Etude de l'émission de neutrons retardés par des noyaux très riche en neutrons et analyse des mécanisme de réaction nucléaire responsables de la production de ces noyaux

Dominique Bazin

▶ **To cite this version:**

Dominique Bazin. Etude de l'émission de neutrons retardés par des noyaux très riche en neutrons et analyse des mécanisme de réaction nucléaire responsables de la production de ces noyaux. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. GANIL, 1987. Français. NNT : . in2p3-00697369

HAL Id: in2p3-00697369
https://hal.in2p3.fr/in2p3-00697369

Submitted on 15 May 2012

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

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

GANIL T.87-01

UNIVERSITE DE CAEN

THESE

présentée

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE CAEN

par

Daniel BAZIN

sujet

Etude de l'Emission de Neutrons Retardés par des Noyaux très riches en Neutrons et Analyse des Mécanismes de Réaction Nucléaire responsables de la Production de ces Noyaux

Soutenue le 1er juillet 1987 devant la commission d'examen :

Mr. B. TAMAIN Président

MM. A. FLEURY
V. GILLET
D. GUERREAU
A.C. MUELLER
Examinateurs

A mes parents ...

REMERCIEMENTS

Je remercie Mr Claude Détraz de m'avoir permis d'effectuer ce travail dans le laboratoire national GANIL.

Je remercie également MM. B. Tamain du LPC de Caen, A. Fleury du CENBG de Bordeaux et V. Gillet du CEN de Saclay d'avoir accepté de participer au jury de cette thèse.

J'aimerais exprimer ma profonde reconnaissance à toute l'équipe qui m'a accueilli au sein du GANIL : Alex Mueller, qui a su diriger ce travail avec une grande gentillesse et beaucoup de disponibilité, et Dominique Guillemaud-Mueller, qui a toujours été de bon conseil et qui m'a soutenu notamment lors de la rédaction de ce mémoire. Daniel Guerreau avec qui j'ai plus particulièrement travaillé sur les mécanismes de réaction, et dont les réflexions au cours de nombreuses discussions ont été pour moi source de précieux enseignements. Marie-Geneviève Saint-Laurent pour son aide constante à la préparation et au déroulement des expériences, et Rémy Anne qui m'avait précédemment accueilli au GANIL au cours de stages effectués sur le spectromètre LISE, et dont la participation aux innovations et au développement des expériences est précieuse.

Je tiens également à remercier toutes les personnes du GANIL qui ont contribué au bon déroulement des expériences, et plus particulièrement Yves Huguet qui a dessiné le détecteur de coincidences β-neutron, ainsi que l'équipe qui assure la maintenance et les modifications du spectromètre LISE : Yvon Georget, François Geoffroy et Robert Hue. Construire un château de béton n'est pas une chose aisée ni de tout repos. Que Messieurs Renouf et Bigonnet soient remerciés de leur dévouement et de leurs compétences en ce domaine.

Les expériences exposées dans ce travail sont le fruit d'une collaboration avec l'IPN d'Orsay. Je remercie F. Pougheon, J.C. Jacmart et V. Borrel pour leurs actives participations, ainsi que A. Richard à qui aucun problème d'électronique ou d'acquisition ne résiste, et A. Latimier pour son soutien permanent au montage, réglage et démontage de ces expériences.

Je ne saurais terminer cette page toujours délicate sans remercier également W. -D. Schmidt-Ott de l'université de Göttingen qui m'a beaucoup aidé dans les tests, la mise au point et l'utilisation du détecteur β-neutron, et qui m'a fait bénéficier de sa grande expérience en ce domaine. Que E. Roeckl du GSI à Darmstadt soit également assuré de ma sympathie pour sa collaboration et ses conseils toujours avisés.

Enfin, un grand merci à Brigitte pour m'avoir soutenu et supporté durant ces pénibles jours de dur labeur.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION 7

CHAPITRE I : ETUDE DES MECANISMES NUCLEAIRES RESPONSABLES DE LA PRODUCTION DE NOYAUX ELOIGNES DE LA STABILITE AUX ENERGIES INTERMEDIAIRES 8

I 1. : Principales réactions utilisées pour la production de noyaux exotiques 9
I 1 1. : *Noyaux déficients en neutrons* 9
I 1 2. : *Noyaux riches en neutrons* 10
I 1 3. : *Fragmentation du projectile* 10
I 1 4. : *Fragmentation du projectile aux énergies GANIL...* 11

I 2. : Présentation du spectromètre LISE 12
I 2 1. : *Caractéristiques optiques* 12
I 2 2. : *Méthodes et formules d'identification* 13

I 3. : Etude expérimentale de la fragmentation d'un faisceau de ^{86}Kr à 0° 15
I 3 1. : *Méthode expérimentale* 15
I 3 2. : *Traitement et regroupement des données* 15

I 4. : Analyse et interprétation des résultats 20
I 4 1. : *Un modèle de fragmentation aux énergies intermédiaires* 20
I 4 2. : *Evolution des mécanismes* 22
I 4 2 1. : *Isospin moyen des fragments* 22
I 4 2 2. : *Distributions isotopiques* 25
I 4 2 3. : *Persistence d'un mécanisme de fission assymétrique d'un système composite projectile+cible en cinématique inverse* 26
I 4 2 4. : *Noyaux proches du projectile* 28

I 5. : Production de noyaux exotiques sur LISE : les meilleurs compromis 30
I 5 1. : *Taille du projectile* 30
I 5 2. : *Choix du projectile et de la cible* 32

I 6. : Conclusion et perspectives d'avenir 33

CHAPITRE II : CONSTRUCTION D'UN DETECTEUR DE COINCIDENCES β-NEUTRON 35

II 1. : Cahier des charges 35

II 2. : Description et plan du détecteur 35
II 2 1. : *Détecteur de neutrons* 35
II 2 2. : *Détecteur β* 37
II 2 3. : *Montage de l'ensemble du détecteur* 37

II 3. : Méthode de détection des neutrons 38

II 4. : Chaine électronique d'analyse 38

II 5. : Efiicacité du détecteur de neutrons 40

II 6. : Premiers tests et mesures 41
II 6 1. : *Mesure de l'efficacité* 41
II 6 2. : *Calibration en énergie* 43
II 6 3. : *Comparaison efficacité mesurée - efficacité prévue* 44

II 7. : Détection de coincidences γ-neutron 45

CHAPITRE III : INSTALLATION ET DEROULEMENT DE L'EXPERIENCE 47

III 1. : Installation du détecteur 47
III 1 1. : *Blindages* 47
III 1 2. : *Télescope d'identification et d'implantation* 47

III 2. : Electronique et acquisition 49
III 2 1. : *Logique de détection* 49
III 2 2. : *Identification rapide et électronique* 50
III 2 3. : *Interfaçage avec le traitement et l'enregistrement des données* 54

III 3. : Etalonnage et réglages du détecteur β-neutron 55
III 3 1. : *Détecteur de neutrons* 55
III 3 2. : *Détecteur complet* 56

III 4. : Suivi en ligne de l'expérience 58

CHAPITRE IV: RESULTATS ET DISCUSSION 60

IV 1. : Dépouillement des mesures de période 60
IV 1 1. : *Regroupement et inspection des données* 60
IV 1 2. : *Méthode de détermination* 61
IV 1 3. : *Résultats* 62

IV 2. : Mise en évidence de nouveaux noyaux riches en neutrons : ^{48}Ar et ^{54}Sc 66
IV 2 1. : *Identification précise des noyaux* 66

IV 3. : Comparaison des résultats avec différents modèles 68
IV 3 1. : *Théorie globale ("Gross Theory")* 69
IV 3 2. : *Modèle en couches* 72
IV 3 3. : *Tableaux récapitulatifs* 73

IV 4. : Motivations de l'étude des noyaux riches en neutrons et perspectives d'avenir 75
IV 4 1. : *Processus r et s* 75
IV 4 2. : *Structure nucléaire et force de Gamov-Teller* 76
IV 4 3. : *Perspectives d'avenir* 77

CONCLUSION 79

REFERENCES 82

INTRODUCTION

Les progrès des études sur les noyaux éloignés de la vallée de stabilité sont conditionnés par les méthodes de production de ces noyaux. C'est la raison pour laquelle ce travail est composé de deux parties distinctes.

La première partie (chapitre I) est consacrée à l'étude des mécanismes nucléaires mis en jeu dans la production de ces noyaux au cours de réactions entre ions lourds aux énergies intermédiaires (10 à 100 MeV/u). Plus précisément, les réactions déjà largement utilisées avec des faisceaux de masse environ 40 (fragmentation du projectile) sont analysées dans le cas d'un projectile deux fois plus lourd (^{86}Kr) à la même énergie. Cette analyse est effectuée pour les fragments émis vers l'avant grâce au spectromètre magnétique à 0° LISE.

La deuxième partie (chapitres II, III et IV) présente la construction, la mise au point et l'utilisation d'un détecteur destiné à mesurer les périodes et les probabilités d'émission de neutrons retardés de noyaux très riches en neutrons, produits et collectés auprès du spectromètre LISE. Les aspects techniques du détecteur sont exposés, ainsi que sa mise au point et son utilisation dans le cadre d'une expérience réalisée avec un faisceau de ^{86}Kr. Enfin, les premiers résultats obtenus à l'aide de ce dispositif conduisent à de nouvelles déterminations de temps de vie et de probabilités d'émission de neutrons. Ces résultats sont comparés aux calculs provenant de divers modèles théoriques, et ouvrent une voie vers les études spectroscopiques de ces noyaux.

I. ETUDE DES MECANISMES NUCLEAIRES RESPONSABLES DE LA PRODUCTION DE NOYAUX ELOIGNES DE LA STABILITE AUX ENERGIES INTERMEDIAIRES.

La recherche et l'étude des noyaux situés aux limites de la stabilité a été depuis longtemps, et est de plus en plus, un sujet majeur en physique nucléaire. Comprendre la matière nucléaire suppose de la pousser le plus loin possible dans ses retranchements, en lui faisant subir toutes sortes de traitements, et en observant les comportements qu'elle adopte.

L'étude des noyaux exotiques par leurs nombres respectifs de neutrons et de protons constitue l'approche statique de ces investigations, dans la mesure où les noyaux déclarés liés sont capables de former un ensemble cohérent dans son niveau fondamental, c'est-à-dire pendant un temps suffisant à sa complète relaxation. Une définition équivalente consiste à dire que la limite de la stabilité est atteinte lorsque l'énergie de séparation d'un ou de plusieurs nucléons devient négative.

D'un autre côté, l'approche dynamique consiste en l'étude des réactions nucléaires, dans lesquelles les limites de la cohérence du noyau sont sondées suivant les termes d'excitation qu'il subit (température critique, états de haut spin, excitations de modes de résonances géantes, etc ...).

Dans le cas où l'on étudie les noyaux éloignés de la stabilité, ces noyaux n'étant pas disponibles à l'état naturel (sauf durant les dernières étapes de l'évolution de certaines étoiles massives ; voir paragraphe IV 4 1.), on peut se demander comment les produire, et quel est le mode de production qui est le mieux adapté à l'étude que l'on veut en faire. C'est ici que les deux approches citées précédemment se rejoignent, car le seul moyen de fabriquer ces noyaux est de faire réagir entre eux ceux dont nous disposons, afin de modifier leur structure jusqu'à l'obtention des combinaisons exotiques désirées. C'est donc l'étude des réactions nucléaires en tant qu'outils de production qui conditionne le succès des expériences menées pour l'étude des noyaux exotiques.

Les noyaux très riches ou très déficients en neutrons sont caractérisés par de faibles énergies de séparation. Ce sont donc des noyaux "fragiles" qui doivent être figés juste après leur synthèse. Cette remarque a pour conséquence que le paramètre le plus important pour un mécanisme de réaction susceptible de produire des noyaux exotiques est l'énergie d'excitation apportée au noyau pendant sa formation. Plus cette énergie est faible, plus le noyau est figé dans sa structure initiale, c'est-à-dire qu'il a moins d'énergie disponible pour évaporer des particules et retourner vers la vallée de stabilité.

Ici, une différence importante apparait entre les noyaux déficients et riches en

neutrons. L'évaporation de neutrons est grandement favorisée par rapport à celle des protons à cause de la barrière coulombienne que ces derniers doivent franchir. On comprend donc que la production de noyaux déficients soit favorisée par des mécanismes fournissant une grande énergie d'excitation qui entraine une forte évaporation de neutrons, alors qu'à l'opposé, la production de noyaux riches en neutrons ne peut avoir lieu que si cette énergie est faible.

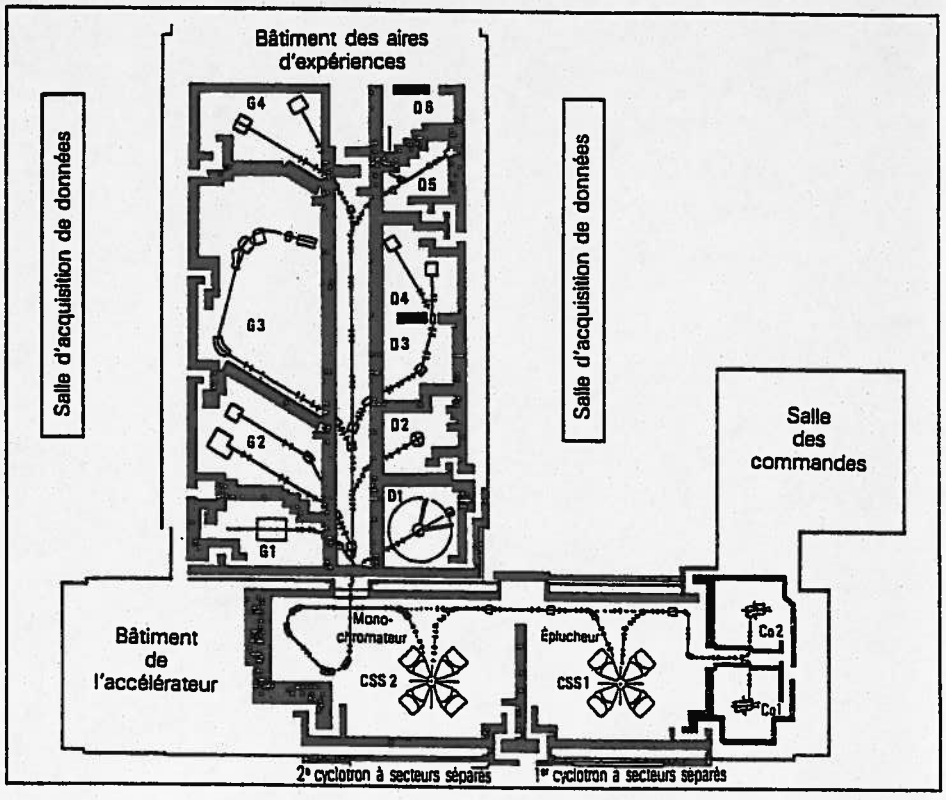


Fig. 1 : *Plan général du GANIL. Le spectromètre LISE est situé dans les salles D3 et D4.*

Les autres paramètres qui conditionnent les taux de production de noyaux exotiques sont liés au instruments et aux méthodes que l'on utilise : types de réactions, intensités et énergies des faisceaux incidents, méthodes de séparation, etc ...

Nous présentons dans ce chapitre l'étude de la fragmentation du projectile aux énergies intermédiaires (10 à 100 MeV/u) utilisée auprès du spectromètre magnétique LISE installé au GANIL (voir fig. 1).

I 1. Principales réactions utilisées pour la production de noyaux exotiques.

I 1 1. *Noyaux déficients en neutrons.*

Les mécanismes utilisés mettent en jeu une grande énergie d'excitation comme par exemple la spallation induite par des protons de 600 MeV (éjection rapide de quelques nucléons de la cible), suivie d'une forte évaporation de neutrons pouvant mener jusqu'à des réactions du type X(p,4p15n)Y [RUD66].

Un autre type de réaction utilisée est la fusion-évaporation où un projectile de faible énergie (<10 MeV/u) et une cible d'isospin nuls ou très faible (par exemple ^{40}Ca et ^{58}Ni) fusionnent, et où l'énergie d'excitation du noyau composé se résorbe par émission de neutrons. Toutefois, pour des noyaux de plus en plus

lourds, l'évaporation de neutrons est concurrencée par la fission du noyau composé.

I 1 2. *Noyaux riches en neutrons.*

Cette fois-ci l'énergie d'excitation doit être minimale, afin d'évaporer le moins de neutrons possible. Les réactions de transfert très inélastique sont des réactions périphériques de basse énergie (<10 MeV/u), où le projectile et la cible se "collent" pendant un temps suffisant à l'équilibrage du rapport N/Z du système composite (N étant le nombre de neutrons et Z de protons) par transfert de nucléons. On enrichit ainsi le projectile en neutrons en utilisant des cibles lourdes (donc de rapport N/Z important) [RUN83]. L'énergie d'excitation du projectile enrichi est faible car d'une part la réaction est périphérique, et d'autre part la relaxation s'opère sur le système composite cible-projectile avant la séparation.

La fission de cibles lourdes induite par des particules légères (protons ou neutrons) de faible énergie (réactions utilisées dans les centrales thermonucléaires) permet également, grâce à l'excès de neutrons des éléments lourds, de fabriquer des noyaux riches en neutrons [ARM87].

A l'autre extrême, des protons de très haute énergie (quelques GeV) ont été employés pour fragmenter des cibles lourdes [LAN84]. Contrairement à la fission citée précédemment qui résulte d'un processus collectif, le mécanisme mis en jeu dans cette fragmentation correspond à une cassure soudaine du noyau en plusieurs morceaux, le processus étant suffisamment rapide pour que l'énergie d'excitation des morceaux soit faible (approximation soudaine). C'est là un des principaux avantages des réactions effectuées à haute énergie comme la fragmentation du projectile dont nous allons maintenant parler.

I 1 3. *Fragmentation du projectile.*

D'une manière idéaliste, la fragmentation du projectile peut être interprétée comme une abrasion soudaine d'une partie du noyau par la cible (voir fig. 2). Les nucléons situés dans la zone de recouvrement des noyaux sont les "participants" et sont très fortement excités, alors que les autres forment les noyaux "spectateurs" qui n'ont comme énergie d'excita-

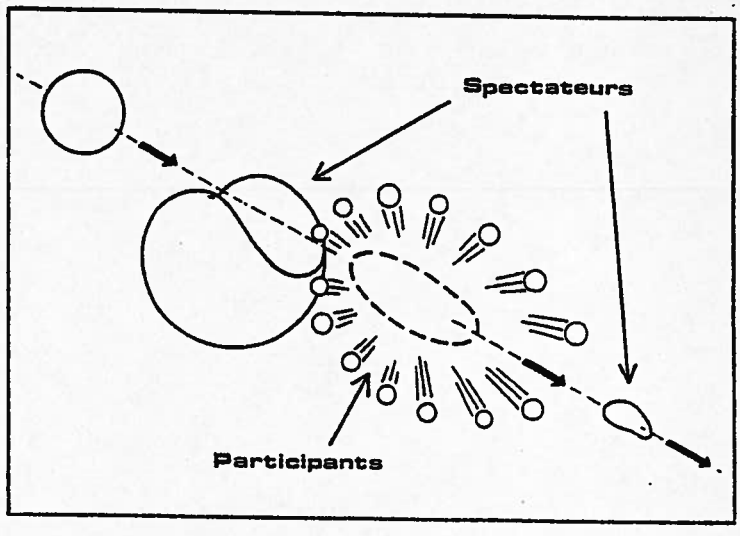


Fig. 2 : *Vue schématique de la fragmentation du projectile.*

tion que l'énergie de surface due à leur déformation.

Ce mécanisme est capable de produire aussi bien des noyaux riches que déficients en neutrons, car les sections efficaces ne dépendent que des probabilités géométriques des différentes combinaisons de neutrons et de protons présentes dans le résidu spectateur du projectile. De ceci découle que les distributions isotopiques des fragments sont centrées sur le rapport N/Z du projectile. Le choix du projectile est donc conditionné par le type de noyaux que l'on veut produire (^{40}Ca, ^{58}Ni par exemple pour les déficients et ^{40}Ar, ^{48}Ca pour les riches en neutrons). En première approximation, le fragment du projectile continue sa trajectoire sans modification, avec la vitesse initiale du noyau incident. Ceci a pour conséquence que ces fragments sont émis à des angles très proches de 0°.

I 1 4. *Fragmentation du projectile au énergies GANIL.*

La description du mécanisme de fragmentation présentée au paragraphe précédent est idéalisée, et n'est seulement bien reproduite qu'aux énergies relativistes (>200 MeV/u). Aux énergies intermédiaires du GANIL (10 à 100 MeV/u), on prévoit que des processus collectifs vont intervenir, et que l'approximation soudaine exposée plus haut sera de moins en moins valable. Nous verrons dans la suite que des paramètres tels que l'énergie incidente, la taille du projectile ou encore la nature de la cible peuvent influencer de manière décisive les sections efficaces de production des noyaux exotiques, notamment du fait de l'augmentation de l'énergie d'excitation des fragments.

Toutefois, ces différences ne modifient pas fondamentalement les caractéristiques d'émission de ces fragments. L'appareillage efficace associé à ce type de production par fragmentation du projectile doit donc collecter les noyaux émis à des angles proches de 0°, et être capable de sélectionner ces noyaux en vol, à des vitesses proches de celle du faisceau incident.

C'est la raison pour laquelle la fragmentation du projectile a été utilisée avec succès auprès du spectromètre magnétique à 0° LISE installé au GANIL. De nombreux nouveaux noyaux ont pu ainsi être fabriqués des deux côtés de la vallée de stabilité. Depuis les noyaux ^{29} Ne, ^{30}Ne et ^{23}N [LAN85], la confirmation de la stabilité du ^{19} B et la découverte du ^{22}C [POU86] avec un faisceau d'^{40}Ar, de nombreux isotopes de Co, Fe, Mn, Cr, V, Ti et Ar avec le ^{86}Kr comme projectile [GUI85] pour le côté riche en neutrons, jusqu'à la série de noyaux de $T_z = -5/2$ ^{23} Si, ^{27} S, ^{31} Ar et ^{35}Ca (confirmation) avec un faisceau de ^{40}Ca [LANG85], la mise en évidence du premier noyau de $T_z = -3$ ^{22}Si avec un faisceau d'^{36}Ar [SAI87], et la production d'isotopes de Cu, Ni, Co, Fe, Mn, Cr et V avec le ^{58}Ni [POU87].

Nous allons maintenant présenter le spectromètre LISE, ainsi que les méthodes d'identification de noyaux qui lui sont associées, avant d'aborder l'étude de la fragmentation d'un faisceau de ^{86}Kr.

I 2. Présentation du spectromètre LISE.

I 2 1. *Caractéristiques optiques.*

Le spectromètre magnétique à 0° et à refocalisation LISE (voir références [ANN82], [BAZ85] et [ANN87]) est situé dans les salles D3 et D4 des aires expérimentales du GANIL. Il est essentiellement composé d'une section d'analyse permettant de sélectionner les ions suivant leur rigidité magnétique, avec une acceptance en moment de ± 2.5% au maximum (soit ± 5% en énergie), suivie d'une section de compensation destinée à regrouper les noyaux sélectionnés, au point focal image du point cible (voir fig. 3).

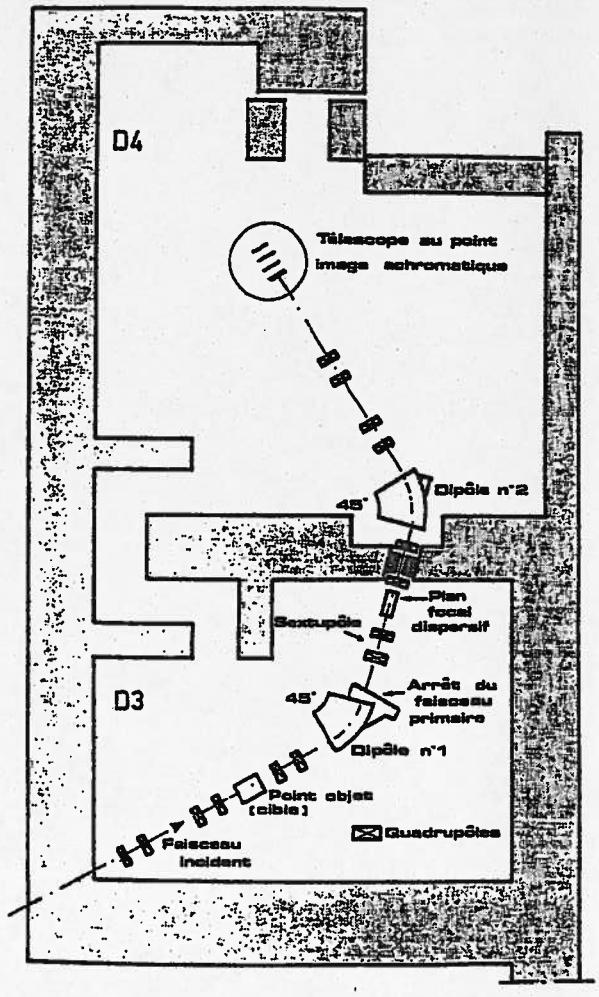


Fig. 3 : *Plan du spectromètre LISE.*

La ligne ainsi constituée est doublement achromatique en angle et en position, c'est-à-dire qu'au premier ordre, ces 2 paramètres sont indépendants au point image de l'énergie des particules.

L'acceptance angulaire étant de ± 18 mrad, tous les produits de réaction situés dans le cône d'angle de cette valeur centré à 0° sont refocalisés, après sélection en rigidité magnétique, au point image. Ceci permet l'utilisation de détecteurs de petite taille et donc de bonne résolution (le grandissement global du spectromètre est égal à 1, donc la taille du faisceau au point image est la même qu'au point cible, c'est-à-dire environ 1 cm^2). La dispersion de la première section est de 1.7 cm/% au plan focal intermédiaire. Un jeu de fentes placé à cet endroit permet de régler l'acceptance en moment jusqu'à une valeur minimale de ± 1 mm correspondant à ± 0.06 %. La résolution de ce spectromètre est :

$$R = \frac{D}{G\ x_0} = 8.10^{-4}$$ où D est la dispersion, G le grandissement et x_0 la taille de l'objet. Cette résolution est maintenue constante le long des fentes

grâce à un sextupôle [BAZ85] placé en amont, qui redresse le plan focal intermédiaire perpendiculairement à l'axe du faisceau.

I 2 2. *Méthode et formules d'identification.*

Les paramètres mesurés pour l'identification des noyaux transmis par le spectromètre sont : un temps de vol, la rigidité magnétique ($B\rho$) des dipôles, une (des) perte(s) d'énergie ainsi que l'énergie cinétique totale.

Le temps de vol est mesuré sur une distance de 18 mètres entre le point cible et le point image où sont installés les détecteurs. Quelles que soient les trajectoires, cette distance est constante au premier ordre lorsque la ligne est achromatique (les aberrations du second ordre entrainent une variation d'environ 1% sur l'acceptance en moment de ± 2.5%).

Le START est donné par le télescope situé au point image, et le STOP par le signal de radiofréquence d'accélération du 2ème cyclotron, correspondant aux tops d'arrivée des paquets d'ions sur la cible. Cette inversion est effectuée afin de ne déclencher l'électronique de mesure du temps que lorsqu'un noyau est détecté au point image, et non pas à chaque fois qu'un paquet entre en collision avec la cible (ce qui se produit à une fréquence d'environ 10 MHz). La largeur de ces paquets est en moyenne de 1 ns, et les temps de vol mesurés sont de l'ordre de 200 ns, donc la précision résultante est de 0.5%.

La rigidité magnétique est le produit du rayon central des dipôles (2 mètres) par le champ magnétique mesuré à l'aide d'une sonde à résonance magnétique nucléaire (RMN). L'erreur sur la mesure de ce paramètre est au maximum de 0.01%. Enfin, le télescope placé au point image permet de mesurer une ou deux pertes d'énergie ainsi que l'énergie totale des noyaux transmis. Ici la résolution dépend de la qualité des détecteurs... Les jonctions planar en silicium de 300 µm que nous avons utilisées avaient une résolution de 50 keV.

Les vitesses des ions accélérés au GANIL sont faiblement relativistes ($\beta = v/c \simeq 0.3$ en moyenne). On est donc amené à employer les formules adéquates ; la rigidité magnétique est donnée par :

(1a) $$B\rho = \frac{A\,\beta\,\gamma}{Q\,c}$$ avec $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, A la masse en eV, Q le nombre de charge ionique et c la vitesse de la lumière en m/s. Après simplification, cette formule devient :

(1b) $$B\rho = 3.105\,\frac{A\,\beta\,\gamma}{Q}$$ où la masse est exprimée en u.m.a.

D'autre part, l'énergie cinétique des noyaux est liée à leur masse et à leur vitesse par :

(2) $$E_c = Ac^2\,(\gamma - 1)$$ avec E_c en MeV.

Les unités adoptées dans la suite seront le T.m. pour le Bρ, l'u.m.a. pour la masse et le MeV pour l'énergie cinétique.

L'identification du numéro atomique (Z) des noyaux n'est possible que par une mesure de perte d'énergie (ΔE). On utilise une approximation de la formule de Bethe selon laquelle Z^2 est proportionnel à $\frac{E_c\ \Delta E}{Ac^2}$ soit :

$$(3) \qquad Z \equiv \sqrt{\frac{E_c\ \Delta E}{Ac^2}} \Longrightarrow Z \equiv \sqrt{\Delta E\ (\gamma-1)} \quad \text{d'après (2).}$$

Lorsque les noyaux sortant de la cible sont totalement épluchés (Q=Z), les formules (1b), (2), et le calcul du Z avec la perte d'énergie déterminent de façon redondante le numéro atomique Z, permettant une meilleure identification. Toutefois, ceci n'est pas toujours le cas, comme on le verra par la suite, avec un faisceau de ^{86}Kr.

Au début l'identification des noyaux est effectué à l'aide d'une représentation bidimensionnelle des paramètres bruts perte d'énergie et temps de vol. Aux corrections relativistes près, les noyaux transmis par le spectromètre ont tous le même rapport Av/Z (v est la vitesse et on suppose Q=Z). La mesure du temps de vol est donc une mesure du rapport A/Z.

D'autre part, la perte d'énergie représente Z^2 dans la mesure où γ varie peu (la gamme de vitesse des noyaux n'est pas très étendue). Les noyaux de même Z sont donc situés sur des droites. Par divers recoupements (isospin constant, effets pair-impair, instabilité de certains noyaux...), on parvient à identifier les espèces nucléaires sur cette figure.

On procède ensuite aux étalonnages des paramètres bruts en ajustant les coefficients de formules analytiques sur les valeurs mesurées pour chacun des noyaux identifiés. Nous avons utilisé à cet effet le programme de minimisation MINUIT. Les fonctions introduites sont :

- Pour l'énergie totale :

$$E_c = A_0 + A_1E_1 + A_2E_2 + A_3E_3 + A_4E_4$$

où les A_i sont les coefficients et les E_i les pertes d'énergie dans les différentes jonctions du télescope.

- Pour l'identification en Z :

$$Z = B_0 + B_1(E_1(\gamma - 1))^{\alpha}$$

où nous avons ajouté un degré de liberté supplémentaire (coefficient α) afin de

limiter les décalages par rapport à la formule de Bethe.

I 3. Etude expérimentale de la fragmentation d'un faisceau de ^{86}Kr à 0°.

I 3 1. *Méthode expérimentale.*

La méthode expérimentale consiste à mesurer les taux de production des noyaux à 0° pour différentes énergies, donc pour différentes valeurs du Bρ du spectromètre LISE. Ceci permet de reconstituer les distributions en vitesse de tous les noyaux produits. Afin que l'énergie des fragments reflète les mécanismes nucléaires et non pas le ralentissement dans la cible, nous utilisons des cibles minces (quelques mg/cm^2), et nous limitons l'acceptance en moment du spectromètre grâce au jeu de fentes placé au plan focal intermédiaire, afin d'avoir une mesure précise de l'énergie.

Nous avons accumulé les données concernant 3 réactions réalisées avec un faisceau de ^{86}Kr à 43 MeV/u sur 3 cibles différentes : ^{27}Al, ^{103}Rh et ^{197}Au. L'exposition sur chacune des cibles comporte en moyenne une vingtaine de "points" correspondant aux différents réglages du spectromètre. Un temps d'accumulation d'environ un quart d'heure sur chaque point fournit une statistique suffisante avec une intensité incidente de 100 nAe.

I 3 2. *Traitement et regroupement des données.*

L'analyse hors ligne des données a été effectuée en plusieurs étapes :

- Identification des noyaux.
- Etalonnages et résolution.
- Traitement des états de charge.
- Normalisation des taux de production.
- Tracé des distributions en vitesse.
- Calcul des paramètres de ces distributions par ajustement de courbes.

α) Identification des noyaux.

Sur la représentation bidimensionnelle ΔE-temps de vol présentée à la figure 4, on identifie clairement la ligne verticale correspondant aux noyaux légers de rapport A/Z = 2. Le paramètre mesuré

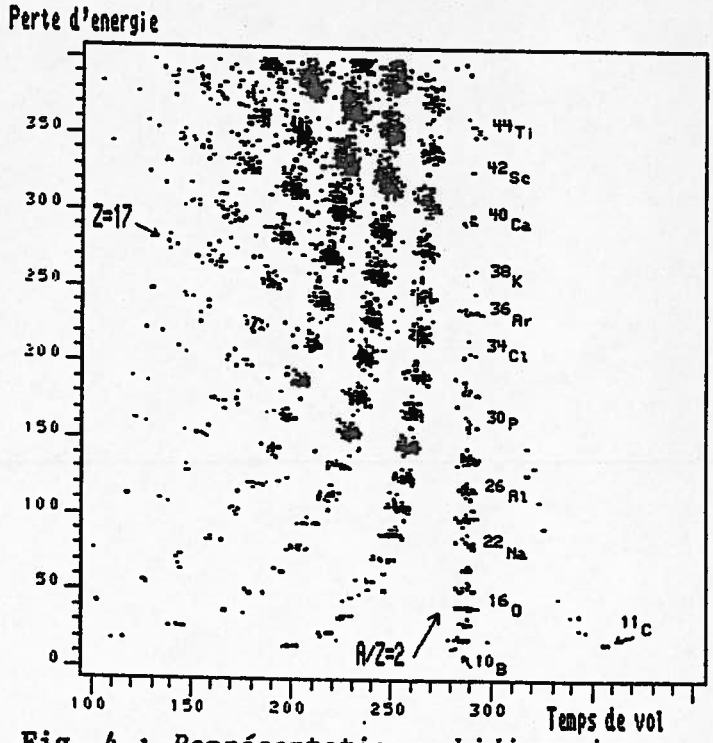


Fig. 4 : *Représentation bidimensionnelle perte d'énergie - temps de vol pour un réglage donné du spectromètre.*

en abscisse est l'opposé du temps de vol (à cause de l'inversion du START et du STOP ; voir paragraphe I 2 2.), donc les noyaux dont le rapport A/Z est plus grand que 2 ont un temps de vol plus grand et sont situés à gauche de cette ligne.

D'autre part, les noyaux de même Z sont situés sur des droites de pentes négatives, car ceux dont le rapport A/Z est plus grand ont une énergie plus faible (puisque le rapport Av/Z est constant pour un champ donné), et donc une perte d'énergie plus grande. Cet effet est contrebalancé par la dépendance en 1/A de la perte d'énergie des noyaux d'une même ligne isotopique, ce qui explique l'évolution des pentes de ces droites (elles sont pratiquement horizontales pour Z<8).

Le point de départ de la reconstitution de la carte est donné tout d'abord par l'observation d'une différence de taux de production entre les noyaux pairs-pairs et impairs-impairs de la ligne A/Z = 2. Cet effet est particulièrement sensible à partir du ^{28}Si (voir figure). Ensuite, le fait de ne pas observer de lacune correspondant au ^{8}Be (qui est non lié) indique que le noyau le plus léger se situant sur la ligne $T_z = 0$ a un $Z \geqslant 5$. Enfin, l'observation de quelques coups sur la ligne $T_z = -1/2$ au niveau du carbone (^{11}C), et de l'absence du ^{9}B qui est non lié confirme sans ambiguité l'identification des noyaux produits.

β) Etalonnages et résolution.

Les étalonnages du temps de vol, de l'énergie totale et du numéro atomique Z sont effectués en mesurant les paramètres bruts pour des noyaux identifiés (grâce à des contours placés sur la représentation ΔE-temps de vol), et en ajustant les coefficients des fonctions d'identification exposées au paragraphe I 2

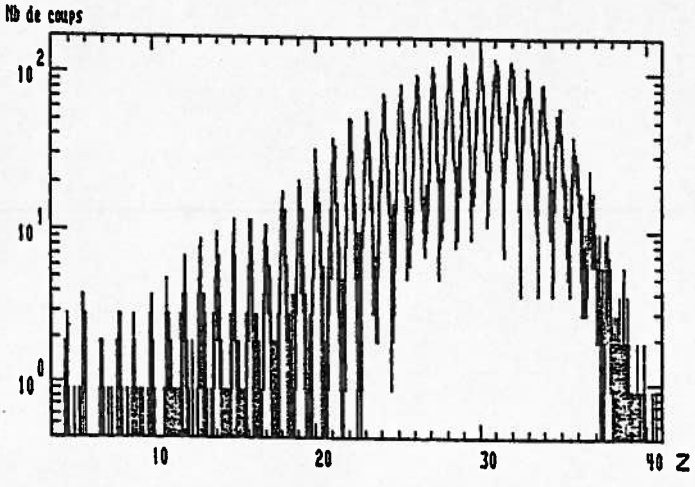


Fig. 5 : *Spectre illustrant la résolution en Z.*

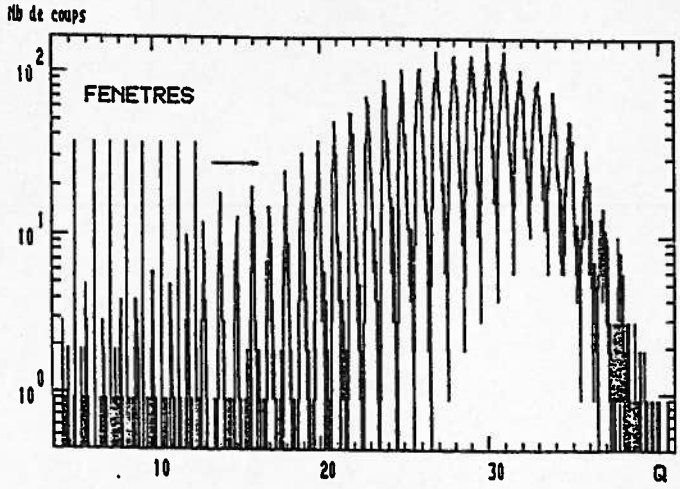


Fig. 6 : *Spectre illustrant la résolution en charge. Les fenêtres sont indiquées pour les faibles valeurs de Q.*

2. sur ces noyaux (24 au total), à l'aide du programme de minimisation MINUIT.

La résolution en Z obtenue est illustrée par la figure 5 où on observe un rapport pic/vallée d'au minimum 20. La charge ionique des particules est calculée d'après (1b) et (2) :

$$Q = \frac{E_c \beta \gamma}{B\rho\ (\gamma-1)} \times 3.105/931.506$$

La résolution sur ce paramètre est directement fonction de l'acceptance en moment du spectromètre qui, avec une ouverture des fentes de ± 5mm, était de ± 0.3%. Le spectre de charge est donné à la figure 6. La résolution est encore meilleure que celle en Z.

Les pics étant séparés, il n'y a pas de mélange entre les différentes charges, et on peut supposer que les événements situés dans un même pic correspondent au même nombre de charge. Grâce à un programme de recherche de minima, nous avons donc placé des fenêtres sur chaque pic (voir sur la figure 6), afin de pouvoir calculer une charge entière et d'obtenir ainsi une meilleure résolution sur le calcul de la masse.

D'après (1b) : $A = \frac{Q\ B\rho}{3.105\ \beta\ \gamma}$.

Le spectre de la figure 7 montre que l'on sépare sans problème les masses au-delà de 80.

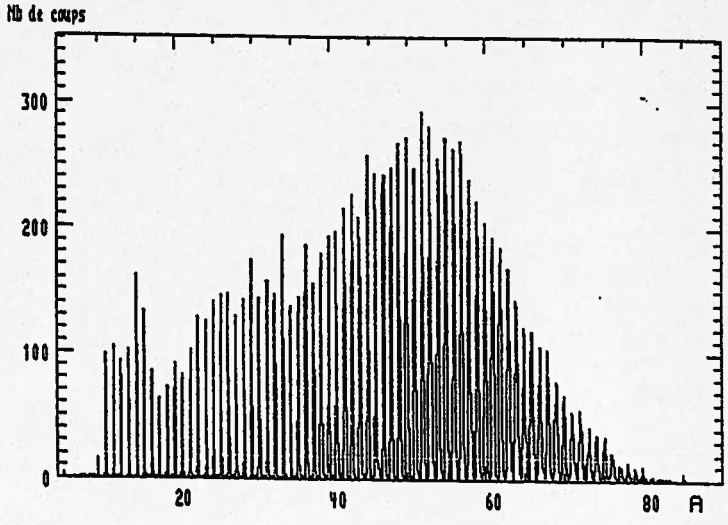


Fig. 7 : *Spectre illustrant la résolution en masse obtenue grâce au au calcul de la charge entière (voir texte et fig. 6).*

γ) Traitement des états de charge.

Nous avons mis en évidence la présence de plusieurs états de charge dont les proportions sont importantes, notamment pour les fragments proches du projectile. La figure 8 est une représentation bidimensionnelle en fonction des paramètres Z et Z-Q+1, où on voit jusqu'à 4 états de charge différents pour le même Z. Comme la rigidité magnétique (Bρ) des particules dépend de leur charge ionique et non pas du numéro atomique Z (voir formule (1b)), le spectromètre transmet simultanément des noyaux de même nature, mais de charges différentes, donc d'énergies différentes, les charges plus faibles correspondant à des énergies plus faibles. Cette remarque a des conséquences importantes, comme on le verra par la suite, sur la reconstitution des spectres en moment.

L'inconvénient majeur de ces états de charge sur l'identification vient de la perte de la redondance de la détermination du Z (Q=Z) valable dans le cas de noyaux entièrement épluchés.

En effet, si l'énergie totale mesurée avec le télescope est sous-estimée (à cause de phénomènes tels que les défauts de collection de charges ou les réactions secondaires dans les détecteurs), le calcul de la charge présenté au paragraphe précédent va conduire à une valeur trop faible, indiscernable de l'état de charge inférieur réellement transmis par le spectromètre.

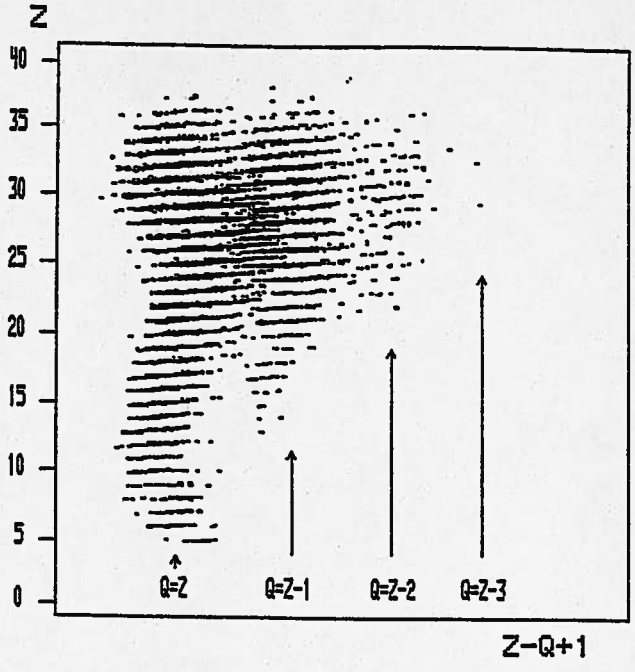


Fig. 8 : *Représentation bidimensionnelle en fonction de Z-Q+1 et de Z.*

Toutefois, le spectre de la figure 8 montre que la distribution de ces états de charge dépend fortement du Z des noyaux (ceci indique d'ailleurs que le réarrangement du cortège électronique a lieu sur une très faible épaisseur de cible, les noyaux pouvant aussi bien être formés en début qu'en fin de cible). Nous avons donc fixé les contributions de chacun des états de charge en fonction du Z, afin de s'affranchir au maximum de mauvaises déterminations.

δ) Normalisation des taux de production.

La normalisation des différents points correspondant aux différentes valeurs du Bρ du spectromètre a été effectuée grâce à l'horloge continue installée pour l'étude de la radioactivité β-neutron (voir chapitre II), et au transformateur d'intensité (TI) situé sur la ligne de faisceau avant l'entrée de la salle D3. Certaines mesures ayant été faites en "auxiliaire" (c'est-à-dire avec 10% du temps de faisceau), nous avons pu accéder au temps effectif d'exposition des cibles grâce à l'horloge continue (la fig. 9 montre un exemple de mesures avec 10% et 90% du temps de faisceau

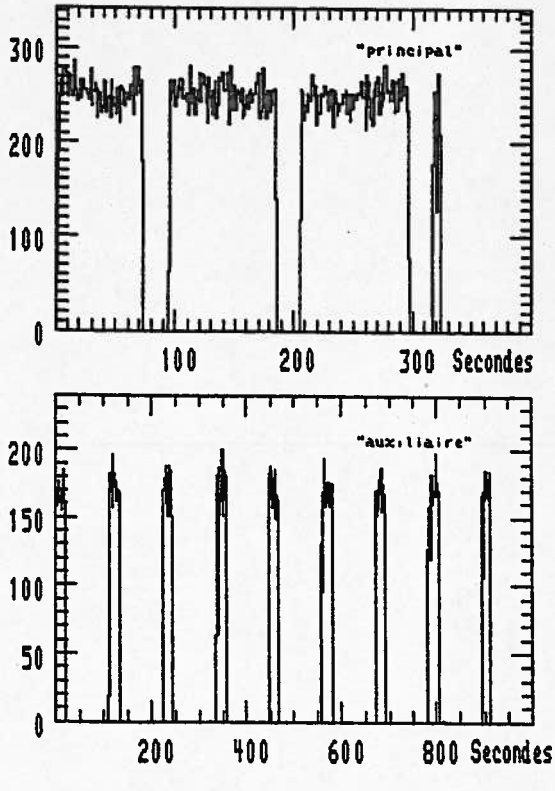


Fig. 9 : *Exemples de mesures à 90% et 10%.*

correspondant à la répartition standard du temps au GANIL, entre les expériences "principales" et "auxiliaires").

D'autre part, nous avions pris soin de bloquer l'intégration de l'intensité de faisceau mesurée avec le TI lorsque le faisceau n'était pas sur la cible. L'intensité totale reçue au cours d'une mesure est donc obtenue en intégrant sur toute la durée de cette mesure.

Finalement, nous avons normalisé les taux de production en nombre de coups par minute pour 100 nAe de $^{86}Kr^{29+}$, l'acceptance en moment du spectromètre étant de ± 0.3%.

ε) Tracé des distributions en moment.

L'impulsion (≡ moment) correspondant à chaque point de mesure est calculée avec la formule relativiste :

$$p = Av/\sqrt{1-\beta^2} = A\beta\gamma = 931.506 \times \beta\gamma$$

où p est exprimé en impulsion par nucléon (MeV/c/u).

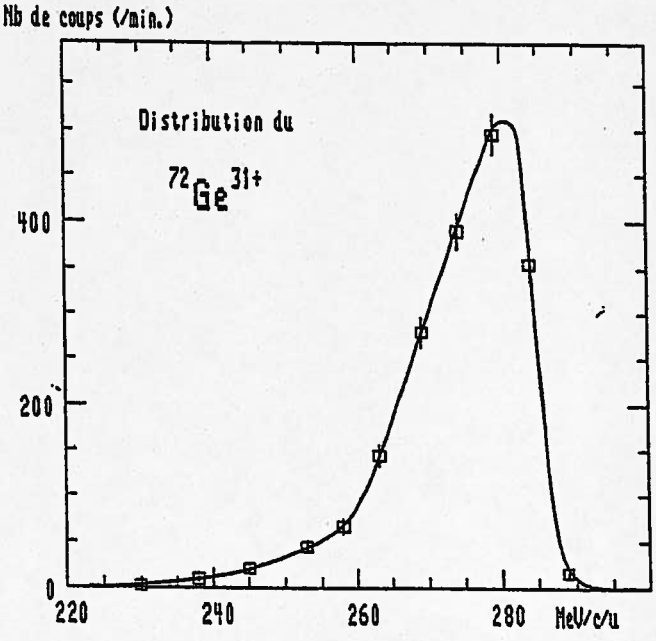


Fig. 10 : *Forme typique des distributions en moment.*

Les spectres en moment de chacun des noyaux produits sont reconstitués en plaçant des fenêtres (de la même manière que pour le calcul du nombre de charge) sur les spectres de Z et de masses. Les taux de production correspondant aux différents points sont ensuite normalisés et classés dans un tableau des différents noyaux. La figure 10 représente la forme typique des distributions obtenues sur lesquelles on observe une traine vers les basses énergies.

D'autre part, pour une valeur de Bρ donnée, les noyaux transmis avec des états de charge différents n'ont pas les mêmes impulsions. On est donc conduit à tracer les distributions en moment pour chacun de ces états de charge, la distribution réelle étant la somme des ces diverses contributions. Les distributions correspondant au même noyau ne comportant qu'au maximum une vingtaine de points répartis différemment suivant les états de charge, nous les avons sommées après avoir ajusté des courbes sur chacune d'elles.

ζ) Calcul des caractéristiques des distributions par ajustement de courbes.

Les opérations successivement réalisées sont illustrées à la figure 11 où

sont représentées les distributions du ^{52}Cr (produit avec la cible d'or) dans les états de charge 24+, 23+, 22+ et 21+, les courbes ajustées sur ces distributions ainsi que leur somme. Les fonctions analytiques utilisées pour tracer ces courbes sont de la forme :

$$y = A_0 + A_1 \, e^{\left(a_0 + a_1 x + a_2 x^2 + a_3 x^3 + a_4 x^4 + a_5 x^5\right)}$$

où l'exponentielle a pour but de lisser les formes du polynôme du 5 ème degré. L'ajustement des paramètres a été effectué avec le programme MINUIT déjà employé pour les étalonnages.

Ces calculs permettent d'obtenir les paramètres caractéristiques des distributions : taux de production maximum et moment associé, largeur à mi-hauteur et intégrale.

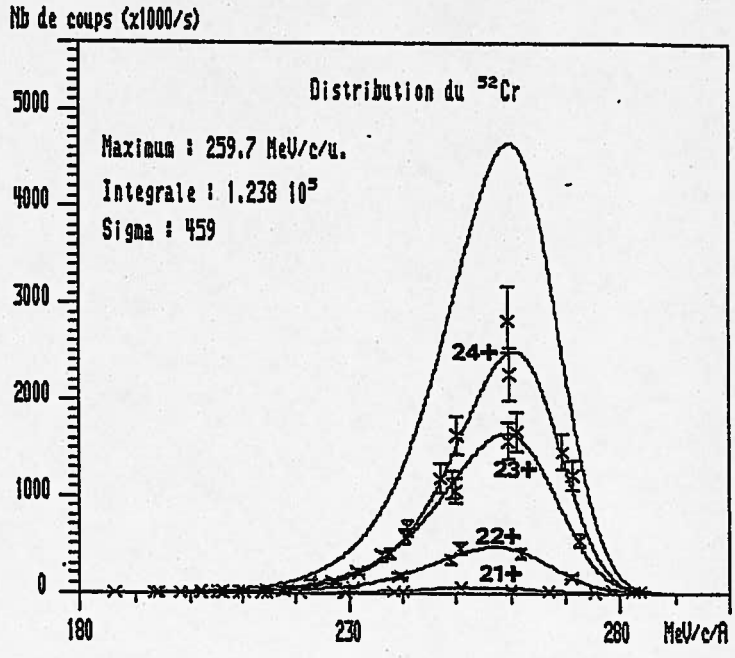


Fig. 11 : *Exemple de traitement des distributions en moment du ^{52}Cr.*

I 4. Analyse et interprétation des résultats.

Le but de ce travail n'étant pas l'étude détaillée des réactions nucléaires aux énergies intermédiaires, notre analyse s'orientera vers les rendements de production obtenus en associant un mécanisme de réaction et un instrument de sélection, en l'occurence le spectromètre LISE. L'étude approfondie des mécanismes mis en jeu dans les 3 réactions étudiées fera l'objet d'une publication ultérieure.

I 4 1. *Un modèle de fragmentation aux énergies intermédiaires.*

Le modèle participant-spectateur de Golhaber [GOL74] exposé au paragraphe I 1 3. entraine que les distributions en moment des fragments du projectile ont une valeur moyenne légérement inférieure au moment incident à cause des forces de friction présentes dans la phase d'abrasion, et une forme gaussienne due aux mouvements de Fermi des nucléons, la largeur étant donnée par [GOL74] :

$$\sigma_M^2 = \sigma_0^2 \frac{A_F \ (A_P - A_F)}{A_P - 1}$$

avec A_F et A_P les masses du fragment et du projectile respectivement, et $\sigma_0^2 = 1/5 \ p_F^2$ où p_F est le moment de Fermi.

L'énergie de friction est proportionnelle au nombre de liaisons nucléon-nucléon rompues, donc à la surface de séparation des fragments [BOR84]. La vitesse des fragments du projectile est donc donnée par :

$$v/v_p = \sqrt{\frac{E_0 - 2\,E_s}{E_0}}$$ où v_p et E_0 sont la vitesse et l'énergie incidentes, et E_s l'énergie de surface donnée par :

$E_s = s\,A^{2/3}\,(1 - \cos^2\theta)/4$ avec

s = 17 MeV : tension de surface.

θ : angle repérant la partie abrasée (voir fig. 12).

Ce modèle reproduit bien les distributions observées aux énergies relativistes (fig. 13).

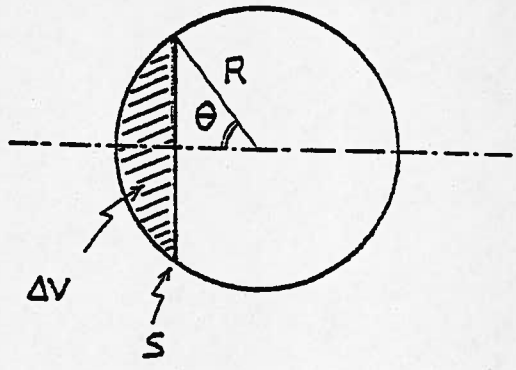


Fig. 12 : *Schéma de calcul de l'énergie de surface (d'après [BOR84]).*

Aux énergies intermédiaires, le modèle mis au point par D. Guerreau [GUE86] part de l'approche de Goldhaber, en y ajoutant un modèle de résonance dipôlaire géante, dans lequel les neutrons et les protons des noyaux ont un mouvement oscillatoire (traité par le modèle de la goutte liquide) qui, superposé aux mouvements de Fermi, modifie les probabilités de combinaisons N,Z des fragments [MOR78]. L'évaporation résultant de l'énergie d'excitation des fragments est ensuite calculée à l'aide du programme LILITA [GOMEZ], et des prédictions de masses de Uno et Yamada [UNO82].

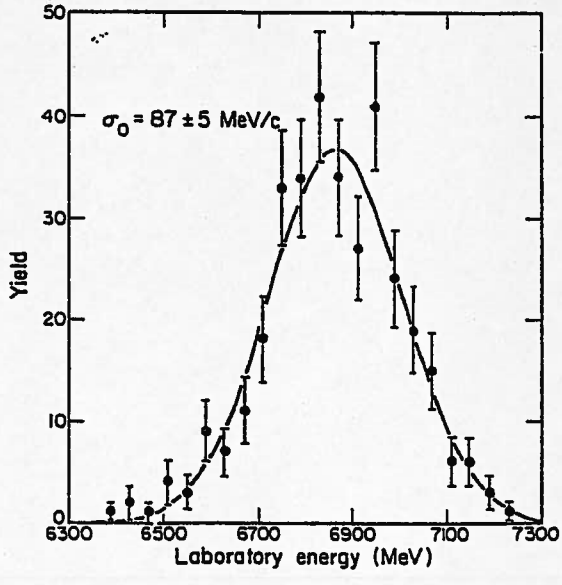


Fig. 13 : *Distribution en énergie de fragments de ^{34}S à 1.5° produits par une réaction $^{40}Ar+^{12}C$ à 213 MeV/u. D'après [VIY79].*

Les sections efficaces calculées avec ce modèle sont introduites afin de calculer les taux de production prévisibles sur le spectromètre LISE. Ces taux sont donnés par :

$$I_p = I_0\,N_c\,\sigma\,R$$

où I_0 est l'intensité incidente, N_c le nombre de noyaux cible par unité de surface, σ la section efficace et R le rendement de LISE.

Ce rendement tient compte des coupures en angle et en énergie des acceptances du spectromètre, dans les distributions

angulaire et en énergie des fragments (cette dernière provenant d'une part de l'élargissement du au mécanisme (σ_M) et d'autre part du ralentissement dans la cible).

Un exemple calculé [GUE86] avec des faisceaux de ^{40}Ca et ^{58}Ni sur une cible de ^{58}Ni de 100 mg/cm ^{2} d'épaisseur (fig. 14) montre que ce rendement chute très rapidement lorsque la masse des fragments diminue.

Le but de ce modèle est de pouvoir prédire d'une part les taux de production attendus sur LISE, et d'autre part le réglage optimal du spectromètre correspondant au maximum de la distribution en moment des fragments.

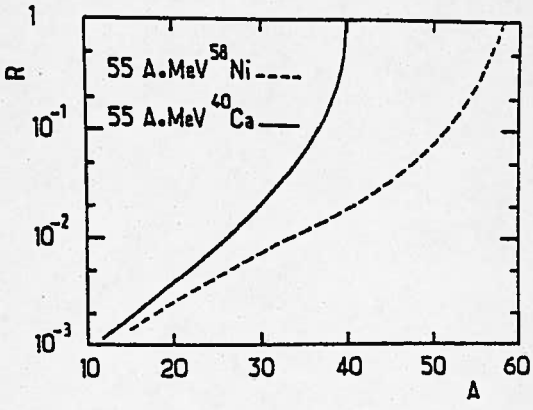


Fig. 14 : *Calcul du rendement de transmission de LISE d'après le modèle de fragmentation de [GUE86]*

I 4 2. *Evolution des mécanismes.*

I 4 2 1. *Isospin moyen des fragments.*

Alors que dans le cadre de l'approximation soudaine présentée au paragraphe I 1 3., on s'attend à trouver les distributions isotopiques des fragments centrées sur l'isospin du projectile, la situation aux énergies intermédiaires évolue vers une dépendance du rapport moyen <N>/Z des fragments (correspondant au centre de gravité des distributions isotopiques) par rapport à l'énergie incidente et au rapport N/Z (≡ isospin) de la cible. Ceci est illustré par la figure 15 (résultats obtenus avec de l'^{40}Ar à 26.5 et 44 MeV/u), et interprétés [BOR86] comme une persistence des effets de champ moyen conduisant à un équilibrage de l'isospin moyen fonction à la fois du système composite projectile+cible et du temps d'interaction entre les deux (un temps plus long entrainant un équilibrage par transfert de nucléon plus important). L'effet de cible est encore plus visible sur les sections efficaces comparées avec les

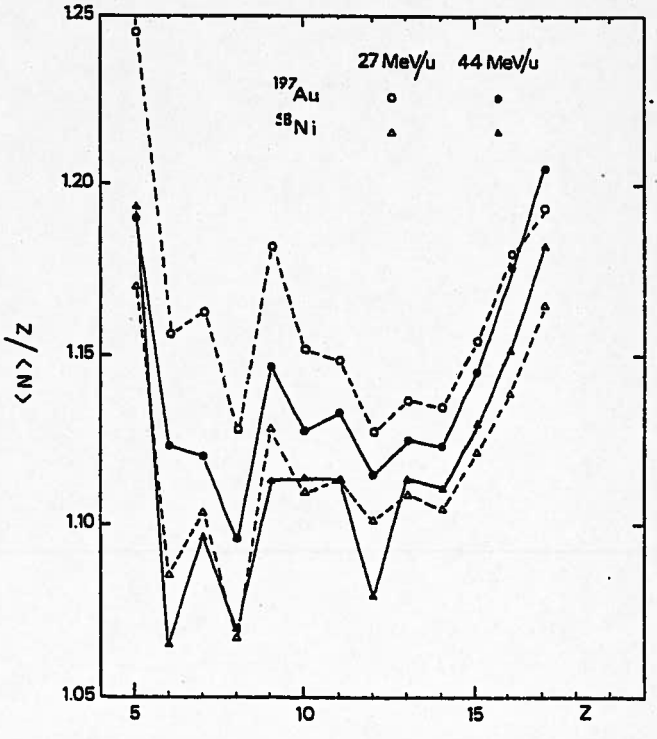


Fig. 15 : *Rapport N/Z moyen des fragments d'un faisceau d'^{40}Ar à 26.5 MeV/u et 44 MeV/u sur des cibles de ^{58}Ni et ^{197}Au ([BOR86]).*

cibles de ^{58}Ni et ^{64}Ni (voir fig. 16).

Nous avons procédé à la même analyse avec le ^{86}Kr à 43 MeV/u sur les 3 cibles ^{27}Al, ^{103}Rh et ^{197}Au (fig. 17). L'effet observé avec l'^{40}Ar à la même énergie

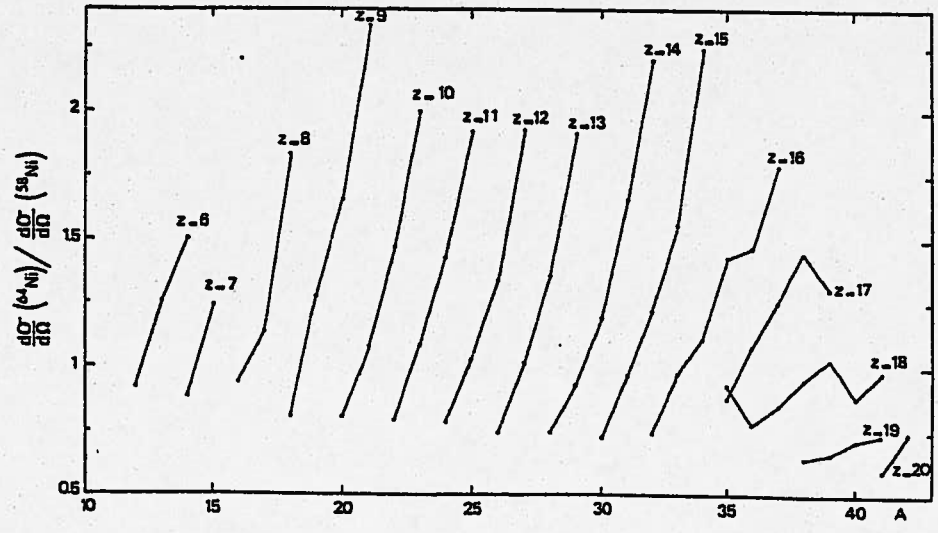


Fig. 16 : *Rapport des sections efficaces mesurées entre des cibles de ^{64}Ni et de ^{58}Ni ([BOR86]).*

a totalement disparu, semblant indiquer à nouveau la présence d'un mécanisme de fragmentation "pure" (c'est-à-dire dans le cadre de l'approximation soudaine).

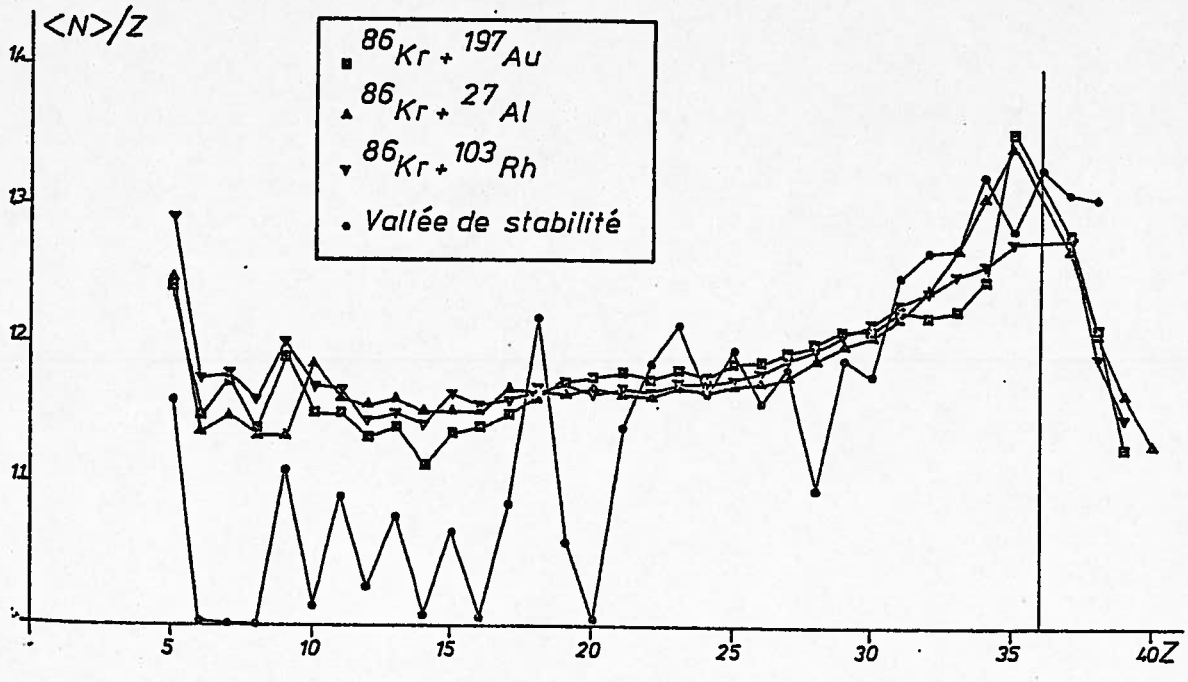


Fig. 17 : *Rapport N/Z moyen des fragments de ^{86}Kr à 43 MeV/u sur les trois cibles étudiées.*

En fait, c'est la situation inverse qui se produit car le rapport N/Z moyen (environ 1.15 pour la majorité des fragments) ne correspond pas à celui du projectile (1.39), mais est plutôt proche de la vallée de stabilité.

Il semble donc que les fragments sont produits avec une grande énergie d'excitation, conduisant à une forte évaporation qui masque l'effet d'équilibrage du rapport N/Z des différents systèmes. Un élément corroborant cette hypothèse est la réapparition de l'effet de cible avec le ^{84}Kr à 22 MeV/u [LUC87] (fig. 18). Bien que la valeur moyenne des rapports <N>/Z soit toujours aux alentours de 1.15, c'est-à-dire toujours proche de la vallée de stabilité, l'énergie d'excitation des fragments, plus faible à 22 MeV/u, permet de conserver une "mémoire" des isospins des systèmes projectile+cible, du fait d'une évaporation moins importante.

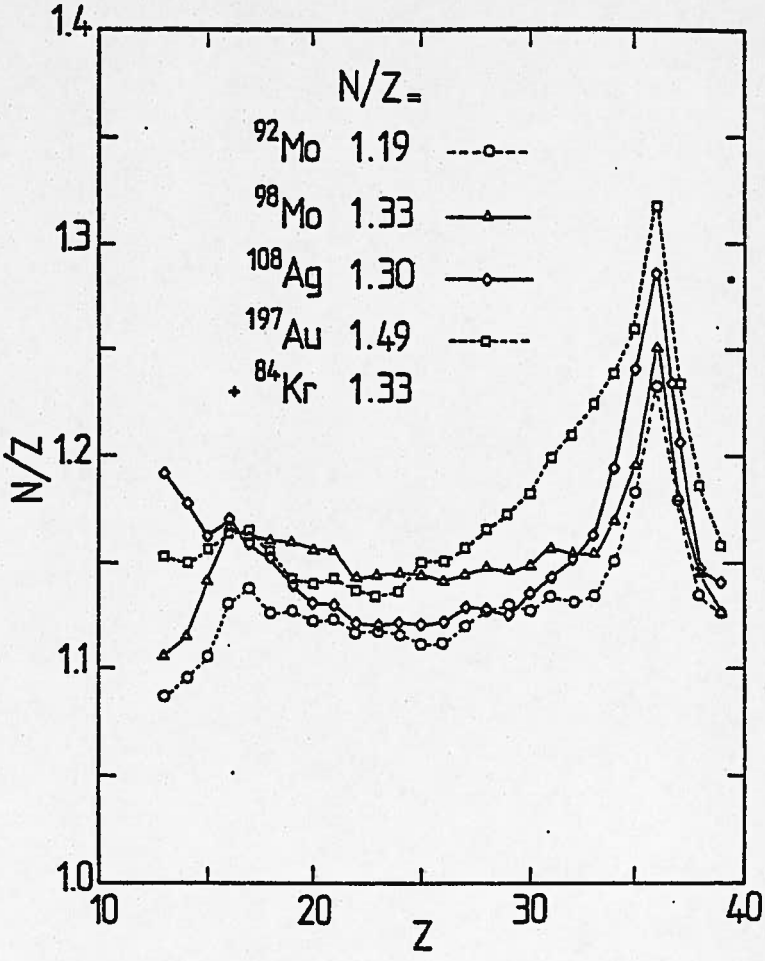


Fig. 18 : *Rapport N/Z moyen des fragments d'un faisceau de ^{84}Kr à 22 MeV/u sur différentes cibles ([LUC87]).*

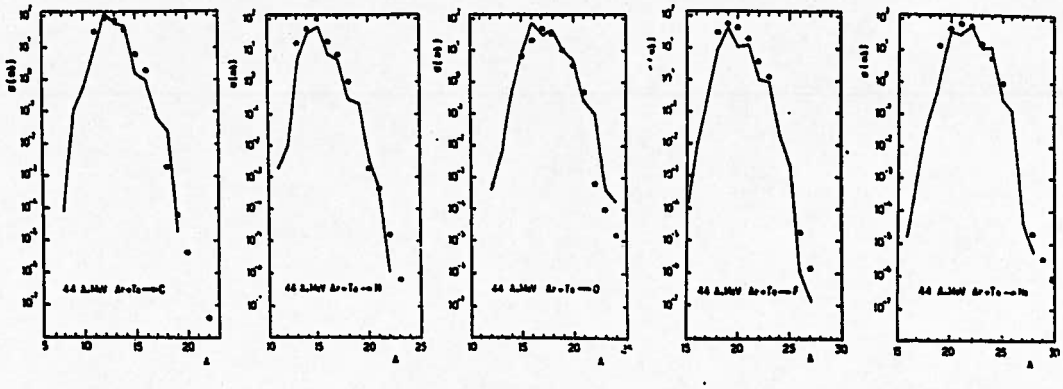


Fig. 19 : *Comparaison entre les distributions calculées (trait plein) et mesurées avec un projectile d'^{40}Ar à 44 MeV/u sur une cible de ^{181}Ta ([GUE86]).*

I 4 2 2. *Distributions isotopiques.*

Les mêmes indications sur l'évolution des mécanismes de réaction entre l'argon et le krypton à 44 MeV/u sont clairement visibles sur les distributions isotopiques.

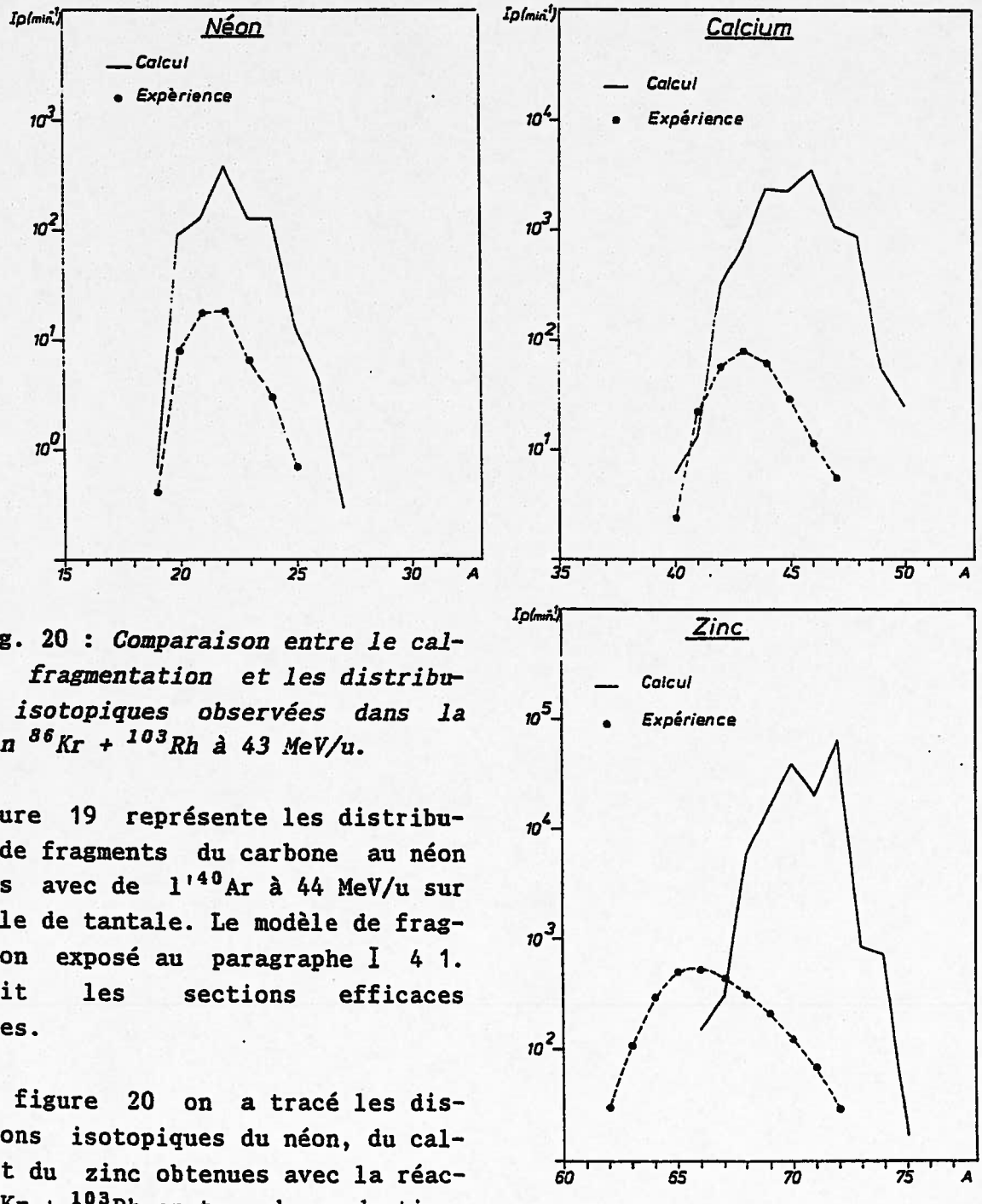


Fig. 20 : *Comparaison entre le calcul de fragmentation et les distributions isotopiques observées dans la réaction ^{86}Kr + ^{103}Rh à 43 MeV/u.*

La figure 19 représente les distributions de fragments du carbone au néon obtenues avec de l'^{40}Ar à 44 MeV/u sur une cible de tantale. Le modèle de fragmentation exposé au paragraphe I 4 1. reproduit les sections efficaces observées.

Sur la figure 20 on a tracé les distributions isotopiques du néon, du calcium et du zinc obtenues avec la réaction ^{86}Kr + ^{103}Rh en taux de production, c'est-à-dire avec les contraintes expérimentales de la ligne LISE (acceptances). Le même calcul de fragmentation que précédemment est soumis aux mêmes contraintes. On retrouve l'effet de recentrage des distributions sur la vallée de stabilité déjà observé sur les rapports

<N>/Z, avec en plus une surestimation très importante des taux de production par le calcul (jusqu'à plus de 2 ordres de grandeur). Cette surestimation suggère un élargissement des distributions en moment et surtout des distributions angulaires par rapport au modèle de fragmentation, pouvant une fois encore être interprété comme résultant de phénomènes dissipatifs très importants.

I 4 2 3. *Persistence d'un mécanisme de fission assymétrique d'un système composite cible+projectile en cinématique inverse.*

Une précédente étude des réactions $^{84}Kr + ^{12}C$ et $^{84}Kr + ^{27}Al$ à 35 MeV/u ([PAS85] et [AUG87]) a permis de montrer la prédominance d'un mécanisme de fusion de la cible et du projectile conduisant à un système composite fortement excité qui évolue à la fois vers une évaporation isotrope de particules (créant une "masse manquante") et une fission assymétrique. Les 2 solutions cinématiques correspondant, pour un angle d'observation θ donné, aux solutions de l'équation :

$$v = v_s \cos\theta \pm \sqrt{v^2_{cm} - v^2_s \sin^2\theta}$$

où v et v_{cm} sont les vitesses du fragment de fission dans les systèmes du laboratoire et du centre de masse respectivement, et v_s la vitesse de la source émettrice, sont clairement visible sur la figure 21. L'écart maximal entre ces 2 solutions correspond à 0° (ou encore $v_\perp = 0$), c'est-à-dire au domaine angulaire du spectromètre LISE.

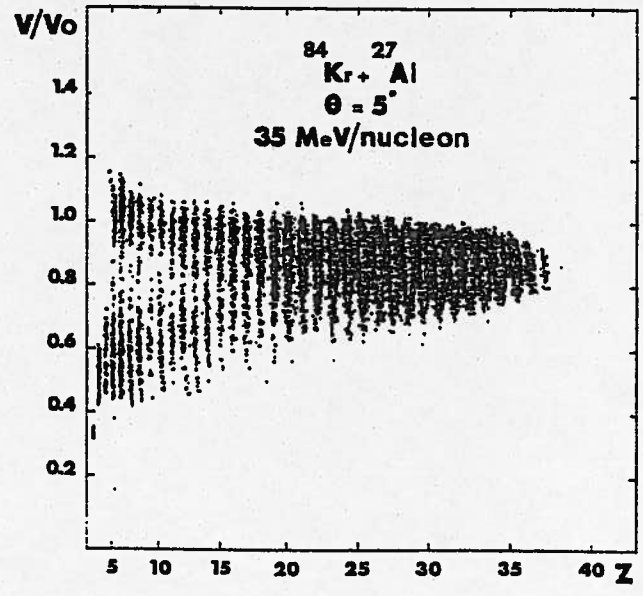


Fig. 21 : *Représentation bidimensionnelle en fonction de la vitesse des fragments de fission sur la vitesse incidente et du Z ([AUG87]).*

Ces 2 composantes sont également apparentes sur les distributions en moment reconstituées des fragments légers obtenus avec la cible d'aluminium (fig. 22), bien que l'extension en champ n'aie pas été suffisante pour sonder toutes les distributions. Le même comportement est à peine visible avec les cible de ^{103}Rh et d'^{197}Au (traine des distributions vers les basses énergies), indiquant l'apparition d'autres mécanismes entrant en compétition avec la fission assymétrique observée à 43 MeV/u avec la cible d'aluminium.

On peut trouver, dans le cadre d'un mécanisme de fission assymétrique, une interprétation valable de la surestimation du calcul de fragmentation, dans la mesure où les distributions angulaires des fragments de fission (fig. 23) sont

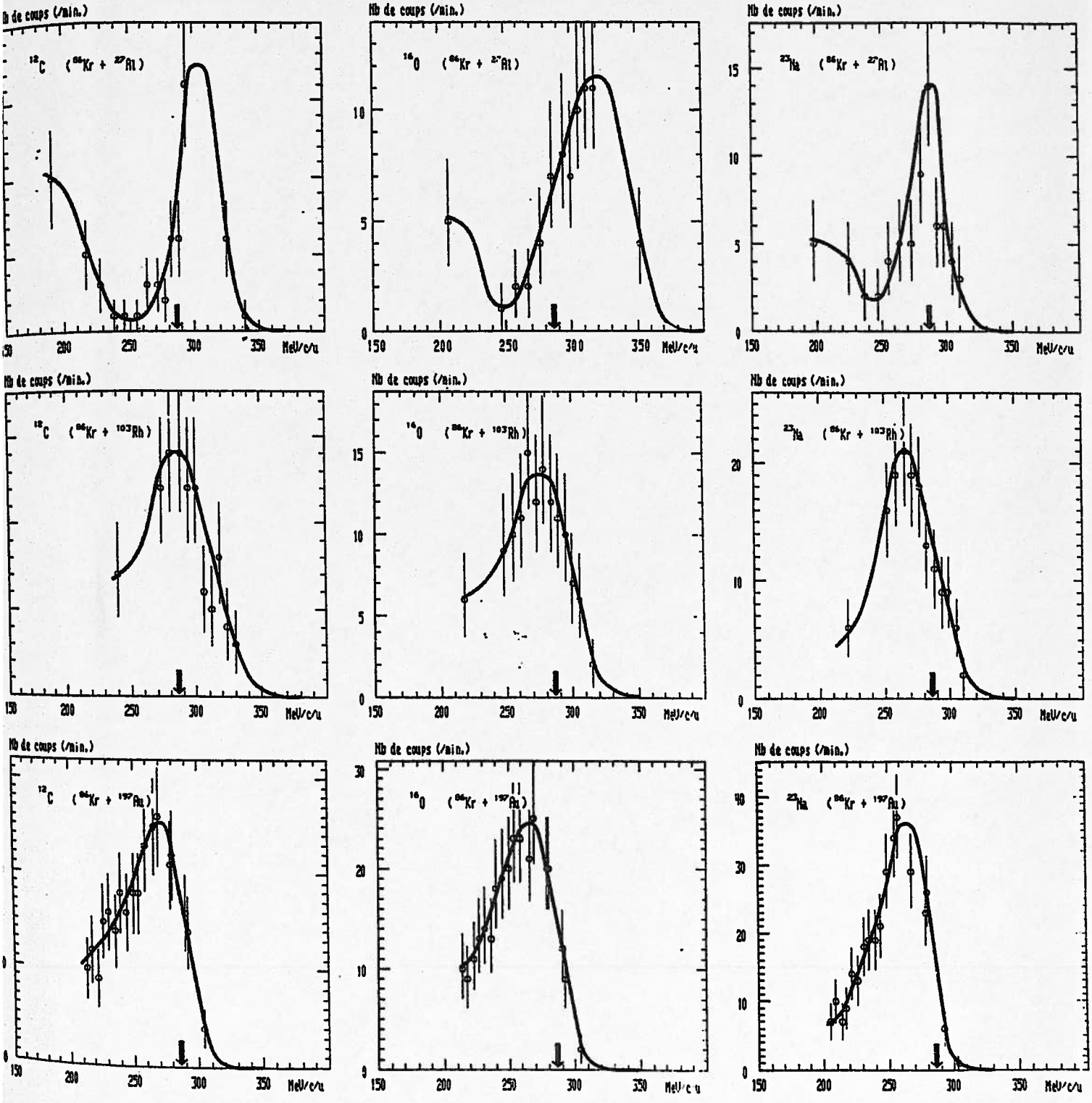


Fig. 22 : *Distributions en moment de fragments éloignés du projectile (^{12}C, ^{16}O et ^{23}Na) pour les 3 réactions étudiées. Les 2 composantes cinématiques correspondant à la fission d'un noyau composé sont clairement visibles avec la cible d'aluminium. Les flèches correspondent à la vitesse incidente.*

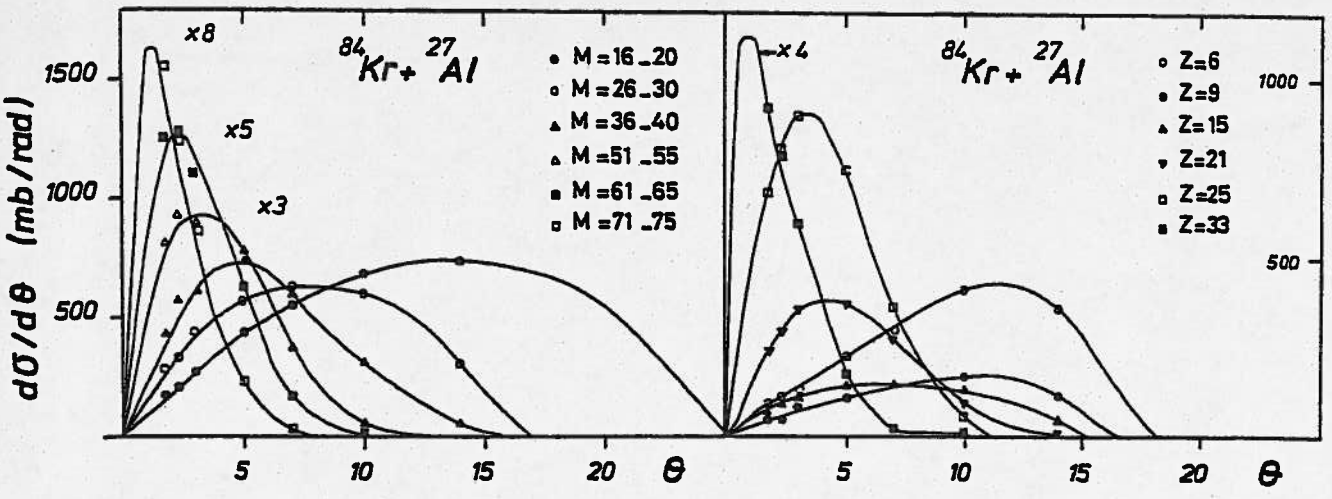


Fig. 23 : *Distributions angulaires des fragments de fission dans la réaction $^{84}Kr + ^{27}Al$ à 35 MeV/u.*

beaucoup plus larges que celles attendues avec un mécanisme de fragmentation où les fragments sont peu déviés.

I 4 2 4. *Noyaux proches du projectile.*

Les distributions isotopiques comparées pour les 3 cibles ^{27}Al, ^{103}Rh et ^{197}Au de Z=30 à 38 sont présentées à la figure 24. Ces distributions sont normalisées en taux de production selon une convention expérimentale arbitraire qui consiste à fixer les épaisseurs de cible à 10% de ralentissement.

On observe d'une part des taux de production de plus en plus importants avec la cible d'aluminium par rapport aux 2 autres lorsqu'on varie le Z des fragments, avec une disparition quasi-complète des noyaux de Z supérieur au projectile pour les cibles d'or et de rhodium. D'autre part, on observe également l'apparition de 2 composantes dans les formes des distributions de l'aluminium au fur et à mesure que l'on se rapproche de Z=36, avec la disparition de l'une de ces composantes pour Z>36.

Sur la distribution isotopique du sélénium (Z=34) obtenue avec la cible d'^{27}Al (fig. 25), nous avons placé les vitesses moyennes en fraction de la vitesse incidente (en bas) et les largeurs σ_M des distributions en moment (en haut). Lorsque les masses des noyaux produits se rapprochent du projectile, les vitesses moyennes tendent vers la vitesse incidente, en même temps que les largeurs diminuent ; ceci indique que les noyaux de masse proche de celle du projectile sont produits par des mécanismes de transfert qui mettent en jeu peu d'énergie d'excitation. La composante correspondant à ce mécanisme est d'ailleurs centrée sur le rapport N/Z du projectile (1.39) ; voir également les distributions de Ge, As, Br et Kr.

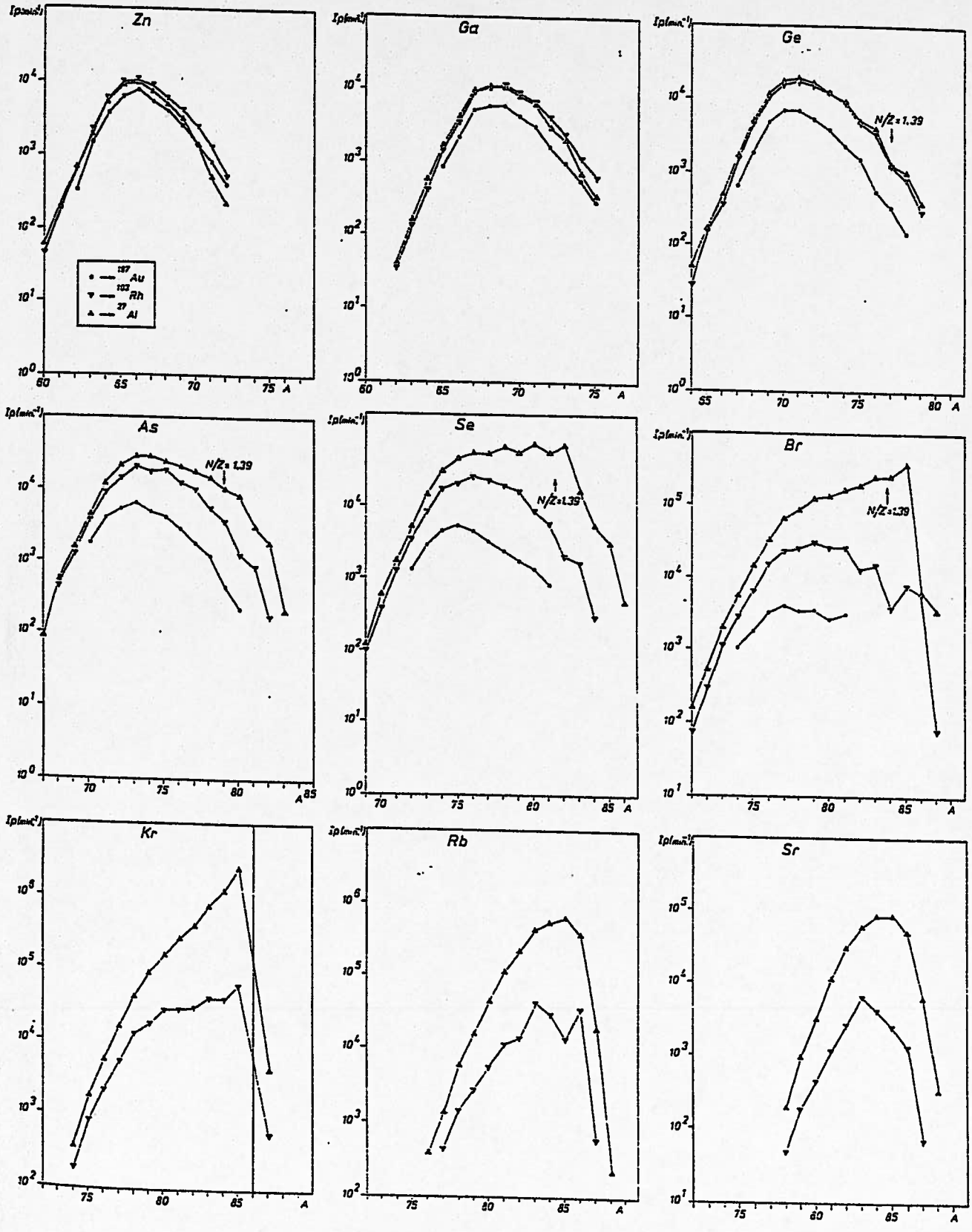


Fig. 24 : *Distributions isotopiques pour Z=30 à 38 dans les réactions* $^{86}Kr + {}^{27}Al$, ^{103}Rh *et* ^{197}Au *à 43 MeV/u.*

Les noyaux de masse moins importante proviennent de mécanismes beaucoup plus dissipatifs, tels qu'une fusion incomplète identique à celle observée avec la réaction ^{40}Ar + ^{27}Al à 20 MeV/u [JOU85], suggérée par l'évolution des valeurs de vitesses moyennes. Ces vitesses sont en effet beaucoup plus élevées que celle du noyau composé ^{113}In qui est égale à :

$$v_{nc} = \frac{86}{113} v_p = 0.76\ v_p$$ (v_p est la vitesse du projectile).

Pour les noyaux de Z>36, le mécanisme de transfert disparait (les distributions isotopiques restent centrées sur les masses 84 - 85 avec une chute brutale vers les masses plus élevées), laissant seulement la composante de fusion incomplète dont la section efficace est prédominante en cinématique inverse (^{86}Kr + ^{27}Al).

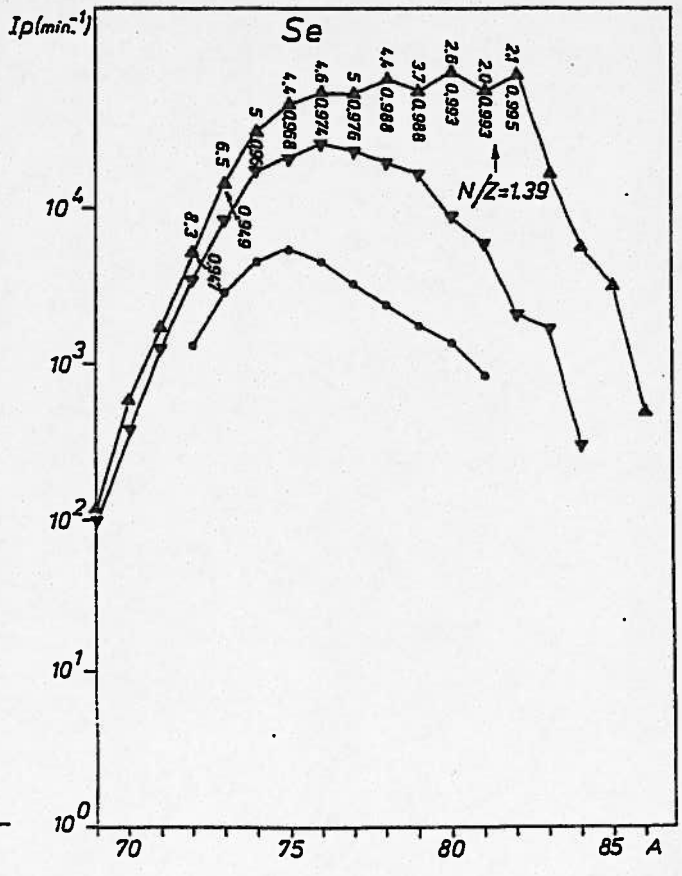


Fig. 25 : *Distribution isotopique du sélénium. Les largeurs des distributions en moment pour la cible d'aluminium sont indiquées en haut et les rapports des vitesses moyennes sur la vitesse incidente en bas.*

I 5. Production de noyaux exotiques sur LISE : les meilleurs compromis.

La production de noyaux exotiques par réactions nucléaires est conditionnée par les possibilités des instruments utilisés : possibilités de la machine accélératrice (type, intensité et énergie des faisceaux), et possibilités de l'instrument de séparation et d'étude (acceptances angulaires et en énergie, pouvoir de séparation). Un exemple de compromis est donné dans la suite de ce travail, avec le choix du ^{86}Kr comme projectile riche en neutrons, le seul disponible jusqu'ici au GANIL pour atteindre les isotopes riches en neutrons de Z=13 à 17, afin d'étudier leur mode désintégration β-neutron.

I 5 1. *Taille du projectile.*

La comparaison précédente entre l'^{40}Ar et le ^{86}Kr à 44 MeV/u montre qu'aux énergies intermédiaires, la taille du projectile joue un rôle très important sur la nature et les caractéristiques des mécanismes mis en jeu dans les réactions. Ne disposant pas d'autres faisceaux lourds que le krypton, nous l'avons utilisé pour produire des noyaux riches en neutrons de Z=13 à 17, mais ceci ne constitue

certainement pas le meilleur choix, du fait des fortes énergies d'excitation entrainant une évaporation importante de neutrons.
Par contre, les taux de production de noyaux déficients en neutrons proches du projectile observés en cinématique inverse avec la cible d'aluminium, laissent prévoir des taux encore plus importants en utilisant par exemple l'isotope ^{80}Kr ou même ^{78}Kr plutôt que ^{86}Kr.

On peut par exemple supposer que le taux de production de 100 coups/min. observé pour le ^{69}Se avec une acceptance en moment de ± 0.3% peut être extrapolé à 1000 coups/min pour le ^{65} Se avec l'acceptance maximale (± 2.5%), et un projectile de ^{78}Kr (il est raisonnable de supposer qu'au décalage de 8 neutrons entre le ^{86}Kr et le ^{78}Kr peut correspondre un décalage de 4 neutrons sur le flanc déficient de la vallée de stabilité).

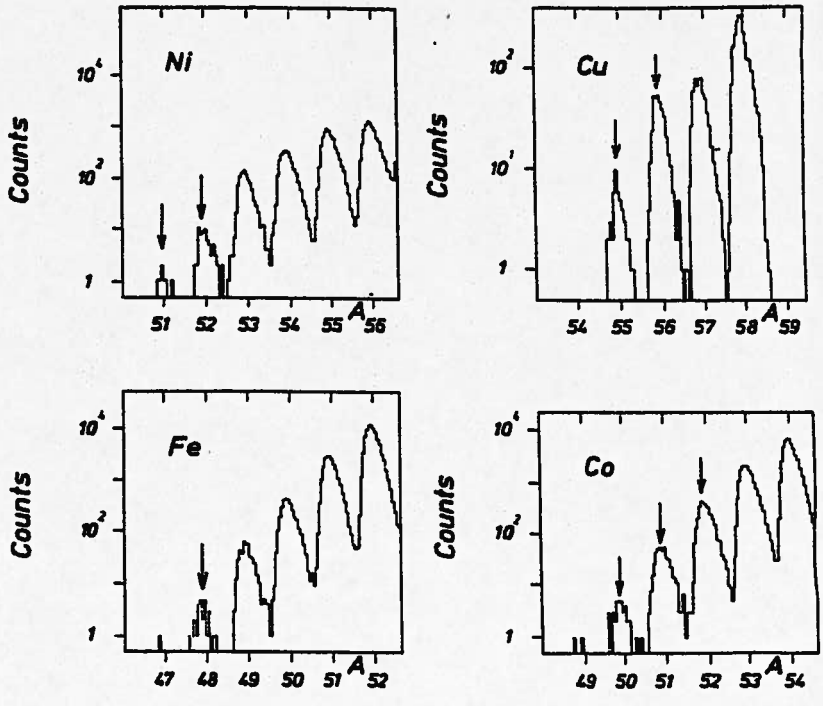


Fig. 26 : *Taux de production obtenus avec un faisceau de ^{58}Ni à 55 MeV/u sur une cible de Nickel ([POU87]).*

Les réactions d'ions lourds fortement dissipatives sont donc très favorables à la production de noyaux déficients en neutrons, pour peu que l'on choisisse un projectile et une cible déjà déficients.

Une première indication de cette tendance a été observée lors de l'expérience ^{58} Ni + ^{58}Ni à 55 MeV/u [POU87] où les noyaux ^{56,55}Cu, ^{52,51}Ni, ^{52à50}Co et ^{48}Fe ont par exemple été produits à des taux importants (fig. 26). Toutefois, les mécanismes mis en jeu pour produire ces noyaux s'apparentent plus à des transferts qu'à des réactions de fusion.

La production de noyaux riches en neutrons avec des projectiles lourds (tels que le krypton) peut être grandement améliorée en augmentant l'énergie incidente, afin de reproduire la situation observée avec l'argon à 44 MeV/u, où la fragmentation est suffisamment "lente" pour qu'une cible lourde permette d'enrichir le

fragment du projectile en neutrons, sans toutefois conduire à une évaporation importante ultérieurement.

I 5 2. *Choix du projectile et de la cible.*

Dans le cadre d'un mécanisme de fragmentation, le projectile doit être choisi le plus proche possible de la zone de noyaux à étudier, car le rendement du spectromètre (voir fig. 14) chute très rapidement au fur et à mesure que la masse des fragments diminue. Il en va de même pour un mécanisme de fission assymétrique, car les distributions angulaires (voir fig. 23) sont d'autant plus centrées vers 0° que les masses des fragments sont plus importantes (car les vitesses d'émission isotrope sont plus faibles).

Le choix de la cible est essentiellement conditionné par le mécanisme de réaction prépondérant avec l'énergie et la taille du projectile (par exemple : enrichissement en neutrons : cibles lourdes et fusion en cinématique inverse : cibles légères).

La surface efficace par cm^2 ne varie pratiquement pas avec la nature de la cible pour des ralentissements équivalents, comme le montrent les valeurs données dans le tableau 1. Cette surface est calculée d'après la relation :

$S_{eff} = \pi r_0^2 A^{2/3} * N_c$ avec $r_0 = 1.22\ 10^{-13}$ cm^2 et N_c le nombre de noyaux cible.

cibles	^{84}Kr	^{58}Ni	^{40}Ar
^{9}Be	2.33	2.74	4.11
^{27}Al	2.09	2.35	3.93
^{58}Ni	1.97	2.20	3.60
^{181}Ta	2.09	2.28	3.63

Tableau 1 : *surface efficace (en unités 10^{-3}) pour des cibles de 10% de ralentissement (d'après [HUB80]) et des faisceaux de ^{86}Kr, ^{58}Ni et ^{40}Ar à 40 MeV/u.*

Un paramètre pouvant influencer le choix de la cible est la présence d'états de charge pour les faisceaux lourds tels que krypton (voir le paragraphe I 3 2. γ). La figure 27 montre les pourcentages d'états de charge des noyaux produits avec les 3 cibles étudiées en fonction du numéro atomique Z. Les proportions varient sensiblement suivant le nombre d'électrons des noyaux cible. Le choix de "l'état de charge de production" sur lequel on règle le spectromètre est donc fonction

de la nature de la cible (l'acceptance en moment de ce spectromètre est en effet trop faible pour pouvoir transmettre tous ces états de charge simultanément, d'où une perte de taux de production).

I 6. Conclusion et perspectives d'avenir.

L'étude des mécanismes de réaction d'ions lourds aux énergies intermédiaires est loin d'être exhaustive, et l'exemple du ^{86}Kr montre qu'une bonne connaissance de ces mécanismes est nécessaire si l'on veut pouvoir optimiser les taux de production de noyaux exotiques.

La poursuite de ces études, notamment sur le spectromètre à 0° LISE, est toute indiquée pour comprendre l'évolution des réactions entre l'argon et le krypton, et même au-delà, et tirer parti de ces connaissances pour mieux produire et par conséquent mieux étudier les noyaux exotiques.

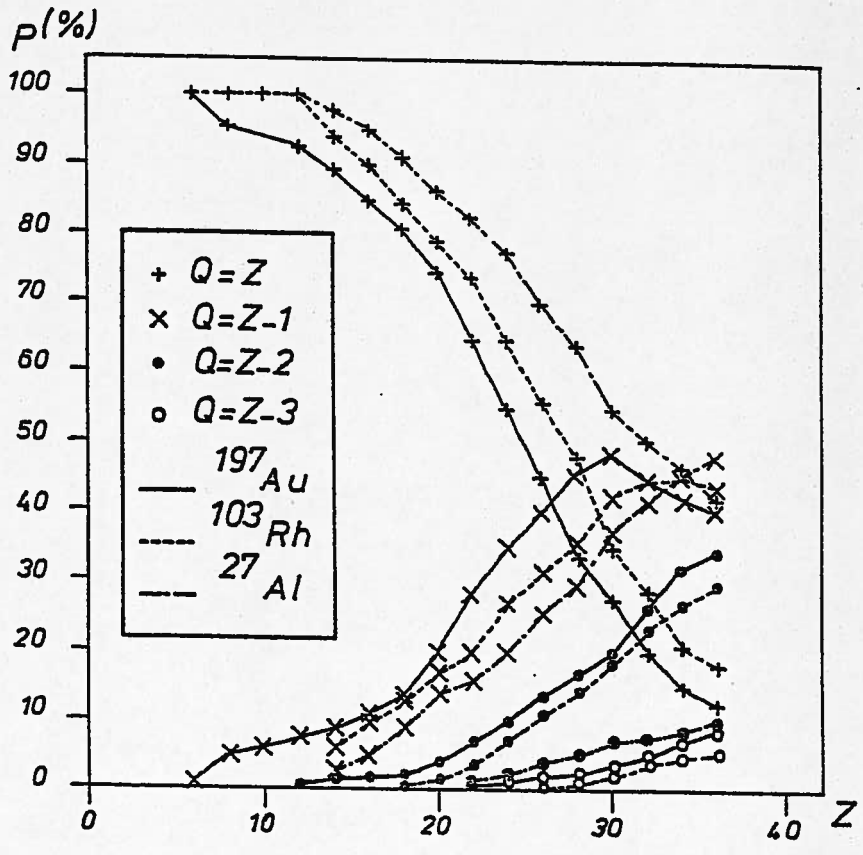


Fig. 27 : *Proportions d'états de charge pour les différentes valeurs de Z.*

Au niveau du GANIL, l'apparition de nouveaux faisceaux (notamment métalliques) disponibles bientôt sur les sources ECR permettra d'ajuster plus finement le choix du projectile.

D'autre part, la prochaine modification du rapport d'épluchage entre les 2 cyclotrons ("opération 2.5" ou encore "OAE") va permettre d'augmenter sensiblement l'énergie et l'intensité des faisceaux (au moins un facteur 10 en intensité). L'augmentation de l'énergie va conduire à des mécanismes plus soudains (très favorables pour la production de noyaux riches en neutrons), mais va également augmenter les taux de production grâce à l'emploi de cibles plus épaisses et à une focalisation accrue des fragments autour de 0°.

L'utilisation de réactions inverses telles que celle décrite précédemment (^{86}Kr

+ ^{27}Al) pour des projectiles encore plus lourds (^{132}Xe par exemple) avec des mécanismes de fusion incomplète ou de fission assymétrique va également être favorisée par l'augmentation de l'énergie (forte énergie d'excitation et focalisation vers l'avant).

Des modifications du spectromètre LISE sont en projet, comme par exemple la modification de l'angle d'incidence sur la cible (qui deviendrait réglable de 0° à 3°) permettant de s'affranchir des états de charge primaires du faisceau qui sont très intenses et très nombreux dans le cas de faisceaux lourds. Cette modification aura pour conséquences que d'une part le spectromètre pourra être réglé parfaitement sur le maximum des distributions en moment des noyaux (nous verrons par la suite que cela n'a pas toujours été le cas avec le ^{86}Kr), d'autre part la prise de temps du START pour la mesure du temps de vol pourra être effectuée juste derrière la cible par un détecteur à galettes à micro-canaux dont la résolution peut atteindre 100 ps [LUK86] (au lieu des 1 ns de la structure en temps du faisceau), et enfin une mesure précise du Bρ de *chaque* particule pourra être réalisée au plan focal intermédiaire grâce à une chambre à localisation. Ces 2 derniers dispositifs devront améliorer de manière importante l'identification des noyaux, chose indispensable avec des faisceaux lourds.

Mentionnons également le projet SIS/ESR [GSI87] en cours de réalisation à Darmstadt qui permettra de disposer de faisceaux d'ions lourds relativistes (>100 MeV/u) très favorables à la production de noyaux riches en neutrons.

II. CONSTRUCTION D'UN DETECTEUR DE COINCIDENCES β-NEUTRON.

II 1. Cahier des charges.

Les objectifs fixés lors de la conception de ce détecteur sont les suivants :

- Détection simultanée de β et de neutrons issus de la même désintégration.
- Géométrie proche de 4π autour d'un télescope E-ΔE servant à la fois à l'identification et à l'implantation des noyaux.
- Discrimination entre les γ et les neutrons.
- Bonne efficacité globale de la détection β-neutron.

II 2. Description et plan du détecteur.

En nous inspirant d'un dispositif construit par M. Langevin pour les expériences réalisées au CERN sur les isotopes alcalins [LAN84], nous avons séparé notre appareil en deux parties (fig. 28) :

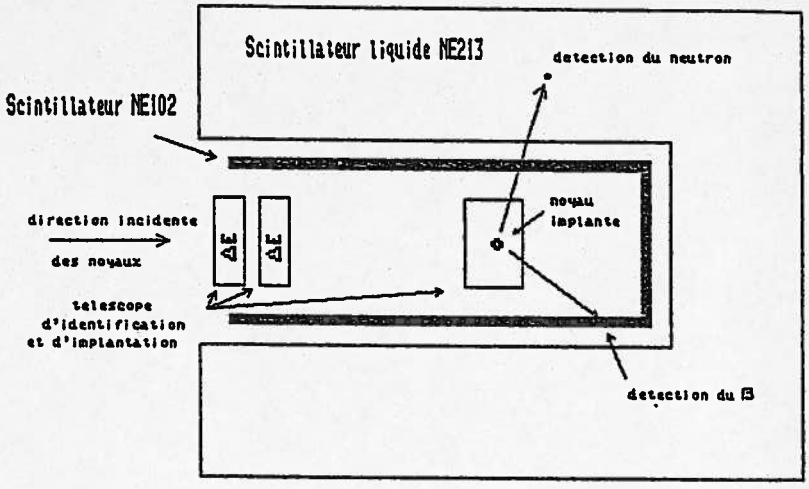


Fig. 28 : *Schéma de principe du détecteur β-neutron.*

- Détection des β par un scintillateur plastique du type NE102, de forme cylindrique (le diamètre intérieur étant suffisamment grand pour venir y loger le télescope de détection des particules).
- Détection des neutrons réalisée par le scintillateur liquide NE213 (connu pour sa bonne séparation γ-neutron) venant à son tour entourer la détection β.

II 2 1. *Détecteur de neutrons.*

Pour des raisons de facilité de construction et de montage, ce détecteur est composé de deux enceintes latérales et d'une enceinte arrière (photo 1). Chacune des deux enceintes latérales est équipée de deux fenêtres en verre d'un centimètre d'épaisseur, situées à 90° l'une de l'autre. L'étanchéité de ces fenêtres est réalisée à l'aide d'un cordon d'indium, insensible aux effets corrosifs du scintillateur liquide (les joints en élastomère sont rapidement attaqués et entrainent des fuites). L'enceinte arrière étant pourvue d'une fenêtre du même type, on obtient une géométrie proche de 4π comprenant 5 fenêtres destinées à recevoir des photomultiplicateurs de grand diamètre.

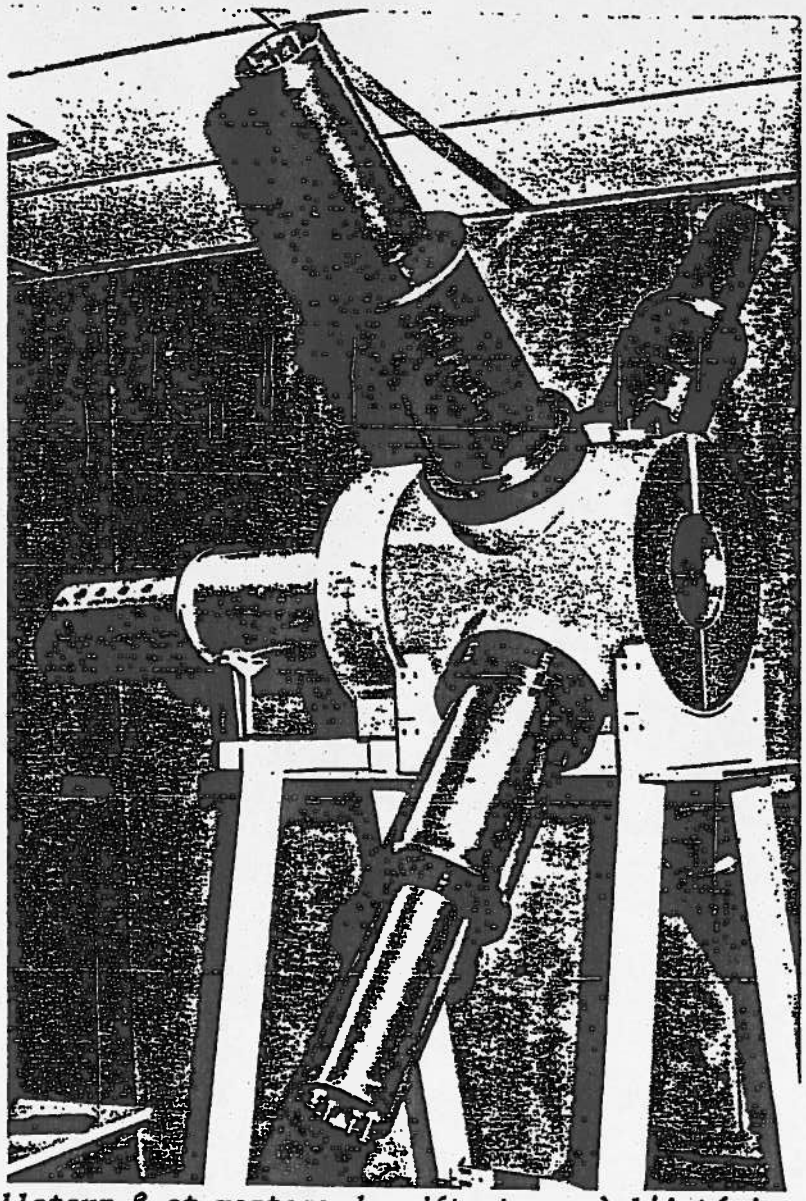
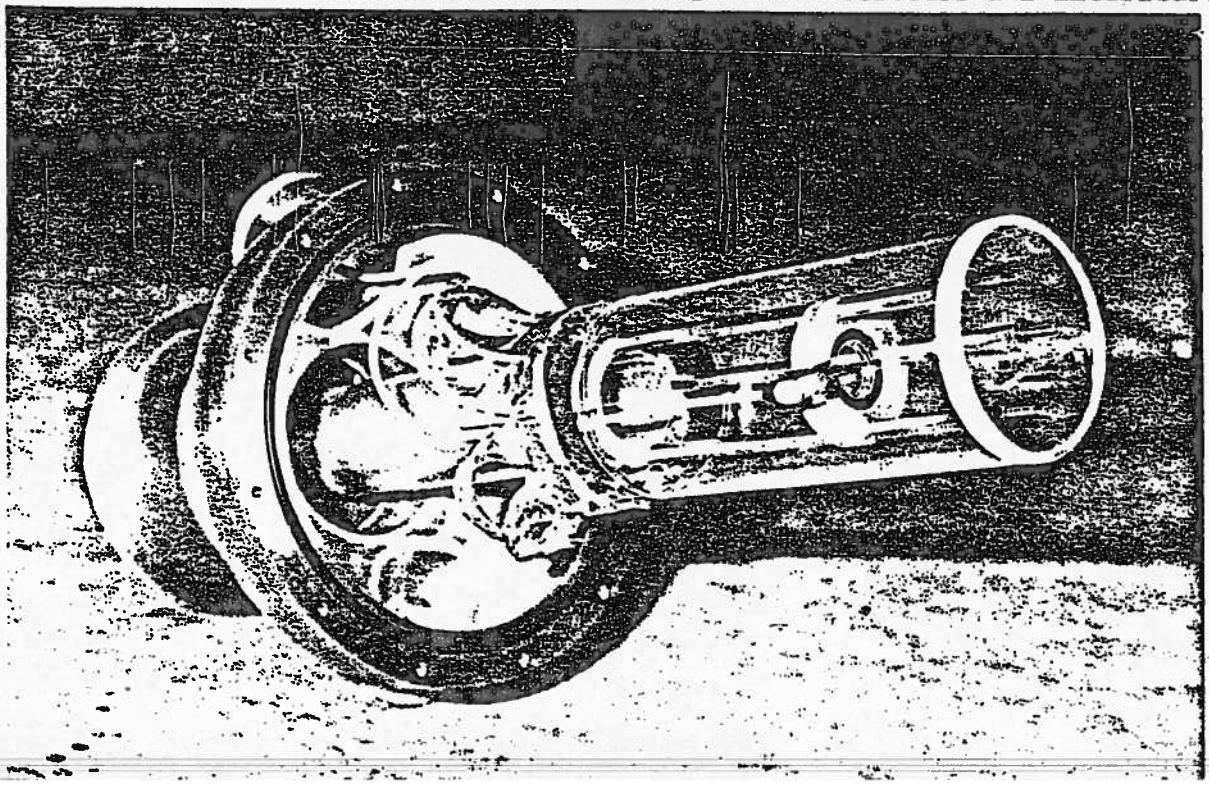


Photo 1 : *Détecteur de neutrons : 2 cuves latérales + 1 cuve arrière.*

Photo 2 : *Scintillateur β et montage des détecteurs à l'intérieur.*



L'intérieur du détecteur est équipé d'un disque (pour le fond) et de plusieurs cylindres de plomb assurant un blindage contre les γ. Le tout est monté sur un chassis métallique qui permet d'une part de positionner l'ensemble à la hauteur de l'axe du faisceau, et d'autre part de le retirer indépendamment du reste du détecteur grâce à des rails fixés au sol. Les montages et les démontages sont alors plus faciles et plus rapides.

II 2 2. *Détecteur β.*

Suivant le même souci d'efficacité géométrique maximale, le détecteur β est un cylindre de 3 millimètres d'épaisseur, fermé à une extrémité (épaisseur du fond : 1 cm).

Le guide de lumière a une forme compliquée : en effet, situé à l'autre extrémité du cylindre, il doit non seulement recueillir et rassembler les photons dans une faible section (vers un photomultiplicateur), mais il doit également laisser le champ libre au passage du faisceau, et surtout au montage et au démontage des jonctions silicium situées à l'intérieur. Enfin, c'est encore le guide de lumière qui assure le maintient mécanique du scintillateur. Cet ensemble (voir photo 2) a été réalisé par le service "STIPE" de Saclay.

II 2 3. *Montage de l'ensemble du détecteur.*

Le détecteur β et les jonctions silicium sont positionnés et maintenus à l'intérieur d'une enceinte à vide dont la bride d'entrée est raccordée à l'extrémité de la ligne LISE. Le système de fixation est isolant afin d'éviter des problèmes de bouclage de masse. L'extrémité de cette enceinte est de forme cylindrique et vient se loger à l'intérieur du blindage du détecteur neutron. Au niveau de la sortie du guide de lumière, l'étanchéité de l'enceinte est assurée par un joint torique comprimé à la fois sur le guide et sur un plan de joint qui lui est perpendiculaire. Ceci permet un montage du photomultiplicateur β totalement extérieur à l'enceinte.

La fixation du télescope (photo 2) se fait via un cylindre creux monté sur une plaque, et un jeu de 3 tiges en inox.Le point de fixation se trouve au niveau de la plaque de grand diamètre (14 cm) afin d'assurer un bon positionnement axial de l'ensemble. Le cylindre creux couvrant la distance du point de fixation au scintillateur permet d'une part de garantir le maximum de rigidité, et d'autre part d'éviter que les câbles du télescope viennent intercepter le passage du faisceau. Enfin, les 3 tiges vissées sur le cylindre permettent de positionner les jonctions formant le télescope grâce à des entretoises, à l'intérieur du scintillateur de détection β.

Ce montage, long d'environ 50 centimètres, est suffisamment rigide pour que la flèche imposée par son propre poids soit négligeable par rapport à la position

du point de focalisation sur le télescope. Il est d'autre part possible d' ajouter des collimateurs au point de fixation et également devant les jonctions.

II 3. Méthode de détection des neutrons.

La détection des neutrons est effectuée par le scintillateur liquide NE213, qui est un composé riche en hydrogène et en carbone (concentrations relatives $C_n H_{1.21n}$) fabriqué à base de xylène. C'est un scintillateur du type ternaire, car il possède un translateur de longueur d'onde qui est un soluté absorbant les photons émis dans le domaine UV par le scintillateur proprement dit, et qui les réémet dans le domaine visible : λ = 430 nm. Ceci permet d'utiliser un verre normal plutôt que du quartz pour les fenêtres et les photomultiplicateurs.

Le principe de la détection repose sur les fortes sections efficaces inélastiques $\sigma_{(n,X)}$: les neutrons créent des particules hadroniques de recul, alors que les γ diffusent élastiquement sur les électrons (effet Compton). La réponse du scintillateur est plus rapide dans le cas de l'excitation d'un électron que dans le cas d'un proton ou d'une particule hadronique. Ceci permet de distinguer, pour chaque impulsion de lumière, si elle provient du passage d'un γ ou d'un neutron.

Les photons produits sont détectés par les photomultiplicateurs XP2041, qui possèdent une grande photocathode (environ 11 cm de diamètre), et un grand gain électronique (14 dynodes). Le temps de montée du signal d'anode reflète directement le type d'excitation (électron ou proton) qui est à l'origine de l'impulsion de lumière. C'est l'analyse de ce temps de montée pour chaque évènement qui permet de discriminer les neutrons des γ (ainsi que du bruit thermique de la photocathode).

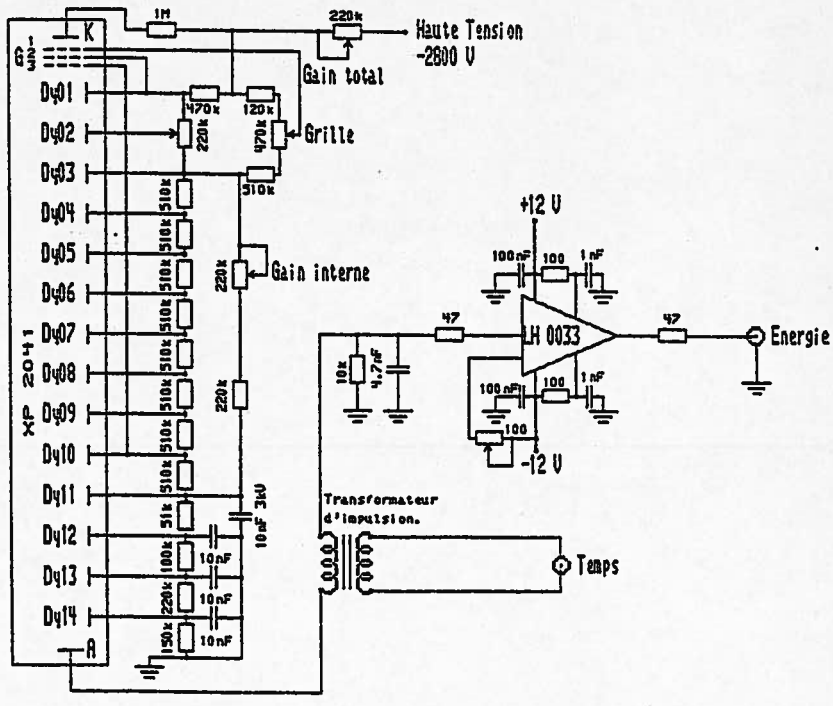


Fig. 29 : *Schéma des embases de photomulticateurs.*

II 4. Chaine électronique d'analyse.

Les photomultiplicateurs XP2041 ont été équipés d'embases (fig. 29)spécialement étudiées pour obtenir la meilleure réponse en temps possible [RAN83]. La chaine de discrimination γ-neutron se décompose en deux voies (fig. 30) :

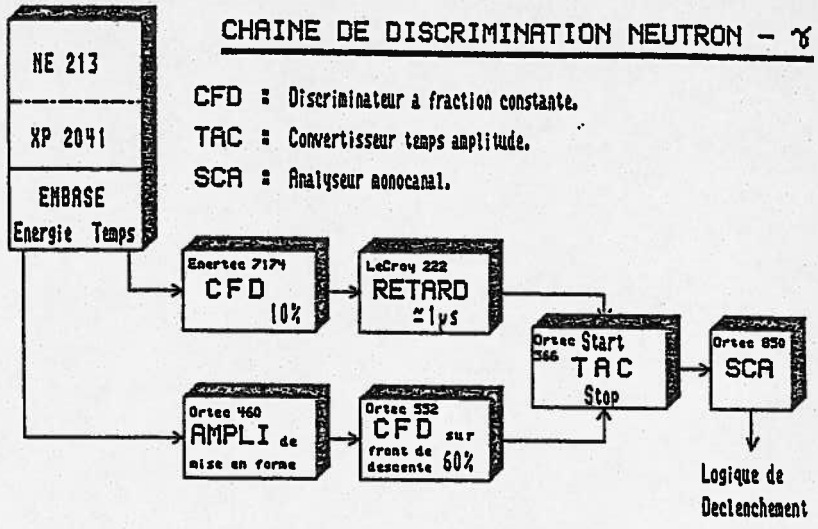


Fig. 30 : *Chaine électronique de discrimination γ-neutron.*

- Une voie 'temps' issue directement du signal d'anode, via un transformateur d'impulsion haute-fréquence. Ce signal vient déclencher un discriminateur à fraction constante, afin de fournir une impulsion logique de 'START' à l'entrée d'un convertisseur temps-amplitude ('TAC').

- Une voie 'énergie' issue du même signal d'anode, mais après une intégration par une cellule RC, et une modification de l'impédance grâce à un 'booster' 50 Ω (LH 0033) (voir le schéma des embases fig. 29). Cette intégration est nécessaire pour obtenir une bonne compensation du pôle zéro de l'amplificateur de mise en forme venant ensuite (ORTEC 460).

La constante d'intégration de cet amplificateur étant positionnée sur 40 ns, on obtient en sortie un signal pseudo-carré dont les temps de montée et de descente sont proportionnels au temps de montée du signal injecté.

Enfin, la sortie de l'amplificateur est traitée par un analyseur de forme, combiné d'un analyseur monocanal (ORTEC PSA/T-SCA N°552). Cet analyseur de forme n'est rien d'autre qu'un

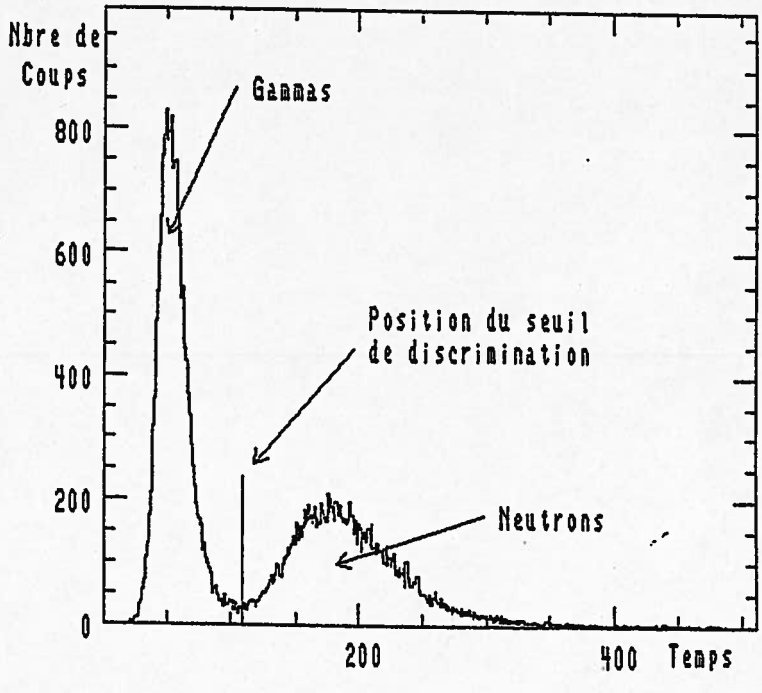


Fig. 31 : *Figure typique de séparation γ-neutron.*

discriminateur à fraction constante réglable de 10% à 90%, mais déclenchant sur un front de descente. La sortie de ce discriminateur effectue le 'STOP' du 'TAC' mentionné ci-dessus.

Ainsi, en positionnant le discriminateur de la voie 'énergie' sur une fraction plus importante que celle du discriminateur de la voie 'temps' (typiquement 60% contre 10%), le temps mesuré par le 'TAC' est directement proportionnel au temps de montée du signal issu de l'anode.
La fraction étant plus importante sur la voie 'STOP', les temps de montée les plus longs correspondent au temps mesurés les plus importants. En observant le spectre du 'TAC' à l'aide d'un analyseur multicanaux, on obtient une figure classique de séparation γ-neutron (fig. 31).

Il ne reste plus qu'à placer un analyseur monocanal (SCA) après le 'TAC' afin d'éliminer les γ et le bruit à l'aide d'un seuil bas.

II 5. Efficacité du détecteur de neutrons.

Comme nous l'avons vu précédemment, la détection des neutrons repose sur les sections efficaces $\sigma_{(n,X)}$ où X est une particule hadronique chargée. Le scintillateur liquide NE213 étant trés enrichi en carbone et en hydrogène (concentration : 4.82 10^{22} atomes $^1H/cm^3$), ce sont les sections efficaces $^1H(n,X)$ et $^{12}C(n,X)$ qui déterminent l'efficacité de la détection. Ces dernières sont portées sur la fig. 32 en fonction de l'énergie cinétique (la section efficace $^1H(n,X)$ est en pointillé).

On voit que $^1H(n,X)$ domine largement jusqu'à une énergie d'environ 20 MeV, où les interactions sur le carbone deviennent plus importantes. Toutefois, les neutrons émis lors d'une désintégration β^- ne peuvent pas avoir une énergie cinétique supérieure au Q_β, donc guère plus de 20 MeV. C'est donc la section efficace H(n,X) qui joue le rôle le plus important dans notre cas.

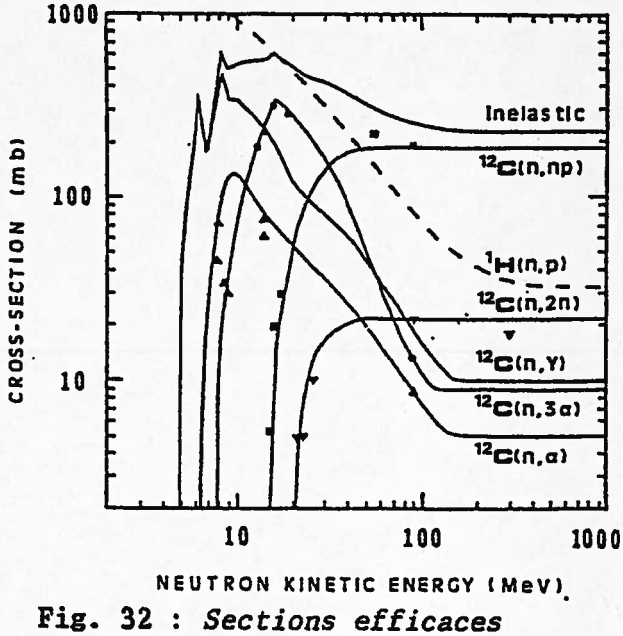


Fig. 32 : *Sections efficaces $^{12}C(n,x)$ et $^1H(n,x)$ en fonction de l'énergie des neutrons (d'après [CEC79]).*

Les courbes d'efficacité présentées sur la figure 33 ont été ajustées par les auteurs [CEC79] et correspondent à une épaisseur de 5.6 cm. Le paramètre le plus important est le seuil de détection qui est exprimé en MeV équivalent-électron. L'expression communément employée permettant de calculer ce seuil est

de la forme [CEC79] :

$$T_e = a_1 T_p - a_2 \left(1 - e^{-a_3 T_p^{a_4}}\right)$$

où T_e et T_p sont les énergies en MeV de l'électron et du proton, et $a_1 \ldots a_4$ des coefficients d'ajustement.

Pour le NE213 : $a_1 = 0.83$ $a_2 = 2.82$ $a_3 = 0.25$ $a_4 = 0.93$

Par exemple, un seuil de 3 MeV en protons correspond à un seuil de 1.08 MeV en électrons. Ces calculs permettent, comme on le verra par la suite, de calibrer le seuil de détection à l'aide de sources γ (excitation des électrons par effet Compton).

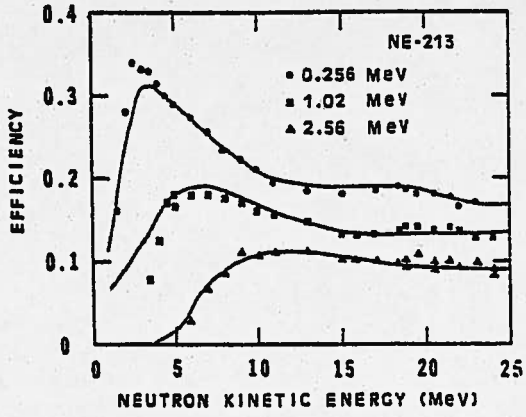


Fig. 33 : *Efficacités mesurées et calculées pour différents seuils équivalent-électron. ([CEC79]).*

Nous avons choisi d'imposer à notre détecteur une épaisseur de 9 cm, espérant ainsi atteindre une efficacité supérieure à 50% (en comptant un seuil équivalent-électron à peu près égal à 150 keV). Le volume total de scintillateur est alors de 30 litres.Afin d'augmenter encore l'efficacité, nous avons peint l'intérieur du détecteur avec une peinture blanche réfléchissante (oxyde de titane).

Des précautions importantes ont du être prises lors du remplissage des cuves : le produit est très volatile et inflammable, et les moindres traces d'oxygène peuvent nuire fortement au bon fonctionnement de la discrimination de forme. Nous avons donc injecté de l'azote gazeux dans le scintillateur avant de l'enfermer hermétiquement, sans oublier de laisser une bulle destinée à compenser le volume de dilatation thermique.

II 6. Premiers tests et mesures.

II 6 1. *Mesure de l'efficacité.*

Dans le planning de construction du détecteur, nous avons mis la priorité sur la cuve arrière, afin de pouvoir en disposer rapidement, et de 'dégrossir' les mises au point, modifications et adaptations éventuelles.

Nous disposons d'une source de neutrons de faible activité (environ 2000 neutrons/s dans un angle solide de 4π). Cette source est un mélange ^{9}Be - ^{241}Am dans lequel les α de 5.486 MeV émis par l'américium peuvent fusionner avec le ^{9}Be, formant ainsi un ^{13}C excité qui se désexcite (entre autre) en émettant un neutron. Bien sûr, la section efficace de fusion des α avec les ^{9}Be étant rela-

tivement faible, l'activité neutron est beaucoup moins importante que l'activité α, mais celle-ci ne traverse pas le blindage métallique de la source.

Les résultats obtenus en plaçant cette source à proximité et au centre de la cuve (géométrie proche de 2π) ont montré de manière très satisfaisante le bon fonctionnement du principe de détection (fig. 34). Le spectre du 'TAC' de discrimination γ-neutron montre une bonne séparation.

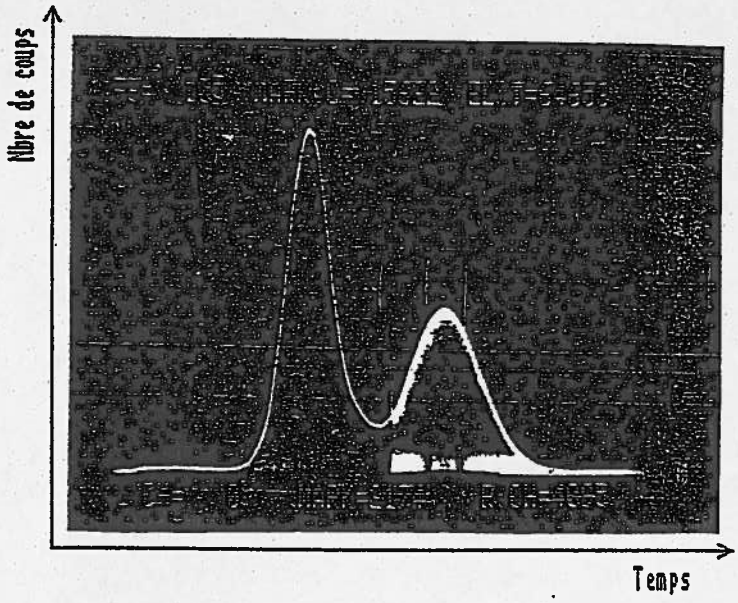


Fig. 34 : *Figure de discrimination γ-neutron avec la source Am-Be.*

Nous avons effectué une première mesure de l'efficacité en plaçant la source à une distance de 22 cm (fig. 35). Le spectre obtenu est présenté à la figure 36. On peut noter que la séparation γ-neutron a été améliorée en blindant la source avec une faible épaisseur de plomb (5 mm), empêchant ainsi les γ de 60 keV très abondants associés à la désintégration α de l'américium 241 de parvenir jusqu'au détecteur (le facteur d'atténuation est d'environ 80).

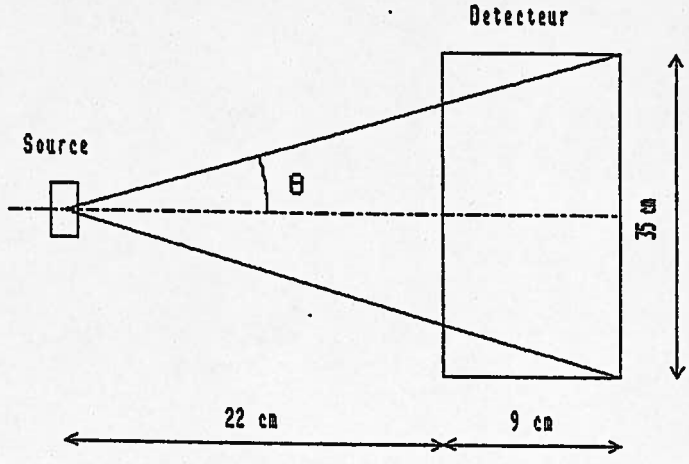


Fig. 35 : *Géométrie utilisée pour mesurer l'efficacité.*

Le diamètre de la cuve arrière étant de 35 cm, l'angle θ de détection est donc :

$$\theta = \text{Arctg}\ \frac{35/2}{31} = 29°4$$

L'angle solide correspondant est :

$$\Omega = 2\pi\,(1-\cos\theta) = 0.812\ \text{sr}$$

Donc le nombre de neutrons présents dans cet angle solide est :

$$2000\ \frac{\Omega}{4\pi} = 129.2\ \text{neutrons/s.}$$

L'intégration du pic des neutrons pendant 300 s donne 21666 coups, soit 72.2 coups/s, ce qui porte l'efficacité à une valeur de 55.9%.

II 6 2. *Calibration en énergie.*

Cette efficacité correspond à un seuil de détection en énergie de 90 mV. Afin de déterminer ce seuil en MeV équivalent-électron, nous avons calibré notre détecteur en énergie grâce à deux sources γ (^{60}Co et ^{137}Cs).

La désintégration β^- du ^{137}Cs est suivie d'une transition γ d'énergie 661 keV, et celle du ^{60}Co de deux transitions d'énergies respectives 1.17 MeV et 1.33 MeV. Les spectres d'énergie observés (fig. 37) à la sortie de l'amplificateur de mise en forme sont typiques de l'effet Compton. On peut montrer que la position à mi-hauteur de la bosse Compton (position des curseurs sur la figure) correspond au maximum de l'énergie transférée. Ce maximum est atteint lorsque les photons interagissant avec les électrons sont rétro-diffusés. La théorie relativiste permet de calculer ce transfert :

$$T_{max} = h\nu_0 \left(1 - \frac{1}{1 + 2\,\frac{h\nu_0}{m_e c^2}} \right)$$

où $h\nu_0$ désigne l'énergie du photon incident et $m_e c^2$ la masse au repos de l'électron.

Pour le ^{137}Cs, on trouve T_{max} = 477 keV et pour le ^{60}Co, une moyenne effectuée sur les deux raies donne : T_{max} = 1038 keV.

Les positions du curseur pour les deux sources correspondent respectivement à des signaux de 887 mV et 1914 mV. On obtient ainsi un étalonnage en énergie au

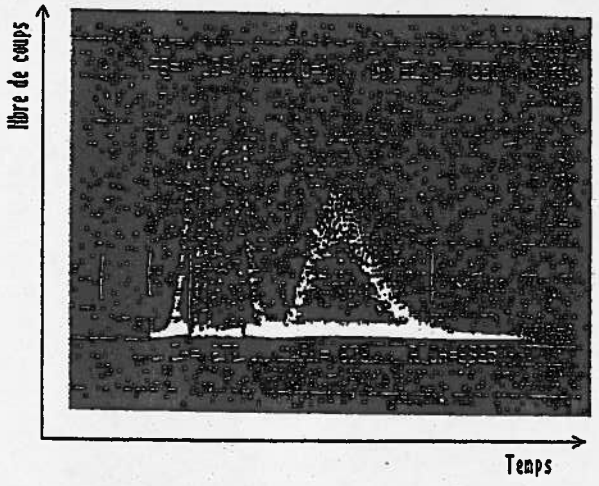


Fig. 36 : *Figure de discrimination γ-neutron pour la mesure de l'efficacité.*

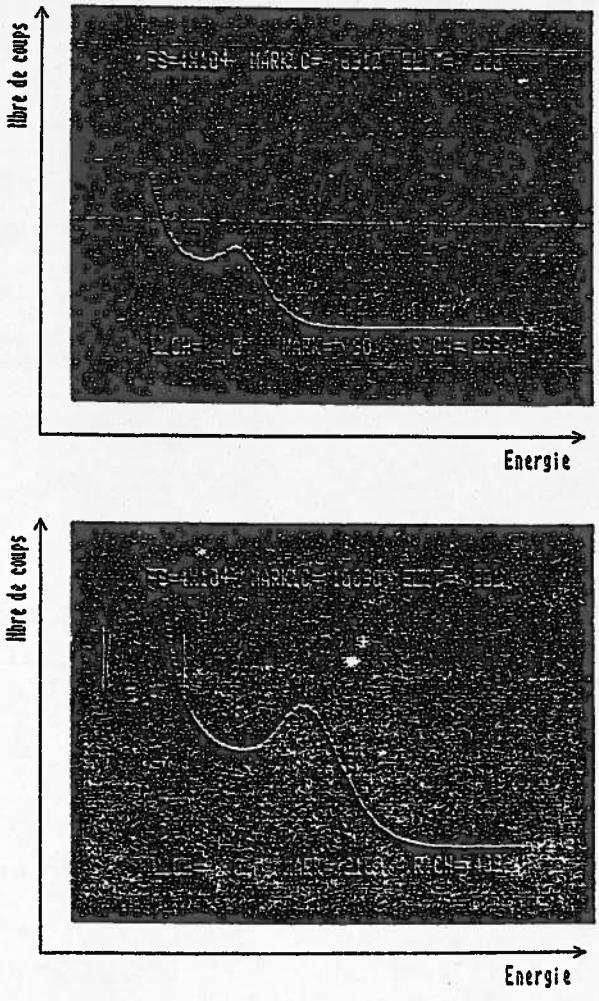


Fig. 37 : *Spectres d'énergie obtenus avec une source de ^{137}Cs (en haut) et de ^{60}Co (en bas).*

premier ordre qui permet de calculer un seuil de détection de 51 keV équivalent-électron. On procède ensuite au calcul du seuil correspondant pour les protons (T_p) par une dichotomie effectuée sur la formule du paragraphe II 5., donnant : T_p = 418 keV.

II 6 3. *Comparaison efficacité mesurée - efficacité prévue.*

On peut évaluer, à partir de considérations simples, la gamme d'énergie d'émission des neutrons par la source Am-Be :
La réaction complète peut s'écrire :

$$^{241}Am \longrightarrow {}^{237}Np + \alpha\ (5.486\ MeV) + \gamma\ (60\ keV)$$

puis :

$$^{9}Be + \alpha\ (5.486\ MeV) \rightarrow {}^{13}C^* \longrightarrow \begin{cases} {}^{12}C + n + \gamma \\ {}^{12}C + n \end{cases}$$

On calcule l'énergie d'excitation du ^{13}C :

$$E^*_{^{13}C} = {}^{9}Be + \alpha + 5.486\ MeV - {}^{13}C = 16.1\ MeV$$

puis :

$^{13}C^* \longrightarrow {}^{12}C + n + E_d$ où E_d désigne l'énergie disponible après la désintégration.

$$E_d = {}^{13}C + E^*_{^{13}C} - {}^{12}C - n = 11.2\ MeV$$

Si le ^{12}C est dans son état fondamental après la désintégration, l'énergie d'émission du neutron est de 11.2 MeV. Toutefois, d'autres niveaux du ^{12}C peuvent être peuplés, entrainant soit l'émission de γ, soit une désintégration 3α [AJZ85]. La figure 38 représente le spectre mesuré de l'énergie d'émission des neutrons, qui s'étend effectivement jusqu'à 11 MeV. Ce spectre est continu car les pics correspondants aux différents niveaux du ^{12}C sont décalés et élargis par la cinématique des réactions.

Il faut noter que le peuplement des niveaux excités du ^{12}C entraine l'émission de γ *en coincidence* avec l'émission de neutrons.

Si on compare les données déterminées précédemment - seuil équivalent-électron de 51 keV et gamme d'énergie d'émission des neutrons de 0 à 11 MeV - avec les résultats présentés sur la figure 33 (paragraphe II 5.), on peut voir que la valeur d'efficacité mesurée (56%) est en bon accord avec les

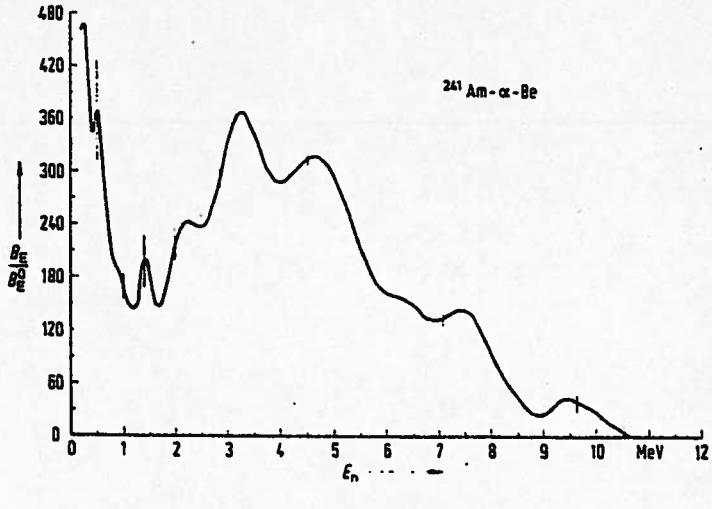


Fig. 38 : *Spectre de l'énergie d'émission des neutrons émis par la source Am-Be.*

prédictions, en tenant compte de la différence d'épaisseur entre notre système de détection (9 cm) et celui utilisé dans la figure (5.6 cm). On voit également qu'en baissant le seuil de détection jusqu'à 25 keV équivalent-électron, on peut espèrer porter l'efficacité à une valeur d'environ 70% (au détriment de la séparation bien sûr).

II 7. Détection de coincidences γ-neutron.

Ayant pu disposer du scintillateur β et de l'enceinte à vide avant les parties latérales du détecteur neutron, nous avons voulu tester la détection de coincidences. Les sources β-neutron n'existant pas (les temps de vie des noyaux émetteurs sont trop courts), nous avons eu l'idée de détecter les γ émis en coincidence par le ^{12}C (voir le paragraphe précédent). Nous avons placé les deux dispositifs à 180° l'un de l'autre, de part et d'autre de la source Am-Be.

Du point de vue électronique, la voie β est constituée d'une base classique pour le photomultiplicateur XP2020, suivie par une prise de temps située sur l'anode. La sortie du discriminateur à fraction constante est ensuite retardée afin d'être en temps avec la sortie de la voie neutron (analyseur monocanal 'SCA'). La coincidence est observée en déclenchant un convertisseur temps-amplitude ('TAC') avec les sorties des deux voies (la voie neutron étant sur le 'START').

Nous avons vérifié la provenance physique des coincidences observées en plaçant un blindage de plomb entre la source et le scintillateur β. Les taux de comptage étaient respectivement :

- Sans blindage : 10.95 coups/minute.
- Avec un blindage de 5 cm d'épaisseur : 1.05 coups/minute

soit un facteur d'atténuation environ égal à 10.

D'autre part, la couche de demi-absorption du plomb pour des rayons γ d'énergie comprise entre 4 MeV et 10 MeV est à peu près égale à 15 g/cm^2, soit une épaisseur de 1.32 cm. Une épaisseur de 5 cm atténue donc les rayons γ d'un facteur : $2^{5/1.32} \simeq 14$.

Compte tenu de la faible épaisseur (3 mm) du scintillateur β et des formes brisées des parcours optiques (voir photo 2), nous avons amélioré l'efficacité en gainant l'ensemble guide de lumière - scintillateur avec une feuille d'aluminium. Nous avons également refroidi la photocathode du photomultiplicateur afin de réduire le bruit thermique.

Nous avons conçu et réalisé à cet effet un automate de régulation, dont la sonde est un thermocouple cuivre-constantan (dont nous avons approximé localement la

caractéristique à une droite). Cet automate permet de commander un dispositif suivant un cycle analogue à celui d'hystérésis défini par un seuil bas et un seuil haut.La place disponible autour de la photocathode étant assez faible, elle est refroidie en injectant de l'azote liquide par l'intermédiaire d'un capillaire en plastique. La commande de l'automate agit sur une électro-vanne qui régule ainsi la pression d'injection, et donc la température (fig. 39). Les quelques essais que nous avons effectué ont montré une grande efficacité sur la réduction du bruit de fond : atténuation d'un facteur 20 entre la température ambiante (~18°) et 0°C. Toutefois, l'inertie thermique due à l'isolement (dans le vide) et à l'environnement de la photocathode entraine un retard d'environ 2 heures entre la mise en route du système et l'effet constaté.

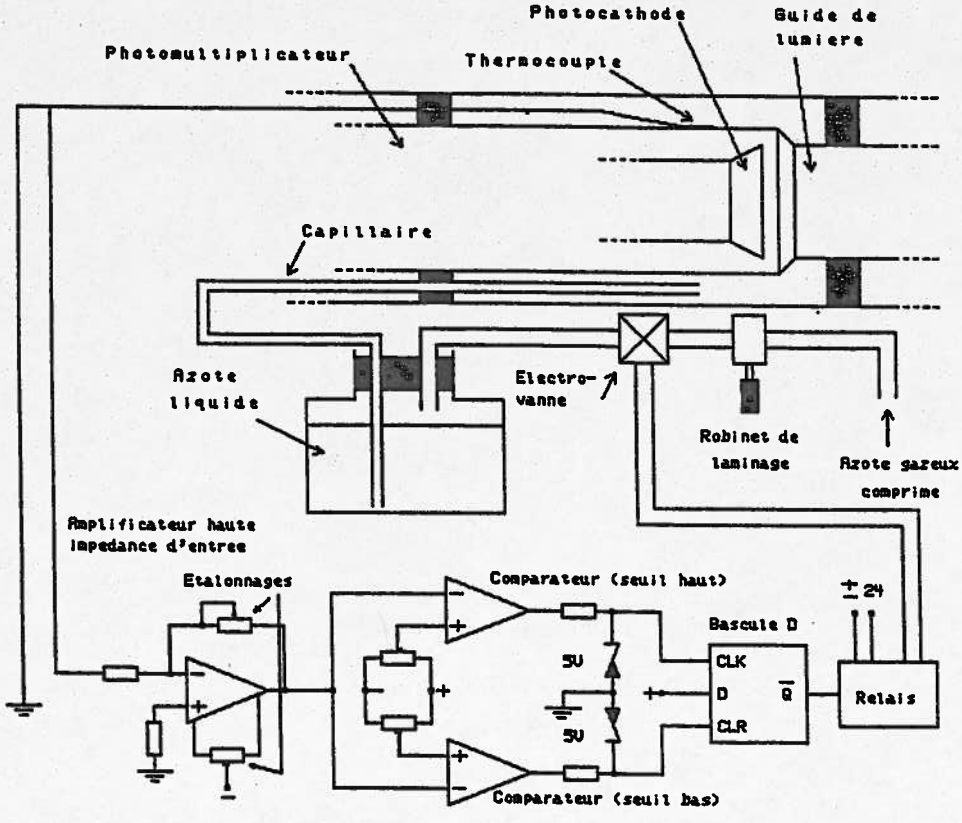


Fig. 39 : *Automate de régulation de la température du photomultiplicateur de détection β.*

II. INSTALLATION ET DEROULEMENT DE L'EXPERIENCE.

Lors de cette expérience, nous avons pu identifier, puis mesurer les temps de vie de noyaux riches en neutrons par le procéssus d'émission de neutrons différés (désintégration β-neutron). Ces noyaux ont été produits par fragmentation d'un faisceau de ^{86}Kr à 43 MeV/A sur une cible de tantale.

II 1. Installation du détecteur.

II 1 1. *Blindages.*

Comme on a pu le voir au chapitre I (paragraphe I 2 1.), la salle D4 de la ligne LISE est séparée de la cible et de l'arrêt de faisceau par un mur de béton destiné à limiter fortement les rayonnements et particules directement issus du faisceau incident. Toutefois, les mesures effectuées, notamment lors d'une précédente expérience avec un faisceau d'^{18}O à 65 MeV/A, ont montré qu'un grand nombre de γ "durs" et de neutrons thermalisés parviennent jusqu'aux détecteurs de la salle D4. Une décroissance de thermalisation de ces neutrons juste après la coupure du faisceau a également été observée. D'autres mesures (avec d'autres faisceaux et dans d'autres salles) ont permis de dégager les caractéristiques suivantes :

- La propagation des neutrons thermalisés a un caractère isotrope (à cause de phénomènes de multi-rebonds).
- Les temps de thermalisation sont typiquement de l'ordre de quelques millisecondes.
- Les γ sont émis beaucoup plus rapidement en une sorte de "flash".
- L'intensité de ces deux émissions (γ et neutron) est très dépendante de l'énergie et de la nature du faisceau incident, et de la géométrie des salles : les intensités les plus faibles et les projectiles les plus lourds conduisent à une activité plus faible (elle est bien évidemment directement proportionnelle à l'intensité de ces faisceaux).

L'ensemble de ces considérations a motivé la construction d'un blindage hautement efficace contre les γ et les neutrons précités. Le "château de béton" (photo 3) est constitué de blocs d'un mètre d'épaisseur, sur lesquels nous avons fixé des plaques de cadmium (sur les faces internes), qui possèdent une grande section efficace de capture des neutrons lents (conversion en γ). L'avant du château (entrée du faisceau) est blindé par de petits blocs de paraffine borée. Le taux de bruit de fond que nous avons observé était de 10 neutrons/s avec un faisceau de 100 nAe de ^{86}Kr stoppé dans la salle D3.

II 1 2. *Télescope d'identification et d'implantation.*

L'identification du numéro atomique des noyaux est assurée par une mesure de perte d'énergie. Afin de pouvoir effectuer une mesure redondante, nous avons

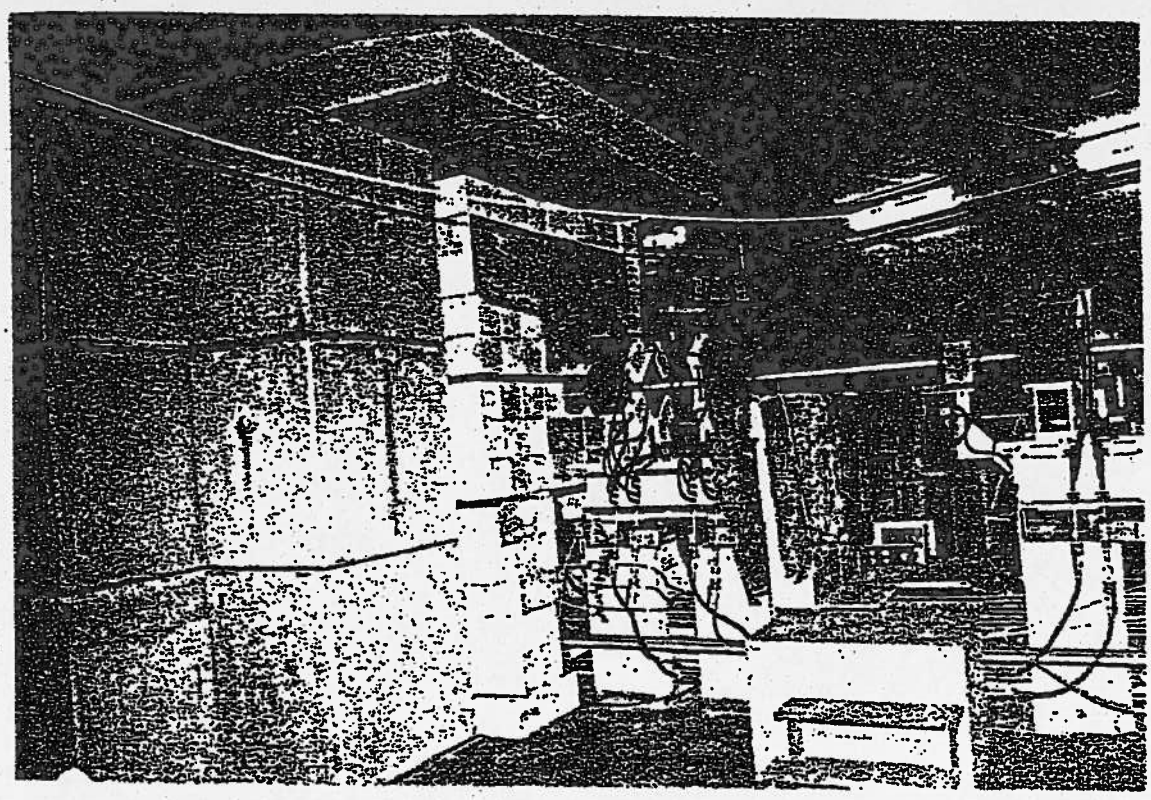


Photo 3 : *Blindage du détecteur β-neutron situé au point image de LISE.*

monté deux jonctions silicium de 300 µm d'épaisseur. Ces détecteurs ΔE fournissent également deux informations de temps qui permettent d'avoir des mesures indépendantes du temps de vol. Ces précautions sont particulièrement nécessaires avec un faisceau de ^{86}Kr si on veut conserver une bonne séparation des numéros atomiques jusqu'à Z=36.

Nous avons placé ces deux jonctions à l'extérieur du scintillateur β pour qu'elles ne fassent pas d'ombre (voir fig. 40), car les noyaux que nous avions choisi d'étudier n'y étaient pas stoppés. Les deux jonctions silicium suivantes ont comme épaisseurs respectives 1000 µm et 4000 µm, et ceci pour 2 raisons :

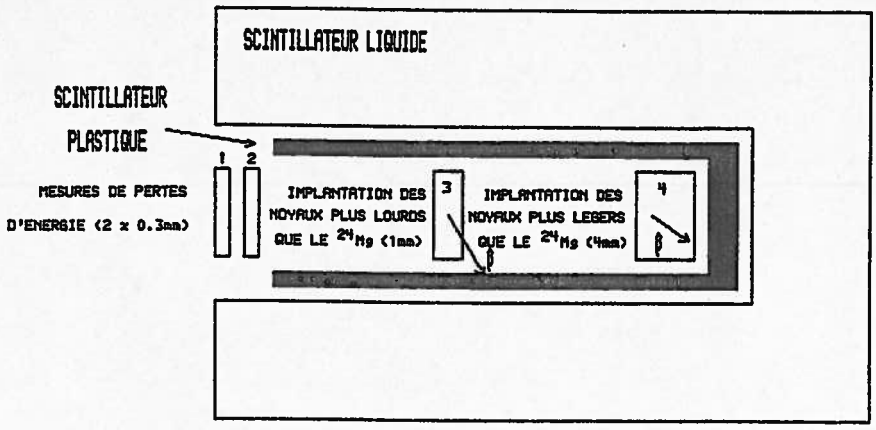


Fig. 40 : *Montage du télescope dans le détecteur β-neutron.*

- Nous voulions avoir une bonne détermination de l'énergie cinétique des noyaux (pour l'étude des mécanismes nucléaires à 0°), sans utiliser le détecteur de 4000 µm qui comporte une zone morte importante. Le parcours d'un noyau de ^{24}Mg à 43 MeV/A est à peu près de 1600 µm de silicium. Grâce à l'adjonction du détecteur de 1000 µm, tous les noyaux plus lourds sont donc stoppés dans les 3 premières jonctions.

- Nous voulions également implanter des noyaux plus légers que le ^{24}Mg afin de les étudier. Nous avons donc monté le détecteur de 4000 µm au fond du scintillateur. Comme on le verra par la suite, nous avons également utilisé cette jonction pour détecter les β émis par les noyaux implantés à l'intérieur, augmentant ainsi, malgré l'ombre produite, l'efficacité de détection des β grâce à sa forte épaisseur.

II 2. Electronique et acquisition.

II 2 1. *Logique de détection.*

Les noyaux émetteurs β-neutron que nous avons choisi d'étudier ne sont pas produits à des taux très importants (typiquement de l'ordre de quelques coups par seconde). Notre philosophie de détection est donc d'observer la désintégration de *chacun* des noyaux immédiatement après son identification et son implantation. Nous avons mis au point à cet effet une "décision prioritaire d'identification" qui entraine simultanément :

- Un ordre de coupure momentanée du faisceau incident.
- Un basculement qui autorise l'acquisition des données mesurées par le détecteur de coincidences β-neutron.
- La remise à zéro et le départ d'une horloge (étiquetée "RAD").

Après un temps court d'observation (dont la durée dépend de la gamme de période de décroissance recherchée), le faisceau incident est rétabli sur la cible et l'acquisition

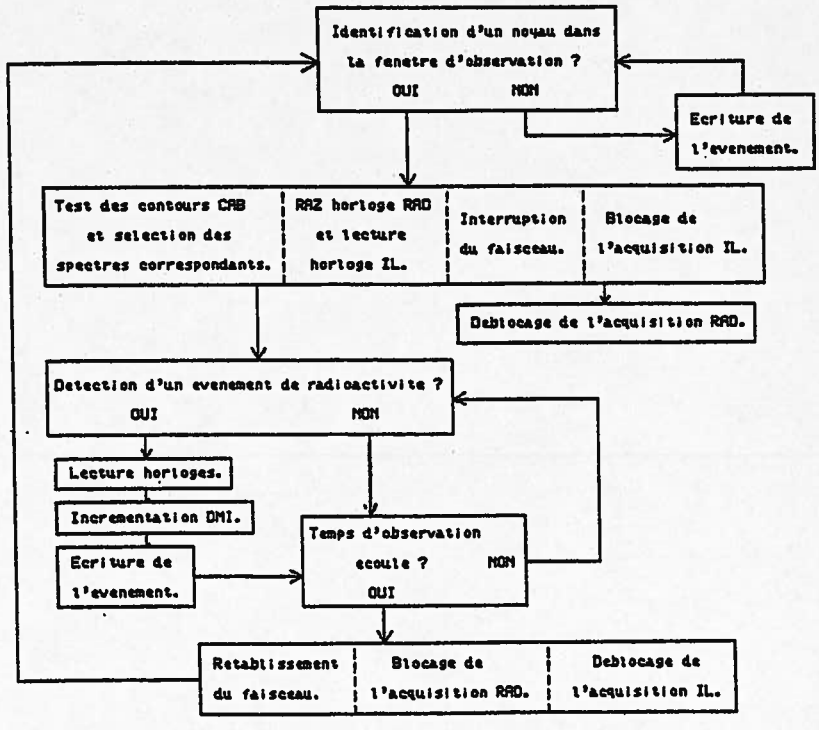


Fig. 41 : *Organigramme de fonctionnement de l'acquisition.*

des données rebascule sur l'identification des noyaux.
Cette méthode présente de nombreux avantages (l'organigramme de fonctionnement est présenté à la figure 41):

- La détection des coincidences β-neutron est très "propre" car elle n'a lieu qu'en l'absence de faisceau incident, donc sans bruit de fond direct et sans qu'aucun noyau supplémentaire ne puisse être implanté pendant l'observation (la seule composante qui pourrait être gênante est la thermalisation des neutrons directs, mais celle-ci est éliminée par les blindages).

- La détermination de la provenance des coincidences est dénuée de toute ambiguité puisqu'elle résulte de l'identification précise d'un noyau. Il s'agit en fait d'une triple coincidence différée noyau-β-neutron.

- Enfin, cette méthode permet de mesurer les temps de vie de plusieurs noyaux *simultanément* : en effet, comme l'identification d'un noyau intéressant est automatiquement suivie d'un arrêt du faisceau, la coincidence observée ne peut provenir que de ce noyau. Autrement dit, l'ordre chronologique des événements physiques enregistrés permet de regrouper les désintégrations et les noyaux associés.

III 2 2. *Identification rapide et électronique.*

L'identification la plus simple et la plus rapide que l'on puisse envisager avec le spectromètre LISE est basée sur une mesure de perte d'énergie et de temps de vol. En effet, les noyaux qui sont refocalisés au point image ont tous la même rigidité magnétique (Bρ), donc le même rapport Av/Z en supposant que Q=Z (voir les formules d'identification au paragraphe I 2 2.). Dans ces conditions, le temps de vol est une mesure du rapport $\frac{\text{masse}}{\text{numéro atomique}} \left(=\frac{A}{Z}\right)$.

D'autre part, la perte d'énergie d'un noyau est principalement déterminée par son numéro atomique Z. Une représentation bidimensionnelle de ces deux paramètres permet donc de séparer les différents noyaux (fig. 42).

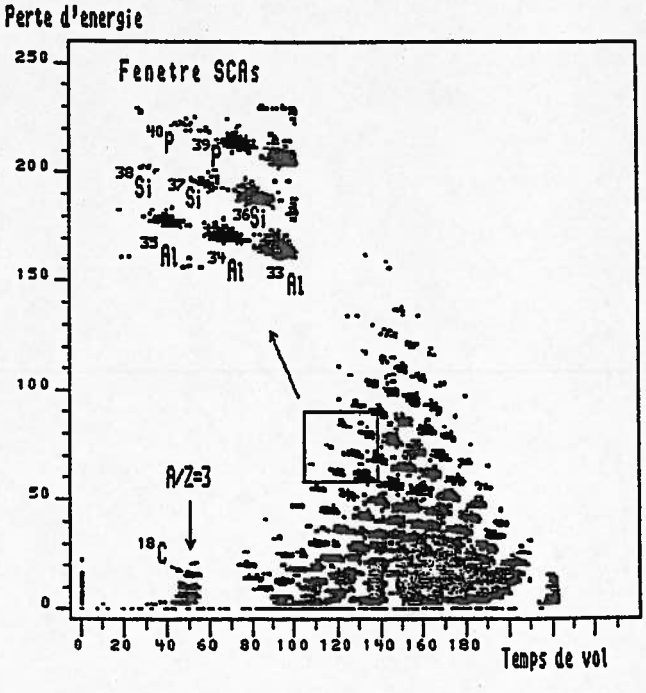


Fig. 42 : *Représentation bidimensionnelle utilisée pour sélectionner les noyaux étudiés.*

Du point de vue électronique, cette sélection est obtenue en utilisant deux

analyseurs monocanal qui, à l'aide des seuils bas et haut, viennent encadrer une zone intéressante par une fenêtre.

Le schéma de l'électronique est donné à la figure 43. On peut la diviser en 6 sous-groupes :

- L'électronique analogique du compteur β-neutron.
- L'électronique analogique du télescope.
- La décision prioritaire d'identification.
- Les horloges.
- L'acquisition liée au compteur β-neutron (RAD).
- L'acquisition liée au télescope (IL).

α) L'électronique analogique du compteur β-neutron est composée essentiellement de 5 chaines de discrimination γ-neutron identiques à celles décrites dans le chapitre précédent (paragraphe II 4.).

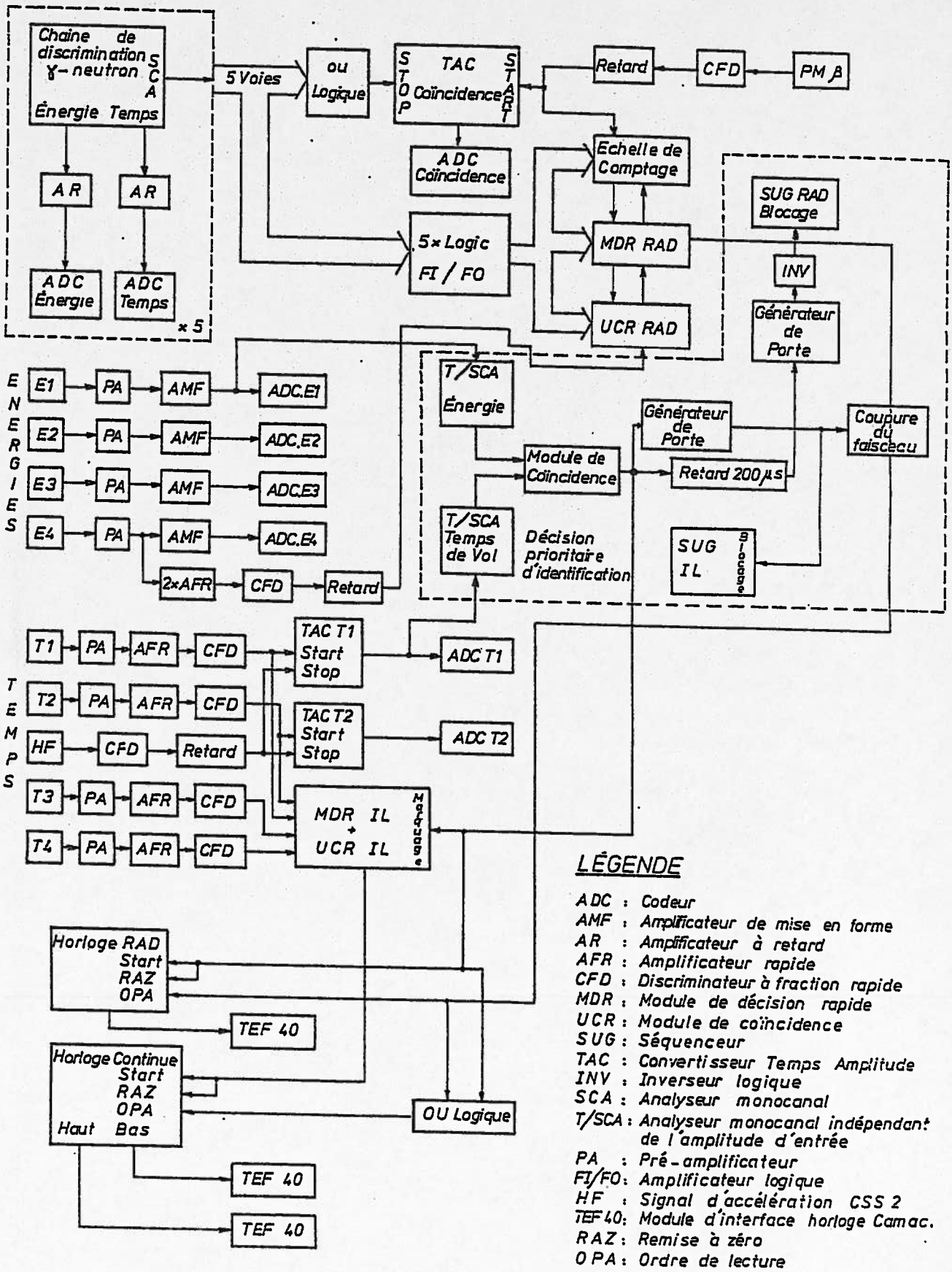
Nous avons choisi d'enregistrer les informations des voies temps et énergie de ces chaines afin de pouvoir modifier les seuils à volonté lors de l'analyse des données hors ligne. Les 10 amplificateurs à retard sont donc destinés à mettre en temps ces informations par rapport à la fenêtre d'acceptation des codeurs. Les 5 sorties logiques des chaines d'analyse sont sommées et viennent déclencher le "STOP" du convertisseur temps-amplitude de mesure des coincidences.

La voie β injectée sur le "START" est retardée afin de compenser le temps d'analyse γ-neutron. Cette information est également codée afin d'avoir la possibilité d'éliminer les coincidences fortuites ultérieurement.

β) Les signaux provenant des quatres jonctions formant le télescope sont préamplifiés en tension vers les voies "temps", et en charge vers les voies "énergie". Les signaux "temps" sont amplifiés localement (i.e. dans la salle D4 de LISE) par des amplificateurs rapides, et déclenchent ensuite les prises de temps (CFD).

Les signaux "énergie" sont pré-amplifiés avec une constante de temps suffisamment longue (quelques μs) pour avoir une bonne compensation du pôle zéro des amplificateurs de mise en forme. La sortie de ces amplificateurs est directement injectée à l'entrée des codeurs.

La mesure du temps de vol est effectuée sur les prises de temps des deux premières jonctions. Le fait d'utiliser le signal HF du deuxième cyclotron (donnant un temps équivalent à l'instant d'impact des paquets d'ions sur la cible) comme "STOP", inverse la mesure mais permet de ne déclencher le convertisseur temps-



LÉGENDE

ADC : Codeur
AMF : Amplificateur de mise en forme
AR : Amplificateur à retard
AFR : Amplificateur rapide
CFD : Discriminateur à fraction rapide
MDR : Module de décision rapide
UCR : Module de coïncidence
SUG : Séquenceur
TAC : Convertisseur Temps Amplitude
INV : Inverseur logique
SCA : Analyseur monocanal
T/SCA : Analyseur monocanal indépendant de l'amplitude d'entrée
PA : Pré-amplificateur
FI/FO : Amplificateur logique
HF : Signal d'accélération CSS 2
TEF 40 : Module d'interface horloge Camac.
RAZ : Remise à zéro
OPA : Ordre de lecture

Fig. 43 : *Schéma de l'électronique et de l'acquisition.*

amplitude que lorsqu'un noyau a effectivement été détecté par le télescope.

D'autre part, afin d'augmenter l'efficacité de détection des β, une voie "temps" très sensible (deux amplificateurs rapides en cascade) a été ajoutée sur la quatrième jonction.

γ) La décision prioritaire d'identification portant sur la perte d'énergie dans la première jonction et sur le temps de vol, est constituée de deux analyseurs monocanals précédés de discriminateurs à fraction constante (timing-SCA), qui rendent la sortie de ces modules indépendante en temps de l'amplitude des signaux d'entrée.

Une coincidence rapide permet ensuite de créer la fenêtre d'observation. Un premier générateur de porte (créneau logique) commande la coupure du faisceau (au niveau de la source d'ions), et le blocage de l'acquisition du télescope (SUG IL).

Afin d'être sûr qu'aucun faisceau n'est présent sur la cible lorsqu'on libère l'acquisition du compteur β-neutron, le deuxième créneau autorisant cette acquisition (SUG RAD) est généré 200 µs plus tard, temps supérieur au temps de vol des ions depuis la source jusqu'à la cible.

Enfin, le marquage d'un bit du registre de coincidence "ions lourds" (UCR IL) permet de repérer sans ambiguité les noyaux situés à l'intérieur de la fenêtre d'observation.

δ) Nous avons installé deux horloges : l'une baptisée "RAD" destinée à mesurer directement les temps de désintégration, et une autre continue permettant d'effectuer ultérieurement tous les recoupements possibles.

Compte tenu de la gamme de temps des périodes que nous voulions observer (dizaines de ms), nous avons selectionné un pas de 100 µs pour l'horloge "RAD", ce qui sur 12 bits autorise une période d'observation de 400 ms. L'horloge continue est en fait composée de deux horloges de 12 bits en série, le pas de celle de poids faible étant également de 100 µs.

La remise à zéro (RAZ) et le démarrage de l'horloge "RAD" est effectué à chaque identification d'un noyau dans la fenêtre d'observation. Ensuite, tout événement issu du détecteur β-neutron commande un ordre de lecture (OPA). L'horloge continue n'est initialisée qu'à chaque démarrage de l'acquisition, et elle est lue à chaque événement (qu'il provienne du télescope ou du détecteur β-neutron).

ε) La signature des coincidences β-neutron est directement effectuée par le

module de décision rapide de l'acquisition "RAD" (MDR RAD). Ce module est pourvu de huit entrées logiques et permet de repérer ou d'ignorer les événements suivant les combinaisons présentes sur ces entrées. Nous avons défini trois types d'événements :

- Détection d'un neutron sur une voie au moins.
- Coincidence β-neutron avec un β détecté dans le scintillateur NE102.
- Coincidence β-neutron avec un β détecté dans la quatrième jonction.

Nous avons réglé la fenêtre temporelle de coincidence à 500 ns afin de compenser les décalages entre les cinq voies neutron et les deux voies β . Bien évidemment, la gamme du "TAC" de coincidence a été également positionnée sur 500 ns.

D'autre part, le marquage des sept entrées logiques (5 neutron et 2 β) est assuré par le registre de coincidence (UCR RAD), afin de pouvoir repérer les voies touchées pour chaque événement.

ζ) L'acquisition liée au télescope (étiquetée "Ions Lourds") est composée des mêmes types de modules (codeurs, MDR IL, UCR IL et SUG IL). Le module de décison rapide est déclenché par la présence d'un signal sur l'une ou l'autre des deux premières jonctions.

Deux autres types d'événements servent à contrôler la résolution en temps des paquets d'ions incidents d'une part, et les dérives de gain des amplificateurs d'autre part :

- En détectant les neutrons directs émis lors de l'arrêt du faisceau principal dans le premier dipôle à l'aide d'un petit scintillateur muni d'un photomultiplicateur placé devant l'arrêt de faisceau de ce dipôle, et en comparant ce signal au signal HF avec un "TAC", on peut suivre la résolution et les éventuels décalages en temps de la micro-structure du faisceau (cette résolution dépend des réglages de l'accélérateur et est en général comprise entre 500 ps et 2 ns).

- Un générateur de précision est distribué sur toutes les voies énergie du télescope et envoie une impulsion toute les secondes, afin de pouvoir éventuellement corriger les dérives électroniques, ou tout simplement les changements de gain.

III 2 3. *Interfaçage avec le traitement et l'enregistrement des données.*

Tous les modules constituant les deux acquisitions sont reliés à un bus CAMAC contrôlé par un contrôleur de branche. Cet ensemble est piloté par un microprocesseur CAB (CAmac Booster de l'école Polytechnique) qui réalise l'interfaçage avec l'ordinateur de traitement MODCOMP (Classic 16). Ce microproces-

seur assure plusieurs fonctions, qui sont choisies et définies à l'aide d'un programme écrit en assembleur :

- Tampon d'entrée des événements constitué d'une pile FIFO (first-in, first-out) qui régularise le débit des informations transmises au MODCOMP.

- Création et incrémentation de spectres "directs" sans l'utilisation des tâches de traitement implantées dans le MODCOMP, grâce à une incrémentation directe en mémoire (DMI = Direct Memory Increment). Ces spectres sont indipensables si on désire observer des événements rares pendant l'acquisition des données, car contrairement à ceux créés par les tâches de traitement (temps mort inhérent à la priorité de l'enregistrement), ils contiennent la *totalité* des événements. Toutefois, ces spectres ne peuvent contenir que des données brutes ou n'ayant subi que des calculs simples.

- Enfin, ce microprocesseur permet d'installer des contours destinés à conditionner les spectres DMI (essentiellement des spectres d'horloge dans notre cas). Le principe de fonctionnement est le suivant : la fenêtre d'observation étant positionnée sur plusieurs noyaux, il faut pouvoir reconnaître chacun de ces noyaux pendant l'acquisition des données, afin d'incrémenter les spectres correspondants. Cette fonction est précisément réalisée par les contours du CAB qui testent directement les sorties des codeurs "perte d'énergie" et "temps de vol". Une fois encore, l'absence de toute tâche de traitement entraine une grande vitesse d'execution et par conséquent un test de tous les événements. Ces contours sont positionnés sur une représentation bidimensionnelle grâce à une tâche de l'ordinateur.

III 3. Etalonnage et réglages du détecteur β-neutron.

III 3 1. *Détecteur de neutrons.*

En suivant la même méthode que celle employée lors des tests préliminaires (voir chapitre II), nous avons étalonné le détecteur complet avec les sources de ^{60}Co et de ^{137}Cs. Comme nous avions pris la précaution de régler les gains des 5 voies à des valeurs comparables, nous avons fixé tous les seuils en énergie à environ 25 keV équivalent-électron, ce qui correspond à un seuil de détection des protons de 280 keV.

Ensuite, nous avons placé la source de neutrons (Am-Be) à l'intérieur du détecteur, afin d'évaluer son efficacité. Avec les seuils en énergie cités précédemment, cette efficacité atteint environ 62%.

D'autre part, grâce au codage des informations temps et énergie de chacune des chaines de discrimination γ-neutron, nous avons pu visualiser ces paramètres

l'un par rapport à l'autre sur une représentation bidimensionnelle (fig 44). Cette figure, composée de deux spectres réalisés avec et sans la source d'Am-Be, montre d'une part que la séparation est très bonne lorsque l'énergie déposée dans le scintillateur est supérieure à un certain seuil (environ 250 keV équivalent-électron), et d'autre part, par comparaison avec le spectre de bruit (les deux spectres contiennent le même nombre de coups), que la dégradation de la discrimination γ-neutron aux basses énergies n'est que faiblement due au bruit thermique de la photocathode.

La cause essentielle de ce mélange est plutôt liée à une mauvaise discrimination de forme des petits signaux (oscillations parasites provoquées par la présence d'un transformateur d'impulsion dans les embases des photomultiplicateurs ; voir fig. 29), et au réglage du déplacement de l'origine de temps des discriminateurs à fraction constante ("walk") des voies énergie (ce réglage est d'autant plus sensible que les signaux sont petits).

III 3 2. *Détecteur complet.*

En utilisant également la source de neutrons, nous avons réglé le signal temps provenant du scintillateur β dans la fenêtre du MDR RAD à l'aide de l'émission de γ en coincidence.

La figure 45 montre le spectre de ces coincidences, où l'étalonnage est environ d'une nanoseconde par

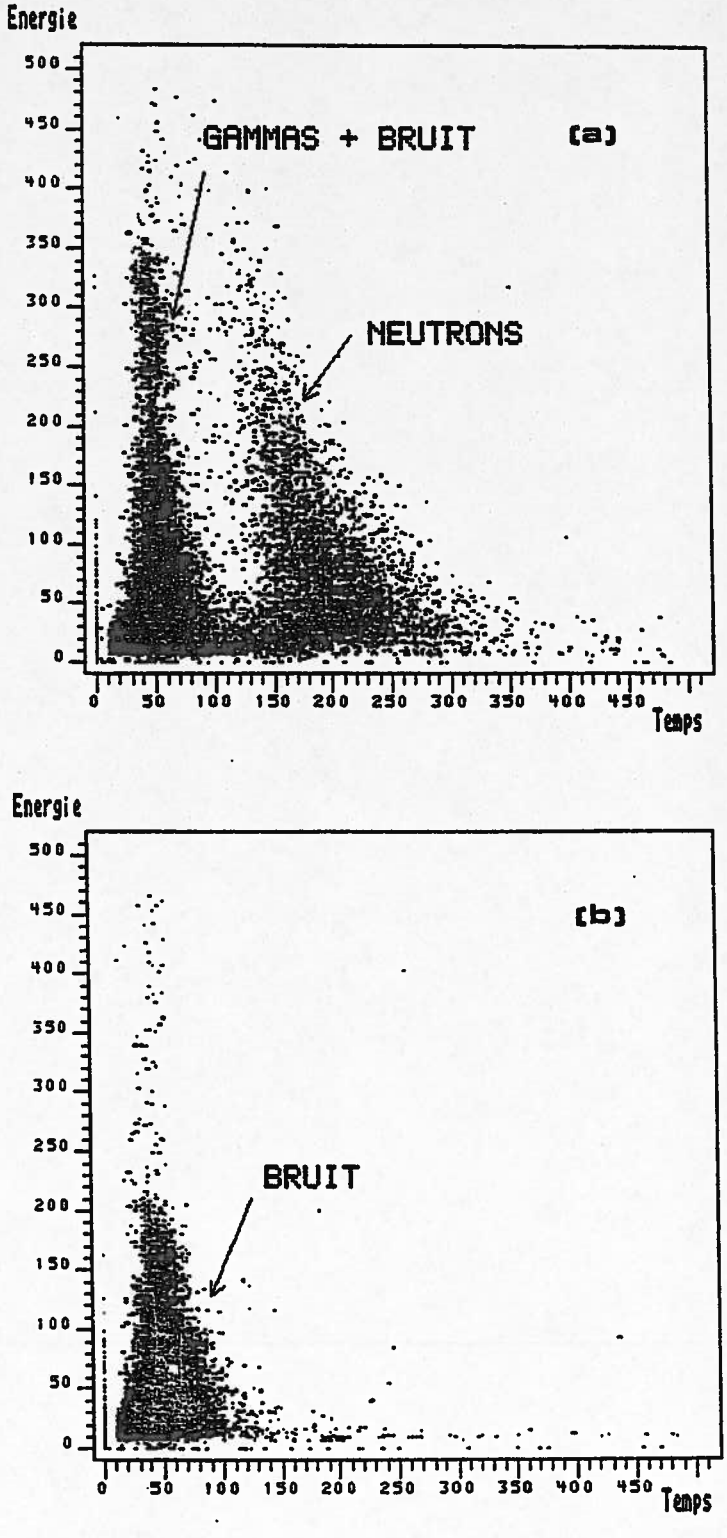


Fig. 44 : *Représentation bidimensionelle en fonction du paramètre de discrimination γ-neutron (abscisse) et de l'énergie déposée dans le détecteur (ordonnée) avec (a) et sans (b) la source Am-Be.*

canal. L'ensemble des cinq voies neutron et de la voie β est contenu dans une fenêtre de 250 ns.

Afin d'évaluer le taux de coincidences fortuites dues au bruit, nous avons observé le même spectre sans source (fig. 46). L'apparition d'un pic en tous points équivalent à celui observé avec la source montre que ces coincidences ne sont pas fortuites, mais proviennent d'événements physiques : les rayons cosmiques.

Toutefois, il convient de remarquer que le bruit de fond occasionné par ces rayons n'est que de 6.8 coups/minute, ce qui reste nettement inférieur aux taux de noyaux émetteurs attendus.

La comparaison de ces deux spectres amène une autre remarque importante. Le bruit de fond observé sur les figures 45 et 46 a deux origines :

- D'une part les vraies coincidences (c'est-à-dire dues à des événements physiques), qui ont subi un décalage en temps du aux fluctuations électroniques. Leur contribution est proportionnelle au nombre total de coincidences observées.

- D'autre part les coincidences fortuites indépendantes du taux de comptage.

On peut déterminer ces deux composantes en résolvant le système linéaire suivant (on a posé Y = A * X + B où Y représente le bruit de

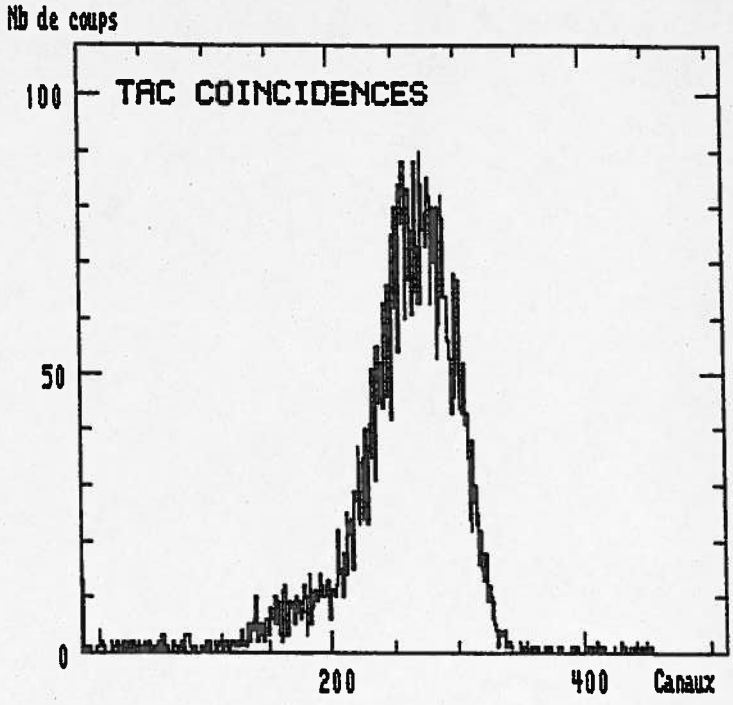


Fig. 45 : *Spectre de coincidences entre les γ détectés par le scintillateur NE102 et les neutrons détectés par le scintillateur NE213 avec la source Am-Be.*

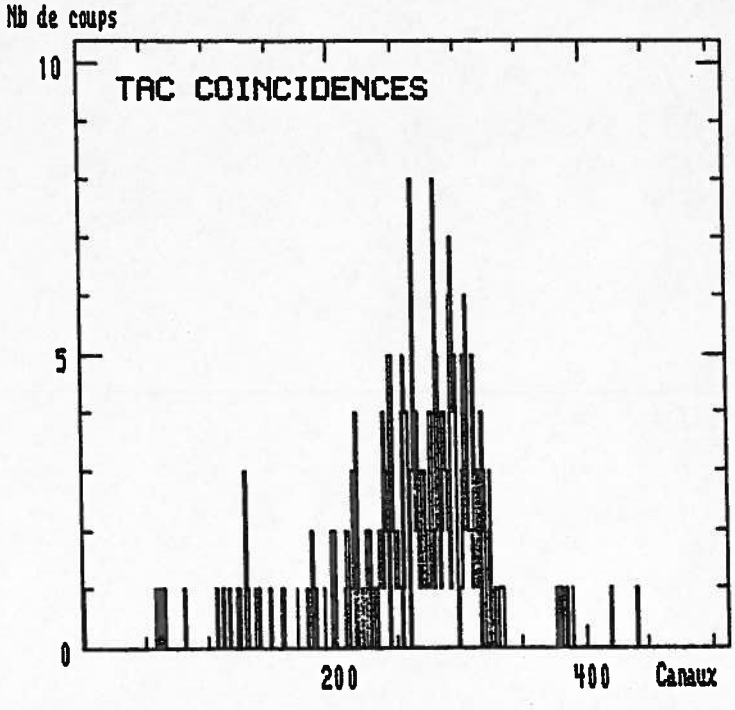


Fig. 46 : *Même chose que la figure 45 sans source (rayons cosmiques).*

fond, X le nombre total de coincidence, A la contribution des vraies coincidences et B le nombre de coincidences fortuites) :

$$\begin{cases} 3.7 = A * 189.4 + B \\ 0.3 = A * 6.56 + B \end{cases} \Longrightarrow \begin{cases} A = 1.86\ \% \\ B = 10.7 \text{ coups/heure} \end{cases}$$

On voit que le taux de coincidences fortuites est tout à fait négligeable par rapport au bruit de fond des rayons cosmiques.

III 4. Suivi en ligne de l'expérience.

Nous avions choisi d'explorer deux domaines de noyaux correspondant à des réglages différents du spectromètre : d'une part la région du bore à l'azote avec T_z = 5/2, 3, et d'autre part la région de l'aluminium au soufre pour des isospins variant entre 4 et 5.

Avant de commencer ces explorations, nous avons optimisé les taux de production en fonction de la cible utilisée et du réglage du Bρ (permettant d'atteindre le maximum de la distribution en vitesse).

La courbe d'optimisation sur le premier domaine est portée à la figure 47. Les deux noyaux "test" sont le ^{15}B et le ^{19}N. On voit une production supérieure avec la cible de tantale par rapport au nickel (la cible de béryllium n'est pas re-

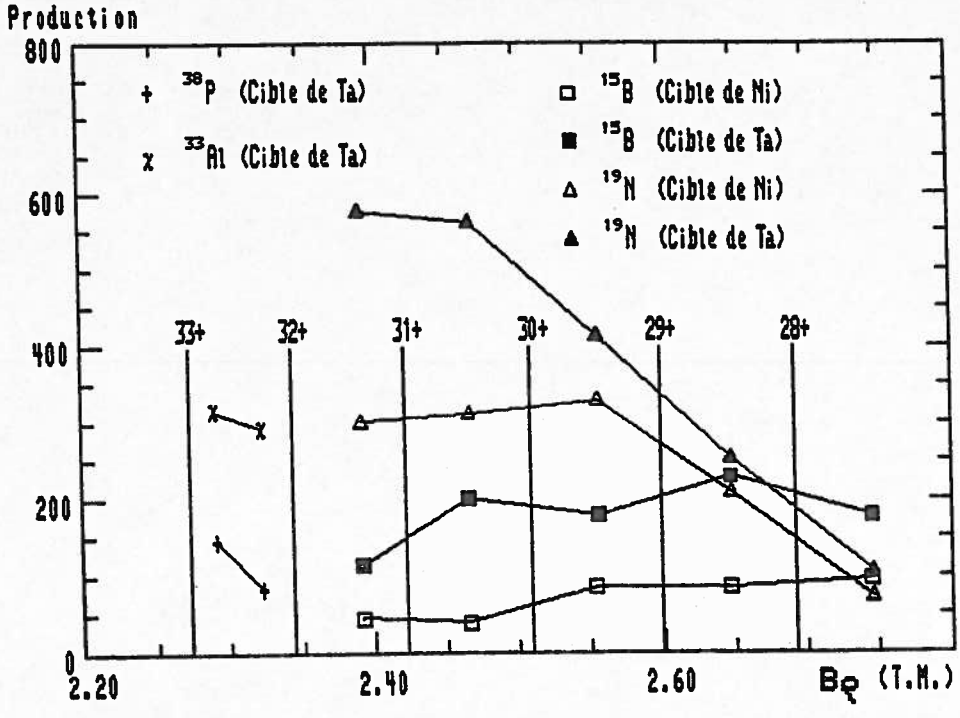


Fig. 47 : *Taux de production de noyaux riches en neutrons en fonction du Bρ du spectromètre. Les lignes verticales indiquent les positions des états de charge primaires du faisceau.*

présentée car ses taux de production sont trop faibles).

Il apparait donc que le mécanisme de fission assymétrique responsable de la production des noyaux très éloignés du projectile (voir chapitre I) favorise les noyaux riches en neutrons dans le cas où le noyau composé a été formé avec des cibles plus lourdes (un facteur 2 entre le ^{58}Ni et le ^{181}Ta).

En effet, même si ce noyau composé provient d'une fusion incomplète, l'équilibrage de l'isospin a lieu sur le système complet cible+projectile, et la probabilité qu'une fission assymétrique produise un noyau riche en neutrons est plus grande avec les cibles lourdes.

Toutefois, cet effet est très fortement atténué par la grande énergie d'excitation du noyau composé, qui conduit à une forte évaporation et/ou à une fission assymétrique (on peut effectivement considérer qu'une fission assymétrique est une évaporation d'un ensemble cohérent de nucléons), et qui regroupe les fragments au voisinage de la vallée de stabilité (voir chapitre I).

Les largeurs des distributions de la figure 47 sont essentiellement dues à l'épaisseur des cibles, qui sont de ralentissement équivalent : respectivement 66.4 mg/cm^2 pour le tantale et 44.7 mg/cm^2 pour le nickel, afin de pouvoir les comparer sans modifier le réglage du spectromètre. Il apparait également que le choix des réglages du Bρ est fortement conditionné par la présence des différents états de charge primaires du faisceau incident. Nous avons pu atténuer de manière importante cette présence grâce à une mince feuille d'aluminium (5.3 mg/cm^2) qui, placée au plan focal intermédiaire de LISE, joue le rôle d'éplucheur et décale ainsi la distribution d'états de charge vers le 36+.

Toutefois, lors de l'optimisation de la production de noyaux situés dans la région de l'^{35}Al, nous avons été stoppés par des taux de comptage prohibitifs dus aux états de charge 33+ et 34+ du faisceau (voir également fig. 47). Nous avons donc opté pour le compromis suivant : régler le spectromètre à un Bρ situé entre les états de charge 32+ et 33+ qui, s'il ne correspond pas au maximum de la distribution en vitesse des fragments tels que l'^{35}Al, permet d'augmenter l'acceptance de LISE et par là même le taux de production de ces noyaux. En effet, les distributions en vitesse des états de charge primaires sont beaucoup plus étroites que celles des fragments (car ces dernières sont issues d'un mécanisme nucléaire). Le bon compromis est obtenu lorsque les contributions des ces états de charge (dues aux extrémités de leurs distributions) sont à peu près équivalentes à celles des fragments du projectile.

IV. RESULTATS ET DISCUSSION.

IV 1. Dépouillement des mesures de période.

IV 1 1. *Regroupement et inspection des données.*

Les événements de radioactivité correspondant aux différents noyaux ont été regroupés en plaçant des contours sur chacun d'eux dans une représentation bidimensionnelle temps de vol - perte d'énergie identique à celle utilisée pendant l'expérience (voir chapitre précédent).

La figure 48 montre une sortie du programme donnant, dans le cas du ^{15}B, les taux de multicoincidences pour les événements de radioactivité. Toutes les combinaisons des cinq voies neutron sont inspectées suivant les trois types d'événements (un 1 indique que la voie est touchée) :

a : neutron seul.

b : coincidence β-neutron (β détecté par le scintillateur plastique).

c : coincidence β-neutron (β détecté dans la 4ème jonction).

Plusieurs remarques sont à faire :

NOMBRE D'EVENEMENTS IONS LOURDS : 9222
NOMBRE D'EVENEMENTS RADIOACTIVITE : 157627

1 2 3 4 5	(a) NEUTRONS	(b) N+BPLAST	(c) N+BE4
0 0 0 0 0	0	0	0
0 0 0 0 1	7573	178	119
0 0 0 1 0	23648	401	2998
0 0 0 1 1	4	7	0
0 0 1 0 0	33729	218	151
0 0 1 0 1	7	1	1
0 0 1 1 0	1300	286	190
0 0 1 1 1	5	0	1
0 1 0 0 0	63257	252	112
0 1 0 0 1	24	1	2
0 1 0 1 0	38	0	0
0 1 0 1 1	0	0	0
0 1 1 0 0	95	2	0
0 1 1 0 1	0	0	0
0 1 1 1 0	7	1	2
0 1 1 1 1	0	0	0
1 0 0 0 0	20094	189	135
1 0 0 0 1	13	0	0
1 0 0 1 0	9	1	7
1 0 0 1 1	0	0	0
1 0 1 0 0	55	1	1
1 0 1 0 1	0	0	0
1 0 1 1 0	6	1	0
1 0 1 1 1	0	0	0
1 1 0 0 0	1790	408	266
1 1 0 0 1	8	1	1
1 1 0 1 0	5	1	4
1 1 0 1 1	1	0	0
1 1 1 0 0	9	0	2
1 1 1 0 1	0	0	0
1 1 1 1 0	7	1	1
1 1 1 1 1	0	0	0

Fig. 48 : *Taux de multi-coincidences entre les cuves du détecteur neutron (12345) et le scintillateur β ou la 4ème jonction pour la totalité de l'activité enregistrée avec le ^{15}B.*

1°) Parmi les coincidences où 2 voies neutron sont touchées, on observe une forte corrélation entre les voies 1 et 2 d'une part, et 3 et 4 d'autre part, quel que soit le type d'événement. Or, on se souviendra que la partie centrale du détecteur est composée de 2 demi-cuves équipées chacune de 2 fenêtres d'observation. Les voies 1 et 2, et 3 et 4 correspondent en effet respectivement aux mêmes demi-cuves, donc au même scintillateur. Ces fortes corrélations montrent la très bonne qualité du système de détection, la plupart des neutrons émettant un signal lumineux étant détectés simultanément par les 2 photomultiplicateurs.

2°) On remarque un fort taux de coincidences sur la voie neutron N°4 (notamment sur les événements de type c). Si on compare maintenant le spectre de l'horloge "RAD" pour ce type d'événement avec et sans cette voie neutron N°4

(fig. 49), on s'aperçoit immédiatement que sa contribution est essentiellement composée de coincidences fortuites. Ce fort bruit de fond est dû à des parasites électroniques dont nous n'avons pas pu déterminer la provenance, mais qui influençaient l'embase de cette voie. Nous avons donc décidé de supprimer cette coincidence afin d'optimiser le rapport signal/bruit.

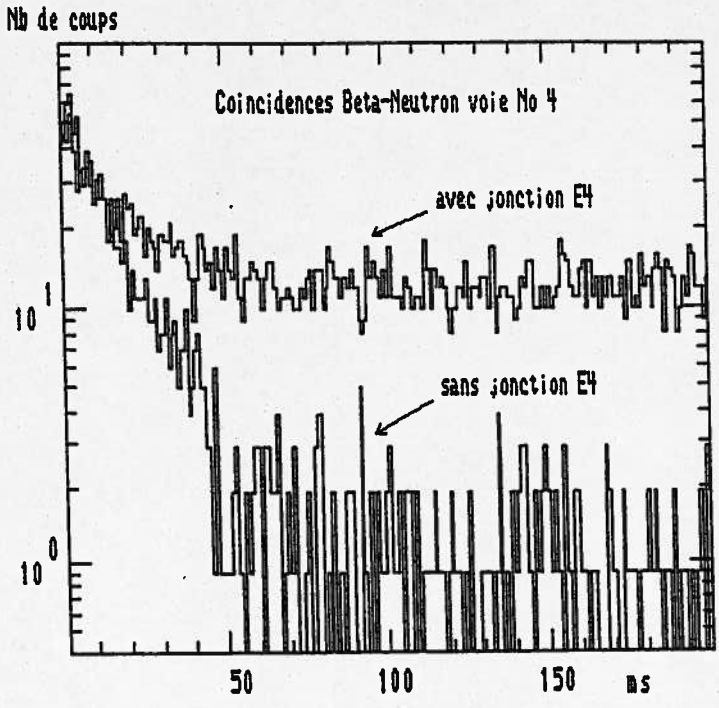


Fig. 49 : *Spectre de l'horloge "RAD" pour les coincidences β-neutron avec la voie n°4 avec et sans la quatrième jonction.*

IV 1 2. *Méthode de détermination.*

Comme on l'a vu précédemment (voir chapitre II), un des avantages de l'utilisation d'un spectromètre magnétique à refocalisation tel que LISE est de pouvoir collecter, et donc étudier simultanément plusieurs noyaux situés dans une même zone d'isospin. Cette caractéristique permet en l'occurence de choisir dans la zone un "noyau de référence" déjà connu et suffisamment produit, afin de déterminer avec une bonne précision les paramètres inhérents aux conditions expérimentales tels que le bruit de fond et l'efficacité du détecteur pris dans sa totalité, ces conditions étant bien sûr les mêmes pour les noyaux de faible production mesurés simultanément.

Nous avons utilisé le programme de minimisation de fonction MINUIT déjà employé pour les étalonnages et les distributions en vitesse (voir chapitre I). La fonction de χ^2 introduite est de la forme :

$$\chi^2 = \sum_{t=0}^{n} \left[\frac{x_{exp}(t) - x_{théo}(t)}{\Delta x_{exp}(t)} \right]^2$$

où $x_{exp}(t)$ représente le nombre de noyaux désintégrés entre t et t+Δt

et $x_{théo}(t) = N_0 \, (e^{-\lambda t} - e^{-\lambda(t+\Delta t)}) + N_F * \Delta t$

avec N_F : composante de bruit de fond par unité de temps,

$\lambda = \text{Log } 2 / t_{1/2}$ est la pente de la décroissance,

et $N_0 = \int_0^{\infty} \frac{\partial N}{\partial t} dt$ représente le nombre total de désintégrations.

$\Delta x_{exp}(t) = \sqrt{x_{exp}(t)}$ est l'erreur statistique sur la mesure.

Lorsque la période des noyaux observés est faible par rapport à la fenêtre d'observation, le paramètre N_0 est directement accessible par la mesure. Mais comme les temps de vie de plusieurs noyaux sont observés dans la même fenêtre, certaines périodes (simplement parce qu'on ne les connait pas) peuvent être comparables ou supérieures à cette fenêtre. On est alors conduit à extrapoler N_0 en le posant comme variable dans la fonction de χ^2.

La composante de bruit de fond N_F est calculée sur le noyau de référence, puis extrapolée et fixée pour les autres noyaux suivant leurs taux de production (qui correspond aux nombres de déclenchements de la fenêtre d'observation).

Les erreurs sur les paramètres de la fonction peuvent être calculés grâce à un sous-programme de MINUIT qui fait varier ces paramètres jusqu'à l'obtention d'une variation du χ^2 correspondant à la déviation souhaitée (qui est elle même fonction du degré de confiance accordé au modèle [JAM72]). Nous avons choisi dans tous les cas le niveau de confiance standard de 68% auquel correspond une variation de χ^2 à $\chi^2 + 1$. Le χ^2 utilisé ici est tel qu'il a été défini plus haut, et non pas le χ^2 par degré de liberté χ^2_N tel que :

$\chi^2_N = \chi^2 / (n - n_{par})$ où n est le nombre de points expérimentaux et n_{par} le nombre de paramètres libres. $\chi^2_N = 1$ indique que le modèle est adapté à la description des données expérimentales et que les erreurs sont correctement estimées.

L'allure non parabolique du χ^2 au voisinage du minimum est due à la faible statistique enregistrée sur certains noyaux et explique ainsi la présence de barres d'erreurs non symétriques.

III 1 3. *Résultats.*

La première zone d'isospin étudiée correspondait à des noyaux suffisamment légers pour s'implanter dans le 4ème détecteur (d'épaisseur 4000 µm) du télescope. Nous avons choisi comme noyau de référence dans cette zone le ^{15}B dont la probabilité d'émission de neutron (P_n) est voisine de 100%, et dont la période avait déjà été déterminée par deux mesures en désaccord : l'une étant de 8.8 ms ± 0.6 [CUR86], et l'autre de 11 ms ± 1 [DUF84].

Le spectre de la figure 50 montre la totalité de l'activité enregistrée par le détecteur à la fois avec les coincidences sur le scintillateur NE102 et sur la jonction où sont implantés les noyaux. Nous avons regroupé ce spectre suivant un pas de 10 ms, afin de réduire l'erreur statistique. Le résultat de la minimisation est présenté à la figure 51 dans laquelle un bruit de fond constant a été soustrait. La valeur trouvée (10.3 ms ± 0.4) est en accord avec une des précédentes déterminations ([DUF84]).

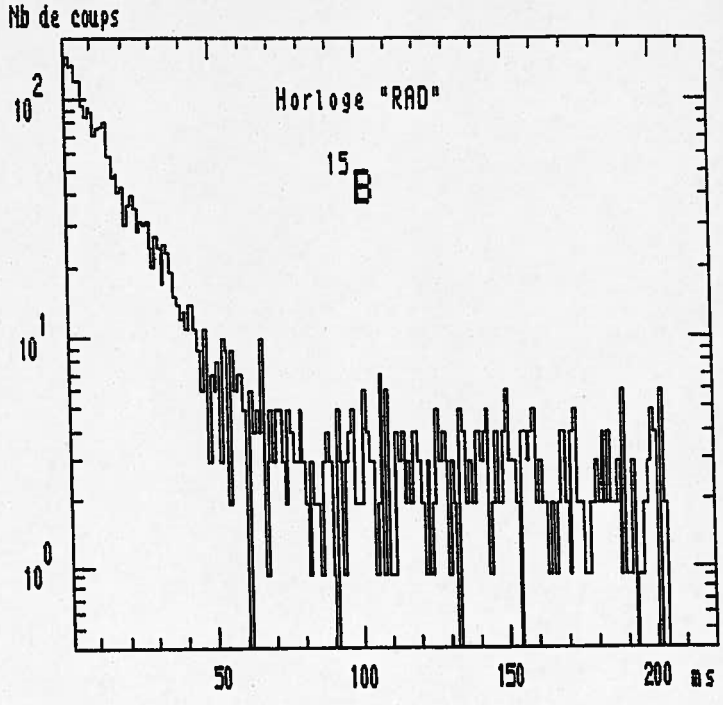


Fig. 50 : *Spectre de l'horloge "RAD" pour la totalité des coincidences β-neutron enregistrées avec de ^{15}B.*

Pour réaliser cette mesure, 9222 noyaux ont été collectés, et nous avons détecté un total de 1957 désintégrations. Si on suppose que le P_n du ^{15}B est égal à 100% (une des précédentes mesures [DUF84] a établit que P_{0n} est inférieur à 5%), ces chiffres portent l'efficacité du détecteur complet à 21%, et à 14% sans la contribution de la 4ème jonction à la détection des β. Nous nous sommes basés sur ces déterminations pour calculer les probabilités d'émission de neutron des autres noyaux.

Les résultats obtenus pour 3 autres noyaux situés dans la même zone que le ^{15}B sont présentés sur la figure 52.

Il convient de remarquer ici que le faisceau de ^{86}Kr utilisé ne représen- certainement pas l'optimum de taux de production dans cette région de noyaux légers. En effet, l'emploi d'un faisceau

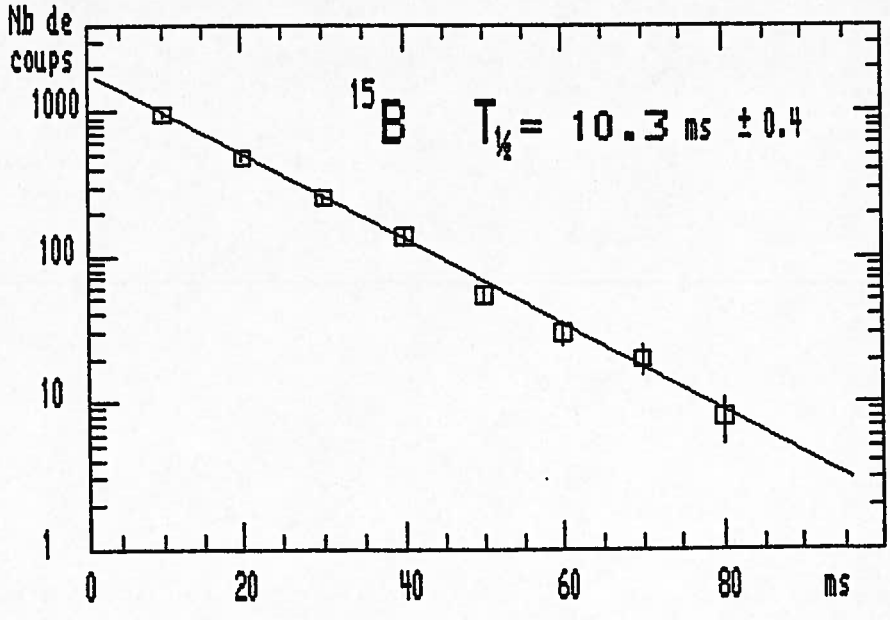


Fig. 51 : *Détermination de la période du ^{15}B. Le bruit de fond observé sur la fig. 50 a été soustrait.*

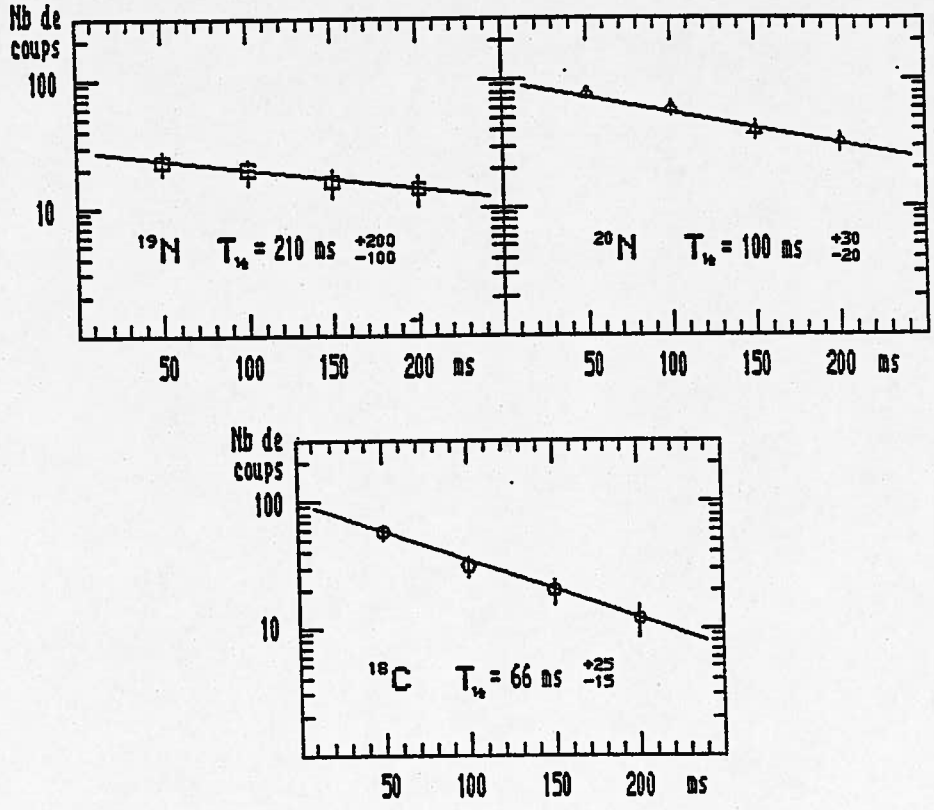


Fig. 52 : *Détermination des périodes de $^{19,20}N$ et ^{18}C. Le bruit de fond soustrait a été calculé d'après celui observé avec le ^{15}B.*

d' ^{40}Ar par exemple est beaucoup mieux adapté à la production de ces noyaux, comme on l'a vu lors de la découverte du ^{22}C [POU86], pour principalement 3 raisons :

- La première est due au mécanisme de production qui répartit la section efficace sur un nombre de noyaux beaucoup plus important dans le cas du ^{86}Kr que dans celui de l'^{40}Ar. Ce phénomène, combiné avec le recentrage très prononcé des distributions isotopiques sur la vallée de stabilité dans le cas du ^{86}Kr (voir chapitre I), entraine une différence d'environ un ordre de grandeur sur les taux de production.

- Ensuite, le rendement du spectromètre LISE est, comme on l'a vu dans le paragraphe I 4 1. (figure 14), très dépendant de la masse des fragments transmis. Plus cette masse est éloignée de la masse du projectile, plus le rendement est faible.

- Enfin, la différence entre l'intensité des faisceaux de krypton et d'argon est d'environ un facteur 17 (130 nAe de $^{86}Kr^{29+}$ contre 1.2 µAe d'$^{40}Ar^{16+}$). Cette différence est due à divers paramètres comme par exemple les largeurs des dis-

tributions d'états de charge plus grandes pour le krypton que pour l'argon.

Ces trois facteurs combinés entrainent une différence pouvant aller jusqu'à 3 ordres de grandeurs sur la production des noyaux légers.

Toutefois, comme nous allons le voir maintenant, l'utilisation du faisceau de ^{86}Kr a permis de mesurer les périodes et les probabilités d'émission de neutrons d'isotopes riches en neutrons de Z=13 à 15. Ces noyaux sont en effet inaccessibles avec un faisceau d'^{40}Ar, car celui-ci contient trop peu de neutrons.

La deuxième zone de noyaux étudiés se situait donc aux alentours de l'^{35}Al. Nous avons choisi comme noyau de référence l' ^{33}Al, afin de déterminer le bruit de fond correspondant au nouveau réglage du spectromètre. Les résultats de mesures de périodes de l'^{34}Al, l'^{35}Al et du ^{39}P sont présentés à la figure 53. Comme on le voit, ces déterminations représentent la limite de statistique pour laquelle les barres d'erreur deviennent comparables aux valeurs de période. Tous les résultats sont regroupés dans le tableau 2 où sont également portées les limites supérieures de probabilité d'émission de neutrons calculées avec l'efficacité mesurée pour le ^{15}B. Pour les noyaux dont la statistique est insuffisante (taux de production et probabilités d'émission de neutrons trop faibles) il ne nous a pas été possible de déterminer une valeur de période.

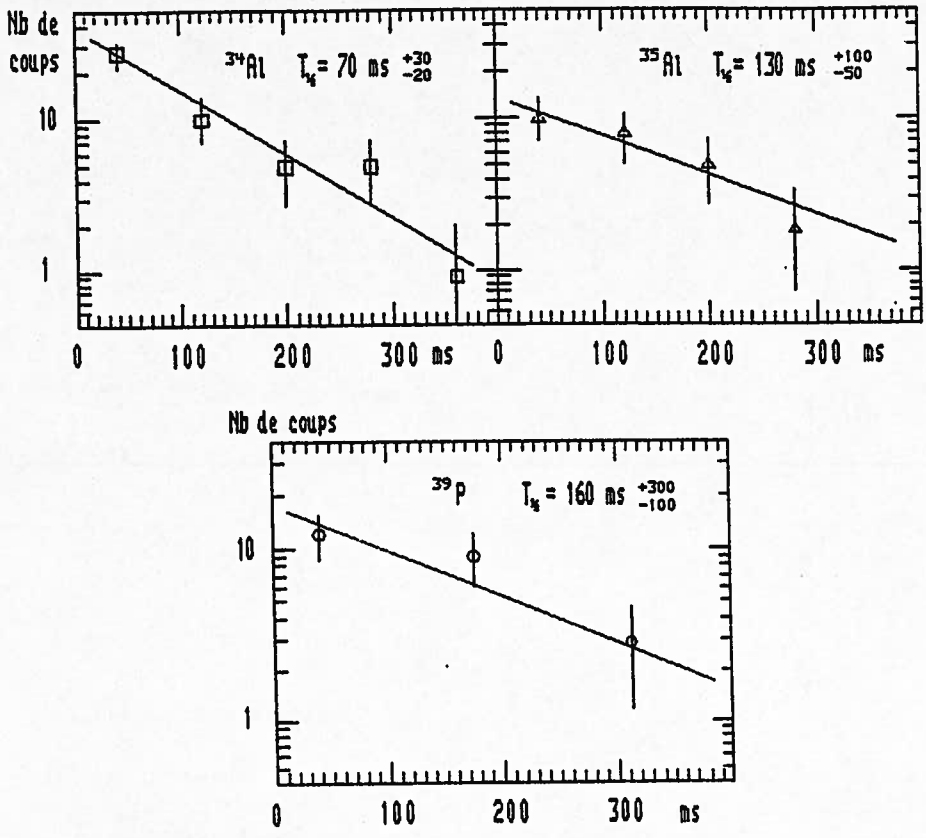


Fig. 53 : *détermination des périodes de $^{34,35}Al$ et ^{39}P.*

Noyau	$T_{1/2}$ (ce travail) ms	P_n (ce travail) %	$T_{1/2}$ (précédentes mesures) ms	Référence
^{15}B	10.4 ± 0.3	fixé à 100 (voir texte)	11.1 ± 1 8.8 ± 0.6	[DUF84] [CUR86]
^{17}C	-	<11	-	-
^{18}C	66^{+25}_{-15}	25 ± 4.5	-	-
^{19}N	210^{+200}_{-100}	33^{+34}_{-11}	320 ± 100	[DUF86]
^{20}N	100^{+30}_{-20}	53^{+11}_{-7}	-	-
^{34}Al	70^{+30}_{-20}	54 ± 12	50 ± 25	[DUF86]
^{35}Al	130^{+100}_{-50}	87^{+37}_{-25}	-	-
^{36}Si	-	<10	-	-
^{37}Si	-	<15	-	-
^{38}P	-	<10	-	-
^{39}P	160^{+300}_{-100}	41^{+32}_{-16}	-	-

Tableau 2 : *Récapitulatif des mesures de périodes et de probabilités d'émission de neutrons.*

IV 2. Mise en évidence de nouveaux noyaux riches en neutrons: ^{48}Ar et ^{54}Sc.

En réglant le spectromètre LISE pour le maximum de production dans la région des numéros atomiques compris entre 13 et 16, il nous a été possible de montrer l'existence d'un nouveau noyau sur les lignes isotopiques de l'argon et du scandium.
Une précédente expérience réalisée en décembre 84 avec un faisceau de ^{86}Kr à 33 MeV/A [GUI85] avait permis de mettre en évidence la stabilité d'un grand nombre de noyaux riches en neutrons pour les éléments plus lourds que que le scandium, avec des indications sur la stabilité du ^{54}Sc.

IV 2 1. *Identification précise des noyaux.*

Alors qu'il n'était pas possible de conclure en ligne, au vu des paramètres bruts, sur l'existence de ces noyaux, la présence d'un état de charge sup-

plémentaire perturbant considérablement les représentations bidimensionnelles en temps de vol et en perte d'énergie, le spectre de la figure 54 montre que la détermination du numéro atomique Z est totalement dénuée d'ambiguité. En effet, il est possible de calculer Z de façon redondante en utilisant les deux pertes d'énergie et les deux temps de vol mesurés avec les 2 premiers détecteurs du télescope.

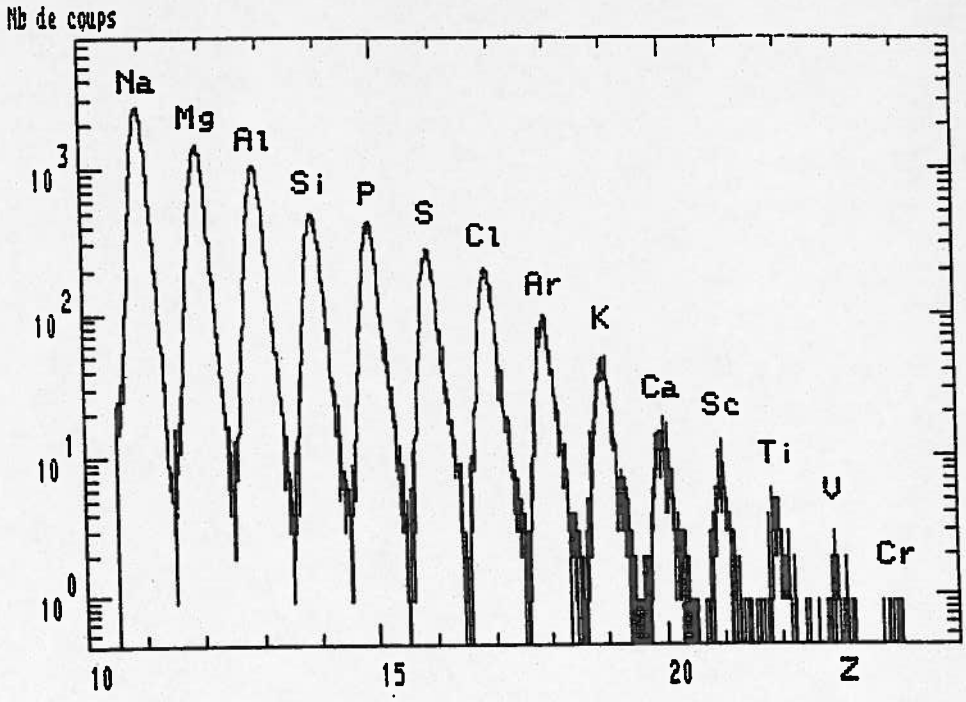


Fig. 54 : *Spectre de Z déterminés de façon redondante.*

Cette redondance supprime en réalité les mauvaises déterminations de perte d'énergie dues à des phénomènes parasites tels que la canalisation (trajectoires alignées suivant des plans cristallins du silicium), les défauts de collection de charges ou encore les réactions secondaires dans le détecteur lui-même.

L'étape suivante de l'identification consiste en la détermination de la charge et de la masse des noyaux grâce aux mesures du Bρ du spectromètre et de l'énergie totale déposée dans le télescope (voir les formules d'identification exposées au paragraphe I 2 2.).

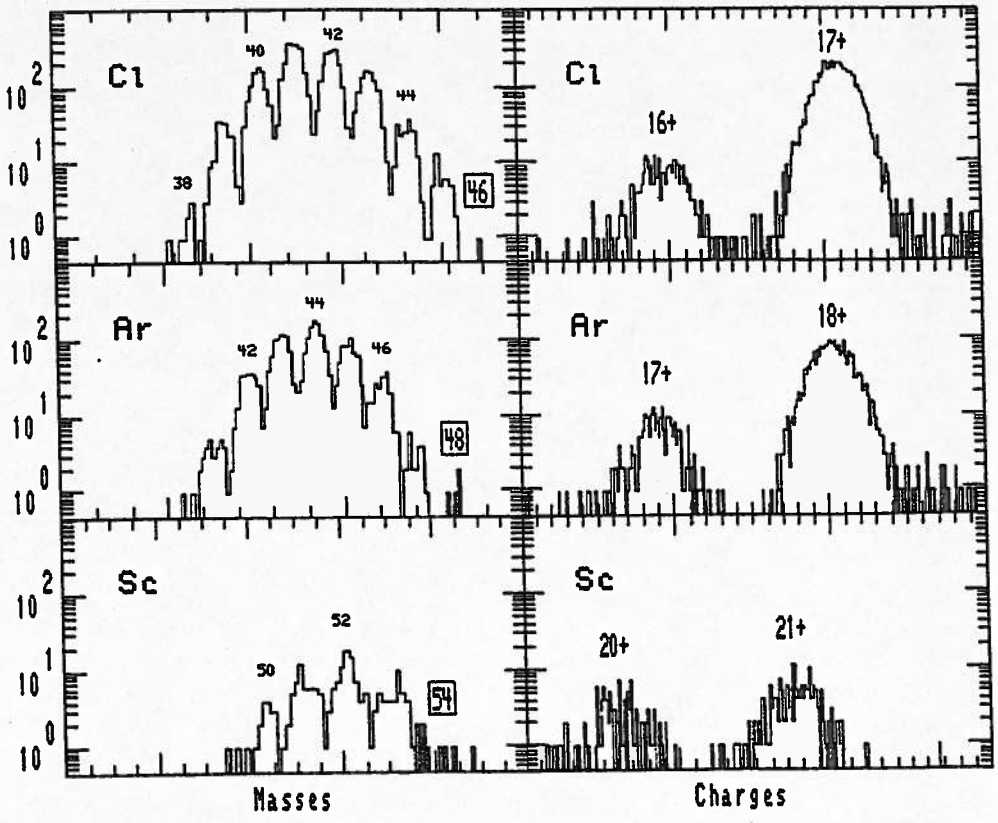


Fig. 55 : *Spectres de masse et de charge pour les isotopes de chlore, argon et scandium.*

Les spectres de masse des isotopes de chlore, d'argon et de scandium sont regroupés sur la figure 55, avec pour chacun d'eux, le spectre de charge associé. La contribution de l'état de charge Q=Z-1 apparait clairement. Bien que la statistique soit faible, l'absence totale de bruit de fond permet de conclure sur la stabilité de l'^{48}Ar et du ^{54}Sc, et d'avoir un premier indice de l'existence du ^{46}Cl (1 coup).

Toutefois, il convient de noter que les limitations observées ici sont uniquement dues aux conditions expérimentales (proximité des états de charge du faisceau primaire, intensité relativement faible), car ces noyaux sont prédits très largement liés par divers modèles, et ne représentent en aucun cas la limite de stabilité du côté riche en neutrons. Un point de comparaison peut être l'extension des isotopes de potassium.

IV 3. Comparaison des résultats avec différents modèles.

La désintégration β des noyaux est représentée par la probabilité réduite de transition β en fonction de l'énergie d'excitation $S_\beta(E)$. La figure 56 montre les caractéristiques générales de cette fonction. Elle est dominée aux hautes énergies par les résonances géantes isobarique analogue (IAS correspondant à l'état de mêmes spin, parité et isospin du noyau fils), et Gamov-Teller. Toutefois, comme on le voit sur la figure, ces résonances ne peuvent pas être atteintes dans le cas de désintégrations β^-, car les Q_β sont trop faibles.

Notons que la situation est tout autre pour les désintégrations β^+ des noyaux déficients en neutrons, dont les Q_β plus importants permettent d'alimenter notamment le niveau isobarique analogue du noyau fils. Les études spectroscopiques de ces noyaux sont également en cours sur le spectromètre LISE (cf ^{31}Ar dans [BOR87]).

Les niveaux peuplés par désintégration β^- sont favorisés aux énergies proches de Q_β par le continuum provenant de la résonance géante de Gamov-Teller (la largeur de la résonance isobarique analogue est trop faible pour avoir une influence).

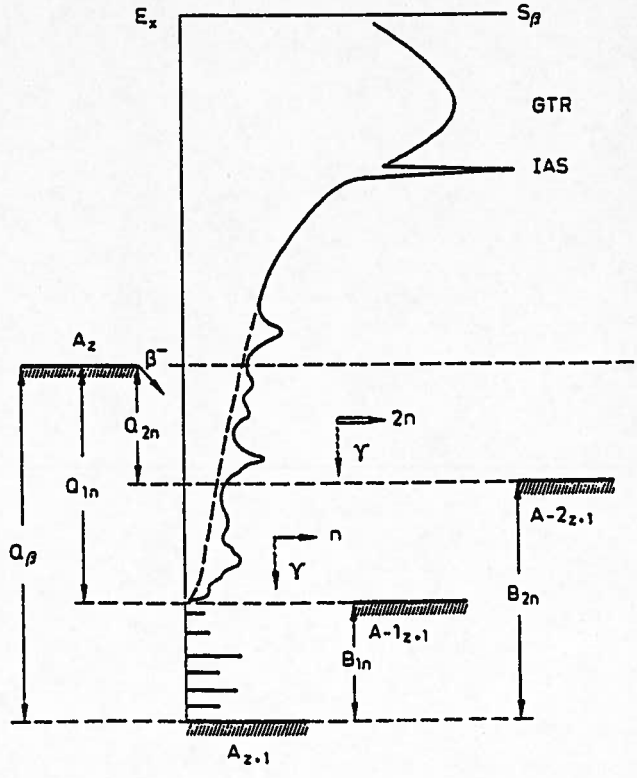


Fig. 56 : *Caractéristiques générales de la "force β" $S_\beta(E)$. D'après [LYU83].*

Dans les cas où le Q_β est supérieur aux énergies de séparation d'un ou deux neutrons (B_n et B_{2n}), les désintégrations β-n ou β-2n deviennent énergétiquement possibles.

IV 3 1. *Théorie globale ("Gross Theory").*

Historiquement, les premiers calculs effectués sur la désintégration β proviennent de la théorie globale (ou modèle de la goutte liquide), dans laquelle les états quantiques du noyau sont traités de manière statistique.

Ce modèle parait a priori approprié à l'étude des désintégrations β dans la mesure où l'énergie d'excitation des noyaux fils (Q_β) se situe le plus souvent dans le continuum. La "force β" $S_\beta(E)$ est définie comme étant [PAP72] :

$$S_\beta(E) = |M(E)|^2 \rho(E) / 6220 \ s^{-1}MeV^{-1}$$ (6220 est un facteur de conversion d'unités)

où M(E) est l'élément de matrice entre l'état initial et l'état final, et ρ(E) la densité d'états.

L'élément de matrice M(E) résulte principalement de 2 contributions (en négligeant les transitions interdites) [DES74] :

$$|M(E)|^2 = K \left[G^2_V \ |M_F(E)|^2 + G^2_A \ |M_{GT}(E)|^2 \right]$$

où $M_F(E)$ et $M_{GT}(E)$ sont les éléments de matrice de Fermi et de Gamov-Teller, et G_V et G_A les coefficients de couplage correspondants. K est une constante.

Dans le modèle de la théorie globale, $M_F(E)$ et $M_{GT}(E)$ sont calculés à partir d'éléments de matrice de fonctions à une particule. Ces éléments sont sommés en tenant compte des règles de sélection (pour plus de détails sur ces règles, voir le paragraphe suivant), du principe de Pauli et des effets d'appariement [TAK72].

Les formes de $M_F(E)$ et de $M_{GT}(E)$ sont données à la figure 57 où l'on voit que l'élément de matrice de Fermi correspond à la résonance iso-

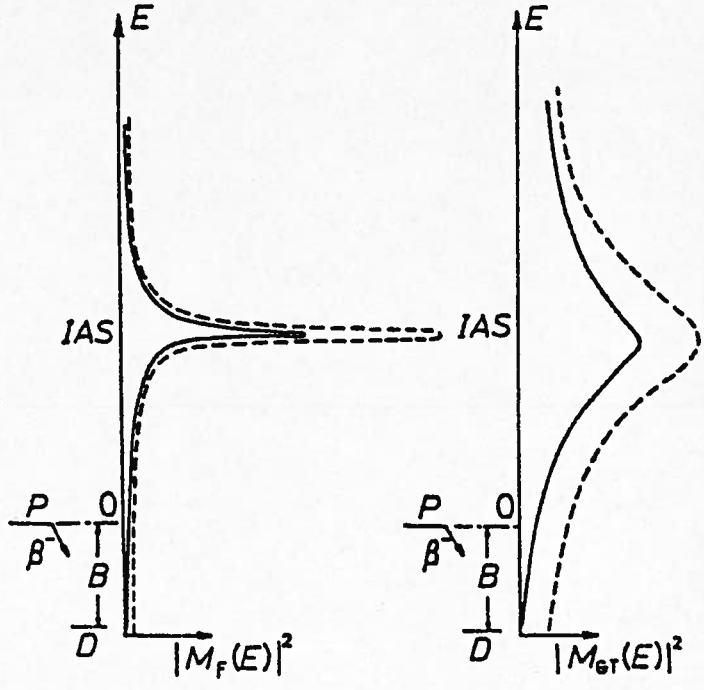


Fig. 57 : *Formes des résonances isobarique analogue et de Gamov-Teller calculées par la théorie globale ([TAK72]).*

barique analogue (état du multiplet d'isospin), et celui de Gamov-Teller à la résonance géante du même nom.

Selon le même argument que précédemment (Q_β trop faible), les transitions β^- ne sont gouvernées que par les éléments de matrice de Gamov-Teller et on a :

$$S_{\beta^-}(E) = K' \, |M_{GT}(E)|^2 \, \rho(E)$$

La période est alors donnée par :

$$1/T_{1/2} = \int_0^{Q_\beta} S_{\beta^-}(E) \, f(Z, Q_\beta - E) \, dE \quad \text{où f est la fonction de Fermi.}$$

La probabilité d'émission de neutrons est donnée par le rapport de l'alimentation des niveaux non liés en neutron, sur l'intensité totale :

$$P_n = \frac{\int_{B_n}^{Q_\beta} S_{\beta^-}(E) \, f(Z, Q_\beta - E) \, dE}{\int_0^{Q_\beta} S_{\beta^-}(E) \, f(Z, Q_\beta - E) \, dE}$$

Takahashi [TAK72] a mis au point un code que nous avons adapté et utilisé, permettant d'effectuer ces calculs dans le cadre de la théorie globale. Nous avons utilisé les valeurs extrapolées d'énergies de séparation d'un et de deux neutrons des tables de Wapstra [WAP85]. Le programme offre le choix de 2 formes pour la résonance géante de GT : la forme de Lorentz modifiée conduisant à une largeur de 12 MeV, ou la forme gaussienne de largeur 5 MeV.

Nous avons effectué les calculs avec les 2 options afin de déterminer celle reproduisant le mieux les données expérimentales.
Les valeurs calculées sont incluses dans le tableau récapitulatif du paragraphe IV 3 3.

Une approche très simple du calcul des probabilités d'émission de neutrons a été proposée par Kratz et Herrmann [KRA73]. Cette approche part de la définition précédente du P_n, et suppose que la "force β" $S_\beta(E)$ est constante au-dessus d'une certaine énergie seuil correspondant à l'énergie d'appariement, et nulle en-dessous. La fonction de Fermi pouvant être en première approximation réduite à :

$$f(Z, Q_\beta - E) \simeq (Q_\beta - E)^n \text{ avec } n \simeq 5.$$

La probabilité P_n devient :

$$P_n \simeq \left(\frac{Q_\beta - B_n}{Q_\beta - C}\right)^{n+1}$$ où C est l'énergie de seuil :

C=0 pour les noyaux pairs-pairs, $13/\sqrt{A}$ pour les impairs et $26/\sqrt{A}$ pours les impairs-impairs.

Toutefois, cette approche est de moins en moins valable pour les noyaux légers, car la persistence d'états discrets de haute énergie font que la densité d'états ne peut plus représenter les caractéristiques du noyau.
Une étude systèmatique effectuée par les auteurs sur différentes formules de masses montre que la tendance est bien reproduite (voir fig. 58).

Nous avons procédé aux mêmes calculs sur les

^{A}Z	Q_β (MeV)	B_n (MeV)	C (MeV)	$\frac{Q_\beta - B_n}{Q_\beta - C}$	P_n (%)
^{15}B	19.1	1.22	3.35	1.135	75
^{17}C	13.2	5.88	3.15	0.728	20
^{18}C	11.8	2.83	0	0.760	22
^{19}N	12.5	3.96	2.98	0.897	37
^{20}N	18.3	7.61	5.81	0.856	32
^{34}Al	15.5	7.36	4.46	0.737	20
^{35}Al	13.1	2.75	2.20	0.949	44
^{36}Si	8.1	4.02	0	0.504	6.5
^{37}Si	12.1	6.28	2.14	0.584	10
^{38}P	12.2	8.04	4.22	0.521	7.2
^{39}P	10.7	4.21	2.08	0.753	22

Tableau 3 : *Calcul des probabilités d'émission de neutrons selon les approximations de [KRA73].*

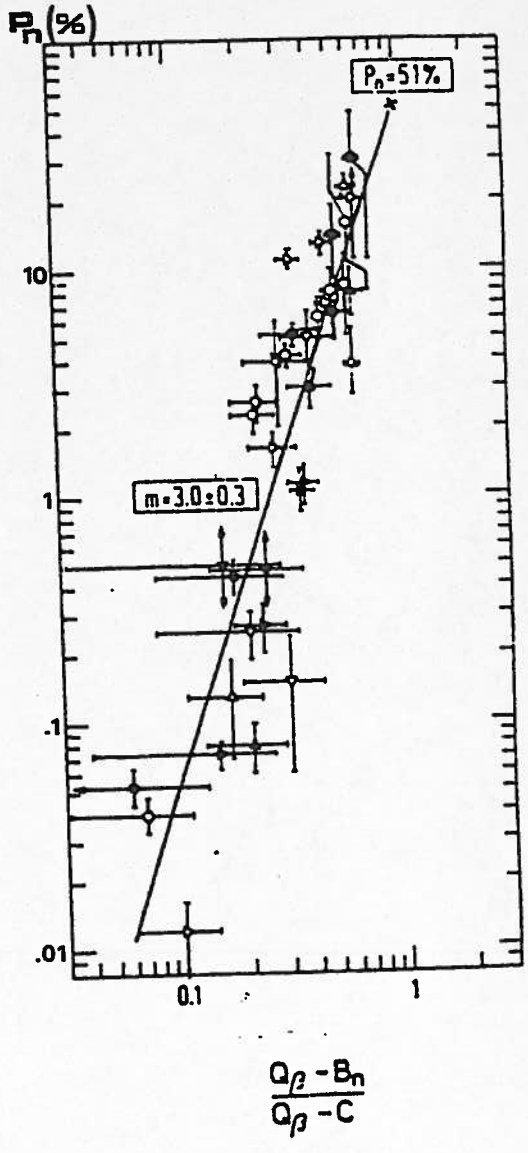


Fig. 58 : *Vérification graphique des approximations de Kratz (d'après [KRA73]).*

noyaux dont nous avons déterminé la probabilité d'émission de neutrons. Nous avons utilisé également les extrapolations de la table de Wapstra. Ces calculs sont présentés dans le tableau 3 et reportés au paragraphe IV 3 3.

IV 3 2. *Modèle en couches.*

Dans le modèle en couches, les états quantiques des noyaux sont traités à l'aide des nombres quantiques qui les caractérisent, et les éléments de matrice M_F et M_{GT} sont définis comme la somme sur les états initiaux et finaux (règle d'or de Fermi) des éléments de matrice de l'opérateur d'isospin $\tau^{(\pm)}$ pour M_F et de l'opérateur $\tau^{(\pm)}\vec{\sigma}$ (couplage spin-isospin) pour M_{GT} [DES74]. Ces opérateurs entrainent les règles de sélection :

- Pour les transistions de Fermi :

$\Delta J = 0$; $\Pi^i = \Pi^f$; $\Delta T = 0$ et $\Delta T_z = \pm 1$ (suivant β^+ ou β^-).

La seule transition de Fermi autorisée alimente donc l'état isobarique analogue du noyau fils, qui correspond à un état du multiplet d'isospin ($\Delta T = 0$).

- Pour les transitions Gamov-Teller :

$\Delta J = \pm 1, 0$ ($0 \rightarrow 0$ interdite) ; $\Pi^i = \Pi^f$; $\Delta T = \pm 1, 0$ ($0 \rightarrow 0$ interdite) et $\Delta T_z = \pm 1$.

Comme précédemment, les transitions β^- des noyaux riches en neutrons ne sont que du type Gamov-Teller (à cause du Q_β), et la période est la somme discrète des périodes partielles correspondant aux divers embranchements :

$$1/T_{1/2} = \sum_i \left(t^i_{1/2}\right)^{-1}$$

avec : $t_{1/2} = 6170 / (f\, G^2_A\, |M_{GT}|^2)$ pour chaque transition ([WIL83).
f est le facteur d'espace de phase.

Le choix des fonctions d'onde et les méthodes de traitement utilisées conditionnent les résultats des calculs.

Klapdor [KLA84] a mis au point un modèle permettant de calculer les périodes de noyaux émetteurs β^- allant de Z=6 à 114, avec un nombre important de paramètres ajustables afin de pouvoir reproduire les données expérimentales sur un domaine aussi important.

Brown et Wildenthal [WIL83] ont également proposé des calculs de modèle en couches sur les noyaux de la couche sd (^{16}O au ^{40}Ca), mais ceux-ci ne recoupent pas les données expérimentales sur les noyaux très riches en neutrons.

Une autre approche a été récemment proposée par Poppelier [POP87]. Elle consiste à traiter le noyau dans le potentiel de l'oscillateur harmonique, avec une interaction effective paramétrisée par des intégrales de Talmi déterminées empiriquement. Jusqu'ici, seules quelques énergies de liaison ont été ainsi calculées, mais des calculs de taux de désintégration β sont actuellement en cours.

Enfin, Krumlinde et Möller ont plus récemment présenté [KRU84] une méthode de calcul de la "force β" à l'aide de l'approximation RPA (Random Phase Approximation) avec des fonctions d'onde du modèle de Nilsson. Ces calculs semblent bien reproduire les comportements de $S_\beta(E)$ pour les isotopes riches en neutrons du rubidium [KRU84], lorsqu'on fixe correctement les paramètres de déformation de ces noyaux.

IV 3 3. *Tableaux récapitulatifs.*

Les tableaux 4 et 5 regroupent les résultats expérimentaux obtenus dans ce travail, et les calculs exposés précédemment. D'une manière générale, on peut dire que ces calculs reproduisent les tendances des valeurs mesurées, avec toutefois des écarts importants pouvant aller jusqu'à un facteur 4 ou 5.

Les valeurs de périodes calculées d'après le modèle de Klapdor reproduisent correctement les mesures effectuées au voisinage de la vallée de stabilité, mais ne semblent pas être en accord pour les noyaux plus riches en neutrons (les noyaux

^{A}Z	$T_{½}$ (ce travail) ms	$T_{½}$ [TAK72] Lorentz mod. ms	$T_{½}$ [TAK72] Gauss ms	$T_{½}$ [KLA84] ms
^{15}B	10.4 ± 0.3	28.8	52	-
^{18}C	66^{+25}_{-15}	130	136	124
^{19}N	210^{+200}_{-100}	184	171	590
^{20}N	100^{+30}_{-20}	66.5	94	439
^{34}Al	70^{+30}_{-20}	149	236	76
^{35}Al	130^{+100}_{-50}	161	251	33
^{39}P	160^{+300}_{-100}	448	504	93

Tableau 4 : *Récapitulatif des comparaisons entre les calculs et les valeurs de périodes mesurées dans ce travail.*

où le processus d'émission retardée de neutrons commence à apparaitre).

Les deux versions des calculs effectués avec la théorie globale (formes de Lorentz modifiée ou gaussienne) reproduisent les tendances des P_n et des $T_{1/2}$, mais la première version (Lorentz modifiée) sous-estime nettement les probabilités d'émission de neutrons, tandis que la seconde (Gauss) a par contre plutôt tendance à surestimer les périodes.

Enfin, les approximations proposées par Kratz sur les calculs prévisionnels de P_n semblent être justifiés pour les noyaux que nous avons étudiés.

^{A}Z	P_n (ce travail) %	P_n [TAK72] Lorentz mod. %	P_n [TAK72] Gauss %	P_n [KRA73] %
^{15}B	(100)	30	75	75
^{17}C	<11	5.6	15	20
^{18}C	25 ± 4.5	21	51	22
^{19}N	33^{+34}_{-11}	12	29	37
^{20}N	53^{+11}_{-7}	30	77	32
^{34}Al	54 ± 12	9.2	35	20
^{35}Al	87^{+37}_{-25}	26.5	63	44
^{36}Si	<10	3.9	11	6.5
^{37}Si	<15	6.1	20	10
^{38}P	<10	1.4	4.5	7.2
^{39}P	41^{+32}_{-16}	12.4	30	22

Tableau 5 : *Même chose que le tableau 4 pour les probabilités d'émission de neutrons.*

Ces comparaisons montrent qu'un travail théorique important reste à faire sur le domaine des émetteurs β-neutron. Un premier pas dans cette direction a été réalisé par [KRU84], avec l'introduction de paramètres de déformation dans les fonctions d'onde du modèle en couches.

Tout récemment, Kratz a repris ce modèle pour l'appliquer à des noyaux de masses plus faibles que le rubidium. Des calculs sur les isotopes de sodium semblent indiquer un bon accord avec les mesures spectroscopiques effectuées sur ces noyaux [KRA87]. D'autres calculs sont en cours, notamment sur les noyaux que nous avons étudiés.

IV 4. Motivations de l'étude des noyaux riches en neutrons et perspectives d'avenir.

IV 4 1. *Processus r et s.*

Les processus r et s se produisent lors de la phase finale de la vie d'une étoile suffisamment massive pour que la dégénérescence électronique ne bloque pas la contraction gravitationnelle et l'augmentation de température qui en découle lorsque tout le combustible de l'étoile (He) est épuisé. Cette masse est la masse de Chandrasekhar (= 1.4 $M_\odot$) qui correspond à l'équilibrage entre les pressions exercées par la gravitation et les électrons.

L'augmentation de température induit une photodésintégration contre-balancée par les fusions multiples produisant de nouveaux noyaux plus lourds. Toutefois, les taux de photodésintégrations sont directement liés aux énergies de liaison par nucléon, et la nucléosynthèse est stoppée au niveau du noyau le plus stable, c'est-à-dire dans la région du fer. On explique ainsi le pic d'abondance isotopique observé dans cette région (voir fig. 59) [FLE85].

On admet que les noyaux plus lourds que le fer sont produits lors de l'explosion finale de l'étoile, quand celle-ci subit un effondrement gravitationnel très important du aux fortes émissions de neutrinos et de photons.

Les 2 processus expliquant la présence naturelle de ces noyaux sont les captures lentes et rapides de neutrons, suivies de désintégrations β^- (processus s et r respectivement).

Le processus s se produit lorsque la vitesse de capture radiative est inférieure aux temps de désintégrations β^-. La capture d'un neutron est alors systématiquement suivie d'une désintégration β^- qui augmente ainsi le numéro atomique du

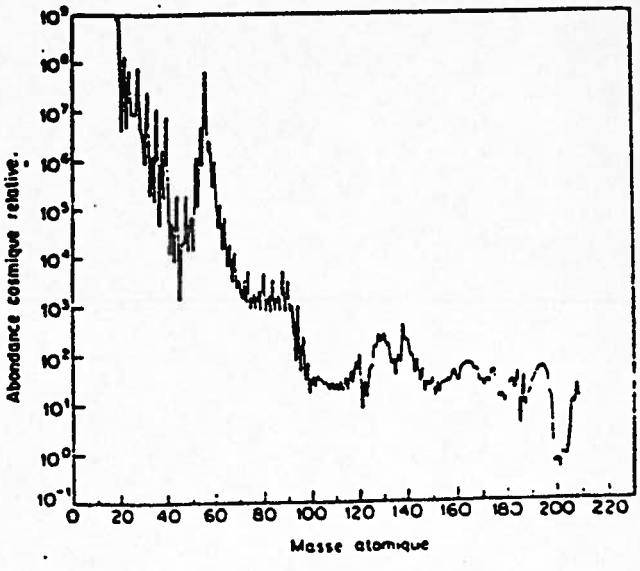


Fig. 59 : *Abondances cosmiques des noyaux en fonction de leur masse. D'après [FLE85].*

noyau. La progression vers les éléments lourds se fait donc en suivant le fond de la vallée de stabilité, avec une accumulation plus importante sur les noyaux dont la section efficace de capture est faible. Ceci est bien confirmé par l'observation de pics d'abondance au niveau des fermetures de couches en neutrons.

Toutefois, ce processus n'explique pas la présence de noyaux plus lourds que le ^{209}Bi. Le seul mécanisme qui peut être responsable de la production de ces noyaux au sein d'une étoile est le processus r dans lequel la vitesse de capture de neutron est supérieure aux temps de désintégration β^-. Ce processus a lieu dans un environnement où règne une forte densité de neutrons (supérieure à 10^{18} n/cm ^{3} par exemple lors de l'explosion d'une super novae [KLA81]). Les noyaux capturent plusieurs neutrons, "grimpent" en quelque sorte sur le flanc riche en neutrons de la vallée de stabilité, avant de redescendre par désintégrations successives β^- ou β^--n.

Si ce processus est capable d'expliquer l'abondance naturelle d'un noyau tel que l' ^{238}U, il est également responsable, en conjonction avec le processus s, de la production de noyaux plus légers.

La cinématique de ces 2 processus est gouvernée essentiellement par les temps de désintégrations β^- et β^--n, ainsi que par les sections efficaces de capture radiative de neutrons.

La détermination des temps de vie de noyaux très riches en neutrons est particulièrement importante lorsqu'ils ont une couche fermée en neutrons, car ils créent des "points d'attente" pour le processus r du fait de leur faible section efficace de capture et surtout de l'allongement de leurs périodes de désintégration. Des noyaux comme par exemple le ^{44}S ou le ^{30}Ne peuvent induire des effets de ce type, bien que le processus r ne joue pas un rôle prépondérant pour les éléments situés en dessous du fer.

Les développements tout récents des études spectroscopiques des noyaux riches en neutrons ont déjà permis de faire deux déterminations de périodes (^{80}Zn [GIL86] et ^{130}Cd [KRA86]), mais de nombreux autres noyaux sont encore à étudier.

IV 4 2. *Structure nucléaire et force de Gamov-Teller.*

Les études spectroscopiques des noyaux riches en neutrons, et notamment de la "force β" associée aux désintégrations β^-, permettent de sonder les caractéristiques de l'interaction faible au sein des noyaux, dans des transitions du type Gamov-Teller (c'est-à-dire des transitions qui couplent le spin et l'isospin).

De plus, ces transitions peuvent conduire à des modes particuliers de désinté-

gration comme par exemple β-2n, β-3n ou même β-^{3}H et β-α observés avec le célèbre noyau ^{11} Li [LANG84]. Plus les noyaux étudiés sont riches en neutrons, plus ces nouveaux modes deviennent énergétiquement possibles. La progression vers la limite de la stabilité ouvre ce nouveau champ d'investigation à l'expérimentation (voir par exemple l'émission α retardée du ^{30}Na [DET83]).

D'autre part, les études spectroscopiques des noyaux riches en neutrons apportent de précieuses informations sur l'évolution de la structure nucléaire à la limite de la stabilité. On a, d'ores et déjà, des indications sur la formation de sous-couches (différentes des nombres magiques), ou de "peau de neutron". L'évolution de l'énergie d'appariement semble également être fonction de l'enrichissement en neutrons, ainsi que l'apparition de fortes déformations (quadrupôlaires et octupôlaires) [HAN87].

En résumé, les propriétés très particulières des noyaux riches en neutrons, jusqu'ici mises en évidence sur quelques cas, promettent d'apporter un grand nombre d'indications sur les caractéristiques de la matière nucléaire, et sur les interactions qui la gouvernent.

IV 4 3. *Perspectives d'avenir.*

Le présent travail expérimental a consisté en la construction, la mise au point et au premier essai d'un détecteur de coincidences β-neutron. L'emploi d'un faisceau de ^{86}Kr a déjà permis de montrer les capacités de ce détecteur, et de sonder ses limites de fonctionnement.

Nous avons d'ores et déjà commencé à repousser ces limites, en agissant d'une part sur les chaines de discrimination ϒ-neutron (modification des embases de photomultiplicateurs afin de mieux discriminer les petits signaux), et d'autre part sur le bruit thermique de ces photomultiplicateurs, grâce à un système de refroidissement élaboré.

Ces modifications sont destinées à augmenter la sensibilité et par voie de conséquence l'efficacité, en vue d'une prochaine expérience utilisant un faisceau de ^{48}Ca, dans le cadre d'une collaboration avec le JINR de Dubna (URSS). Cette expérience promet de couvrir un nombre très important de nouvelles mesures sur les noyaux riches en neutrons de Z<20 comme le montre la figure 60 où sont tracées les distributions isotopiques du silicium obtenues par fragmentation de faisceaux de ^{40}Ca, ^{40}Ar et ^{48}Ca d'après le modèle exposé au paragraphe I 4 1.

Le choix du ^{48}Ca permettra de produire avec une statistique importante les noyaux qui n'étaient accessibles jusqu'ici qu'avec le ^{86}Kr (^{34,35}Al, ^{36,37}Si par exemple), et de mesurer précisément leurs périodes et leurs probabilités d'émission de neutrons.

Nous envisageons également de mesurer les corrélations entre les différentes cuves du détecteur, afin d'en déduire les rapports de branchement des émissions retardées de plusieurs neutrons (β-2n ou β-3n).

Enfin, des perpectives plus lointaines mais non moins importantes découlent de la prochaine modification du rapport d'épluchage entre les 2 cyclotrons du GANIL, du fait de l'augmentation de l'intensité et de l'énergie incidentes (très favorable à la production de noyaux riches en neutrons avec des faisceaux lourds tels que le ^{86}Kr).

L'utilisation de ce type de détecteur auprès du futur synchrotron SIS/ESR à Darmstadt fournissant des faisceaux d'ions lourds relativistes est également une part importante de ces perspectives.

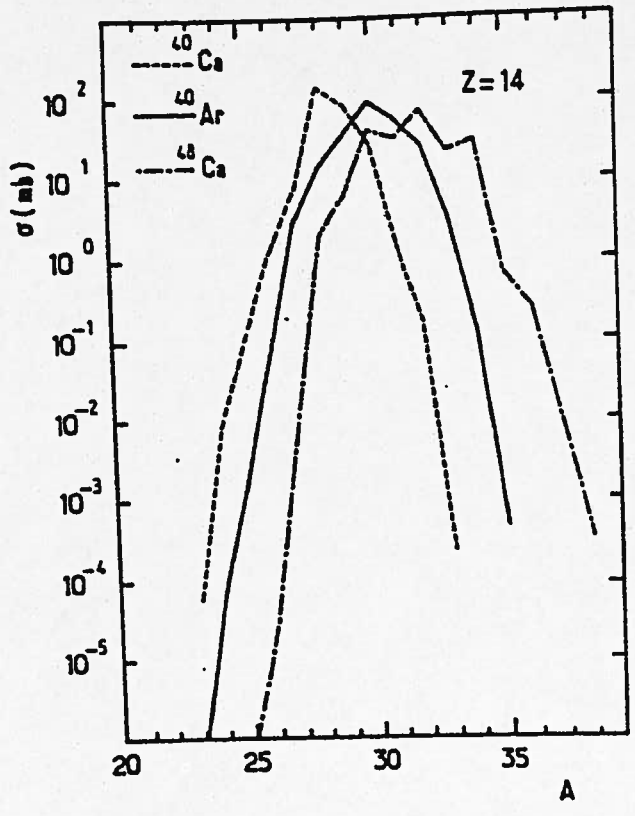


Fig. 60 : *Distributions isotopiques du silicium calculées avec des faisceaux de ^{40}Ca, ^{40}Ar et ^{48}Ca. ([GUE86]).*

C O N C L U S I O N

Au terme de cette étude, il serait bien hasardeux de tirer des conclusions fermes sur les thèmes de physique traités dans ce travail, tant ceux-ci sont en plein développement, et toujours source de nombreux enseignements.

L'étude des mécanismes de réaction d'ions lourds aux énergies intermédiaires, utilisés pour produire des noyaux éloignés de la stabilité, montre en effet des différences radicales entre des projectiles de masses proches de 40 (^{40}Ar ou ^{40}Ca par exemple), et le ^{86}Kr à la même énergie (45 MeV/u).

Alors que les principales réactions observées avec l'^{40}Ar sont assimilées à une fragmentation du projectile, le krypton est sujet à des réactions beaucoup plus dissipatives, avec une superposition de nombreux mécanismes suivant le paramètre d'impact ou la cinématique de la réaction.

On voit ainsi apparaitre des mécanismes de fusion complète ou incomplète, suivis d'une forte évaporation et/ou d'une fission assymétrique provenant de la forte énergie d'excitation du noyau composé.

Les collisions plus périphériques conduisent à des mécanismes de transfert de plusieurs nucléons, ou à des réactions profondément inélastiques pouvant s'apparenter à une fragmentation "lente" accompagnée d'un équilibrage complet de l'énergie du système composite projectile+cible, entrainant également de fortes énergies d'excitation pour les fragments.

Tous ces éléments rendent l'étude des réactions induites par des projectiles tels que le ^{86}Kr aux énergies intermédiaires extrêmement complexe, et de nombreuses expériences sont encore à réaliser avant de comprendre précisément les phénomènes mis en jeu.

Il est par contre plus aisé de tirer les conséquences des ces observations sur l'efficacité de ces réactions pour la production de noyaux éloignés de la stabilité.

Il apparait clairement que la production de noyaux riches en neutrons est très défavorisée par des mécanismes où les noyaux sont produits avec une grande énergie d'excitation, tels que ceux évoqués précédemment.

A l'opposé, de l'autre côté de la vallée de stabilité, la production de noyaux

déficients en neutrons est favorisée par l'évaporation préférentielle de neutrons (à cause de la barrière coulombienne). Un tel phénomène a été mis en évidence dans ce travail pour des noyaux de masse proche de celle du projectile produits par des mécanismes de fusion incomplète. En utilisant un faisceau de ^{78}Kr à la place d'un faisceau de ^{86}Kr, on s'attend à des sections efficaces encore plus importantes.

L'étude de l'efficacité de production de ces mécanismes auprès d'un spectromètre à recul tel que LISE conduit aux remarques suivantes :

- Le projectile doit être choisi (à section efficace équivalente) le plus proche possible du domaine de noyaux que l'on veut produire. En effet, les distributions angulaires et en moment des fragments de masses proches de celle du projectile sont plus étroites que celles des fragments éloignés. A cause des acceptances limitées de LISE, la transmission du nombre de fragments proches du projectile est donc plus grande.

- Une énergie incidente la plus grande possible est souhaitable pour la production de noyaux riches en neutrons non seulement parce qu'une réaction plus soudaine conduit à des énergies d'excitation plus faibles et donc une évaporation moins importante, mais également parce qu'elle permet d'augmenter les épaisseurs de cibles, et que les fragments sont plus focalisés vers l'avant.

L'étude de ces phénomènes a permis de comprendre les faibles taux de production observés lors de la première utilisation d'un détecteur de coincidences β-neutron. Ce détecteur a été construit dans le but d'effectuer les premières mesures spectroscopiques des noyaux riches en neutrons qui se désintégrent par émission retardée de neutrons.

Sa particularité essentielle est qu'il est de plus en plus sensible pour des noyaux de plus en plus éloignés de la vallée de stabilité (à cause de l'augmentation des probabilités d'émission de neutrons), là où les processus de désintégration β-γ deviennent minoritaires. Il prend ainsi le relais des études spectroscopiques β-γ déjà menées sur le spectromètre LISE ([DUF86]).

L'étude complète de ce détecteur a été présentée dans ce travail : depuis la conception, la construction, la mise au point et l'utilisation jusqu'aux résultats de nouvelles déterminations de périodes et de probabilités d'émission de neutrons.

Ces résultats ont été comparés à différents modèles théoriques (théorie globale, modèle en couche), et laissent apparaitre que des progrès sont encore à réaliser dans le domaine des prédictions théoriques. Les noyaux très riches en

neutrons semblent en effet reflèter des caractéristiques de structure nucléaire très particulières (fortes déformations, formations de sous-couches, modes de désintégrations exotiques, etc ...)

Ces différents éléments motivent grandement la poursuite de l'étude de ces noyaux. Une prochaine expérience réalisée avec un faisceau de ^{48}Ca permettra d'utiliser le détecteur construit dans ce travail au maximum de ces capacités. Dans un avenir plus lointain, de nouveaux faisceaux à des énergies plus grandes seront bientôt disponibles au GANIL et sur d'autres accélérateurs tels que SIS à Darmstadt, et permettront de produire plus efficacement les noyaux éloignés de la stabilité. On pourra alors affiner leur étude spectroscopique et étendre ainsi nos connaissances sur la structure nucléaire loin de la stabilité.

REFERENCES

[AJZ85] : F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A433 (1985) 1-158.

[ANN82] : R. Anne et C. Signarbieux, Rapport interne GANIL RA/NJ 278 (1982).

[ANN87] : R. Anne, D. Bazin, A.C. Mueller, J.C. Jacmart et M. Langevin, GANIL P 86-23 à paraitre dans NIM.

[ARM87] : P. Armbruster, M. Bernas, J.P. Boquet, R. Brissot, H.R. Faust et P. Roussel, IPNO DRE 87-14.

[AUG87] : F. Auger, B. Berthier, A. Cunsolo, A. Foti, W. Mittig, J.M. Pascaud, E. Plagnol, J. Québert et J.P. Wieleczko, Phys. Rev. C35 (1987) 190-203.

[BAZ85] : D. Bazin, Rapport de stage GANIL RS 85-08 (1985).

[BOR84] : V. Borrel, Thèse de 3ème Cycle IPNO T 84-02.

[BOR86] : V. Borrel, B. Gatty, D. Guerreau, J. Galin et D. Jacquet, Z. Phys. A. 324, 205-216 (1986).

[BOR87] : V. Borrel, J.C. Jacmart, F. Pougheon, A. Richard, R. Anne, D. Bazin, H. Delagrange, C. Détraz, J.P. Dufour, D. Guillemaud-Mueller, F. Hubert, A.C. Mueller, M.S. Pravikoff, E. Roeckl et M.G. Saint-Laurent, à paraitre.

[CEC79] : R.A. Cecil, B.D. Anderson et R. Madey, NIM 161 (1979) 439-447.

[CUR86] : M.S. Curtin, L.H. Harwood, J.A. Nolen, B. Sherrill, Z.Q. Xie et B.A. Brown, Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 34-37.

[DES74] : A. DeShalit, H. Feshbach, Theoretical Nuclear Structure (Vol. I), éditeur : J. Wiley.

[DET83] : C. Détraz, M. Langevin, D. Guillemaud-Mueller, A.C. Mueller, C. Thibault, F. Touchard, G. Klotz, C. Miehe, G. Walter, M. Epherre et C. Richard-Serre, Nucl. Phys. A402 (1983) 301.

[DUF84] : J.P. Dufour, S. Beraud-Sudreau, R. Del Moral, H. Emmermann, A. Fleury, F. Hubert, C. Poirot, M.S. Pravikoff, J. Frehaut, M. Beau, A. Bertin, G. Giraudet, A. Huck, G. Klotz, C. Miehe, C. Richard-Serre et H. Delagrange, Z. Phys. A. 319, 237-238 (1984).

[DUF86] : J.P. Dufour, R. Del Moral, A. Fleury, F. Hubert, D. Jean, M.S. Pravikoff, H. Delagrange, H. Geissel et K. -H. Schmidt, Z. Phys. A. 324, 487-488 (1986).

[FLE85] : A. Fleury, Cours sur la nucléosynthèse naturelle et artificielle, CENBG 8523 (1985).

[GIL86] : R.L. Gill, R.F. Casten, D.D. Warner, A. Piotrowski, H. Mach, J.C. Hill, F.K. Wohn, J.A. Winger et R. Moreh, Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 1874.

[GOL74] : A.S. Goldhaber, Phys. Lett. 53B, 306 (1974).

[GOMEZ] : LILITA, a Monte-Carlo Hauser-Feshbach code, J. Gomez del Campo et R.G. Stokstad, ORNL-TM-7295 Oak Ridge National Laboratory.

[GSI87] : Workshop on experiments on experimental facilities at SIS/ESR, GSI-87-7 Report, ISSN 0171-4546.

[GUE86] : D. Guerreau, Journal de physique C4-8, Tome 47 (1986) 207-222.

[GUI85] : D. Guillemaud-Mueller, A.C. Mueller, D. Guerreau, F. Pougheon, R. Anne, M. Bernas, J. Galin, J.C. Jacmart, M. Langevin, F. Naulin, E. Quiniou et C. Détraz, Z. Phys. A. 322, 415-418 (1985).

[HAN87] : P.G. Hansen et B. Jonson, Contribution au livre "Particle Emission from Nuclei", éditeurs M. Ivascu et D. Poenaru (CRC Press).

[HUB80] : F. Hubert, A. Fleury, R. Bimbot et D. Gardes, Ann. de Phys. J5 (suppl.) 1-214 (1980).

[JAM72] : F. James, Proceedings of the 1972 CERN Computing and Data Processing School (CERN 72-21).

[JOU85] : D. Jouan, Thèse de doctorat de l'université de Paris VI, IPNO T 85-01.

[KLA81] : H.V. Klapdor, J. Metzinger, T. Oda, F. -K. Thielemann et W. Hille-

brandt, contribution à la 4 ème conférence internationale sur les noyaux loin de la stabilité, Helsingor (1981) 341-350.

[KLA84] : H.V. Klapdor, J. Metzinger et T. Oda, Atom. Dat. and Nucl. Dat. Tables 31, 81-111 (1984).

[KRA73] : K.L. Kratz et G. Herrmann, Z. Phys. A. 263, 435-442 (1973).

[KRA86] : K.L. Kratz, H. Galbelmann, W. Hillebrandt, B. Pfeiffer, K. Schlösser et F. -K. Thielemann, Z. Phys. A. 325, 489-490 (1986).

[KRA87] : K.L. Kratz, communication privée.

[KRU84] : J. Krumlinde et P. Möller, Nucl. Phys. A417 (1984) 419-446.

[LAN84] : M. Langevin, C. Détraz, D. Guillemaud-Mueller, A.C. Mueller, C. Thibault, F. Touchard et M. Epherre, Nucl. Phys. A414 (1984) 151-161.

[LANG84] : M. Langevin, C. Détraz, M. Epherre, D. Guillemaud-Mueller, B. Jonson et C. Thibault, Phys. Lett. 146B, 176 (1984).

[LAN85] : M. Langevin, E. Quiniou, M. Bernas, J. Galin, J.C. Jacmart, F. Naulin, F. Pougheon, R. Anne, C. Détraz, D. Guerreau, D. Guillemaud-Mueller et A.C. Mueller, Phys. Lett. 150B (1985) 71-74.

[LANG85] : M. Langevin, A.C. Mueller, D. Guillemaud-Mueller, M.G. Saint-Laurent, R. Anne, M. Bernas, J. Galin, D. Guerreau, J.C. Jacmart, S.D. Hoath, F. Naulin, F. Pougheon, E. Quiniou et C. Détraz, Nucl. Phys. A455 (1986) 149-157.

[LUC87] : R. Lucas, C. Ngô, T. Suomijärvi, M. Berlanger, C. Cerruti, S. Chiodelli, D. Dalili, A. Demeyer, D. Guinet, S. Leray, C. Mazur et M. Ribrag, Nucl. Phys. A464 (1987) 172-188.

[LUK86] : S.M. Lukyanov, M. Lewitowicz, Yu. E. Penionchkevich, G.G. Chubarian, D. Bazin, D. Guillemaud-Mueller, A.C. Mueller et M.G. Saint-Laurent, Dubna E13-86-501 et GANIL P 86-21.

[LYU83] : Yu. S. Lyutostansky et I.V. Panov, Z. Phys. A. 313, 235-238 (1983).

[MOR78] : D.J. Morrissey, W.R. Marsh, R.J. Otto, W. Loveland et G.T. Seaborg, Phys. Rev. C18 (1978) 1267-1274.

[PAP72] : A.C. Pappas et T. Sverdrup, Nucl. Phys. A188 (1972) 48-64.

[PAS85] : J.M. Pascaud, Thèse de doctorat (Bordeaux 1985).

[POP87] : N.A.F.M. Poppelier, P.W.M. Glaudemans, J.H. de Vries et L.D. Wood, Biennial Report 85-86, Robert J. Van de Graaff Laboratorium, Utrecht, The Netherlands (p. 27).

[POU86] : F. Pougheon, D. Guillemaud-Mueller, E. Quiniou, M.G. Saint-Laurent, R. Anne, D. Bazin, M. Bernas, D. Guerreau, J.C. Jacmart, S.D. Hoath, A.C. Mueller et C. Détraz, Europhys. Lett. 2 (7), 505-509 (1986).

[POU87] : F. Pougheon, J.C. Jacmart, E. Quiniou, R. Anne, D. Bazin, V. Borrel, J. Galin, D. Guerreau, D. Guillemaud-Mueller, A.C. Mueller, E. Roeckl, M.G. Saint-Laurent et C. Détraz, Z. Phys. A. 327, 17-24 (1987).

[RAN83] : G. Randers-Pehrson, R.W. Finlay et D.E. Carter, NIM 215 (1983) 433-436.

[RUD66] : G. Rudstam, Z. Naturforschg. 21a, 1027-1041 et références citées.

[RUN83] : E. Runte, W. -D. Schmidt-Ott, P. Tidemand-Petersson, R. Kirchner, O. Klepper, W. Kurcewicz, E. Roeckl, N. Kaffrell, P. Peuser, K. Rykaczewski, M. Bernas, P. Dessagne et M. Langevin, Nucl. Phys. A399 (1983) 163-180.

[SAI87] : M.G. Saint-Laurent, J.P. Dufour, R. Anne, D. Bazin, V. Borrel, H. Delagrange, C. Détraz, D. Guillemaud-Mueller, F. Hubert, J.C. Jacmart, A.C. Mueller, F. Pougheon, M.S. Pravikoff et E. Roeckl, GANIL P 87-03 à paraitre dans Physical Review Letters.

[TAK72] : K. Takahashi, Prog. of Theo. Phys. 47 (1972) 1500-1516.

[UNO82] : M. Uno et M. Yamada, rapport INS NUMA 40 (1982).

[VIY79] : Y.P. Viyogi, T.J.M. Symons, P. Doll, D.E. Greiner, H.H. Heckman, D.L. Hendrie, P.J. Lindstrom, J. Mahoney, D.K. Scott, K. Van Bibber, G.D. Westfall, H. Wieman, H.J. Crawford, C. Mc Parland et C.K. Gelbke, Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 33-36.

[WAP85] : A.H. Wapstra et G. Audi, Nucl. Phys. A432 (1985) 1-139.

[WIL83] : B.H. Wildenthal, M.S. Curtin et B.A. Brown, Phys. Rev. C28 (1983) 1343-1366.

Study of Beta-Delayed Neutron Emission by Neutron-Rich Nuclei and Analysis of the Nuclear Reaction Mechanism responsible for the Yields of these Nuclei.

SUMMARY

Among the nuclear mechanisms used for the production of nuclei far from stability, the projectile fragmentation process has recently proved its efficiency. However, at Fermi energies, one has to take into account some collective and relaxation effects which drastically modify the production cross-sections. The spectroscopic study of very neutron-rich nuclei is very dependent of these production rates. A study of beta-delayed neutron emission which leads to new measurements of half-lives and neutron delayed emission probabilities is achieved with a liquid scintillator dectector. The results which are then compared to different theories are of interest for the understanding of natural production of heavy elements (r processus).

KEY-WORDS :

- Projectile Fragmentation
- Reaction Mechanisms
- ß Decay
- Neutron-Rich Nuclei
- Half-Lives
- ß delayed Neutron Emission
- Probability

Daniel BAZIN

Etude de l'Emission de Neutrons retardés par des Noyaux très riches en Neutrons et Analyse des Mécanismes de Réaction Nucléaire responsables de la production de ces Noyaux.

RESUME

Parmi les mécanismes nucléaires utilisés pour la production de noyaux éloignés de la stabilité, la fragmentation de projectiles lourds a récemment montré son efficacité. Toutefois, aux énergies proches de l'énergie de Fermi, cette notion doit être étendue en tenant compte d'effets collectifs et dissipatifs qui entraînent de profondes modifications des sections efficaces de production. Ces mécanismes conditionnent directement l'étude spectroscopique des noyaux très riches en neutrons se désintégrant par émission de neutrons retardés. Cette étude est entamée à l'aide d'un détecteur de coïncidences ß-neutron. Les résultats sont comparés aux différentes théories de désintégration ß, et ont, notamment, des implications dans les processus de formation naturelle des noyaux lourds (processus r).

MOTS CLES

- Fragmentation du projectile
- Mécanismes de réaction
- Désintégration ß
- Noyaux riches en neutrons
- Périodes
- Probabilité d'émission de neutrons retardés.