peut l'écrire sous la forme :

$$\mathbf{H} = \sum_{i=1}^n \mathbf{T}(\mathbf{i}) + \sum_{i,j=1}^n \frac{1}{2} \mathbf{V}(\mathbf{i}, \mathbf{j}) \quad (\text{II.3})$$

Où les $\mathbf{T}(\mathbf{i})$ sont les énergies cinétiques pour chaque particule et les $\mathbf{V}(\mathbf{i}, \mathbf{j})$ un terme d'interaction à deux corps¹.

Si l'on introduit un nouveau potentiel $\mathbf{U}$ à un corps tel que l'on puisse écrire $\mathbf{H}$ comme $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_1$ avec $\mathbf{H}_1$ le plus petit possible, on obtient :

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_1 = \left(\sum_{i=1}^n \mathbf{T}(\mathbf{i}) + \sum_{i=1}^n \mathbf{U}(\mathbf{i}) \right) + \left(\sum_{i,j=1}^n \frac{1}{2} \mathbf{V}(\mathbf{i}, \mathbf{j}) - \sum_{i=1}^n \mathbf{U}(\mathbf{i}) \right) \quad (\text{II.4})$$

Si l'on choisit correctement $\mathbf{U}$ et que l'on néglige $\mathbf{H}_1$, on se retrouve dans l'approximation des particules indépendantes.

Ce potentiel de base est suffisant pour obtenir des informations globales sur les noyaux ; mais pour obtenir des informations spectroscopiques, il est nécessaire de tenir compte des interactions résiduelles à deux corps des nucléons entre eux. On utilise comme base de travail les fonctions propres données par $\mathbf{H}_0$ et l'effet de $\mathbf{H}_1$ sera de donner des vecteurs propres qui sont des mélanges de ces états à un corps.

¹ On peut rajouter des termes à trois corps ou bien supposer qu'ils sont très faibles si l'on tient compte des libres parcours moyens des nucléons et de la portée de l'interaction ; mais nous voulons juste montrer la méthode pour expliquer comment sont calculés certains résultats théoriques qui seront présentés plus loin.

La partie H_1 responsable de l'interaction à deux corps n'est pas bien connue. Trois méthodes peuvent être utilisées pour déterminer cette interaction [OM02].

1. Elle peut être déduite de QCD (comme une "force de Van-der-Waals" de l'interaction de couleur), mais les calculs de ce type ne sont pas encore assez quantitatifs.
2. Elle peut provenir de potentiels purement phénoménologiques où l'on détermine les éléments à deux corps en cherchant à reproduire des niveaux excités dans une zone de masse donnée. Ces interactions ne sont bien sûr valides que dans la zone où elles ont été ajustées. USD (Universal SD shell interaction), par exemple, est construite sur le fit d'un grand nombre d'éléments de matrice à deux corps déduits de résultats expérimentaux et est l'interaction la plus utilisée lorsque l'on veut reproduire des noyaux dont l'espace de valence se limite à la couche sd [Bro88].
3. La troisième façon est de déterminer l'interaction nucléon-nucléon dans la matière nucléaire à partir des potentiels d'interactions dans le vide déduit d'expériences de diffusion proton-neutron et proton-proton. De tels hamiltoniens, s'ils reproduisent correctement les états spectroscopiques, ne reproduisent pas les propriétés de saturation de la matière nucléaire. Cependant il a été montré, [Zuk96], que si l'on corrige phénoménologiquement la partie monopolaire de ces hamiltoniens, on peut reproduire la spectroscopie des noyaux tout en reproduisant la saturation. Les calculs modèle en couche utilisés dans cette thèse proviennent d'un code utilisant des interactions dérivées de l'interaction nucléon-nucléon par cette méthode, [Cau98].

L'une des limitations d'un tel calcul est purement technique.

Pour conduire ce calcul on définit un espace de valence qui est occupé par les particules. Ainsi si l'on a n couches et i particules, et si l'on suppose que l'on ne range qu'une particule par couche la taille de l'espace est donné par C^n_i . On se rend compte que lorsque l'on augmente le nombre de couche la taille de l'espace de valence devient très vite immense. Ceci produit des matrices de tailles considérables qui demandent des temps de calcul trop important pour les ordinateurs actuels.

L'une des méthodes pour s'affranchir de ce problème consiste à tronquer l'espace dans lequel le calcul a lieu. Prenons par exemple un calcul sur le ^{30}Al . On peut supposer que l'on a un cœur dur de ^{16}O (doublement magique) et ne considérer que les couches majeures où sont présents les neutrons et les protons. Dans cet exemple on a 5 protons et 9 neutrons dans la couche sd . La taille de l'espace de valence complet sera donc le produit de la taille de l'espace protons (C^{12}_5) avec la taille de l'espace neutrons (C^{12}_9), 12 étant le nombre de particule totale que l'on peut placer dans la couche sd^2 . Maintenant supposons que l'on calcule un noyau proche de la couche fp comme le ^{32}Na . On a 11 protons (8 dans le cœur et 3 protons de valence) et 21 neutrons (8 dans le cœur, 12 dans la couche sd et 1 dans fp). Si l'on considère les excitations de neutrons de la couche sd vers la couche fp on se retrouve avec un espace de valence très important en taille avec treize neutrons de valence dans l'espace $sd+fp$. On peut encore tenter de diminuer l'espace de valence en supposant que certaines configurations sont peu probables et ne pas en tenir compte lors du calcul ; on peut par exemple se limiter à la promotion d'un seul neutron de la couche sd vers fp (excitation $1h\omega$) et ne considérer que les

² C'est ici que l'on peut voir l'intérêt de considérer un cœur de ^{16}O car sinon il faudrait multiplier les espaces pour les neutrons et pour les protons par la dimension de l'espace nécessaire pour calculer un ^{16}O .

deux premiers niveaux de la couche fp pour les peuplements de neutrons ($f_{7/2}$ et $p_{3/2}$). Ce genre de troncature permet de réduire l'espace de valence.

Ceci appelle cependant trois remarques:

1. L'approximation qui consiste à considérer un cœur inerte dans le calcul entraîne des erreurs lors du calcul de certaines observables. Pour la détermination du moment magnétique on est obligé d'utiliser des charges effectives pour les neutrons et les protons pour tenter de reproduire les effets de polarisation du cœur.
2. Lorsque l'on fait des troncations de l'espace où l'on diagonalise l'hamiltonien, il faut soit utiliser une interaction qui tient compte de ces troncations, soit corriger les effets des troncations pour l'interaction que l'on utilise. Par exemple lorsque l'on utilise l'interaction USD avec des corrections phénoménologiques [Bro88] on prend implicitement en compte certains effets de l'interaction inter-couche $sd+fp$. Si l'on fait un calcul avec USD étendue à d'autres couches ($sd+fp$ et prenant une interaction pour la couche fp (KB3) et une pour l'inter-couche (Millener et Kurath), on doit corriger l'interaction USD pour ne pas compter deux fois certains effets de l'interaction inter-couches. C'est ce qui est fait dans [Fuk92].
3. Comme le montre E.Caurrier [Cau02] certaines observables peuvent être fortement instables pour une très légère modification de l'une d'entre elles, même si cette modification ne change pas la spectroscopie. Ainsi les prédictions du modèle en couche pour certaines observables (B(E4)) doivent être maniées avec précaution.

Signalons que suite aux recherches théoriques sur la résolution du problème à N corps en mécanique quantique le développement de méthodes utilisant des calculs Monte-Carlo a été aussi utilisé dans le cadre de calcul modèle en couche.

Ainsi une méthode utilisant "Quantum Monte Carlo Diagonalisation" de M. Honma et T. Otsuka a été développée pour des calculs modèle en couche pour donner le Monte Carlo Shell Model, [Ots01]. Le principe est de rechercher de façon stochastique une base de bons vecteurs dans laquelle on diagonalisera ensuite l'hamiltonien. Ceci permet, théoriquement, de tenir compte de tous les types de configurations et évite les troncations. Ces calculs sont cependant limités par la taille de la base de "bon vecteur" que l'on attend car la méthode ne converge que lorsque l'on augmente le nombre de ces bons vecteurs, mais le temps de calcul aussi. Pour qu'un calcul soit réalisable il faut donc que la convergence soit atteinte avant que l'on ait atteint les limites de puissance de calcul des ordinateurs actuels.

Ceci dit, ces différentes techniques, même si elles résolvent le problème des troncations sont toujours tributaires des problèmes de l'interaction utilisée dans le code (point 3 ci-dessus).

Nous avons exclusivement parlé du modèle en couche et de ses différents développements, car les calculs théoriques auxquels nous comparerons nos résultats proviennent de ce modèle. Nous voudrions juste signaler l'intérêt que peuvent apporter les calculs Hartee-Fock dans la compréhension des effets de fermeture de couche dans les noyaux exotiques, comme le montre [Per00] par exemple.

3 Noyaux exotiques

Revenons maintenant aux nombres magiques qui sont l'une des expressions fondamentales des effets gouvernant la structure nucléaire. Grâce au développement d'accélérateurs qui ont permis l'obtention de faisceaux secondaires radioactifs, on a pu étudier des noyaux ayant un degré d'isospin différent de celui des noyaux stables. On s'est ainsi rendu compte que,

contrairement à ce qui était admis, les nombres magiques en neutrons et protons ne sont pas indépendants du nombre de protons et de neutrons respectivement. Des mesures expérimentales mettent en évidence l'affaiblissement de certains nombres magiques et l'apparition de nouveaux dans certaines zones de la carte des noyaux. Ainsi en plus de 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 qui sont des nombres magiques pour les noyaux stables sphériques, 6, 14, 16, 32 et 34 semblent devenir magiques pour d'autres noyaux exotiques légers [Bro02]. Ces modifications des nombres magiques signent des modifications importantes dans la structure du noyau qu'il est intéressant d'étudier.

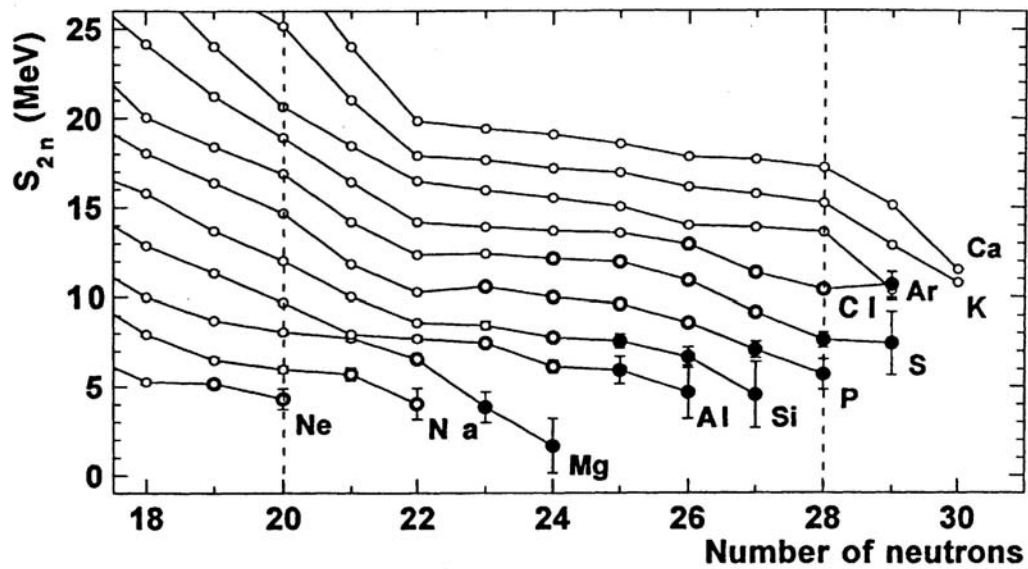


Figure II-4 : Energie de séparation de deux neutrons pour différents isotopes autour de $N=20$ et $N=28$ [Sar00]. On peut noter que le comportement autour de $N=20-22$ est différent pour les isotopes du Ca et pour les isotopes du Mg. L'un a un changement de pente visible $N=22$ (Ca) et l'autre pas

Comme nous l'avons vu l'énergie de liaison moyenne des nucléons dans un noyau magique est plus grande que celle d'un noyau voisin et il est donc en moyenne plus difficile d'enlever un nucléon. Dans le même temps l'ajout d'un nucléon sur une couche supérieure tend à rendre le noyau moins stable que le précédent, il est donc plus facile de lui enlever un nucléon. On peut ainsi avoir une première signature des fermetures de couches en mesurant la quantité d'énergie qu'il faut fournir pour séparer un nucléon du noyau. Pour s'affranchir de la contribution de l'énergie d'appariement, il est plus simple de regarder l'énergie de séparation de deux neutrons (S_{2n}) pour rechercher des signatures de fermeture de couche parmi les noyaux riches en neutrons. La figure II-4 présente les S_{2n} autour de $N=20$ et $N=28$ pour les chaînes isotopiques allant de $Z=10$ à $Z=20$. Si les fermetures de couches sphériques sont présentes on s'attend à un changement de pente dans le S_{2n} à $N=22$ et $N=30$. Comme on peut le voir la fermeture de couche à $N=20$ semble ne pas être présente ou du moins affaiblie pour certains isotopes (Mg, Na, Ne).

3.1 N=20 et autres fermetures de couches

La première mesure de masse des $^{31,32}\text{Na}$ [Thi75] a montré une déviation par rapport à la systématique attendue, ceci étant alors interprété comme le signe d'une modification de la fermeture de couche N=20. Cette modification de l'état fondamental a tout de suite été interprétée par des calculs Hartree-Fock [Cam75], comme provenant d'un état intrus construit par la promotion de 2 neutrons vers la couche fp . Les mesures qui ont suivi sur le ^{32}Mg ont confirmé cette hypothèse. Ainsi le premier niveau excité du ^{32}Mg est à 885 keV [Gui84] ce qui est très bas par rapport à ce qui est attendu pour une excitation au dessus d'un gap en énergie caractérisant un nombre magique, laissant supposer que le gap est soit fortement affaibli soit qu'il a disparu. De même plusieurs mesures de taux de transition $B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)$ ont permis de déduire des informations sur la forme de l'état fondamental du ^{32}Mg . Il a ainsi été montré [Mot95] qu'il avait une forme de cigare (déformation prolate) avec un paramètre de déformation axiale β de 0.512 (44), le paramètre représentant le rapport entre la taille du petit axe sur celle du grand axe.

Parallèlement à ces différentes mesures expérimentales, un grand nombre de travaux théoriques ont été entrepris sur cette région, [War90], [Fuk92], [Uts99], [Pov94], [Ret97], [Cau01] par exemple. Ainsi il a été montré que les calculs modèle en couche ne prenant en compte que la couche sd ne reproduisent pas les phénomènes observés et qu'il faut tenir compte d'états intrus provenant de la couche fp pour bien interpréter cette région. Grâce à ces calculs une première limite de la région où ces états intrus sont le fondamental des noyaux a été établie, [Pov87, War90, Pov94]. Cette région est aussi appelée "îlot d'inversion"³, ou région de déformation car les états provenant de la couche fp sont déformés. Dans [War90] cet "îlot d'inversion" est composé par les noyaux de $^{32,33,34}\text{Mg}$, $^{31,32,33}\text{Na}$ et $^{30,31,32}\text{Ne}$.

Des calculs plus récents comme les expériences tendent à prouver que les bords de cette région sont beaucoup moins francs que ce qui était supposé au début. Il a de même été montré que les phénomènes qui expliquent l'îlot d'inversion sont les mêmes que ceux qui expliquent la différence de 8 unités en Z entre la position de la drip-line pour les isotopes du Néon et pour ceux de l'Oxygène [Uts01].

Le ^{32}Mg est le noyau le plus en haut à gauche de cet "îlot d'inversion". Il est alors intéressant de suivre les isotones N=20 afin de rechercher si les effets qui créent l'îlot d'inversion se manifestent aussi dans la spectroscopie de ces noyaux. Les isotones N=20 sont le ^{40}Ca , le ^{38}Ar , le ^{36}S , le ^{34}Si et le ^{32}Mg . A part le ^{38}Ar (couche $p_{3/2}$ à moitié remplie) les 3 autres sont soit doublement magiques (^{40}Ca), soit présentent des caractéristiques qui montrent qu'ils se comportent comme des noyaux doublement magiques : premiers niveaux excités situés à plus de 3 MeV, forme sphérique, premier 2^+ proche des premiers 3^- ([Endsdf] pour le ^{36}S et [Bau89] pour le ^{34}Si), comme pour les ^{40}Ca et ^{48}Ca qui sont eux doublement magiques. Ces caractéristiques ne se retrouvent pas dans les autres noyaux de la région. On peut juste noter, même si ce n'est pas une explication, que si l'on prend la séquence des couches du modèle en couche classique ces trois noyaux (^{40}Ca , ^{36}S et ^{34}Si) ont une sous couche fermée en protons ($d_{3/2}$, $s_{1/2}$ et $d_{5/2}$ respectivement en plus de N=20 en neutrons).

Suivant une systématique le long de N=20, comme l'on sait que le fondamental du ^{32}Mg est déformé et dominé par des états intrus, on peut s'attendre à obtenir ces mêmes états intrus dans les niveaux excités du ^{34}Si , qui s'intercalerait alors avec les configurations sd du ^{34}Si . Un certain nombre de prédictions théoriques [Cau98, Ibb98, Uts98] suggèrent comme premier niveau excité un 0^+ provenant de ces configurations intruses. Cette thèse consiste, en partie, à

³ Le terme d'îlot d'inversion représentant la région où les configurations dominées par les états intrus ($2\hbar\omega$) sont plus stables que celles construites par $0\hbar\omega$.

analyser une expérience sur la spectroscopie du ^{34}Si pour tenter d'obtenir des informations sur de tels niveaux.

Nous allons maintenant parler succinctement d'autres fermetures de couches.

Revenons à la figure II-4. On peut voir que $N=28$ semble aussi ne pas être un nombre magique pour certains isotopes riches en neutrons. Le comportement des isotopes des Cl, S ou P n'est pas identique à celui du Calcium. Cet affaiblissement a été observé dans différents travaux sur $N=28$: [Sor93, Sar00, Gre03]. L'une des explications avancées serait le couplage spin-orbite qui deviendrait moins important. Ceci est à mettre en parallèle avec le fait que; figure II-3a, c'est le terme spin-orbite qui est à l'origine de l'apparition du nombre magique $N=28$.

De même certaines observations expérimentales laissent supposer que le ^{68}Ni (28 protons et 40 neutrons) serait doublement magique [Lee01]. Il faut remarquer (cf. figure II-3) que $N=40$ est un nombre magique de l'oscillateur harmonique ; ainsi si l'on suppose qu'il y a un affaiblissement du terme en $-L^2$, un gap à $N=40$ peut apparaître. Le terme en L^2 est introduit pour courber le puits harmonique et le faire ressembler à un potentiel de Woods-Saxon. Ainsi un changement dans la densité des neutrons peut expliquer la disparition de ce terme en L^2 et l'apparition du gap à $N=40$. Notons de même que la disparition du terme spin-orbite pourrait expliquer cette apparition.

Pour finir rappelons que les modifications des nombres magiques vont souvent de pair avec des phénomènes de déformation entraînant la présence d'isomère de forme dans les noyaux. Par exemple l'apparition d'un isomère signant une coexistence de forme dans le ^{43}S va de pair avec l'affaiblissement de $N=28$ et la pseudo-fermeture de couche $N=26$ pour les isotopes du soufre [Sar00].

3.2 Techniques expérimentales

Nous présenterons ici rapidement quelques techniques utilisées pour l'étude des fermetures de couches dans les noyaux légers riches en neutrons, le but étant de montrer comment la technique que nous utilisons se situe par rapport aux autres.

Comme nous l'avons déjà vu la masse est l'une des quantités les plus fondamentales de la structure nucléaire. Ainsi la mesure de la masse du noyau, avec une assez bonne précision (de l'ordre de $\Delta M/M$ de 10^{-5}), permet de déterminer le S_{2n} des noyaux mesurés et donne une première idée des modifications de structure qui peuvent apparaître. Ces mesures demandent un taux de production inférieur à la particule par seconde et sont souvent les premières mesures réalisables dans une zone. Une exemple récent peut être trouvé dans [Sar00] qui mesure plusieurs dizaines de noyaux dans les régions $N=20$ et $N=28$, et une revue plus complète des différentes techniques de mesure de masse dans [Orr00].

Deux types de spectroscopie en ligne sont utilisée pour les noyaux que nous étudions. La première est l'excitation coulombienne [Gla98]. Elle consiste à exciter un noyau incident sur une cible lourde (Pb, Au...) et à mesurer les transitions électromagnétiques de désexcitation. On a ainsi accès à deux observables, l'énergie du niveau et le taux de transition ($B(E2)$ pour un noyau pair-pair). L'utilisation de faisceaux à plus hautes énergies permet des mesures avec des taux de production assez faibles ($>10^2$). Une systématique de ce type de mesures dans des régions ciblées [Gla00b] renseigne sur la collectivité/déformation des états peuplés.

Le second type de spectroscopie en ligne est une nouvelle méthode développée récemment au GANIL [Bel01, Sta03] et à RIKEN [Ish01]. Elle consiste à fragmenter le noyau incident sur une cible (C, Be...) et à regarder la désexcitation des états peuplés lors de la fragmentation. Cette technique demande des énergies incidentes de plus de 40 MeV/A mais est utilisable à quelques particules par secondes, on perd par contre l'information du B(E2).

Pour des faisceaux d'assez hautes énergies la technique basée sur la réaction de "knock-out" est aussi couramment utilisée. Si l'on arrive à bien découpler la partie mécanisme de la partie structure, on peut obtenir des informations précises sur la fonction d'onde de la particule éjectée ([Tos02] et [End02]).

La dernière technique que nous présenterons est la décroissance bêta des noyaux pour obtenir des informations sur la structure. On peut ainsi, lorsque les taux de production sont faibles, mesurer simplement le temps de vie du noyau et la probabilité d'émission de neutrons (P_n) [Gui84]. La mesure de l'énergie des gammas qui suivent la décroissance permet de faire la spectroscopie des niveaux liés du noyau fils, les rapports d'embranchements donnant des indications sur les spins-parité, sur le fondamental du père et les niveaux excités du fils. Lorsque les taux de productions sont suffisants et que l'on dispose de multi-détecteurs gamma de haute résolution et efficacité, on peut faire de l'assignement de spin-parité par mesure de multipolarité de transition. Une méthode permettant d'obtenir la spectroscopie des niveaux non liés du noyau consiste à mesurer l'énergie des neutrons émis. Les autres techniques permettant d'atteindre ces niveaux demandent des taux de production bien plus élevés. C'est cette technique qui est utilisée dans le cadre de cette thèse, et nous la présenterons plus en détail dans le paragraphe suivant.

Il est essentiel de noter la complémentarité de toutes ces méthodes qui, utilisées pour une zone de noyaux, permettent d'obtenir des informations essentielles sur les phénomènes de structures agissant dans cette région. Le cas de $N=20$ et plus précisément du ^{32}Mg présenté plus haut en est un bon exemple : tout a commencé par la mesure des masses [Thi73] puis [Det83], ont suivi des expériences de décroissance gamma [Gui84], spectroscopie bêta-neutron-gamma [Klo93], excitation coulombienne [Mot95, Gla98], fragmentation [Bel01] et diffusion inélastique ([Mit02]).

3.3 Spectroscopie bêta-neutron-gamma

La figure II-5 présente la différence entre le Q_β et le S_n pour différentes lignes isotopiques. Comme on peut le voir plus on s'éloigne de la stabilité et plus la fenêtre ouverte pour l'émission de neutrons après une décroissance bêta augmente. Ceci, ajouté au fait que les détecteurs de particules retardées (protons ou neutrons) ont de bien meilleures efficacités que les détecteurs gamma, montre que l'on peut espérer obtenir une spectroscopie des niveaux non liés du noyau fils si l'on mesure l'énergie des neutrons émis. Il faut noter que, pour les noyaux les plus exotiques, ce genre de mesure permet de mesurer la distribution de force GT jusqu'à des énergies de 10 où 20 MeV⁴, permettant de tester les modèles.

Cette méthode a comme principaux avantages :

- d'utiliser la décroissance bêta, qui est un phénomène relativement bien compris,
- de pouvoir être utilisée avec un faible taux de production du noyau (jusqu'à une particule par seconde [Tim01]),
- d'être complémentaire des différentes techniques présentées au paragraphe précédent.

⁴ C'est la décroissance Gamow-Teller qui est fortement dominante pour les noyaux riches en neutrons.

De plus, comme toutes les méthodes utilisant la décroissance bêta, cette technique est utilisable quelle que soit l'énergie du faisceau produit ; on peut donc aussi bien l'utiliser auprès de lignes de production à base de fragmentation du projectile, que auprès d'installations de type ISOL sans avoir besoin de réaccélérer le faisceau.

Le chapitre suivant présente des développements techniques qui ont pour but de permettre d'utiliser cette technique. Le chapitre VI présente l'étude de deux noyaux avec cette méthode.

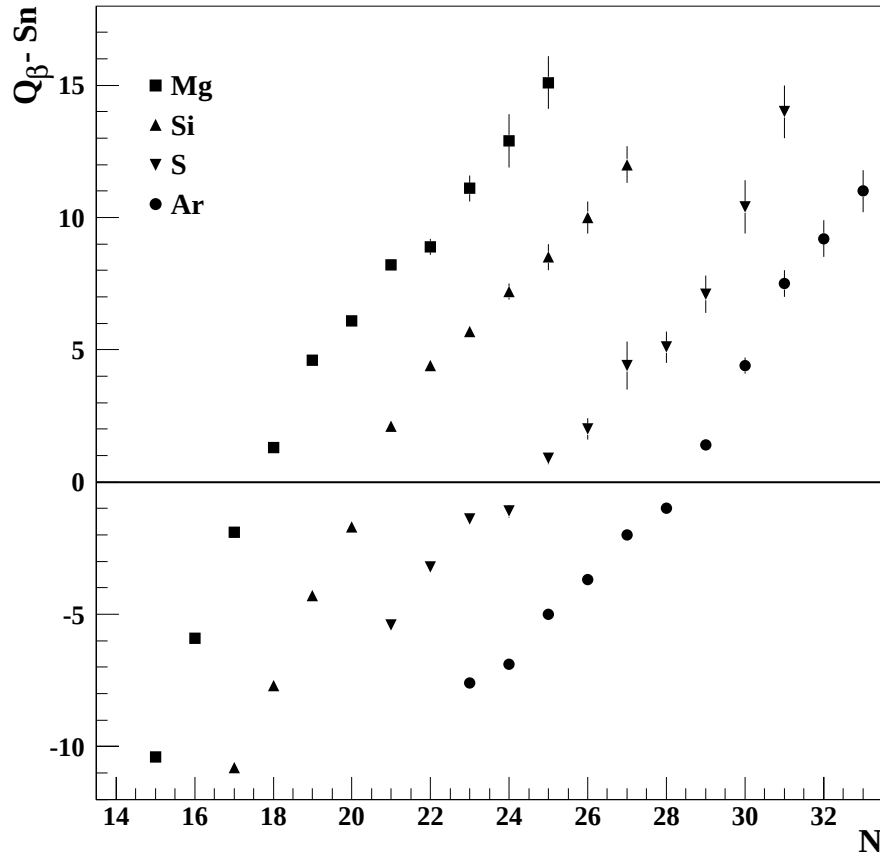


Figure II-5 : $Q_{\beta} - S_n$ pour quelques isotopes autour de $N=20$. Comme nous pouvons le voir dès que le nombre de neutron augmente la fenêtre en énergie ouverte pour l'émission de neutrons croit. Les valeurs des masses sont tirées de [nndc] et les derniers points pour chaque ligne isotopiques proviennent de systématiques.

Chapitre III : Présentation et améliorations de TONNERRE

1 Présentation du détecteur

1.1 Cahier des charges

La construction du multi-détecteur TONNERRE a fait l'objet d'une thèse [Mar98], nous présenterons ici l'approche qui avait été suivie pour définir les caractéristiques de TONNERRE.

Au chapitre II nous avons vu différentes techniques expérimentales pour étudier les effets de couches dans les noyaux exotiques. L'une de ces techniques est l'utilisation de la radioactivité bêta-nucléon retardé pour obtenir des informations spectroscopiques sur les noyaux d'intérêt. Pour utiliser efficacement cette méthode il faut être capable de mesurer précisément l'énergie des différentes particules émises et de déterminer les coïncidences entre ces particules.

Ceci demande donc, si l'on s'intéresse aux noyaux riches en neutrons, d'être capable de :

- 1 détecter les bêtas
- 2 mesurer l'énergie de gammas dans une gamme de 10 keV à 5-6 MeV avec une bonne résolution (~ 2 keV à 1 MeV)
- 3 mesurer l'énergie de neutrons dans une gamme de 10 keV à 5-6 MeV avec une bonne résolution (30 à 50 keV à 1 MeV)
- 4 avoir une statistique suffisante pour pouvoir réaliser des coïncidences entre toutes ces particules.

Le point 4 rend obligatoire une très grande efficacité. En effet si pour établir le schéma de niveaux on a besoin de faire des coïncidences β - γ -n ou β - γ - γ ou β -n-n (cf. Chap. II), l'efficacité sera le produit de l'efficacité de détection de chaque particule. La grande efficacité totale requise force l'ensemble de détection à couvrir au mieux l'angle solide.

Comme il n'existe pas un matériel capable de détecter simultanément, et avec une bonne résolution et efficacité, des neutrons et des gammas, la réponse aux points 2 et 3 oblige l'ensemble de détection à être modulaire. On peut ainsi coupler différents types de détecteurs pour détecter, soit les gammas, soit les neutrons.

La réponse à ce cahier des charges a été d'utiliser comme détecteur gammas des détecteurs existants, des modules germaniums d'EXOGRAM et LEPS (Low Energy Photon Sensor) utilisés dans différents laboratoires et de développer un détecteur neutrons de très haute efficacité pour qu'il soit capable, même à faible taux de noyaux produit, d'observer des coïncidences neutrons-neutrons. La gamme d'énergie que doit couvrir ce détecteur ira de quelques centaines de keV à quelques MeV avec une résolution de quelques dizaines de keV. Cela doit être, bien évidemment, un ensemble modulaire ce qui, en plus de permettre l'ajout de détecteurs gamma, permettra l'ajout, si besoin, de détecteurs sensibles à des neutrons de plus basses énergies. Ce dispositif doit aussi être facilement transportable pour pouvoir être utilisé sur différents sites expérimentaux (GANIL et ISOLDE par exemple).

En plus des caractéristiques déjà citées, si l'on veut pouvoir étudier des coïncidences neutron-neutron, il faut une certaine granularité, un temps de réponse assez rapide et une bonne couverture de l'angle solide. Parmi les multiples techniques développées pour détecter des neutrons, [Kno, Til] pour une présentation quasi-exhaustive de ces différentes techniques la solution retenue est un multi-détecteur à base de scintillateur plastique. En effet les avantages du scintillateur plastique sont :

- sa rapidité de réponse, quelques nanosecondes
- la possibilité d'obtenir de bonne efficacité (qui peuvent atteindre 80%[Aoi02]), car les sections efficaces n-H sont importantes à ces énergies cf. §1.2)
- la possibilité de réaliser des détecteurs de grand volume (le détecteur pouvant servir lui-même de guide de lumière).

La nécessité de mesurer l'énergie des neutrons impose de mesurer le temps de vol des neutrons entre leur émission et leur détection. Ceci est réalisé par l'implantation du noyau radioactif dans un dispositif capable de détecter le bêta de décroissance émis en coïncidence donnant le start au temps de vol neutron, le stop étant donné par le détecteur neutron lui-même.

Pour la gamme de quelques centaines de keV à quelques MeV les neutrons peuvent être considérés comme non-relativistes et on obtient l'énergie par la relation:

$$E = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m \frac{d^2}{t^2} \quad (III-1)$$

Où d est la base de vol et t le temps mesuré. La résolution en énergie du détecteur dépendra donc de la résolution que l'on peut obtenir sur le temps et de l'incertitude sur la base de vol. Avec une électronique classique la résolution en temps est de l'ordre de la nanoseconde [Mar98]. Pour ce qui est de la résolution liée à l'incertitude de la base de vol elle dépendra du rapport de la base de vol avec l'épaisseur du scintillateur. Bien évidemment l'efficacité de détection est directement liée à l'épaisseur du plastique. Donc si l'on veut conserver une bonne résolution en énergie et une grande efficacité il vaut mieux que la base de vol soit grande et le plastique épais. Le problème est que si l'on veut couvrir une bonne portion de 4π à une grande distance avec un plastique assez épais le volume devient très important, donc le coût de revient aussi. Pour faire un compromis il a été décidé que la base de vol sera de 120 cm et l'épaisseur de scintillateur de 4 cm.

Il restait encore à définir la géométrie. Comme nous l'avons vu précédemment la granularité est importante pour faire des coïncidences et il est préférable d'avoir le plus grand nombre de modules pour une même couverture angulaire. Comme ces modules sont des scintillateurs

plastiques il faut les coupler avec des photomultiplicateurs. La multiplication des modules entraînant la multiplication des PM et donc l'augmentation du prix du détecteur un compromis a aussi été réalisé : il a été décidé de construire un ensemble de détection composé de 32 lattes courbes, chacune vue par 2 photomultiplicateurs. La courbure des lattes assure l'équidistance des points d'interactions des neutrons avec le plastique d'implantation, c'est à dire la même base de vol. La taille de ces lattes a donc été fixée à : 160 cm de long 20 cm de large et 4cm d'épaisseur. Ces lattes montées ressemblant à un tonneau (cf. fig. III-1), TONNERRE (TONneau pour NeutRons Retardés) est né en 1998, ([But00]).

Le nombre de modules permet de positionner jusqu'à 28 lattes dans une première couronne, et de superposer les lattes restantes pour augmenter l'efficacité. L'ensemble de détection ainsi composé peut couvrir 45% des 4π .

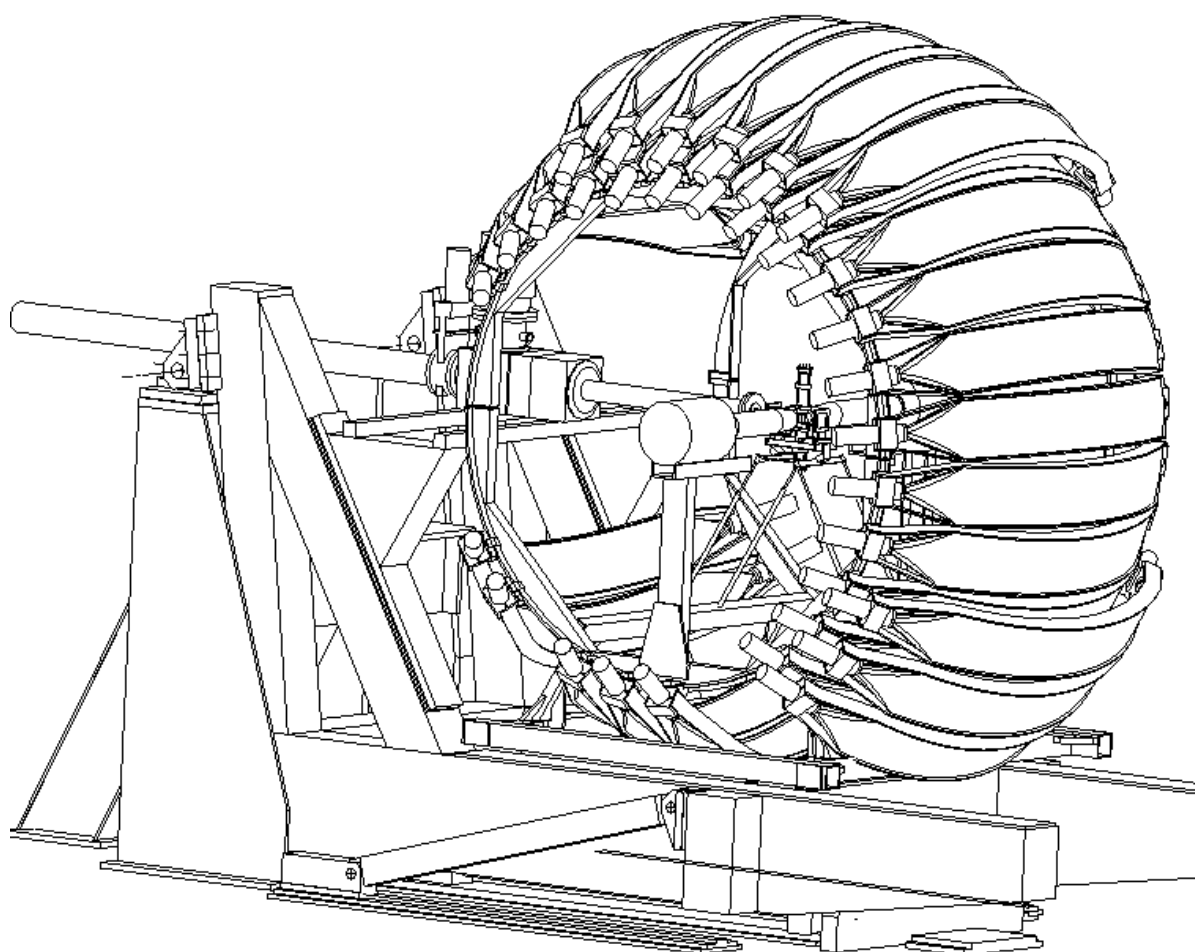


Figure III-1 : Vue de TONNERRE avec 32 lattes sur la plate-forme LISE du GANIL en novembre 1998 lors de l'expérience de test.

1.2 Scintillateurs comme détecteur de neutrons

Des nombreuses revues sur les différents types de scintillateurs (cristaux organiques, scintillateurs organiques non cristallins, scintillateurs inorganiques, verre scintillant etc...) peuvent être trouvés dans la littérature [Kno,Til]. Nous nous contenterons ici de rappeler les notions sur le fonctionnement d'un scintillateur plastique dont nous aurons besoin par la suite, ainsi que quelques remarques sur leur utilisation en tant que détecteur de neutrons.

L'utilisation de composés organiques (principalement autour de composés aromatiques) comme détecteur scintillant en physique remonte à la fin des années 40 avec les travaux de Kallman, Bell et Birks (ref. 1, 2 et 3 de [Bro79]) etc.. Dès le début les trois types de scintillateurs organiques ont été étudiés :

1. les cristaux organiques (naphtalène, stilbène ou anthracène) qui sont moins utilisés aujourd'hui car l'émission de lumière, bien que très importante, n'y est pas isotrope
2. les scintillateurs plastiques binaires ou ternaires, dopés ou non, toujours couramment utilisés car faciles d'emploi
3. les scintillateurs liquides binaires ou ternaires, dopés ou non, moins simples d'utilisation mais permettant de discriminer les neutrons des gammas (voir plus bas).

Dans les années qui ont suivi de nombreux travaux ont été menés pour comprendre les phénomènes de scintillation dans les composés organiques. En 1964 J.B. Birks [Bir64] a fait une revue complète de "l'état de l'art" des scintillateurs. Une autre revue plus récente a été faite par F.D.Brooks ([Bro79]) sur les travaux réalisés depuis 1964 sur le fonctionnement des scintillateurs organiques, surtout pour ce qui concerne les scintillateurs à base de composés binaires ou ternaires.

L'explication simple que l'on trouve dans les références [Til, Kno, Bla, Leo] n'est pas suffisante, comme nous le verrons par la suite, pour expliquer nos observations. Donc, pour cette raison, nous nous proposons d'aller un peu plus loin que l'explication "classique" de la scintillation. La majorité des points abordés dans les deux sections suivantes sont tirés de [Bro79].

1.2.a Phénomène de scintillation et temps d'émission dans les scintillateurs organiques

- **cas d'un composé simple (scintillateur cristallin)**

Lorsqu'une particule chargée traverse le scintillateur elle dépose une certaine quantité d'énergie dans le composé. Comme il a déjà été précisé les scintillateurs organiques sont faits à partir de chaînes aromatiques dont les molécules de benzène ont des électrons π qui sont fortement délocalisés. Lorsqu'une particule chargée traverse le scintillateur elle excite ces électrons π et le phénomène de scintillation provient des différents modes de désexcitation radiative de ces molécules.

La figure III-2 présente les différents effets qui produisent de la lumière dans le scintillateur.

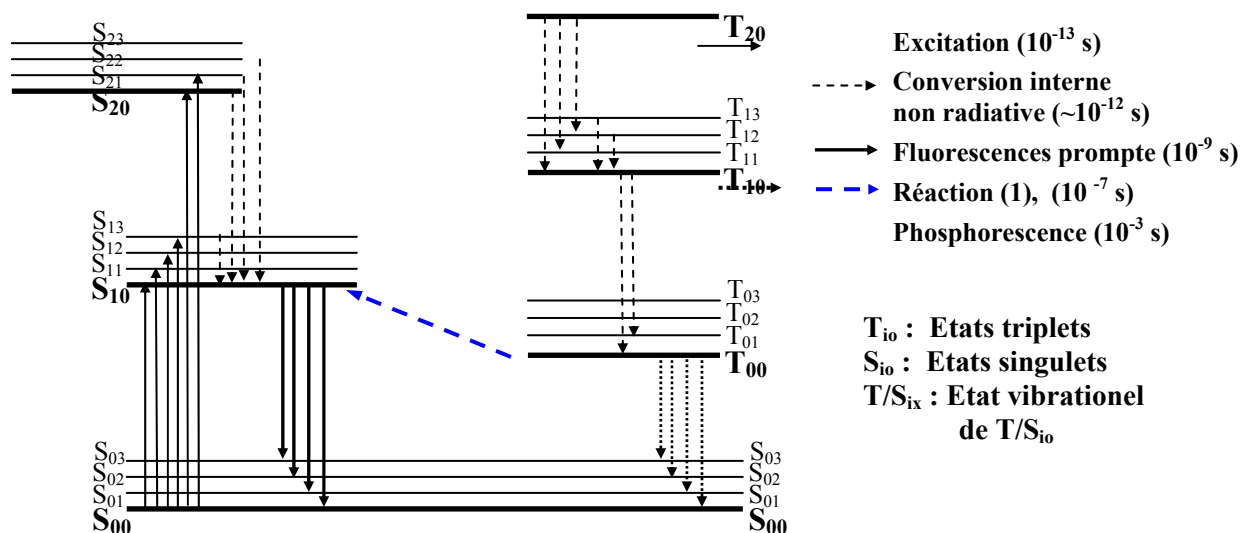


Figure III-2 : Schéma d'excitation et de désexcitation des différents états moléculaires d'un soluté à base de benzène. Les niveaux S sont les états singulets et les niveaux T les états triplets. Un niveau noté T_{ij} (ou S_{ij}) est le $j^{\text{ème}}$ état vibrationnel construit sur le $i^{\text{ème}}$ état triplet (ou singulet).

Une excitation des molécules du composé se traduira par le peuplement des niveaux excités (S_{1X} ou S_{2X}) qui se désexcitent très rapidement, et de façon non radiative, principalement en dissipant l'énergie par des phonons dans la matière, vers l'état S_{10} . Ce dernier se désexcite, le plus souvent de façon radiative, vers les états S_{0X} . Il faut noter que les photons générés par la désexcitation radiative ont, le plus souvent, une énergie différente de celle nécessaire à l'excitation de la molécule ($E(S_{10}-S_{0X}) \neq E(S_{00}-S_{1X})$). Ce phénomène (appelé décalage de Stokes) rend le scintillateur plastique transparent à sa propre lumière. Cette désexcitation de l'état S_{10} vers les états S_{0X} est responsable de la fluorescence prompt du scintillateur, son temps caractéristique est de l'ordre de quelques nanosecondes (ns) pour la majorité des composés organiques. Lors d'une excitation on peut parfois peupler les états triplets T_{YX} qui se désexciteront de façon non radiative vers l'état T_{10} . La désexcitation des états triplets est responsable de la phosphorescence des scintillateurs. Cette désexcitation étant fortement interdite par des règles de sélection, la phosphorescence a un temps caractéristique assez long (de l'ordre de la milliseconde). Si le nombre de molécules peuplées dans l'état triplet est assez important on peut avoir des réactions de type :



Le temps caractéristique de ces réactions est théoriquement de quelques centaines de nanosecondes. La désexcitation radiative du S_{10} qui va suivre provoquera l'émission d'une lumière qui aura les mêmes caractéristiques spectrales que celle de la fluorescence prompte mais qui sera retardée de quelques centaines de nanosecondes, c'est ce que l'on nomme la fluorescence retardée.

Nous sommes toujours dans le cadre d'un composé organique simple (cristaux d'anthracène par exemple) et nous avons trois temps caractéristiques pour l'émission de la lumière après une excitation:

- La fluorescence rapide, quelques nanosecondes,
- La fluorescence retardée, de l'ordre de la centaine de nanosecondes,
- La phosphorescence, de l'ordre de la milliseconde,

Intéressons nous maintenant aux rapports d'intensité entre les deux composantes de la fluorescence.

En effet lorsque l'on s'intéresse au scintillateur organique comme détecteur de particule, la phosphorescence survient trop longtemps après une excitation pour être utile. Ce qui provoque les excitations dans le composé ce sont les déplacements de particules chargées. Il peut s'agir d'une particule incidente chargée (électrons, ions lourds...). Dans le cas de particules neutres, c'est l'interaction dans le milieu qui provoque le recul de particules chargées, ainsi les photons transféreront une partie de leur énergie à des électrons et les neutrons feront reculer des protons ou carbones (ce qui nous intéresse pour l'étude de TONNERRE).

La particule en mouvement ionisera fortement les zones du scintillateur où elle interagira, provoquant des réarrangements moléculaires, de fortes ionisations, etc... Parmi ces "dégâts", il y aura l'apparition de centres inhibiteurs et certains ions vont, après le passage de la particule, se recombiner entre eux. Le nombre de centres inhibiteurs dépend de la capacité d'ionisation de la particule (i.e. de sa perte d'énergie par unité de distance : dE/dX), alors qu'il semble que le nombre de recombinaisons d'ions qui auront lieu ne dépende que de l'énergie totale déposée dans le scintillateur. Cette recombinaison est assez importante car c'est l'un des phénomènes qui va favoriser le peuplement des états triplets : en effet lors d'une recombinaison l'ion créé peuplera trois fois sur quatre un niveau excité de spin 1, c'est à dire un état T_{IX} (figure III-2), ce qui favorise la composante lente du signal.

Pour ce qui est des centres inhibiteurs, leurs deux caractéristiques sont : leur disparition assez rapide (par réorganisation du milieu scintillant) et le fait qu'ils empêchent les transitions $S_{IX} \rightarrow S_{10}$ de se produire en ouvrant d'autres canaux de désexcitation. Comme la durée de vie de ces agents est assez courte (quelques 10^{-10} s) ils auront disparu lors des recombinaisons d'ions dont la lumière émise ne sera donc pas inhibée. Ainsi pour une même énergie déposée dans le scintillateur deux particules avec des dE/dx très différents auront, en première approximation, la même composante lente mais des composantes rapides différentes en raison de la présence de centres inhibiteurs plus important pour la particule ayant un dE/dx élevé.

Illustrons cet effet par un exemple.

Considérons deux types de particules distincts **a** et **b**, qui interagissent dans un plastique et supposons :

1. que le nombre de centres inhibiteurs créés dans une substance donnée dépende linéairement du dE/dx (avec un facteur 4 pour l'exemple, c'est à dire que pour une unité arbitraire de dE/dx 4 centres inhibiteurs sont créés)
2. que pour les particules **a**, le dE/dx soit de 10, et le dE/dx des particules **b** il soit de 2 (en unités arbitraires)
3. que les deux particules aient laissé autant d'énergie dans le milieu
4. que toutes les excitations d'états triplets conduisent à de la lumière retardée

De même nous supposerons que tous les états S_{10} se désexcitent de façon radiative.

Le but est maintenant de calculer le rapport de photons émis provenant de la fluorescence prompte sur ceux produit par la fluorescence retardée, que nous nommerons respectivement composante rapide et composante lente. Le tableau III-1 présente le peuplement du niveau S_{10} lors des premiers instants de la réaction. La ligne A_1 rappelle l'hypothèse 2 ci dessus. Le nombre de niveaux S_{IX} peuplés est proportionnel à l'énergie déposée et selon l'hypothèse 3 le même pour les deux particule (ligne B_1). L'hypothèse 1 nous donne le nombre de centre inhibiteurs crée pour ces deux particules (ligne C_1). Le peuplement final de S_{10} provient des désexcitations des niveaux S_{IX} qui n'ont pas été gênée par des centres inhibiteurs. C'est la ligne D_1 , dans une première approximation la différence entre le nombre d'états S_{IX} créé avec le nombre de centre inhibiteur présents.

	Particule a	Particule b
$A_1: dE/dx (h2)^1$	10	2
$B_1: \text{Nombre d'excitation } S_{IX} (h3)^1$	100	100
$C_1: \text{Nombre de centre inhibiteurs créés } (h1)^1$	40	8
$D_1=B_1-C_1 : \text{Peuplement de } S_{10}$	60	92

*Tableau III-1 :
peuplement du
niveau S_{10} dans les
premiers instants
de la réaction.
Voir texte pour
explication.*

1 : hX fait référence à l'hypothèse X ci-dessus

Ceci ce passe dans les 10^{-10} s qui suivent l'excitation. Il va ensuite y avoir recombinaison d'ions et de la lumière émise suite à ce phénomène. Ceci est présenté au tableau III-2. Comme nous l'avons dit le nombre d'ions qui vont se recombiner ne dépend (en première approximation) que de l'énergie déposée dans le milieu, donc l'hypothèse 3 nous dit que pour les deux types de particules le nombre d'ions recombinaisons sera le même (ligne A_2). Lors de la recombinaison nous avons vu que les niveaux S_{IX} sont peuplés une fois sur quatre, ceci donne la ligne B_2 . Les autres fois on peuple un état triplet T_{IX} , ligne D_2 . Ces niveaux S_{IX} et T_{IX} vont se désexciter en S_{10} et T_{10} respectivement, ce qui est noté à la ligne C_2 et E_2 . Le nombre total de niveau S_{10} peuple est donc la somme des lignes C_2 et D_1 . Comme nous l'avons vu c'est la décroissance de ces états qui va donner la fluorescence prompte. De même l'hypothèse 4 nous dit que tous les niveaux T_{10} peuplés donneront de la lumière retardée (cf ci

dessus). Ceci permet de calculer le résultat de la ligne F_2 c'est à dire le nombre de photons émis provenant de la composante rapide sur ceux provenant de la composante lente.

	Particule a	Particule b
A_2 : Nombre d'ions recombinaibles	40	40
B_2 : Nombre de niveaux S_{IX} peuplés	10	10
C_2 : (décroissance de B_2) : Repeuplement de S_{10}	10	10
$D_2=A_2-B_2$: Niveaux T_{IX} peuplés	30	30
E_2 : (décroissance de D_2): Peuplement T_{10}	30	30
$F_2=D_1+C_2$: Peuplement S_{10} total	70	102
Rapport composante rapide/composante lente	2.33	3.4

Tableau III-2 : suite du tableau III-1, calcul du nombre de photon émis suite à la recombinaison d'ion dans le scintillateur. Voir texte pour explication.

a énergie déposée dans le milieu

On voit donc bien apparaître une différence dans le rapport entre composante lente et composante rapide pour les deux types de particules ; elle est liée à leurs différents pouvoir d'ionisation. Les deux particules de notre exemple pourraient très bien être des protons (particule **a**) et des électrons (particule **b**).

Ce phénomène est à la base de la discrimination de particules par la forme du signal (PSD, Pulse Shape Discrimination) dans les scintillateurs organiques. Nous arrivons donc à un spectre en temps d'émission comme celui montré dans la figure III-3.

Bien évidemment pour que la composante lente apparaisse il faut que la réaction 1 puisse avoir lieu, donc que la concentration d'états T_{10} soit assez importante localement. Généralement les particules ionisantes (électrons ou ions) créent des zones de forte ionisation dans le scintillateur (le long du parcours pour un ion, ou bien des zones localisées pour un électron assez énergétique) où la réaction 1 peut avoir lieu entre les états T_{10} présents.

▪ cas d'un composé binaire ou ternaire

Les composés organiques non cristallins sont souvent des composés binaires ou ternaires. Ils se présentent sous deux formes, soit solides/plastiques (facile à mettre en œuvre et permettant de réaliser des détecteurs de grands volumes), soit liquides, ces derniers ont généralement de très bonnes caractéristiques pour ce qui est de la PSD. Il y a donc une matrice (solvant) dans laquelle sont dissous un ou deux solutés :

- **Le solvant** : du toluène pour les scintillateurs liquides, des composés à base de styrène ou de polyvinyltoluène pour les plastiques ; c'est dans le solvant que les particules incidentes vont déposer leur énergie.

- **Le soluté primaire** : c'est aussi un composé organique à base de chaîne aromatique, il sert à récupérer l'énergie du solvant pour ensuite émettre de la lumière.
- **Le soluté secondaire** : c'est encore un composé organique, souvent nommé "wave length shifter" (WLS) qui sert à décaler la longueur d'onde de la lumière émise par le soluté primaire vers de plus grandes longueurs pour diminuer l'absorption de la lumière par le soluté primaire et par le solvant, tout en rendant le spectre d'émission du scintillateur plus en adéquation avec les fenêtres d'entrées des photocathodes des photomultiplicateurs.

On peut aussi rajouter des dopants dans les scintillateurs, par exemple du Bore ou du Gadolinium si on veut détecter des neutrons après thermalisation dans le scintillateur [Nor01].

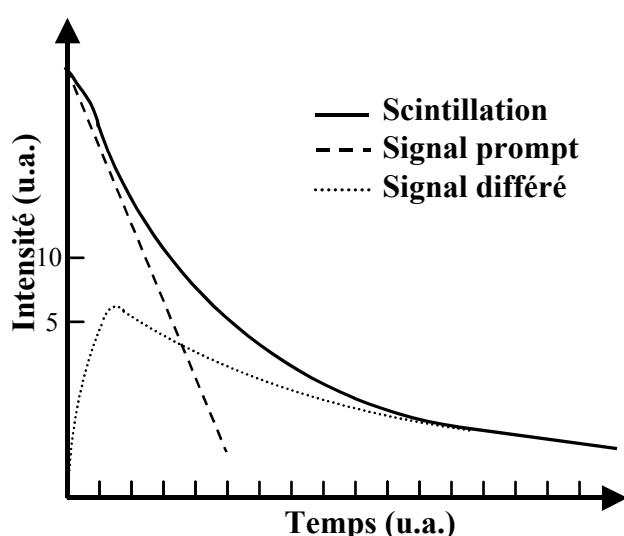


Figure III-3 : Représentation schématique du temps de désexcitation d'un scintillateur organique simple avec une composante rapide et une composante lente (d'après [Vol68]).

Les solvants couramment utilisés pour les scintillateurs ont une faible fluorescence rapide (le transfert $S_{I0} \rightarrow S_{0X}$ se fait le plus souvent de façon non radiative). Ainsi, lorsqu'une particule chargée interagit, elle excite les molécules du solvant comme expliqué dans le cas d'un composé simple. Le but du soluté secondaire est alors de récupérer, après les premières désexcitations, l'énergie des états excités du solvant S_{I0} et T_{I0} . Ceci est possible car les états S_{I0} et T_{I0} du soluté primaire (que nous noterons spS_{I0} et spT_{I0}) ont une énergie plus faible que ceux du solvant. Il y aura donc dans le scintillateur des réactions :



La façon dont ces deux réactions ont lieu est différente dans le cas d'un plastique ou d'un liquide. Dans le liquide (si la viscosité n'est pas trop grande ce qui est le cas des liquides utilisés comme solvants), ces réactions auront lieu par "rencontre" des molécules excitées du solvant avec les molécules du soluté. Pour ce qui est des plastiques, comme les molécules sont fixes dans le composé, ce transfert se fera par une interaction non radiative à longue portée [För49]. Dans les deux cas on aura l'apparition d'une nouvelle composante dans le spectre en temps d'émission de la fluorescence du composé. En effet pour un composé simple (cf. fig.

III-3) le temps entre la première excitation et le peuplement des niveaux S_{10} et T_{10} est très rapide comparé au temps de décroissance de ces niveaux. Ici il faut rajouter un temps de "monté du signal" lié au temps de transfert d'énergie entre les deux composés. De plus si le scintillateur qui nous intéresse est un composé ternaire (avec un "wave length shifter") il y a de même un temps qui se rajoute, celui du peuplement et de la décroissance du soluté secondaire (WLS). Des études complètes de ces phénomènes ont été faites par [Vol68]. Ainsi le temps de montée n'est pas le même pour un liquide que pour un plastique, le transfert d'énergie du solvant au soluté primaire ne se faisant pas de la même façon.

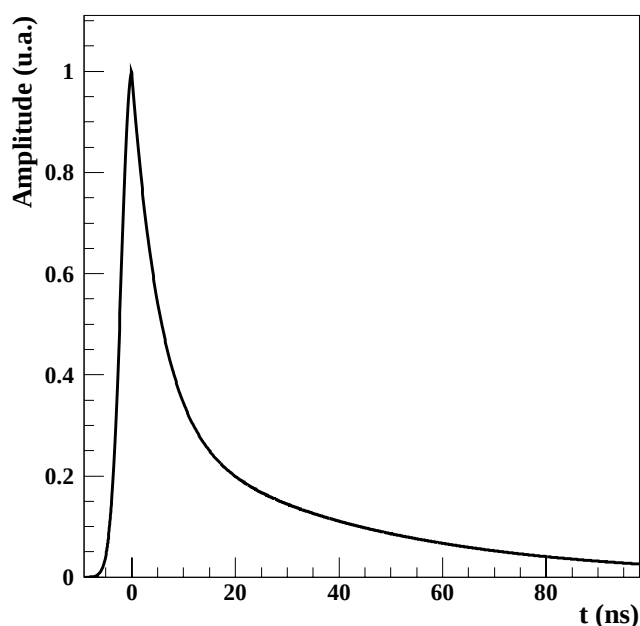


Figure III-4 : Spectre schématique du temps d'émission pour un plastique ternaire. On peut voir les deux composantes de décroissance.

De façon plus pragmatique pour ce qui nous intéresse on sait donc que l'on peut s'attendre à un spectre en temps d'émission de la lumière du plastique dont est composé TONNERRE du type de celui représenté à la figure III-4. Il est par contre très compliqué de trouver les valeurs des différents paramètres. Pour ce qui est du temps de montée : Monzysynski et Bergston [Moz77] ont montré qu'il pouvait être reproduit par une gaussienne, pour le temps de fluorescence rapide tout le monde s'accorde à dire que c'est une exponentielle décroissante. Ces deux composantes semblent être bien connues pour le plastique de TONNERRE, le BC400 (anciennement NE102A): $\sigma=0.7$ ns et $\tau_1=2.54$ ns ([Bic,Leo,Kno] etc..). La composante lente semble moins bien connue. [Vol68] ont montré que ce n'était pas simplement une exponentielle décroissante, mais qu'en première approximation on pouvait la paramétriser ainsi. Pour les cristaux organiques ou pour les composés simples elle est supposée être de quelques centaines de nanosecondes ([Til,Bla]). Pour les liquides fréquemment utilisés pour faire de la discrimination neutron-gamma, elle est assez bien paramétrisée pour le NE213 (BC501), par exemple, le constructeur donne trois valeurs pour le temps de réponse (incluant la constante rapide) : 3.16, 32.3 et 270 ns.

Un problème similaire apparaît lorsque l'on cherche dans la littérature le rapport entre les composantes lente et rapide pour différentes particules. Le Leo ([Leo]) fait référence à un rapport de ces deux composantes, pour le stilbène, pour différentes particules : 35% de composante lente pour un électron, 54% pour un proton et 65% pour une particule alpha. Il est aussi dit dans la littérature ([Leo,Nor01]) que le rapport entre les deux composantes dépend de l'état du scintillateur et de la température et qu'il peut très bien être différent pour deux

détecteurs identiques. Nous verrons par la suite que ce rapport et les temps de décroissance jouent un rôle important dans l'explication de la forme des spectres en temps de vol obtenus par TONNERRE.

1.2.b Quantité de lumière déposée dans un scintillateur

Intéressons nous maintenant à la quantité de lumière produite dans un scintillateur pour une particule incidente d'une énergie donnée. Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, le nombre de centres inhibiteurs qui apparaît dépend de la capacité d'ionisation de la particule. Ainsi la quantité de lumière produite n'est pas directement proportionnelle à la perte d'énergie par unité de longueur, le dE/dx . C'est à partir de cette remarque que Birks ([Bir64]) a proposé la formule au début des années 50 :

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad (III-2, \text{ loi de Birks})$$

Avec L la quantité de lumière et S un constante, le terme kB représente la perte liée aux centres inhibiteurs. Une approche au second ordre a ensuite été proposée par Chou [Bro79] :

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx} + C \left(\frac{dE}{dx} \right)^2} \quad (III-3, \text{ loi de Chou})$$

Le terme C correspondant à un terme correctif, pour tenter de mieux reproduire les données expérimentales. Il existe des approches différentes mentionnées dans [Mou95] et [Bro79], les lois de Wright et Blanc. Toutes ces approches ont deux points communs : si l'on suppose que dE/dx est très faible, elles tendent vers la loi de Birks et de plus elles supposent toutes que la quantité de lumière générée par une particule incidente sur une distance donnée ne dépend que du pouvoir d'ionisation de la particule, donc que les dL/dx de toutes les particules sont sur une même courbe en fonction de dE/dx . Il faut noter que dans certaines références tentant mesurer les paramètres de la loi de Chou par exemple ([Nor01, Mou95]), cette supposition commune est oubliée puisque les auteurs tentent de déterminer un jeu de paramètres S , kB et C pour chaque type de particules (contrairement à ce qui est fait dans [Cra70] par exemple).

Voltz [Vol68] a développé une approche beaucoup plus précise, non semi-empirique, qui tient compte des différents modes de production de lumière au sein du scintillateur, mais elle fait appel à beaucoup de paramètres provenant de la chimie du scintillateur et elle n'est pas simple d'utilisation.

Pour ce qui concerne TONNERRE, comme on le verra par la suite, on utilise une information sur la charge déposée par les neutrons. Contrairement à ce qui est dit dans [Mar98] ou [Tim01] si le dE/dx est très faible, par exemple pour un électron, on peut pratiquement supposer une dépendance linéaire de la quantité de lumière L en fonction de l'énergie déposée :

$$\frac{dL}{dx} = S \frac{dE}{dx} \Leftrightarrow L = SE + L_o \quad (III-4, \text{ cas } dE/dx \sim 0)$$

Avec Lo une constate d'intégration. Ceci est vérifié par les données constructeur [Bic] qui montrent bien une dépendance linéaire de la lumière déposée par un électron en fonction de l'énergie. Cette dépendance est généralement utilisée pour déterminer le seuil équivalent électrons d'un détecteur. On peut ainsi paramétrer la lumière émise par ce détecteur pour un type de particules donné, et au lieu de l'exprimer en nombre de photons on l'exprime en lumière équivalente pour un électron d'une énergie donnée. Ainsi [Mar98], [Tim01] et [Mad79] donnent des lois empiriques qui permettent de remonter de l'énergie d'un proton au "keV équivalent électrons" sans avoir à passer par des quantités de lumière déposée. Une réflexion plus détaillée sur ce genre d'approche sera faite au paragraphe 3.

Epaisseur de BC400	5 mm	1 cm	3 cm	4 cm	6 cm	10 cm
Energie neutron						
100 keV	36%	59%	93%	97%	99%	99.9%
250 keV	28%	47%	85%	92%	98%	99.8%
500 keV	22%	38%	76%	86%	95%	99%
800 keV	18%	32%	69%	79%	90%	98%
1 MeV	16%	29%	64%	75%	87%	97%
1.21 MeV	14%	27%	61%	71%	85%	96%
1.48 MeV	13%	24%	56%	67%	81%	94%
1.72 MeV	12%	22%	53%	64%	78%	92%
2 MeV	11%	21%	50%	60%	75%	90%
3 MeV	10%	20%	48%	58%	73%	89%

Tableau III-3: Nombre de neutrons traversant une certaine épaisseur de plastique et subissant au moins une interaction, sur un carbone ou sur un hydrogène.

1.2.c Scintillateurs plastiques comme détecteurs de neutrons

Comme nous l'avons vu au paragraphe 1.2.a les scintillateurs plastiques sont souvent utilisés dans les applications qui nécessitent la détection de neutrons. Ces composés étant formés de chaînes de molécules aromatiques le rapport entre le nombre d'atomes d'hydrogène sur celui des atomes de carbone est supérieur à 1 (généralement de l'ordre de 1.1). L'avantage de la forte teneur en hydrogène du plastique scintillant est double : le noyau d'hydrogène ayant pratiquement la même masse que celle du neutron le transfert d'énergie est maximal lors d'une collision élastique, de plus la section efficace de ces collision est élevée (cf. figure III-5).

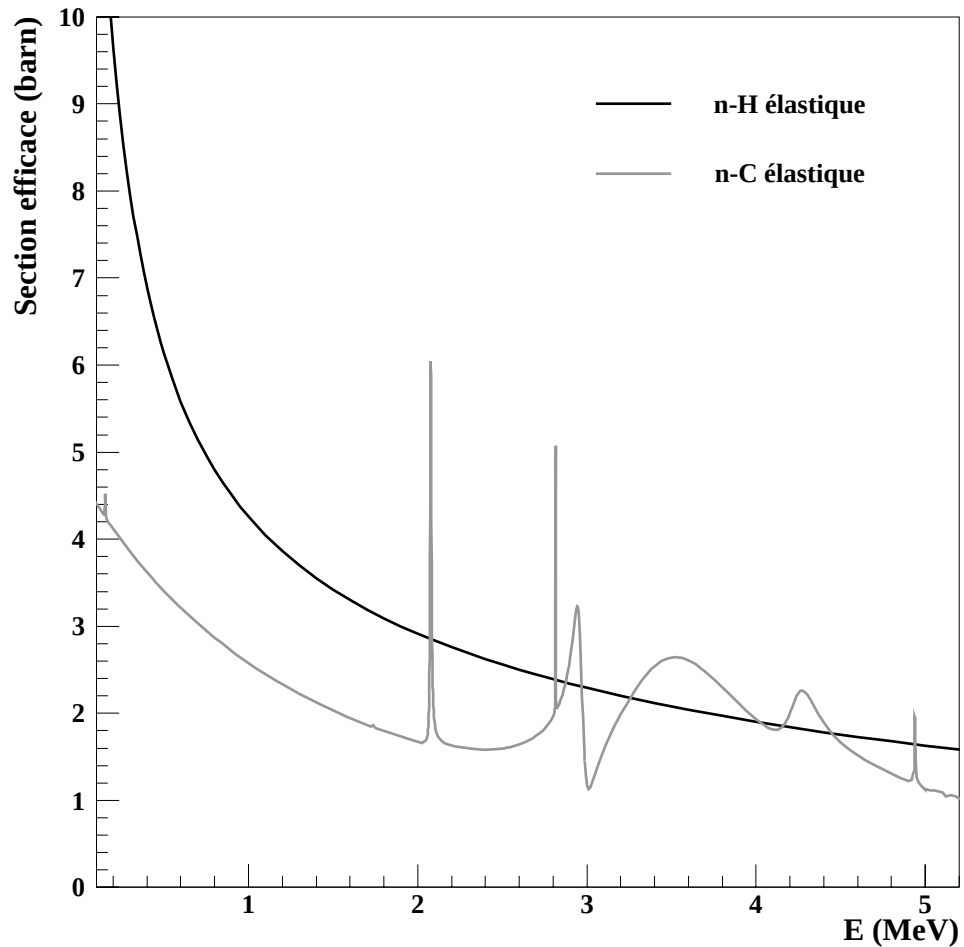


Figure III-5: Section efficace neutron-hydrogène (n-H) et neutron-carbone (n-C), nous ne présentons que les sections efficaces élastique car à ces énergies elles sont confondues avec les sections efficaces totales.

Le tableau III-3 présente le pourcentage de neutrons de différentes énergies qui subissent au moins une interaction (n-C ou n-H) lorsqu'ils traversent des plastiques de différentes épaisseurs. Pour ce calcul le scintillateur choisi est le BC400, le plastique de TONNERRE, mais les densités et les rapports H/C sont généralement du même ordre pour les différents types de scintillateurs plastiques. Comme on peut le voir, dès que l'épaisseur dépasse quelques centimètres une très grande majorité des neutrons qui entrent dans le plastique y subissent au moins une interaction. Si l'on pouvait à chaque fois collecter la lumière émise, on pourrait faire des détecteurs de très grande efficacité.

La figure III-5 montre qu'une partie de ces interactions interviendra aussi sur des carbones, 12 fois plus lourds que les neutrons, donc ayant un transfert d'énergie moins favorable. De plus parmi les diffusions élastiques n-H un certain nombre sera trop périphérique pour laisser suffisamment d'énergie aux noyaux d'hydrogène pour qu'ils puissent être détectés. Ces deux effets, combinés au fait qu'il faut ensuite collecter la lumière produite, expliquent que les détecteurs à base de plastique n'ont pas une efficacité neutron de 99% à 100 keV. Dans les paragraphes suivants nous reviendrons sur la collection de lumière.

1.3 Mise en œuvre d'un détecteur à base de scintillateur plastique

1.3.a Collecte de la lumière d'un scintillateur : les photomultiplicateurs

Si on veut obtenir une information sur le passage d'une particule dans le scintillateur il faut pouvoir utiliser le signal émis en le convertissant en signal électrique. Une revue des différents dispositifs capables de convertir un signal lumineux en signal électrique peut être trouvée dans la littérature ([Kno,Leo]). Pour TONNERRE nous utilisons des photomultiplicateurs (PM) qui convertissent les photons qui atteignent les photocathodes en signal électriques. [Phi] ou [Kno] présentent une approche détaillée du fonctionnement d'un PM, ici nous ferons juste un rapide rappel. La figure III-6 montre schématiquement les éléments constituant d'un photomultiplicateur.

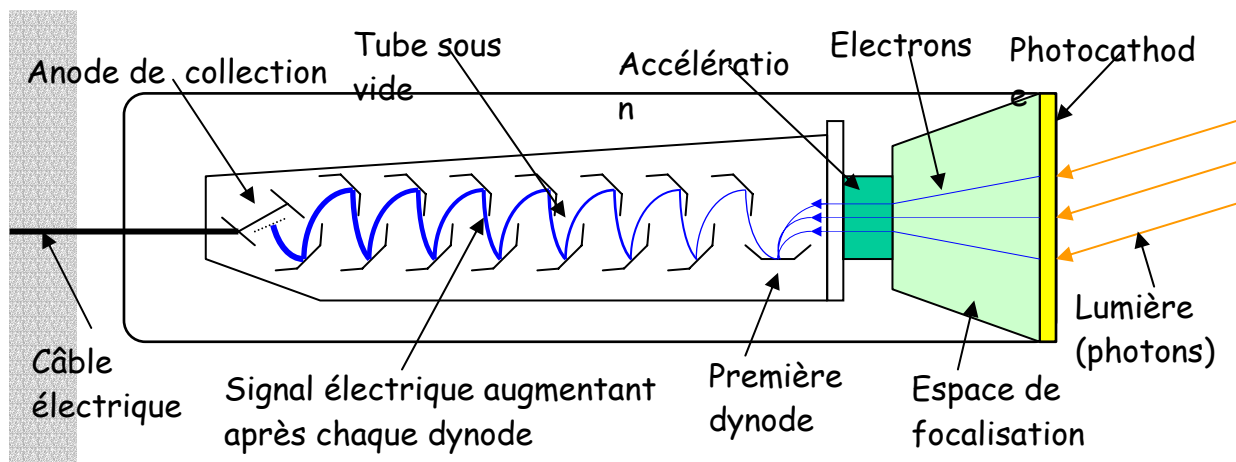


Figure III-6 : Présentation des différents éléments d'un photomultiplicateur.

Les photons incidents arrachent des électrons de la photocathode qui sont accélérés vers la première dynode grâce à une différence de potentiel appliquée entre l'anode et la première dynode. Grâce à un pont diviseur de tension (l'embase du PM) il y a quelques centaines de volts entre chaque dynode, assurant ainsi une accélération/focalisation des électrons arrachés de la dynode $n-1$ vers la dynode n . Après chaque dynode le nombre d'électrons augmente, multipliant ainsi les quelques électrons initiaux en quelques millions en sortie de la dernière dynode⁵. Le signal ainsi amplifié est ensuite collecté sur l'anode. Il faut noter que le temps de passage du signal dans le PM, le temps entre l'arrivée d'un photon et la sortie du signal électrique est de l'ordre de 20 à 80 ns [Kno,Yan95], ce temps de transit dépendant de la tension appliquée au PM suivant une loi en $1/V^{1/2}$. C'est un temps suffisamment rapide pour permettre des mesures avec de forts taux de comptage. Pour ce qui concerne nos mesures de temps de vol il faut noter, comme on le verra plus loin, que ce n'est pas ce décalage en temps

⁵ Si en moyenne pour un électron arrivant sur une dynode, 5 sont émis et si le PM possède 12 étages accélérateurs il y aura un facteur de multiplication de 5^{12} soit un gain de $2.4 \cdot 10^7$

qui peut nous gêner puisque c'est simplement une constante qui se rajoute à la mesure, mais c'est plutôt la dispersion autour de ce temps de transit qui peut poser problème. Pouthas a montré ([Pou77]) que cette largeur (R) dépend statistiquement du nombre d'électrons (N) qui entrent dans l'espace d'accélération :

$$R = \frac{1700}{\sqrt{N}} \text{ ps} \quad (\text{III-5, résolution d'un PM [Pou77]})$$

Comme on peut le voir cette dispersion est de l'ordre de la nanoseconde dans le cas où l'on travaille au seuil le plus bas (seuil photon unique, cf. ci-dessous).

Dans la suite nous aurons besoin d'un certain nombre de caractéristiques des photomultiplicateurs :

1. **Le gain**, donne le nombre d'électrons qui sont collectés sur l'anode pour un électron en entrée ; il dépend de la tension appliquée au PM, du type d'embase, et est typiquement de l'ordre de 10^7 . La hauteur d'impulsion en sortie dépend directement du gain.
2. **La largeur d'impulsion**, ce sont les constantes qui caractérisent la forme de l'impulsion en sortie pour un électron émis par la photocathode. Il y a généralement le temps de montée du signal et le temps de descente de l'impulsion. La forme de l'impulsion de sortie dépend de la façon dont les électrons sont collectés entre les dynodes, donc de la géométrie des dynodes et de la tension qui est appliquée à chaque étage du tube (donc de l'embase).
3. **L'efficacité quantique**, définit la probabilité pour qu'un électron entre dans l'espace multiplicateur si un photon a atteint la photocathode. Cette probabilité est liée à la substance qui compose la photocathode ainsi qu'au spectre de la lumière incidente. Pour un scintillateur plastique de TONNERRE, le spectre est centré sur le bleu (420 nm) et les photocathodes des PM sont des bialkalines, donnant une efficacité quantique de 30% ([Phid]).
4. **Le bruit d'obscurité** ou courant d'obscurité, représente le signal électrique émis par le photomultiplicateur même lorsqu'il n'y a pas de lumière qui arrive sur la photocathode. Il dépend du gain et provient, entre autres, de l'agitation thermique des électrons de la photocathode qui peuvent sauter dans l'espace d'accélération et provoquer un signal. Nous reviendrons sur le bruit d'obscurité dans la dernière partie du chapitre.

1.3.b Les photomultiplicateurs de TONNERRE

Les photomultiplicateurs montés sur les lattes de TONNERRE étaient anciennement montés sur le TONNEAU ([Peg90]) et 80 d'entre eux ont été récupérés lors de son démantèlement. Le gain, le temps de montée et le bruit d'obscurité de ces PM ont été mesurés et les 64 meilleurs PM ont été montés sur les 32 lattes de TONNERRE, [Mar98].

Il faut faire quelques remarques sur ces photomultiplicateurs :

- Comme on peut le lire dans [Mar98] ce sont des Philips XP2262, c'est à dire des XP2262B ([Phid]) mais avec le brochage du XP2212.
- Ces PM achetés en 1985 sont relativement âgés (plus de 15 ans). Or la durée de vie estimée par le constructeur est de l'ordre de 10 ans. Nous avons été confrontés au cours des différents tests/expériences de ce travail, à des problèmes liés à l'âge des photomultiplicateurs, et un remplacement d'une partie du parc est prévu dans les années à venir

1.3.c Le scintillateur comme guide de lumière

Au paragraphe 1.2.c nous avons vu les probabilités d'interaction de neutrons dans un plastique de différentes épaisseurs. Il y a aussi été dit que pour qu'une interaction puisse être détectée, il faut pouvoir collecter la lumière. Ceci suppose deux choses:

1. Que l'interaction génère assez de lumière, ainsi si on a à faire à une diffusion élastique n-H, il faut que le proton emporte assez d'énergie pour générer une quantité de lumière suffisante.
2. Il faut être capable de guider cette lumière du lieu d'interaction vers les photomultiplicateurs.

Le point 1 est uniquement lié à la cinématique de la réaction et justifie l'emploi de plastique ; le transfert d'énergie est maximal, pour un angle de diffusion donné, entre deux particules de même masse comme un neutron et un proton. Pour ce qui est du point 2 il existe de nombreux plastiques qui ont de grandes longueurs d'atténuation (220 cm pour le BC400 de TONNERRE [Bic]) permettant d'utiliser le détecteur comme guide de lumière.

Un bon guide de lumière doit pouvoir garder à l'intérieur les photons qui le traversent : il faut donc que ses parois soient réfléchissantes à la lumière. L'angle critique typique d'un scintillateur plastique est de 40° ⁶. Pour récupérer les photons qui arrivent sur les bord du plastique avec un angle d'incidence par rapport à la normale inférieur à 40° , il faut modifier la surface extérieure ; on peut par exemple y coller du Téflon, y déposer de l'aluminium, etc. [Nor01] compare les différentes techniques utilisables. Pour ce qui est de TONNERRE il a été décidé d'entourer les lattes de papier d'aluminium. C'est la technique la plus simple à mettre en œuvre avec une bonne efficacité. Il faut rappeler que les lattes de TONNERRE sont courbes, donc que le contact entre la feuille d'aluminium et le plastique n'est jamais parfait et qu'il y a toujours une fine pellicule d'air autour. De plus la feuille est souvent froissée et présente donc des surfaces avec des orientations multiples ce qui n'assure pas des réflexions "propres", le résultat n'est donc pas aussi bon qu'espéré.

La latte étant courbe, il a aussi fallu étudier les capacités de guidage de la lumière pour cette géométrie [Mar98].

Une fois les photons guidés jusqu'à l'extrémité du scintillateur il faut qu'ils atteignent la photocathode du PM. Celle-ci étant une fine couche de quelques nanomètres, elle est déposée sur du verre. Il faut donc assurer un couplage optique entre fenêtre d'entrée du PM (indice optique 1.5) et le plastique (indice optique 1.58) sans que des couches d'air (indice optique 1) ne se glissent entre ces deux surfaces solides. Il existe 2 méthodes⁷ couramment utilisées : la graisse optique et les plasmols⁸. La graisse optique ayant tendance à couler, il a été décidé d'utiliser des plasmols. Le plasmol étant élastique, une faible tension mécanique assure un couplage sans présence d'air, et ceci même si l'alignement entre l'axe du photomultiplicateur et le plastique n'est pas parfait.

⁶ Généralement l'indice optique est de 1.58, $\theta_c = \sin^{-1} (n_1/n_0)$, $n_0=1$.

⁷ Il existe aussi des colles optiques mais leur principal défaut est que l'on ne peut plus démonter le détecteur ensuite.

⁸ Plasmol : Elastomère à base de silicone ([Mar98]), pouvant être moulé sous la forme de rondelle.

1.3.d) Montage d'une latte

Le montage des 32 lattes a eu lieu au LPC, [Mar98] : fabrication des plasmols, mise en forme des scintillateurs, gainage des scintillateurs avec des feuilles d'aluminium...

Comme nous l'avons vu plus haut, un photomultiplicateur est sensible au moindre photon, les salles d'expériences n'étant pas dans le noir complet il faut rendre au maximum les scintillateurs étanches à la lumière. Les lattes ont donc été enveloppées dans un plastique noir relativement fin, le résultat final est présenté à la figure III-7.



FigIII-7 : Photographie d'une latte de TONNERRE montée, on peut voir la structure métallique, ainsi que les PM et le guidage optique par la queue de poisson.

1.4 Mise en fonctionnement d'une latte

Nous pouvons tirer trois informations d'une latte de TONNERRE lors de son utilisation :

1. le temps de vol du neutron qui nous permet de remonter à son énergie
2. la position de l'interaction sur la latte qui permet de localiser le neutron
3. la charge déposée sur le photomultiplicateur.

La figure III-8 présente de façon schématique les temps associés aux signaux dans une latte. T_ϕ représente le temps de vol réel (physique) que l'on cherche à mesurer. Pour cet exemple on supposera que le plastique a une réponse très rapide. En plus du temps de vol réel de la particule, il faut considérer le temps de transit des photons qui mettront t_a ou t_b pour atteindre les photocathodes des PM depuis leur lieu d'émission, le point d'interaction. t_1 et t_2 sont les temps mesurés en sortie des PM et en toute rigueur il faudrait tenir compte du temps de transit des électrons dans les tubes ; ceci reviendrait à avoir un t_1' qui serait un t_1 plus une constante (qui ne dépend que de la haute tension appliquée au PM). Cette constante est indépendante du lieu d'interaction des particules dans la latte, tandis que les temps t_a et t_b dépendent du point d'interaction, on peut donc l'oublier.

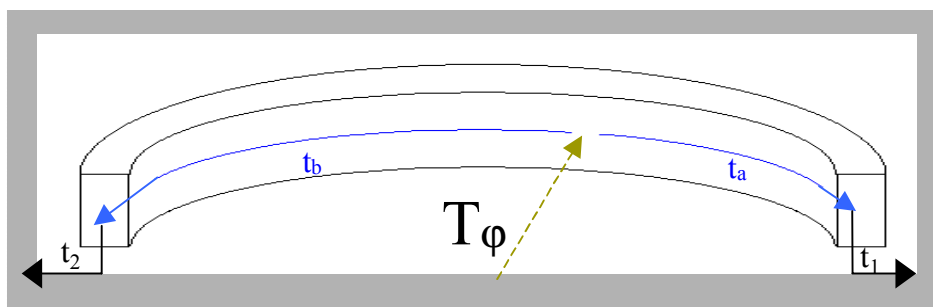


Figure III-8: présentation schématique des composantes des deux signaux temps données par TONNERRE. En pointillé, on voit le temps de vol physique de la particule (T_ϕ), en trait plein le temps de transit de la lumière dans le scintillateur (t_a et t_b). t_1 et t_2 sont la somme du temps de vol physique ainsi que du temps de transit dépendant du point d'interaction.

La vitesse de la lumière dans le scintillateur étant de 16 cm/ns, [Mar98], les lattes faisant 160 cm, t_a+t_b est environ de 10 ns et est constant quel que soit le lieu d'interaction. Ainsi pour une particule avec un temps de vol T_ϕ qui interagit aléatoirement dans la latte on mesure un temps t_1 qui aura une largeur de 10 ns due au temps de transit dans la latte. Par contre si l'on fait la somme t_1+t_2 , on obtient un temps de vol $tdv=t_1+t_2=2T_\phi+(t_a+t_b)+c$, où c représente une constante venant de l'électronique (temps de transit des électrons dans les photomultiplicateurs, retard dus aux câbles, aux CFD, etc. ...). On peut donc remonter au temps de vol en faisant une coïncidence entre les deux PM et en sommant les temps t_1 et t_2 . Le fait de faire cette coïncidence permet en plus de nettoyer les spectres du bruit de fond présent dans chaque PM mais qui n'est pas toujours corrélé avec celui de l'autre PM. Des tests en laboratoire de mesure de temps faits avec cette méthode donnent une incertitude de l'ordre de 1.1 ns quel que soit l'endroit où l'interaction a eu lieu sur la latte ([TM98]). Il faut noter que la mesure de temps ainsi obtenue l'est à une constante près et qu'il faut ensuite recaler les spectres sur une valeur de temps mesurés connue.

Si maintenant, au lieu de sommer les temps t_1 et t_2 , on les soustrait on obtient un temps (toujours à une constante près qui ne dépend pas du lieu d'interaction dans la latte) qui correspond à t_a-t_b et est proportionnel à la position dans la latte. Il permet donc de localiser dans la latte le point de l'interaction. Des mesures faites en laboratoire ([Mar98]) montrent que cette méthode détermine la position avec une incertitude de l'ordre de 20 cm.

On peut obtenir une troisième information des signaux des PM après une interaction, il s'agit de l'amplitude de chacun des deux signaux (la charge déposée). L'amplitude est proportionnelle aux nombres d'électrons accélérés par le tube, qui dépend du nombre de photons qui ont atteint la photocathode.

Il faut préciser que l'on ne peut pas directement remonter à la quantité de lumière générée dans la latte, la transmission optique de la latte (le pourcentage de photons correctement guidés) dépendant du point d'interaction, et ce même si l'on considère une somme des signaux des deux PM, [Mar98] et [Tim01].

De plus rappelons que la distribution de la quantité de lumière déposée (donc de la charge collectée) dépend de l'énergie des neutrons, cette distribution comprenant tous les angles de diffusion des neutrons sur le noyau du scintillateur. Donc même avec une transmission

optique uniforme dans la latte on ne pourrait pas remonter à l'énergie des neutrons par une mesure de la charge.

Le codage de la charge est utile pour plusieurs raisons :

- Il permet de fixer un seuil de détection identique pour toutes les lattes.
- Il permet de vérifier qu'il n'y a pas de dérive au cours du temps des gains des PM, donc des seuils de détections et des spectres en temps de vol.
- Comme on le montrera par la suite, le fait de coder la charge nous a permis de travailler sur l'amélioration du détecteur.

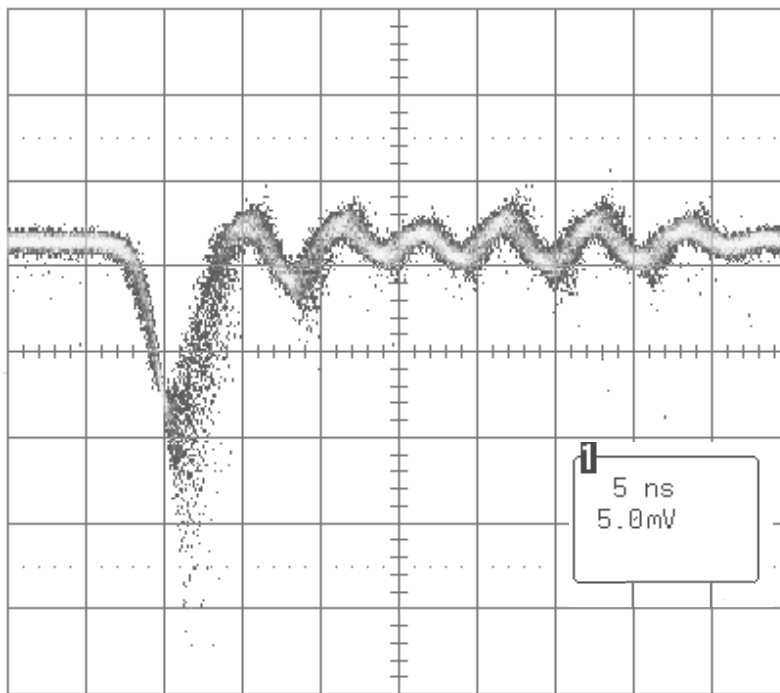


Figure III-9: Signal de sortie d'un PM du TONNEAU avant modification.

Pour conclure cette présentation de TONNERRE tel qu'il fonctionnait en 1998, il reste deux points à aborder sur le codage de la charge :

- Comme il n'y avait qu'une seule sortie au PM, pour coder le temps et la charge il fallait séparer le signal en deux ; ceci se faisant à l'aide d'un pont diviseur de tension (un circuit passif), l'amplitude était donc diminuée à l'entrée du discriminateur à fraction constante (CFD), ceci limitait les possibilités de baisser les seuils électroniques.
- La figure III-9 présente un signal à la sortie d'un PM du TONNEAU avant modification des embases. On peut voir qu'il faut un certain temps au signal pour se stabiliser, avec des passages par des niveaux positifs. Lors du codage de la charge on envoie ce signal dans un QDC (convertisseur charge-courant), qui doit avoir une porte d'intégration suffisamment longue pour intégrer tout le signal. De plus la façon dont le QDC réagira à la partie positive du signal n'est pas très claire.

2 Tests et améliorations de TONNERRE

2.1 L'expérience E311, premier test sous faisceau

L'expérience E311 n'entre pas dans le cadre de cette thèse elle a eu lieu avant mon arrivé au laboratoire. Par contre au cours de mon stage de DEA j'ai participé à l'analyse des données acquises lors de cette expérience dans le but de comprendre le fonctionnement du détecteur. Les tests sous faisceau et les améliorations apportées au détecteur, présentées dans la suite du chapitre, sont par contre partie intégrante de mon travail de thèse.

2.1.a Présentation de l'expérience

La construction de TONNERRE s'est achevée durant l'été 1998 et une première expérience (E311) a été acceptée par le comité d'expérience du GANIL pour le mois d'octobre 1998, [Ang98]. Le but de cette expérience était de produire des noyaux connus pour mesurer les énergies neutrons de transitions connues et ainsi vérifier le fonctionnement du dispositif et mesurer l'efficacité réelle de l'ensemble de détection.

Une présentation complète du montage de l'expérience peut être trouvé dans [Mar98], nous signalerons juste que les 32 lattes de TONNERRE ont été utilisées sur deux niveaux (cf. fig. III-1), 23 sur la première couronne et 9 sur la seconde, ceci permettant de couvrir 36.6% des 4π . Pour obtenir l'efficacité géométrique maximale de 45% des 4π il faut que 28 lattes soient sur la première couronne, ce qui suppose que la ligne du faisceau arrive par le coté de la structure et non comme le montre la figure III-1 où elle arrive directement dans la structure. La configuration employée, bien que limitant l'efficacité de détection neutrons, laisse plus de place pour monter d'autres détecteurs ; ainsi deux détecteurs germanium ont été ajoutés pour détecter les gammas. Le système d'implantation est le même que pour E333 qui sera présentée au chapitre V, un parallélépipède (1x3x3 cm) en plastique scintillant qui sert à collecter les noyaux que l'on veut étudier et à détecter les électrons émis lors de leurs décroissances. Le signal provenant de la décroissance sert de "trigger" à l'acquisition et comme start de la mesure du temps de vol (la fin étant le signal de chaque PM des lattes TONNERRE). Les noyaux étaient produits par la ligne LISE du GANIL que nous présenterons un peu plus en détail au chapitre V.

Les noyaux produits étaient le ^{16}C , ^{17}N , ^{15}B et ^{11}Li . Mis à part le ^{11}Li qui a été produit en fin d'expérience, les trois autres sont relativement bien connus. Bien que cette expérience n'ait été qu'une expérience de test, des résultats physiques ont pu en être tirés. Un nouveau niveau dans la décroissance du ^{16}C a été observé [Gre01]. De plus l'étude de la décroissance du ^{11}Li a fait partie des travaux d'une autre thèse dans le groupe ([Tim01]).

Il faut noter que ces résultats sur le ^{16}C et le ^{11}Li ont été obtenus grâce à la grande efficacité de TONNERRE qui nous a permis de voir des niveaux qui n'avaient pas été vus auparavant (^{16}C) ou bien de faire des coïncidences multiples de neutrons (^{11}Li).

2.1.b Premier résultat sur le fonctionnement du détecteur

➤ Principe de codage:

Revenons sur le branchement de l'électronique et sur le réglage des lattes. Nous nous intéresserons juste à la façon dont était réglée l'acquisition pour la détection des décroissances des noyaux implantés et des neutrons émis ; la partie implantation-ions lourds pourra être trouvée dans [Mar98], de plus une présentation complète d'une expérience TONNERRE est donnée au chapitre V.

Comme nous l'avons vu la détection de la décroissance d'un noyau implanté était le trigger de l'électronique, il servait aussi comme signal de début du temps de vol.

La sortie de chaque PM des 32 lattes était envoyée dans un pont diviseur de tension qui amenait 2/3 du signal vers un CFD et le dernier tiers vers le QDC. La voie envoyée vers le CFD passait ensuite dans un TFC puis dans un QDC pour coder le temps. Le signal du plastique servait de start au TFC et de générateur de porte pour toutes les voies QDC. Comme on peut le voir par cette explication, à chaque décroissance les signaux des 64 lattes étaient codés et toutes les 128 voies (temps et charges) étaient ensuite lues par l'acquisition. De plus les codeurs étant en standard CAMAC (les QDC étaient des 812F classiques) le temps mort estimé lors de cette expérience était de 600 μ s.

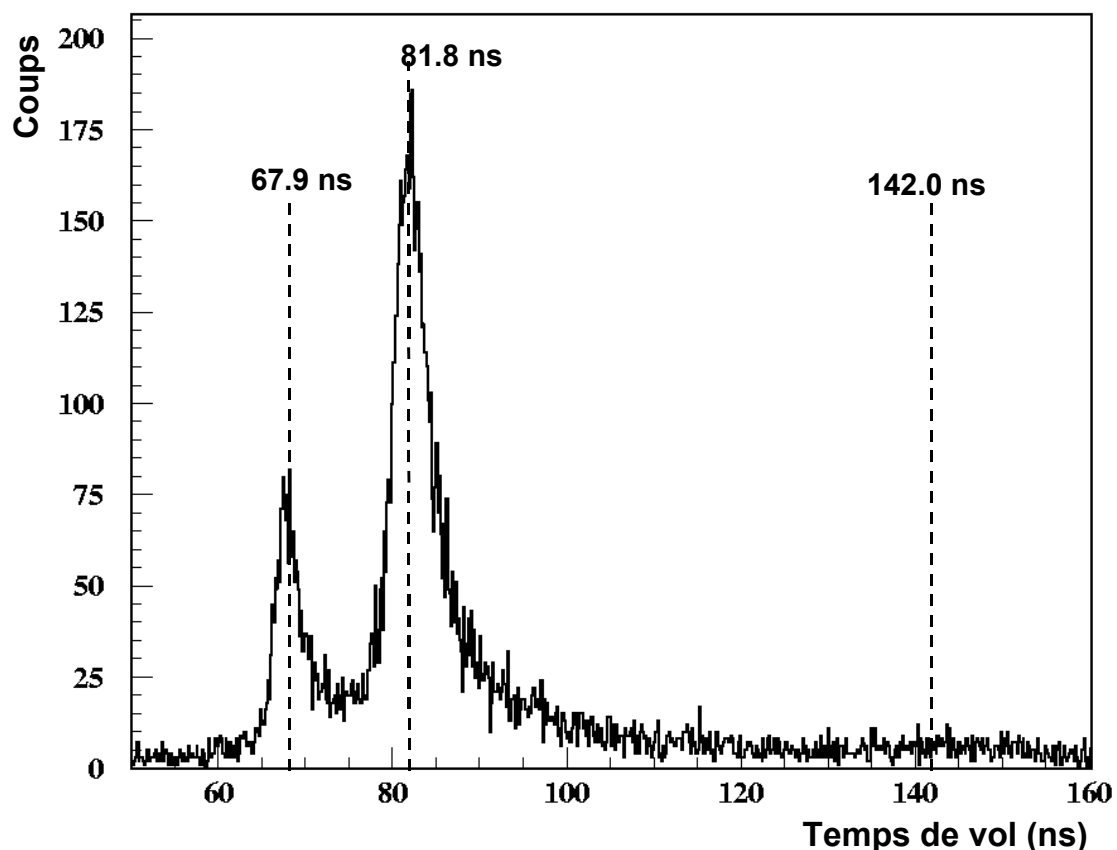


Figure III-10 : Temps de vol des neutrons émis lors de la décroissance du ^{17}N obtenu au cours de l'expérience E311. Les lignes pointillées signalent la position attendue des 3 pics neutrons. Nous rappelons que le pic à 81.8 ns sert de calibration en temps de vol et il semble que le pic attendu à 67.9 ns soit légèrement décalé. Ce léger décalage est présent dans les autres noyaux dont les énergies neutrons sont connues produit au cours de l'expérience.

➤ Problème de calibration en temps

Lors de l'analyse des données, après calibration du couple TFC+QDC, les temps droits et

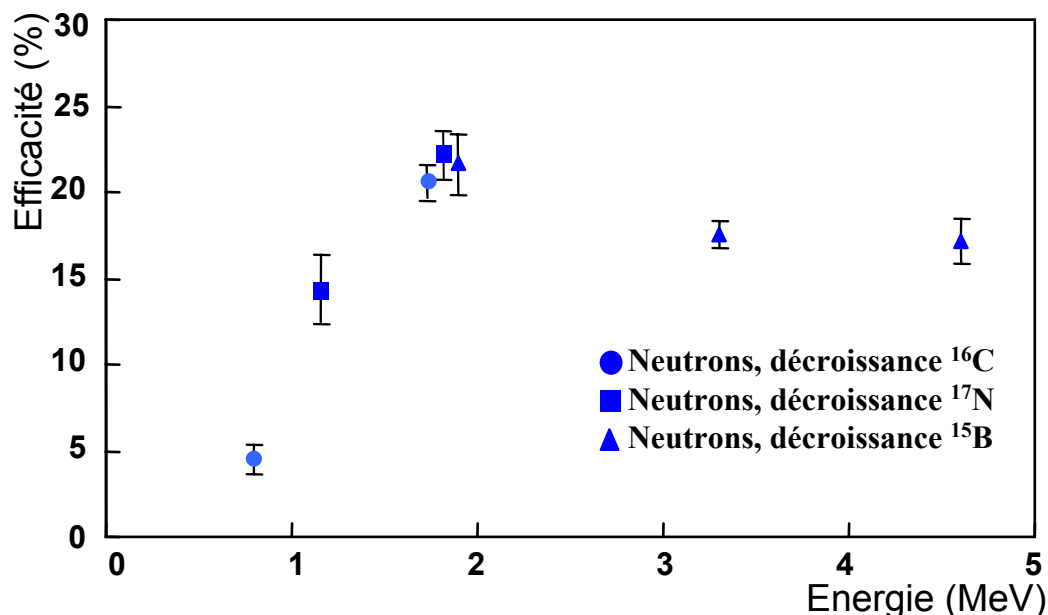


Figure III-11 : Courbe d'efficacité intrinsèque pour une latte (n°13) de TONNERRE lors de l'expérience E311 utilisant des neutrons d'énergies connues. Les barres d'erreurs sont principalement dues à la statistique.

gauches de chaque latte sont sommés et on obtient un temps de vol "absolu". Le facteur de conversion canaux du QDC/temps est fixé par la calibration de chaque voie. Le spectre ainsi obtenu est censé être, à un décalage près, le spectre en temps de vol vrai. On s'attend donc à ce que la distance entre deux pics soit celle calculée par la conversion Energie->Temps ; il se trouve que ce n'est pas le cas. La différence en temps de vol entre les électrons (pic à 4 ns) et la raie correspondant aux neutrons d'énergie 1.17 MeV (81.8 ns) émis après la décroissance du ^{17}N est supposé être 77.8 ns, mais on la trouve à 78.8 ns. Plusieurs voies peuvent être suivies pour tenter de résoudre ce problème, elle sont présentées ailleurs, [Pie99]. Une explication de ce problème sera présentée dans la suite du chapitre.

La solution que nous avons retenue pour calibrer les spectres en temps est : on cale les spectres en temps de vol pour chaque détecteur sur un pic neutron dont le temps de vol est connu (par exemple le pic de 1.7 MeV du ^{16}C ou le pic de 1.1 MeV du ^{17}N), ceci permet d'avoir, dans la gamme des temps de vols neutrons de 50 ns à 100ns une calibration correcte. Le pic correspondant aux électrons est par contre à 3 ns, mais comme nous ne l'utilisons pas ce n'est pas trop grave. Ce qui est fait ensuite, c'est de relever la position en temps de tous les pics connus dans les noyaux de calibration et de refaire une interpolation linéaire sur ces valeurs entre le temps donné par le spectre et le temps vrai théorique.

➤ Forme des pics

L'autre remarque que l'on peut faire sur le spectre en temps de vol (figure III-10) concerne la forme des pics. Ils sont fortement asymétriques avec une traîne vers des temps de vol plus longs. Cette traîne pose quelques problèmes. Elle peut empêcher de différencier deux pics

d'énergie proches si celui ayant une faible énergie (donc un plus grand temps de vol) se trouve noyé dans la traîne du précédent. L'autre problème vient lors de la détermination des surfaces des pics, pour les calculs d'efficacité et de rapport d'embranchements. De plus les traînes des pics provoquant une augmentation de leur largeur, elles entraînent une diminution de la résolution du détecteur. L'importance de la résolution en temps et des calculs de surface de pics nous a obligé à chercher l'origine de cette traîne. Une procédure de fit des pics a été développée [Tim01], elle tente de reproduire cette forme de façon empirique, elle est présentée en annexe.

L'un des objectifs de l'expérience était la détermination de l'efficacité du détecteur sur toute la gamme d'énergie qu'il devra couvrir. La figure III-11 montre la courbe d'efficacité obtenue avec les différentes raies des noyaux produits. Comme on peut le voir, l'efficacité est pratiquement nulle en dessous de 800 keV. Il faut quand même signaler que la raie à 383 keV apparaît dans le spectre du ^{17}N , mais elle y est trop faible pour être utilisable. La gamme d'énergie couverte par le détecteur est donc bien celle spécifiée. La résolution mesurée est de 80 keV à 800 keV et 180 keV à 1.7 MeV, soit de l'ordre de 10%.

➤ Calibration en charge

Comme précisé ci dessus, on a intégré le signal de sortie des PM pour coder la charge qui peut être, en première approximation, corrélée avec la quantité de lumière vue par le PM. La calibration en charge des détecteurs a été faite au début de l'expérience. Cette calibration consiste à placer une source gamma au milieu de la latte, ces gammas produiront, par diffusion Compton, des électrons ayant un spectre en énergie continu. La position du front Compton dans le spectre correspond à la quantité de lumière générée par des électrons ayant l'énergie Compton maximale pour la raie gamma sélectionnée. Cette méthode de calibration des scintillateurs est couramment utilisée, [Lab99]. On peut, théoriquement, fixer ensuite le seuil de détection de la latte en regardant le début du spectre en charge. Par contre il n'a pas été possible de déterminer correctement le seuil lors de cette expérience, en effet les valeurs obtenues étaient parfois négatives révélant un problème dans le codage des charges (cf. forme des signaux en §1.4).

2.1.c Conclusion de l'expérience E311

Nous ne reviendrons pas sur les résultats physiques qui ont été obtenus lors de cette expérience, mais nous préciserons quelques points en ce qui concerne le fonctionnement du détecteur:

- **Efficacité** : elle s'est avérée aussi bonne qu'attendue, mais l'apparition du pic de 383 keV du ^{17}N laisse supposer que l'on peut l'améliorer vers les basses énergies. De plus tout développement conduisant à l'amélioration de l'efficacité est le bien venu.
- **Spectres en temps de vol/ résolution** : la présence de traîne dans les pics vers les longs temps de vol pose un problème lors de l'utilisation du détecteur pour faire de la spectroscopie neutrons. Il faut donc, soit tenter d'y remédier, soit comprendre l'origine de ces traînes. Les spectres bidimensionnels, temps%charge collectée (cf. figure IV-5) montrent que la traîne est plus importante si on sélectionne des événements dont la charge déposée est faible, et on peut s'affranchir de la traîne si, inversement, on ne sélectionne que des événements avec une charge déposée élevée. Cette dernière méthode a comme principal désavantage de diminuer fortement l'efficacité.
- **La charge collectée** : comme on l'a vu précédemment une détermination précise des seuils de détection pour chaque latte n'a pas été possible, ceci peut venir de la forme des signaux en sortie des photomultiplicateurs.

Dans les deux paragraphes suivant nous présenteront les différents tests et améliorations réalisés pour tenter de résoudre ces problèmes.

2.2 Test de scintillateurs et d'électronique

2.2.a Première expérience au Centre d'Etude Bruyères le Châtel (CEA/DAM)

A la vue des conclusions de l'expérience E311 sur le fonctionnement du détecteur, des tests complémentaires s'imposent. Il fallait en outre déterminer si les problèmes de traînes étaient inhérents à TONNERRE ou s'ils provenaient de la façon dont l'électronique avait été réglée au cours de l'expérience E311.

Ce genre de tests peuvent se faire avec des sources en laboratoire. L'idéal serait une source monocinétique de neutrons émettant en plus une autre particule dont la détection pourrait servir de start à la mesure de temps de vol. Ce genre de sources n'existant pas, on doit se contenter des trois types de sources utilisables pour ce genre de tests : les sources bêta, les sources neutrons simple et les sources neutrons avec lesquelles on peut faire des mesures de temps de vol.

Comme nous le verrons plus bas nous pouvons utiliser une source β pour faire des mesures de temps de vol : le bêta traverse un scintillateur qui sert de start et va taper dans la latte ce qui donne le stop. On a donc un pic et on peut étudier la forme du pic en fonction de l'énergie bêta en ajoutant ou enlevant des collimateurs. Le principal défaut de ces sources pour les tests que l'on veut faire est que les bêtas n'interagissent pas de la même façon dans le plastique que les neutrons. De plus ils déposent souvent beaucoup plus de lumière.

Les sources de neutrons, que nous appelons simples, sont des sources dont les particules émises en plus des neutrons ne nous permettent pas de faire facilement des coïncidences, par exemple les sources de Américium-Béryllium. Elles peuvent servir pour regarder la forme des signaux des PM générés par des neutrons⁹, mais ne permettent pas d'étudier les pics en temps de vol.

Dans la dernière catégorie de sources neutrons, on peut par exemple utiliser une source de ^{252}Cf , comme dans [Mar98], couplée avec une plastique ou un silicium pour faire le start du temps de vol. Les neutrons émis par la source n'étant pas monocinétiques, l'étude de la forme du spectre en temps de vol n'est pas simple.

La solution consiste à travailler auprès d'un accélérateur produisant des neutrons monocinétiques d'énergie dans la gamme de TONNERRE. Le Centre d'Etude de Bruyères le Châtel (CEA/DAM) dispose de deux accélérateurs pour ce genre d'expériences : un premier Tandem qui permet d'accélérer des protons jusqu'à 18 MeV mais ne descend pas en dessous de 5 MeV, et un second qui monte jusqu'à une énergie de 4 MeV et peut descendre à moins de 100 keV.

Les neutrons monocinétiques sont ensuite obtenus par des réactions du type :



Ainsi pour une énergie du proton incidente, il est facile de remonter à l'énergie du neutron émis pour un angle donné. On peut de plus utiliser la HF du faisceau pulsé des protons pour faire un start. Ceci nous permet d'avoir une source de neutrons monocinétiques corrélée en temps avec un signal physique permettant d'étudier la forme des spectres de temps de vol. Par ailleurs on peut noter que le flux neutrons incident et leur énergie sont monitorés grâce à des détecteurs témoins.

⁹ Mais il faut être capable de discriminer les neutrons des gammas émis par la source.

Lors de notre expérience, pour que les neutrons atteignant la latte soient vraiment monocinétiques, il ne fallait "éclairer" qu'une seule partie de la latte pour n'avoir que des neutrons émis dans une petite ouverture angulaire par la réaction III-4. Ceci nous a obligé à utiliser des collimateurs pour cacher de grandes portions des lattes.

La figure III-12 présente la configuration utilisée lors de l'expérience de novembre 1999. 1 est la cible de Tritium. 2 est le détecteur témoin qui sert à monitorer le flux de neutrons. 3 et 4 sont des collimateurs en naphtalène pour délimiter précisément le lieu de la latte à "éclairer" par les neutrons et limiter la dispersion angulaire de ces neutrons (donc leur dispersion en énergie). 5 est une latte TONNERRE, on peut voir sur l'image un blindage de plomb qui l'entoure, le but de ce blindage étant de diminuer le bruit de fond vu par chaque PM. Comme il sera expliqué plus tard, un blindage avec 5 cm de plomb normal diminue d'un facteur 5 le bruit de fond vu par chaque PM.



Fig III-12: configuration des détecteurs lors de l'expérience test à Bruyère le Châtel, Les numéros sont présentés dans le texte.

Les buts de cette expérience étaient, pour différents modules et pour différentes énergies, de:

1. tester les différents seuils de discrimination et vérifier que si l'on monte le seuil physique sur les discriminateurs, on affine les pics en temps de vol
2. tester l'influence du lieu d'interaction du neutron dans la latte sur l'importance de la traîne dans les pics en temps de vol

L'électronique utilisée est similaire à celle de la figure III-14. Les signaux PM sont séparés dans un "2/3-1/3", la partie 1/3 est envoyée dans le QDC et la 2/3 vers les CFD pour les stops

des TDC. Le signal de coïncidence des 2 PM (sortie discriminateur) et de la HF (calée de telle sorte que le temps provienne de la HF) sert de trigger à l'acquisition, de start au TDC et de signal d'ouverture des portes pour les QDC.

Trois modes pour tester des seuils ont été utilisés : un seuil "haut" (30mV) pour les CFD, un seuil bas avec un seuil CFD à 8 mV, et un troisième mode "seuil intermédiaire" où la sortie du "2/3-1/3" était envoyée dans un FIFO, ce qui nous permettait de récupérer deux signaux, un pour la coïncidence qui générerait le "OK" de l'acquisition qui passait par un seuil "haut" (30 mV) et l'autre dans un CFD pour un seuil bas ("8mV") qui servait de stop au TDC¹⁰.

Compte tenu de divers problèmes machines nous n'avons pas pu tester différentes lattes ni différents points d'interaction des neutrons sur la latte.

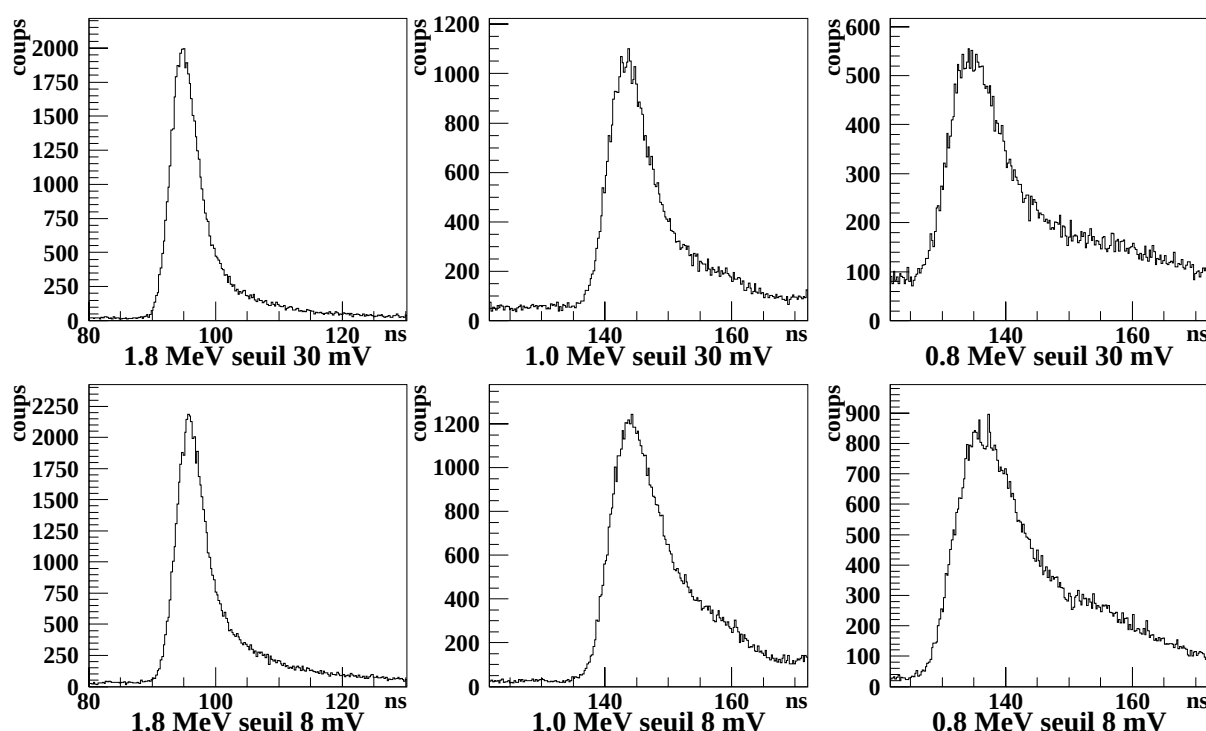


Fig III-13: Spectre de temps de vol obtenu lors de l'expérience à Bruyère le Châtel pour différentes énergies de neutron incidents sur la latte en comparant deux seuils différents pour les CFD. Le temps correspond à une valeur arbitraire, c'est à dire au temps de vol réel à une constante près.

La figure III-13 résume les résultats obtenus au cours de l'expérience. Comme on peut le constater la traîne est d'autant plus importante que l'énergie du neutron est faible et/ou le seuil est bas, ceci confirme les conclusions de l'expérience E311. Il faut quand même remarquer que cette fois les neutrons étaient bien localisés dans la latte, et nous pouvons conclure que la traîne ne provient pas de problèmes dans la reconstitution des signaux (cf. plus haut).

Au cours de cette expérience nous avons de nouveau eu un problème pour déterminer correctement le seuil en keVee. En effet, le spectre en charge commence pratiquement au même canal, que se soit en fonctionnement seuil haut, ou bien en fonctionnement seuil bas. Ce problème semblait donc venir d'un mauvais codage de la charge dans le QDC lié à la

¹⁰ Ce mode de fonctionnement c'est avéré donner les mêmes résultats que le mode seuil haut.

partie positive des signaux. Malgré tout un seuil a pu être estimé pour les données "seuil haut", il est d'environ 200 keVee⁻.

A partir des données obtenues pour différentes énergies et pour différents seuils, et grâce au parfait monitoring du flux de neutrons par le détecteur témoin, nous avons pu calculer une efficacité absolue. Les points avec le seuil de 30 mV sont relativement bien reproduits par des simulations avec le code GEANT auquel ont été rajouté une "atténuation" sur la lumière émise [Mar98] et correspondent à un seuil de 150 keVee⁻¹¹, pour le seuil bas les points reproduisent assez bien un seuil de 50 keVee⁻. Il faut noter que les simulations donnent un facteur 10 d'efficacité entre ces deux seuils pour des neutrons de 1 MeV, d'où l'intérêt de chercher à travailler avec des seuils le plus bas possible.

2.2.b Test au LPC Caen

Le fait que l'on n'a pas pu tester proprement le rôle de la position de l'interaction dans la latte sur les spectres en temps de vol et que l'origine de la traîne ne soit toujours pas comprise nous a amené à faire des tests en laboratoire avec une source bêta. Certes le mode d'interaction d'un électron dans un scintillateur n'est pas le même que celui d'un neutron, mais si on arrive à obtenir des bêtas qui laissent suffisamment peu d'énergie dans le plastique, on peut étudier la façon dont les CFD vont traiter les signaux PM de faible amplitude. Faible amplitude signifiant faible charge déposée, ce sont ces signaux qui composent la traîne.

Ces bêtas¹² provenant de la source placée devant la latte étaient colimatés par des pièces en aluminium. Le start de la mesure en temps de vol était donné par un plastique très fin (quelques mm) placé entre les collimateurs (figure III-14b). Le temps de vol était mesuré entre ce plastique et le signal de sortie des PM. Pour diminuer l'énergie des électrons incidents une plaque d'aluminium servait de dégradeur devant le plastique fin. La majorité des bêtas étaient arrêtés mais ceux qui traversaient, avaient une énergie tout juste suffisante pour atteindre le BC400 de la latte (i.e. traverser la feuille d'aluminium et le plastique noir autour de la latte) et y générer un peu de lumière. La figure III-14a montre le schéma électronique utilisé pour cette expérience.

Nous avons pu montrer que nous avions toujours ce problème de codage de charge, et que les spectres en temps de vol ne présentaient pas une traîne aussi importante que lors d'expériences avec les neutrons. Ils avaient de plus la même forme indépendamment du point de la latte éclairé par la source bêta. Nous avons par contre pu mettre en évidence que l'importance de la traîne dépendait aussi du photomultiplicateur. Lors de l'expérience de Bruyère et de l'expérience test ce genre d'hypothèse était apparue mais nous n'avions pas assez de confirmations expérimentales pour conclure dans ce sens. Le problème sous jacent est : la traîne dépend-elle directement du PM ou bien de la façon dont il est réglé (son gain¹³) par rapport au CFD ? Les signaux de sortie assez chaotiques (fig. III-9) ne permettaient pas d'être sûr du réglage de chaque PM.

¹¹ Nous ne dirons pas que 150 keVee⁻ est en accord avec le seuil déterminé précédemment. S'il fallait mettre une barre d'erreur sur le seuil précédent elle serait de près d'une centaine de keVee⁻ (pour un sigma d'erreur) et dire qu'un scintillateur plastique fonctionne avec un seuil compris entre 50 et 350 keV est une tautologie.

¹² On a utilisé une source de ⁹⁰Sr (Q_β=546 keV, BR=100%) qui décroît sur le ⁹⁰Y (Q_β=2280 keV, BR=100%), c'est la partie la plus énergétique du spectre bêta du Y que l'on utilise lors des tests.

¹³ Comme on l'a déjà vu, le gain dépend directement de la tension. Dans la pratique ces PM étant assez vieux, le gain pourra varier pour deux PM même si l'on applique la même tension avec les mêmes embases.

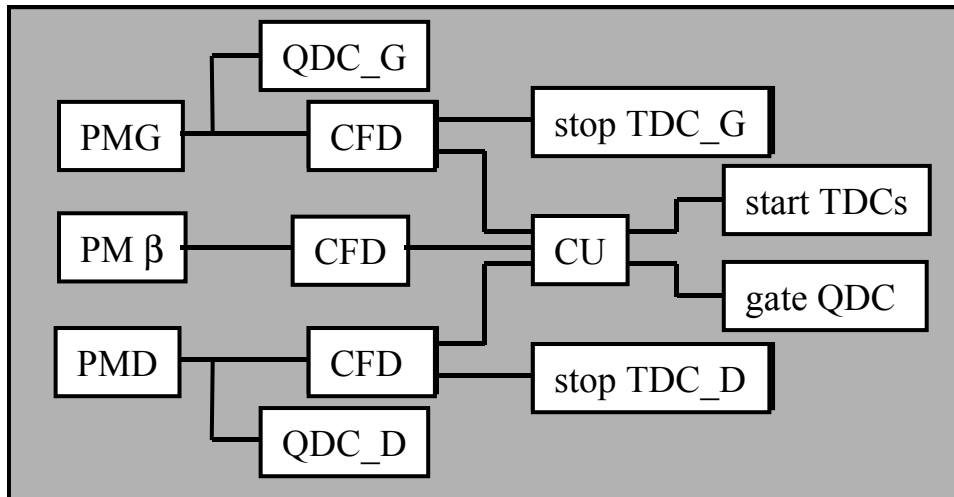


Fig III-14a: Schéma de l'électronique pour les tests en laboratoire et l'expérience à Bruyère (pour les tests à Bruyères le Chate le $PM\beta$ est remplacé par le signal HF). Les différents retards ne sont pas notés.

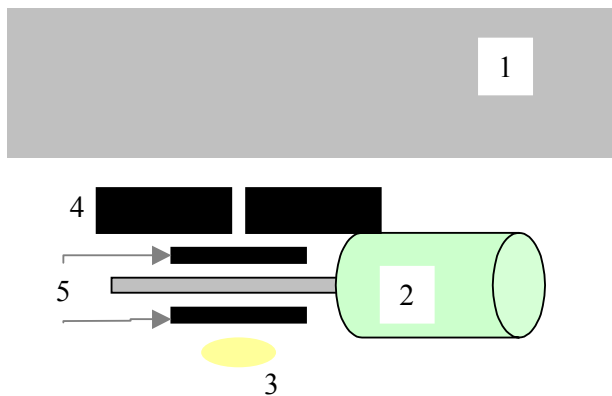


Figure III-14b: Croquis de la position de la source et de la latte, (1) est le plastique de la latte, (2) le PM servant de trigger et le plastique fin, (3) la source radioactive, (4) le collimateur et (5) les dégradateurs en aluminium.

Les conclusions que l'on peut tirer de l'expérience E311, de l'expérience de Bruyère le Châtel et des tests en laboratoire montrent que la forme des signaux des PM semble poser problème, notamment au niveau du discriminateur. Nous avons donc travaillé pour améliorer les signaux de sortie. Comme nous l'avons vu plus haut le signal de sortie est prélevé sur l'anode du PM et dépend de la façon dont arrivent les électrons sur cette anode. La façon et la quantité d'électrons qui arrivent dépend bien sûr du PM (forme des dynodes, etc. ...), mais aussi de la façon dont la tension est appliquée sur les dynodes. Ainsi si l'on veut modifier la forme des signaux de sortie sans avoir à changer de PM on peut tenter de changer les embases.

Nous devons tout de même faire une remarque sur les embases initiales de TONNERRE que nous appellerons par la suite anciennes embases. Elles ont été réalisées à l'IPN de Lyon en 1985 pour le TONNEAU, [Mar98], et utilisent des diodes Zener pour fixer une tension sur les premiers étages d'accélération et sur les deux derniers étages. L'intérêt des diodes Zener est d'assurer une tension constante, quelques soit les fluctuations de la haute tension appliquée sur ces trois espaces interdynodes ; elles permettent ainsi une plus grande stabilité (premières diodes Zener), et elles permettent aussi de travailler si le courant d'anode (i.e. le signal de l'anode) devient du même ordre que le courant du pont diviseur (rôle des diodes Zener sur les 2 derniers étages). L'inconvénient majeur d'embases équipées de telles diodes est qu'elles sont développées pour travailler à une tension spécifique ; en effet la linéarité du gain dépendant du rapport de tension entre chaque espace inter-dynode et les diodes Zener le fixant pour quelques espaces, il faut toujours appliquer la même tension. Ceci n'a jamais été fait sur

TONNERRE où l'on réglait les tensions comme pour un PM sans diodes Zener, [Mar98] et [Tim01] ; ceci expliquerait peut être une partie des problèmes discutés ci dessus.

Au cours de ces différents tests, nous nous sommes souvent posé la question de savoir si la forme des signaux jouait un rôle quelconque dans les problèmes de traîne des pics en temps de vol. Un rôle direct n'est jamais apparu et la décision de changer les embases a été prise sans pour autant espérer que cela modifierait grandement les problèmes de traîne ; on pensait juste qu'avec des signaux plus propres nous pourrions mieux régler notre électronique et comprendre ce phénomène

2.3 Modification des embases

2.3.a Cahier des charges

Les nouvelles embases des photomultiplicateurs de TONNERRE doivent permettre de :

1. **Augmenter le gain.**
2. **Améliorer la forme du signal**, afin d'améliorer le réglage du photomultiplicateur et assurer un bon codage de la charge.
3. **Posséder deux sorties sans diviser le signal** (une sortie "dernière dynode" et une sortie anode), ceci permettant de travailler avec le seuil le plus bas possible, le CFD se trouve directement derrière le PM et non après un diviseur de tension.
4. **Optimiser le temps de réponse du photomultiplicateur.**
5. **Fonctionner en alimentation négative**, contrainte logistique liée au fait que nous possédons des alimentations haute tension multi-voies négatives.
6. **Accepter un taux de comptage élevé**, avec une bonne linéarité de gain.

Les points 1 et 3 sont importants pour améliorer l'efficacité de TONNERRE à basse énergie. Le point 2 est la raison du changement d'embases. Pour ce qui est du point 4, il est important de noter que les anciennes embases avait un temps de montée très bon, et que nous n'étions pas certains que les nouvelles feraient aussi bien. Pour le point 6, il faut noter que la linéarité n'est pas trop importante pour l'application que l'on veut faire (i.e. nous n'utilisons pas le PM pour faire de la spectroscopie γ avec un NaI), mais si le gain fluctue de façon trop importante nous pouvons modifier le seuil de détection du PM et ainsi avoir une efficacité dépendant du taux de comptage. Le point 5 est dû à des considérations logistiques, il faut tout de même signaler que pour des applications où l'on étudie des impulsions très rapides, une alimentation négative est préférable à une alimentation positive bien qu'elle génère plus de bruit d'obscurité, [Phi] et [Pho]. Le point 3 oblige à prélever le signal à l'anode comme dans une configuration normale, mais aussi sur la dernière dynode pour avoir deux signaux de même amplitude sans devoir diviser le signal d'anode.

2.3.b Les "nouvelles embases"

Le schéma électronique des nouvelles embases est présenté dans l'annexe 1. Nous expliquerons rapidement les différents choix faits pour répondre au cahier des charges.

- **Type de circuit** : le constructeur propose généralement différents schémas d'électronique d'embases pour un type de PM donné. Ces schémas donnent un rapport de tension à appliquer entre les différents étages en fonction de l'effet recherché. En ce qui concerne les XP2262 de Phillips deux choix sont possibles : le type A qui favorise le gain et le type

B qui favorise la linéarité, c'est à dire la constance dans la relation entre l'amplitude du signal d'anode et le nombre de photons incidents. Notre but principal étant d'utiliser le PM pour faire du temps de vol nous avons choisi le type B car il présentait de meilleures constantes de temps pour les signaux en sortie et un gain qui nous assurerait de détecter un photo-électron avec une tension de l'ordre de 2000 V.

- **Choix de la résistance totale :** cette résistance sera répartie entre les différents étages du PM avec un ratio donné par le constructeur. Pour sa détermination il faut tenir compte de deux effets : l'échauffement du PM et le courant d'anode. Par effet joule un PM fonctionnant avec une tension V , avec une résistance R à un courant de pont diviseur ($I_p = V/R$). L'échauffement par effet joule est :

$$W = I_p^2 R = \frac{V^2}{R} \quad (III-6 \text{ effet Joule pour un PM})$$

Comme nous l'avons vu le bruit d'obscurité d'un PM dépend de la température, il faut donc maintenir un effet joule le plus faible possible.

Le courant d'anode (I_a) est le courant débité par l'anode lorsque l'on vient récupérer le signal en sortie. Pour assurer un fonctionnement stable il faut se trouver dans les conditions : $I_p > 100 I_a$, $[\Phi_i]$ et $[\Phi_{id}]$, nous devons donc estimer I_a . Les CFD ont un seuil minimal d'environ 8 mV, donc lors de l'utilisation du PM il sera réglé de sorte qu'un photo-électron ait un signal supérieur à 8 mV. Nous nous attendons à observer des événements avec 10 ou 100 photo-électrons (un proton de recul de quelques MeV ou un gamma par exemple), soit 80 ou 800 mV comme amplitude de la sortie de l'anode. L'impédance de sortie est de 50Ω , le courant débité est donc de 16 mA, I_p doit donc être supérieur à 1,6A !!! Cette valeur est très supérieure à ce que débite une alimentation haute tension, nous avons donc une limite liée à la source d'alimentation. Nous pouvons quand même résoudre le problème, la relation $I_p > 100 I_a$ n'est importante que lorsque l'on travaille avec un flux continu, dans notre cas, avec des impulsions très brèves, il faudra juste mettre des capacités de ballast entre les dynodes pour que le courant débité ne fasse pas chuter la tension après une grande impulsion.

En tenant compte de ces deux contraintes (I_p max et W faible) nous avons choisi une résistance totale du pont diviseur de tension de $4.4 \text{ M}\Omega$, ce qui assure une puissance du PM d'un peu moins de 1 W à 2000 V (très acceptable), I_p est donc de 0.5 mA (de l'ordre du maximum de ce que débite la haute tension TONNERRE).

- **Tension négative :** nous allons travailler avec une haute tension négative, nous devons donc mettre une résistance de découplage d'une valeur importante entre la cathode et la haute tension. Nous choisissons une valeur de $10 \text{ M}\Omega$.
- **Problème de débit :** nous avons besoin de capacités de ballast pour assurer une tension constante aux bornes des dynodes lorsqu'un courant important est débité. On pourrait se dire qu'il suffit de mettre une capacité qui englobe le pont diviseur mais cette solution revient un peu trop cher, il faudrait en effet un condensateur supportant des tensions de 3 kV , ils sont assez coûteux ; nous devons donc en mettre entre chaque dynode. Le schéma de l'annexe 1 montre que l'on fait se chevaucher les condensateurs, la raison est purement pratique : plus la distance entre les pattes des capacités est importante et plus le courant de fuite est important. Lors du montage des capacités le fait de les faire se chevaucher ainsi permet de diminuer cette distance à cause du brochage du PM, [Mar98, Φ_{id}], nous divisons ainsi la distance entre les pattes (1 cm vs 2 ou 3 cm). Nous reviendrons sur le courant de fuite et les effets qu'il produit dans la dernière partie du chapitre. Il faut maintenant déterminer la valeur de ces capacités, elles doivent être telles

que : $C=q/\Delta V$ où q est la charge d'anode (pour la dernière capacité), et ΔV est la fluctuation de tension jugée acceptable. Dans notre cas: le signal est de 800 mV sur 100 ns (limite supérieure) $\Rightarrow q=1.6$ nC, donc si l'on prend une capacité de 10 nF on accepte une fluctuation d'un dixième de volt¹⁴ sur la tension entre la dynode 11 et l'anode. Pour la capacité suivante on pourrait faire un calcul du même ordre et on trouverait moins, le signal I_{d12} étant plus faible que I_a , mais pour des raisons de facilité nous utilisons la valeur de 10nF pour les autres condensateurs de ballast.

- **Signal prélevé sur la dernière dynode :** Le signal prélevé sur la dynode 12 est un signal positif, l'électronique que l'on utilise est faite pour fonctionner avec des signaux négatifs (QDC 812F, CFD Lecroy, etc. ...) il faut donc inverser le signal sans le dégrader. Un transformateur de gain 1 branché de façon inverse assure l'inversion rapide du signal sans détérioration.
- **Signal rapide :** les signaux de sortie du PM sont très rapides, il convient donc de monter des résistances de découplage entre le pont diviseur et les dynodes. C'est le rôle que jouent les deux résistances de 51 Ω (montées après les dynodes 11 et 12) que nous pouvons voir sur le schéma. Le signal étant plus faible dans les étages précédents il n'est pas nécessaire d'y souder ce type de résistances.

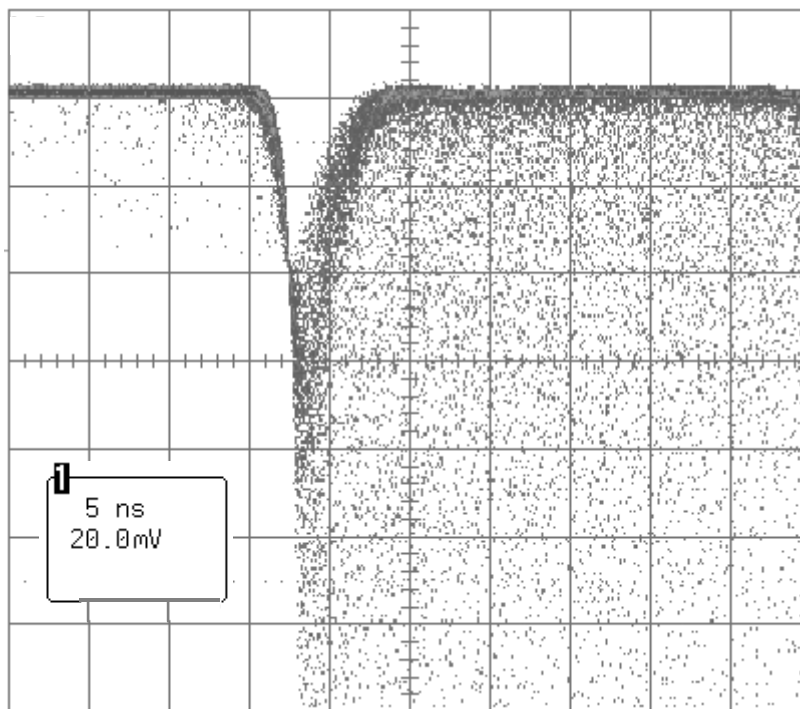


Figure III-15 : Forme des signaux de sortie à l'anode du PM avec les nouvelles embases. Il y a plus de bruit de fond que dans la figure III-9 car le PM est monté sur la latte alors que dans la figure III-9 ou il est seul.

2.3.c Résultat des nouvelles embases, test LPC Caen et au Centre d'Etude de Bruyères le Châtel (CEA/DAM)

Après la modification des premiers photomultiplicateurs nous avons réalisé toute une série de tests avec des sources β , pour rechercher un réglage de CFD (fraction, retard et "walk") qui améliorerait la résolution en temps. Nous avons validé les tests faits au laboratoire avec des

¹⁴ Nous rappelons que le gain d'un PM en fonction de la tension suit une loi en $\frac{1}{V}$.

sources β en retournant au Centre d'Etude de Bruyères le Châtel et en travaillant de nouveau sous faisceau de neutrons.

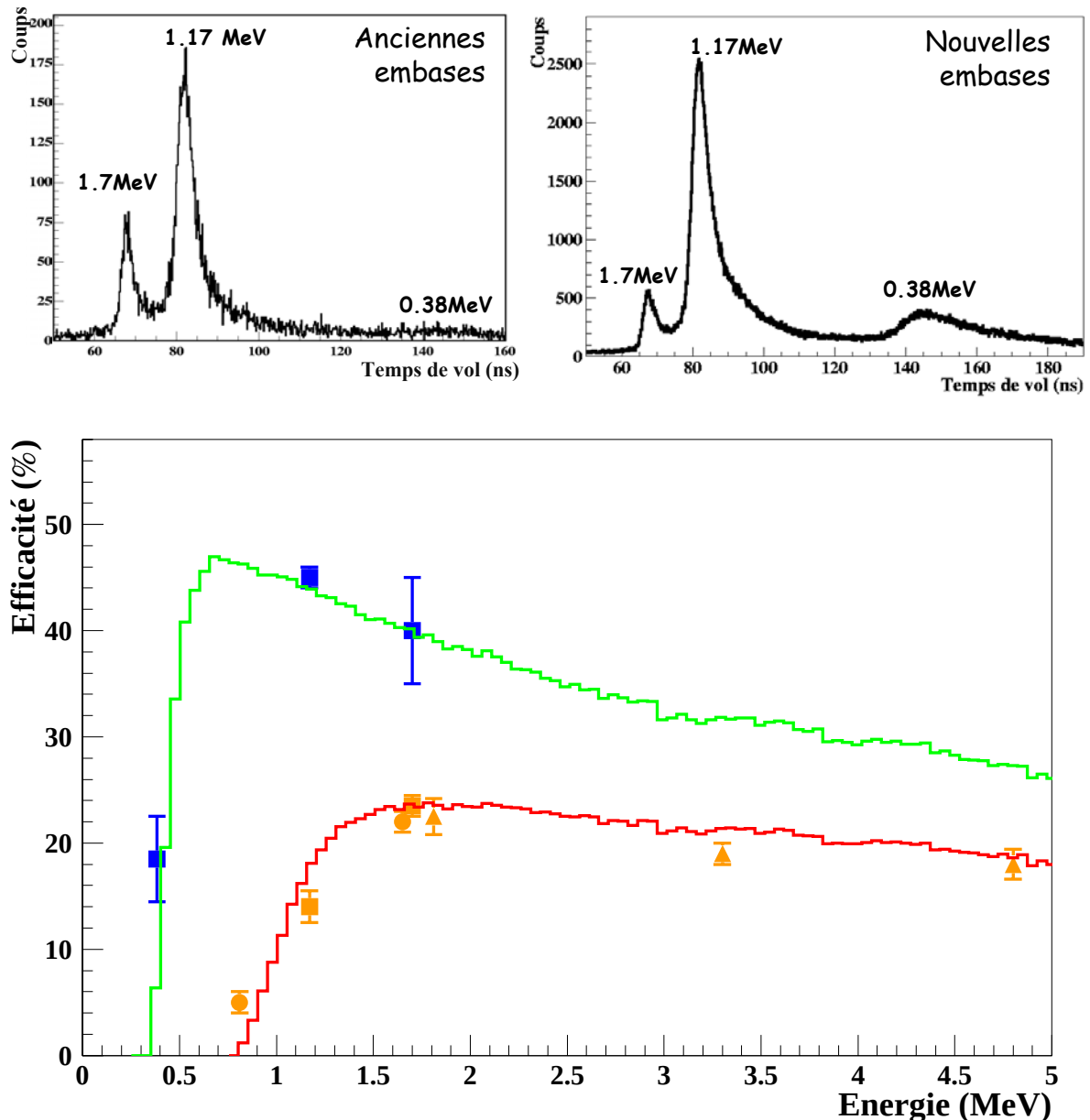


Fig III-16 Comparaison entre les nouvelles et les anciennes embases, pour des spectres en temps de vol (en haut) et pour l'efficacité (en bas). On note une nette amélioration d'efficacité et un abaissement du seuil de détection.

La figure III-15 montre un signal de sortie d'une nouvelle embase, il faut la comparer avec la figure III-9. La figure représente un signal anode, le signal dynode inversé étant très semblable, il a juste une amplitude un peu plus faible (90%) et un temps de descente un peu plus rapide. Comme on peut le voir les rebonds ont disparu et il est maintenant plus aisé de régler les PM et leur électronique. De plus lors de ces différents tests (laboratoire et Bruyères) le codage des charges s'est avéré correct et l'on peut assez précisément déterminer un seuil avec des sources gammas.

En ce qui concerne la traîne dans les pics en temps de vol, les tests de Bruyère ont montré qu'elle semblait être toujours présente. Ces tests ayant été fait avec des énergies plus élevées que les précédents, une comparaison directe n'est pas possible, mais l'expérience E333 confirma par la suite que ce phénomène n'a pas disparu avec le changement d'embases.

Les conclusions tirées du changement d'embases sont :

- Meilleure forme des signaux
- Possibilité de travailler avec un seuil plus bas (figure III-16)
- Codage des charges correctes

3 TONNERRE aujourd'hui, après nos modifications

3.1 Réglages de TONNERRE

Dans cette partie nous présenterons différents points concernant le réglage de TONNERRE, ainsi qu'une réflexion sur la notion de seuil pour un détecteur de cette taille, et nous reviendrons sur les problèmes de traîne.

3.1.a Réglage des photomultiplicateurs

Si l'on met une tension sur un PM sans le coupler à un détecteur on a des signaux en sortie de l'anode et de la dynode, même si le PM est dans un milieu complètement étanche à la lumière. L'une des causes de ce *bruit d'obscurité* provient de l'émission d'un électron par la photocathode due à l'agitation thermique. Dans ce cas le signal de sortie du PM est ce que l'on nommera par la suite le "signal photon unique", c'est à dire le signal généré par l'accélération d'un seul électron. Ce signal peut être considéré comme le signal type du photomultiplicateur. Ces signaux ont tous pratiquement la même forme mais suivent une distribution en amplitude qui varie en fonction du PM. Pour les PM TONNERRE cette distribution est gaussienne ; la figure III-17 montre cette distribution, lorsque l'on intègre ces signaux dans un QDC. Il faut noter que lorsque l'on visualise la sortie d'un PM à l'aide d'un oscilloscope on se rend bien compte qu'il existe une population de signaux qui ont ce type de distribution.

Lors du réglage d'une latte TONNERRE, il est nécessaire de relever l'amplitude du signal photon unique pour la tension à laquelle on travaille et de s'assurer que le seuil du CFD est plus faible d'au moins un ou deux sigma. Ceci assurant de travailler au seuil le plus bas possible. Ces amplitudes photon unique ont été relevées pour différentes tensions pour une partie des PM du parc ce qui a montré de grandes disparités, le vieillissement des PM pouvant expliquer ces différences.

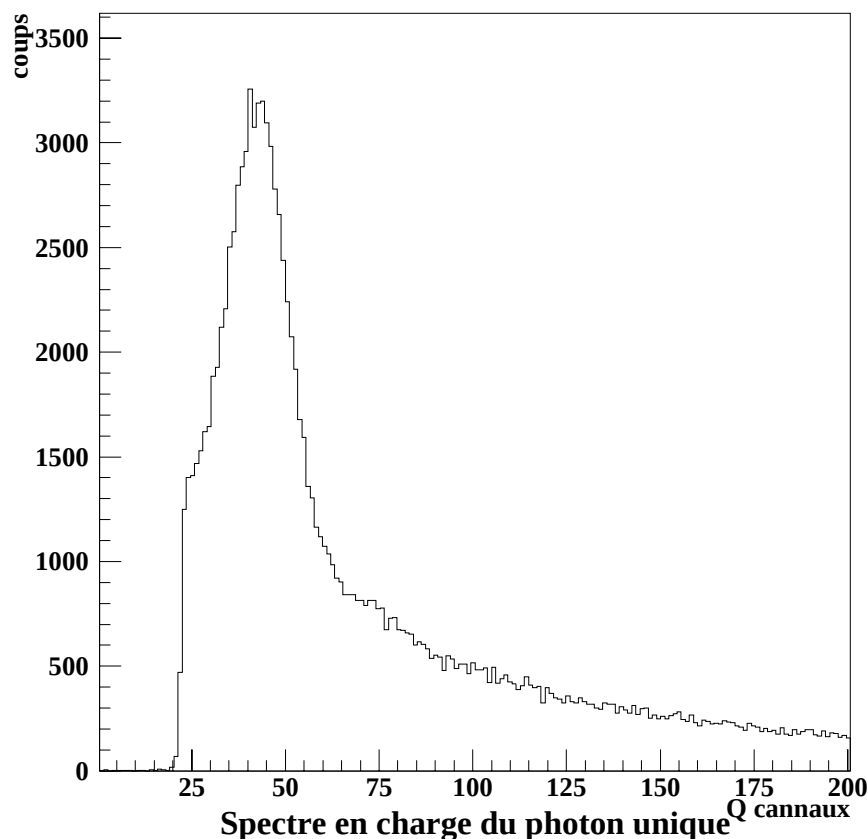


Figure III-17 : distribution en charge des impulsions d'un PM de TONNERRE. La coupure abrupte au canal 20 provient du seuil du CFD. Le pic à forme gaussienne est la distribution des photons uniques.

3.1.b Bruits d'obscurité et "field émission"

De façon exhaustive il existe trois causes au bruit d'obscurité.

1. Le courant de fuite ohmique qui vient des petites fuites entre les éléments sous tension et les éléments ambiants (plastique, verre etc. ...), c'est un bruit qui est important lorsque l'on travaille à faible gain et à faible température, c'est pour minimiser ce bruit que les pattes des condensateurs doivent être les plus courtes possibles.
2. L'autre source de bruit est, comme nous l'avons vu plus haut, l'agitation thermique de la photocathode. Ce bruit dépend de la température et sa distribution en amplitude suit celle des photons uniques.
3. La dernière source est ce que l'on nomme la "field émission" ou "cold émission", elle provient de champs électriques locaux assez intenses qui vont accélérer des électrons et les multiplier. Ceci survient surtout lorsque l'on travaille avec une tension assez élevée (ce qui est notre cas). Ce bruit se caractérise par un grand nombre de signaux de plusieurs fois le photon unique, et un grand nombre (de l'ordre de 10^6 pas seconde) de signaux d'amplitude un cinquième de celle du photon unique.

Le défaut principal de ces nouvelles embases est que, le gain n'ayant pas été privilégié, on doit travailler avec des tensions assez élevées si l'on veut pouvoir régler les lattes au photon unique ; nous sommes donc plus sensibles à la field émission. Ceci pourrait être contré si l'on utilise des preampli de charge en sorti des PM. On pourrait ainsi travailler avec des tensions plus basses ce qui permettrait d'avoir moins de bruits de fond électronique et de comportement chaotique et de moins "fatiguer" les PM tout en assurant que le signal photon unique serait supérieur au seuil du discriminateur.

Lors de la mise sous tension des photomultiplicateurs TONNERRE il arrive qu'un PM parte en régime chaotique, c'est à dire qu'il ait un taux de comptage de quelques millions de coups par seconde. Une méthode pour résoudre le problème est de couper la tension, d'attendre quelques dizaine de minutes et de remettre la tension très progressivement. Généralement le PM repart en "régime normal".... Ce régime chaotique n'est pas bien compris, mais l'explication la plus satisfaisante trouvée est la field émission. Les deux arguments principaux sont :

1. Le comportement chaotique du PM ressemble fortement au phénomène de field émission présenté dans la littérature, mais avec un gain supérieur. Les signaux ont l'amplitude du photon unique et non pas $1/5^{\text{ème}}$.
2. La distribution en charge des PM TONNERRE est gaussienne autour du photon unique, et si l'on continue vers les basses charges, on trouve une forme d'exponentielle décroissante. Cette partie du spectre vient du courant d'obscurité en "field émission". Pour les quelques PM qui parfois se mettent en régime chaotique, cette partie du spectre est plus importante que pour les autres.

3.1.c Seuil et transmission optique

Comme nous l'avons déjà mentionné il est utile de déterminer le seuil keVee⁻ (keV équivalent électron) de fonctionnement d'un scintillateur. Pour la très grande majorité des scintillateurs plastiques le nombre de photons générés par la détection d'un électron est directement proportionnel à son énergie. Ainsi avoir un seuil S keVee⁻ revient à dire :

une particule interagit, laisse L photons, sur ces L photons $\text{Top}^{15} \times L$ vont atteindre la photocathode et $L \times \text{Top} \times \text{Qef}^{16}$ interagissent, ainsi en sortie du PM on a un signal d'amplitude $\text{PU}^{17} \times L \times \text{Top} \times \text{Qef}$, et si l'amplitude est supérieure au seuil du CFD nous détectons la particule. Ainsi L pouvant se lire en énergie d'électron ([Mad77,Tim01,Mar98]) on remonte au seuil de détection pour une énergie équivalente-électron.

Supposons maintenant que l'on travaille au photon unique, le seuil keVee⁻ va devenir une moyenne de ce que l'on voit. En effet si un événement génère 100 photons, 2 arrivent sur la photocathode, la probabilité de déclenchement est de $(1-70\%^{18} \times 70\%)=51\%$, par contre pour une quantité de lumière double, on a 4 photons sur la photocathode et dans ce cas l'événement est vu 75% des fois ; comme on le voit, si l'on travaille au photon unique avec une faible quantité de lumière atteignant le PM, le seuil sera une moyenne autour de "vrai seuil keVee⁻".

Nous avons montré que la transmission optique intervient quelque part dans le seuil keVee⁻, il n'y a donc pas de problème si l'on a un scintillateur qui a une transmission constante en fonction du lieu d'interaction. Ce n'est pas le cas de TONNERRE (cf. figure IV-10), on peut donc facilement faire une erreur lors de la calibration en charge si différentes sources sont utilisées et si elles ne sont pas placées au même endroit sur la latte. De plus si l'on se règle "au photon unique" le seuil de détection (la quantité minimum de lumière générée pour être vue) dépendra du lieu d'interaction.

En conclusion, déterminer un seuil "keVee⁻" est une démarche parfaitement claire lorsque l'on travaille avec de grandes quantités de lumière, et que l'on monte les seuils des discriminateurs pour "couper" une quantité de lumière. Lorsque l'on travaille sur les lattes de

¹⁵ Top=transmission optique du scintillateur

¹⁶ Qef= efficacité quantique de la photocathode

¹⁷ PU= amplitude du signal photon unique

¹⁸ Qef supposé être de 30%

TONNERRE, avec une transmission optique dépendante de la position d'interaction, et avec un seuil "au photon unique" le seuil "keVee" sera plutôt un seuil moyen de la latte.

3.1.d Source de bruit de la latte

A part le bruit d'obscurité des PM dont nous avons déjà parlé il existe plusieurs autres sources de bruit de fond pour une latte TONNERRE. En général si l'on règle les deux PM au photon unique et que l'on compte le nombre de déclenchements dus au bruit, on obtient environ 20000 coups par secondes (cp/s) pour chaque PM (cette valeur dépend du PM, ce qui prouve qu'une partie du bruit vient du bruit d'obscurité du PM) et environ 3000 cp/s en coïncidences.

Les sources de bruit sont :

1. Le bruit du scintillateur, en effet après le passage d'une particule la phosphorescence (cf. partie 1) va polluer le scintillateur et on aura des déclenchement "photon unique" sur un seul PM.
2. Le bruit lié à la radioactivité ambiante, que l'on observe surtout en coïncidence. L'ordre de grandeur est de quelques milliers de coups par seconde et dépend, d'après nos expériences auprès d'accélérateurs, de la quantité de béton qui les entoure. Ainsi dans le hall neutrons du Centre d'Etude de Bruyère le Châtel (CEA/DAM) il est deux fois moins important que dans la salle D6 de LISE au GANIL.
3. Le bruit lié aux rayons cosmiques : [Mar98] a calculé qu'environ 30 cps proviennent des rayons cosmiques, ce sont en majorité des muons au minimum d'ionisation qui vont laisser des quantités de lumière impressionnantes par rapport à celle laissée par les neutrons que l'on cherche à détecter. On peut facilement mesurer le nombre de déclenchements liés à cette source de bruit en mettant en coïncidence les deux PM de la latte, il suffit de monter le seuil des CFD à quelques dizaines de photon unique. L'amplitude importante des signaux provenant des rayons cosmiques va poser un problème pour le signal dynode, en effet l'impulsion généré par le PM sera de quelques volts, et le transformateur va saturer et mettre quelques μ s pour retrouver une ligne de base correcte.

Ces différentes sources de bruit dépendent de la taille du scintillateur. Ainsi un autre détecteur, semblable aux lattes de TONNERRE mais d'une taille 8 fois plus petite montre que dans les mêmes conditions d'utilisation le bruit en coïncidence est bien 8 fois plus faible [Fon01].

Lors de la première expérience à Bruyère le Châtel on a monté une boîte en plomb autour de la latte, avec des briques de 5 cm d'épaisseur. Le bruit de fond en coïncidence a diminué d'un facteur 5 (environ 600 cps¹⁹). Ce type de montage ne peut pas être généralisé autour de TONNERRE car il pèserait quelques dizaines de tonnes.

En pratique, même si le bruit de fond est gênant lors d'expériences, le fait de faire des coïncidences 2PM + bêta nous permet de travailler dans des conditions raisonnables. Lors de l'expérience E377, un système d'anti-coïncidence avant les TDC a été mis en œuvre pour être certain que la voie du TDC ne serait pas occupée par des signaux qui arriveraient plus tôt que les 4ns de temps de vol de la lumière. Le résultat a semblé très satisfaisant.

¹⁹ Ce n'était pas du plomb archéologique, donc même s'il arrêtait une partie de la radioactivité ambiante, il en générerait lui aussi.

3.1.e Problème de traîne et réflexion sur les limites du détecteur

Comme nous le verrons au chapitre suivant un code nous a permis de mieux comprendre l'origine de la traîne qui semble venir du temps de réponse du plastique. Comme nous l'avons vu précédemment il existe une composante rapide et une composante lente dans le temps de réponse d'un scintillateur. Si un neutron interagit et génère 50 photons de fluorescence rapide et 50 de fluorescence lente, avec une transmission optique de 1% (ordre de grandeur pour une latte), il est probable que ce soit l'un des photons provenant de la fluorescence lente qui soit détecté par le photomultiplicateur ; c'est ce qui se passe, pour cet exemple, dans 33% des cas : on a une chance sur 2 d'avoir un photon provenant de chacune des composantes, on a donc 25% de chances d'avoir les deux (le temps est donné par le premier qui arrive donc c'est la composante rapide qui l'emporte), on a 25% des chances de n'en voir aucun, et une chance sur quatre un seul. Conclusion dans 33% des événements détectés avec les hypothèses de départ le signal en temps est donné par un photon provenant de la fluorescence lente.

On a donc une impulsion en temps qui arrivera avec un retard par rapport au temps de vol "vrai". Ce retard, lors de la reconstruction du temps de vol à partir des deux PM, va générer une traîne dans le spectre en temps de vol. Dans le chapitre IV une étude plus complète de cet effet est présentée, la conclusion en est que plus le nombre de photons attendu sur le PM est faible plus la traîne sera importante. Ceci coïncide avec ce qui est observé expérimentalement: la traîne est composée d'événements de faible charge déposée. On retrouve de plus la dépendance de la traîne avec l'énergie du neutron puisque la distribution en quantité de lumière déposée dans la latte est fonction de l'énergie du neutron.

Selon cette explication le fait de travailler avec un seuil très bas diminue la résolution du détecteur et modifie la forme des pics, ce qui est gênant lors de la détermination de leur surface. Par contre le seuil bas permet un gain significatif en efficacité.

La question qui se pose maintenant est pourquoi l'on voit apparaître cette composante lente sur TONNERRE.

Les travaux de chercheurs utilisant des systèmes similaires à TONNERRE, le tonneau de MSU [Sch95], le mur de Riken [Oza95], les lattes courbes de Riken [Aoi97] ou bien à l'Ires les deux lattes courbes [Bau89b] montrent dans leurs spectres en temps des pics légèrement asymétriques, mais l'asymétrie s'explique le plus souvent par des diffusions multiples de neutrons dans les plastiques (détecteurs d'implantation ou de neutrons), provoquant un retard de l'interaction du neutron qui sera détectée. La traîne semble quand même moins importante pour ces détecteurs, même lorsqu'ils travaillent avec des seuils très bas ([Oza95]). Il faut juste remarquer qu'ils n'utilisent pas le même plastique. Nous utilisons le BC400 de BICRON, l'Ires et le MSU utilisent du BC412 et à Riken le BC408 est utilisé pour les deux détecteurs. Ceci explique peut-être leurs traînes plus faibles.

Il existe une autre hypothèse : pour courber les lattes, les barres de scintillateurs ont été chauffées ; si la température de chauffage était mal réglée il y a pu y avoir une légère modification au sein du solvant du scintillateur (réduction de la taille des chaînes de polymères par exemple) qui rendra le rapport composante lente / composante rapide plus important.

Au cours de ce chapitre nous avons présenté les différents tests et améliorations que nous avons entrepris sur TONNERRE au cours de ce travail de thèse.

- Nous avons augmenté l'efficacité de TONNERRE de 50% grâce à une modification de l'électronique des PM
- Nous avons vu que le seuil actuel de TONNERRE est le plus bas permis par cette géométrie, il est d'environ 30 keV e^- , ce qui permet de voir des neutrons de 250 keV. Le seuil avant modification de l'électronique était de 80 keV e^- .
- Nous avons montré que l'origine de la traîne ne provient pas de l'électronique mais de la composante lente de l'émission de la lumière dans le plastique et du fait que l'on travail à très faible seuil avec une faible transmission optique
- Nous avons montré que certains comportements anormaux des modules est dû au vieillissement des photomultiplicateurs

Chapitre IV : Etude de la réponse du détecteur par des simulations

Commentaire : Verifier que j'en parle pas dans le chapitre precedent

1 Position du problème

Nous avons vu au chapitre précédent que les spectres en temps de vol provenant des lattes de TONNERRE présentent des pics asymétriques vers les longs temps de vol. Comme nous l'avons déjà signalé nous expliquons ce phénomène par la composante lente de la réponse du scintillateur plastique dont sont composées les lattes. Nous sommes arrivés à cette conclusion en faisant une simulation Monte-Carlo détaillée de différents phénomènes qui entrent en compte dans la réponse du détecteur. Nous présenterons dans ce chapitre le cheminement suivi pour arriver à cette conclusion.

1-1 Les différents éléments à prendre en compte

La simulation a pour but de décrire aussi précisément que possible l'ensemble des phénomènes ayant lieu entre l'interaction du neutron dans la latte et le codage des charges dans le TDC. On peut aussi avoir besoin de simuler la réponse en charge (en quantité de lumière collectée dans la latte) pour mieux comprendre les différents phénomènes mis en jeu. Nous allons ainsi passer en revue chaque point qu'il faudra entrer dans la simulation.

▪ Emission du neutron

Si l'on simule la décroissance d'un noyau bien connu (par exemple un noyau utilisé pour des calibrations) la distribution en énergie des différentes raies de neutron émis sont des Breit-Wigner ayant comme largeur celle du niveau émetteur. Il suffit donc d'effectuer un tirage suivant une Breit-Wigner.

▪ Propagation

Une fois l'énergie du neutron déterminée, les neutrons étant émis isotropiquement, il suffit de tirer aléatoirement la direction sur 4π . Ensuite il faut entrer dans le code la géométrie du détecteur pour pouvoir y propager le neutron. Comme on a pu le voir au chapitre précédent, la forme de TONNERRE est assez complexe et cette partie, si elle est mal abordée, peut demander beaucoup d'efforts lors de l'écriture du code. Le code doit aussi permettre de simuler aisément tout élément pouvant influencer sur l'énergie du neutron comme le plastique d'implantation ou tout élément géométrique présent dans le châssis de TONNERRE (détecteur, support....). Comme le neutron a une charge neutre, les routines de propagation

sont plus simples, en effet son énergie et sa direction ne sont modifiées que lors des quelques interactions qu'il subit.

▪ Interaction des neutrons

Les neutrons vont interagir avec la matière présente, que ce soit le plastique des lattes, le détecteur d'implantation ou bien tout autre objet qui sera mis dans la simulation. Il faut donc entrer dans la simulation les sections efficaces d'interaction n-H, n-C, et il faut de plus que l'on puisse aisément rajouter d'autres éléments dans le code (aluminium ou silicium des structures ou des autres détecteurs par exemple). Comme nous l'avons vu nous travaillons avec des neutrons de moins de 5 MeV et à ces énergies les interactions sur le carbone et l'hydrogène sont purement élastiques (figure III-5) ; il n'y aura donc que ces sections efficaces à prendre en compte. Les diffusions multiples sont un problème lorsque l'on travaille avec des neutrons et qu'il faut suivre le neutron après chaque diffusion jusqu'à une certaine limite. Pour ce qui est des particules secondaires, l'interaction des neutrons provoquera le plus souvent le recul de protons ou de noyaux qui auront un parcours de quelques millimètres dans le plastique pour les énergies considérées (5 MeV proton au maximum). Nous n'allons pas suivre les particules secondaires, ce qui simplifie le programme. En effet la seule information importante pour la réponse de TONNERRE est la quantité de lumière qui sera produite par le recul du proton ou du noyau.

▪ Lumière

Les photons émis après une interaction d'un neutron doivent être suivis au cours de leurs réflexions dans la latte. Il faudra simuler le temps de propagation de la lumière dans la latte pour vérifier qu'il n'intervient pas dans l'explication de la traîne. De même, pour simuler l'efficacité du détecteur, la transmission optique doit être déterminée par le programme, une partie du code doit donc simuler les effets optiques de la latte.

▪ Réponse des PM et de l'électronique

Une fois qu'un photon atteint la photocathode l'efficacité quantique nous dira s'il produit un électron, donc un signal. Nous nous contenterons de considérer l'incertitude sur le temps dû à l'électronique par une gaussienne avec un sigma de 0.5 ns^1

Tous ces éléments contribueront plus ou moins à modifier la Breit-Wigner en énergie du neutron pour donner des spectres en temps de vol que l'on peut espérer, si l'on a bien pris en compte les effets les plus importants, assez proches des spectres expérimentaux. Toutefois dans un premier temps, nous pouvons commencer par regarder comment cette distribution en énergie se transforme en temps de vol si l'on ne tient compte que d'effets simples, base de vol distribution en E, gitter de l'électronique. Nous verrons que cette approche, bien que très simplificatrice, nous permettra cependant de tirer quelques conclusions.

¹ Valeur communément admise dans les différentes publications reproduisant la résolution en temps d'une électronique classique ([Mar98], [Sch94]....).

1.2 Convolution

1.2.a Méthodologie

La distribution en temps de vol du neutron est donnée par :

$$P(t) = \frac{d}{\sqrt{E}} + \Delta t_0 \quad (V-1, \text{ distribution en temps})$$

Où Δt_0 représente l'incertitude gaussienne en temps provenant de l'électronique, d la base de vol et E l'énergie.

La distribution Breit-Wigner en énergie pour un niveau ayant une largeur neutron Γ autour d'une énergie E_0 est donnée par:

$$P(E) = \frac{1}{(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (V-2, \text{ distribution de Breit-Wigner en énergie})$$

Trois éléments vont contribuer à déterminer la distribution de la base de vol :

1. La base de vol physique (120 cm) correspondant à la distance entre le centre du plastique d'implantation et la surface d'une latte.
2. Une incertitude provenant de la position réelle d'émission du neutron (dispersion des noyaux émetteurs dans le plastique d'implantation).
3. Une contribution due à l'incertitude sur la profondeur de la latte où l'interaction a eu réellement lieu.

La distribution totale est la somme de ces distributions.

La distribution liée au point 2 peut, dans une première approximation, être représenté par une gaussienne de sigma de 0.5 cm.

Pour estimer le point 3 il faut faire une hypothèse : **on se place dans un cas parfait, où les neutrons ne subissent pas de diffusions multiples, et toute interaction du neutron dans la latte provoque sa détection.** Dans ce cas l'efficacité de détection dépend uniquement de l'épaisseur de la latte et de la probabilité linéique d'interaction.

$$\varepsilon(d, E) = 1 - \exp(-\lambda(E) \times d) \quad (V-3, \text{ efficacité de détection})$$

Où λ dépend des sections efficaces d'interaction en fonction de l'énergie et de la densité des noyaux sur lesquels le neutron diffuse. La distribution que l'on cherche est la distribution de probabilité pour qu'un neutron d'une énergie E interagisse en un point donné de la matière traversée. Si on place l'origine de l'axe des abscisses au début de la latte : $P(x)$ est la probabilité que le neutron interagisse après avoir parcouru x cm. Comme l'efficacité est la probabilité qu'un neutron interagisse entre 0 et d cm :

$$\int_0^d P(x) dx = \varepsilon(d) \quad (V-4)$$

La probabilité que le neutron interagisse sur une largeur petite dx autour de x est donné par :

$$P(x)dx = \varepsilon(x+dx) - \varepsilon(x) \quad (V-5)$$

Ce qui donne :

$$P(x) = \lambda \exp(-\lambda x) \quad (V-6, \text{distribution de } P(x))$$

Le fait que $P(x)$ dépendent de λ , donc des sections efficaces d'interaction ne facilite pas l'utilisation de cette distribution. Mais comme le suggère l'équation V-3 on peut exprimer λ en fonction de l'efficacité et de l'épaisseur, et si on remplace dans l'équation V-6 on obtient :

$$P(x) = \frac{-\ln(1-\varepsilon)}{d} \exp\left(x \left(\frac{-\ln(1-\varepsilon)}{d} \right)\right) \quad (\text{Eq V-7, distribution de } P(x))$$

Cette écriture est intéressante car l'on peut maintenant, en connaissant d (4 cm pour une latte) et l'efficacité pour l'énergie considérée, tirer aléatoirement suivant la distribution $P(x)$. La figure V-1 montre ces distributions pour différentes valeurs de l'efficacité. Ces distributions ont été normalisées à l'aide de l'équation V-4.

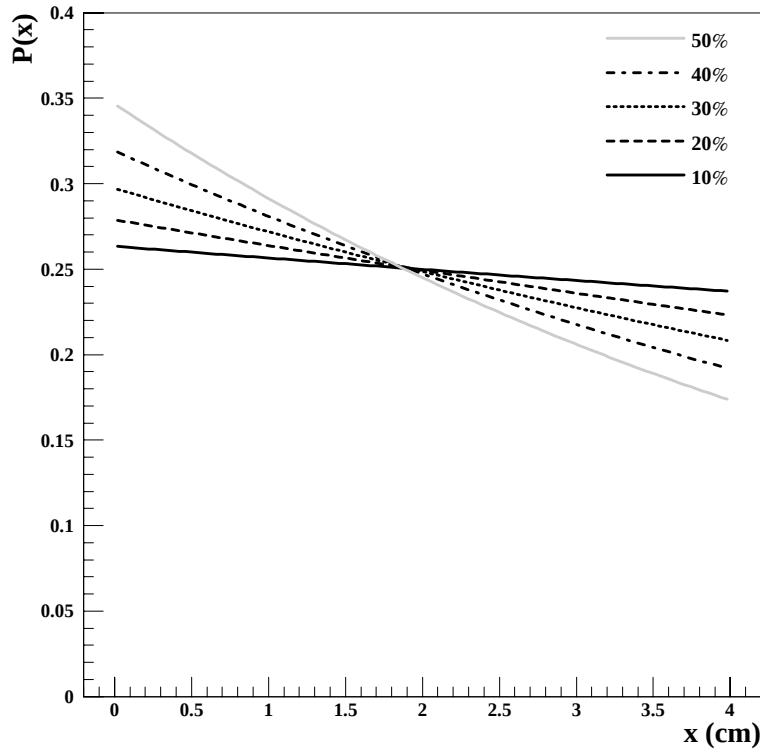


Fig IV-1 : $P(x)$ normalisé pour différentes valeurs de $\varepsilon(d)$.

Maintenant pour connaître la forme du pic en temps de vol obtenu en tenant compte de tous ces effets nous devons convoluer ces différentes distributions suivant l'équation V-1. Il y a, dans cette équation, un produit de variable aléatoire $d/(E)^{1/2}$ qui complique la convolution des variables et l'intégrale obtenue n'est pas soluble analytiquement. Nous avons donc utilisé une méthode Monte-Carlo pour étudier la distribution en temps.

1.2.b Résultats

La distribution en temps de vol est obtenue grâce à la l'équation V-1 et aux différentes distributions générées. La figure V-2 présente la transformation de la lorentzienne en énergie en temps de vol. On peut déjà remarquer que la distribution obtenue ne présente pas la traîne observée dans les spectres expérimentaux.

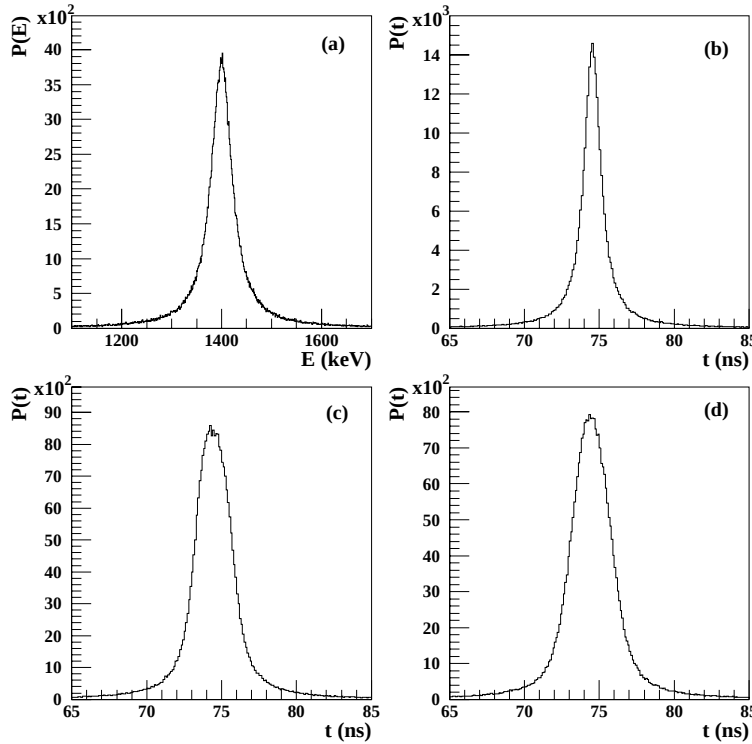


Figure IV-2: (a) Spectre en énergie, (b) transformation énergie temps, (c) temps de vol en tenant compte de l'épaisseur de la latte (d) temps de vol en considérant l'épaisseur de la latte et l'incertitude dans la position du noyau émetteur ainsi qu'un gitter dans la mesure du temps.

Les figures V-3a et V-3b présentent l'évolution de la distribution en temps en fonction de l'efficacité et de la largeur intrinsèque du niveau. Nous pouvons remarquer que la distribution en temps de vol n'est pas fortement affectée par l'efficacité.

La largeur intrinsèque du niveau, par contre, influence de façon plus importante la forme de la distribution.

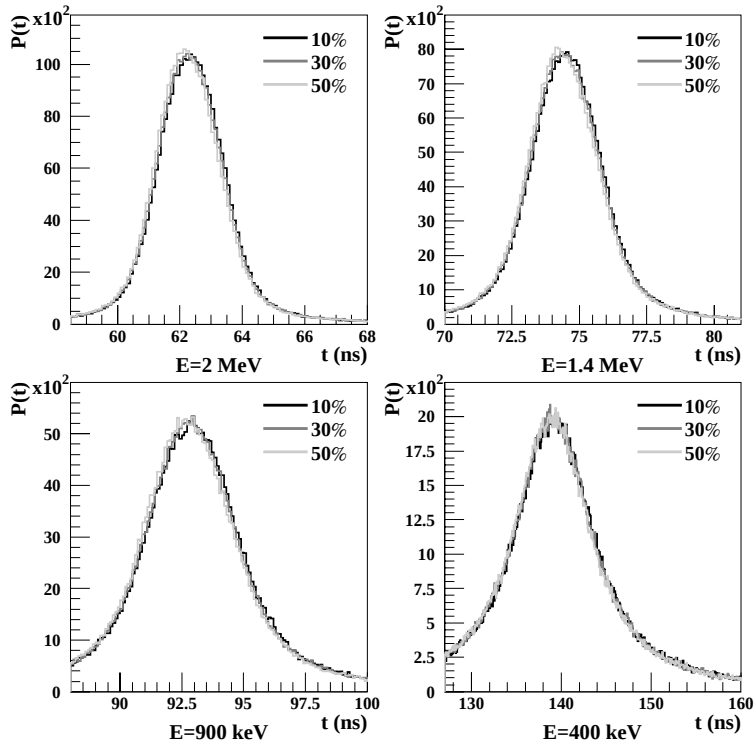


Figure IV-3a : Effet de l'efficacité sur la forme des spectres pour différentes énergie (largeur en énergie de 50 keV).

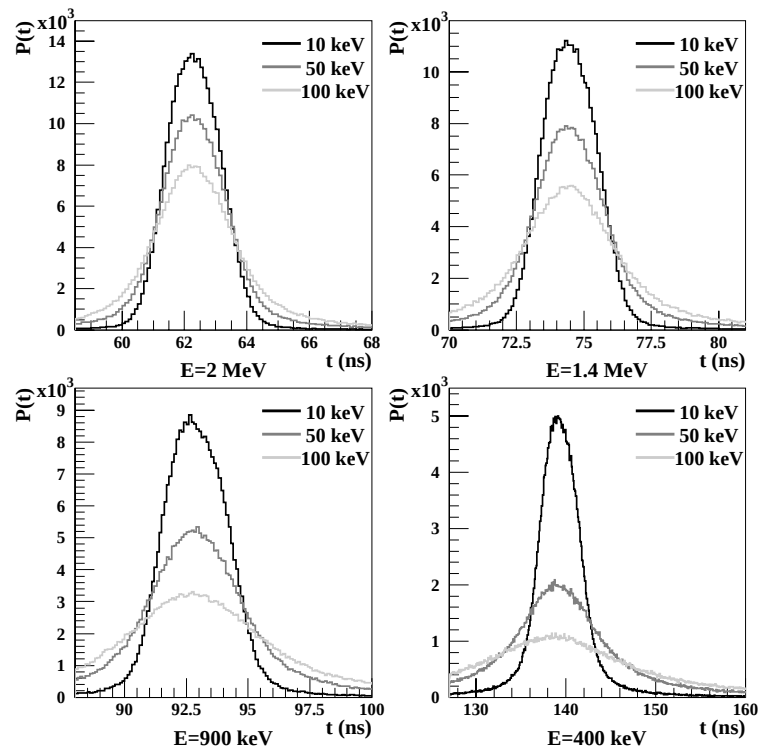


Figure IV-3b : Effet de la largeur du niveau émetteur pour une efficacité de 30%.

La figure IV-4 présente la comparaison de cette première simulation avec un spectre expérimental de neutrons provenant de la décroissance du ^{17}N . Le programme génère autant de décroissances que l'on en a détecté pour construire le spectre expérimental ; on utilise ensuite les rapports d'embranchements et les largeurs des niveaux de ce noyau pour générer les distributions en énergie neutrons. Les valeurs d'efficacité (une par pic, elles jouent aussi sur le nombre de neutrons dans chaque pic) sont celles du chapitre suivant. Nous pouvons remarquer que l'on ne reproduit pas le spectre expérimental, ce qui prouve que le phénomène de traîne n'est pas purement cinématique (en raison de l'intervention de l'épaisseur de la latte sur la base de vol).

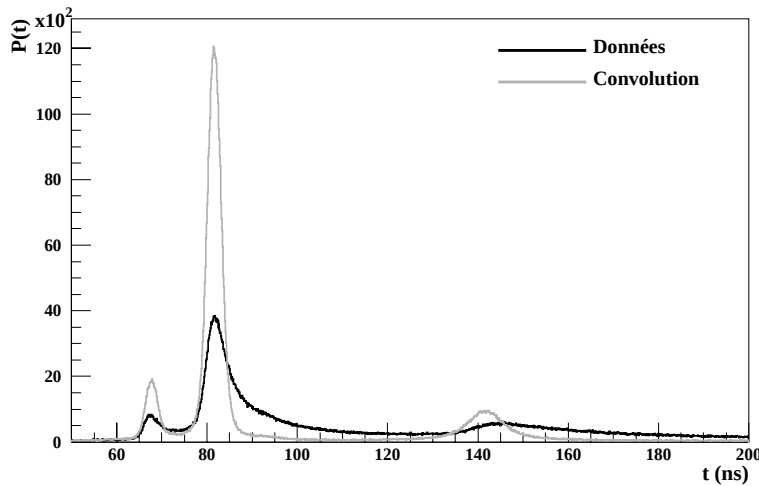


Figure IV-4 :
comparaison entre
convolution et spectre
expérimental.

1.2.c Remarque

Nous allons voir que l'on peut obtenir quelques informations complémentaires à l'aide de cette simulation. Pour le calcul de la distribution finale nous avons supposé que les neutrons ne subissent au maximum qu'une interaction et nous n'avons pas tenu compte des problèmes de collection de lumière.

Considérons maintenant, dans les données expérimentales, un certain nombre de neutrons émis depuis le plastique d'implantation et qui interagissent dans TONNERRE. On se retrouve dans l'hypothèse suivant laquelle cette étude a été menée si l'on ne sélectionne que ceux qui transfèrent pratiquement toute leur énergie cinétique en une seule interaction dans la latte. Le problème est de sélectionner ce type d'événement. La figure IV-5 présente la charge (quantité de lumière) déposée dans TONNERRE en fonction du temps de vol pour le ^{17}N . Les neutrons qui interagissent en déposant la plus grande partie de leur énergie dans la latte se retrouvent dans une branche hyperboloïde, la quantité maximale d'énergie collectée étant fonction de l'énergie du neutron. Le trait plein et le trait pointillé montrent des coupures en charge qui, si l'on projette le spectre en temps de vol au dessus de ces traits, ne sélectionnent que des

événements à grande charge déposée pour le pic du 1.7 MeV (plein) et 1.17 MeV (pointillé)². La figure IV-6 montre la comparaison de la simulation et du spectre expérimental ainsi sélectionné. L'accord est alors beaucoup plus satisfaisant.

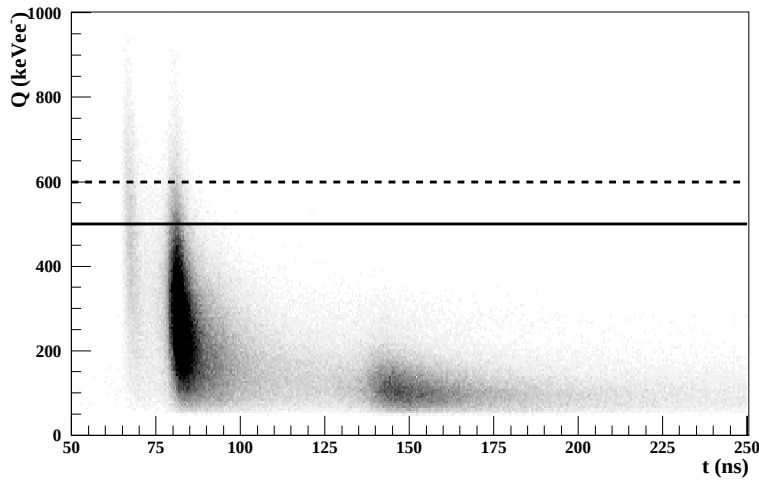
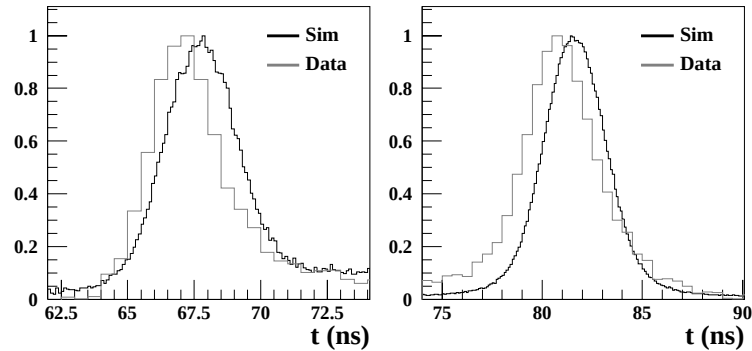


Figure IV-5 :
Charge déposée en
fonction du temps de
vol dans une latte de
TONNERRE.

Nous pouvons conclure que si l'on considère que les neutrons laissent la plus grande partie de leur énergie en une interaction dans TONNERRE, la réponse du détecteur est simplement gouvernée par des considérations cinématiques. Ceci confirme les résultats du chapitre précédent.

Figure IV-6 :
comparaison de la
forme des pics après
soustraction de bruit
de fond pour deux
coupures en charges
différentes (cf texte).



² En toute rigueur la transmission optique de la latte n'est pas la même en fonction de la position, une telle sélection prend aussi, pour le pic considéré, des événements avec une énergie transférée plus faible, mais qui ont eu lieu dans la queue de poisson.

2 Simulation complète

2.1 Introduction

Au cours de ce travail de thèse nous avons développé le code SINPLE (SIMulation of Neutron Propagation and Light Emission), que nous présentons dans la suite de ce chapitre, avec les résultats obtenus.

2.1.a Schéma général

Les résultats du paragraphe 1.2 montrent que si l'on veut comprendre la traîne des pics il faut prendre en compte d'autres effets physiques.

Nous avons donc besoin d'un programme capable de gérer tous les points listés au paragraphe 1.1. De plus ce programme doit être assez facile d'emploi et doit être réutilisable pour simuler différentes configurations de TONNERRE rencontrées dans d'autres expériences.

Comme nous l'avons vu, nous pouvons décomposer ce code en trois parties : simulation de la géométrie et de la propagation des neutrons, simulation des phénomènes physiques et simulation des qualités optiques de la latte. Lors de l'élaboration du programme il faut aussi envisager les moyens de visualiser la géométrie (pour le contrôle du code) et le moyen de relire facilement les données générées par le code.

La diffusion de la lumière a été simulée au moyen d'un autre code développé au laboratoire [Fon01]. Ce programme de simulation se nomme SIMOP (SIMulation OPTique), nous y reviendront un peu plus loin.

Pour les deux autres parties du code (géométrie et phénomènes physiques) nous avons développé un nouveau programme en C++. L'orientation objet du C++ facilite la mise en place de la géométrie. Elle facilite aussi l'implantation des différents phénomènes physiques, en séparant chacune des composantes, ce qui est utile lorsque l'on veut estimer leurs effets relatifs. Un programme développé en objet devient plus simple à modifier où à améliorer, ce qui peut s'avérer utile pour la perspective de la suite des travaux du groupe³.

Pour la visualisation de la géométrie, la solution retenue est de créer des fichiers de points à l'aide des objets en C++, et de relire ces fichiers en utilisant le logiciel PAW et des routines de visualisation 3D.

Les variables pertinentes de la simulation seront stockées dans des fichiers HBOOK qui pourront alors être facilement comparés à ceux contenant les données expérimentales.

2.1.b Solutions non retenues

On peut se demander pourquoi recommencer à écrire un code alors qu'il existe déjà, dans la communauté, des programmes de simulation performants. Nous passerons en revue les différents programmes que nous aurions pu utiliser et nous expliquerons pourquoi nous n'avons pas retenu ces solutions.

³ On pourrait, avec une touche d'ironie, qualifier la programmation objet par : "Pourquoi faire simple quand on peut faire compliqué..... ben parce que c'est plus simple après".

- **Géant 3** : une première simulation de la géométrie de TONNERRE a été entreprise à l'aide de ce code [Mar98], mais Géant 3 n'est pas très bien adapté aux basses énergies.
- **Géant 4** : Lorsque nous nous sommes intéressés au programme de simulation, Géant 4, la nouvelle mouture de Géant utilisant la programmation orientée objet, venait de sortir et toutes ses fonctionnalités n'avaient donc pas encore été testées.
- **Cecil & Madey** : C'est l'un des premiers codes de simulation neutrons et de leurs interactions dans un scintillateur qui se soit révélé performant. [Tim01] utilise ce code pour simuler l'efficacité de TONNERRE mais n'explique pas la traîne. Nous avons préféré utiliser une autre approche pour voir si nous pouvions apporter des éléments nouveaux.

2.2 SIMOP (SIMulation OPtique)

2.2.a Présentation

Une présentation plus détaillée du programme peut être trouvée dans [SIMd], nous nous contenterons d'un rapide survol de ses différentes possibilités d'utilisation.

SIMOP est un programme permettant de propager des photons dans des milieux divers dont les propriétés sont définies par l'utilisateur (forme, constituant, état de surface). L'utilisateur crée les volumes en définissant les surfaces qui les enveloppent. Nous reviendrons sur cette façon de décrire les formes géométriques par la suite car nous nous en sommes fortement inspirés lors de l'écriture des classes géométriques en C++. On peut ainsi créer une latte TONNERRE à l'aide de deux cylindres et de plusieurs plans. L'un des cylindres est défini vers l'intérieur (celui qui a le plus grand rayon) et l'autre vers l'extérieur (celui qui a le plus petit rayon). L'ajout de deux plans horizontaux et de trois plans pour chaque queue de poisson (un vertical et deux inclinés) permet d'obtenir une approximation de la forme d'une latte de TONNERRE (cf. fig. IV-7). Pour chaque volume deux paramètres représentant ses propriétés physiques doivent être définis : l'indice optique du milieu et la longueur de propagation de la lumière μ (tel que $I = I_0 \exp(-\mu x)$).

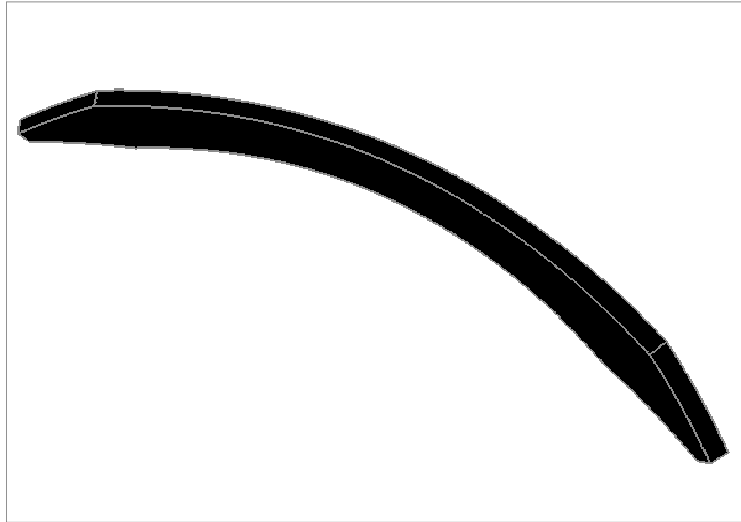
Le programme permet de définir pour chaque surface trois modes de réflexion de la lumière. Le premier, la réflexion métallique, assure que l'angle d'incidence du photon sera le même que l'angle d'émission. Le second type, les réflexions diffuses, utilisent les lois de Descartes en tenant compte des indices optiques des deux milieux de chaque côté de la surface. Le dernier mode de réflexion est la réflexion vitreuse qui tire aléatoirement suivant 2π l'angle de réémissions de la lumière incidente. De plus pour chaque surface on peut définir des paramètres d'absorption intérieure et extérieure. Si on revient à la latte de TONNERRE nous pouvons nous demander quel type de réflexion convient le mieux.

Une mince couche d'air est présente entre le plastique et la feuille d'aluminium. On peut alors penser qu'une réflexion vitreuse entre le plastique et l'air, puis une réflexion métallique entre l'air et l'aluminium sont bien adaptées. Cependant en raison de sa faible épaisseur, la couche d'aluminium est complètement plissée, donc une réflexion diffuse serait peut être plus proche de la réalité. Dans le paragraphe suivant nous reviendrons plus en détail sur la simulation d'une latte de TONNERRE à l'aide de SIMOP.

Pour générer les photons on entre dans l'un des volumes de la simulation la géométrie de la source de lumière. Cette source peut être un point, un segment ou une boule et l'on définit

aussi le mode d'émission de la lumière : isotrope, dans un cône ou vers une moitié de l'espace. Pour notre utilisation, puisque le parcours des protons de recul (et des ^{12}C) ne dépasse pas quelques millimètres, nous nous contenterons de sources ponctuelles isotropes dans la latte.

Parmi les différentes surfaces implémentées certaines peuvent être définies comme étant des détecteurs (les endroits où l'on mettra les PM pour la collection de lumière). Ces détecteurs arrêteront le trajet des photons qui les touchent. On peut obtenir deux informations distinctes grâce à ces détecteurs : le nombre de photons qui atteignent les détecteurs pour un certain nombre de photons générés par la source (c'est la transmission optique de la latte) et la distribution en temps d'arrivée de ces photons.



*Figure IV- 7 : latte
de TONNERRE
selon SIMOP.*

2.2.b Utilisation de SIMOP

[Mar98] présente la première utilisation de SIMOP pour simuler la propagation dans une latte de TONNERRE. Il fallait en effet savoir lors de la construction du détecteur si la transmission optique ne diminuait pas lorsque l'on augmentait la taille de la latte.

Les résultats expérimentaux que nous présenterons dans cette partie sont tirés de [Volrs].

Parmi les deux informations que donne SIMOP, nous commencerons à nous intéresser au temps de propagation de la lumière dans la latte pour atteindre un PM. La figure IV-8 montre les distributions du temps d'arrivée des photons pour différentes positions d'une source ponctuelle. Ces distributions sont semblables à celles qui avaient été obtenues par [Mar98]. Nous pouvons remarquer deux bosses, une très importante qui correspond à l'arrivée directe de la lumière et l'autre, très faible et décalée en temps, due aux photons qui atteignent la queue de poisson et qui repartent vers l'autre photomultiplicateur. En effet la différence de temps entre les deux bosses correspond bien au temps de parcours de la lumière dans la latte. Ce qu'il faut noter c'est la faiblesse de la dispersion en temps de la première bosse (de quelques centaines de pico-secondes à quelques nano-secondes)⁴. Ceci est cohérent avec les

⁴ Le temps de parcours d'un photon dans la latte peut être donné directement en connaissant la vitesse de propagation de la lumière dans la latte, et ceci ne nécessite pas une simulation ; ce que l'on recherche c'est la

études de bolomètres à base de grande latte de scintillateur (non courbée le plus souvent) où, pour les prises de temps lors de la détection de particules de beaucoup plus hautes énergies, ces effets sont pris en compte car la résolution recherchée est de l'ordre de 0.1ns. Mais avec des particules de hautes énergies la quantité de lumière qui entre en jeu est beaucoup plus importante que sur TONNERRE. La figure IV-9 montre la distribution en temps d'arrivée pour un, deux et trois photon(s) tirés selon la distribution IV-8b. Comme nous pouvons le voir dès que le PM voit deux photons, si l'on travail au photon-unique le temps est donné par le premier arrivé, alors la distribution devient très étroite.

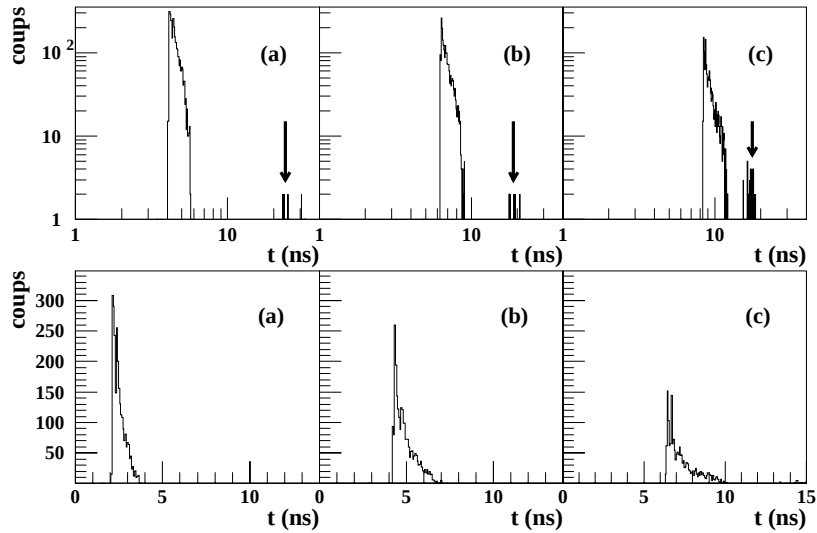


Figure IV-8 : temps de parcours de la lumière dans la latte donné par SIMOP, la "seconde bosse" est le petit pic noté par une flèche. La seconde colonne représente les même spectres mais en échelle linéaire.

Ces phénomènes ne peuvent pas expliquer directement la traîne que l'on observe ; en effet la largeur en temps des pics est trop étroite (2 ou 3 ns) alors que les pics en temps de vol TONNERRE ont des traînes de 10 ou 20 ns. Nous prendrons en compte les distributions en temps des photons dans le programme de simulation globale.

L'autre information intéressante que nous apporte SIMOP est la transmission optique de la latte en fonction du point d'émission de la lumière. Dans [Volrs] il a été montré par simulation que cette transmission est à peu près indépendante en fonction de la profondeur et de la hauteur de la source sur la latte. Elle dépend par contre de la distance de la source par rapport au PM. Ici il convient de faire une remarque sur la fiabilité de SIMOP. Pour la reproduction des transmissions optiques relatives entre différents points de la latte le code est sûrement valide, ce n'est peut être pas le cas pour les valeurs de transmission absolue. Plusieurs arguments peuvent être invoqués dans ce sens : le code ne tient pas compte du spectre

dispersion des temps d'arrivée. De plus les temps de parcours sont corrigés lors de la reconstruction du spectre en temps de vol.

d'émission spectrale de la latte et de plus nous n'avons pas entré le contact optique plastique-plasmol-verre-photocathode.

Nous avons donc mesuré la transmission absolue de la latte en différents points. La méthode consiste à déterminer la valeur en charge (dans un QDC par exemple) du photon unique et de promener une source gamma collimatée en différentes positions de la latte et de mesurer la position du front compton pour cette source pour remonter au nombre de photon unique. Bien évidemment avec un tel dispositif les photons interagissent quelque part dans l'épaisseur de la latte. On a donc dû supposer que ce que le code nous disait (que la transmission est la même en fonction de l'épaisseur) était valide. De plus par cette méthode on mesure la transmission optique absolue du PM couplé au scintillateur, dans laquelle l'efficacité quantique de la photocathode entre en compte, ainsi que la qualité du contact optique. La transmission absolue mesurée comprenait donc ces deux effets⁵.

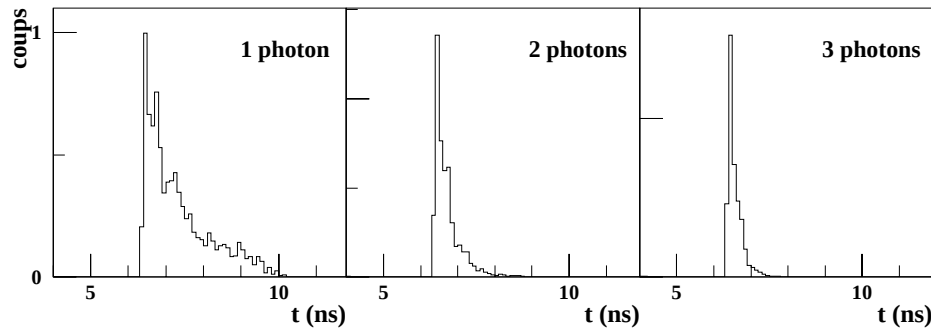


Figure IV-9 : Distribution normalisée du temps d'arrivée du premier photon pour différents nombres de photons tirés de la distribution (8b). L'échelle n'est pas la même que pour la figure 8.

Pour revenir à la discussion du type de réflexion qu'il fallait utiliser pour simuler les surfaces du scintillateur il a été montré que la seule différence entre les diffusions vitreuses et métalliques était dans la valeur absolue des transmissions et non dans les valeurs relatives.

Finalement la figure IV-10 montre la comparaison des transmissions optiques entre les valeurs mesurées et la valeur de SIMOP pour une réflexion métallique, mais divisée d'un facteur 1.57. C'est donc ces valeurs de transmission optique qui devront être utilisées pour la simulation finale. Il convient de remarquer l'intérêt de la mesure de l'efficacité absolue car dans les autres travaux concernant ce type de détecteur ([Mar98,Tim01,Har96]) les courbes de transmission expérimentale données le sont de façon relative et leur utilisation dans une simulation suppose des hypothèses arbitraires.

2.2.c Couplage des codes de simulation

Il convient maintenant de décrire la façon dont on utilise les résultats de SIMOP dans le code de propagation neutron. SIMOP étant écrit en C, on peut penser l'interfacer avec le code de propagation neutrons et, pour chaque interaction d'un neutron dans une latte lancer SIMOP

⁵ La mesure de l'efficacité quantique d'un PM n'est pas simple, de même que celle de l'efficacité du contact optique, mais dans le cadre de la simulation de TONNERRE ce qui nous intéresse c'est la valeur absolue de ces trois effets couplés que l'on recherche.

pour connaître la quantité et le temps d'arrivée des photons sur la photocathode. Ceci nous a semblé assez lourd et gourmand en temps de calcul, car il faudra en effet recalculer la transmission optique pour chaque point de la latte à chaque interaction. Nous avons préféré prendre le problème dans l'autre sens. Les lattes sont découpées en petits segments et pour chacun de ces segments, en fonction de leur distance au PM, SIMOP nous donne la transmission optique que l'on normalise avec le facteur déterminé ci-dessus. De même pour chacun de ces segments on calcule la distribution en temps d'arrivée sur le PM, et pour chaque photon qui arrive on rajoute à son temps d'arrivée un tirage aléatoire sur cette distribution. On prend bien sûr comme temps pour le PM le temps d'arrivée du premier photon puisque l'on travail au photon unique.

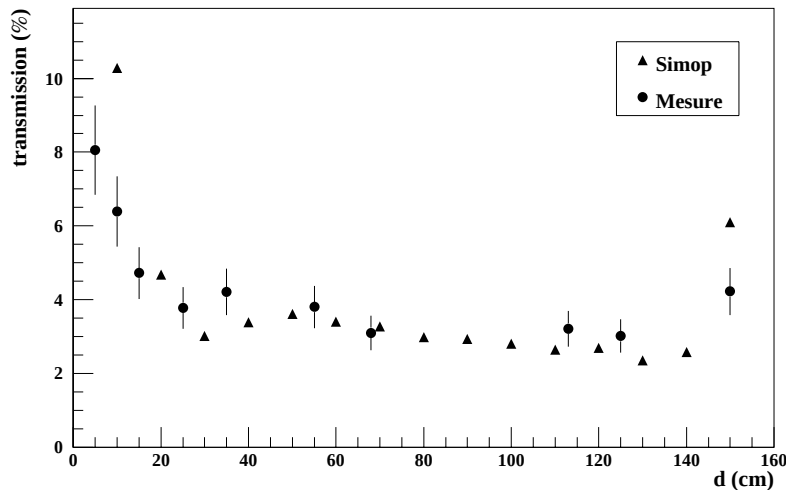


Figure IV-10 : comparaison entre les transmissions optiques mesurées et calculées avec SIMOP (avec un facteur d'atténuation de 1.57).

2.3 Classes géométriques

Nous passerons rapidement en revue comment on a construit la géométrie de TONNERRE de telle façon qu'il soit assez aisé de propager des particules dedans.

Pour définir des volumes nous nous sommes inspirés de SIMOP et nous avons commencé par définir des plans. En effet on peut construire la géométrie de TONNERRE et de toutes les structures autour à l'aide de trois volumes de base : les *boules*, les *tubes infinis* et les "*demi espaces*"⁶. Mais au lieu d'être définies comme des volumes ce sont des *surfaces orientées*.

On définit ensuite les *volumes* comme étant un ensemble de *surfaces orientées*. Ainsi un *anneau* est un *cylindre creux* (lui-même défini comme étant un *tube infini* de grand rayon vers l'intérieur et un *tube infini* de petit rayon vers l'extérieur) et deux plans orientés vers le centre du cylindre. Si l'on rajoute deux plans sécants au centre du *cylindre creux* on a de plus un morceau de latte. Pour une latte complète il faut rajouter les queues de poisson que l'on peut

⁶ On définit un plan par un point et un vecteur normal et le "demi espace" est l'ensemble des points tels que le produit scalaire du vecteur normal et du vecteur (point plan, point) soit positif.

représenter par des *cubes tronqués* (les plans ne sont pas tous perpendiculaires, contrairement à un *cube*⁷). Mais là on voit que l'on a besoin de coller plusieurs volumes (3, un bout de latte et deux cubes tronqués). On définit donc une classe conteneur, *volumec*, qui contient des volumes collés par des plans. Pour "construire" TONNERRE il sera nécessaire de faire des unions de ces classes *volumec* (et *volume* mais un *volume* est une *volumec* qui ne contient qu'un seul élément). Nous appellerons ces classes *structure*. C'est par exemple 19 lattes et un cube⁹ au centre pour le plastique d'implantation.....

Pour pouvoir propager des particules dans ces structures il faut définir trois "méthodes" qui seront utilisables pour toutes les classes : *pin* (point in) et *psortie* (*pentre*) qui détermine, si l'on est dans la structure, le point de sortie (entrée). Le transtypage⁸ du C++ nous permet de rendre ce genre de manipulation aisée, par exemple le pin d'un *volumec* allant directement chercher les *pins* des tous les volumes qui le composent. La figure IV-11 présente le résultat lorsque l'on veut visualiser la géométrie. On a obtenu ce graphique en demandant à chaque *volume* d'écrire ses points de contour dans un fichier texte relu ensuite à l'aide des routines de visualisation 3D de PAW.

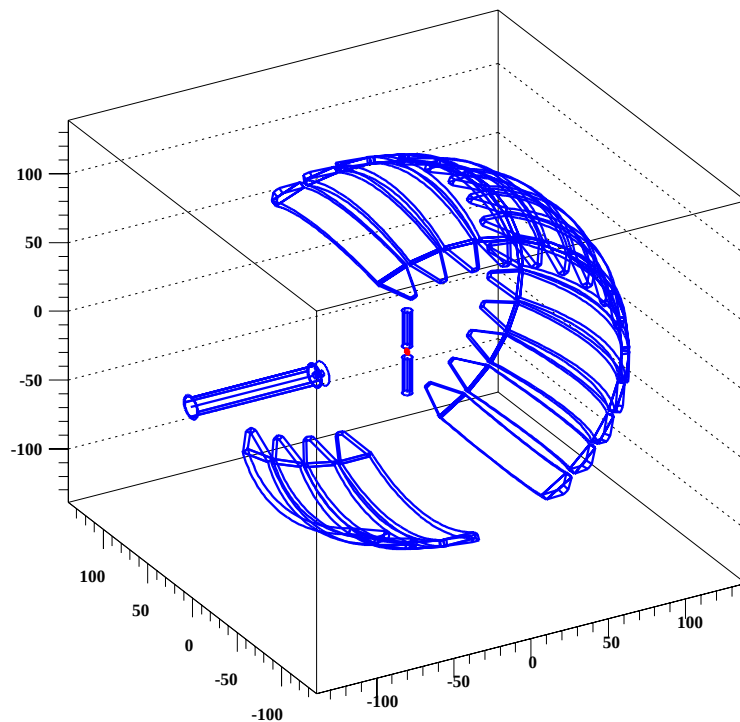


Figure IV-11 : vue de la géométrie de TONNERRE selon le code de simulation lors de l'expérience E333.

2.4 Implémentation des phénomènes physiques

L'organigramme de la figure IV-12 présente la façon dont les classes physiques sont implémentées dans le code. La flèche en haut à droite représente le résultat des classes

⁷ Ce que l'on appelle « cubes » sont en fait des parallélépipèdes.

⁸ Le transtypage consiste à modifier le type d'un objet dans un programme

géométriques présentées dans le paragraphe précédent. Pour construire un détecteur, en plus de la géométrie il faut le remplir de matière(s) qui "réagira(ont)" en fonction de la particule incidente.

La classe *phy* sert à définir les constantes physiques de base et est donc reprise à plusieurs endroits. Pour définir un *composé* qui couplé à une classe géométrique donnera un *détecteur* il faut définir les atomes qui composent le composé. Ainsi pour notre simulation on définit deux classe *C* et *H* pour le carbone et l'hydrogène où l'on paramétrise les sections efficaces de [ENDF-VI] de 10 keV à 5 MeV et où l'on définit les modes d'interactions ; en dessous de 5 MeV les interactions sont uniquement élastiques (cf. chapitre III). C'est à cet endroit que l'interaction d'un neutron sur un hydrogène générera un proton avec une certaine énergie de recul et modifiera l'angle et l'énergie du neutron (grâce à un tirage aléatoire). L'énergie du proton servira à déterminer la quantité de lumière générée (paramétrisée selon les donnée constructeur [Bic]). Grâce à ce jeu de poupées russes on obtient une classe *détecteur* dans laquelle on peut propager le neutron, et qui ira directement rechercher le mode d'interaction et la quantité de lumière déposée.

Il faut noter l'intérêt de l'utilisation du langage C++, qui rend ainsi l'ajout de béton autour du détecteur plus aisé, il suffit de définir une classe *Si* et de reprendre simplement la construction décrite ci dessus.

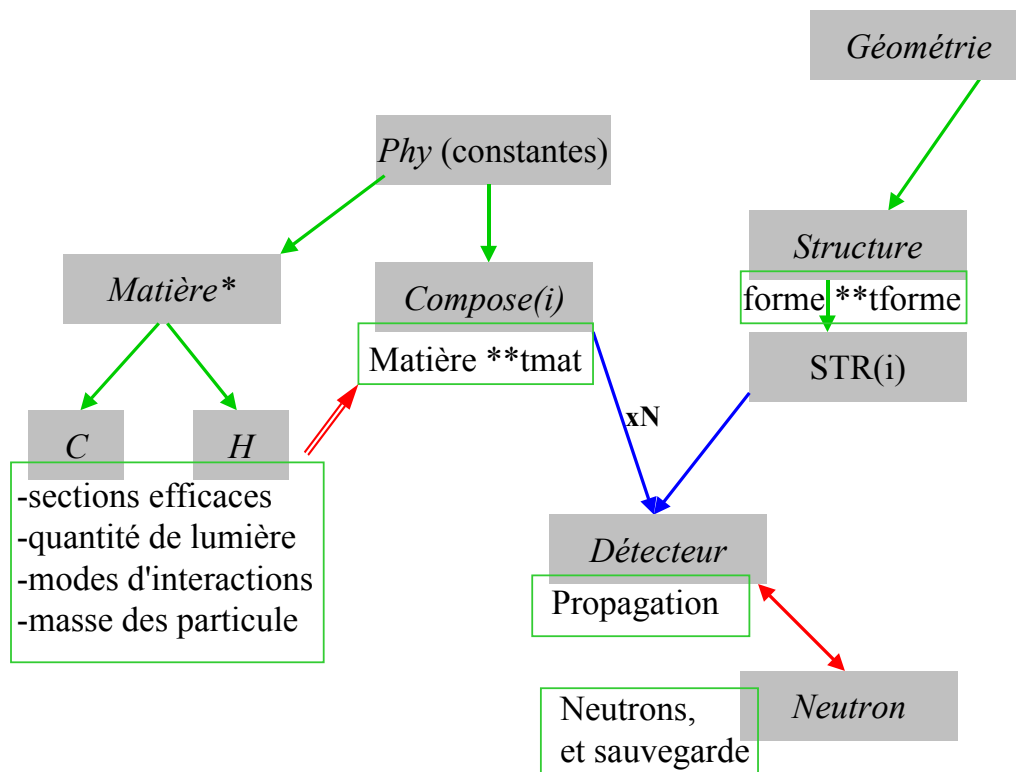


Figure IV- 12 : Présentation des liens entre les classes "physiques" de SINPLE.

3 Résultats et interprétation de la simulation

3.1 Résultats

Nous passerons en revue dans ce paragraphe les différents effets évoqués au début du chapitre et montrerons leur importance relative pour la simulation de TONNERRE.

Il convient d'abord de faire deux remarques.

1. Nous avons deux "observables" pour tester la simulation. La première est la comparaison de l'efficacité de TONNERRE, entre les valeurs mesurées et les valeurs simulées pour un noyau connu. La seconde méthode est de regarder les spectres en temps de vol et en charge de TONNERRE. Dans tout ce qui suit nous travaillerons en supposant que les PM sont réglés au seuil du photon unique et que l'on peut convertir facilement la quantité de lumière reçue en charge du QDC.
2. Pour comparer l'efficacité et les spectres nous n'utiliserons qu'une seule latte. En effet, comme nous le verrons au chapitre V, l'efficacité est modifiée par la présence des supports en aluminium des diodes du dispositif d'implantation que nous n'avons pas simulé. Nous comparerons donc la simulation avec la latte 4 qui était placée sur le devant et pour laquelle les neutrons ne traversaient que le plastique d'implantation et la diode veto (cf. chapitre V)

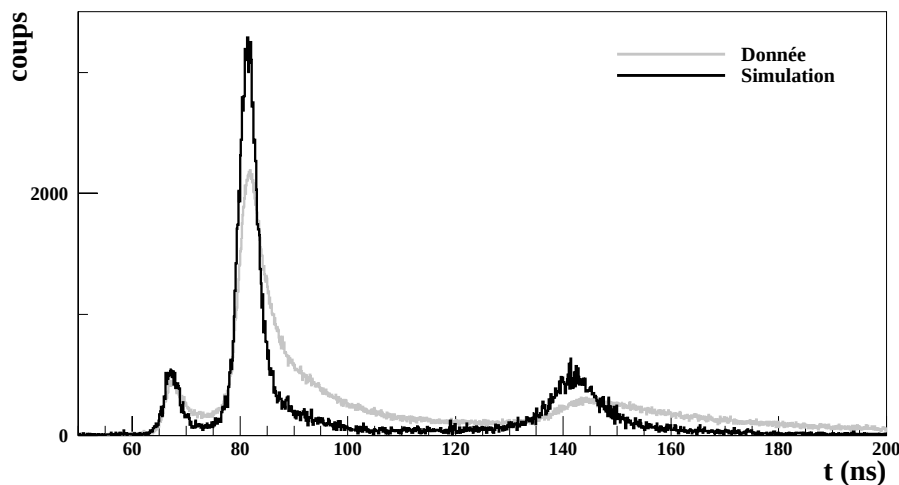


Figure IV-13a : Comparaison entre la simulation et les données pour un spectre en temps de vol lorsque l'on suppose que le temps d'émission de la lumière est instantané, comme on peut le voir on ne reproduit pas la traîne.

3.1a Diffusion multiple

La figure V-13 présente le résultat de la simulation si l'on suppose que le temps d'émission de la lumière dans le plastique est instantané. Le seul effet qui entre en compte, à part la propagation géométrique, est la diffusion multiple c'est à dire la possibilité pour les neutrons d'être déviés sur le plastique d'implantation ou bien de ne pas être détectés lors d'une première interaction dans la latte et d'être détectés lors de la suivante. On a fait cette simulation dans deux cas : les 19 lattes présentes et une seule latte présente. Il n'y avait pas de différence visible entre les spectres en temps de vol ni en nombre de coups par pic, ce qui confirme les résultats de [Mar98] et [Tim01] sur le "cross talk" entre les lattes. Ceci peut s'expliquer simplement : on travaille à basse énergie et pour qu'un neutron interagisse dans une latte et aille réinteragir dans une autre il lui faut parcourir plus de 10 cm après une déviation de près de 90° , donc en ayant une très faible énergie il réinteragira sûrement dans le plastique ou bien ne déposera pas assez de lumière dans la seconde latte contrairement au multi-détecteur DEMON par exemple où les modules sont beaucoup plus larges ($\Phi=16$ cm, $H=20$ cm) l'angle relatif est plus important et de plus les neutrons sont de bien plus hautes énergies ([Lab99]).

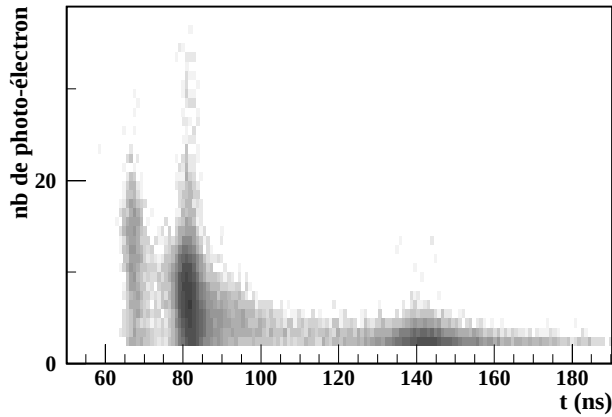


Figure IV-13b : Temps de vol par rapport au nombre de photo électrons détectés par les deux PM de la latte. Cette figure est à comparer avec la figure expérimentale IV-5.

3.1.b Temps d'émission de la lumière

Comme nous l'avons évoqué au début du chapitre III l'affirmation selon laquelle le temps d'émission de la lumière dans un scintillateur plastique est négligeable est faussée⁹. Nous pouvons donc nous demander ce que deviennent les spectres Q%T de la figure V-13 lorsque l'on tire un gitter en temps pour chaque photon qui atteint un PM suivant une distribution de

⁹ Comme nous le verrons lorsque l'on travaille avec de grandes quantités de lumière qui arrivent sur les PM (haute énergie ou grande transmission optique ou seuil de détection assez élevé) ceci redevient une hypothèse de travail correcte.

type de la figure III-4¹⁰. Un premier essai nous a montré que l'on obtenait des choses très ressemblantes à la figure IV-5.

Comme nous l'avons vu au chapitre III il est très difficile de trouver dans la littérature des valeurs pour paramétrer la composante lente du temps d'émission. Nous avons donc essayé différentes valeurs, tout en supposant que la composante lente est exponentielle (cf. chapitre III). Les résultats sont présentés dans la figure IV-14a et IV-14b. Comme on peut le voir on reproduit pratiquement tous les effets liés à TONNERRE vus au chapitre précédent : traîne, gitter en temps trop grand entre les pics, spectre en position trop large etc....

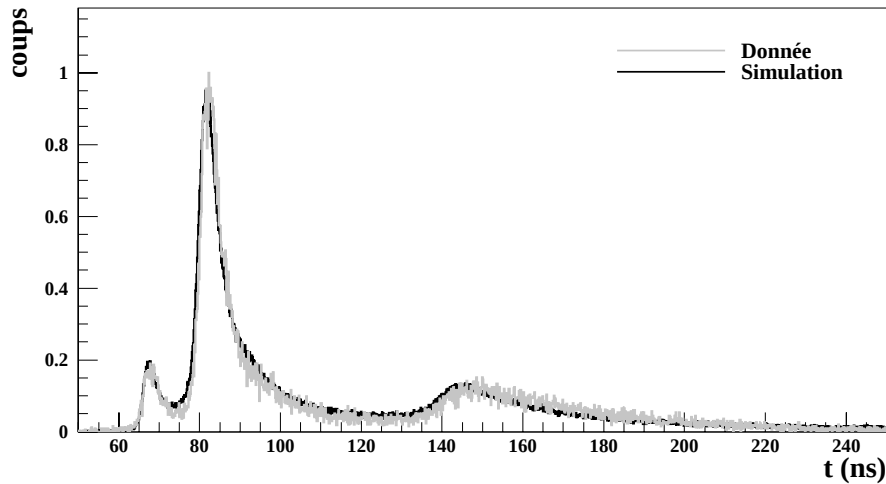


Figure IV-14a : Spectre en temps de vol de TONNERRE comparé à la simulation en prenant en compte une composante lente dans le temps d'émission de la lumière par le plastique.

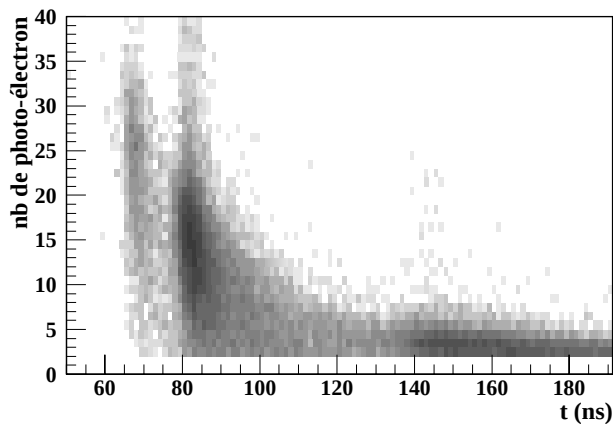


Figure IV-14b : Temps de vol par rapport au nombre de photo électrons détectés par les deux PM de la latte. Cette figure est comparée avec la figure expérimentale IV-5.

¹⁰ Pour des raisons de temps de calcul il est plus aisé de déterminer la quantité de photons générés, le nombre qui atteignent la photocathode et, ensuite, de tirer ces photons suivant une distribution en temps. On ne fait ainsi un tirage que pour les photons utiles de la simulation

3.2 Analyse et conclusion

3.2.a Remarque générale

Cependant il est toujours risqué de croire aveuglement aux résultats d'une simulation. Afin d'être assuré qu'il n'y ait pas de biais important dans cette conclusion une mesure expérimentale de la composante du temps d'émission s'avère nécessaire.

3.2.b Comparaison avec d'autres détecteurs

L'apparition de la composante lente dans le spectre en temps de vol peut paraître surprenante. Ceci dit notre dispositif est original dans le sens où il allie un très bas seuil de détection pour les PM (le photon unique), une transmission optique faible et une énergie des neutrons incidents également assez faible. La figure V-15 montre la comparaison entre un spectre neutron TONNERRE et un spectre neutron des compteurs de l'IReS (cf. chap. V) pour le ^{17}N . Les deux détecteurs fonctionnaient au plus bas seuil et ils sont tous deux composés de NE102A/BC400. Comme on peut le voir les spectres se ressemblent fortement, sauf pour le pic à 300 keV. Il faut noter que les compteurs de l'Ires sont beaucoup plus petits que les lattes TONNERRE et la transmission optique doit y être plus importante. Ceci pouvant expliquer la différence pour le dernier pic.

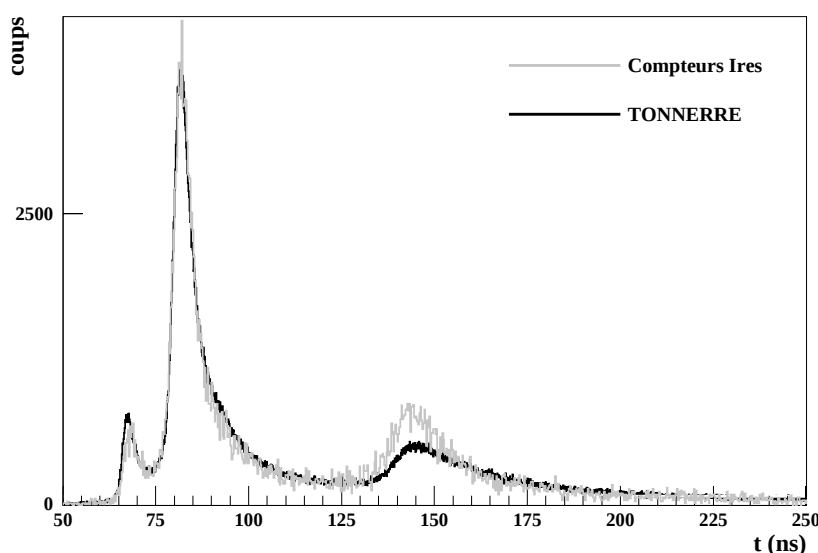


Figure IV-15 : Comparaison de la forme générale d'un spectre en temps de vol TONNERRE et d'un spectre en temps de bol des compteurs de l'Ires. L'abscisse en temps est celle de TONNERRE et elle a été modifiée pour le spectre 'compteur' pour permettre la comparaison. De même les spectres sont normalisés à la même valeur.

3.2.c Comparaison autre code

Le programme de simulation de [Tim01] sert pour calibrer en efficacité TONNERRE. On peut donc se demander comment nos points en efficacité se placent par rapport à ce programme. La figure IV-16 montre une comparaison des efficacités obtenues. Comme nous pouvons le voir les résultats sont en assez bon accord.

Les différences entre les deux codes sont : la prise en compte ou non du temps d'émission de la lumière (qui ne joue pas sur l'efficacité), et le besoin de se caler sur un point mesure. En effet, pour estimer la transmission de la latte [Tim01] a besoin de déterminer un seuil de fonctionnement lié à la quantité de lumière émise, et il utilise les points pour caler la simulation. Dans notre programme nous partons des mesures de transmission optique absolue de la latte.

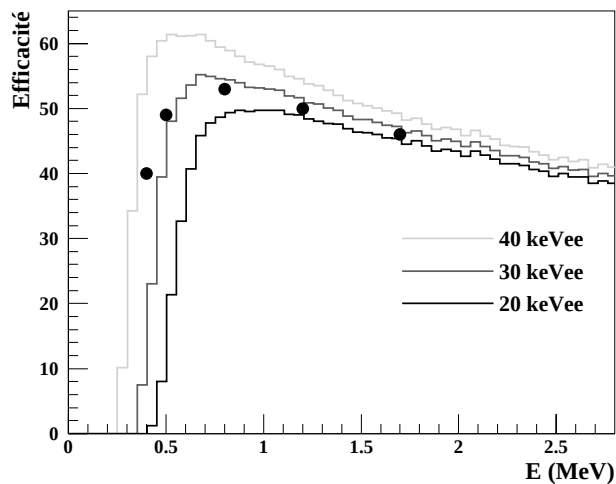


Figure IV-16 : Comparaison des efficacité simulé entre [Tim98] et notre simulation. Les courbes sont les résultats de [Tim98] pour différents seuils (voir texte), les cercle sont les résultats de nos simulations.

Au cours de ce chapitre nous avons vu que :

- la forme des pics dans les spectres en temps de vol ne peut pas être expliquée par de simples considérations cinématique. Ces considérations reproduisent par contre les spectres à grand moment transféré
- nous avons proposé une explication qui permet de reproduire la traîne en temps de vol par simulation. Il faut prendre en compte, dans le spectre d'émission de la lumière, la composante lente. Une paramétrisation de cette composante doit être trouvée expérimentalement.
- nous avons mesuré la transmission optique absolue de la latte
- nous avons développé le code de simulation SINPLE qui permet, avec les valeurs de transmission optique mesurées et en tenant compte d'une composante lent dans l'émission de la lumière dans le plastique, de reproduire les spectres en temps de vol.

Chapitre V : Dispositif expérimental et calibrations

1. Dispositif expérimental

Dans les deux précédents chapitres nous nous sommes intéressées aux différentes études instrumentales menées sur TONNERRE. Nous allons maintenant présenter l'expérience de spectroscopie complète β -neutron-gamma utilisant ce dispositif qui entraine dans le cadre de cette thèse. Cette expérience (E333) a eu lieu au GANIL en avril-mai 2000.

1.1 Production des noyaux

Le but de l'expérience était d'étudier la décroissance des noyaux $^{32,33}\text{Mg}$ et $^{34,35}\text{Al}$ produits par un faisceau stable primaire de ^{36}S accéléré par les cyclotrons du GANIL à 50 MeV/nucléon. Les noyaux étudiés étaient produits par fragmentation du projectile sur une cible de ^9Be d'épaisseur de $4\mu\text{m}$.

Le spectromètre LISE, [Mue91], permettait ensuite de sélectionner, parmi tous les produits de la fragmentation, ceux qui nous intéressaient. Ce dispositif se compose d'un premier dipôle (sélection $B\rho_1=Av/Q$) d'un second dipôle, qui, couplé à un dégradeur achromatique permet de réaliser une seconde sélection ($B\rho_2=A^3/Z^2$), enfin un filtre de Wien permet une sélection en vitesse. Pour les quatre noyaux qui nous intéressaient nous avons obtenu les intensités présentés dans le tableau V-1. Les intensités de production étant assez différentes pour chacun des noyaux, nous avons donc, comme nous le verrons plus tard, optimisé le mode de fonctionnement de l'électronique d'acquisition de façon à travailler dans les meilleures conditions. L'isotope ^{17}N a servi de noyaux de calibration pour les détecteurs neutrons. Le ^{30}Mg a été produit pour utiliser des noyaux provenant de sa filiation pour étalonner les détecteurs gamma, nous en avons profité pour étudier sa décroissance. L'étude de la décroissance des noyaux ^{35}Al et ^{33}Mg a fait parti du travail de la thèse de C.Timis, [Tim01]. Nous présenterons dans ce travail (chapitre VI) l'analyse de la décroissance du ^{30}Mg et ^{34}Al , l'étude du ^{32}Mg est en cours.

Commentaire : Verifier
URGETN

^{17}N	780 pps ¹
^{30}Mg	260 pps ¹
$^{35}\text{Al}/^{33}\text{Mg}$	qqs pps ¹ (les 2)
^{32}Mg	380 pps ¹
^{34}Al	600 pps ¹

1 : pps particule par seconde

Tableau V-1 : Taux de productions
des noyaux produits lors de
l'expérience E333

1.2 Dispositif de détection

On peut décrire ce dispositif en trois parties:

1. les détecteurs d'implantation et de décroissance, c'est à dire ceux qui nous servent à identifier les ions incidents, à les arrêter et à détecter leurs décroissances
2. les détecteurs de neutrons pour mesurer l'énergie des neutrons émis par les noyaux radioactifs
3. les détecteurs gammas pour l'énergie des gammas émis lors des décroissances

1.2.a Détecteurs d'implantation

Le dispositif d'implantation est présenté sur la figure V-1. Il regroupe plusieurs détecteurs différents permettant l'identification et la localisation des ions radioactifs incidents, leur collection et enfin la mesure de leur décroissance.

Afin d'identifier l'ion incident nous avons besoin de deux informations, son Z et sa masse. Si l'on mesure le temps de vol d'un ion on a une idée de sa vitesse. Sa perte d'énergie dans la matière est liée à son Z et à sa vitesse. De plus son énergie totale dépend de sa vitesse et de sa masse. On voit donc que par les mesures de ces grandeurs on peut remonter aux informations voulues. Les différents filtres de la ligne LISE rajoutent des corrélations entre le Z , la masse et la vitesse de sorte que pour parfaitement déterminer un isotope il suffit de déterminer deux de ces trois grandeurs. Ceci est surtout vrai lorsque l'on travaille avec des noyaux légers, qui n'ont pas d'état de charge dû à leur faible Z et à leur plus grande vitesse. Pour les noyaux plus lourds avec des états de charges la mesure des trois grandeurs est nécessaire pour une détermination des isotopes incidents.

La perte d'énergie est mesurée par le détecteur ΔE (figure V-1), jonction Si de 300 μm , l'énergie résiduelle des ions incidents est mesurée par la quantité de lumière émise dans le plastique d'implantation. Pour ce qui est de la prise de temps, plusieurs mesures distinctes ont été effectuées pour avoir des informations redondantes. Un PPAC¹¹ était placée en amont du faisceau et servait de stop à deux mesures du temps. Les starts de ces deux mesures étaient donnés respectivement par la sortie rapide de l'amplificateur de la jonction ΔE et par le signal du plastique d'implantation. En cas de dysfonctionnement des PPAC une troisième prise de temps ΔE -HF du faisceau était codée.

Les matrices d'identification ΔE -TOF (figure V-3 et V-4) se sont avérées suffisantes pour déterminer les contaminants présents dans le faisceau. La mesure d'énergie totale déposée dans le plastique d'implantation n'a donc été utilisée que pour vérification.

Nous devons implanter les ions dans le plastique au centre du dispositif. Nous contrôlons, grâce à des ralentisseurs en aluminium, l'énergie incidentes des ions pour s'assurer qu'ils s'arrêteront bien au centre du plastique. La jonction Si-Li de 500 μm E-VETO permet de vérifier que les ions ne traversent pas le plastique. Elle sert aussi, lorsqu'il y a dans le faisceau des particules plus légères qui traversent le télescope à signaler ces événements pour les rejeter

¹¹ Parallel Plate Avalanche Counter: chambre gazeuse à avalanche ayant une très bonne résolution temporelle

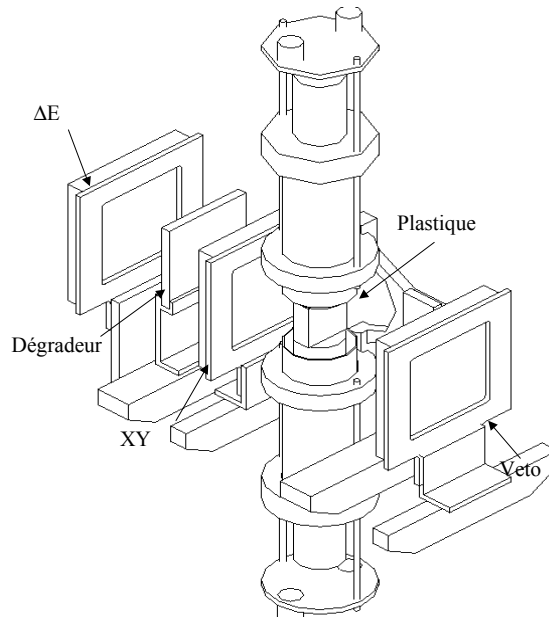


Figure V-1 : Dispositif d'implantation. Les éléments sont présentés dans le texte.

La seconde jonction de silicium de 300 μm , nommée XY de la figure V-1, sert à mesurer la dispersion spatiale du faisceau perpendiculairement à son axe. Ceci est obtenu par la collection de la charge déposée dans la jonction en ses 4 angles. On reconstruit ensuite le signal et on peut vérifier que le faisceau n'a pas une extension spatiale supérieure à celle du plastique.

Les noyaux implantés dans le plastique sont émetteurs β^- , et l'électron déposera un peu d'énergie dans le plastique provoquant l'émission de lumière. On pourra, grâce aux deux PM, détecter les décroissances une à une. Comme TONNERRE utilise une technique de temps de vol l'utilisation d'un plastique assure une bonne prise de temps sur le start du temps de vol.

Nous reviendrons à la fin du point 1 sur d'autres systèmes d'implantations et sur leurs avantages par rapport à celui utilisé lors de cette expérience.

1.2.b Détecteurs de neutrons

Le figure V-2 présente le dispositif TONNERRE lors de l'expérience.

Nous ne reviendrons pas sur TONNERRE déjà présenté aux chapitres précédents, mais signalerons juste que 19 lattes avaient été placées dans le châssis. 17 avaient des "nouvelles embases" (cf chap. III) et 2 en avaient des anciennes, le but étant de comparer le fonctionnement des lattes améliorées par rapport aux anciennes.

TONNERRE n'étant pas efficace pour des neutrons de moins de 300 keV on a donc installé, en complément, sous la ligne du faisceau, des petits compteurs neutrons de l'IReS ([Bou96]) développé pour détecter des neutrons de basse énergie. Huit de ces détecteurs, placés à 46.3

cm du plastique d'implantation, ont été montés. Des problèmes de hautes tensions ont rendu trois de ces détecteurs inutilisables au cours de l'expérience. En effet lorsque la haute tension appliquée au PM fluctue le temps de transit du signal dans le PM varie et l'on obtient des spectres en temps de vol avec des pics qui dérivent.

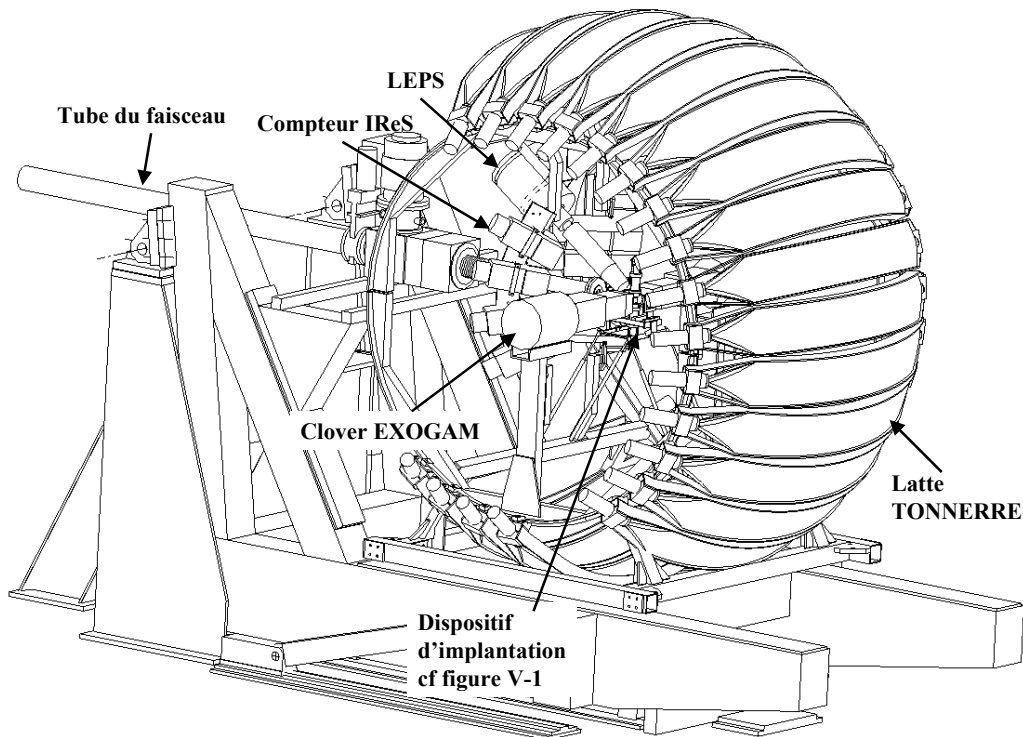


Figure V-2 : Le dispositif expérimental. On distingue les 19 lattes de TONNERRE, les 2 clovers placés perpendiculairement à l'axe du faisceau. Le LEPS étant placé au dessus du tube du faisceau aux angles arrières et les compteurs de l'Ires autour du tube.

1.2.c Détecteurs gammas

Lors de l'expérience deux détecteurs Germanium clover d'EXOGAM [ref??] étaient placés autour du plastique d'implantation comme le montre la figure V-2. La distance entre la fenêtre d'entrée de ces détecteurs et le plastique était de 8 cm. Ces détecteurs sont composés de 4 pétales et récolte la charge déposée sur chacun des pétales.

Les "clover" EXOGAM sont en Germanium hyper pur et il est nécessaire de refroidir le détecteur lors de son utilisation. Le refroidissement du détecteur entraîne la présence d'une fenêtre d'entrée en face des pétales de quelques millimètres d'aluminium qui arrête les photons en dessous de 50 keV. Pour observer des transitions d'énergies plus faible nous avons utilisé un détecteur spécialement dédié, un LEPS de l'Université de Surrey qui se compose d'une fenêtre de Béryllium. Juste avant le début de l'expérience nous avons du changer de jonction ΔE et celle que l'on a finalement utilisé avait des supports plus grand. Ces supports

Commentaire :

Commentaire : VERIFIER distance CLOVER plastique

masquaient le LEPS et arrêtaient les photons de basse énergie, faisant perdre de son utilité au détecteur.

1.3 Electronique

La figure V-3¹² présente le schéma électronique de l'expérience pour chaque type de détecteur. L'électronique d'acquisition était en VXI pour les TDC, QDC et les ADC il n'y a que l'horloge qui étaient en CAMAC et les échelles en VME.

Nous avons deux types d'événements, les événements de décroissance et les événements d'implantation. Chaque type d'événement avait son propre trigger, le plastique d'implantation pour les décroissances et la jonction ΔE pour les événements d'implantation.

L'électronique fonctionnait en mode asynchrone. Les lattes TONNERRE générant beaucoup de bruit de fond et le mode asynchrone utilisant des portes de validation on pouvait ainsi sélectionner en temps les voies des codeurs correspondant à des lattes touchées et ne lire que celle-ci. Ceci permettait de diminuer le temps mort. Même si l'on était en asynchrone on utilisait un start commun pour toutes les voies temps et on travaillait, bien sur, événement par événement. Le plastique d'implantation, l'un des deux trigger de l'expérience, donnait le start commun des voies par une coïncidence des deux PM. Le plastique était réglé juste au-dessus du photon unique pour chaque PM, on n'avait donc pratiquement pas de bruit de fond électronique. Avant le début de l'expérience et l'implantation de noyaux radioactifs le bruit de fond, en coïncidences, était inférieur à un coup toutes les 5 secondes.

L'autre trigger de l'expérience, la jonction ΔE était branché sur un preamplificateur ayant une sortie temps. Cette sortie servait à déclencher toutes les voies électroniques qui seront lues à chaque implantation. On peut remarquer les voies QDC-IL qui signifient la voie "ion lourd" du plastique. En effet le signal de sortie de chaque PM du plastique d'implantation était séparé en deux et envoyé dans deux voies distinctes des QDC, une avec une grande gamme (pour les ions lourds) et une avec une gamme plus faible pour mesurer la charge laissée par les bêtas.

Pour ce qui est de l'horloge, c'est une HCMR développée au GANIL qui permet de contrôler le faisceau et le mode de fonctionnement. En effet on peut travailler soit en mode continu: les noyaux s'implantent dans le plastique et l'on signe ces événements par un déclenchement de la ΔE et les décroissances sont signées par un déclenchement venant du plastique, soit en mode collection/radioactivité dit "beam-on/beam-off" ou l'on alterne les périodes de collections et de mesure et dans chaque période on n'accepte que l'un ou l'autre trigger. Nous verrons les avantages et inconvénients des différents modes de fonctionnement dans le paragraphe suivant. L'horloge donne deux temps: un temps universel et un temps de collection radioactif. Ce dernier temps permet de suivre les événements et de mesurer les temps de vies des noyaux implantés.

Comme on peut le voir sur le schéma électronique on utilise les deux sorties des voies TONNERRE, la dynode pour la prise de temps et l'anode pour la mesure de la charge déposée. Nous rappelons le commentaire fait au chapitre III sur l'effet des rayons cosmiques sur le fonctionnement du transformateur de la sortie dynode et conseillons, pour les futures

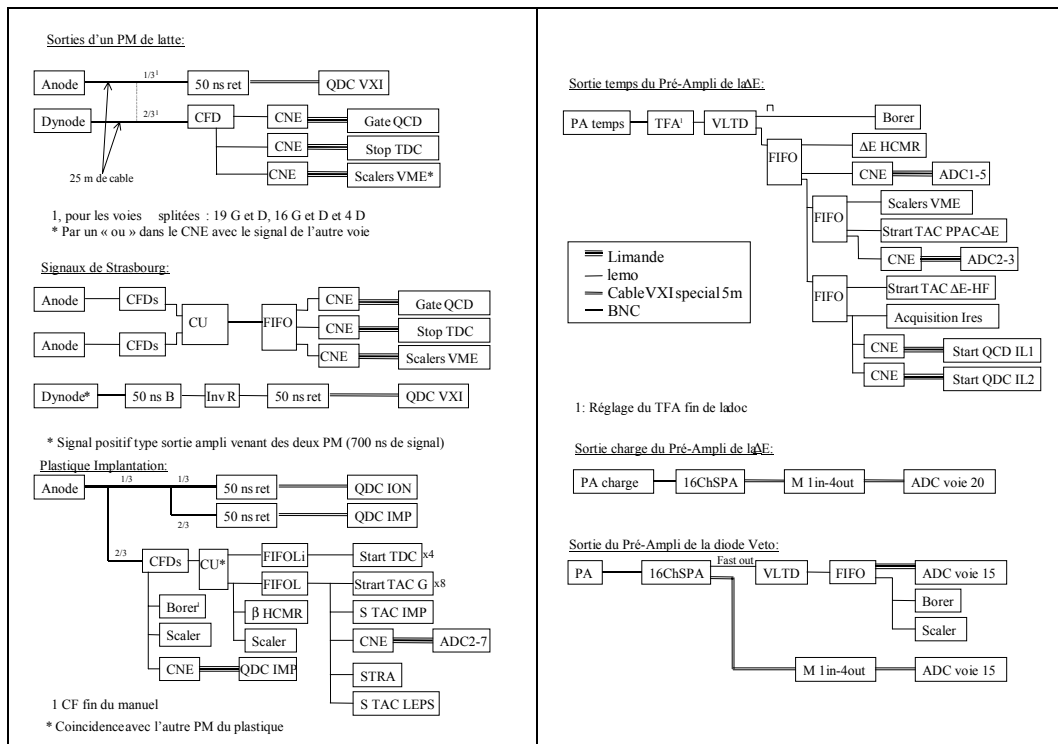
¹² Une version "agrandie" de la figure peut être trouvée en annexe

expériences, de faire l'inverse c'est à dire d'utiliser la sortie anode pour le codage du temps et la dynode pour le codage de la charge. La sortie notée 'gate QDC' sert à signaler au QDC lorsqu'il doit commencer à générer sa porte d'intégration. Ces portes étaient individuelles : PM par PM et non module par module.

Pour les petits compteurs neutrons de l'IReS une coïncidence des deux PM étaient faite avant la prise de temps, le reste du branchement était similaire. Il faut juste noter que la sortie marquée dynode était la sortie d'un émetteur-follower après amplification que nous envoyons vers un QDC. Ce n'était peut être pas la bonne méthode et il aurait sûrement mieux valu un ADC. Nous n'avons donc pas utilisé l'information charge des petits compteurs lors de l'analyse des données.

Pour l'électronique des détecteurs gamma le signal passait dans un pré-amplificateur, puis dans un amplificateur dont on utilisait le signal rapide pour générer les portes des modules VXI et le stop des TAC. En effet comme on pouvait s'attendre à la présence d'isomères dans les noyaux étudiés une mesure du temps de l'émission des gammas était effectuée. Le start du TAC étant donné par le plastique d'implantation.

Les jonctions XY et veto avaient le même type de branchement électronique que les germaniums mais sans prise de temps.



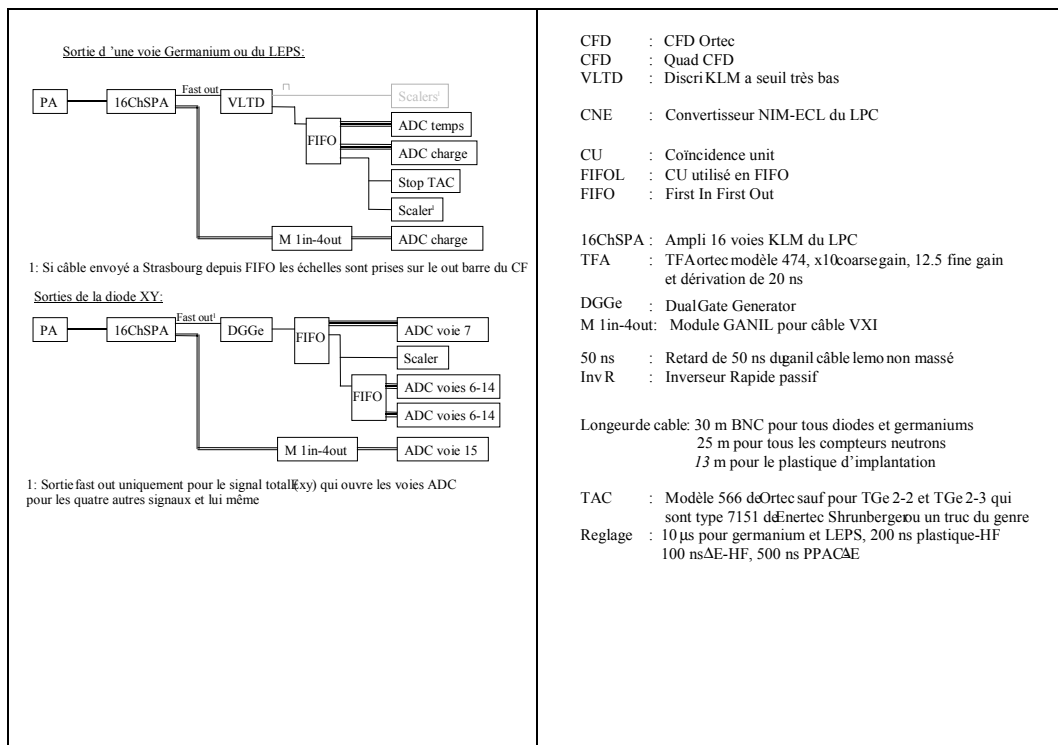


Figure V-3 : Présentation schématique des branchements électroniques de l'expérience E333.

1.4 Modes de fonctionnement

Comme nous l'avons vu deux modes de fonctionnements sont utilisables : "beam-on/beam-off" ou "faisceau continu". Ces modes de fonctionnements dépendent de l'intensité du noyau produit.

Le mode continu consiste à implanter des noyaux sans couper le faisceau tout en détectant simultanément les événements de décroissance. Ce type de fonctionnement a comme grand avantage de permettre de collecter tous les noyaux produit mais il ne permet pas, dès que les taux de comptages deviennent un peu élevés, de mesurer des périodes et de faire du "beta-multiscaling"¹³. Ces deux techniques sont nécessaire pour l'assignation des transitions détectées lorsque l'on implante plusieurs noyaux peu connus où bien lorsque certains noyaux de la filiation des noyaux implantés sont mal connus. Lors de l'expérience ce mode de fonctionnement a été utilisé pour le ³³Mg qui avait comme contaminant le ³⁵Al. [Tim01] s'est chargé de l'étude de ces données et de la spectroscopie par décroissance de ces deux noyaux. Il a, dans ce but, développé une technique permettant de discriminer les décroissances en

¹³ Technique servant à mesurer la période associé à une transition donnée en mesurant l'intensité de cette transition à deux moments différents après implantation du noyaux radioactif. Elle permet d'assigner une transition lorsqu'il y a plusieurs émetteurs présents.

fonction du dernier noyau implanté. Ceci était possible car le taux d'implantation des deux espèces était faible (<3pps) et que leurs durées de vie étaient différentes. Une partie des runs consacrés au noyau de calibration (^{17}N) étaient, par conséquent, en mode continu. Le taux de production était bien sur assez élevé, mais comme le faisceau était pur et que les fils du ^{17}N (les $^{17,16}\text{O}$) sont des noyaux stables on ne rencontrait pas les problèmes signalés précédemment.

Le mode "beam-on/beam-off" consiste à alterner les périodes de collection et de mesure. Il permet la mesure de la période et le "beta-multiscaling", très utile pour des assignations franches transition/émetteur. Le principal défaut de ce mode de fonctionnement est l'efficacité. Plus la période de mesure est longue, meilleur sera la mesure de la période et le "beta-multiscaling" mais plus on perdra de noyaux produits. On pourra trouver différentes simulations sur le taux de noyaux implantés et perdus en fonction des rapports des temps de collection et de mesure et en fonction de la période du noyau étudié dans [Mar98] et [Tim01]. Le tableau VI-2 présente les temps de collection et de mesure pour les différents noyaux produits lors de notre expérience. Lors de l'analyse des noyaux ^{32}Mg et ^{34}Al nous avons pu nous rendre compte des limitations de notre dispositif d'implantation. En effet chaque noyau implanté étant suivi par deux ou trois décroissances, le nombre de décroissance mesurée correspondant directement aux noyaux étudiés ne représente que 50% des décroissances totales. Et nous n'étudions des noyaux qui ne sont à deux décroissances bêta de la vallée de stabilité. Ce phénomène aurait pu être gênant si nous travaillions avec des noyaux plus exotiques. Nous devons remarquer que dans ce mode de fonctionnement, en plus de perdre des noyaux produit (et les décroissances qui ont lieu au cours des périodes d'implantation), nous ne pouvons corrélérer une décroissance à une implantation. Nous sommes obligés de nous baser sur des programmes de simulations qui prennent en compte le nombre de noyaux implantés et les différents temps de vie et cycles de collection et de mesures. Le "bêta-multiscaling" permet de corriger ceci, mais il suppose bien sur que l'on connaisse très précisément le temps de vie de toutes les espèces présentes et il ne donne pas d'information sur les rapports d'embranchements absolus.

Noyaux	^{17}N	^{30}Mg	^{32}Mg	^{34}Al
Tmr/Tc	22/13s , continu 12/11s	1/1s	500/300ms, 360/240ms 300/200ms	120/120ms

Tableau V-2 : Mode de fonctionnement en fonction des noyaux. Tmr signifie temps de mesure de radioactivité et Tc temps de collection.

1.5 Remarques sur les dispositifs d'implantations

Comme nous venons de le voir le dispositif d'implantation s'avère crucial dans de ce type d'expérience. Celui utilisé lors de celle-ci était ce que l'on pouvait faire de plus simple: un plastique comptant aussi bien les implantations que les décroissances. Comme on l'a vu, il vaut mieux travailler en faisceau-continu mais on est limité par l'intensité. Ceci amène logiquement à penser à un détecteur à localisation. En effet si l'on découpe notre détecteur d'implantation en cellule on peut théoriquement travailler comme si l'on avait autant de détecteurs d'implantation simple que de cellule et le dispositif reste fiable à plus fort taux de comptage. Les silicium à pistes sont de bons candidats pour ce genre d'expérience, [Gre03, Mor02]. Si le taux de comptage reste quand même assez faible par cellule on peut

mesurer les périodes [Gre03]. On se débarrasse en partie des problèmes liées aux filiations en n'étudiant que les bêtas émis dans un laps de temps après une implantation.

On pourrait penser à d'autres méthodes : un ensemble de cibles d'implantations qui bougent après une implantation pour se positionner devant des détecteurs bêta pour mesurer les décroissances et qui pourraient ensuite se positionner ailleurs et attendre que les filiations se terminent avant de revenir devant le faisceau. Famiano et *al.* ont développé, pour utiliser auprès de RIPS à RIKEN, ce type de cibles tournantes, [Fam03]. Mais la rotation après une implantation demande un certain temps, lié à des contraintes mécaniques, ce qui empêche d'utiliser ce système pour des noyaux ayant une durée de vie très courte.

Une autre technique pourrait être l'implantation dans un maillage de fibre scintillante, chaque maille, composée de plusieurs fibres, pourrait être reliée, soit à une PM multi-anode ([Turrs]) soit à une barrette CCD facilitant l'utilisation ([Fon03]). Pour les problèmes de filiation on pourrait penser à une cible d'implantation inactive qui pourrait être mécaniquement bougée au bout d'un certain temps. Elles pourraient être en aluminium, par exemple, pour être sûr d'arrêter les faisceaux dans la cible et non dans le maillage (la perte d'énergie des ions est supérieure dans l'aluminium que dans le plastique)

2. Calibration de l'ensemble de détection, TONNERRE et détecteurs auxiliaires (EXOGAM, implantation et compteurs IReS)

Dans cette section nous passerons en revue les différentes procédures de calibrations des ensembles de détections décrits au paragraphe 1.2. Nous commencerons par une remarque générale. Lorsque nous aurons à déterminer une efficacité (ϵ) nous chercherons à déterminer le nombre d'événements détectés (N_{det}) sur le nombre d'événements attendus (N_{att}). Le but est d'utiliser cette efficacité pour mesurer des rapports d'embranchements (BR). Pour ces calculs nous utilisons l'équation V-1.

$$\epsilon = \frac{N_{det}}{N_{att} \times BR} \quad (V-1 \text{ rapport d'embranchement et efficacité})$$

Lors du calcul de l'erreur de la calibration, l'erreur sur l'efficacité devient :

$$\frac{d\epsilon}{\epsilon} = \sqrt{\left(\frac{dN_{det}}{N_{det}}\right)^2 + \left(\frac{dN_{att}}{N_{att}}\right)^2 + \left(\frac{dBR}{BR}\right)^2} \quad (V-2 \text{ erreur sur l'efficacité})$$

Où la notation dX représente l'erreur sur la grandeur X. Lorsque nous calculons un rapport d'embranchement nous utilisons les mêmes formules nous intervertissons juste ϵ et BR .

2.1 Dispositif d'implantation

Les résultats reportés dans cette thèse concerne des noyaux étudiés en "beam-on/beam-off", nous parlerons donc uniquement des calibrations liées à ce mode de fonctionnement.

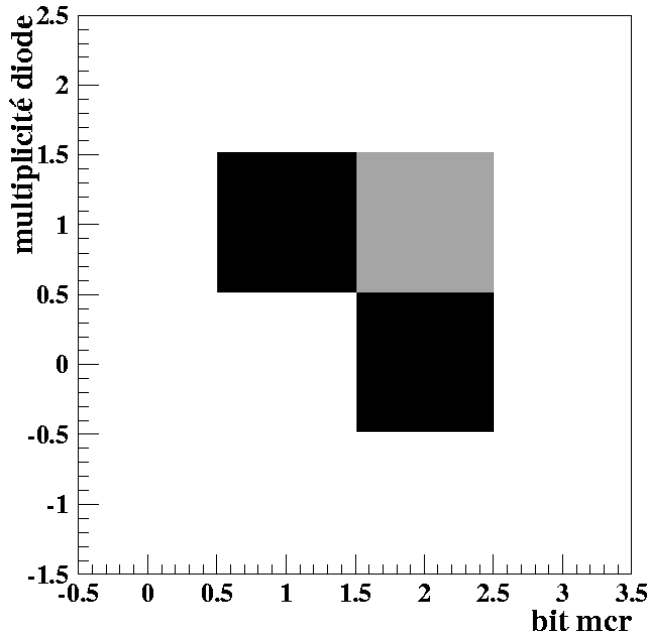


Figure V-4 : Sélection des événements d'implantation. L'échelle en z est en logarithmique, le gris représente à peu près un millième du noir. Le marqueur "multiplicité diode" vaut 1 si au moins une diode a détecté un événement et 0 sinon. Le bit mcr vaut 1 pour la période de collection (beam on) et 2 pour la période de mesure de radioactivité (beam off).

2.1a Diodes et sélections

Les différentes jonctions silicium utilisées n'ont pas été calibrées. L'identification des noyaux s'est fait au cours de l'expérience par des diodes rétractables, en salle D6 de la ligne LISE, qui elles étaient bien sûr calibrées. Il n'y a que la XY, qui a servi à vérifier l'incidence du faisceau sur le plastique d'implantation, qui avait été calibrée en X et Y avec des sources alpha colimatées. Comme nous n'avons utilisé cette diode que pour vérifier, lors de l'analyse des données, qu'il n'y avait pas de problème on n'a pas eu à la calibrer. Il suffisait de vérifier que tous les spectres XY des différents runs étaient similaires et bien centrés, en relatif, sur le détecteur. Des matrices $T\Delta E - \Delta E$ peuvent être trouvés au chapitre suivant (figure V-3 et V-4).

Lors de l'acquisition chaque événement était marqué d'un identifiant dépendant du type d'événement : implantation ou décroissance. Lorsque l'on est en beam-on/beam-off ce marquage correspond au détecteur dont le signal déclenche l'électronique et l'on suppose que le faisceau n'arrive plus sur le plastique si l'on est en mode décroissance. La figure V-4 montre la distribution "bit-mcr" par rapport au marqueur "multiplicité-diode". Ce que l'on nomme le bit mcr est le marquage de l'événement qui vaut 2 pour les décroissances et 1 pour les implantations. Le marqueur "multiplicité-diode" est construit lors de la relecture des données de sorte qu'il vaille 1 si au moins une diode a détecté un événement et 0 sinon.

Comme nous pouvons le voir des événements correspondant à une période de temps de décroissance ont déclenché au moins une diode. Nous pouvons penser à des bêtas ayant laissé de l'énergie dans la XY et/ou dans la ΔE , mais l'énergie déposée dans ces deux

détecteurs correspond à celle déposée par les ions incidents. On conclut donc qu'il y a quelques ions qui peuvent arriver à la fin des temps de décroissance¹⁴. Dans la suite, lorsque l'on étudiera les décroissances, la sélection se fera selon le marqueur "multiplicité-diode" et non selon le "bit-mcr".

2.1b Plastique d'implantation

Comme nous l'avons vu le plastique d'implantation joue un rôle particulièrement important pour l'étude des décroissances. Le temps donné par ce plastique sert de déclenchement à toute l'électronique et de start à toutes les prises de temps. La charge était lue sur les deux PM avec pour chacun une voie avec une grande gamme (pour les ions lourds) et une voie avec une gamma plus faible (pour les bêtas de décroissance). La figure V-5 présente la charge lue par le PM droit par rapport à la charge du PM gauche pour 4 noyaux implantés pendant l'expérience. Nous avons noté le Q_β de ces différents noyaux.

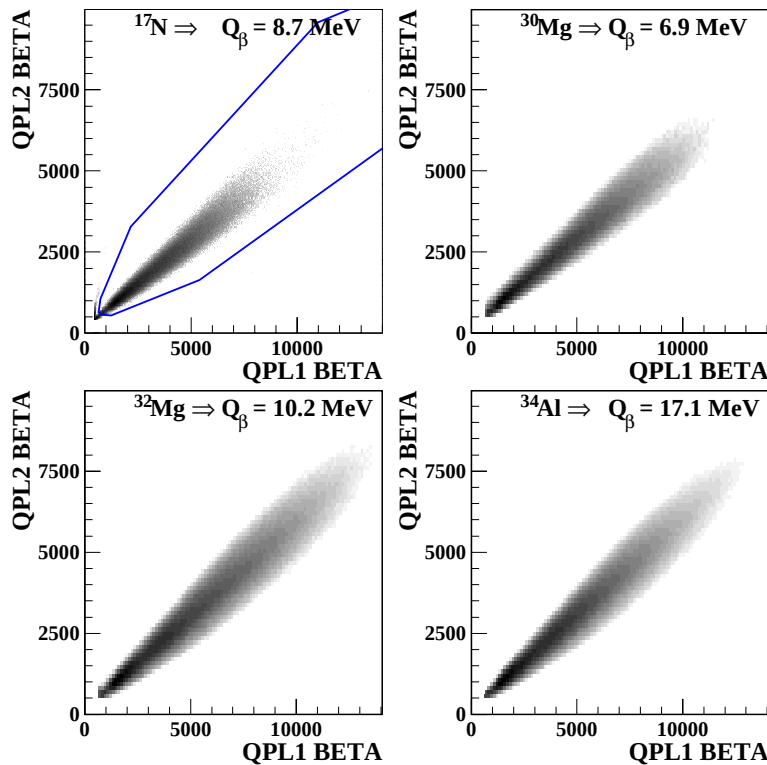


Fig V-5 : Charge déposée dans le plastique d'implantation lors de l'émission d'électron, pour différents noyaux. Les spectres sont en canaux. Le contour de la première figure représente la coupure qui est utilisée dans tous les runs. $Q_{PM1(2)}$ est la charge codée par le QDC en canaux pour le PM1 (PM2) regardant le plastique. Cette charge est proportionnelle à la quantité de lumière déposée c'est à dire à l'énergie perdue par le bêta dans le milieu.

¹⁴ En regardant le spectre "horloge radioactive" de ces événements on se rend compte que ces événements ne sont présent que dans la fin du cycle de mesure radioactive.

Lors de l'étude des noyaux par décroissance, l'une des informations importantes est la détermination des rapports d'embranchement. Si nous cherchons à déterminer la valeur absolue de ces rapports nous avons besoin de connaître le nombre de décroissances qui ont eu lieu pendant le temps de mesure. Nous devons donc déterminer précisément l'efficacité de détection bêta du plastique. En effet, nous pouvons ainsi, en connaissant le nombre de noyaux implantés, remonter au nombre de décroissances vues (en tenant compte du ratio perdu lorsque l'on travaille en "beam-on/beam-off"). Ces calculs sont simples lorsque l'on utilise le noyau de calibration, le ^{17}N , car les ^{17}O et le ^{16}O sont stables et on n'a donc pas à tenir compte des filiations. Nous avons donc utilisé ce noyau pour calibrer l'efficacité bêta du plastique. Pour

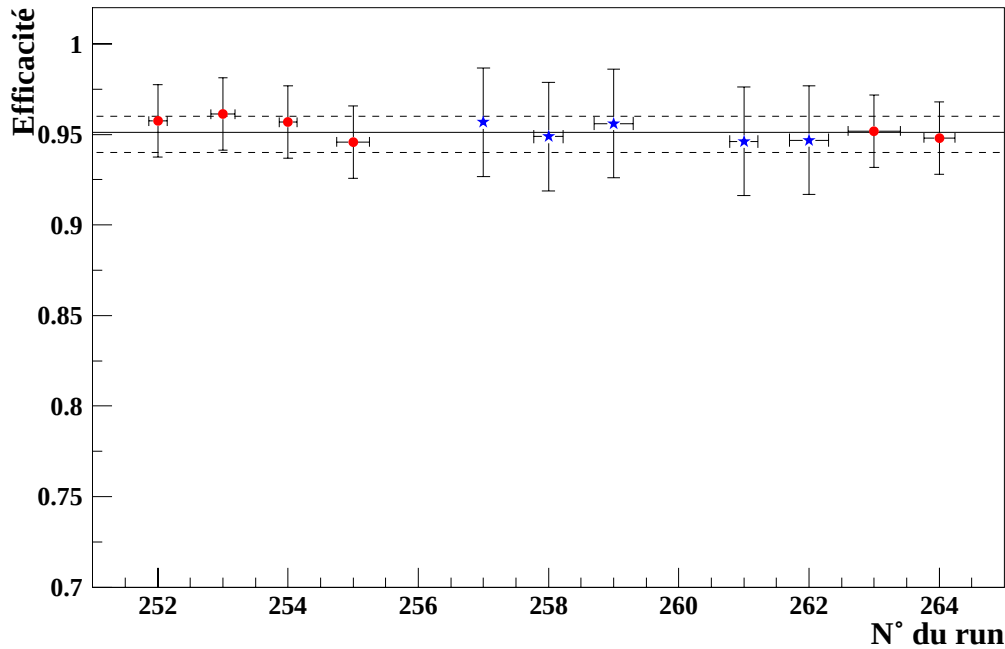


Figure V-6 : Mesure de l'efficacité de détection des électrons émis après une décroissance à l'aide des runs consacrées à l'azote 17. La moyenne pondérée est de 95.3 (1.0) % représentée par les traits horizontaux. La largeur en x des points représente la durée du run.

chaque run nous avons calculé le nombre de ^{17}N implantés, et le nombre de décroissances attendues. Ces calculs ont été faits, pour les runs en "beam-on/beam-off" en utilisant les équations de [Tim01]. Il faut remarquer que nous avons fait une correction due au temps mort pour la détermination du nombre de décroissances vue en mode "beam-on/beam-off" et non pour le mode continu¹⁵. En effet dans ce dernier cas le temps mort nous fait manquer autant de noyaux implantés que de décroissances et n'intervient donc pas sur le calcul d'efficacité. La figure V-6 présente l'efficacité bêta déterminée pour chaque run. La "largeur" des points correspondant au temps du run. Comme nous pouvons le voir la méthode est assez précise.

¹⁵ La taille de la porte en temps mort n'est pas le même pour les deux types d'événement car on ne lit pas systématiquement le même nombre de voie de l'électronique. De plus le taux d'événements par second est constants en mode continu alors qu'il varie en mode "beam-on/beam-off".

Nous devons maintenant nous demander si l'efficacité bêta dépend de l'énergie des bêtas. Dans ce cas on pourrait rater plus de bêta de faible énergie que de grande énergie par exemple. Ainsi l'efficacité ne serait pas la même lorsque l'on regarde une transition ayant un Q_β de quelques centaines de keV comparé à une transition de Q_β de quelques MeV. De même lorsque l'on a une transition de 15 MeV ($^{34}\text{Al(g.s.)} \rightarrow ^{34}\text{Si}^*$) un grand nombre des électrons émis sont au minimum d'ionisation et nous devons vérifier s'ils laissent assez d'énergie dans le plastique pour déclencher les PM. Nous pouvons commencer par un petit calcul assez simple. Un électron qui déposerait 20 keV dans le plastique générerait deux cents photons. Si l'on fait l'hypothèse, très contraignante, que les photons qui vont vers la photocathode sont ceux qui vont directement vers le PM et que toute réflexion sur les bords du plastique provoque la perte des photons, avec la forme du plastique on a une efficacité géométrique du plasmol de 7.6%, on a donc 14 photons qui arrivent sur le plasmol. 80% d'efficacité de collection optique plasmol+verre de la photocathode et 30% d'efficacité quantique de cette dernière donnent en moyenne 3 photo-électrons, on a donc un déclenchement du plastique.

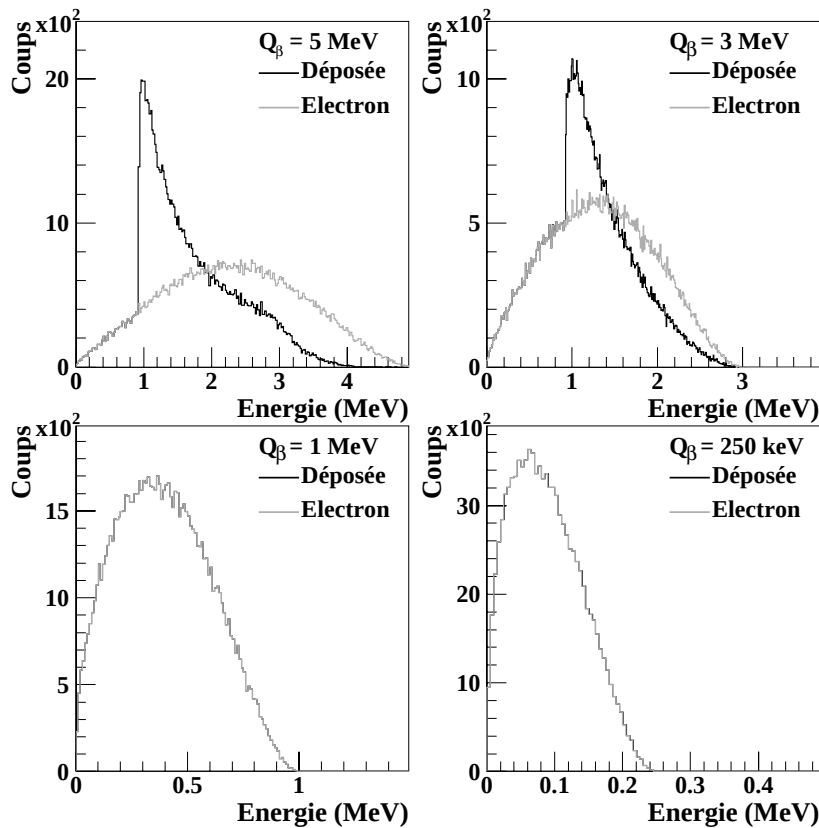


Figure V-7 : Résultat de simulation. Calcul de l'énergie déposée par un électron dans le plastique pour différents Q_β . Comme on peut le voir en dessous d'un MeV l'électrons est complètement stoppé. De plus un électron au minimum d'ionisation est détecté (figures du haut), en effet l'énergie déposée est supérieure à 1 MeV.

En plus de ces considérations simples nous avons fait une simulation pour calculer l'énergie déposée dans le plastique. La figure V-7 montre les courbes, pour quatre Q_β différents, de la

distribution de l'énergie du bêta et de la distribution de l'énergie déposée dans le plastique. Comme on peut le voir en dessous d'une énergie d'un MeV le bêta dépose toute son énergie dans le plastique. De plus l'énergie déposée par un électron au minimum d'ionisation est supérieure au MeV.

Ainsi si l'on suppose que le seuil de détection est de 10 keV d'énergie déposée (100 photons) et si l'on considère des Q_β de 50 et 250 keV plus de 70% et 97% des bêtas émis ont plus de 10 keV et seront donc détectés. Au vu des noyaux étudiés, lorsque l'énergie disponible est de l'ordre de la dizaine de MeV il est peu probable qu'il y ait des transitions de moins de 250 keV. Nous pouvons donc supposer que l'efficacité bêta ne dépend pas du Q_β de la transition dans notre cas.

2.2 Détecteurs gamma

Les deux clovers d'exogam avaient 4 voies énergies (4 pétales). L'une des voies de l'un des germaniums présentait des doubles pics. Ces à dire que chaque pic en énergie avait un doublon avec une énergie 70% plus faible et de taille 30% plus petite. Ce germanium (nommé n°4) a donc été changé au cours de l'expérience. Le nouveau germanium (nommé n°3) a chauffé pendant l'expérience et il a fallu le changer. On a donc repris le précédent. Mais le réglage des gains du germanium ayant été modifié, nous appellerons donc l'ancien germanium 4 avec les nouveaux gains le germanium 2. La figure V-8 présente les germaniums présents au cours de l'expérience en fonction des noyaux étudiés.

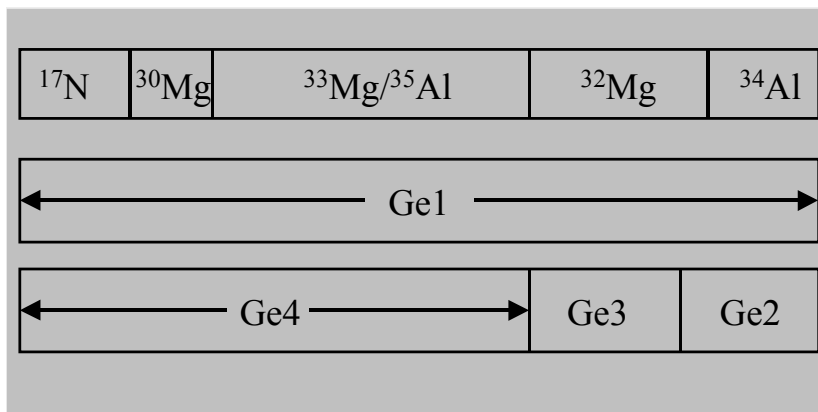


Figure V-8 : Utilisation des différents germaniums en fonctions des noyaux étudiés.

2.2.a Calibration en énergie et résolution

Pour l'étalonnage des clovers en énergie nous avons utilisé plusieurs sources ainsi que des raies connues dans des noyaux produits. Le tableau V-3 présente, pour chaque germanium, les sources et/ou noyaux utilisés pour la calibration en énergie. Les sources dont on disposait ne permettaient pas d'avoir des gamma avec des énergies de plus de 2 MeV et pour avoir des points d'étalonnage à plus hautes énergies nous avons été obligé d'utiliser des noyaux produit

par LISE. Les runs du ^{30}Mg avaient pour but de calibrer les germaniums en efficacité, comme nous le verrons plus loin, dans la décroissance du ^{30}Al il y a trois transitions qui sortent assez bien et que l'on peut utiliser aussi pour la calibration en énergie : 1263 keV, 2235 keV et 3498 keV. Pour le germanium 2 nous avons utilisé deux raies connues dans la décroissance du ^{34}Al : 3227 keV et 4257 keV, [Bau89,Num01].

Au cours de l'étalonnage nous nous sommes rendu compte que les ADC n'étaient pas linéaires. Ceci est un problème connu de ces ADC VXI, et nous ne sommes pas les seuls confrontés à cette situation. Cette non linéarité nous a obligé à utiliser deux fonctions de calibration: un polynôme du troisième degré pour la gamme 90 keV-800 keV et un polynôme du second degré pour les énergies au delà. C'est aussi pour cette raison que les raies gammas des sources n'étaient pas suffisantes pour une calibration parfaite. Nous pouvons estimer l'incertitude de la calibration (lié à l'incertitude des raies des noyaux utilisés pour la calibration et au problème de linéarité des ADC pour les basses énergies) à 2 keV. Il faut préciser que nous n'avons pas noté de phénomène de dérive des germaniums au cours du temps.

Ge 1	^{22}Na , ^{133}Ba , ^{154}Eu , ^{60}Co , ^{137}Cs	^{30}Al	<i>Tableau V-3 : Sources et noyaux utilisés pour calibrer les différents détecteurs germanium</i>
Ge 2	^{22}Na , ^{133}Ba , ^{154}Eu , ^{60}Co , ^{137}Cs	^{34}Al	
Ge 3	^{133}Ba , ^{154}Eu , ^{60}Co		
Ge 4	^{154}Eu , ^{60}Co , ^{137}Cs	^{30}Al	

Nous avons aussi calibré le LEPS en énergie en utilisant simplement une source de Baryum.

Le tableau V-3 présente la résolution (largeur à mi-hauteur) des différents pétales de germanium pour la raie à 1331 keV de la décroissance du ^{60}Co et pour celle à 661 keV du ^{137}Cs . Comme nous pouvons le voir le germanium 1 n'avait pas une très bonne résolution.

	661 keV	1331 keV		661 keV	1331 keV
Ge1 petale 1	5,4 keV	7,4 keV	Ge3 petale 1		2,5 keV
Ge1 petale 2	5,6 keV	6,9 keV	Ge3 petale 2		3,3 keV
Ge1 petale 3	5,7 keV	6,3 keV	Ge3 petale 3		3,2 keV
Ge1 petale 4	5,7 keV	6,9 keV	Ge3 petale 4		3,2 keV
Ge2 petale 1	2,5 keV	3,2 keV	Ge4 petale 1	2,5 keV	
Ge2 petale 2	2,7 keV	3,6 keV	Ge4 petale 2	2,9 keV	
Ge2 petale 3	3,1 keV	3,8 keV	Ge4 petale 3	3,2 keV	
Ge2 petale 4	2,4 keV	3,2 keV	Ge4 petale 4	2,6 keV	

Tableau VI-4 : Résolution des différents pétales de germaniums pour deux énergies à 0.5 keV près.

2.2.b Calibration en efficacité

Pour la calibration en efficacité nous avons, dans un premier temps, utilisé les sources de ^{133}Ba , ^{60}Co et ^{154}Eu . Elles permettent de couvrir une gamme assez large en énergie. Nous avons dû faire des corrections, avec la source de ^{133}Ba , car son activité était tellement élevée que l'on avait de l'empilement dans l'électronique dans 10% des cas. La figure V-9 présentes, pour les 4 pétales du germanium 1, les points de calibration des sources (corrigé des doubles

comptages lié à l'activité et corrigé du temps mort)¹⁶. La fonction tracée est le résultat du fit avec la formule (communément admise) tirée de [Jac87].

La calibration avec source pour le Germanium 1 et 2 a eu lieu à la fin de l'expérience. Il avait été prévu de faire la calibration pétale par pétale, mais faute de temps elle a été faite tous les pétale ensemble. Ceci oblige à une correction temps mort et entraîne une incertitude sur la position exacte de la courbe. Lors d'une autre expérience réalisée sur ISOLDE, des collègues ont eu le temps de faire les deux types de calibration, et même avec correction de temps mort le résultat d'une calibration où l'électronique déclenche sur un ou-logique de plusieurs pétale diffère d'une calibration pétale par pétale, [Per03]. Nous pouvons cependant supposer que la courbe obtenue après le fit est vraie en relatif mais que l'on a besoin d'un point physique pour caler l'efficacité des germaniums. Pour ceci nous avons utilisé le noyau de calibration ^{30}Mg pour le germanium 1. Comme nous l'avons déjà vu, dans la décroissance du fils (le ^{30}Al) trois raies gammas sortent assez bien et elles couvrent une gamme assez étendue. Nous pouvons donc les utiliser aussi pour la calibration en efficacité. Le défaut de la méthode est qu'il faut estimer le nombre de décroissances du ^{30}Al vu alors que l'on connaît seulement le nombre d'implantation de ^{30}Mg , la période des deux noyaux et le cycle beam-on/beam-off. Nous avons conçu un programme qui simule par Monte-Carlo le nombre de décroissances attendues en tenant compte du temps mort et de l'efficacité bêta. Nous avons validé ce programme dans le cas simple du ^{17}N . Nous avons pu, avec cette méthode, caler toutes les courbes d'efficacité pour le germanium 1 et 4. L'erreur relative estimée, venant principalement de l'incertitude liée à l'utilisation du programme de simulation, est de 5% pour une gamme de 120 à 4000 keV.

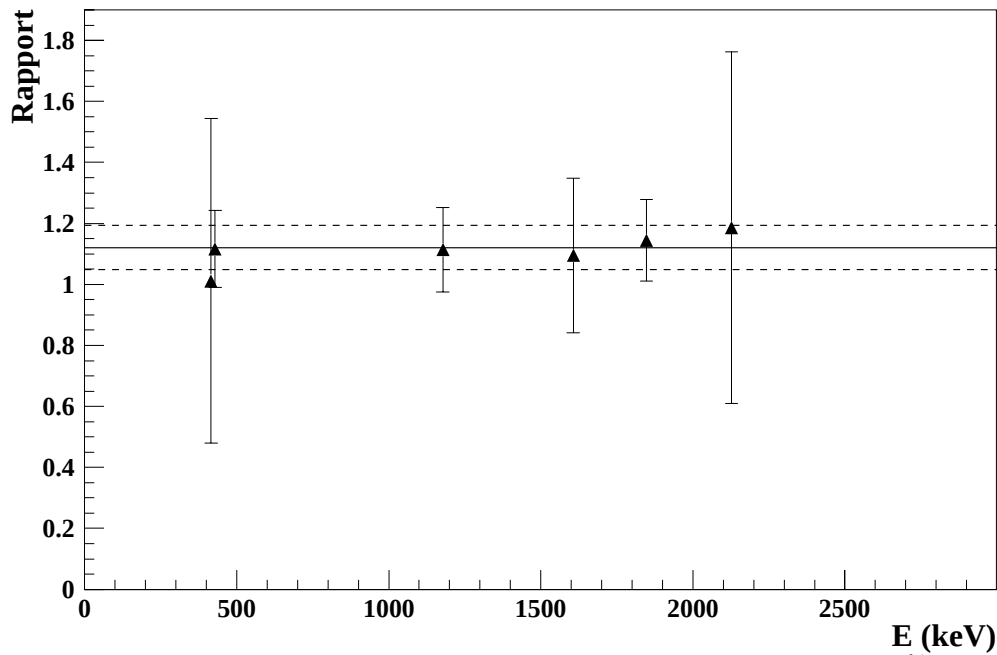


Figure V- 9 : Rapport des noyaux émetteurs estimés dans les filiations du ^{34}Al entre le germanium 2 et le germanium 1. La moyenne pondérée (représentée par les droites sur le dessin) est de 1.12 (7).

¹⁶ On pourrait penser à un autre type de correction lié aux doubles comptages du schéma de décroissance, par exemple si l'on a une transition d'un niveau a par b et c ($E_c + E_b = E_a$), pour voir b il faut détecter b et ne pas détecter c... l'annexe V présente ce genre de calcul et montre que pour notre cas la correction est trop faible pour être prise en compte.

Dans le cas du germanium 2 nous n'avons pu utiliser les gammas de la décroissance du ^{30}Al (cf figure VI-8). Nous avons besoin de l'efficacité de ce détecteur pour mesurer les rapports d'embranchements de la décroissance du ^{34}Al . Nous avons donc utilisé la même procédure que pour le ^{30}Al . Dans les runs du ^{34}Al les gammas émis lors des décroissances des fils et des petits-fils ont pu être utilisés pour caler le germanium 2. Nous l'avons fait de façon relative en estimant, pour chaque transition vue, le nombre de noyaux émetteur avec le germanium 1 et le germanium 2. Même si les rapports d'embranchements ne sont pas toujours parfaitement connus (cf chapitre suivant), lorsque l'on fait le rapport des résultats obtenus entre les deux germaniums on se débarrasse de cette contribution. Il n'y a plus que les efficacités relatives qui jouent. La figure V-9 présente le résultat de ce calcul. Le trait plein et ceux en pointillés représentent la moyenne pondérée et l'erreur associée. Nous avons donc utilisé ce facteur 1.12 pour caler la courbe d'efficacité somme des 4 pétales pour le germanium 2.

Lorsque l'on utilise des clovers de germanium on peut tenter de récupérer une partie des photons qui laissent de l'énergie dans plus d'un pétale par diffusion Compton. Cette procédure est communément appelée add-back. Nous avons utilisé cette méthode que pour la localisation des pics, mais pas pour les mesures des rapports d'embranchement.

Commentaire : avant : Nous n'avons pas réussi à déterminer précisément une efficacité avec cette méthode nous ne l'avons utilisée que pour la localisation des pics, mais pas pour les mesures des rapports d'embranchement.

2.3 Détecteurs neutrons

Nous commencerons par présenter les calibrations sur TONNERRE et verrons ensuite la calibration des petits compteurs neutrons.

2.3.a TONNERRE, calibration en charge

Le but de la calibration en charge est de déterminer la correspondance canal QDC-keV équivalent électron. Cette correspondance permettra ensuite d'estimer l'énergie déposée par un neutron en énergie déposée par un électron. Comme nous l'avons déjà vu ce n'est peut être pas, dans notre cas, la méthode la plus précise pour déterminer le fonctionnement de la latte. On pourrait penser que l'on peut calibrer en photon unique mais cette méthode demande beaucoup de précision, et de temps, et elle n'est donc pas envisageable pour une grande quantité de modules en peu de temps.

La méthode pour la calibration est la même que pour la mesure de la transmission optique : on place une source, près d'une latte, qui émet des gammas et on relève la position du front Compton que l'on sait correspondre à des électrons d'une certaine énergie. On applique cette procédure pour chaque PM de chaque latte avec deux sources : Césium et Sodium. On a donc trois énergies gamma, 511, 1274 keV du Na et 661 keV du Ce qui correspondent en énergie Compton à 341, 1061 et 478 keV respectivement. Nous pouvons ainsi déterminer la courbe de calibration pour tous les PM. Pour les 4 dernières lattes où les trois points n'étaient pas alignés, ceci est dû à ce que la source de Césium n'était pas placée contre le centre de la latte mais au centre du dispositif. Donc, comme la transmission optique de toute la longueur de la latte intervient dans la position du front Compton on n'a pas une valeur fixe, et le point est décalé par rapport à ceux du Sodium.

2.3.b TONNERRE, calibration en temps

La première partie de la calibration en temps consiste à calibrer les voies de TDC à l'aide d'un "time-calibrator". Nous ne reviendrons pas sur le principe de la mesure du temps avec les

deux PM vu au chapitre III. Les spectres "absolu" doivent être ensuite calés sur un pic connu. Dû au problème d'élargissements des spectres nous nous sommes calés sur le pic neutrons de 1.17 MeV du ^{17}N . Nous avons relevé la position en temps des pics de 383 keV et 1.7 MeV et rajouté une polynôme de degré un pour le passage du temps mesuré sur le spectre en temps réel (que l'on utilise ensuite pour remonter à l'énergie du neutron). Cette procédure est décrite plus en détail au chapitre III.

En ce qui concerne TONNERRE signalons tout de même qu'il a été question à un moment d'utiliser les spectres charges déposées par rapport au temps de vol (figure IV-5) et de calibrer en temps pour chaque bande. Les spectres obtenus ainsi avaient une meilleure résolution et moins de traîne mais nous avons remarqué que cette méthode faisait disparaître des pics, nous l'avons donc abandonnée.

Commentaire : A revoir

2.3.c TONNERRE, détermination de l'efficacité

Pour déterminer l'efficacité de TONNERRE on recherche, contrairement aux germaniums, l'efficacité intrinsèque. En effet on peut facilement calculer l'efficacité géométrique d'une latte.

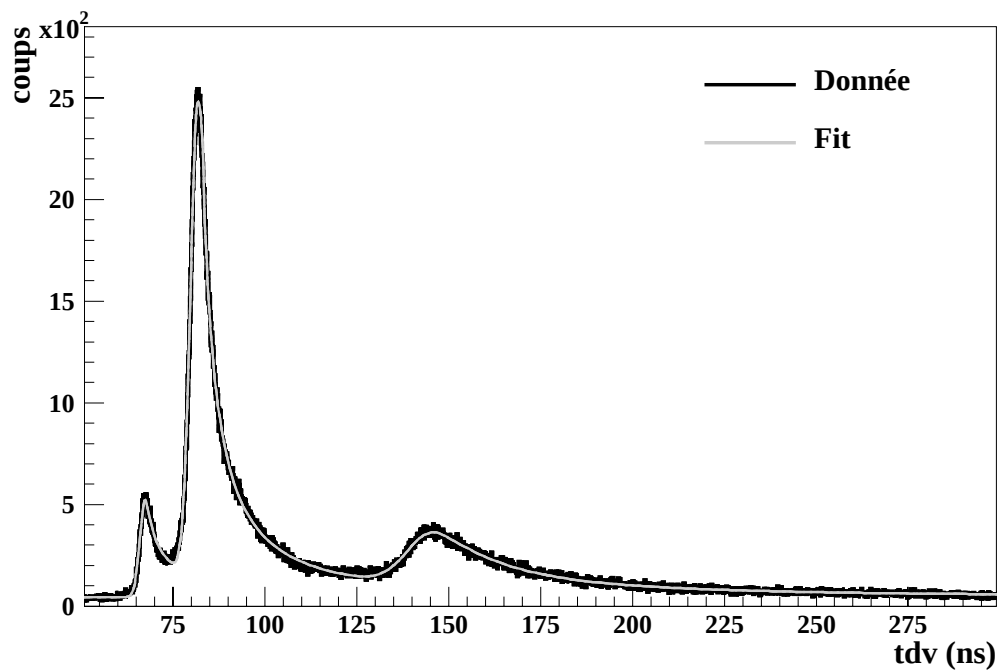


Figure V-10 : Spectres en temps de vol du ^{17}N
"fité" avec la procédure expliquée en annexe.

Pour l'efficacité nous avons besoin d'un noyau de calibration (comme nous l'avons vu au chapitre III les sources neutrons ne sont pas très utiles). Nous avons utilisé le ^{17}N qui été produit dans ce but car ses rapports d'embranchements sont bien connus. Théoriquement, lorsque l'on calcule un rapport d'embranchement ou une efficacité (cf équation V-1) nous devons déterminer le nombre de décroissance. L'avantage d'utiliser le ^{17}N est que TOUTES les décroissances proviennent de ce noyau et on n'a donc pas de correction temps mort ou

d'estimation de filiation à faire et l'on peut aussi d'affranchir de l'efficacité bêta. De plus dans ce noyau les trois raies sont très bien séparées.

La figure V-10 présente le spectre en temps de vol (somme de toutes les lattes) du ^{17}N avec l'ajustement que l'on a utilisé pour relever les points. La procédure de fit et son utilisation pourront être trouvée dans l'annexe 2. A partir du nombre de coups pour chaque pic on calcule l'efficacité, et on tente de comparer ces trois points d'efficacité avec les courbes obtenues par [Tim01] pour différents seuils keVee $^{-1}$. La figure V-11 montre cette comparaison. Comme on peut le voir on est bien loin de reproduire l'une de ces courbes.

La figure V-12 présente l'efficacité intrinsèque pour les trois pics calculés pour les 19 lattes le vingtième étant l'efficacité intrinsèque pour la somme des lattes. Si on suit la progression des lattes en fonction de leur position sur le châssis on se rend compte que les

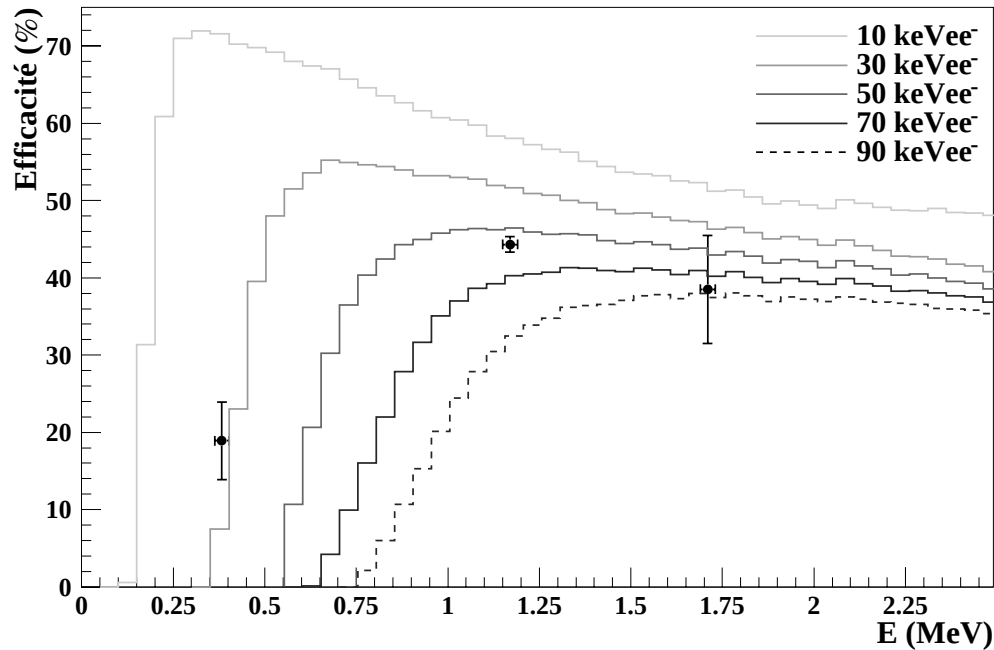


Figure V-11 : Tentative de détermination d'une courbe de calibration en efficacité à l'aide de Ceci&Madey amélioré ([Tim01]) d'après le spectre de la figure 10. L'erreur en x représente le pas en énergie de la simulation.

lattes les plus ombrées par d'autres structures ont la plus faible. Comme les structures en aluminium ne sont pas prise en compte dans les simulations on se doit, pour calibrer TONNERRE, d'utiliser un facteur d'amortissement qui représente les neutrons perdus dans ces structures. Avec un tel facteur l'efficacité de la somme de toutes les lattes est donné par la courbe de 30 keVee $^{-1}$, comme le montre la figure V-13. Les deux courbes "enveloppantes" représentant l'incertitude déterminé en relevant le nombre de coups dans les pics avec d'autres méthodes (des fits utilisant une lorentzienne comme première fonction ou bien simplement en relevant à la main).

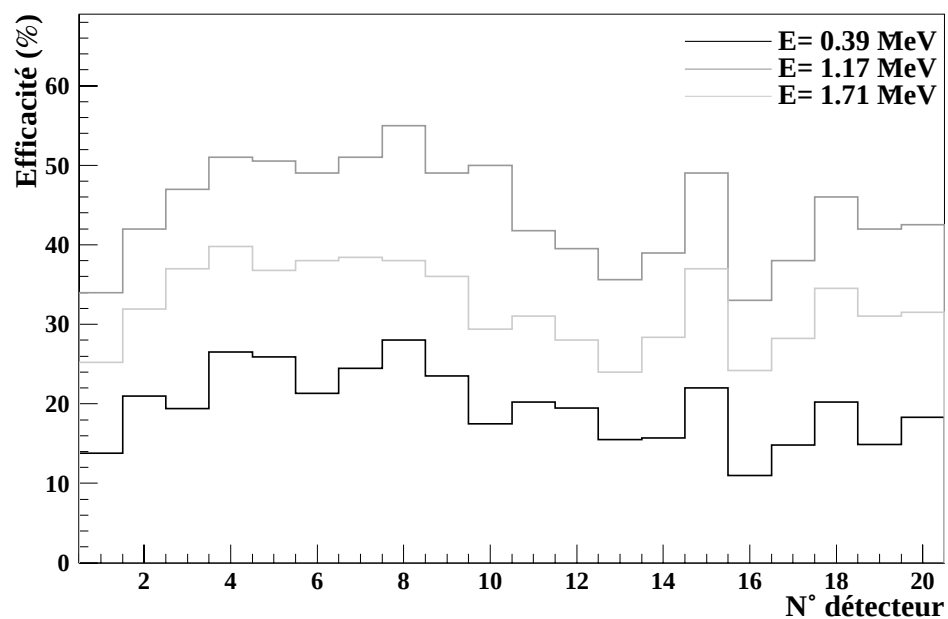


Figure V-12 : Variation de l'efficacité intrinsèque en fonction des lattes pour trois énergies. La latte 20 représente la somme de toutes les lattes.

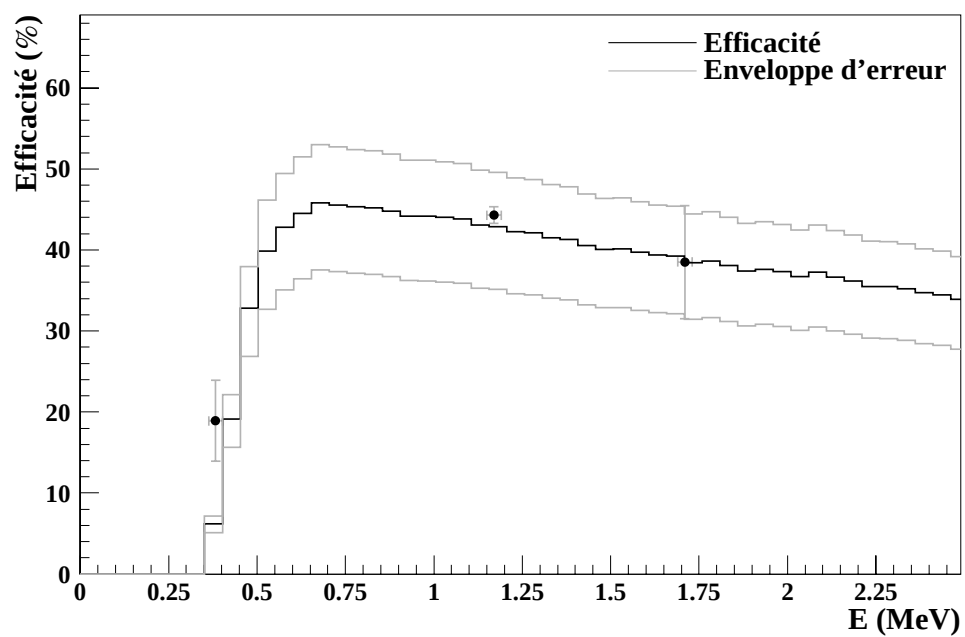


Figure V-13 : Comme pour la figure 11, mais en supposant un facteur d'amortissement des neutrons.

2.3.d Petits compteurs

Pour ces compteurs la calibration en temps était plus facile, il n'y avait qu'à calibrer les voies de TDC puis à caler les spectres. Pour le calage nous avons utilisé la position du pic de 1.17 MeV du ^{17}N . Comme nous l'avons déjà signalé des problèmes d'alimentations haute tension ont provoqué la dérive en temps d'un certain nombre de ces compteurs. Nous ne les avons donc pas utilisés. Pour les compteurs restants nous avons mesuré leur efficacité avec la même procédure que pour TONNERRE, un fit avec des fonctions similaires, puis un calage sur une courbe théorique. Nous avons utilisé la formule donnée dans [Bou96] pour les courbes théoriques d'efficacité. Le calage a été fait en prenant la courbe qui avait le même rapport en efficacité pic 1.7/pic 1.17 que les points expérimentaux. Ceci nous a permis de déterminer un seuil de "300 keV" selon [Bou96]. Il faut remarquer que ce n'est pas un seuil keVee, mais plutôt un seuil en énergie pour la détection des neutrons..

Chapitre VI : Résultats et interprétation

Comme nous l'avons déjà vu, lors de l'expérience plusieurs noyaux ont été produits, $^{34,35}\text{Al}$ et $^{30,32,33}\text{Mg}$. Nous présenterons dans ce chapitre l'analyse de la décroissance du ^{30}Mg et celle du ^{34}Si . L'analyse du ^{35}Al et ^{33}Mg ont fait parti du travail de thèse de C.Timis, [Tim01]. Le ^{32}Mg est en cours d'analyse.

1. Décroissance du ^{30}Mg

Nous avons vu au chapitre précédent que quelques runs ont été consacrés à la calibration des détecteurs germanium. Les noyaux produits (cf. fig. VI-3) étaient le ^{30}Mg , ^{31}Al et ^{28}Na . Nous avons utilisé les gammas émis lors de la décroissance du ^{30}Al (fils du ^{30}Mg) vers le ^{30}Si pour la calibration en efficacité, et nous avons pu remesurer quelques données sur la décroissance du ^{30}Mg vers des niveaux excités du ^{30}Al .

Les données de la littérature sur la décroissance du ^{30}Mg et la spectroscopie du ^{30}Al proviennent de différents travaux :

- Détraz et *al.* ont mesuré la décroissance du ^{30}Mg en 1979 à ISOLDE, [Det79]. L'expérience consistait à mesurer les décroissances des isotopes du Na et ils ont ainsi pu mesurer la décroissance du fils du ^{30}Na , le ^{30}Mg . Ils trouvent 4 gammas associés à cette décroissance : 243, 443, 685 et 2165 keV ; les rapports d'embranchements sont présentés dans le tableau 1 et le schéma de décroissance obtenu dans la figure VI-1b. Ils ont pu mesurer le temps de vie du noyau et trouvent 325 (30) ms.
- Guillemaud-Mueller et *al.* à ISOLDE, ont remesuré la décroissance du ^{30}Mg , [Gui84]. Ils retrouvent les mêmes raies gamma que l'expérience précédente, mais les intensités gamma sont différentes. Les résultats sont présentés dans le tableau 1 et dans la figure 1b pour le spectre de décroissance.
- Dufour et *al.* ont mesuré le temps de vie du ^{30}Mg et trouvent 340 (20)ms [Duf86].
- Dans une expérience auprès du Bevalac à Berkeley, Murphy et *al.* ont mesuré le temps de vie du ^{30}Mg et trouvent 270 (135) ms, [Mur82].
- Deux expériences, [Pea87] (échange de charge) et [Koz83] (fusion-évaporation), fournissent des informations sur les niveaux excités du ^{30}Al . Les résultats sont présentés dans la figure 1a.

Il faut noter que, contrairement à Détraz ou Guillemaud-Mueller, nous produisons directement le ^{30}Mg et que nous observons donc directement sa décroissance sans passer par celle du ^{30}Na .

Des prédictions théoriques sur la décroissance du ^{30}Mg et sur la spectroscopie du ^{30}Al , dans le cadre du modèle en couche, peuvent être trouvées dans la littérature. Dans ces calculs le ^{30}Al a pour espace de valence en neutron comme en proton la couche *sd*, il a en effet 13

protons, 8 dans le cœur de ^{16}O et 5 dans la couche sd , et 17 neutrons, 8 dans le cœur et 9 dans la couche sd . On trouve ainsi une étude de la décroissance du ^{30}Mg dans [Wid83] et les résultats sur les prédictions de la spectroscopie du ^{30}Al utilisant l'interaction USD (cf. chapitre II) peuvent être trouvées dans [BroWS].

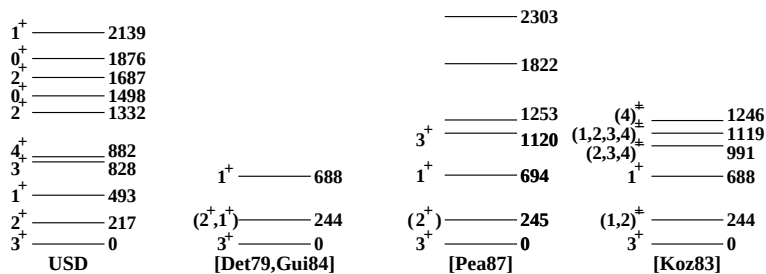


Figure VI-1 : Spectroscopie des premiers niveaux excités du ^{30}Al selon la littérature.

Dans nos résultats, nous voyons bien les deux gammas à 244 keV et 444 keV (figure VI-2). Nous voyons aussi un gamma à 688 keV, mais il ne semble pas provenir directement d'une transition, il doit plutôt être dû à l'empilement des deux raies de 244 et 444 keV dans le germanium. Il est en effet présent dans le spectre en add-back mais pas dans le spectre somme du germanium (cf. chapitre V) comme le montre la figure VI-2. Comme nous l'avons vu au chapitre V, nous n'avons pas réussi à déterminer une efficacité pour les germaniums en add-back, mais la différence d'efficacité entre les deux modes (add-back et somme de pétales) ne doit pas être très importante pour une énergie aussi faible. La figure VI-2 présente les spectres germanium ainsi qu'un spectre de coïncidence. Comme nous pouvons le voir les raies 244 et 444 keV sont bien en coïncidence. La raie à 2165 keV n'est visible dans nos spectres que pour le germanium 2, celui qui a la meilleure efficacité (cf. chapitre V), mais avec très peu de statistiques.

Energie transition	[Det79]	[Gui84]	Ce travail
244 keV	73.5 (12.0) %	>71 %	100 (4)%
444 keV	81 (16) %	71 (10) %	94 (4)%
688 keV	3.5 (0.6) %	2.0 (0.7) %	~0%
2165 keV	3.0 (0.5) %	2.2 (0.8) %	

Tableau VI-1 : Intensité absolue des transitions mesurées dans la décroissance du ^{30}Mg dans la littérature et résultats obtenus lors de notre expérience.

Remarquons que les transitions que nous avons observées sont à 244 et 444 keV. Dans les travaux de Détraz et *al.* ces transitions ont une énergie de 243 et 443 keV. Au lieu d'accorder arbitrairement l'énergie qu'ils donnent sur la nôtre, ou réciproquement, nous avons préféré garder, dans les discussions, les deux valeurs d'énergie. Nos mesures sont à environ 2 keV près, à cause de problèmes de linéarité des ADC, et toujours dans les barres d'erreur des

transitions auxquelles nous faisons référence dans la littérature. Cette remarque est aussi pertinente pour les résultats sur la décroissance du ^{34}Al .

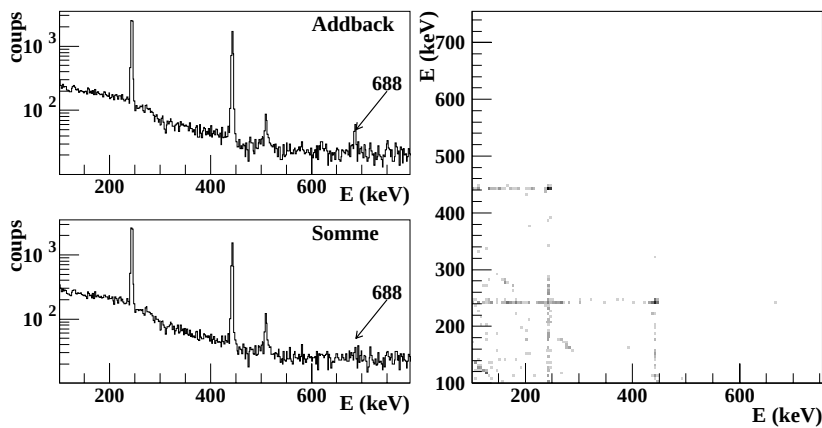


Figure VI-2 : Spectres germaniums des runs du ^{30}Mg . Les deux raies à 244 keV et 444 keV sont bien visibles (figures de gauche) ainsi que leur coïncidence (figure de droite), la raie 688 keV semble par contre venir d'un d'empilement.

Nous avons utilisé les raies de 244 et 444 keV pour déterminer le temps de vie du ^{30}Mg , en utilisant le spectre de l'horloge HCMR associé à ces raies. Les résultats sont présentés au tableau 2 avec les comparaisons des deux mesures précédentes et la valeur de l'ENSDF¹⁷ qui est la moyenne pondérée entre la mesure de Détraz et *al.* et celle de Dufour et *al.*. Comme nous pouvons le voir nous améliorons légèrement la précision.

Raie	T1/2	Ref	T1/2
244 keV Ge1	340 (8) ms	[Det79]	325 (30) ms
444 keV Ge1	347 (11) ms		
244 keV Ge2	333 (9) ms	[Duf86]	340 (20) ms
444 keV Ge2	345 (11) ms		
Moyenne pondérée	340 (5) ms	ENSDF	335 (17) ms

Tableau VI-2 : nos resultats, partie gauche, des temps de vie mesurée pour les differentes raies, comparés aux resultats de la litterature, partie droite.

Pour la détermination des rapports d'embranchements il faut connaître le nombre de décroissances du ^{30}Mg qui ont été détectées. Ceci nous permet de déterminer les intensités gamma relatives au nombre de décroissances¹⁸ et on peut ensuite déterminer les peuplements bêta par décroissance. Pour ce faire nous devons supposer qu'il n'y a pas d'alimentation des niveaux émetteurs gamma depuis des niveaux plus élevés par des transitions gamma qui n'ont pas été observées. Cette méthode est utilisée pour l'obtention des schémas de décroissance du ^{30}Mg (ci-après) et du ^{34}Al (plus loin)¹⁹.

¹⁷ ENSDF: Evaluated Nuclear Structure Data Files, <http://www.nndc.bnl.gov/nndc/ensdf/>

¹⁸ Auxquelles nous feront référence dans la suite comme étant les intensités absolues.

¹⁹ Lorsque nous utilisons les intensités des transitions gamma pour déterminer les rapports d'embranchements bêta nous supposons que les niveaux excités ne décroissent que par émissions gamma. Nous avons bien

Revenons au ^{30}Mg . Nous avons déjà précisé que des contaminants étaient présents dans les runs. La figure VI-3 présente le spectres E- ΔE pour ces runs ; le ^{31}Al représentait 16% des

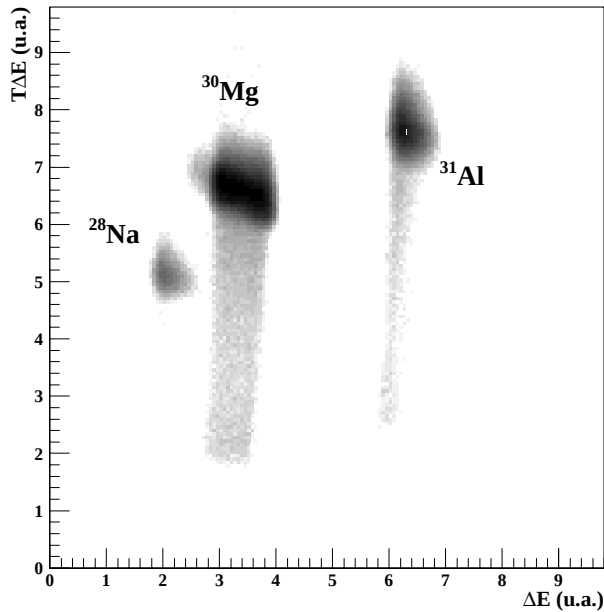
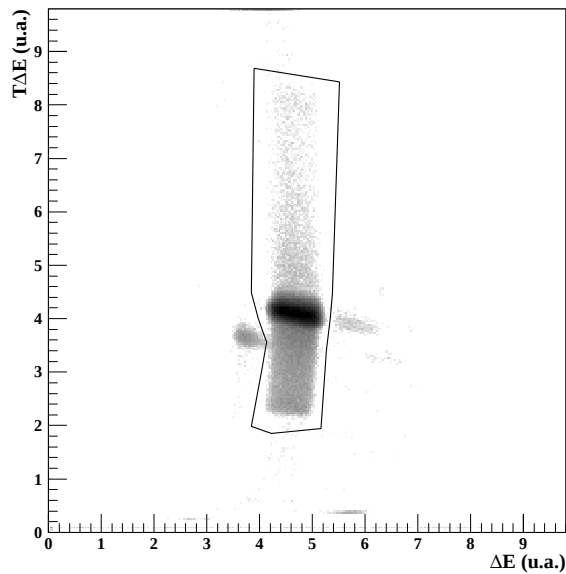


Figure VI-3 : Spectre $T\Delta E$ - ΔE pour les runs consacrés au ^{30}Mg . Les deux taches des contaminants sont bien visibles. Il y avait 16% de ^{31}Al , 1,6% de ^{28}Na et 82.2% de ^{30}Mg dans le faisceau.

Figure VI-4 : Spectre $T\Delta E$ - ΔE pour les runs du ^{34}Al . Comme nous pouvons le voir il n'y a pratiquement pas de contaminants en dehors du contour qui représente 99.3% des événements (le spectre est en échelle logarithmique suivant l'axe en Z).



noyaux implantés, le ^{28}Na 1.6% et le ^{30}Mg le reste (82.2%). Le mode de fonctionnement était le mode beam-on/beam-off avec des périodes de collection de 1 seconde et de mesure de

évidemment vérifié que le taux de conversion interne est négligeable sinon il aurait fallu en tenir compte lors de la construction du schéma de décroissance.

radioactivité de 1 seconde. Nous avons développé un programme qui calcule, pour un certain taux d'implantation par seconde pour différents noyaux, le nombre de décroissances qui sont observées par l'acquisition au cours des périodes de mesure. Ce que nous entendons par décroissances observées c'est le nombre de décroissances présentes dans les bandes magnétiques, donc en tenant compte des corrections d'efficacité et de temps mort. Ce programme tient compte de toutes les filiations connues des noyaux présents. C'est ce programme que nous avons utilisé pour estimer le nombre de décroissance du ^{30}Al lors de la calibration des germaniums (cf. chapitre V).

L'un des paramètres importants dans le programme est le temps mort de l'acquisition. Nous avons pris 95 μs pour le temps mort, cette valeur a été déterminée de deux façons. La première par une mesure de la porte temps mort du module mcr, qui contrôle l'acquisition au cours de l'expérience. Cette mesure donnait 96 (10)²⁰ μs . La seconde façon consiste à chercher quelle correction de temps mort il fallait appliquer aux spectres bruts de temps de décroissance du ^{17}N pour retrouver le temps de vie donnée par la littérature. Le résultat est le même 95 (5) μs . Le tableau 3 présente le nombre de décroissances vues pour les différents noyaux présents dans le plastique au cours des runs.

Décroissances	Simulation	Mesure
$^{30}\text{Mg} \Rightarrow ^{30}\text{Al}$	35777	
$^{30}\text{Al} \Rightarrow ^{30}\text{Si}$	482840	
$^{31}\text{Al} \Rightarrow ^{31}\text{Si}$	93232	
$^{31}\text{Si} \Rightarrow ^{31}\text{P}$	22109	
$^{28}\text{Na} \Rightarrow ^{28}\text{Mg}$	1059	
Total	956957	996533

Tableau VI-3 : Nombre de décroissances totales observées par l'acquisition (colonne de droite) et résultats de la simulation décomposée par noyaux. Nous remarquons que l'erreur entre la simulation et la valeur expérimentale est de l'ordre de 5%.

Une fois le nombre de décroissances estimé nous avons pu déterminer les intensités gamma absolues. Nous ne l'avons pas fait pour la raie de 2165 keV qui est à peine visible. Les résultats sont présentés dans le tableau 1. Nous pouvons remarquer que nos valeurs diffèrent de celles des mesures précédentes.

Nos résultats laissent penser que le niveau à 688 keV ne décroît pas directement vers le fondamental. Si l'on calcule les estimés Weisskopf²¹ pour les transitions, en utilisant les spins parités donnés par [Pea87] (cf. figVI-1) on trouve :

- Pour une transition de 688 keV pour Z=12, d'un 1^+ vers un 3^+ (une quadrupolaire électrique, E2), le temps de vie est de l'ordre de 5.10^{-8} s.
- Si l'on suppose que le niveau à 244 keV est soit un 1^+ soit un 2^+ , la transition depuis le niveau 688 keV est dans les deux cas une M1 avec un temps de vie estimé de 5.10^{-12} s

Commentaire : Verifier la reference des nuclear data table

Cette différence dans les temps de vie pourrait expliquer que le niveau à 688 keV ne décroît pas vers le fondamental mais vers le niveau à 244 keV.

²⁰ Le (10) représente ici la dispersion de la taille de la porte sur l'oscilloscope et non l'incertitude de mesure. Dans le code nous ne tenons pas compte d'une éventuelle dispersion du temps mort.
²¹ Nous avons calculé ces estimés Weisskopf à l'aide des graphiques présents dans l'annexe I des Nuclear Data Tables de 1988. Nous rappelons que ces calculs sont fait pour un nucleons seul sur une orbitale et les temps de vie peuvent varier d'un ou deux ordres de grandeur, surtout pour les transitions E2.

Nous voudrions faire une dernière remarque sur l'assignement du spin parité du 244 keV. Deux arguments sont en faveur d'un 2^+ (cf. figure 1a et 1b) :

1. Le calcul modèle en couche donne comme niveaux excités une séquence $3^+, 2^+, 1^+$.
2. Le fondamental du ^{30}Mg est 0^+ (noyau pair-pair), donc la décroissance Gamow-Teller va peupler des niveaux 1^+ dans le noyau fils. D'après nos résultats il semble qu'une bonne partie de la force de décroissance aille vers le niveau à 688 keV, qui est connu comme étant un 1^+ . Si le niveau à 244 keV était aussi un 1^+ il serait favorisé en énergie lors de la décroissance et devrait lui aussi être fortement peuplé. Or le taux d'embranchements bêta vers ce niveau est de l'ordre de 6 (4) % (si l'on suppose qu'il n'y a pas de peuplement provenant de niveaux d'énergie plus élevée) alors qu'il est de 94 (4) % pour le niveau à 688 keV.

Par contre les résultats de Pearce vont dans l'autre sens et ses données laisseraient plutôt supposer que le niveau à 244 keV est un 1^+ plutôt qu'un 2^+ . La question reste donc ouverte.

2. Décroissance du ^{34}Al

Nous présentons brièvement les résultats déjà obtenus sur les niveaux excités du ^{34}Si provenant de différents travaux :

- Deux expériences étudiant la décroissance du ^{34}Al ont été conduites à ISOLDE ([Bau89, Num01]) et un schéma de niveaux pour les niveaux liés du ^{34}Si a été établi. Leurs données ayant une statistique gamma supérieure aux nôtres nous comparerons souvent nos résultats à ceux obtenus par ce groupe. En plus de la spectroscopie du ^{34}Si ils ont pu estimer le P_n du ^{34}Al (26(5)%), mesurer son temps de vie et déterminer une limite maximale sur la probabilité d'émission de 2 neutrons (P_{2n}). Le schéma de niveau proposé par [Num01] est présenté sur la figure VI-7.
- Dans une autre expérience Fornal et *al.* ([For94]) a observé les 3 transitions les plus intenses vues dans les expériences de décroissance (125, 929 et 3326 keV). Dans son expérience il peuplait les niveaux yrast du ^{34}Si par réaction profondément inélastique ($^{160}\text{Gd} + ^{36}\text{S} \Rightarrow ^{162}\text{Dy} + ^{34}\text{Si}^*$). Ses résultats sont compatibles avec ceux obtenus par [Bau89].
- Dans une expérience d'excitation coulombienne, Ibbotson et *al.* ont pu confirmer que le niveau à 3325 keV était bien un 2^+ . Ils ont de plus mesuré le $B(E2; 0^+ \rightarrow 2_1^+)$, [Ibb98].
- Dans deux expériences de réactions de transfert de deux protons à partir du ^{36}S Mayer et *al.* et Fifield et *al.* ont observé des niveaux excités à 5.33 MeV ([Fif85]) et 3.59 MeV ([May84]) dans le ^{34}Si . Dans les deux cas ces états sont assignés comme étant des états 2^+ . Il faut noter que dans [Fif85] ils disent pouvoir voir un éventuel niveau à 3.59 MeV malgré un pic de bruit très intense autour de cette énergie. Par contre l'acceptance du spectromètre de [May84] coupait leur spectre à 5 MeV ; ils ne pouvaient donc pas voir le pic à 5.33 MeV de [Fif85]. Il est dit en conclusion [Fif85] que la différence des résultats entre les deux expériences n'est pas comprise.

Comme nous l'avons vu au chapitre II la spectroscopie du ^{34}Si est particulièrement intéressante car, même si le fondamental est un état *sd*, des niveaux intrus sont attendus dès les premiers niveaux excités. Ainsi, selon les calculs modèle en couche ([Ibb98], [Cau01] et [Uts98]), un 0_2^+ provenant des orbitales intruses devrait être le premier niveau excité. Dans

les résultats de [Num01] un tel niveau est proposé, peuplé par une faible transition gamma d'une énergie de 1193 keV partant du premier 2^+ .

Nous commencerons la présentation des résultats obtenus par l'analyse des spectres germanium, puis nous présenterons les informations obtenues sur les émissions de neutrons à l'aide de TONNERRE, et dans un troisième temps nous proposerons un schéma de décroissance pour le ^{34}Al .

D'abord quelques remarques sur ces données :

- Le faisceau de ^{34}Al était très pur, la figure VI-4 présente le spectre E- ΔE pour ce noyau. Le contour (centré sur le ^{34}Al) représente 99.3% des implantations.
- Les runs étaient tous en mode beam-on/beam-off avec des périodes collection/mesure de radioactivité de 120 ms / 120 ms (cf. chapitre V).

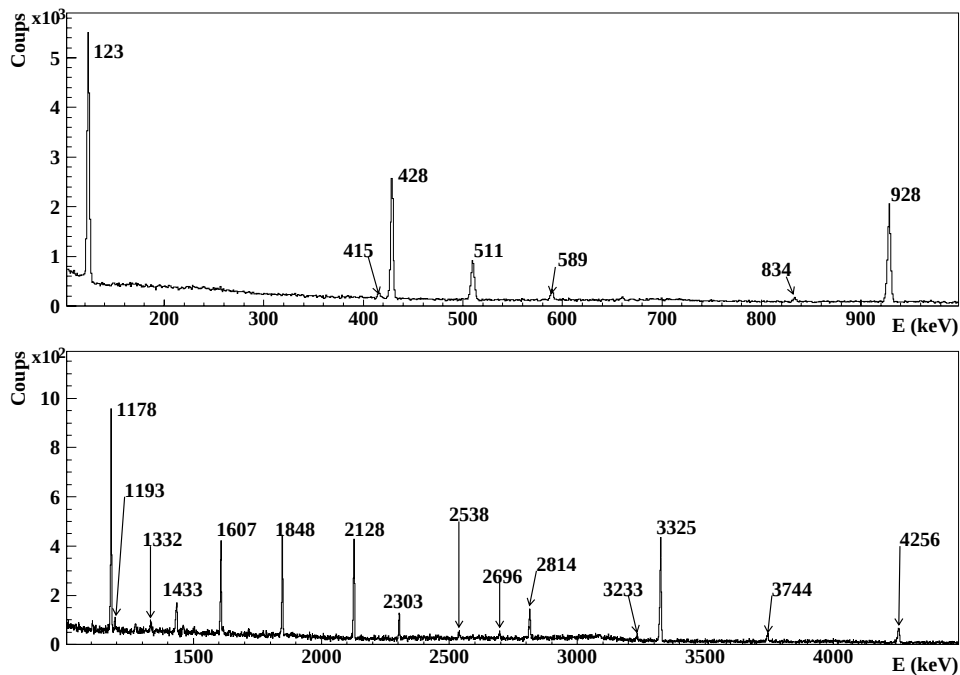


Figure VI-5 : Raies gammas présentes dans les runs du ^{34}Al . Le tableau 4 présente ces raies associées aux noyaux émetteurs.

2.1 Transitions gamma

La figure VI-5 présente le spectre add-back du germanium 2. Le tableau 4 présente les différentes raies gamma visibles dans le spectre germanium. Les notations ϵ et ϵ^2 du tableau 4 signalent des raies qui peuvent être associées à des raies d'échappement de raies plus énergétiques ($E_\gamma = E_\gamma + 511$ keV). Avec le système d'implantation que nous utilisons nous nous

attendons bien sûr à ce qu'une partie de ces raies proviennent de la décroissance des noyaux de filiation.

Nous avons déterminé la décroissance à l'origine des différentes raies à l'aide de deux méthodes.

- La première est la mesure de la période associée à ces transitions. La période attendue du ^{34}Al étant 50-60 ms et tous ses fils ayant une période de l'ordre de plusieurs secondes, on doit pouvoir séparer ainsi les raies provenant de la décroissance du ^{34}Al de celles de ses descendants. Les périodes mesurées pour les différentes transitions sont présentées dans la figure VI-6a.
- La seconde méthode est redondante avec la précédente, elle calcule le rapport dans les pics gamma, pour chaque transition, entre deux spectres, le premier sélectionnant les événements compris entre 0 et 60 ms après une période d'implantation et le second entre 60 et 120 ms. La figure VI-6b présente ces résultats, le rapport attendu pour tous les noyaux de la filiation est de 1, la période de ces noyaux étant de plusieurs secondes (cf. tabl. 5) et ce rapport est de 0.478²² pour les gammas émis après la décroissance du ^{34}Al qui a un temps de vie de 55 ms.

Energie	Décroissance	T _{1/2} (ms)	Energie	Décroissance	T _{1/2} (ms)
123 keV	^{34}Al	59.5 (1.3)	1193 keV	$^{34}\text{Al}^b$	67 (10)
589 keV	^{34}Al	63 (5)	2696 keV	$^{34}\text{Al}^c$	38 (6)
928 keV	^{34}Al	56.4 (2.1)	428 keV	^{34}Si	372 (81)
1433 keV	$^{34}\text{Al}/^{33}\text{Si}$	97 (15)	1178 keV	$^{34}\text{Si}^a$	3000 (1000)
2303 keV	^{34}Al (3325- ϵ^2)	47 (5)	1607 keV	^{34}Si	247 (80)
2814 keV	^{34}Al (3325- ϵ)	46 (8)	2128 keV	^{34}P	494 (335)
3233 keV	^{34}Al (4256- ϵ^2)	53 (10)	415 keV	^{33}Si	116 (17)
3325 keV	^{34}Al	48 (3)	1848 keV	^{33}Si	277 (100)
3744 keV	^{34}Al (4256 - ϵ)	76 (18)	2538 keV	^{33}Si	52 (9) ^d
4256 keV	^{34}Al	47 (7)	511 keV		
1010 keV	$^{34}\text{Al}^b$		834 keV	Bruit de fond	
1051 keV	$^{34}\text{Al}^b$		1332 keV	Bruit de fond ^a	

a: la raie à 1332 keV provient du ^{60}Co , un autre pic provenant de la désintégration du ^{60}Co est attendu à 1173 keV mais il est noyé dans le pic à 1178 keV.

b: raie très faible, nous en discuterons plus loin.

c: non placée dans le schéma de niveau.

d: ce pic est très faible, lors du fit il y a à peu près 5 coups de bruit de fond pour 1 gamma, le temps de vie est donc celui du bruit de fond.

Tableau VI-4 : Transition gamma observée dans les spectres germanium pour les runs du ^{34}Al .

²² Ce calcul ne tient pas compte du temps mort. Ce dernier va intervenir d'une façon plus importante sur le premier spectre (événement entre 0 et 60 ms après une implantation) que sur le second. La valeur mesurée sera légèrement plus importante que celle présentée.

Ces méthodes nous permettent d'assigner un certain nombre de raies comme provenant de transitions gamma suivant la décroissance du ^{34}Al .

Noyau	^{33}Si	^{34}Si	^{34}P
Période (ENSDF)	6.18(18) s	2.77 (20) s	12.43 (8) s

Tableau VI-5 : Période des noyaux provenant de la filiation du ^{34}Al .

Les autres raies, que l'on ne retrouve pas dans les spectres gamma de bruit de fond ambiant, doivent provenir des noyaux de filiation. La littérature (ENSDF,[End90] et [End98]) nous permet de dire que les raies à :

- 1433 keV, 416 keV, 1847 keV et 2538 keV proviennent de la décroissance du ^{33}Si
- 429 keV, 1178 keV et 1607 keV, décroissance du ^{34}Si
- 2127 keV décroissance du ^{34}P .

On peut remarquer dans la figure VI-6 que la transition de 1433 keV semble poser problème. En effet son temps de vie et le rapport ne correspondent pas à celui des autres transitions provenant de la décroissance du ^{33}Si , ni à celles provenant du ^{34}Al ; nous reviendrons sur ce cas un peu plus loin. Revenons d'abord sur la méthode de mesure de la période.

Le but de la méthode est bien sûr d'assigner les transitions gamma observées, mais aussi de mesurer le temps de vie du ^{34}Al . Pratiquement on sélectionne les événements gamma correspondant à une certaine énergie dans le spectre germanium et on regarde le spectre du temps de radioactivité de l'horloge HCMR (cf. chapitre V) associé à ces événements. Lorsque l'on sélectionne les événements gamma on sélectionne aussi le bruit de fond en dessous du pic. Dans un premier temps on peut supposer que ce bruit de fond donnera une composante blanche dans le spectre de temps de radioactivité, on fera donc un fit du temps de radioactivité avec une exponentielle décroissante plus une constante. Si l'on utilise cette méthode on trouve un temps de vie allant de 30 ms pour la transition de 4257 keV à 60 ms pour celle de 123 keV. Par contre si l'on ne met pas de bruit de fond dans le fit du spectre, on obtient les résultats de la figure VI-6a. La figure VI-6b présente une série de fits sur le bruit de fond, en sélectionnant des événements dans le spectre gamma 30 keV après les pics. Comme on peut le voir le bruit de fond du spectre a le même temps de vie que le ^{34}Al au-delà de 2 MeV. Ceci justifie le fit sans composante de bruit de fond. On peut expliquer ce phénomène en remarquant que les deux principales sources de bruit dans les spectres germanium au-delà de 2 MeV sont soit les comptions de gamma de plus hautes énergies (provenant principalement de la décroissance du $^{34}\text{Al}^{23}$), soit des électrons d'assez haute énergie émis lors des décroissances bêta. Le Q_β du ^{34}Al est de 17,1 MeV et ceux de ses fils de 5.8 MeV (^{33}Si), 5.5 MeV (^{34}P) et 4.6 MeV (^{34}Si). Les électrons qui déposent plus de 2 MeV dans un germanium ont dû sortir du plastique d'implantation et traverser le capot du germanium, et ils proviennent donc majoritairement du ^{34}Al . Il semble donc normal que le bruit de fond à plus de 2 MeV dans les spectres germanium ait un temps de vie associé égal à celui du ^{34}Al .

²³ Il n'y a pas de raie gamma de plus de 2 MeV dans les spectres germanium des runs de bruits de fond acquis avant et après l'expérience.

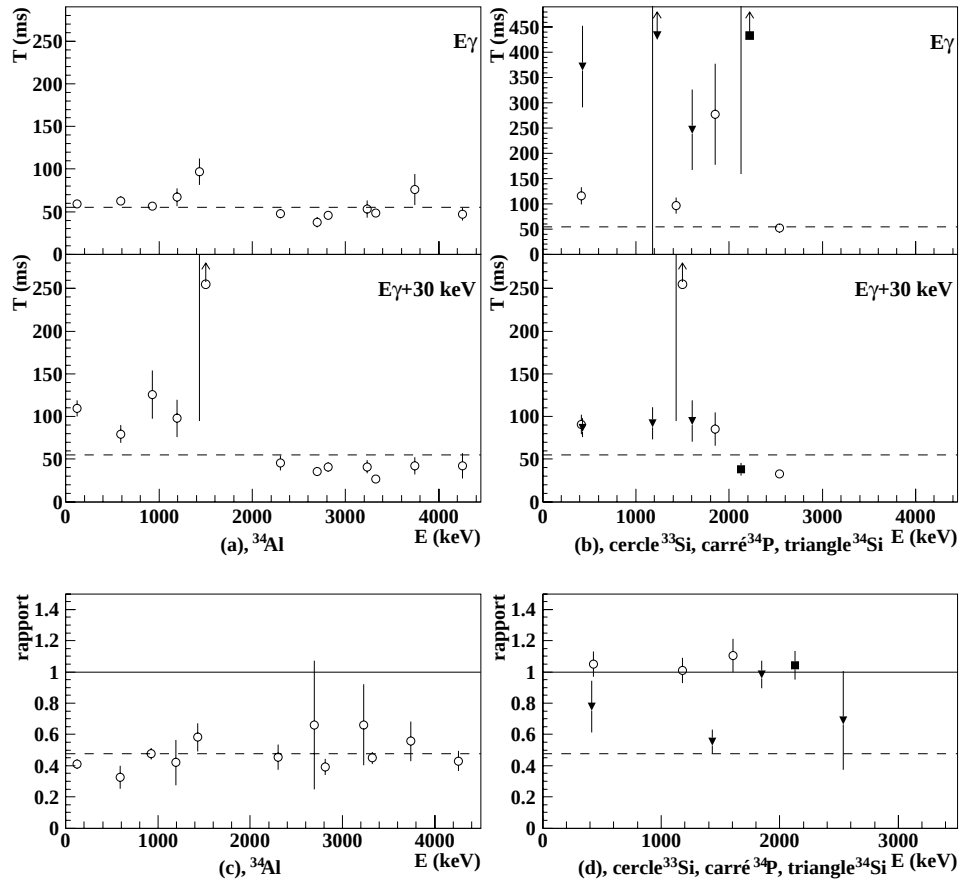


Figure VI-6 : Présentation des deux méthodes permettant de déterminer les noyaux dont sont issues les raies gammas. Les figures (a) et (b) présente les temps de vies des noyaux émetteurs (haut) et du bruit 30 keV après le pic gamma (bas) Les figures (c) et (d) présentes les rapports du nombre de gamma par pic entre ceux émis dans les 60 premières millisecondes après une période d'implantation et ceux émis entres 60 et 120 ms après une période d'implantation. Le pic à 1433 keV est présent dans les deux parties des figures car une transition gamma de cette énergies est présente dans les décroissance du ^{33}Si et l'un des niveaux excites du ^{33}Si décroît aussi en émettant un photon de cette énergie (voir texte).

Nous mesurons donc un temps de vie de 55 (4) ms (moyenne pondérée du temps de vie des transitions de 123, 589, 928, 3325 et 4256 keV). Nous sommes à un ordre de grandeur au-dessus de la précision de la mesure de [Num01] qui trouve 56.3(5) ms. Dans notre cas le fait d'utiliser une période de mesure radioactive de l'ordre de deux fois le temps de vie ne nous permet pas une mesure plus précise et nous utiliserons donc la valeur de S.Nummela pour la suite de la thèse.

Energie	I(γ) rel. [Num01]	I(γ) abs. [Num01]	I(γ) relative ce travail	I(γ) absolue, ce travail
123 keV	51.9 (4.3)	28.5	46.5 (5.0)	22.4 (2.4)
590 keV	7.7 (0.8)	4.2	7.0 (0.9)	3.4 (0.4)
928 keV	103.9 (9.7)	57.1	101.5 (11.0)	49.1 (5.3)
1010 keV	2.7 (0.4)	1.5	(1.4 (0.9)) ^b	(0.7(0.4)) ^b
1050 keV	3.9 (0.6)	2.1	(1.5 (0.8)) ^b	(0.7(0.4)) ^b
1193 keV	6.4 (0.8) / (3.2) ^a	3.5 / (1.6) ^a	4.5 (1.0)/(4.3) ^a	2.1(0.5)/(2.0) ^a
1433 keV	13.9 (1.4)	7.6	15.8 (2.1)	7.6 (1.0))/(4.4(1.0)) ^c
2696 keV	4.8 (1.0)	2.6	(1.9 (1.5)) ^b	(0.9(0.7)) ^b
3326 keV	100	55	100	48.3 (5.3)
4257 keV	24.0 (3.8)	13.2	24.7 (3.2)	11.9 (1.5)

a : voir texte.

b : transition très faible.

c : après soustraction de la composante de la décroissance du ^{33}Si , voir texte.

Tableau VI-6 : Intensités absolues des raies gamma mesurées pour les transitions provenant de la décroissance du ^{34}Al et comparées aux résultats de [Num01].

Le tableau VI-6 présente les rapports d'embranchements relatifs à la raie de 3325 keV pour les transitions associées à la décroissance du ^{34}Al .

Pour déterminer les intensités gamma absolues nous devons d'abord estimer le nombre de décroissances du ^{34}Al qui ont été observées par l'acquisition.

Une première méthode consiste à utiliser les transitions des noyaux fils, on peut en effet :

1. Estimer le nombre de décroissances vues pour les 3 espèces à l'aide des intensités gamma absolues données dans la littérature.
2. Soustraire ces trois nombres du nombre de décroissances observées.

On obtient ainsi le nombre de décroissances du ^{34}Al présent dans les données, sans avoir à estimer le temps mort. Le problème lorsque l'on applique cette méthode vient de l'incertitude sur la décroissance du ^{34}Si et du ^{33}Si provenant de la littérature ([Nat77] et [Goo73]). En effet, du fait des systèmes expérimentaux utilisés lors de ces expériences, il n'a pas été possible de mesurer les intensités gamma absolues. Il a donc fallu se baser sur des calculs modèle en couche qui estiment le taux de transitions fondamental-fondamental pour normer les intensités gamma et pouvoir obtenir les intensités absolues²⁴. On doit donc utiliser les résultats de [Wil83] sur les intensités de transitions fondamental-fondamental. Ces travaux donnent 2% d'intensité pour la transition $^{33}\text{Si}_{\text{g.s.}} \rightarrow ^{33}\text{P}_{\text{g.s.}}$. Pour la décroissance ^{34}Si ils estiment à environ 52% le taux de transitions fondamental vers fondamental, mais ce chiffre dépend du mélange entre différentes configurations car la force se partage avec un niveau excité à 1847 keV qui est lui aussi un 1^+ comme le fondamental du ^{34}P .

Si l'on utilise ces valeurs on trouve qu'il y a $1,58 \cdot 10^6$ décroissances du ^{34}Al et lorsque l'on reporte cette valeur pour la détermination du intensité gamma relatives aux nombres de

²⁴ En effet, si l'on connaît toutes les intensités gamma relatives ainsi que le taux d'embranchements bêta de la transition fondamental-fondamental, on remonte facilement aux intensités gamma absolues.

décroissances pour le ^{34}Al on trouve presque un facteur 2 en plus par rapport aux résultats de [Num01].

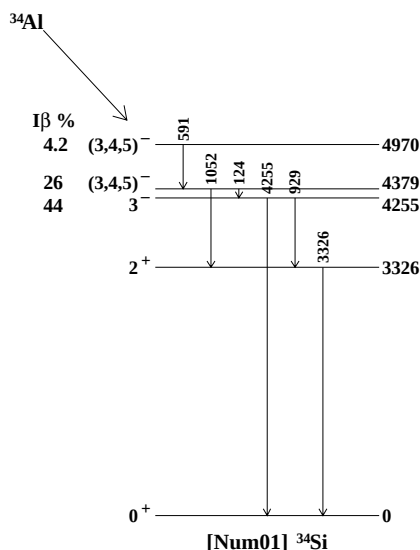


Figure VI-7 : Schéma de décroissance du ^{34}Al vers les niveaux liés du ^{34}Si présenté par [Num01]. La faible transition qui a été proposée pour peupler un niveau 0^+ à 2133 keV n'a pas été reportée.

Une autre méthode possible est celle utilisée pour le ^{30}Mg , basé sur une simulation Monte-Carlo. On veut, par la même occasion, déterminer le P_n . On doit donc faire le calcul pour différentes valeurs de P_n en mettant comme paramètre d'entrée le nombre d'implantations des différents noyaux et le temps mort (et bien sûr les périodes de mesures et de collections ainsi que le nombre de cycles de mesures). Le résultat est présenté dans le tableau VI-7. La dernière colonne présente le nombre de décroissances observée en se basant sur la méthode précédente, ainsi la valeur de 1.58 millions pour les décroissances du ^{34}Al présentée comme donnée expérimentale est la différence entre la somme des autres décroissances et le nombre totale de décroissances (c'est la méthode 1).

Il semble qu'un P_n compris entre 25 et 26% permet à la simulation de reproduire un certain nombre de résultats expérimentaux :

- Le nombre total de décroissances est bien reproduit ainsi que le nombre de décroissances du ^{34}Si , dont l'estimation se base en partie sur un calcul (cf. ci-dessus)
- Pour le nombre de décroissances du ^{34}P il semble y avoir problème dans les résultats de la simulation. La valeur de la dernière colonne vient d'un calcul utilisant l'intensité gamma absolue déterminée par [War71] comme étant de 15 (2)% pour la raie de 2127 keV. Dans leur article ils font référence à une mesure précédente de [Ble46] qui trouvait 25%. Si l'on utilise cette valeur on obtient le résultat entre parenthèse en dehors du tableau VI-7 qui est égal à celui que donne la simulation.
- La valeur de P_n donne un nombre de décroissances du ^{33}Si de $0.87 \cdot 10^6$. Expérimentalement, en utilisant les résultats pour les intensités gamma relatives de [Goo73] et les 2% de décroissance fondamental->fondamental. Calculé par

[Wil83], on trouve $0.69 (5) 10^6$ décroissances. Si l'on calcule quel devrait être le taux de transitions fondamental->fondamental, en prenant les intensités relatives de [Goo73] pour obtenir la valeur de la simulation, on obtient 4%.

Il semble bien que ce soit la valeur de rapport d'embranchements de [War71] qui pose un problème lors de l'utilisation de la méthode précédente. Nous pensons donc que 25% d'intensité absolue pour le 2127 keV est plus proche de la réalité.

Pour les résultats du tableau nous avons utilisé comme temps de vie pour le ^{34}Al : 55 ms. De même la valeur du temps mort est la même que pour le ^{30}Mg : 95 μs . Nous avons fait varier ces deux valeurs par pas de 5 ms pour le temps de vie et de 5 μs pour le temps mort sans retrouver un jeu de résultats de la simulation qui reproduise aussi bien le nombre total de décroissances et le rapport entre chaque espèce. Nous donnons donc comme valeur de P_n 25.5 (3.0)%.

Pn :	0,15	0,2	0,22	0,24	0,25	0,26	0,27	0,28	0,3	0,35	0,4	Méth. 1	
^{34}Al	2,86	2,865	2,867	2,869	2,87	2,871	2,872	2,873	2,875	2,88	2,885	<u>1,58</u>	(3.1) ^a
^{34}Si	2,884	2,719	2,653	2,587	2,554	2,521	2,487	2,454	2,388	2,221	2,053	<u>2,5</u>	
^{34}P	2,876	2,712	2,645	2,579	2,546	2,513	2,48	2,447	2,381	2,215	2,048	<u>4,05</u>	(2.5) ^a
^{33}Si	0,508	0,678	0,747	0,816	0,85	0,884	0,918	0,953	1,022	1,194	1,367	<u>0,68</u>	
Total:	9,128	8,974	8,912	8,851	8,82	8,789	8,757	8,727	8,666	8,51	8,353	<u>8,81</u>	

a: si valeur de BR de [Ble46] et non [War71].

Tableau VI-7 : Résultat de la simulation pour le nombre de décroissances observées par l'acquisition pour les différentes espèces en fonction du P_n . Les résultats sont en millions. Le $t_{1/2}$ du ^{34}Al est de 55 ms et les temps mort de l'électronique de 95 μs . Méth. 1 représentent les résultats obtenus par la méthode 1 (voir texte).

Avec la valeur déterminée par la simulation nous pouvons maintenant établir les intensités gamma absolues pour les transitions observées suite à la décroissance du ^{34}Al . Le tableau 7 présente ces résultats, comparés à ceux obtenus par [Num01]. Comme nous pouvons le voir (figure VI-8) nous voyons aussi la raie à 1193 keV mais uniquement dans le spectre du germanium 2 qui avait une meilleure résolution (cf. chapitre V) L'intensité gamma associée à cette raie semble un peu différente de celle mesurée par Nummela et *al.* ; nous en reparlerons dans la partie interprétation.

Energie	I γ relative [Goo73]	Nb dec. ^a
416 keV	6.7 (0.6)	598 (145) 10^3
1431 keV	13.1 (1.0)	1567 (231) 10^3
1847 keV	100 (1.0)	581 (50) 10^3
2538 keV	9.3 (0.8)	155 (314) 10^3

Tableau VI-8 : Nombre de décroissances du ^{33}Si estimé grâce à chaque raie observée.

a: c'est un nombre de décroissances non normalisé, voir texte.

Revenons à la raie de 1433 keV. Le tableau VI-8 présente les raies gamma observées provenant de la décroissance du ^{33}Si avec le nombre de décroissances estimé en fonction du nombre de coups dans le pic en ne prenant que les rapports d'embranchements relatifs de [Goo73], c'est à dire sans utiliser les intensités absolues et leurs incertitudes liées à leur

détermination à l'aide de modèles théoriques. Pour la raie de 2538 keV il n'y a qu'une vingtaine de coups dans le pic, ceci explique l'importance de l'incertitude ainsi que la valeur différente. Ce qui est plus intéressant est le facteur 3 entre la raie de 1433 keV et les raies à 416 et 1847 keV. Si l'on se rappelle les résultats sur les rapports entre les spectres et ceux de la mesure du temps de vie du début du paragraphe, on peut penser qu'il y a non seulement une transition à cette énergie dans la décroissance du ^{33}Si mais aussi dans la décroissance du ^{34}Al . Un niveau à une énergie de 1435 keV a été vu lors de différentes expériences ([Fif86] et [For94]) dans la spectroscopie du ^{33}Si . Ce niveau est accessible par une décroissance du ^{34}Al suivie d'une émission de neutrons. Grâce au tableau 8 on peut estimer l'intensité gamma de cette transition, c'est le chiffre entre parenthèses dans le tableau 7. Une remarque sur l'énergie de la transition, la raie vue par [Goo73] que je nomme comme étant une raie à 1433 est dans son article à 1431 keV. De même dans [For94] le gamma de désexcitation du niveau du ^{33}Si est vu à 1435 keV. Dans nos spectres germanium nous voyons, à cause de la résolution, une seule raie à 1433 keV.

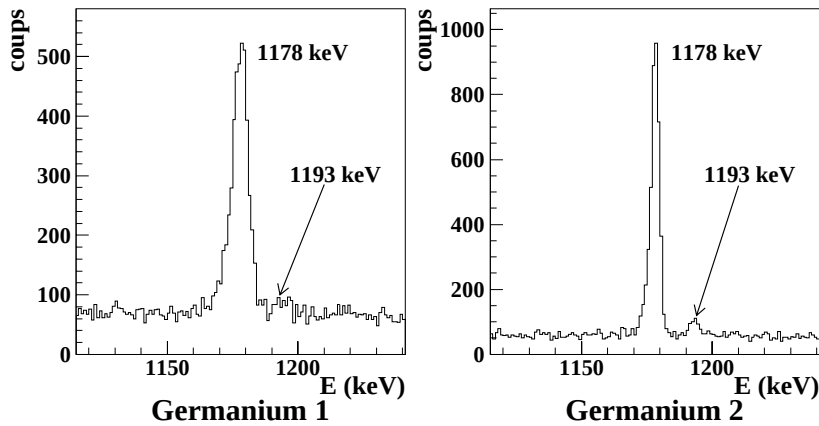


Figure VI-8 : Partie des spectres gammas provenant des deux germaniums. On peut voir que la transition à 1193 keV est bien présente dans le germanium 2 et non dans le germanium 1 où la faible résolution du détecteur et la proximité du pic à 1178 keV provenant de la décroissance du ^{34}Si ne permettent pas de la distinguer.

Parmi les autres raies qui pourraient être assignées comme provenant d'un peuplement par décroissance β -n du ^{33}Si , et qui ont donc l'énergie des transitions des niveaux excités du ^{33}Si , nous voyons très faiblement un pic à 1010 keV ([Mor02]) et un pic à 1050 keV qui pourrait peut-être être la raie à 1.06 MeV de [Fif85] (1.04 MeV chez [May84]). Mais comme nous le verrons, la 1050 keV peut aussi venir d'une transition parmi les niveaux excités du ^{34}Si et il n'est pas exclu que les deux raies à 1060 keV ([Fif85]) et 1040 keV ([May84]) soient la transition de 1010 keV de [For94] et [Mor02], en effet elles sont toutes supposées provenir de la désexcitation du premier niveau excité du ^{33}Si , un $1/2^+$, prédit à 848 keV par le modèle en couche et l'interaction USD, [BroWS]. Ces considérations sur la spectroscopie du ^{33}Si sont présentées dans la figure V-11.

2.2 Décroissance β -n

Comme nous l'avons déjà vu dans les chapitres précédents, l'un des points forts de notre système expérimental est l'efficacité de détection des neutrons. La figure VI-9a présente le spectre en temps de vol brut de la somme des lattes de TONNERRE. Nous pouvons voir que le bruit de fond est assez important et nous devons le retirer avant de pouvoir travailler avec les neutrons. Pour la soustraction du bruit de fond nous avons utilisé le spectre en temps de vol de TONNERRE du ^{30}Mg . En effet il n'y avait pas de neutrons émis dans ces runs. La figure 9b présente le spectre temps de vol après soustraction du bruit de fond. Nous avons utilisé pour le fit la procédure décrite en annexe, ce qui nous permet d'obtenir les énergies et les intensités des neutrons émis. Ces données sont présentées dans le tableau 9. Comme nous pouvons le remarquer la somme des intensités est de l'ordre de 9.9 (0.6) % et dans le paragraphe précédent nous avons déterminé le P_n comme étant de 25.5 (3.0)%. Ceci veut dire que, si la valeur du P_n est exacte, TONNERRE manque une partie des neutrons émis.

Tdv (ns)	Energie (MeV)	I absolue (%)	Energie niveau émetteur ^a (MeV)
44.6 (2.0)	3.57 (4)	0.72 (0.36)	11.30
53.7 (2.0)	2.64 (4)	3.20 (0.40)	10.20
60.2 (2.0)	2.09 (4)	0.96 (0.12)	9.68
67.0 (2.0)	1.73 (4)	1.28 (0.17)	9.30
73.8 (2.0)	1.42 (4)	0.27 (0.04)	9.00
79.2 (2.0)	1.23 (4)	1.24 (0.13)	8.82
96.2 (2.0)	0.86 (4)	1.51 (0.16)	8.42
123.7 (2.0)	0.54 (4)	0.72 (0.07)	8.08
	Somme	9.9 (0.6)	

a: si l'on suppose que le niveau peuplé est le fondamental du ^{33}Si

Figure VI-9 : Transition neutrons observées avec TONNERRE.

Les coupures en énergies sont 300 keV pour les basses énergies et 5.5 MeV pour les hautes énergies. Les compteurs basses énergies de l'Ires laissent penser qu'il existe une transition à plus basse énergie dans le spectre neutrons, vers 250 keV mais nous n'avons pas réussi à utiliser les compteurs pour des valeurs de rapport d'embranchements. En effet les résultats sont trop dépendants de la méthode utilisée pour soustraire le bruit de fond. De plus l'efficacité a été calculée grâce à un fit du spectre du ^{17}N par la procédure décrite en annexe, mais le nombre de coups dans le spectre suivant la décroissance du ^{34}Al n'est pas suffisant pour utiliser une telle procédure. On peut recalculer une efficacité autrement mais on ne se débarrasse pas du problème de dépendance de la méthode utilisée pour la soustraction du bruit de fond. On ne peut pas faire comme pour TONNERRE, utiliser les spectres de temps de vol de ^{30}Mg comme bruit de fond, car les runs étaient trop courts et ces spectres sont pratiquement vides pour les petits compteurs.

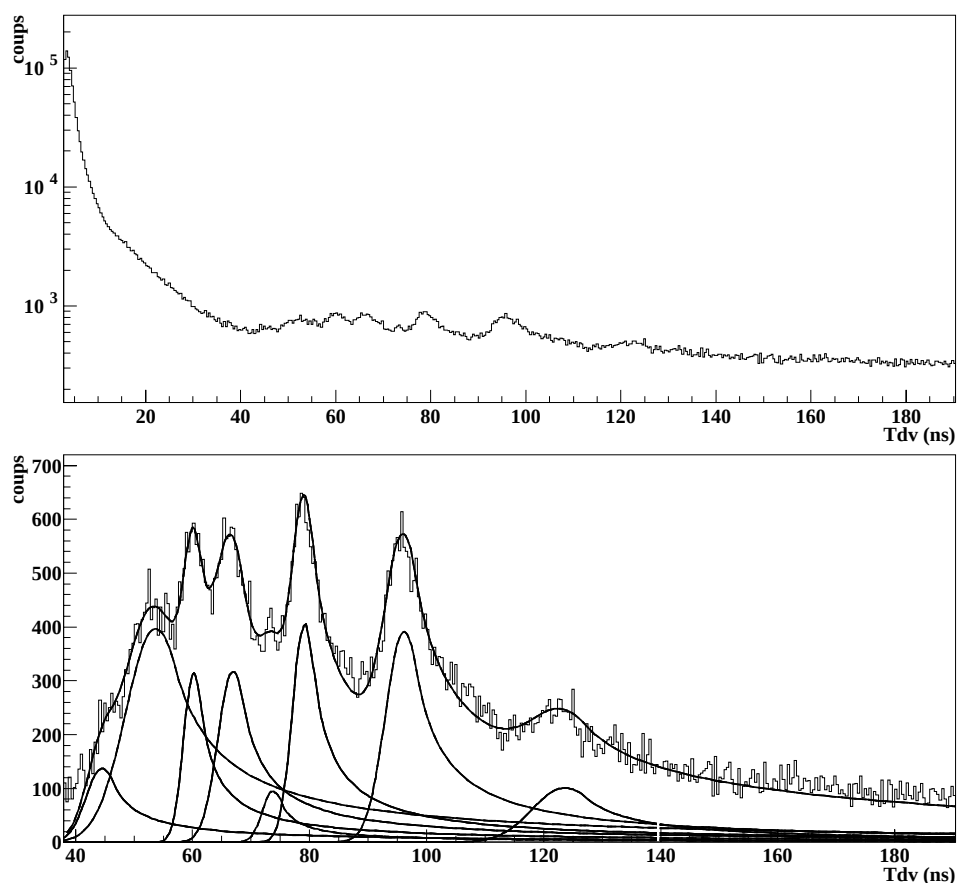


Figure VI-9. Spectres en temps de vol de TONNERRE des neutrons émis lors de la décroissance du ^{34}Al . La figure du haut présente le spectre brut et la figure du bas le fit sur un spectre où l'on a retiré le bruit de fond.

2.3 Schéma de niveau et interprétation

Pour établir un schéma de décroissance du ^{34}Al nous avons utilisé trois techniques, nous avons :

1. regardé les coïncidences,
2. regardé si, parmi les énergies des raies gamma, certaines sont la somme des deux autres,
3. supposé que l'on détecte toutes les raies gamma.

Les deux premiers points sont assez évidents, le troisième me semble obligatoire si l'on veut placer les transitions dans un schéma sans utiliser les intensités gamma absolues qui serviront ensuite à déterminer les rapports d'embranchements bêta.

Commençons par la règle 2, on peut remarquer que $1050 = 928 + 123$ à un keV près, de même $4256 = 3325 + 928$.

Pour la règle 1 la figure VI-10 montre des spectres germanium en coïncidence avec la raie de 123 keV. Ainsi il semble que la raie à 123 keV soit en coïncidence avec les raies à 589,928 et 3325 keV. De même on peut voir dans les données que la raie à 928 keV est en coïncidence avec celle de 3325 keV.

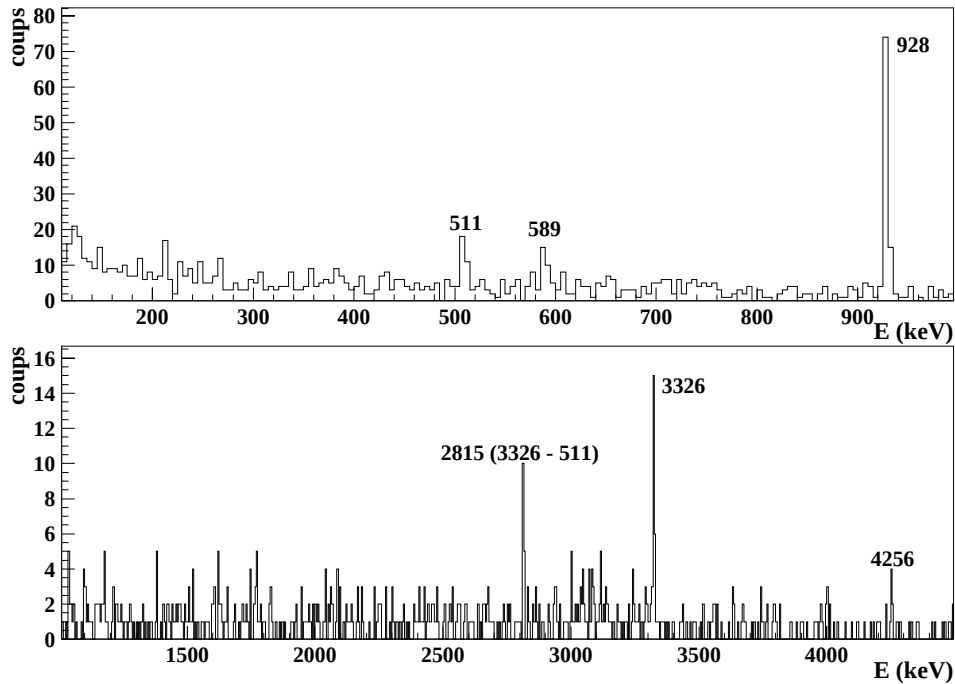


Figure VI-10 : Raies gammas présentes dans le germanium 2 (addback) lorsque l'on sélectionne le pic à 123 keV dans le germanium 1. Le addback explique la présence du premier pic d'échappement du gamma à 3326 keV mais pas du suivant.

Pour l'élaboration du schéma de niveaux présenté à la figure VI-11 nous avons de plus utilisé le résultat de [Ibb98] qui montre que la raie à 3326 keV provient d'un niveau 2^+ de cette énergie. Ceci nous permet de déterminer la position d'un certain nombre de niveaux liés du ^{34}Si (figure VI-11). Nos résultats sont semblables à ceux de [Num01]. Nous pouvons maintenant calculer les rapports d'embranchements β en supposant qu'il n'y a pas d'alimentation des niveaux liés provenant de niveaux non observés. Les résultats des alimentations β se trouvent sur la figure.

L'intensité d'une transition beta $^{34}\text{Al}_{g.s.} \rightarrow ^{34}\text{Si}_{g.s.}$ doit être négligeable, car il semblerait que le fondamental du ^{34}Al soit un 4^- ([Pri02, Now03]) et une telle transition aurait donc un ΔJ de 4. Les autres possibilités pour le fondamental du ^{34}Al , sont 3^- ou 5^- ([War88, Pri02, Now03]) et conduisent à une conclusion similaire, les ordres d'interdictions de tel transition β étant très élevés.

Sans décroissance du ^{34}Al vers le fondamental du ^{34}Si toutes les transitions beta vers les niveaux liés du ^{34}Si devraient pouvoir être mesurées à l'aide des intensités gamma. La somme

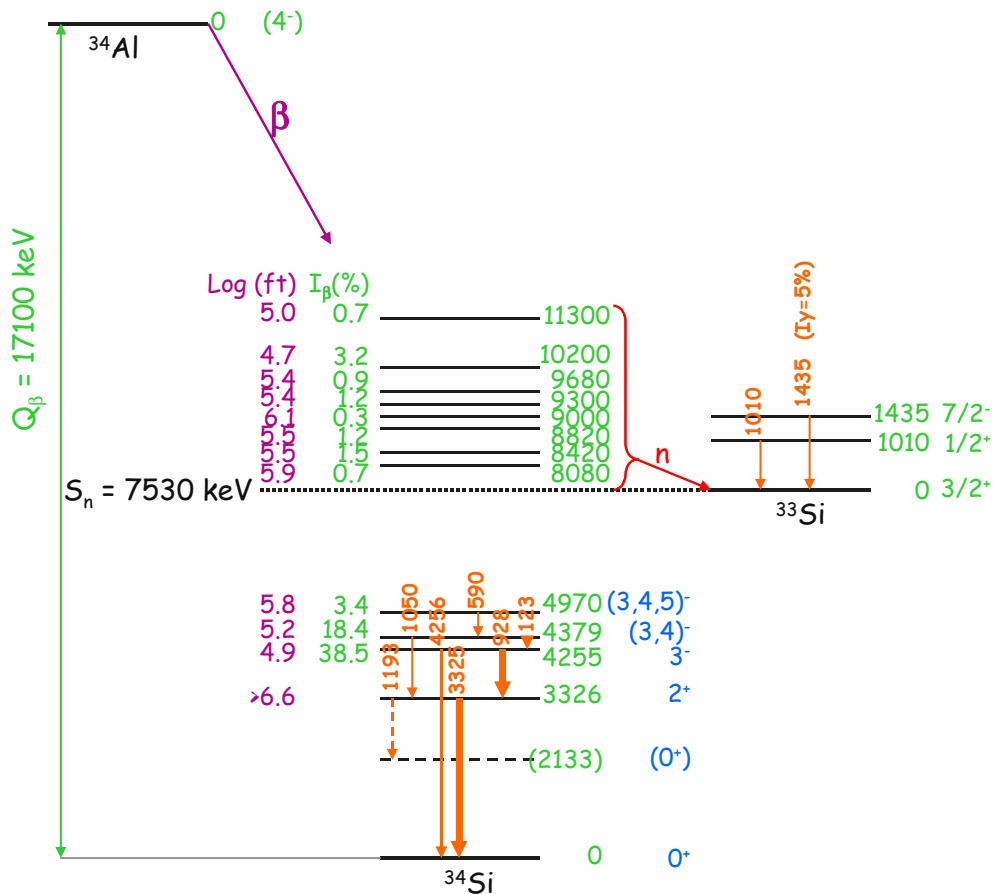


Figure VI-11 : Schéma de décroissance proposé pour le ^{34}Al en supposant que son fondamental est un 4^- . Les niveaux en pointillés sont ceux dont l'assignation n'est pas sûre. Nous n'avons pas reporté les spins-parité des niveaux non liés, ils sont $(3,4,5)^-$ car peuplé lors de la décroissance de Gamov-Teller du ^{34}Al avec des valeurs de $\log(ft)$ inférieure à 5.9. Sauf peut être pour le 9000 keV ($\log ft = 6.1$).

des transitions bêta que nous observons est de 61 (8)%. Si l'on ajoute ceci au P_n établi (25.5 (3)%) nous sommes tout juste en accord avec l'hypothèse ci-dessus, nous verrons plus loin que la possibilité d'un P_{2n} significatif semble exclu. Cette différence pourrait s'expliquer par le fait que l'on manque plusieurs transitions gamma de faibles intensités à plus hautes énergies ([Har77]). Le tableau 10 présente ces rapports d'embranchements selon nos données et les résultats de [Num01 et [Bau89]. Comme on peut le voir les différences sont à la limite des barres d'erreur, et nos intensités gamma et par conséquent nos alimentations bêta sont plus souvent plus faibles. On pourrait penser à une erreur systématique de notre part, elle pourrait avoir deux origines :

1. Une erreur dans notre détermination de l'efficacité des germaniums.
2. Une mauvaise estimation du nombre de décroissances.

Pour l'explication 1, ceci devrait se voir dans les valeurs d'intensité gamma normalisée à 100 sur la raie de 3325 keV (tableau 7). Mis à part la raie de 123 keV, les autres valeurs semblent compatibles, aux barres d'erreur près. On pourrait, en regardant ce tableau, penser à une erreur dans la détermination de l'efficacité à cette énergie ; c'est la région où la courbe d'efficacité fluctue le plus, mais lors des calibrations nous avons un point à 121 keV provenant de l'euporium.

L'explication 2 signifie que nous devons prendre des précautions lorsque nous utilisons notre programme de simulation du nombre de décroissances. Mais comme il donne un résultat satisfaisant pour les autres noyaux (à l'exception du ^{34}P , voir la discussion plus haut) on devrait pouvoir lui faire confiance à 5% près.

Niveau peuplé	[Bau89]	[Num01]	Ce travail
4970 keV		4.2%	3.4 (0.4)%
4378 keV	27.4%	26%	18.4 (4)%
4256 keV	45.6%	44%	38.5 (8)%
3326 keV	<11.7%		0 (8) %

Tableau VI-10 : Rapport d'embranchement bêta absolu.

Intéressons-nous maintenant à la position des niveaux non liés. Nous avons regardé les coïncidences neutrons-gamma et gamma-neutrons. Si l'on sélectionne une raie gamma qui pourrait venir d'un niveau excité du ^{33}Si (1010 keV à peine visible, 1435 keV ou peut-être la 1050 keV très faible) le spectre temps de vol a trop peu de coups pour que l'on puisse différencier le bruit de fond de pic neutrons. On peut prendre le problème dans l'autre sens et regarder un spectre gamma en coïncidence avec des événements dans TONNERRE ayant un temps de vol de plus de 40 ns. Dans ce cas on doit soustraire du spectre gamma la partie provenant du bruit de fond dans le spectre neutrons. Une fois ceci fait nous obtenons un spectre gamma dont l'importance relative des pics diffère du spectre gamma simple. Mais on se rend compte que l'on ne sélectionne pas spécialement les raies gamma qui pourraient venir de niveaux excités du ^{33}Si mais plutôt les raies qui viennent de la décroissance du ^{34}Al . On retrouve un spectre avec les mêmes rapports entre les raies que les spectres gamma où l'on ne sélectionne que des événements ayant eu lieu moins de 60 ms après une implantation. En effet dans notre façon de construire le spectre gamma en coïncidence avec les neutrons nous sélectionnons la contribution au spectre d'événements de décroissance dont la majeure partie on un temps de moins de 60ms après une implantation. On ne peut donc pas conclure sur des coïncidences gamma-neutrons.

Commentaire : explication???

Pour récapituler :

1. Nous avons observé un certain nombre de raies neutrons (tableau 9) et la somme des intensités absolues est de 9.9 (0.6)%.
2. La raie γ à 1433 keV du ^{33}Si a une intensité gamma absolue de 5% et provient de la décroissance du ^{34}Al par β -n.
3. Le P_n déterminé par la simulation est de 25.5(3)%, ce qui est compatible avec les mesures précédentes.
4. La statistique est trop faible pour observer des coïncidences neutrons-gamma ou gamma-neutrons.

Les points 2 et 3 montrent qu'environ un cinquième des décroissances β -n du ^{34}Al passent par le niveau à 1435 keV du ^{33}Si .

Comme nous l'avons vu le fondamental du ^{34}Al semble être un 4^- ; une décroissance Gamow-Teller va peupler des niveaux 3^- , 4^- , et 5^- . Si ces niveaux sont émetteurs neutrons ils peupleront, en fonction du moment orbital L du système, des niveaux dans le ^{33}Si de spin-parité :

- $L=0 \Rightarrow 5/2^-$ à $11/2^-$
- $L=1 \Rightarrow 3/2^+$ à $13/2^+$
- $L=2 \Rightarrow 1/2^-$ à $15/2^-$

Le fondamental du ^{33}Si est un $3/2^+$ ([Fif85, Fif86, Mor02]) et le premier niveau excité ($1/2^+$) à 1010 keV. Le niveau à 1435 keV a été assigné comme étant un $7/2^-$. F.Nowacki a calculé à l'aide de Nathan la spectroscopie du ^{33}Si , les résultats sont présentés dans la figure 12 en comparaison avec les résultats obtenus par [Fif86] et [Fif85], [May84] et [For94].

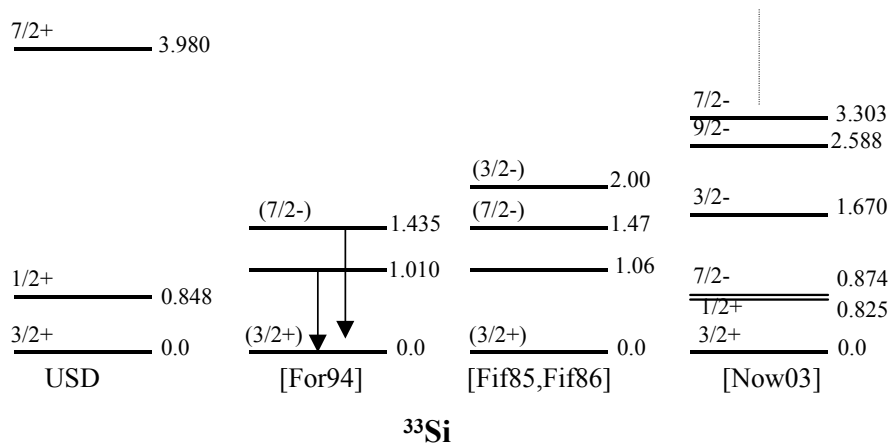


Figure VI-12 : Niveaux excités du ^{33}Si que l'on peut trouver dans la littérature. Pour [Now03] nous ne représentons pas les niveaux à plus de 3.3 MeV et pour les calculs modèle en couche utilisant l'interaction USD nous ne représentons pas les niveaux de plus de 4 MeV. Les énergies sont en MeV. Nous n'avons pas représenté les résultats de [May84] qui trouvent un niveau à 1.04 et qui est doit être le 1.06 de [Fif85]. De même [Mor02] observe la décroissance du niveau à 1.010 MeV.

Nous voyons que même en nous basant sur les résultats des expériences précédentes et les données théoriques nous pouvons difficilement placer, de façon certaine, les niveaux émetteurs des neutrons que nous avons détectés. Dans le schéma de niveaux présenté nous supposons que les émissions de neutrons vont vers le fondamental du ^{33}Si , mais ce n'est bien sur qu'une hypothèse²⁵.

²⁵ Ceci n'est pas en contradiction avec les points 2 et 3 car nous ne voyons que moins de la moitié des émissions de neutrons et nous savons que un cinquième passe par le niveau $7/2^-$ à 1435 keV du ^{33}Si

Pour conclure sur la décroissance du ^{34}Al nous devons discuter de la possibilité d'émission de 2 neutrons, car la fenêtre en énergie est ouverte. Il y aurait donc décroissance sur un niveau non lié du ^{34}Si puis émission de deux neutrons pour peupler soit le fondamental du ^{32}Si soit un niveau excité. La fenêtre en énergie entre le S_n du ^{32}Si et le fondamental du ^{34}Al est d'environ 5 MeV et le premier niveau excité du ^{32}Si est à 1941 keV, les niveaux suivants sont à plus de 4 MeV. Il semble raisonnable de penser que s'il y a un P_{2n} ce sera soit le fondamental qui sera peuplé, soit le niveau à 1941 keV. Nous ne voyons pas de transitions à 1941 keV dans les spectres gamma. De plus nous ne pouvons pas attendre de gamma de filiation, la durée de vie du ^{32}Si étant de 150 ans. Nous n'avons pas fait de simulation avec un P_{2n} . Nous avons déjà vu que la somme du P_n établi et des intensités gamma absolues était tout juste compatible avec 100, la possibilité de P_{2n} n'est pas exclue, mais elle serait de l'ordre de quelques %.

Commentaire : phrase moche

Pour ce qui est de l'assignement des spins parités dans le ^{34}Si , tout dépend du spin-parité du fondamental du ^{34}Al . Selon les calculs il peut être attendu comme 3^- , 4^- ou 5^- . Le tableau 11 présente les estimés Weisskopf pour les temps de vie des différentes raies gamma suffisamment importantes en fonction des parités possibles du niveau émetteur et du niveau peuplé. Avec notre dispositif, si une transition avait un temps de vie de plus quelques dizaines de nanosecondes, on devrait pouvoir le signer avec les TAC et ce n'est le cas pour aucune des transitions observées. Donc la première hypothèse est que toutes les transitions observées correspondent à des transitions ayant un temps de vie estimé de moins de 10^{-8} s. La seconde hypothèse est que le fondamental du ^{34}Si est un 0^+ (bien sûr) et le niveau à 3325 keV est un 2^+ (observé par excitation Coulombienne [Ibb98]), donc son peuplement par décroissance bêta est sûrement faible car ce serait une Gamow-Teller, première interdite.

Transition	$I_i \rightarrow I_f$	Type	$T_{1/2}$ (W.E.)	Transition	$I_i \rightarrow I_f$	Type	$T_{1/2}$ (W.E.)
123 keV	$2^- \rightarrow 2^-$	M1	$\sim 10^{-10}$ s	589 keV	$2^- \rightarrow 2^-$	M1	$\sim 10^{-11}$ s
	$2^- \rightarrow 3^-$	M1	$\sim 10^{-10}$ s		$2^- \rightarrow 3^-$	M1	$\sim 10^{-11}$ s
	$3^- \rightarrow 2^-$	M1	$\sim 10^{-10}$ s		$2^- \rightarrow 4^-$	E2	$\sim 10^{-7}$ s
	$3^- \rightarrow 3^-$	M1	$\sim 10^{-10}$ s		$3^- \rightarrow 2^-$	M1	$\sim 10^{-11}$ s
	$4^- \rightarrow 2^-$	E2	$\sim 10^{-6}$ s		$3^- \rightarrow 3^-$	M1	$\sim 10^{-11}$ s
	$4^- \rightarrow 3^-$	M1	$\sim 10^{-10}$ s		$3^- \rightarrow 4^-$	M1	$\sim 10^{-11}$ s
	$5^- \rightarrow 2^-$	M3	$\sim 10^{-2}$ s		$4^- \rightarrow 2^-$	E2	$\sim 10^{-7}$ s
928 keV	$5^- \rightarrow 3^-$	E2	$\sim 10^{-10}$ s		$4^- \rightarrow 3^-$	M1	$\sim 10^{-11}$ s
	$2^- \rightarrow 2^+$	E1	$\sim 10^{-14}$ s		$4^- \rightarrow 4^-$	M1	$\sim 10^{-11}$ s
	$3^- \rightarrow 2^+$	E1	$\sim 10^{-14}$ s		$5^- \rightarrow 2^-$	M3	$\sim 10^{-1}$ s
	$4^- \rightarrow 2^+$	M2	$\sim 10^{-9}$ s		$5^- \rightarrow 3^-$	E2	$\sim 10^{-7}$ s
4256 keV	$5^- \rightarrow 2^+$	E3	$\sim 10^{-4}$ s		$5^- \rightarrow 4^-$	M1	$\sim 10^{-11}$ s
	$2^- \rightarrow 0^+$	M2	$\sim 10^{-9}$ s				
	$3^- \rightarrow 0^+$	E3	$\sim 10^{-8}$ s				

On observe une transition à 4256 keV et de plus, selon notre schéma, ce niveau est peuplé par décroissance bêta et il décroît vers le 3325 keV. Donc le tableau nous donne 2 possibilités pour le niveau à 4256 keV 2^- ou 3^- ce qui exclut comme fondamental du ^{34}Al un niveau 5^- (qui ne peut par décroissance Gamow-Teller peupler de façon significative un niveau 3^- et encore moins un 2^-). Remarquons que si le fondamental du ^{34}Al est 4^- (ce qui semble être le cas selon [Pri02]) la seule possibilité devient un 3^- .

Le niveau 4256 keV est peuplé par un 123 keV qui provient du niveau à 4379 keV. La faiblesse de l'énergie de la transition impose une M1. De plus le niveau à 4379 keV étant peuplé par décroissance bêta il est soit un 2^- , 3^- , 4^- ou 5^- car le ^{34}Al est soit 3^- soit 4^- .

- Si 4256 keV est 3^- et $^{34}\text{Al } 3^-$: le 4379 keV est soit 2^- , 3^- , 4^-
- Si 4256 keV est 3^- et $^{34}\text{Al } 4^-$: le 4379 keV est soit 3^- , 4^-
- Si 4256 keV est 2^- : le 4379 keV est soit 2^- , 3^- .

Et par le même raisonnement pour la transition de 589 keV :

- Si 4379 keV est 2^- alors 4970 keV est 2^- ou 3^-
- Si 4379 keV est 3^- alors 4970 keV est 2^- , 3^- ou 4^-
- Si 4379 keV est 4^- alors 4970 keV est 2^- , 3^- , 4^- , 5^- .

Les spins parité présentés sur la figure 11 sont ceux qui supposent que le fondamental du ^{34}Al est un 4^- de même pour les calculs théoriques de la figure 13.

Si l'on regarde plus attentivement le tableau 11, on remarque que si les durées de vie de Weisskopf sont celles des niveaux, alors le 4256 keV ne devrait décroître que par la 928 keV et non par la 4256 keV. Ceci pose un problème car les deux transitions sont observées dans les données. On peut peut-être tenter une explication : le 2^+ à 3328 keV est supposé provenir de configurations $2\hbar\omega$ et le fondamental du ^{34}Si est dominé par des configuration $0\hbar\omega$. Si le 4256 keV a une grande composante en $0\hbar\omega$, alors sa transition est favorisée vers le 0^+ par rapport au 2^+ . Remarquons quand même qu'il y a près de 5 ordres de grandeur et que la différence entre les estimés Weisskopf et la durée de vie d'un niveau est d'habitude de l'ordre de 2 ou 3 ordres de grandeur ([Krane]).

Parlons maintenant de ce qui suscite beaucoup d'intérêt sur le ^{34}Si . Comme il a été précisé précédemment, on s'attend à voir un second 0^+ vers 2 MeV selon les calculs, qui serait dominé par des configurations $2\hbar\omega$. [Mit02] donne des limites sur un tel niveau en fonction de son temps de vie et il montre que ses résultats ne sont pas compatibles avec les calculs de [Uts98], [Ibb98] et [Num01]. D'un autre côté [Num01] assigne la transition qu'elle observe à 1193 keV comme étant le peuplement de ce niveau 0_2^+ depuis les 2_1^+ . Nous voyons cette raie dans le spectre du germanium 2 mais pas dans le 1 du fait d'une mauvaise résolution, et si elle y est présente elle est noyée par la raie à 1178 keV de la décroissance du ^{34}Si (figure VI-8). On peut donc se demander si elle peuple le 0_2^+ . Rappelons que la désexcitation d'un 0^+ vers un 0^+ ne peut se faire par l'intermédiaire d'un photon, elle se fait soit par conversion interne soit par création de paires. Dans la littérature on trouve des formules pour calculer les rapports d'embranchements entre ces deux modes de désexcitation en fonction de l'énergie et du Z, [Wil69]. Dans notre cas la transition serait de 2133 keV (3326-1193) et le rapport serait de 49 émissions de paires pour l'émission d'un électron du cortège. Lors d'une décroissance bêta du ^{34}Al qui finirait par peupler ce niveau à 2133 keV et qui serait suivie par une émission de paires, on aurait 2 électrons et 1 positron émis au lieu d'un seul électron pour une décroissance qui ne passerait pas par ce niveau. Ceci modifie l'efficacité bêta comme cela a été précisé dans [Num01], et il faut corriger de cette nouvelle efficacité bêta l'intensité gamma associée au 1193 keV²⁶. Chez [Num01] avec leur efficacité ceci modifie d'un facteur 2 l'intensité mesurée (chiffre en parenté dans le tableau 7). Nous, nous avons une efficacité de 95.3 (1.0) % et l'on obtient une efficacité bêta pour ces événements de 99.9% ce qui ne modifie pratiquement pas la valeur précédente. Si l'on prend ceci en considération les intensités gamma sont dans les barres d'erreur, ce qui est un argument (faible) en faveur d'une transition $0^+ \rightarrow 0^+$ qui suivrait

²⁶ Dans ce calcul on suppose que l'on a 3 bêtas à détecter, donc implicitement que l'efficacité de détection d'un positron est la même que celle d'un bêta. La nouvelle probabilité de détection est de $P_{\text{no}} = 3P(1-P) + P^3$ où P est l'efficacité bêta

la transition de 1193 keV et supposerait donc un niveau à 2133 keV. Un autre argument en faveur de cette transition vient du nombre de coïncidences 1193-511 keV observées. En effet, si l'on sélectionne le pic à 1178 keV dans le germanium 2 et que l'on regarde le nombre de coups à la position du pic de 511 keV du germanium 1, on trouve 1 ou 2 coups. Par contre si l'on sélectionne le pic de 1193, beaucoup plus faible, on trouve 5 coups. De même si l'on fait des tranches dans cette partie du spectre de la largeur d'un pic et qu'on regarde dans le germanium 1 les événements présents à la position du pic 511 keV, on trouve entre 0 et 1 pour une gamme de 800 keV à 2000 keV. Donc il semblerait bien qu'il y ait des coïncidences 511-1193 keV, ce qui est un argument de plus en faveur d'une transition E0 ayant lieu après la transition à 1193 keV. Il faut remarquer que l'une des sources de 511 keV dans l'expérience est la création de paires par des gammas de haute énergie, donc on peut penser que ces 5 coups en coïncidence ne signent pas une transition E0 mais signent la coïncidence de la raie à 1193 keV avec un gamma de plus de 3 MeV. Nous pouvons donc regarder le nombre de 511 en coïncidence avec 2 transitions qui sont en coïncidences avec les transitions de hautes énergie (3325 keV et 4256 keV). Le tableau 12 présente ces résultats. Comme nous pouvons le voir il semble bien que l'origine des 511 en coïncidence avec le pic à 1193 keV soit des positrons émis lors d'une transition monopolaire.

E Ge2	511 Ge1	Coups pic	Bdf	Σ	Rx 1000 ^a
123 keV	54	16004	2569	18573	2.9 (0.4)
589 keV	2	779	1378	2157	0.9 (0.6)
1178 keV	1	3919	983	4902	0.2 (0.2)
1193 keV	4	277	858	1135	3.5 (1.8)

E Ge1	511 Ge2	Coups pic	Bdf	Σ	Rx1000 ^a
123 keV	45	22481	9563	32044	1.4 (0.2)
589 keV	4	692	3426	3818	1.0 (0.5)
1178 keV	1	3218	1927	5145	0.2 (0.2)
1193 keV	5	204	996	1200	4.2 (1.9)

a: Rapport du nombre de 511 dans l'autre germanium sur le nombre de coups dans la fenêtre en énergie (pic+ bruit de fond =S), les erreurs sont purement statistiques

Tableau VI-12 : Recherche de coïncidence entre la raie de 1193 keV et le pic de 511 keV. Les spectres utilisés sont les spectres en add-back. Comme nous pouvons le voir il semble que le pic à 1193 keV soit en coïncidence avec des 511 keV. Les deux pics (123, 589) en coïncidence avec les raies gamma de 3325 et 4259 keV sont présents dans le tableau car les gammas de haute énergie sont aussi une source de photons de 511 keV.

Nous pouvons présenter les différents arguments concernant ce niveau à 2133 keV :

- En faveur
 - La transition de 1193 keV a été vue dans les deux expériences de décroissance et son temps de vie est compatible avec la décroissance du ³⁴Al.
 - Nous avons observé la transition en coïncidence avec des coups dans le pic à 511 keV.
 - Elle n'est pas placée ailleurs sur le schéma de niveau.
 - Si l'on suppose qu'une transition E0 suit la 1193 keV, l'intensité gamma du 1193 keV de [Num01] se rapproche de la nôtre.
 - Prédit par les différents modèles.

- Neutre
 - La statistique est trop faible pour mesurer un temps de transition, mais il semble inférieur à 20 ns.
- En défaveur
 - Pas de coïncidence observée avec les raies à 123 ou 928 keV qui ont une statistique assez importante.
 - Les résultats de [Mit02].

2.4 Conclusions, discussions

Pour récapituler, nous avons étudié la décroissance du ^{34}Al et mesuré les transitions neutrons et gammas.

- Pour les transitions gammas nous obtenons des résultats assez similaires aux expériences précédentes.
- Ceci nous a permis d'établir le schéma de décroissance, pour les niveaux liés, présenté à la figure 11.
- Nous avons, pour la première fois, mesuré l'énergie de 8 transitions neutrons entre 300 keV et 5.5 MeV, et avons montré que nous ne détectons qu'à peu près la moitié des neutrons émis.
- Nous avons établi une mesure du P_n , en accord avec les mesures précédentes, de 25.5 (3)%.
- Nous avons montré que 4.4 (1) % des décroissances du ^{34}Al passent par un niveau à 1435 keV dans les ^{33}Si .
- Nous n'avons pas pu placer les transitions neutrons en raison du trop grand nombre d'hypothèses nécessaires.
- Dans la recherche de niveaux intrus dans la spectroscopie du ^{34}Si nous avons observé la raie gamma de 1193 keV précédemment reportée ([Num01]) qui devrait venir d'une transition du 2_1^+ ($2\hbar\omega$) vers le 0_2^+ ($2\hbar\omega$).

Conclusions - Perspectives

Nous avons présenté, dans ce mémoire, un certain nombre de résultats provenant de nos travaux d'instrumentations liées au multidétecteur TONNERRE dont le but était d'améliorer le détecteur et de comprendre l'origine de la traîne dans les spectres en temps de vol. Ainsi :

- ✓ nous avons modifié les embases des PM du détecteur et gagné plus de 50% en efficacité de détection neutrons à 1 MeV. Nous avons en même temps abaissé le seuil de détection à moins de 300 keV neutrons.
- ✓ nous avons effectué un grand nombre de tests auprès de plusieurs lignes de faisceaux et au laboratoire pour caractériser le fonctionnement des modules du détecteurs
- ✓ nous avons été amené à réaliser un programme de simulation (SINPLE) pour comprendre l'origine de la traîne en temps de vol. Cette simulation a montré que la traîne provient du temps d'émission de la lumière dans le plastique. Il n'est donc pas possible de s'en affranchir de façon simple.
- ✓ enfin nous avons présenté le montage d'une expérience de TONNERRE.

Ceci nous amènes à proposer différentes voies à explorer dans les développements techniques futurs.

Pour ce qui est du détecteur lui-même :

- il est nécessaire dans un premier temps de remplacer les photomultiplicateurs existants car nous avons montré que certains modes de fonctionnement anormaux des PM actuels semble être un conséquences de leur âge.
- pour rechercher la composante lente du signal nous pouvons penser à utiliser les techniques de numérisation du signal, [Leg02].
- nous devons travailler à réduire le bruit de fond vu par les lattes à l'aide d'anti-coïncidences pour n'accepter les signaux de TONNERRE dans les codeur que juste après une décroissance.

Le problème principal du bruit de fond vient du pic beta et ne semble par pouvoir être résolu facilement. On pourrait penser à des déflecteurs magnétiques autour des lattes mais un électron de plusieurs MeV n'est pas aisé à détourné.

De même l'amélioration du système de détection dans son ensemble s'avère important pour les futures expériences. L'utilisation d'un silicium à piste lors de la dernière expérience va dans ce sens et a permis de fonctionner avec des taux d'implantation plus important et d'étudier beaucoup plus de noyaux que le système d'implantation des deux premières expériences n'aurait pu le permettre. Nous proposons pour la suite :

- d'améliorer le système d'implantation peut être de façon originale avec un maillage en fibre scintillante comme présenté au chapitre V
- de développer des petits compteurs neutrons afin de pouvoir détecter des neutrons dans la gamme non couverte par TONNERRE. On peut penser à des petites lattes très fines qui lors de leur montage ombrerait les lattes de TONNERRE permettant ainsi de construire quelque chose qui ressemblerait à un " 8π " neutrons, une telle étude demande bien sur un travail de simulations
- Comme nous l'avons vu au chapitre VI l'information gamma est très importante. Etudier des montages expérimentaux avec seulement une dizaine de latte et beaucoup plus de détecteurs gamma devrait permettre d'obtenir plus d'information sur les multipolarités de transitions à l'aide de coïncidences multiples et de corrélation angulaire et permettra une meilleur étude des niveaux non liés en assurant des coïncidences neutrons-gamma.

En ce qui concerne les résultats de l'expérience consacrée à la fermeture de couche $N=20$:

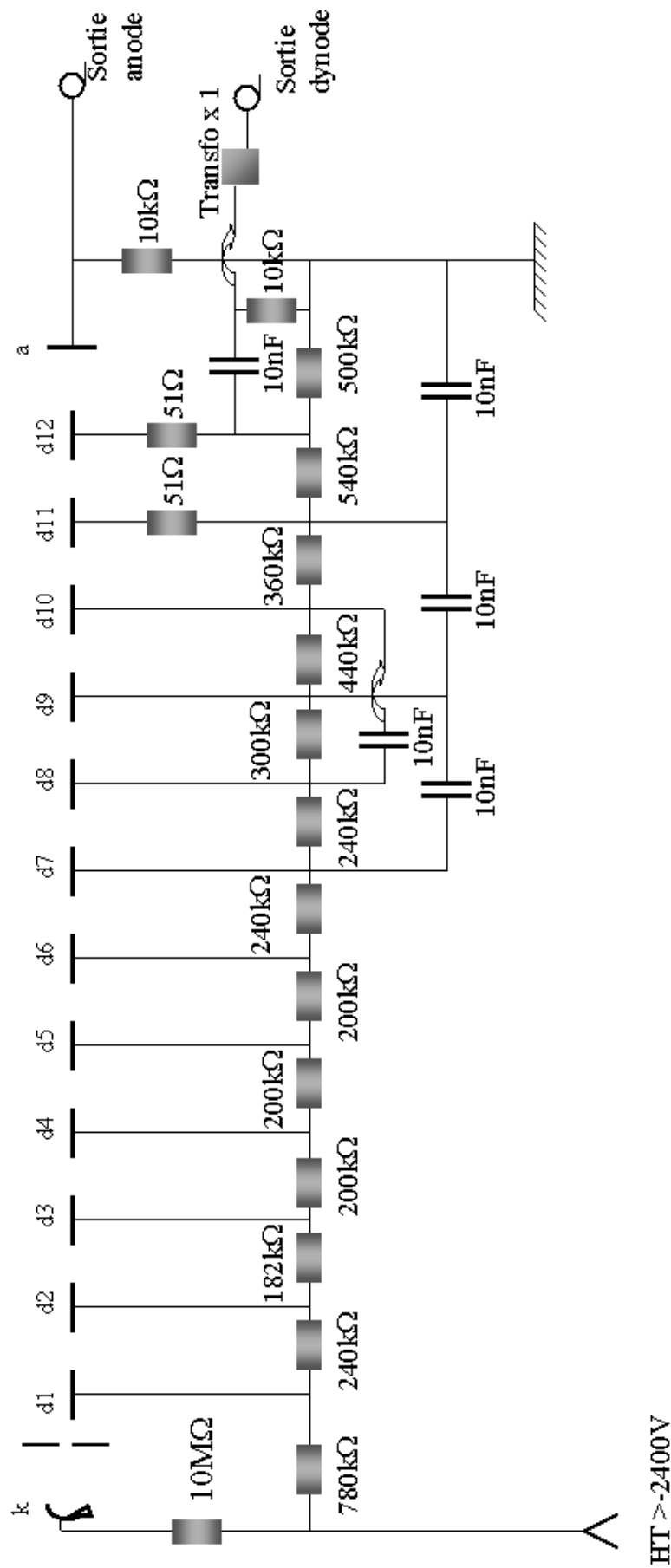
- ✓ Nous avons mesuré, pour la première fois, l'énergie de 8 raies neutrons provenant de la décroissance du ^{34}Al
- ✓ Nous avons établi le P_n du ^{34}Al et mesuré l'intensité de plusieurs raies gammas
- ✓ Nous proposons un schéma de décroissance du ^{34}Al
- ✓ Nous avons présenté quelques fait expérimentaux suggérant l'existence d'une transition monopolaire dans le ^{34}Si , ce qui signerait un 0_2^+ à 2133 keV. Ce résultat va dans le sens des calculs théorique prédisant un état intrus dans ce domaine d'énergie, mais les résultats d'une expérience récente, [Mit03] contredisent ces prédictions

Pour revenir au 0_2^+ du ^{34}Si , il semble qu'il se passe quelque chose de très intéressant dans la spectroscopie de ce noyau, nous proposons deux voies pour rechercher ce niveau :

- utiliser un multi-détecteur gamma tel que EXOGAM pour rechercher des coïncidences avec la raie à 1193 keV et pouvoir assigner une multipolarité grâce à des corrélations angulaires.
- Produire le ^{34}Si à partir du ^{36}S par le pick-up de 2 protons sur une cible en positionnant des détecteur gammas autour pour mesurer les gammas émis lors de la réaction et lors de la désexcitation du ^{34}Si . Ceci demande d'utiliser un spectromètre magnétique de grande acceptante tel que VAMOS au GANIL

Le ^{32}Mg était produit accours de l'expérience E333 et les données sont en cours d'analyse et devraient permettre de proposer un schéma de décroissance pour ce noyaux.

Annexe 1 - Circuit nouvelles embases



Annexe 2 : Procédures d'interpolation des pics en temps de vol obtenu par TONNERRE

Nous présentons dans cette annexe la méthode utilisée pour interpoler un pic dans un spectre en temps de vol obtenu avec TONNERRE. Comme nous l'avons vu au chapitre 3 ces pics présentent une forte asymétrie vers les longs temps de vol. Nous présentons une explication de cette asymétrie à la fin du chapitre 4, elle proviendrait de la composante lente de l'émission de la lumière dans le scintillateur plastique et l'on verrait apparaître cette composante parce que l'on travaille au seuil minimum avec une transmission optique très faible.

La procédure présentée ici, utilisée dans [Tim01], est purement empirique et ne se base donc pas sur l'explication que nous proposons. Nous commenceront par présenter la fonction de fit avec un certain nombre de paramètres libres. Le but est ensuite d'en fixer certains à l'aide d'un fit sur un noyau de calibration.

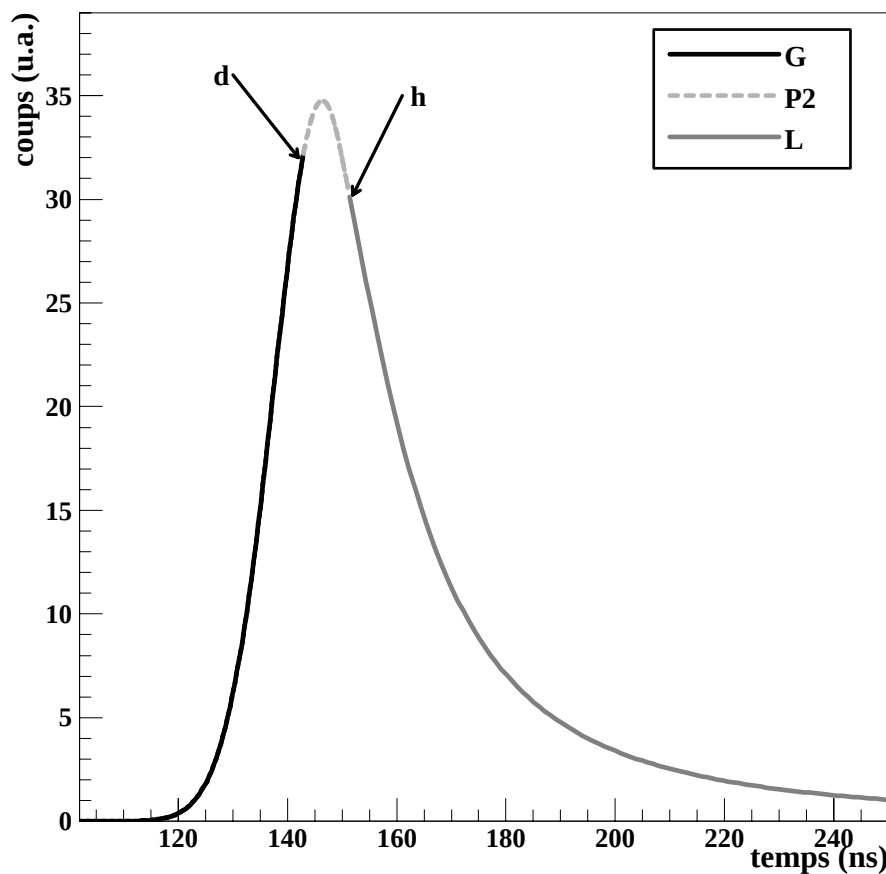


Figure A2-1 : Présentation l'agencement des trois fonctions utilisée pour interpoler un pic en temps de vol. *d* et *h* sont les points de raccords, pour les noms des fonctions voir texte.

Comme le montre la figure A2-1 le principe de la fonction de fit est de décomposer le pic du spectre en temps de vol en trois parties. La première correspondant à la montée que l'on interpole avec une gaussienne (**G**), la seconde partie, le sommet du pic, est interpolée par un polynôme de second ordre (**P2**). Enfin la dernière partie est interpolée par une lorentzienne (**L**) qui reproduit l'asymétrie du pic. Pour écrire ces trois fonctions nous avons besoin de 3 paramètres libre pour chaque fonction :

$$\begin{aligned} G &= a \times \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x-b}{c}\right)^2\right) \\ P2 &= e + fx + gx^2 \\ L &= \frac{i}{(j-x)^2 + k^2} \end{aligned} \quad (A2-1)$$

Où **a** est la hauteur de la gaussienne, **b** son centre et **c** son sigma. Nous nommerons **d** la position de raccord entre la gaussienne et le polynôme du second ordre. Les coefficients de **P2** sont **e**, **f** et **g**, (**g** négatif car la parabole est renversée). **h** représente la position du raccord entre le **P2** et la lorentzienne. **j** étant la position du centre de la lorentzienne et **i** et **k** définissant sa hauteur et sa largeur. Nous avons donc finalement onze paramètres mais si l'on demande des conditions de continuité et de dérivabilité des différentes fonctions aux points de raccords on rajoute quatre contraintes et on peut donc exprimer quatre paramètres en fonctions des autres. On va aussi demander que le centre du polynôme soit au même endroit que le centre de la gaussienne, ce qui rajoute une contrainte. Il reste finalement 11-4-1=6 paramètres libres nécessaires pour définir la fonction.

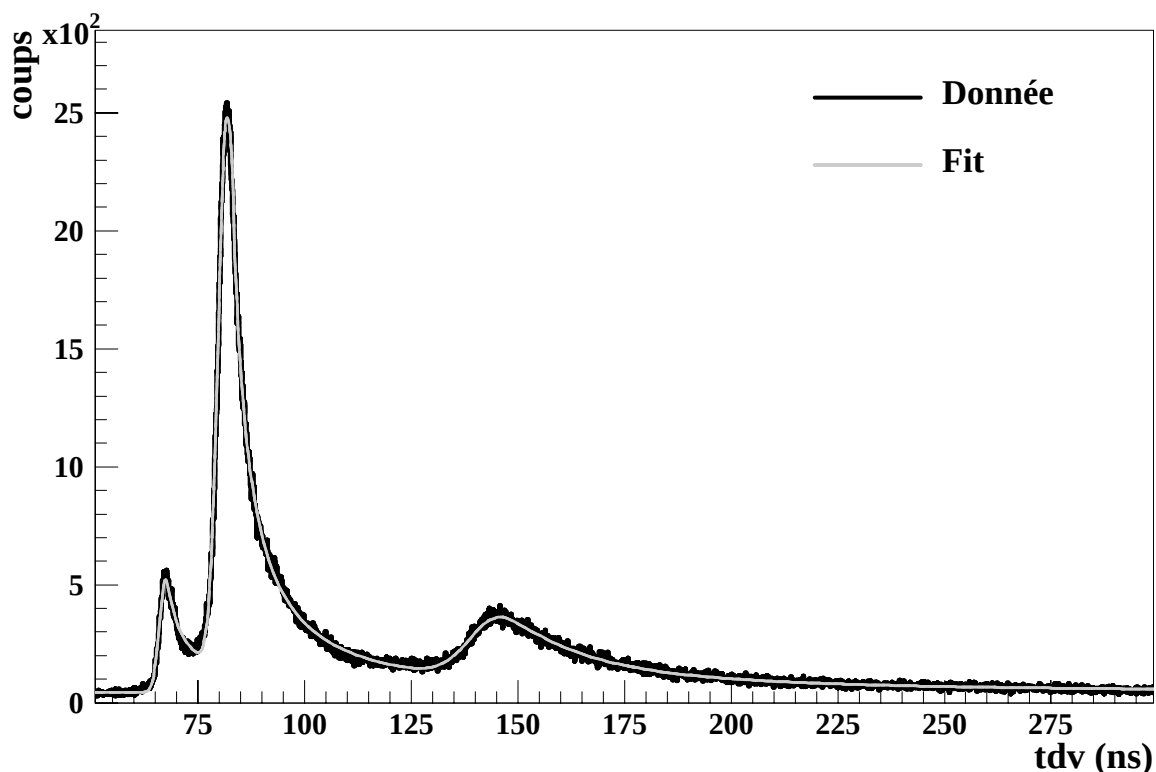


Figure A2-2 : Fit d'un spectre en temps de vol obtenu avec l'isotope ^{17}N avec la fonctions ci dessus. Ce fit permet de fixer certains paramètres.

On définit un nouveau paramètre **max** qui est la hauteur maximum de **P2**. choisi comme paramètre libre **b, c, g, h, j** et **max** et les équations A2-2 présentent la dépendance des autres paramètres en fonctions de ceux ci.

$$a = \frac{2gc^2}{\exp\left(\frac{\text{max}}{2gc^2} + 1\right)}$$

$$f = -2gb$$

$$d = b - c \times \sqrt{2 \times \log\left(-\frac{a}{2gc^2}\right)}$$

$$e = g \times \left(-2c^2 \times \left(\log\left(-\frac{a}{2gc^2}\right) + 1 \right) + b^2 \right)$$

$$k^2 = \frac{(h-j)}{(h-b)} \times \left(2c^2 \times \left(\log\left(-\frac{a}{2gc^2}\right) + 1 \right) - (h-b)^2 \right) - (h-j)^2$$

$$i = \frac{(h-j)}{(h-b)} \times \left(-g \times \left(\log\left(-\frac{a}{2gc^2}\right) + 1 \right) - (h-b)^2 \right) \times \left(2c^2 \times \left(\log\left(-\frac{a}{2gc^2}\right) + 1 \right) - (h-b)^2 \right)$$

A2-2 expressions des différents paramètres.

Le but est maintenant de fiter un spectre en temps de vol de neutrons émis par l'isotope ¹⁷N pour tenter de mesurer la dépendance en fonction de l'énergie de 4 paramètres que l'on pourrait ainsi fixer. Une fois ceci fait il resterait que deux 2 paramètres libres par pic, la hauteur (dépendante de la surface) et la position.

On peut ainsi redéfinir les 6 paramètres libres, pour que leur dépendance avec l'énergie soit plus facile à suivre :

$$p1 = a \times c \times \sqrt{2\pi}$$

$$p2 = b \quad ; \quad p3 = c \quad ; \quad p4 = p2 - j$$

$$p5 = \frac{-a}{2gc^2}$$

A2-3 : définition des nouveaux paramètres de fit.

$$p6 = \frac{2 \times \frac{1 + \ln(p5)}{c^2}}{2 \times (1 - \ln(p5)) - (b - h)^2}$$

Ainsi **p1** est la surface de la gaussienne, **p2** sa position, **p3** sa largeur, **p4** la position du centre de la lorentzienne par rapport au centre de la gaussienne, **p5** est lié à la hauteur de la lorentzienne (en la corrélant à celle du **P2**) et **p6** à la largeur de cette dernière.

La figure A2-2 montre un fit réalisé sur le un spectre en temps de vol obtenu avec le noyau de ^{17}N . La figure A2-3 montre la dépendance des 4 paramètres **p3**, **p4**, **p5** et **p6** en fonction du temps de vol. Comme on peut le voir les paramètres **p5** et **p6** sont pratiquement constant sur la gamme d'énergie. On peut interpoler la dépendance du paramètre **p3** en fonction du temps avec un polynôme de degré 2, et on obtient :

$$\mathbf{p3(t) = 0.00051 \times t^2 - 0.026 \times t + 0.937} \quad \text{A2-4 dépendance en fonction du temps de p3.}$$

Pour le **p4** il semble que l'on puisse le fixer à 20 ns pour tous les pics.

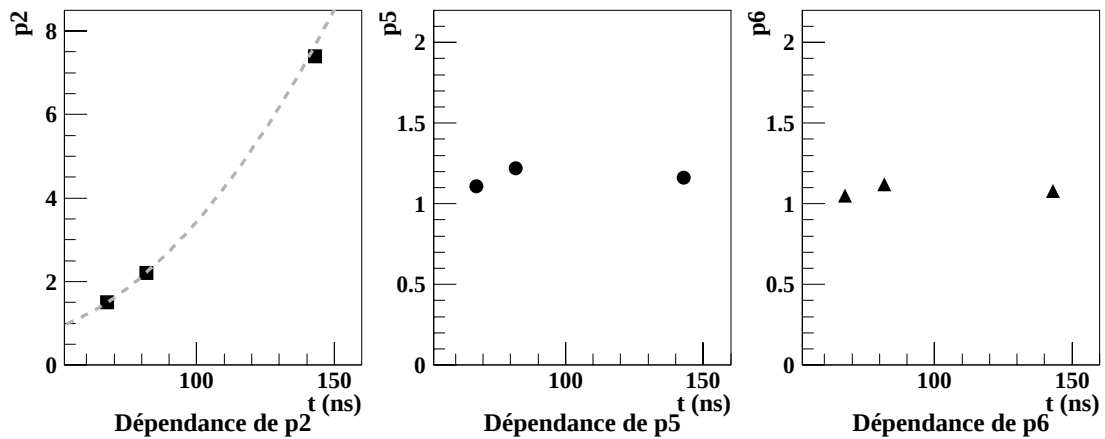


Figure A2-3 : Dépendance de **p2**, **p5** et **p6** d'après le fit de la figure A2-2.

Bien évidemment lorsque l'on utilise cette procédure on suppose que les niveaux n'ont pas de largeur intrinsèque. Si c'est le cas il faut soit relâcher la contrainte A2-4 soit utiliser la méthode de [Tim01] qui convolue cette fonction avec une lorentzienne pour les fit sur les spectres en temps de vol des neutrons émis lors de la décroissance du ^{11}Li , car l'un des niveaux émetteurs dans l'isotope ^{11}Be a une très grande largeur.

Annexe 3 : Influence de double comptages dans la détermination de l'efficacité gamma

A3-1 : Position du problème

Ce que nous nous proposons d'étudier dans cette annexe est l'erreur générée par la probabilité de mesurer des coïncidences gamma au lieu du pic photoélectrique direct.

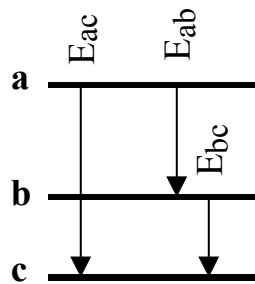


Figure A3-1 : Décroissance du niveau *a*.

Nous utiliserons la figure A3-1 comme illustration. Dans cette figure on suppose qu'un niveau *a* est peuplé par décroissance bêta ou conversion interne et qu'il a deux voies de décroissance possible, soit en émettant un unique gamma d'énergie E_{ac} (probabilité P_a), soit par la cascade de deux photons d'énergie E_{ab} et E_{bc} (probabilité $P_b = 1 - P_a$)¹. Si l'on veut utiliser la décroissance de ce niveau pour calibrer un détecteur gamma en efficacité on a, en première approximation, pour N décroissances:

$$\begin{aligned} \text{eff}(E_{ac}) &= \frac{N_p(a)}{N \times P_a} \\ \text{eff}(E_{ab}) &= \frac{N_p(b)}{N \times P_b} \\ \text{eff}(E_{bc}) &= \frac{N_p(c)}{N \times P_b} \end{aligned} \quad (\text{A3-1})$$

Où $N_p(x)$ est le nombre de coups dans le pic photoélectrique d'énergie E_x . C'est par cette méthode que les détecteurs germaniums utilisés au cours de cette thèse ont été calibrés.

En toute rigueur on devrait tenir compte des possibilités de double comptage. En effet le nombre de coups du pic photoélectrique d'énergie E_{ac} est donné par l'expression suivante :

$$N_p(ac) = \text{eff}(ac) \times N \times P_a + \text{eff}(ab) \times \text{eff}(bc) \times N \times P_b \times W(\theta_{bc}) \quad (\text{A3-2})$$

¹ Ici nous supposons qu'il n'y a pas de conversion interne

car il y a deux contributions au pics photoélectrique d'énergie E_{ac} , un photon de cette énergie (premier terme) et la détection des deux photons de la cascade E_{ab} et E_{bc} (deuxième terme). $W(\theta_{bc})$ est la corrélation angulaire due aux multipolarité de transition des photons émis.

De même pour les deux pics photoélectriques d'énergies E_{ab} et E_{bc} on a les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} Np(ab) &= \text{eff}(ab) \times N \times Pb - \text{effcom}(bc) \times N \times Pb \times W(\theta_{bc}) \\ Np(bc) &= \text{eff}(bc) \times N \times Pb - \text{effcom}(ab) \times N \times Pb \times W(\theta_{cb}) \end{aligned} \quad (A3-3)$$

Car pour que l'énergie déposée dans le germanium soit E_{ab} il faut non seulement que le photon de cette énergie dépose toute son énergie dans le germanium, $\text{eff}(b)$, mais aussi que le photon émis en cascade ne soit pas détecté et qu'il ne dépose pas d'énergie dans le germanium, par effet Compton par exemple. Ceci est représenté par $\text{effcom}(c)$. Bien évidemment $\text{effcom}(X) > \text{eff}(X)$ car $\text{effcom}(X)$ représente la probabilité qu'un photon émis avec une énergie E_x dépose suffisamment d'énergie dans le germanium pour fausser une mesure.

A3-2 Cas physique

Pour étudier l'influence de ce type de correction sur un calcul d'efficacité nous allons utiliser l'isotope de ^{133}Ba . Le schéma de décroissance de ce noyau est présenté à la figure A3-2.

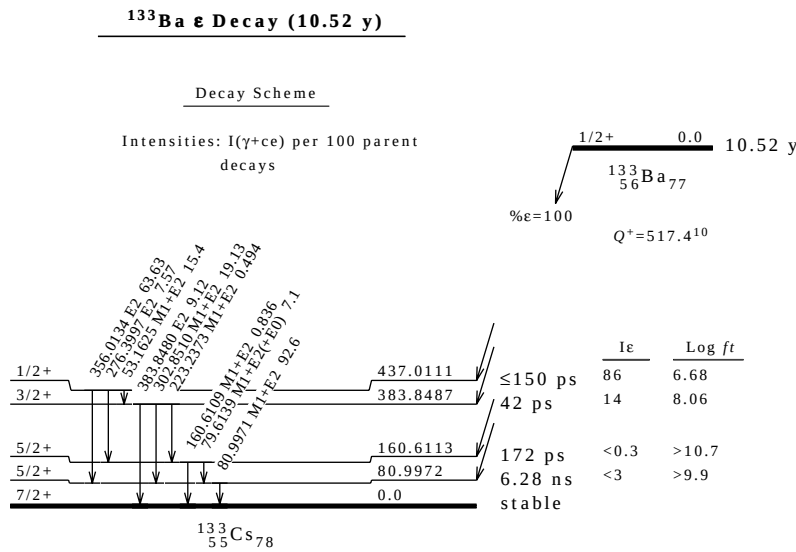


Figure A3-2 : Schéma de décroissance du ^{133}Ba d'après ENSDF. Les intensités présentées sont celles des transitions électromagnétiques, c'est à dire transition gamma et conversion interne.

Nous voulons voir l'influence de ces corrections, pour une courbe d'efficacité donnée, en regardant le rapport entre le nombre de coups réel provenant des corrections de comptages multiples et le nombre de coups attendu simplement ($Nc(Ex) = \text{Eff}(X) \cdot P(X)$, $P(X)$ est l'intensité gamma de la transition d'énergie E_x). Dans ces calculs nous supposons que $W(\theta_{xy}) = 1$ et, arbitrairement, que le rapport $\text{effcom}(Ex)/\text{eff}(Ex)$ est celui des sections efficaces Compton sur

Annexe 3 - Influence de double comptages dans la détermination de l'efficacité gamma

photoélectrique, à l'énergie E_x , divisé par 2. C'est à dire que nous supposons que les multiples diffusions Compton déposent dans le cristal toute l'énergie du gamma une fois sur deux. De même il n'y a pas de corrections liées aux diffusions Compton sur les structures autour. Par contre nous tenons bien sur compte des rapports taux de conversion interne/intensité gamma.

La figure A3-3b montre, pour les différent pic gamma du ^{133}Ba le rapport entre le nombre de coups attendu en tenant compte des doubles comptages sur celui sans double comptage, pour un germanium ayant une efficacité présenté à la figure A3-3a. Cette courbe d'efficacité est celle du pétale 1 du Germanium 1 de l'expérience E333 présenté au chapitre V.

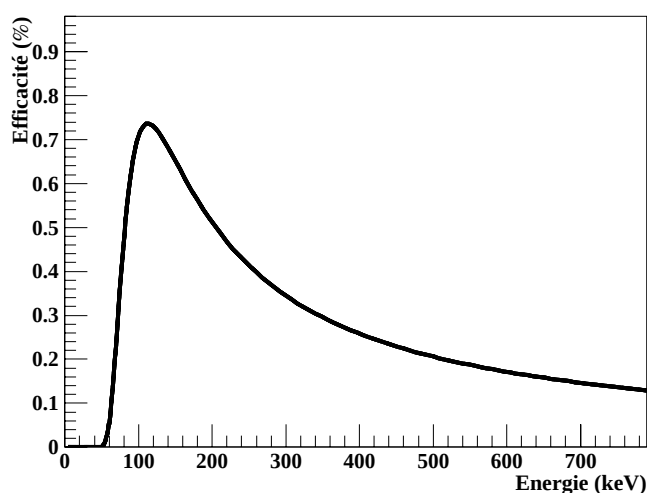


Figure A3-3a : courbe d'efficacité utilisée pour les calculs de l'influence des doubles comptages, c'est celle du pétale 1 du Germanium 1 défini au chapitre V.

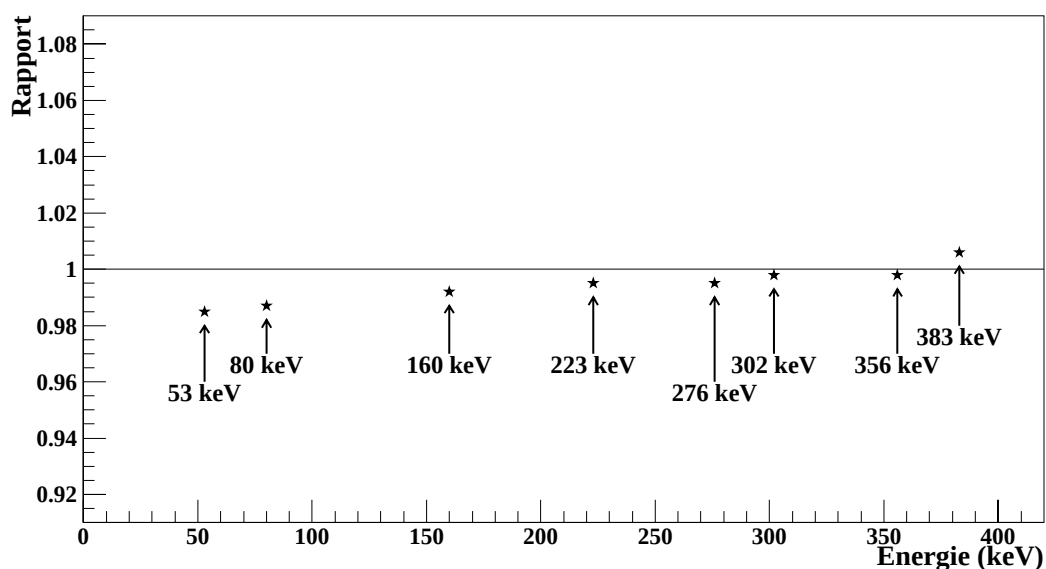


Figure A3-3b : Fluctuation du rapport « nombre de coups dans le pics corrigé de l'influence des doubles comptages » sur « nombre de coups dans le pic sans double comptage », en fonction de l'énergie pour une source de ^{133}Ba .

Comme nous pouvons le voir l'influence des doubles comptages est inférieure à un pour cent pour tous les pics sauf pour ceux à 53 et 80 keV, mais ces derniers n'ont pas été utilisés pour la détermination de l'efficacité. L'erreur induite par ces doubles comptages est donc bien inférieure aux 5% d'erreur de la calibration en efficacité.

Nous pouvons maintenant nous demander quelle efficacité il serait nécessaire d'avoir pour que les doubles comptages aient une influence significative. La figure A3-4 montre, en

fonction d'un paramètre f_q , le rapport précédent pour les différents pics. f_q est un facteur multiplicatif de la courbe présenté à la figure A3-3a.

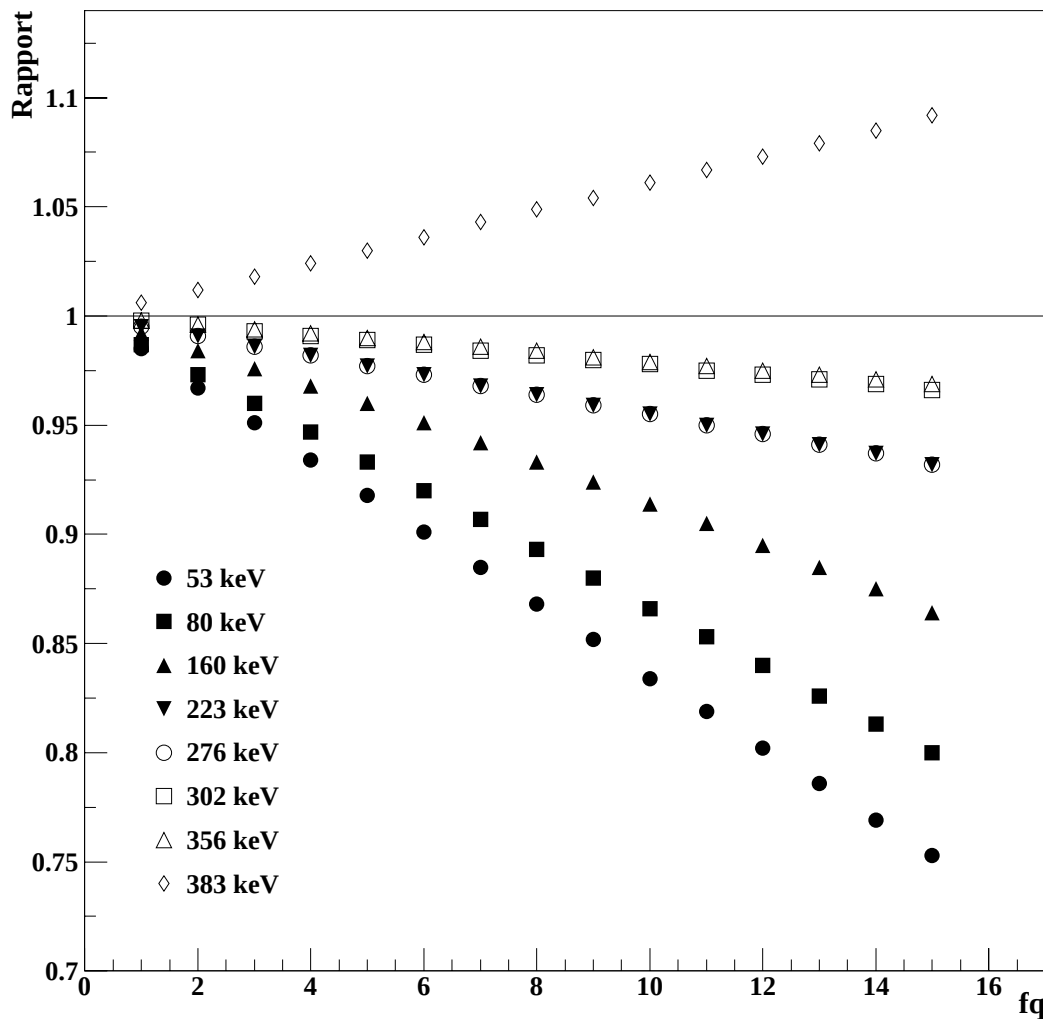


Figure A3_4 : fluctuation du rapport de nombre de coups attendu dans le pic (avec double comptage/sans double comptage) pour la courbe d'efficacité de la figure A3-3a multipliée par f_q .

Comme nous pouvons le voir si le pétale 1 du Germanium 1 avait une efficacité 5 fois plus grande nous aurions du tenir compte des doubles comptages. Nous rappelons que dans ces calculs nous supposons que l'efficacité Compton définie plus haut est l'efficacité du germanium

Références bibliographiques

- [Ang98] J.C.Angelique, N.A.Orr, Proposition E311, GANIL Jan 1998
- [Aoi97] N.Aoi *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A616** (1997) 181
- [Aoi02] N.Aoi *et al.*, Phys. Rev. **C66** (2002) 014301
- [Audnn] Site web National Nuclear Data Center, table de masse de Audi et Waspra
- [Bau89] P.Baumann *et al.*, Phys. Lett. **B 228** (1989) 458
- [Bau89a] P.Baumann *et al.*, Phys. Rev. **C39** (1989) 626
- [Ble46] E.Bleuler *et al.*, Helv. Phys. Acta **19** (1946) 137
- [Bel01] M.Belleguic-Pigeard, thèse de 3^{ème} cycle de l'université d'Orsay, 2001
- [Bir64] J.B.Birks *The theorie and practice of scintillation counting*, (Pergamon Press 1964)
- [Bla] D.Blanc *Les rayonnements ionisants* (MASSON 1997)
- [Bic] Documentation Bicron (<http://www.bicron.com>)
- [Bou96] M.Bounajma, thèse de 3^{ème} cycle de l'université Lous Pasteur, 1996
- [Bro79] F.D Brooks, Nucl. Inst. Meth. **162** (1979) 477
- [Bro88] B.A.Brown *et al.*, Ann. Rev. Nuc. Part. Sci. **38** (1988) 26
- [Bro02] B.A.Brown, Course Notes for 981 Fall term 2002
- [BroWS] Site web de B.A.Brown, <http://www.nsl.msui.edu/~brown/sde.htm>
- [But00] A.Buta *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **A455** (2000) 412
- [Cam75] X.Campi *et al.*, Nucl. Phys. **A251** (1975) 193
- [Cau98] E.Caurier *et al.*, Phys. Rev. **C58** (1998) 2033

Références bibliographiques

- [Cau01] E.Caurier *et al.*, Nucl. Phys. **A693** (2001) 374
- [Cau02] E.Caurier *et al.*, Nucl. Phys. **A704** (2002) 60
- [Cau03] E.Caurier, private communication
- [Cas01] R.F.Casten *et al.*, Nucl. Phys. **A 693** (2001) 105
- [Cor02] C. Andreoiu thèse: "Superdeformation and Prompt Proton Decays in ^{59}Cu " (www.nsg.nuclear.lu.se/personal/andreoIU/linceciate_ca.ps)
- [Cra70] R.L.Craun *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **80** (1970) 239
- [Det79] C.Détraz *et al.*, Phys. Rev. **C19** (1979) 164
- [Det83] C.Détraz *et al.*, Nucl. Phys. **A394** (1983) 378
- [Duf86] J.P.Dufour *et al.*, Z Phys. **A324** (1986) 487
- [End90] P.M.Endt *et al.*, Nucl. Phys. **A531** (1990)
- [End98] P.M.Endt *et al.*, Nucl. Phys. **A633** (1998)
- [Ensdf] Evaluated Nuclear Structure Data Files,
<http://www.nndc.bnl.gov/nndc/ensdf/>
- [Fam03] M.A.Famiano *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A496** (2003) 248
- [Fif85] L.K.Fifield *et al.*, Nucl. Phys. **A440** (1985) 531
- [Fif86] L.K.Fifield *et al.*, Nucl. Phys. **A453** (1986) 497
- [Fon01] J.M.Fontbonne private communication
- [Fon01b] J.M.Fontbonne SIMOP, manuel d'utilisation
- [Fon03] J.M.Fontbonne private communication
- [För49] ref 56 de [Bro79]
- [For94] B.Fornal *et al.*, Phys. Rev. **C49** (1994) 2413
- [Fuk02] N.Fukunishi *et al.*, Phys. Let. **B 296** (1992) 279
- [Gla98] T.Glasmacher, Ann. Rev. Nuc. Part. Sci. **48** (1998) 1
- [Gla00] T.Glasmacher *et al.*, Phys. Rev. **C62** (2000) 051601

Commentaire : ???

Références bibliographiques

- [Goo73] D.R.Goosman *et al.*, Phys. Rev. **C8** (1973) 1324
- [Gre03] S.Grévy *et al.*, Nucl. Phys. **A** à paraître
- [Gre01] S.Grévy *et al.*, Phys. Rev. **C63** (2001) 037302
- [Gui84] D.Guillemaud-Mueller *et al.*, Nucl. Phys. **A426** (1984) 37
- [Har77] J.C.Hardy *et al.*, Phys. Let. **B** (1977) 307
- [Ibb98] R.W.Ibbotson *et al.*, Phys. Rev. Let. **80** (1998) 2081
- [Ish01] M.Ishihara, Nucl. Phys. **A** 682 (2001) 143
- [Jen49] J.H.D Jensen *et al.*, Phys. Rev. **75** (1949) 1766
- [Jon00] C.W.Johnson *et al.*, Phys. Rev. **C61** (2000) 044327
- [Klo93] G.Klotz *et al.*, Phys. Rev. **C47** (1993) 2502
- [Kno] G.F.Knoll *Radiation Detection and Measurement (2^o edition)*
(John Wiley & Sons 1989)
- [Koz83] R.L.Kozub *et al.*, Phys. Rev. **C28** (1983) 2343
- [Krane] K.S Krane, *Introductory Nuclear Physics (John Wiley & Sons, 1988)*
- [Lab99] M. Labiche, thèse de troisième cycle de l'université de Caen, 1999
- [Lee01] S.Leenhardt, thèse de 3^{ème} cycle de l'université d'Orsay, 2001
- [Leo] W.R.Leo, *Technics for nuclear and particle physics experiments*
(Springler Verlag 1994)
- [Mad79] R.Madey *et al.*, nucl. Inst. Meth. **161** (1979) 439
- [Mar98] Thierry Martin thèse de troisième cycle de l'université de Caen, 1998
- [May49] M.G.Mayer, Phys. Rev. **75** (1949) 1969
- [Mit02] W.Mittig *et al.*, Eur. Phys. J. **A15** (2002) 157
- [Mon01] O.Monoye, thèse de 3^{ème} cycle de l'université de Caen, 2001
- [Mor02] A.C.Morton *et al.*, Phys. Let. **B544** (2002) 274
- [Mos77] M.Moszynski *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **147** (1977) 417

Références bibliographiques

- [Mot95] T.Motobayashi *et al.*, Phys. Let. **B346** (1995) 9
- [Mou95] S.Moutassim *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A359** (1995) 530
- [Mue91] A.C.Mueller *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **B56/57** (1991) 559
- [Mur82] M.J.Murphy *et al.*, Phys. Rev. Let. 49 (1982) 455
- [Nat77] A.M.Nathan *et al.*, Phys. Rev. **C15** (1977) 1448
- [nndc] National Nuclear Data Centre, (www.nndc.bnl.gov)
- [Nor01] S. Normand, thèse de troisième cycle de l'université de Caen, 2001
- [Num01] S.Nummela *et al.*, Phys. Rev. **C63** (2001) 044316
- [Now03] F.Nowacki, private communication
- [Orr00] N.A.Orr, cours de l'école Joliot Curie 2000
- [Ots01] T.Otsuka, Nucl. Phys. **A 693** (2001) 383
- [Oza95] A.Ozawa *et al.*, Nucl. Phys. **A592** (1995) 244
- [Pea87] K.I.Pearce *et al.*, Phys. Rev. **C35** (1987) 1617
- [Peg90] A.Peghaire *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A295** (1990) 365
- [Per00] S.Péru *et al.*, Eur. Phys. J. **A9** (2000) 35
- [Phi] PHILIPS COMPOSANT, *Photomultiplicateur, 1990*
- [Phid] PHILIPS COMPONENTS, *DATA HANBOOK Photomultipliers 1989*
- [Pho] PHOTONIS PHILIPS *Photomultiplier Tube, Imaging Sensor, 2000*
- [Pie99] S. Pietri, rapport de stage de DEA 1999
- [Pou77] J.Pouthas *et al.*, Nucl. Inst. Meth. 145 (1977) 445
- [Pov87] A.Poves *et al.*, Phys. Let. **B184** (1987) 311
- [Pov94] A.Poves *et al.*, Nucl. Phys. **A571** (1994) 221
- [Pri02] B.V.Pritychenko *et al.*, Phys. Rev. **C63** (2002) 047308
- [Rai96] G.Raimann *et al.*, Phys. Rev. **C53** (1996) 453
- [Ret97] J.Retamosa *et al.*, Phys. Rev. **C55** (1997) 1266

Références bibliographiques

- [Sar00] F.Sarazin *et al.*, Phys. Rew. Lett. 84 (2000) 5062
- [Sch94] K.W.Scheller *et al.*, Phys. Rev. C49 (1994) 46
- [Sch95] K.W.Scheller *et al.*, Nucl. Phys. A582 (1995)
- [Simd] Documentation SIMOP, J.M.Fontbonne
- [Sor93] O.Sorlin *et al.*, Phys. Rev. C47 (1993) 2941
- [Sta03] M.Staniou, thèse de troisième cycle de l'université de Caen, 2003
- [Thi75] C.Thibault *et al.*, Phys. Rev. C12 (1975) 644
- [Til95] I.Tilquin *et al.*, Nucl. Inst. Meth. A365 (1995) 446
- [Til] I.Tilquin, cours de l'école joliot curie 1998
- [Tim01] C.Timis, thèse de troisième cycle de l'université de Caen 2003
- [Uts99] Y.Utsumo *et al.*, Phys. Rev. C60 (1999) 054315
- [Uts01] Y.Utsumo *et al.*, Phys. Rev. C64 (2001) 011301
- [Vol68] ref 41 de [Bro79] :
- [Volrs] F. Volaine, rapport de stage de seconde année d'école d'ingénieur, Juin-Juillet 2002, encadré par S.Pietri et S.Grevy.
- [War71] T.E.Ward *et al.*, Jour. Inog. Nucl. Chem. 33 (1971) 609
- [War88] E.K.Warburton *et al.*, Phys. Rev. C37 (1988) 754
- [War90] E.K.Warburton *et al.*, Phys. Rev. C41 (1990) 1147
- [Wil69] D.H.Wilkinson *et al.*, Nucl. Phys. A133 (1969) 1
- [Wil84] B.H.Wildenthal *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. 11 (1984) 5
- [Yan95] X.H.Yang *et al.*, Nucl. Inst. Meth. A354 (1995) 270
- [Zuk96] M..Dufour *et al.*, Phys. Rev. C54 (1996) 1641

Etude de la structure de noyaux légers riches en neutrons à l'aide du multidétecteur TONNERRE

Ce travail de thèse porte sur les développements techniques effectués sur le multidétecteur TONNERRE et sur l'étude par spectroscopie complète bêta-neutron-gamma de la structure du ^{34}Si .

La première partie du document présente les différents tests effectués sur les modules du détecteur aussi bien au Centre d'Etude de Bruyères le Châtel (CEA/DAM) qu'au LPC Caen. Il y est montré que le changement des embases des photomultiplicateurs a permis de gagner plus de 50% d'efficacité de détection des neutrons en permettant d'abaisser le seuil de détection en dessous de 300 keV neutron. Une simulation, en C++, de la propagation des neutrons dans l'ensemble de détection a été menée montrant que l'unique façon de reproduire les spectres en temps de vol est de considérer une composante lente dans la distribution en temps d'émission de la lumière du scintillateur plastique.

La seconde partie de ce mémoire présente l'expérience réalisée au GANIL sur l'étude de la structure du ^{34}Si à partir de la décroissance bêta du ^{34}Al en utilisant le multidétecteur TONNERRE ainsi que des détecteurs germaniums provenant d'EXOGRAM. L'isotope ^{34}Al était produit par fragmentation du projectile d'un faisceau de ^{36}S sur une cible de ^9Be . Un schéma de la décroissance du ^{34}Al est proposé, huit raies neutrons suivant cette décroissance ont été observée pour la première fois. Nous présentons enfin quelques indications montrant qu'une transition monopolaire électrique aurait peut être lieu dans le ^{34}Si signant un possible 0^+_2 à 2133 keV dans ce noyau.

Study of the structure of light neutron rich nucleus with the TONNERRE array

This work concern the technical development made on the multidetector TONNERRE and the study of the ^{34}Si nucleus by a complete beta-neutron-gamma spectroscopy.

In the first part various tests performed on modules of the detector in the "Centre d'Etude de Bruyère le Châtel" are presented. A modification of the embassies of the photomultiplier tubes allows to gain more than 50% in the neutron efficiency and to obtain a threshold lower than 300 keV for the neutron energy. A complete C++ simulation of the neutron propagation in the array was carried out. It explains that the slow component of the light output of the scintillator may be responsible of the shape of the time-of-flight spectrum.

The second part of these report presents the experiment devoted to the study of the structure of the ^{34}Si from the beta decay of the ^{34}Al . It was performed at the GANIL facility using the TONNERRE array and germanium of EXOGAM. The ^{34}Al was produced by projectile fragmentation of a ^{36}S beam of 50 MeV/A in a target of ^9Be . A complete beta scheme of the ^{34}Al is proposed. Eight neutron lines following the ^{34}Al decay were observed for the first time. Finally we suggest that a monopolar transition could occur in the ^{34}Si nucleus signing a 0^+_2 state at 2133 keV.

Mots Clés : neutrons, scintillateurs, simulation par ordinateur, structure nucléaire

Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen