



HAL
open science

Mesure de periode et de probabillite d'emission de neutrons retardes des isotopes ^{44}S $^{45-47}\text{Cl}$ a l'aide du spectrometre LISE: leur implication pour la comprehension du rapport $^{48}\text{Ca}/^{46}\text{Ca}$ dans le systeme solaire

O. Sorlin

► To cite this version:

O. Sorlin. Mesure de periode et de probabillite d'emission de neutrons retardes des isotopes ^{44}S $^{45-47}\text{Cl}$ a l'aide du spectrometre LISE: leur implication pour la comprehension du rapport $^{48}\text{Ca}/^{46}\text{Ca}$ dans le systeme solaire. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 1991. Français. NNT: . in2p3-00014967

HAL Id: in2p3-00014967

<https://in2p3.hal.science/in2p3-00014967v1>

Submitted on 13 Feb 2019

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.

institut de physique nucléaire

CNRS - IN2P3 UNIVERSITE PARIS - SUD

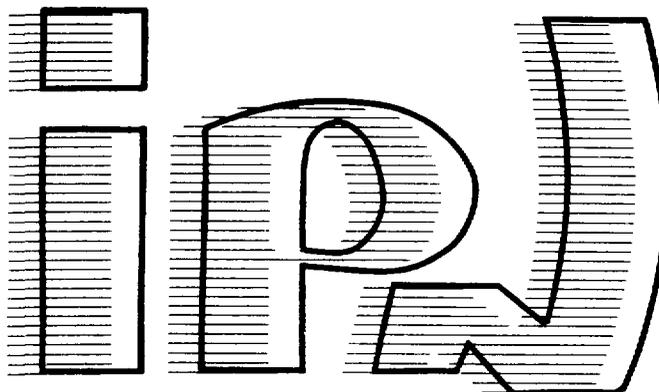
I. P. N. - 91406 ORSAY CEDEX

Gestion INIS

Doc. enreg. le : 3/06/92

N° TRN : FR 92 3966

Destination : I,I+D,D



21 juin 1991

IPNO - T.91.04

THESE

présentée par

OLIVIER SORLIN

pour obtenir le titre de

DOCTEUR EN SCIENCES DE L'UNIVERSITE PARIS VII

spécialité: Physique Nucléaire

Mesure de période et de probabilité d'émission de neutrons retardés des isotopes ^{44}S , $^{45-47}\text{Cl}$ à l'aide du spectromètre LISE: leur implication pour la compréhension du rapport $^{48}\text{Ca}/^{46}\text{Ca}$ dans le système solaire.

21 juin 1991

IPNO - T.91.04

THESE

présentée par

OLIVIER SORLIN

pour obtenir le titre de

DOCTEUR EN SCIENCES DE L'UNIVERSITE PARIS VII
spécialité: Physique Nucléaire

Mesure de période et de probabilité d'émission de neutrons retardés des isotopes ^{44}S , $^{45-47}\text{Cl}$ à l'aide du spectromètre LISE: leur implication pour la compréhension du rapport $^{48}\text{Ca}/^{46}\text{Ca}$ dans le système solaire.

THESE

Présentée à

l'UNIVERSITE PARIS VII

pour obtenir le titre de
DOCTEUR EN SCIENCE
spécialité: **Physique Nucléaire.**

par

OLIVIER SORLIN

SUJET: Mesure de période et de probabilité d'émission de neutrons retardés des isotopes ^{44}S , $^{45-47}\text{Cl}$ à l'aide du spectromètre LISE: leur implication pour la compréhension du rapport $^{48}\text{Ca}/^{46}\text{Ca}$ dans le système solaire.

Soutenue le 21 juin 1991 devant la commission d'examen:

Mrs	L. Valentin	président
	B. Diu	
	D. Guerreau	rapporteur
	F. Haas	
	K.-L. Kratz	rapporteur
Mme	D. Guillemaud-Mueller	

s
n

*A toute ma famille,
A mes amis ...*

REMERCIEMENTS

La page des remerciements est toujours délicate à rédiger pour plusieurs raisons:

- tout d'abord parce que l'on doit se plonger dans des affres de réflexions afin de n'oublier personne,

- et ensuite parce que l'on sait que cette page sera souvent la seule lue et en tous les cas provoquera la première impression sur la thèse et parfois même la dernière!

Je m'excuse donc tout d'abord auprès de ceux que je vais oublier...

Je tiens en premier lieu à remercier tous les enseignants qui ont su susciter ou nourrir mon avide curiosité pour les merveilles de la nature, et tout particulièrement L. Valentin, professeur à l'Université Paris VII qui m'a montré combien la physique nucléaire est fascinante. C'est sans aucun doute grâce à lui que j'ai choisi de m'orienter vers la physique nucléaire et je le remercie de m'avoir fait l'honneur de présider mon jury de thèse.

Je tiens à remercier Messieurs H. Sergolle et M. Vergnes pour leur chaleureux accueil à l'Institut de Physique Nucléaire. J'associerai à ce remerciement tous les membres de l'Institut qui ont contribué à rendre ce travail agréable de part leur grande disponibilité et leur extrême gentillesse.

Ce travail a été mené dynamiquement par D. Guillemaud-Mueller, je la remercie tout particulièrement pour son soutien et sa grande disponibilité lors de la compréhension de problèmes apparemment inextricables, pour l'extrême gentillesse et patience dont elle a fait preuve durant ces deux années, pour la relecture efficace de ma thèse et enfin pour sa patience envers mes gémissements (ou "meuglements") intempestifs! Je remercie également A. C. Mueller pour ses conseils avisés, et pour les discussions fructueuses et passionnantes que nous avons eues. Je leur suis très reconnaissant de m'avoir permis de gérer mon travail comme je le souhaitais et de m'avoir entre autres encouragé à m'initier à l'astrophysique nucléaire. J'ai ainsi pu prendre conscience de la passionnante complémentarité de la physique nucléaire et de l'astrophysique et pu discuter avec de nombreuses personnes lors de conférences à la frontière des deux disciplines.

Je remercie dans ce contexte tout particulièrement K. L. Kratz de m'avoir initié à la partie astrophysique de ma thèse lors de nos discussions passionnantes et d'avoir accepté d'être rapporteur de mon travail de thèse. J'ai été très touché par son extrême sympathie et ses accueils chaleureux. Je remercie également A. Wöhr pour son accueil en Allemagne.

L'expérience qui a constitué la trame de ma thèse a été effectuée à GANIL et est le fruit d'une collaboration entre l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, le GANIL, l'Institut de Chimie Nucléaire à Mainz (RFA) et le Laboratoire des Réactions Nucléaires de Dubna (URSS). Je tiens donc à remercier les membres de cette expérience qui ont tous contribué à sa réussite.

Je tiens donc à remercier V. Borrel, A. Latimier, F. Pougheon du groupe "noyaux exotiques" d'Orsay, les physiciens du GANIL R. Anne, M. Lewitowicz, et M. G. Saint-Laurent avec qui j'ai plus particulièrement travaillé. Je remercie vivement D. Bazin qui en plus de son aide extrêmement précieuse pour le bon déroulement de l'expérience, m'a expliqué toutes les subtilités du programme de simulation LISE et m'a ainsi permis de griffonner quelques balbutiements informatiques sur son chef-d'oeuvre!

Je suis également très reconnaissant envers le personnel du GANIL et plus particulièrement envers Messieurs F. Geoffroy, Y. Georget et R. Hue pour la motivation dont ils ont fait preuve lors des expériences et le travail intense qu'ils ont accompli sur le spectromètre LISE.

Je remercie également E. Kashy pour ses conseils avisés et son dynamisme intarissable et S. Dogny pour leur aide lors de la phase de dépouillement.

Je remercie Messieurs B. Diu, F. Haas de m'avoir fait l'honneur de constituer mon jury de thèse, et D. Guerreau d'avoir accepté d'être rapporteur, je leur suis reconnaissant d'avoir consacré une part précieuse de leur temps pour la lecture et la soutenance de ma thèse.

Je remercie enfin Mesdames M. Fournier et N. Chauland du service de reprographie qui ont réalisé le tirage de ce document et ont ainsi effectué la tâche décisive en le rendant accessible à de nombreux lecteurs et Monsieur F. Planche pour avoir réalisé les tirages photographiques.

Pour conclure, je tiens également à féliciter les conseillers d'orientation qui ont fait preuve d'une remarquable sagacité dans leur étude de ma psychologie avant mon passage en classe de première. Ceux-ci ont en effet décrété, après une journée de torture ridicule, que mon rêve de devenir ingénieur (à cet âge on ne fait que rêver) ne se réaliserait jamais puisque "mon intellect ne possédait aucunement les qualités de réflexions nécessaires à l'étude des mathématiques et de la physique". Ils m'ont plutôt conseillé les concours administratifs, en disant qu'ils "correspondaient nettement plus à ma personnalité". Il me semble donc, si l'on en croit leurs affirmations, et en analysant la situation avec un peu de recul, qu'ils ont réussi à aviver ou révilser mon esprit de contradiction et de curiosité latent... Je leur promets en tous cas que je suis heureux là où je suis!

"Quand un rêveur de rêveries a écarté toutes les préoccupations qui encombraient la vie quotidienne, quand il s'est détaché du souci qui lui vient du souci des autres, quand il est vraiment ainsi l'auteur de sa solitude, quand enfin il peut contempler, sans compter les heures, un bel aspect de l'univers, il sent, ce rêveur, un être qui s'ouvre en lui. Soudain un tel rêveur est rêveur de monde. Il s'ouvre au monde et le monde s'ouvre à lui. On n'a jamais bien vu le monde si l'on n'a pas rêvé ce que l'on voyait. En une rêverie de solitude qui accroît la solitude du rêveur, deux profondeurs se conjuguent, se répercutent en échos qui vont de la profondeur de l'être du monde à une profondeur d'être du rêveur. Le temps est suspendu. Le temps n'a plus d'hier et n'a plus de demain. Le temps est englouti dans la double profondeur du rêveur et du monde. Le Monde est si majestueux qu'il ne s'y passe plus rien: le Monde repose en sa tranquillité..."

G. Bachelard- La poétique de la rêverie 1960.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	5
I. PRESENTATION DU PROGRAMME DE SIMULATION LISE.	6
I.1 Interaction particule matière.	
I.1.1 La fragmentation d'un ion lourd.	
I.1.1.1 Le modèle de Goldhaber.	7
I.1.1.2 Estimation des taux de production à l'aide la paramétrisation de Sümmerer.	8
I.1.1.3 Elargissement de la distribution en vitesse en fonction de l'épaisseur de la cible.	9
I.1.1.4 Limitations du modèle utilisé, améliorations.	
I.1.1.4.1 Introduction.	11
I.1.1.4.2 Distribution en moment des fragments.	11
I.1.1.4.3 Distributions angulaires.	13
I.1.1.4.4 Premiers résultats obtenus à 0°.	14
I.1.1.4.5 Modélisation du transfert de nucléons.	17
I.1.2 Pertes d'énergies dans la matière.	17
I.1.3 Dispersion angulaire et en énergie de faisceaux émergeant d'une cible.	
I.1.3.1 Dispersion angulaire.	18
I.1.3.2 Dispersion en énergie.	19
I.2. Présentation générale du spectromètre.	
I.2.1 Introduction.	20
I.2.2 Premier dipôle, section d'analyse.	
I.2.2.1 Réglage du Bp de l'aimant.	21
I.2.2.2 Réglage des fentes: cible mince-cible épaisse.	21
I.2.2.3 Cible optimale.	22
I.2.3 Deuxième dipôle, section refocalisante.	
I.2.3.1 Sans dégradeur.	23
I.2.3.2 Avec dégradeur.	24
I.2.4 Le filtre de vitesse.	30
I.3. Calcul de taux de productions de noyaux.	
I.3.1 Définitions, notations.	33
I.3.2 Calcul détaillé de la transmission angulaire t_{θ} .	33

I.3.3 Calcul détaillé de la transmission en énergie t_E .	35
I.3.3.1 Rendement en énergie après les fentes F1.	35
I.3.3.2 Effet du dégradeur sur le rendement en énergie t_E^2 .	36
I.3.3.3 Effet du filtre de vitesse sur le rendement en énergie t_E^3 .	37
I.4. Identification des noyaux à l'aide du programme LISE.	
I.4.1 Méthode ΔE - temps de vol.	38
I.4.2 Méthode ΔE - E.	40
I.4.3 Simulation de transmission de noyaux.	40
II.MESURES DE PERIODES ET DE P_n DES NOYAUX ^{44}S , $^{45,46,47}\text{Cl}$.	42
II.1 Présentation générale de l'expérience.	
II.1.1 Le faisceau, le spectromètre.	43
II.1.2 Le système de détection.	
II.1.2.1 Le télescope.	44
II.1.2.2 Les détecteurs de neutrons.	44
II.1.2.3 Détection des muons cosmiques.	46
II.1.3 Identification et implantation des noyaux à analyser.	
II.1.3.1 Identification en ligne: matrice ΔE -temps de vol.	46
II.1.3.2 Implantation des noyaux dans la dernière jonction.	46
II.1.4 Principe de mesures de périodes: méthode de coïncidence β -neutron.	
II.1.4.1 Introduction.	47
II.1.4.2 Temps de thermalisation dans le détecteur à ^3He des neutrons de décroissance des noyaux à étudier.	47
II.1.4.3 Intérêt de la méthode.	48
II.2 Electronique et acquisition de données.	
II.2.1 Logique générale de l'acquisition.	48
II.2.2 Electronique ions lourds.	50
II.2.3 Acquisition ions lourds.	51
II.2.4 Electronique β -neutron.	54
II.2.5 Acquisition β -neutron.	54
II.2.6 Système de gestion des données, bus d'interface entre la lecture et le stockage des données.	55

5
5
6
7
8
0
0
2
3
4
4
6
6
7
7
8
8
0
1
4
4
5

II.3. Dépouillement de l'expérience.	
II.3.1 Préliminaires.	
II.3.1.1 Etalonnage en énergie, identification redondante des noyaux.	56
II.3.1.2 Constitution d'événements ions lourds, β -neutron associé.	60
II.3.2 Mesures de périodes.	
II.3.2.1 Définitions, notations.	60
II.3.2.2 Programmes de minimisation utilisés.	62
II.3.2.3 Estimation du bruit de fond par simulation monte-carlo.	62
II.3.2.4 Présentation des résultats.	64
II.3.3 Efficacité de détection des β.	68
II.3.4 Mesures des P_n.	
II.3.4.1 Définition, notation.	68
II.3.4.2 Résultats.	69
II.4. Commentaires, comparaison avec les calculs théoriques.	70
III. COMPREHENSION DE L'ABONDANCE DES ELEMENTS DANS L'UNIVERS.	73
III.1 La formation des noyaux dans l'univers.	
III.1.1 Les étoiles, sites de production des noyaux.	
III.1.1.1 Courbe d'abondance des noyaux dans le système solaire.	74
III.1.1.2 La fusion thermonucléaire.	75
III.1.1.3 Energie de liaison des noyaux.	77
III.1.2 Formation des étoiles, évolution selon leur masse, diagramme H-R.	79
III.1.3 Phases de combustion de noyaux dans les étoiles "présupernovae".	81
III.1.4 Les processus de capture de neutrons.	
III.1.4.1 Introduction.	84
III.1.4.2 Le processus s.	84
III.1.4.3 Le processus r.	86
III.2 Intérêt astrophysique des mesures expérimentales.	
III.2.1 Introduction.	88
III.2.2 Etude des météorites.	
III.2.2.1 Présentation générale.	89
III.2.2.2 La météorite d'Allende.	90

III 2.3 Explication du rapport isotopique $\frac{48\text{Ca}}{46\text{Ca}}$ dans le système solaire. Origine des anomalies isotopiques dans la météorite d'Allende.

III.2.3.1 Les paramètres nucléaires importants, présentation générale du problème. 9 1

III.2.3.2 Apport des résultats expérimentaux sur les calculs d'abondances des noyaux. 9 6

III.2.4 Sites astrophysiques expliquant la formation de ces noyaux. 9 8

CONCLUSION 100

INTRODUCTION.

Le spectromètre doublement achromatique LISE a été installé au GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds) en 1983-1984. Grâce à cet équipement performant et à la qualité des faisceaux délivrés par le GANIL, il fut possible, dès le printemps 1984, de démarrer une série d'expériences originales dans le domaine des noyaux exotiques et des faisceaux secondaires. En effet, l'analyse magnétique par LISE permet de séparer et d'identifier parmi les fragments issus de l'interaction du faisceau du GANIL avec une cible de production, de très nombreux isotopes inconnus jusqu'alors. Cette percée dans le domaine des noyaux exotiques au GANIL a stimulé la construction de dispositifs similaires dans le monde entier (USA, RFA, Japon); ceci en étroite collaboration avec le GANIL. Si de telles études peuvent être menées à plusieurs endroits, le spectromètre LISE, néanmoins, garde toute sa compétitivité grâce à ses récentes modifications: la possibilité de varier l'angle d'incidence du faisceau sur la cible ainsi que l'adjonction d'un étage supplémentaire de sélection par l'intermédiaire d'un filtre de vitesse. Le programme de simulation par ordinateur de la physique inhérente à l'utilisation d'un spectromètre de type LISE commencé en 1986 devait donc être mis à jour. La première partie de ce travail présente l'explication détaillée du programme appelé LISE et en montre les applications extrêmement importantes tant pour la préparation que pour le bon déroulement d'une expérience.

L'étude des noyaux exotiques (noyaux éloignés de la vallée de stabilité du côté riche ou déficient en neutrons) permet de tester et parfois d'améliorer les prédictions théoriques sur le comportement de la matière nucléaire dans des conditions extrêmes. Ses voies d'investigations sont nombreuses, on peut citer par exemple: la recherche de nouveaux noyaux, les mesures de masses, les sections efficaces de réaction, la spectroscopie nucléaire, les mesures de temps de vie, la validité du modèle en couche pour des noyaux éloignés de la vallée de stabilité...La seconde partie présente les mesures des périodes ($T_{1/2}$) et de probabilités d'émission de neutrons retardés (P_n) des noyaux riches en neutrons ^{44}S , $^{45,46,47}\text{Cl}$. Les résultats expérimentaux obtenus seront comparés aux calculs QRPA. L'étude de ces noyaux permet non seulement de progresser dans la compréhension de la matière nucléaire, mais également d'étudier des noyaux qui existent dans les étoiles et sont très importants pour la formation de noyaux stables composant l'univers.

En effet, l'étude des propriétés de décroissance des noyaux ^{44}S , $^{45,46,47}\text{Cl}$ est d'une importance capitale pour la compréhension du rapport isotopique $^{48}\text{Ca}/^{46}\text{Ca}$ et des anomalies corrélées des noyaux Ca-Ti-Cr-...-Zr dans le système solaire. Ces mesures de périodes et de P_n fixent de plus des contraintes sur le(s) modèle(s) d'étoile(s) responsable(s) de la formation des éléments du système solaire. La dernière partie portera sur les divers mécanismes de formation de noyaux dans l'univers. En intégrant les résultats expérimentaux obtenus dans ce travail, nous verrons que l'on est amené, pour expliquer les abondances d'éléments observés dans le système solaire, à invoquer l'explosion d'une supernova de type II.

I. PRESENTATION DU PROGRAMME DE SIMULATION "LISE".

Le premier chapitre décrit le programme de simulation "LISE". Il a été conçu par D.Bazin et est utilisé activement depuis 1987 lors d'expériences sur le spectromètre LISE à GANIL. L'ajout du filtre de vitesse en Septembre 90 a nécessité sa modification et son extension que j'ai prises en charge. Ce premier chapitre présente donc la nouvelle version de ce programme au travers de sa philosophie, ses possibilités, et ses limites.

Son but est en fait multiple, il doit être un outil facile à utiliser, aisément transportable et adaptable, doit travailler aussi rapidement que l'exigent des conditions d'expériences et enfin (ou surtout) donner des résultats indispensables et avec une précision remarquable.

Sa présentation sous forme de menus auto-explicatifs le rend facile à utiliser, il est écrit en langage C et son implantation sur tout ordinateur compatible PC lui confère une souplesse d'utilisation, d'adaptation et de transport. Il a d'ailleurs déjà été utilisé pour une expérience auprès du séparateur à fragments FRS à Darmstadt (GSI) et pour une expérience sur le spectromètre A1200 à MSU (NSCL). Ce programme est de façon plus générale utilisable sur tout spectromètre de type LISE.

C'est un outil indispensable tant pour des préparations d'expériences que lors de leur déroulement. Il doit aider à décider de la faisabilité d'une expérience et en présenter les paramètres nécessaires à son bon déroulement (Temps de faisceau nécessaire, énergie, nature du projectile, cibles à utiliser, noyaux que l'on peut produire, contaminants à éviter...). De plus sa rapidité d'exécution lui permet d'être utilisé "en direct" lors de réglage de faisceaux au cours d'expériences. En effet le temps de faisceau disponible pour chaque expérience étant limité et onéreux, les réglages du spectromètre doivent être effectués dans les plus brefs délais et avec une optimisation performante. Ce code permet par exemple de calculer les champs magnétiques des aimants assurant ainsi la transmission d'un noyau choisi, d'apprécier les effets de fermetures des fentes sur les noyaux contaminants. Les visualisations graphiques utilisant les calculs de pertes d'énergies, d'énergie totale, de temps de vol facilitent l'identification des noyaux que nous voulons étudier parmi le grand nombre de noyaux produits.

Cette première partie présente la physique sous-jacente d'un spectromètre achromatique de type LISE en examinant en détail tout ce qui est utilisé dans le programme. Une version explicative plus succincte du code LISE est en préparation en vue d'une publication.

Les calculs actuels de taux de production par fragmentation de projectiles sont effectués à l'aide de la paramétrisation de Sümmerer, les distributions angulaires et en énergies étant déduites du modèle de Goldhaber. Cette méthode d'évaluation de taux de production a été préférée à des modèles théoriques qui ne donnent actuellement de résultats probants que dans des conditions particulières et qui nécessitent des calculs plus longs et plus complexes. Toutefois la version actuelle pourra bien-sûr évoluer en fonction des nouvelles connaissances théoriques ou de paramétrisations issues de données expérimentales; nous verrons à ce propos au paragraphe I.1.1.4 les améliorations qui nous semblent les plus importantes.

I.1 INTERACTION PARTICULE - MATIERE.

I.1.1 La fragmentation d'un ion lourd.

I.1.1.1 Le modèle de Goldhaber.

Lorsque l'on envoie un projectile de vitesse relativiste v_0 (moment p_0) sur une cible, la majeure partie de la section efficace de réaction donne lieu au processus de fragmentation. Ceci reste partiellement vrai pour des énergies intermédiaires (20 MeV/A à 60 MeV/A), bien que le quasi-projectile emporte de l'énergie d'excitation. Nous nous intéresserons à la fragmentation car celle-ci permet de produire des noyaux très éloignés de la vallée de stabilité, il peut y avoir fragmentation de la cible ou du projectile: l'utilisation de faisceaux très légers (protons par exemple) produit une fragmentation de la cible alors qu'un faisceau d'ions lourds se fragmente. On peut dans ces deux cas produire tout un ensemble de noyaux depuis les noyaux stables jusqu'aux noyaux très éloignés de la vallée de stabilité; nous en verrons l'intérêt dans la seconde partie. Le modèle de Goldhaber [GOL74] prévoit que les moments des fragments produits p_f sont distribués selon une statistique gaussienne de variance $\langle p_f^2 \rangle$ due au nombre de nucléons arrachés du projectile ou de la cible.

$$p_f = \sum_{i=1}^{i=f} p_{n,i}, \quad \text{où } p_{n,i} \text{ est le moment d'un des nucléons du noyau (moment de Fermi),}$$

$\langle p_n^2 \rangle$ est la variance du moment d'un nucléon.

On obtient alors [BOR 84]:

$$(1) \quad \langle p_{f//}^2 \rangle = \langle p_{f\perp}^2 \rangle = \langle p_n^2 \rangle \frac{A_f (A_p - A_f)}{(A_p - 1)}; \quad \langle p_n^2 \rangle \approx 90 \text{ MeV}^2/c^2.$$

Les indices f, p, c décrivent un fragment f produit par fragmentation d'un projectile p sur une cible c . A_p est donc le nombre de nucléons du faisceau projectile alors que A_f est le nombre de nucléons d'un fragment produit. $\langle p_{f//}^2 \rangle$ et $\langle p_{f\perp}^2 \rangle$ sont respectivement les variances axiales et transverses de la distribution en moment des fragments.

La distribution dans l'axe du faisceau est centrée sur le moment p_0 du projectile alors que la composante transverse $\langle p_{f\perp} \rangle$ est nulle. On peut alors écrire:

$$(2) \quad d^3\sigma / dp_f^3 = n \exp\left(-\frac{p_{f\perp}^2}{2 \langle p_{f\perp}^2 \rangle}\right) \exp\left(-\frac{(p_{f//} - p_0)^2}{2 \langle p_{f//}^2 \rangle}\right)$$

Nous verrons dans le paragraphe I.1.1.4 les limitations de ce modèle et les améliorations possibles, notamment pour les basses énergies du projectile.

I.1.1.2 Estimation des taux de productions à l'aide de la paramétrisation de Sümmerer.

Par analogie avec la formule de Rudstam [RUD66] proposée pour modéliser les rendements des réactions de spallation, une expression empirique de la section efficace totale de production par fragmentation peut s'écrire de la façon suivante:

$$(3) \quad \sigma (A_f, Z_f) = Y (A_f) n \exp (R | Z_{\text{prob}} - Z_f |^u)$$

Z_f est la charge du fragment, Z_{prob} étant sa charge la plus probable (voir texte).

Elle comporte essentiellement deux termes (le troisième étant un facteur de normalisation):

-le rendement en masse: $Y (A_f)$

$$(4) \quad Y (A_f) = \sigma_R P (A_p) \exp [-P (A_p) (A_p - A_f)] \quad [\text{MAG 86}].$$

-la dispersion de charge: $\exp (R | Z_{\text{prob}} - Z_f |^u)$.

Ils ont été ajustés par Sümmerer et al. [SUM89,90,90p] à l'aide de données expérimentales de fragmentation de projectiles ou de cibles. (Il y a réciprocity de la relation (4) en changeant A_p en A_c lorsque l'on considère la fragmentation de la cible). Les données expérimentales de taux de production sont assez peu nombreuses et essentiellement obtenues à partir de fragmentation de la cible par des faisceaux de protons. Mais grâce à deux conclusions importantes déduites des expériences, l'ajustement des paramètres a pu être étendu:

- à toutes les énergies (la section efficace $\sigma(A_f, Z_f)$ est indépendante de l'énergie du projectile au dessus d'un certain seuil $E_{\text{seuil}} = 1 \text{ GeV}$ proton),

-et à toutes les masses de projectile (on peut déduire par un simple facteur les sections efficaces de fragmentation sur une cible d'un noyau lourd par rapport à celle d'un proton).

Les résultats expérimentaux indiquent que la section efficace de production de noyaux décroît de façon exponentielle (3) lorsque l'on s'éloigne de la masse du projectile (par exemple: [GUI90]) ou de la charge la plus probable

$$Z_{\text{prob}} (A_f) = Z_{\beta} (A_f) + \Delta (A_f) + \Delta_m (A_f).$$

$Z_{\beta} (A_f)$ est un ajustement aux valeurs de Z de la vallée de stabilité ne tenant pas compte des effets de couche. L'écart Δ correspond à un décalage vers les noyaux déficients en neutrons (fig I.1.1.a) dû à l'évaporation de neutrons (prépondérante par rapport à l'émission de protons devant franchir la barrière coulombienne des noyaux) pour des préfragments très excités ($E^*/A > 1 \text{ MeV}$). Δ_m représente l'effet de mémoire des fragments par rapport à un projectile riche ou déficient en neutrons (fig I.1.2.b). Très peu de données ont pu être utilisées pour son ajustement mais il semble que malgré l'évaporation de neutrons, il reste une influence du rapport N/Z du projectile.

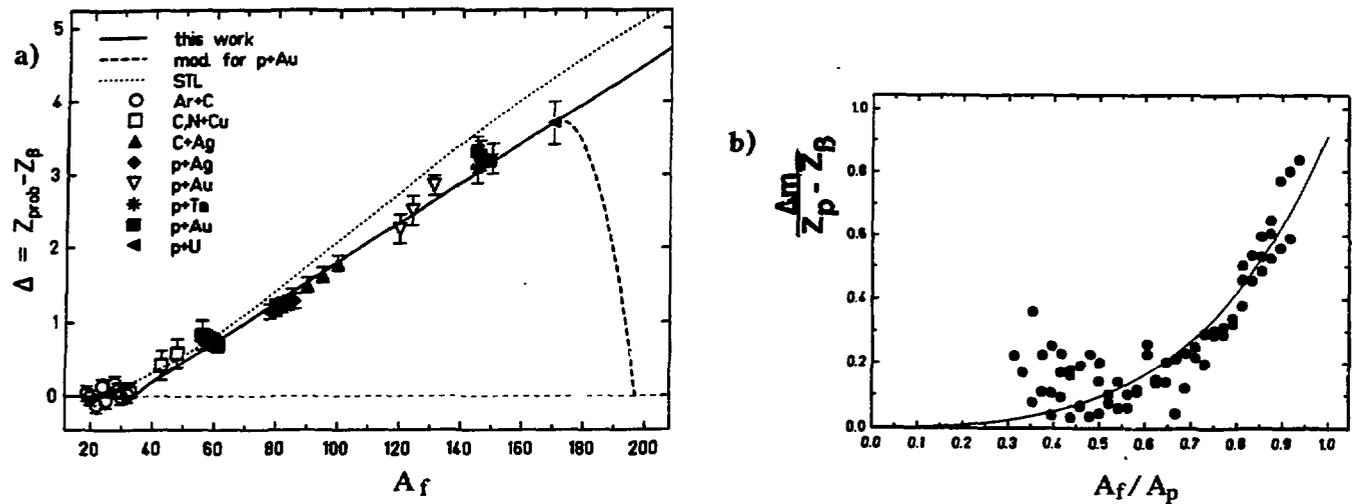


fig. I.1.1: (a) Décalage des noyaux par rapport à Z_{β} en fonction de leurs masses (Δ est dû à l'évaporation de neutrons, voir texte), (b) effet de mémoire des fragments par rapport à un projectile riche en neutrons [SUM90].

I.1.1.3 Elargissement de la distribution en vitesse en fonction de l'épaisseur de la cible.

La fragmentation d'un faisceau dans une cible produit à la sortie de la cible des faisceaux fragments ayant une variance axiale et perpendiculaire (1), ces deux composantes vont entraîner respectivement un élargissement en énergie et angulaire par rapport au faisceau primaire. Cette partie comprendra une analyse de la distribution en énergie engendrée par la fragmentation, la distribution angulaire sera traitée en détail au paragraphe I.3.2 (voir également I.1.3.1). D'après la relation (1) on peut déduire immédiatement l'élargissement du faisceau dû à la fragmentation dans une cible mince. Pour une cible épaisse il faut prendre en compte le fait que la fragmentation peut avoir lieu dans toute l'épaisseur de la cible. Ceci a pour effet d'élargir considérablement la distribution en énergie des fragments et d'autant plus que les pertes d'énergie du projectile et du fragment sont très différentes. La figure I.1.2 montre un faisceau qui traverse une cible épaisse, les noyaux en sortie de cible ont des énergies très différentes suivant le cas où le noyau fragmente en début de cible (cas 1), au centre (cas 2) ou en fin de cible (cas 3). Dans le premier cas, le noyau fragmente puis le fragment alors produit perd de l'énergie dans la totalité de l'épaisseur de la cible. Dans le cas 3 le noyau perd de l'énergie sur toute l'épaisseur de la cible avant de se fragmenter. On obtient ainsi une somme continue de gaussiennes de largeur $\langle p_f^2 \rangle$ (ou $\langle E_f^2 \rangle$) à partir de l'énergie E_{\min} jusqu'à E_{\max} .

Dans le cas d'une réaction de transfert de charges dans laquelle $Z_f > Z_p$ et $A_f < A_p$ l'énergie E_{\min} correspond au cas 1 car le projectile perd moins d'énergie que le fragment puisque les pertes d'énergie sont proportionnelles au nombre de nucléons mais varient quadratiquement avec la charge ($\frac{dE}{dx} \propto \frac{A Z^2}{E}$ approximation de la formule de Bethe).

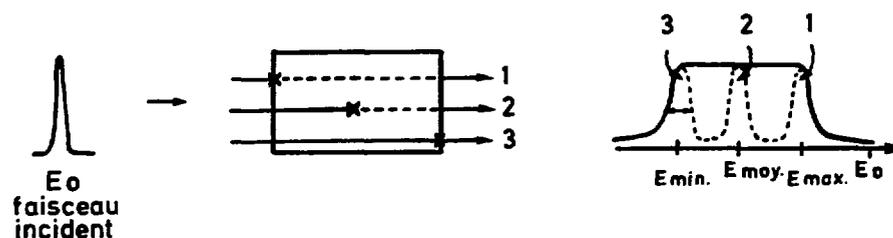


fig. I.1.2: Distribution en énergie d'un faisceau après fragmentation dans une cible épaisse (les largeurs des gaussiennes en pointillés sont données par le modèle de Goldhaber (I.1.1.1).

Quelques simulations obtenues avec le code LISE sont rassemblées ci-dessous dans un tableau (tab. I.1) et permettent de juger de l'influence de l'épaisseur de la cible et de l'écart en masse fragment - projectile sur la distribution en énergie du faisceau fragment émergeant de la cible. L'effet de la dispersion en énergie (appelée également straggling) sur la distribution (fig. I.1.2) se déduit de l'expression de § I.1.3.2. La perte de rendement due au straggling angulaire est négligeable pour les cas rassemblés ci-dessous. Pour plus de détail concernant les dispersions angulaires et en énergies, se référer au § I.1.3.

simulation programme LISE					
^{48}Ca (60 MeV/A) + ^{58}Ni → fragment,					
acceptance spectromètre: $\Delta p/p = \pm 0.9\%$ (fentes ± 15 mm)					
fragment	e_{cible} ([mg.cm ⁻²])	$E_{\text{max}} - E_{\text{min}}$ MeV/A	transmission en énergie (%)	transmission angulaire (%)	$\frac{I_{\text{transmise}}}{I_{\text{incidente}}}$ (10 ⁻⁹)
^{44}S	50	1	53	64.4	0.74
	100	1.5	48	63	1.35
	200	2	35	58.5	1.74
	300	4	20	53	1.48
	500	13	5.5	38	0.45
^{30}Na	100	2	21	14	0.32
	200	4	17	13	0.48
	300	6	12	11.5	0.48
	400	11	7.5	10	0.35
	500	18	4	8	0.19

tab. I.1: Simulation de largeurs de distributions en énergie et des transmissions angulaires et en énergie après les fentes F1 (voir fig. I.2.1) pour des fragments et épaisseurs de cible variables. Les valeurs E_{min} et E_{max} correspondent approximativement à celles représentées sur la figure I.1.2.

I.1.1.4 Limitations du modèle utilisé, améliorations.

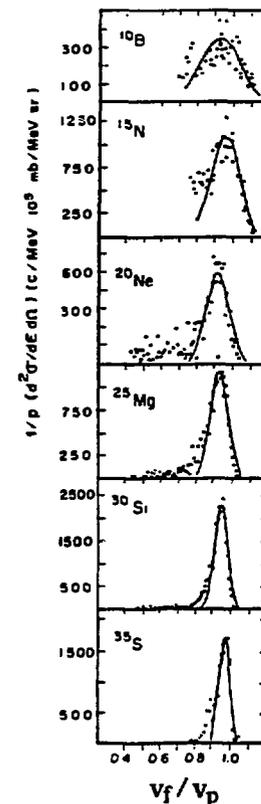
I.1.1.4.1 Introduction

Etant donnée la philosophie du programme de simulation (calculs rapides et couvrant toutes les gammes d'énergies, de projectiles et de fragments), nous avons choisi de déterminer les sections efficaces totales de production $\sigma(A_f, Z_f)$ grâce à la paramétrisation de Sümmerer. Le taux de transmission de noyaux est alors donné par la relation (13). Les deux paramètres importants qui vont modifier la section efficace totale de production sont la distribution en énergie et la distribution angulaire. Nous allons donc regarder les améliorations qui doivent être apportées par rapport au modèle de Goldhaber utilisé.

I.1.1.4.2 Distribution en moment des fragments.

La distribution en moment des fragments est déduite de la relation (14) dans laquelle $\sigma_{//}$ représente la variance de la gaussienne due au processus de fragmentation. La valeur $\langle E \rangle$ est l'énergie du centroïde de cette gaussienne. Les distributions en vitesses expérimentales à énergie moyenne du projectile ($< 60 \text{ MeV/A}$) sont souvent très différentes de celles données par le modèle de pure fragmentation. En effet une queue de basse énergie se superpose à la gaussienne précitée (fig. I.1.3).

fig. I.1.3: Sections efficaces de production de fragments à 3° en fonction du rapport de vitesse du fragment sur le faisceau (réaction $^{40}\text{Ar} (44\text{MeV/A}) + ^{58}\text{Ni}$). Les courbes en trait plein suivent le modèle de fragmentation avec un ajustement arbitraire des centroïdes [BOR83].



Cependant, ce phénomène est très souvent négligeable pour les calculs de transmission par rapport à l'importance de la position du centroïde de la gaussienne. La figure I.1.4, obtenue par simulation avec le programme LISE, exprime le taux de transmission du ^{44}S issu de la fragmentation d'un faisceau de ^{48}Ca dans une cible de nickel. Ce programme calcule les taux de production et de transmission de noyaux, la position du centroïde de la distribution en moment étant un paramètre ajustable. En effet aucune systématique n'a été faite pour en déterminer sa position. Pour optimiser les taux de comptage des noyaux pendant les expériences, nous fixons une valeur arbitraire (voir plus bas dans le texte) du centroïde, déterminons ainsi le champ magnétique ($B\rho_1$) permettant la transmission des noyaux choisis (par la programme de simulation), et explorons les taux de comptage autour de cette valeur afin de déterminer le champ magnétique optimal ($B\rho_{1\text{opt}}$). La variation sur l'axe des abscisses du graphe ci-dessous correspond à un écart en % par rapport au réglage optimal du champ magnétique du premier dipôle du spectromètre. En fait, si la position du centroïde de la distribution en moment était correctement déterminée, la simulation donnerait directement la valeur du champ magnétique optimal, alors qu'actuellement seule une estimation en est possible. Nous observons ainsi qu'une variation de quelques % du centroïde en moment peut, dans ce cas, diminuer le taux de transmission d'un ordre de grandeur.

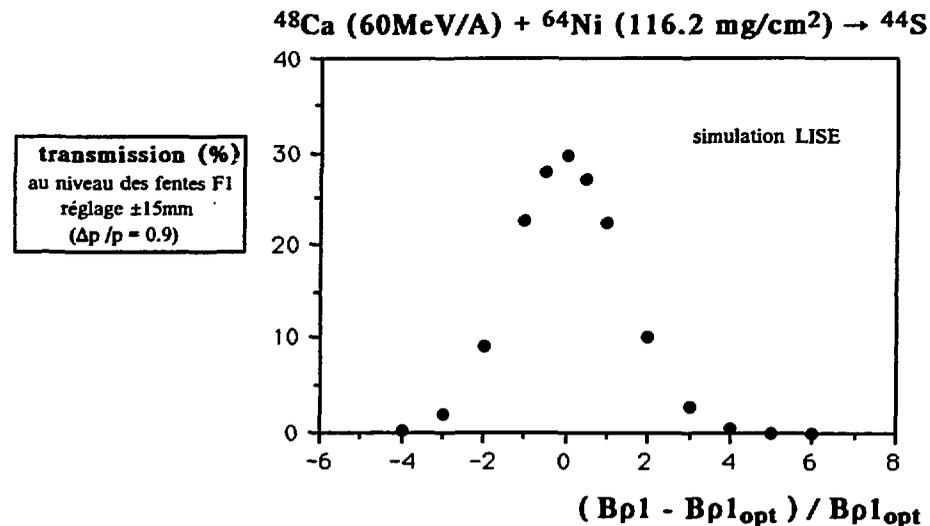
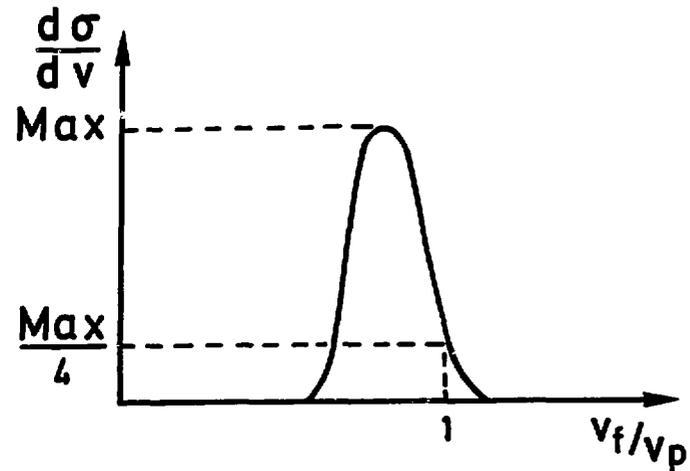


Fig. I.1.4: Influence du réglage du champ magnétique (ou réciproquement influence de l'estimation de la position du centroïde de la distribution en moment des fragments de ^{44}S) sur le taux de transmission de ^{44}S .

Nous voyons donc au travers de cet exemple qu'il faut connaître la position de la distribution en moment des fragments pour optimiser les taux de transmission des noyaux. Il semble qu'aux énergies intermédiaires GANIL, la vitesse du fragment soit égale à celle du projectile au quart du maximum de la gaussienne du côté de la partie des hautes vitesses (voir figure ci-dessous). Nous pouvons donc ainsi estimer la position du centroïde de la distribution en moment, ceci semblant meilleur que de prendre une valeur arbitraire. Toutefois, cette estimation

ayant été faite à l'angle de grazing, une étude systématique pour différents angles est nécessaire. Nous verrons en effet au I.1.1.4.4 que cette approximation n'est pas valable à 0° .

fig. I.1.5: Estimation de la position du centroïde des distributions en moment des fragments à l'angle de grazing.

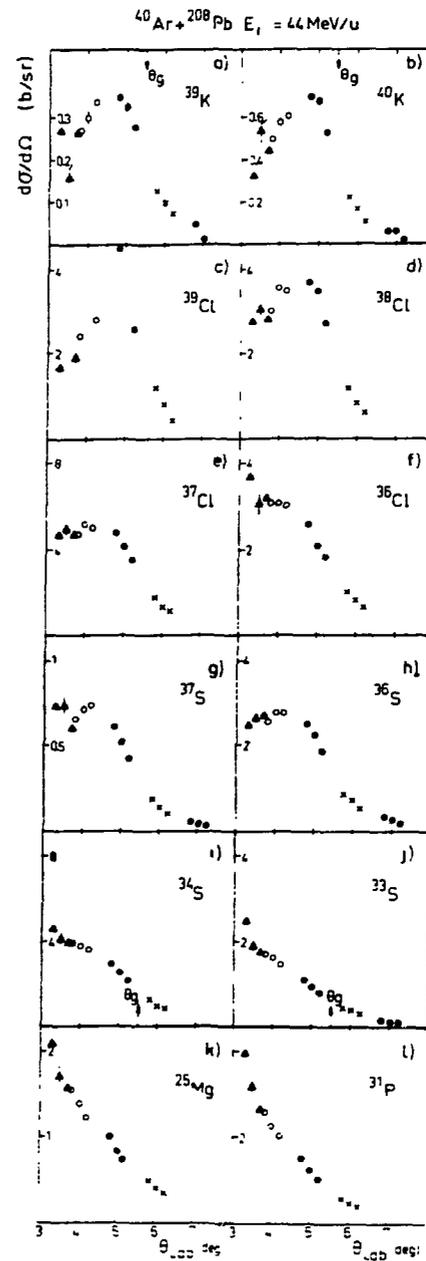


Il serait toutefois très important de trouver une relation entre la position du centroïde et l'énergie du faisceau couvrant des domaines d'énergie beaucoup plus vastes.

I.1.1.4.3 Distributions angulaires.

L'ouverture angulaire du spectromètre LISE n'étant que de 1° , seules les valeurs de la distribution angulaire inférieures à cet angle nous sont nécessaires pour les calculs de transmission de noyaux. Une étude a été entreprise sur LISE [BAC89a,b] afin de mieux comprendre les mécanismes de réactions aux petits angles et à 0° , mais aucune systématique n'est encore disponible à ce jour. Nous avons donc utilisé la distribution en moment perpendiculaire donnée par le modèle de Goldhaber afin de prédire les distributions angulaires. Les courbes ci-dessous montrent les distributions angulaires pour des noyaux issus de la fragmentation du projectile ou de réactions de transfert de nucléons entre le projectile et la cible. Elles semblent indiquer que la distribution angulaire des noyaux est maximum pour l'angle de grazing, dans le cas de transferts (fig. I.6.a,b). Toutefois, il faut noter qu'il n'y a aucune information en dessous de 3° , ce maximum n'est donc pas nécessairement absolu. Si des mesures aux petits angles confirmaient la pente descendante de la distribution angulaire au-dessous de l'angle d'effleurement (grazing), il pourrait être tout à fait intéressant de détecter ces noyaux aux plus hauts angles que l'acceptance du spectromètre (1°) afin d'augmenter le nombre de noyaux détectés. Il faudrait alors utiliser la possibilité d'envoyer la faisceau incident avec un angle non nul sur la cible primaire.

Fig. I.6: Distributions angulaires de divers noyaux émis lors de la réaction ^{40}Ar (44 MeV/A) + ^{208}Pb [BLU86].



I.1.1.4.4 Premiers résultats obtenus à 0° .

Les expériences faites à 0° montrent plusieurs choses tout à fait surprenantes. Nous allons comparer, pour les distributions en moment et angulaire les résultats obtenus à 0° et à 3° . Concernant le centroïde en moment des fragments, il semble clair (fig. I.1.7) que les mesures à 0° indiquent, pour les systèmes considérés, que les fragments sont plus rapides qu'à 3° . Il nous apparaît donc important de connaître la position du centroïde de la distribution en moment des fragments au dessous de l'angle d'acceptance limite du spectromètre LISE.

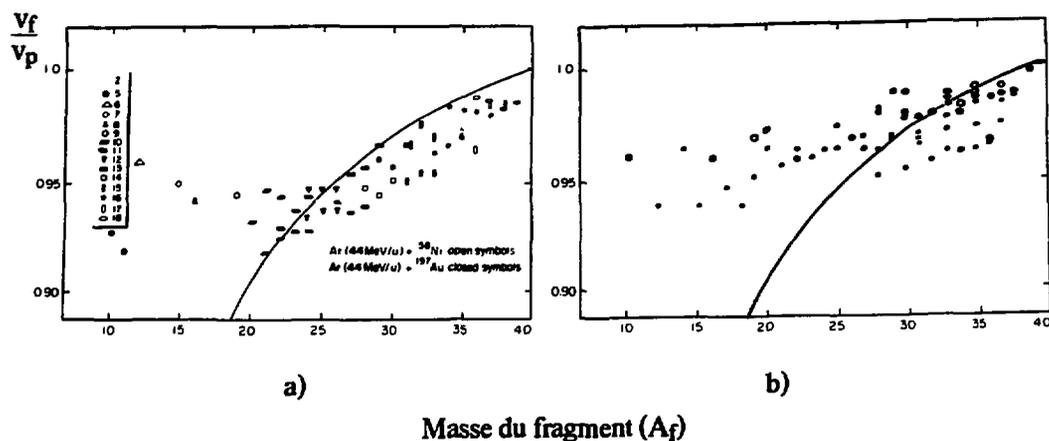


fig. 1.1.7: Variation de la vitesse la plus probable des noyaux émis lors de l'interaction d'un faisceau d' ^{40}Ar à 44 MeV/A sur des cibles de nickel (symboles blancs) et d'or (symboles noirs). La figure (a) montre le résultat obtenu à 3° [BOR83], (b) à 0° [BAC89]. La courbe en traits pleins est placée pour guider l'oeil.

Il semble que les distributions de vitesse des fragments à 0° soient bien reproduites à l'aide d'une demi-gaussienne suivie d'une descente exponentielle aux basses énergies. La pente de l'exponentielle, qui modélise en fait ce que nous avons appelé les queues de basses énergies, dépend de la masse du fragment choisi (voir ci-dessous fig. I.1.8).

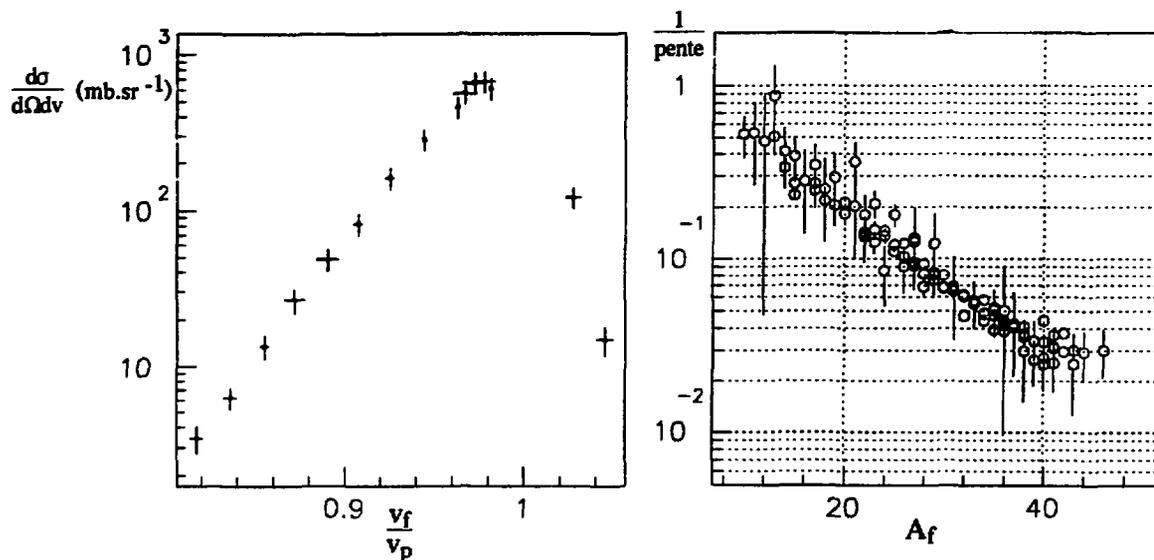


fig. I.1.8: à gauche) Modélisation de la distribution en moment de noyaux émis à 0° produits par fragmentation, à droite) dépendance en masse de l'inverse de la pente exponentielle basse énergie. Cette pente exprime la variation sur l'axe des abscisses de gauche correspondant à une variation des ordonnées d'un facteur 10 [BAC 91].

Une analyse des distributions de masse à 0° et 3° nous révèle une lacune encore plus importante. En effet, on peut voir sur la figure qui suit (fig. I.1.9) que les valeurs estimées par le modèle de Goldhaber extrapolées à 0° , à partir des mesures faites à 3° , divergent fortement de la courbe expérimentale à 0° , dans le cas d'une cible d'or. L'erreur sur le taux de transmission des noyaux dépasse en effet trois ordres de grandeur, alors que la prédiction avec la cible de nickel est tout à fait correcte.

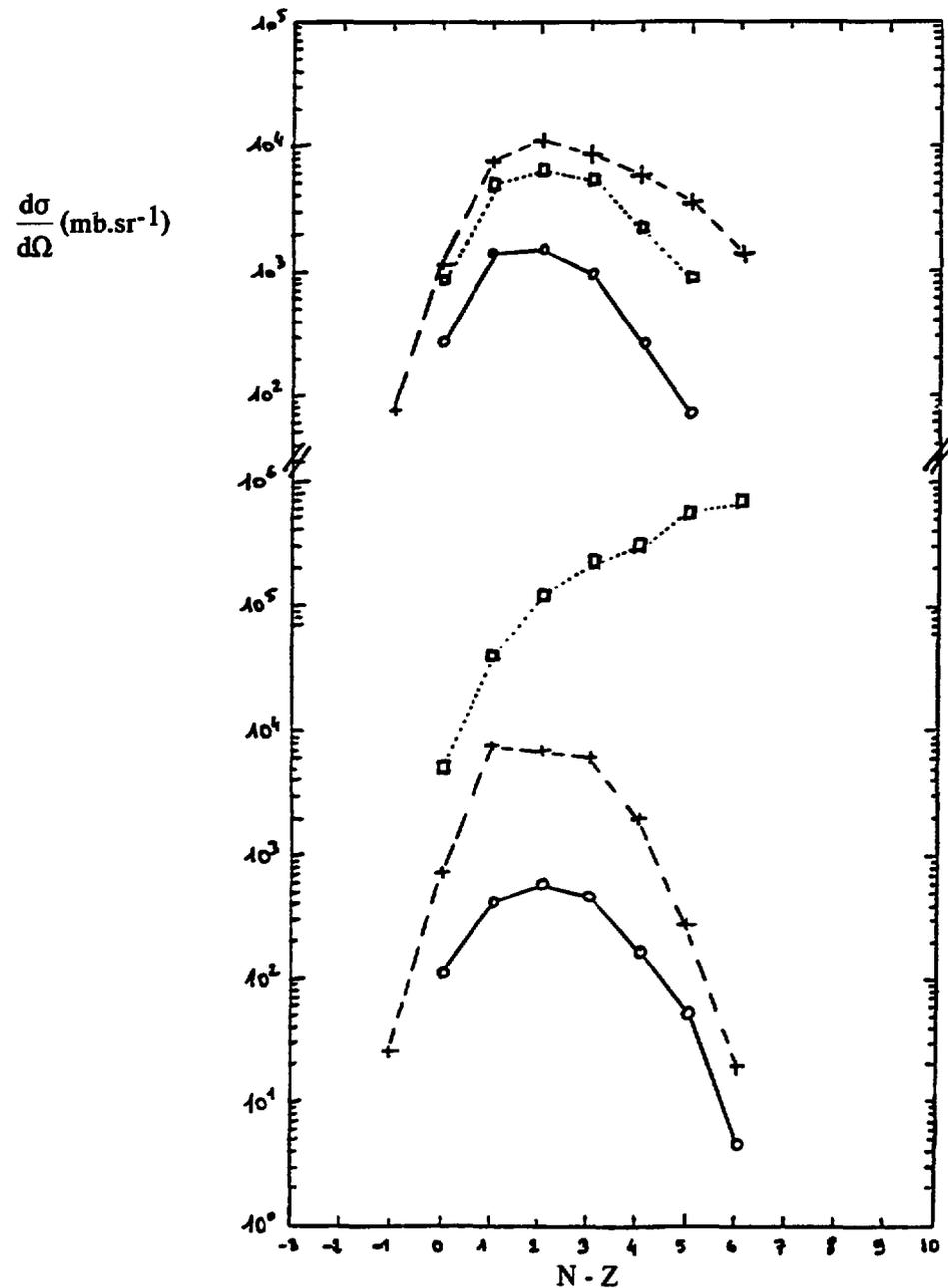


Fig. I.1.9: Les courbes montrent les distributions angulaires des différents isotopes $Z=15$ en fonction de leur masse, dans le cas d'une cible de nickel (haut) et d'une cible d'or (bas) et pour l'angle de grazing (trait plein), pour 0° (trait pointillé), et pour le modèle de Goldhaber extrapolé à 0° à partir des mesures faites à 3° [BAC89].

I.1.1.4.5 Modélisation du transfert de nucléons.

Nous avons observé, en particulier lors de l'expérience décrite dans la deuxième partie de ce mémoire que le taux de noyaux produits par transferts était du même ordre de grandeur que les noyaux voisins issus de la fragmentation du projectile. Par exemple avec un faisceau de ^{48}Ca à l'énergie de 60 MeV/A, nous avons pu étudier les noyaux $^{46,47}\text{Cl}$ qui sont produits par transferts respectifs de (3 protons, 1 neutron) et (3 protons, 2 neutrons). Aucune estimation du taux de production de ces noyaux n'est bien-sûr possible puisque le modèle utilisé ne traite que de la fragmentation du projectile. Nous tenons donc à signaler qu'une paramétrisation du processus de transfert est tout à fait importante pour compléter l'estimation des taux de production.

I.1.2 Pertes d'énergies dans la matière.

Lorsqu'un noyau de haute énergie traverse une épaisseur de matière, il subit une multitude de collisions inélastiques avec les électrons des atomes de la cible. Ces collisions lui font perdre une énergie moyenne ΔE , il en résulte qu'un faisceau de noyaux incidents (A, Z) d'énergie E_i ressort avec une énergie distribuée autour de la valeur moyenne $E_i - \Delta E$ avec une largeur à mi-hauteur ∂E .

L'élargissement du faisceau émergent par rapport au faisceau incident est appelé dispersion en énergie ou straggling en énergie. La thèse de J. Hérault [HER88] traite en détails des pertes d'énergie, des dispersions en énergie et en angle, je n'entrerai donc pas dans les détails, mon but étant de dire ce qui est utilisé dans le programme LISE. Aux énergies délivrées par l'accélérateur GANIL et plus généralement lorsque l'énergie d'un projectile de masse pas trop élevée est supérieure à 40 MeV/A, les ions sont complètement épluchés et les effets d'échanges de charges entre les atomes projectiles et cibles peuvent être ignorés. Dans ce cas les pouvoirs d'arrêt d'ions lourds totalement épluchés se déduisent des pouvoirs d'arrêt connus et tabulés des héliums [HUB90]:

$$S_{T.E} = \frac{(S_{He} Z^2)}{4},$$

$S = -\frac{dE}{dx}$ (MeV.mg⁻¹.cm²) est la perte différentielle d'énergie sur un parcours dx.

La perte d'énergie en MeV sur une épaisseur e_p s'écrit donc :

$$\Delta E = \int_0^{e_p} S_{T.E} dx.$$

Dans la suite nous noterons $\Delta E(A_p, Z_p, E_p, Z_c, A_c, e_p)$ la perte d'énergie en MeV d'un noyau (A_p, Z_p) incident d'énergie E_p dans une épaisseur e_p de matière (A_c, Z_c). Une notation

abrégiée sera souvent utilisée et ne retiendra que les paramètres qui diffèrent de ceux énoncés ci-dessus.

Le parcours de noyaux dans la matière s'exprime également en fonction du pouvoir d'arrêt:

$$\text{range} = \int_E^0 \frac{1}{S_{T,E}} dE$$

Le parcours des ions dans la matière sera noté range (A_p, Z_p, E_p, Z_c, A_c) avec les mêmes remarques que pour les pertes d'énergies.

Le programme de simulation calcule des tables de parcours pour des énergies incidentes variant de 1 MeV jusqu'à 500 MeV (limite des tables de parcours de F.Hubert et al.), on a ainsi un tableau de correspondance bi-univoque entre les énergies et les parcours. Si nous voulons obtenir l'énergie d'un faisceau émergent d'une cible, le programme va chercher le parcours dans le tableau créé pour un ion d'énergie incidente E_p , il le compare à l'épaisseur de la cible, soustrait ces deux quantités ($\text{range} - e_p$). Cette épaisseur correspond à celle que l'ion pourrait parcourir après la cible, on peut donc en déduire la valeur d'énergie interpolée correspondant à la soustraction. Cette énergie correspondra à celle qu'il lui restera à la sortie de la cible. Cette méthode a pour avantage de réduire les temps de calcul et de pouvoir déterminer les pertes d'énergies ainsi que les parcours à l'aide d'une seule table.

I.1.3 Dispersion angulaire et en énergie de faisceaux émergents d'une cible.

I.1.3.1 Dispersion angulaire.

La dispersion angulaire causée par des diffusions multiples de noyaux d'un faisceau émergent sur les atomes cibles va s'ajouter à la distribution due à la fragmentation du projectile (la diffusion noyau projectile-électron est bien-sûr négligeable, elle est par contre responsable de la perte d'énergie des noyaux (I.1.2)). Dans le cas où l'on considère, pour simplifier, un faisceau de noyaux qui ne se fragmente pas, la trajectoire de chaque noyau va être modifiée de sa direction initiale, produisant un cône de faisceau émergent de distribution gaussienne $F(\alpha)$ (fig. I.1.10) autour de la direction initiale selon les deux angles θ et ϕ [HER 88] que l'on peut écrire:

$$F(\alpha) = k \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\sigma_\alpha^2}\right) \exp\left(-\frac{\phi^2}{2\sigma_\alpha^2}\right),$$

où $\alpha^2 = \theta^2 + \phi^2$ aux petits angles.

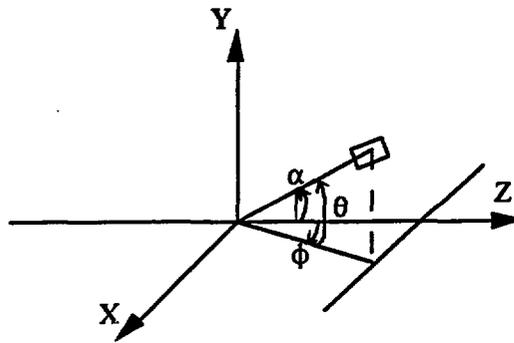


fig. I.1.10: Angles α , θ , ϕ caractérisant un faisceau émergent d'une cible.

L'ajustement des données expérimentale est bien reproduit par la relation suivante:

$$\alpha_{1/2} = 0.92 \tau^{0.56}$$

pour $\tau \leq 1000$ avec un écart type de $\pm 9\%$.

$$\alpha_{1/2} = 1.00 \tau^{0.55}$$

pour $\tau \geq 1000$ avec un écart type de $\pm 7.5\%$.

Les paramètres nouvellement définis ci-dessus s'expriment comme suit:

$$\alpha_{1/2} = 16.26 \frac{E_p A_p}{Z_p Z_f (Z_p^{2/3} + Z_f^{2/3})^{1/2}} \alpha_{1/2} ,$$

$$\text{avec } \alpha_{1/2} = \frac{2.135}{2} \sigma_{\alpha}^2, E_p \text{ en MeV/A.}$$

$$\tau = 41.5 \cdot 10^3 \frac{e p_c}{A_f (Z_p^{2/3} + Z_f^{2/3})}$$

avec $e p_c$ épaisseur de la cible en mg.cm^{-2} .

Cette paramétrisation est utilisée pour les calculs de straggling angulaire, et sera introduite dans les calculs de transmission en énergie au paragraphe I.3.2 où il faudra convoluer l'élargissement angulaire dû à la fragmentation à celui que nous venons de voir.

I.1.3.2 Dispersion en énergie.

Le ralentissement d'un faisceau de particule dans la matière (I.1.2) s'accompagne d'un élargissement en énergie dû aux fluctuations statistiques sur le nombre de collisions. Cette distribution est décrite par une gaussienne de variance σ_E^2 et de largeur à mi-hauteur ∂E telles que [HER88]:

$$\sigma_E^2 = 1.57 \cdot 10^{-4} \frac{Z_p^2 Z_c}{A_c} \left(\frac{1 - \beta^2}{1 - \beta^2} \right) \epsilon_{pc} \quad \left\{ \begin{array}{l} \sigma_E^2 \text{ en MeV}^2 \\ \epsilon_{pc} \text{ en mg.cm}^{-2} \\ p \text{ et } c \text{ désignent le projectile et la cible} \\ \beta = v_p / c \end{array} \right.$$

$$\partial E = 2.135 (\sigma_E^2)^{1/2}$$

En fait, lorsqu'il y a fragmentation du projectile aux énergies délivrées par l'accélérateur GANIL, l'élargissement de la distribution en énergie dû au straggling en énergie est tout à fait négligeable lors de l'utilisation d'une cible mince, d'autant plus que les pertes d'énergies différentes du fragment et du projectile vont encore élargir la distribution (I.1.1.3). Notons que cet effet pourrait être d'un facteur deux plus faible comme le préconise Schwab et al.[SCH89].

I.2 PRESENTATION GENERALE DU SPECTROMETRE.

I.2.1 Introduction.

Nous venons de voir qu'il est possible de produire des fragments éloignés de la stabilité par fragmentation. Afin d'étudier ces noyaux il faut pouvoir les sélectionner. Grâce à la cinématique de fragmentation, on peut utiliser un spectromètre magnétique au voisinage de 0°. Dans cette seconde partie nous allons suivre un faisceau de fragments issus de la cible primaire dans le spectromètre (fig. I.2.1), le but étant de sélectionner les noyaux que l'on veut étudier et d'éliminer les autres le plus efficacement possible.

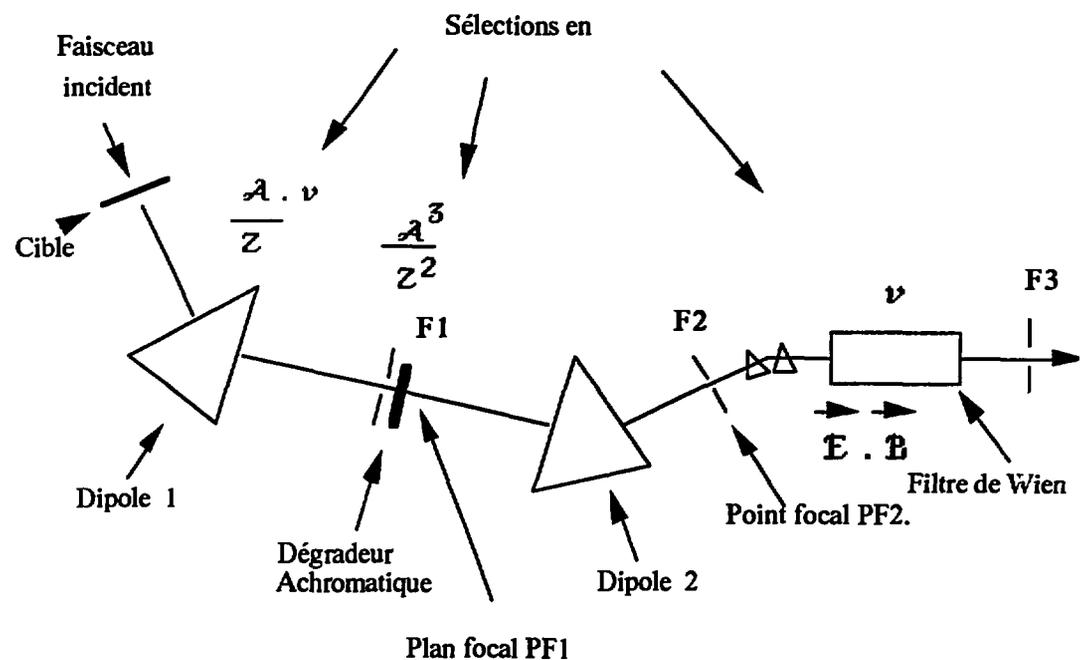


fig. I.2.1: Représentation schématique du spectromètre LISE.

Trois types de sélections sont disponibles avec le spectromètre LISE [ANN87]:

- sélection magnétique avec le premier dipôle,
- sélection par perte d'énergie dans le dégradeur combiné avec le second dipôle,
- sélection grâce à un filtre de vitesse.

I.2.2 Premier dipôle, section d'analyse.

I.2.2.1 Réglage du Bp de l'aimant.

Les fragments du faisceau projectile vont être analysés dans un premier dipôle dont on règle la rigidité magnétique Bp afin de guider les fragments choisis à travers les fentes intermédiaires F1: il y a alors égalité des forces centrifuges et magnétiques :

$$\frac{m v^2}{\rho} = Q v B ,$$

ce qui s'écrit dans le cas relativiste:

$$(5) \quad (B\rho)_f = \left(\frac{3.105 A \beta \gamma}{Q} \right)_f \begin{cases} \gamma_f = \frac{E_f}{931.5} + 1 \\ \beta_f = \sqrt{1 - 1/\gamma_f^2} \end{cases} .$$

ρ est le rayon de courbure des aimants (ρ_{lise}=2.003 m).

L'énergie moyenne des fragments issus d'un projectile d'énergie incidente E_{p1} est déterminée par les calculs de pertes d'énergies dans la cible d'épaisseur e_p:

$$(6) \quad E_f = E_{p1} - 1/2 (\Delta E_p (E_{p1}, e_{p_c} / 2) + \Delta E_f (E_{p1} - \Delta E_p (E_{p1}, e_{p_c} / 2), e_{p_c} / 2))$$

La notation ΔE (x, y) exprime la perte d'énergie d'un noyau d'énergie incidente x pour une épaisseur de cible y, ces notations ont été vues en détail dans le I.1.2. Le réglage du Bp optimal est déterminé par cette énergie moyenne. Cette valeur perd de sa validité lorsque la cible s'épaissit ou lorsque l'énergie du faisceau est basse, et de façon plus générale lorsque l'énergie en fin de cible du fragment est inférieure à l'énergie E_{seuil} définie au I.1.1.2. La section efficace de fragmentation deviendra alors dépendante de l'énergie et il y aura préférentiellement cassure du noyau dans la première partie puis ralentissement jusqu'au bout de la cible. Cet argument qualitatif montre que la valeur de Bp peut être modifiée dans de tels cas.

I.2.2.2 Réglage des fentes: cible mince-cible épaisse.

En raison de la finesse du pic en moment à la sortie d'une cible mince < p_f / 2 > donné par la distribution de Goldhaber (I.1.1.1), il est possible de fermer les fentes F1 (cf fig. I.2.1) sans risquer de couper des fragments choisis, la sélection est alors très efficace. En effet les autres fragments sont déviés par le dipôle selon leur valeur de A β γ / Q et sont donc pour la

plupart coupés par les fentes . En revanche l'utilisation de cibles épaisses donne lieu à des distributions en énergies très larges ($E_{\max} - E_{\min}$) (cf tab. I.1) et il faut faire un compromis entre une bonne sélection de fragments et une transmission suffisante. Si l'épaisseur de la cible devient trop importante le taux de noyaux transmis va diminuer, il faut donc choisir une épaisseur de cible optimale.

I.2.2.3 Cible optimale.

Le choix d'une cible optimale consiste comme nous venons de le voir à trouver l'épaisseur qui donne un rendement maximum; le gain dû à l'épaisseur doit contrebalancer la perte en transmission due à l'acceptance limitée du spectromètre caractérisée par l'acceptance angulaire et en énergie (figs I.2.2.a et I.2.2.b).

L'effet le plus important de l'épaisseur de cible concerne la transmission en énergie. D'après le paragraphe précédent le fragment peut être coupé par les fentes F1, la variation en énergie due à l'épaisseur de la cible par rapport à un fragment sélectionné d'énergie E_f choisi (déterminé par le réglage Bp1 du spectromètre) est donnée par la relation:

$$\Delta E/E_{f \text{ choisi}} = 2 \Delta p/p_{f \text{ choisi}} = 2 \Delta B/B_{f \text{ choisi}}$$

(ΔE varie pour un fragment donné de $\langle E_f \rangle^2$ pour une cible mince à ($E_{\max} - E_{\min}$) pour une cible épaisse (voir I.1.1.3)).

Etant donnée l'ouverture maximale des fentes $F1 = \pm 45\text{mm}$ et la dispersion du 1^{er} aimant ($D_{\text{lise}} = 17.1\text{mm}/\%$), le spectromètre ne peut transmettre au maximum que $\frac{\Delta p}{p} = \pm 2.63\%$.

La dispersion en énergie (straggling) est en général négligeable pour des cibles épaisses ou minces: dans le premier cas la distribution en énergie des fragments est de toute façon déjà très large, dans le second un calcul peut montrer que la largeur en énergie due à la fragmentation d'un faisceau est très supérieure à l'élargissement dû aux chocs inélastiques avec les électrons de la cible (voir § I.1.3.2).

L'acceptance angulaire notée θ_{lise} étant de 1° il faut veiller à ce que la dispersion angulaire (ou straggling voir § I.1.3.1) due à une cible très épaisse ne soit pas trop importante (cet effet est en général négligeable mais sera développé en détail au I.3.3.5). Le programme de simulation LISE calcule le taux de production et de transmission pour diverses épaisseurs de cibles compte tenu du fragment et du projectile choisis, le but étant d'en déduire la cible qui produit un taux maximal de fragments choisis (fig I.2.c).

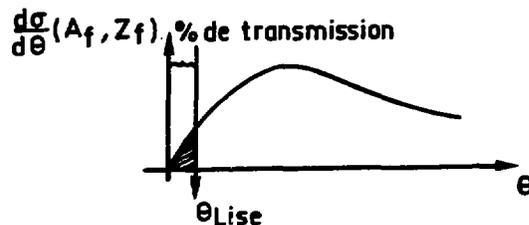
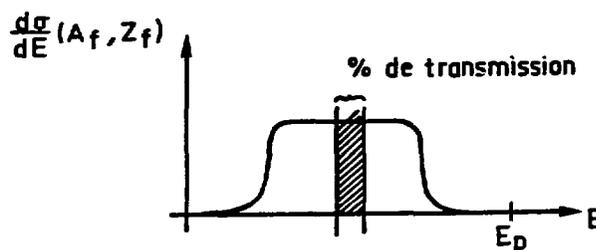
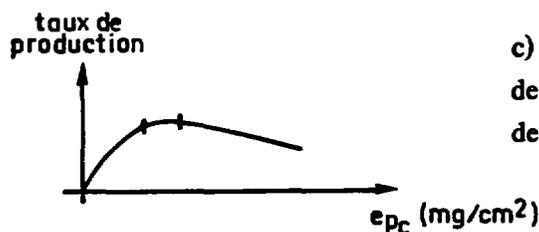


fig. I.2.2:
a) Distribution angulaire des fragments et sélection par l'acceptance angulaire du spectromètre θ_{Lise} .



b) Distribution en énergie des fragments et sélection en acceptance en énergie des fentes F1.



c) Simulation de l'épaisseur de cible qui donnera un taux de production optimal.

I.2.3 Deuxième dipôle, section refocalisante.

I.2.3.1 Sans dégradeur intermédiaire.

Le second dipôle refocalise les fragments de faisceau analysés et donc dispersés par le premier au point focal image PF2 (voir fig. I.2.1). Le spectromètre étant doublement achromatique en angle et en position (fig. I.2.3 en donne une représentation imagée), la position du faisceau au point focal image PF2 est indépendante de l'angle et de la position d'entrée. Ainsi une mesure de temps de vol sera possible sans reconstitution de trajectoires puisque tous les fragments vont parcourir la même distance ($\frac{\Delta l}{l} < 10^{-3}$ pour l'acceptance maximale du spectromètre). Dans le cas où l'on ne place pas de dégradeur entre les deux

dipôles, le réglage du $B\rho$ du second aimant est identique au premier, il ne sert donc qu'à refocaliser. L'enveloppe du faisceau de fragments est représentée sur le schéma I.2.4 selon les axes horizontaux et verticaux, on voit en particulier la dispersion du faisceau entre les 2 dipôles alors qu'il est focalisé dans une tache d'environ 3 mm au point focal PF2.

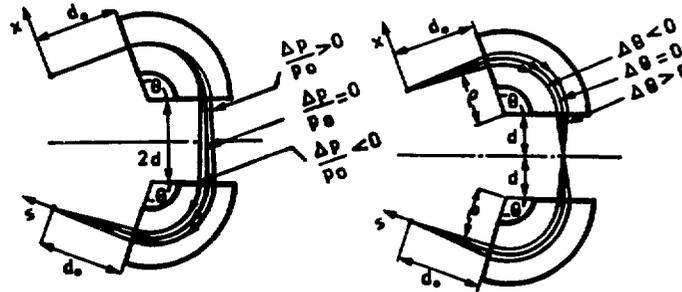


fig. I.2.3: Représentation schématique de l'achromatisme du spectromètre LISE en position (côté gauche) et en angle (côté droit).

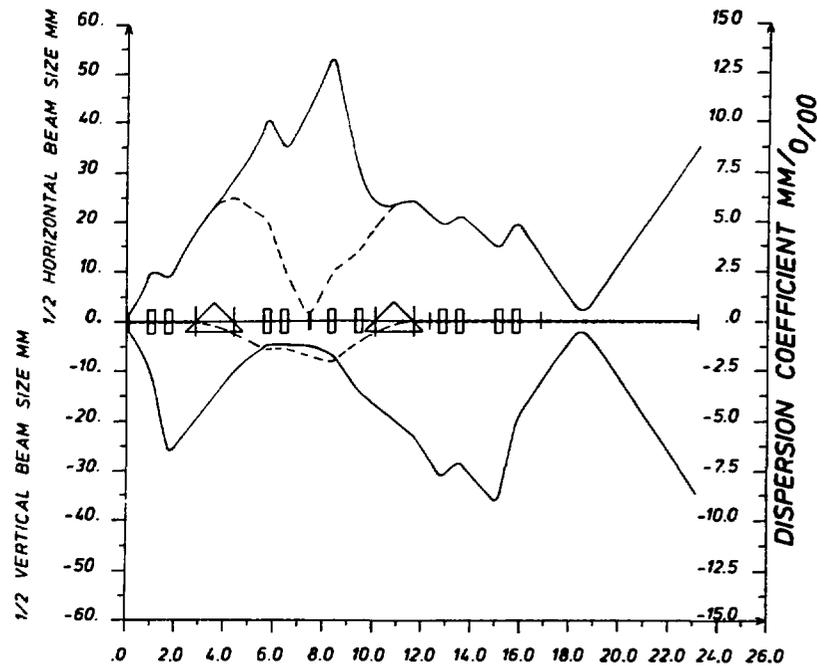


fig. I.2.4: Enveloppe du faisceau dans le plan horizontal et vertical pour jusqu'au plan focal image PF2 [ANN87]. L'abscisse est exprimée en mètre.

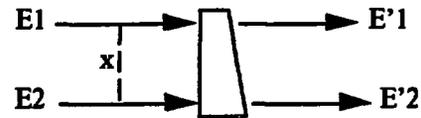
I.2.3.2 Avec dégradeur.

L'emploi d'une épaisseur de matière entre les deux dipôles va introduire une nouvelle sélection grâce aux pertes d'énergies différentes des fragments produits. Le second ($B\rho_2$) sera alors réglé en prenant en compte la perte d'énergie du fragment choisi dans la matière.

$$(7) (B\rho_2)_f = \left(\frac{3.105 A \beta_2 \gamma_2}{Q} \right)_f \text{ avec } E_{f2} = E_{f1} - \Delta E (E_{f1}, \langle ep_d \rangle)$$

$\langle ep_d \rangle$ est l'épaisseur moyenne du dégradeur au milieu du plan focal. Pour conserver l'achromatisme du spectromètre, le dégradeur doit avoir une forme particulière déduite de cette condition: le rapport d'énergie de deux fragments de même (A, Z) doit être identique avant et après le dégradeur. D'après la figure ci-dessous on peut écrire:

$$\frac{E_{f2}}{E_{f1}} = \frac{E'_{f2}}{E'_{f1}} = \delta$$



et compte tenu de la dispersion D du spectromètre on peut connaître la position des fragments (P_f):

$$p_{f2} = p_{f1} \left(1 + \frac{x}{D} \right) \text{ avec } \frac{x}{D} \text{ en } \% \text{ et } D_{\text{lise}} = 1.71 \text{ cm} / \%$$

$$\text{Ainsi } \frac{p_{f1}^2}{p_{f2}^2} = \left(1 + x/D \right)^2 = \frac{E_{f2}}{E_{f1}} = \delta$$

et d'après l'approximation de Bethe sur les pertes d'énergies ($\frac{dE}{dx} \propto \frac{AZ^2}{E}$):

$$E'_{f1} - E_{f1} = (dE/dx)_{epd} \propto \frac{AZ^2 ep_d}{E_{f1}}$$

$$\text{de même } E'_{f2} - E_{f2} = (dE/dx)_{epd'} \propto \frac{AZ^2 ep_d'}{E_{f2}} = \frac{Z^2 ep_d'}{(\delta E_{f1})}$$

$$\text{mais } E'_{f2} - E_{f2} = \delta (E'_{f1} - E_{f1}) \text{ et donc}$$

$$\frac{(E'_{f2} - E_{f2})}{(E'_{f1} - E_{f1})} = \delta = \frac{AZ^2 ep_d' E_{f1}}{\delta AZ^2 ep_d E_{f1}}$$

$$(8) \quad \delta^2 = \frac{ep_d'}{ep_d} = (1 + x/D)^4$$

L'épaisseur du dégradeur varie donc selon la position horizontale x selon la relation écrite ci-dessus. Le dégradeur va, du fait des pertes d'énergies différentes selon les fragments (A_f, Z_f) effectuer une sélection supplémentaire. On peut par un calcul très simple voir que l'énergie à la sortie du premier dipôle est donnée par $B\rho \propto \frac{A_f v_f}{Z_f}$ donc $v_f \propto \frac{Z_f}{A_f}$ ce qui implique que l'énergie $E_f \propto \frac{Z_f^2}{A_f}$. Ces fragments vont perdre dans le dégradeur une énergie:

$$\frac{dE_f}{dx} \propto \frac{A_f Z_f^2}{E_f}, \text{ ce qui mène à } \frac{dE_f}{E_f} \propto \frac{A_f Z_f^2 ep_d}{E_f^2} \propto \frac{A^3 ep_d}{Z^2}.$$

L'énergie relative perdue par les fragments est donc donnée par l'approximation suivante:

$$(9) \quad \frac{dE}{E} \propto \frac{A^3 ep_d}{Z^2} \quad [\text{ANN87}].$$

et une variation du champ magnétique de $\frac{dB}{B} = 1/2 \frac{dE}{E}$ permet de sélectionner les noyaux selon leur $\frac{A^3}{Z^2}$ (fig I.2.5).

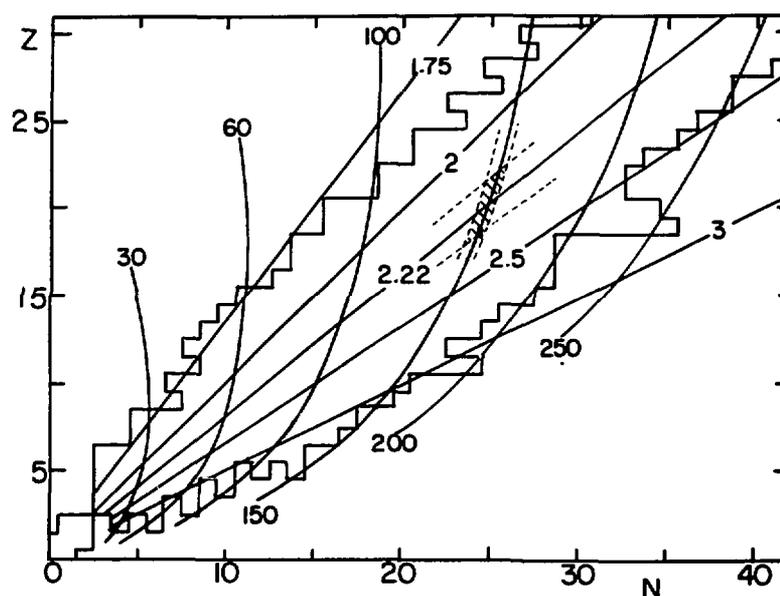


fig. I.2.5: Visualisation de l'effet de la sélection des dipôles pour différentes valeurs de $B\rho$ (lignes droites) et du dégradeur pour des épaisseurs variables (courbes en A^3/Z^2) dans le plan (N, Z) (figure extraite de [DUF86]).

Un calcul plus rigoureux du rapport ep_d'/ep_d et de la sélection magnétique due au dégradeur a été réalisé par Dufour et al. [DUF86]. Pour des noyaux riches en neutrons, on sélectionne une tranche comme indiqué sur la figure ci-dessus, l'exemple ci-dessous (fig. I.2.6) illustre l'effet de la sélection du dégradeur pour des noyaux riches en neutrons voisins du ^{44}S qui seront d'ailleurs étudiés dans la seconde partie. La sélection des noyaux riches en protons se fait par ligne d'isotones comme le montre la représentation fig. I.2.7.

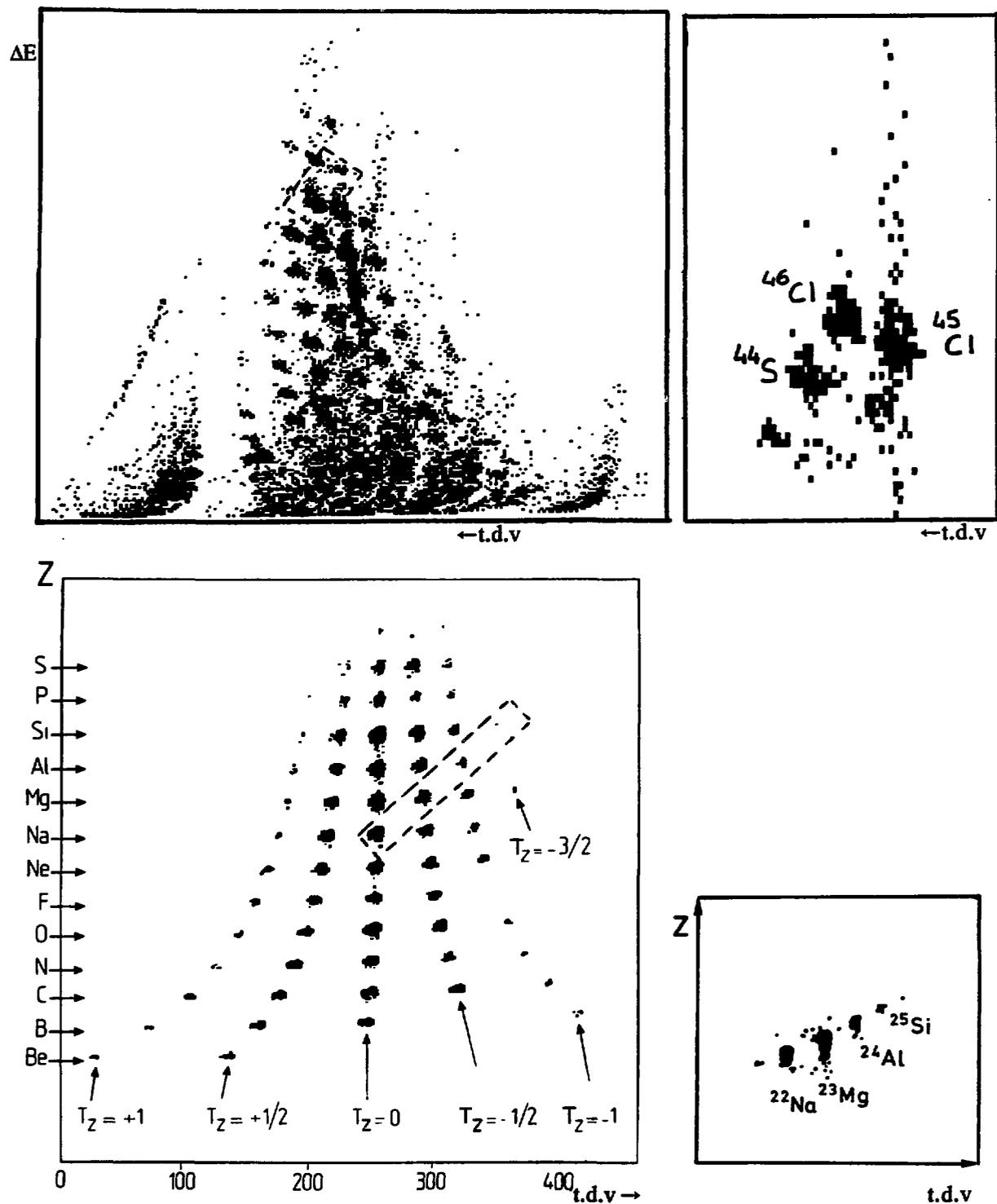
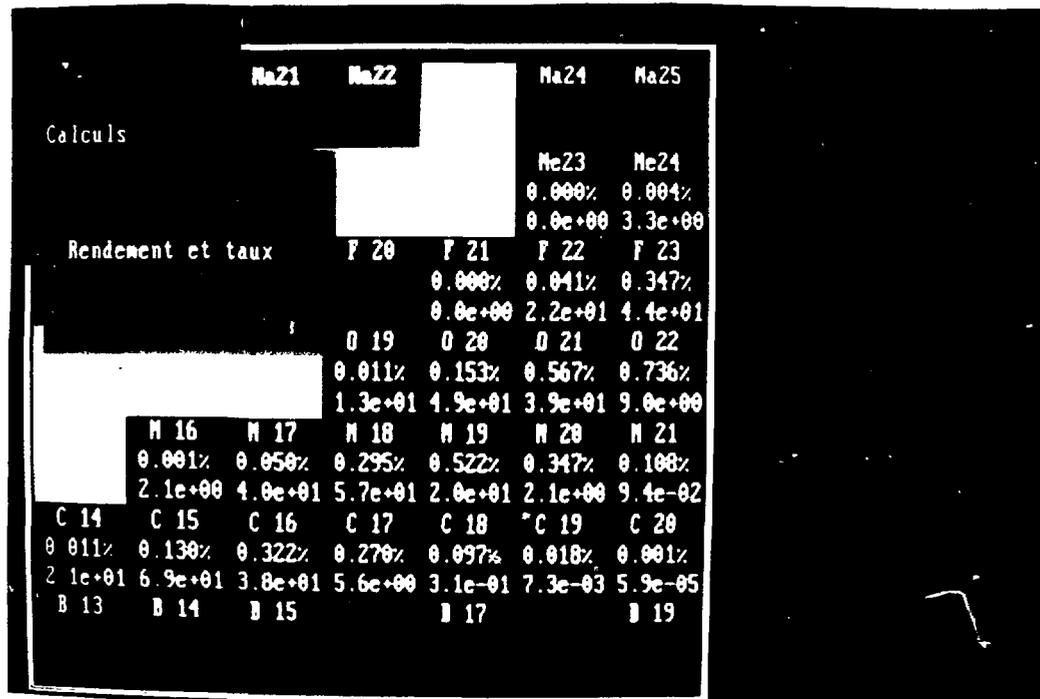


fig. I.2.6 et I.2.7: Sélection de noyaux avec (droite) et sans dégradeur (gauche) pour des noyaux riches en neutrons (en haut) et riches en protons (en bas). Les encadrés en tirets représentent la sélection du dégradeur.

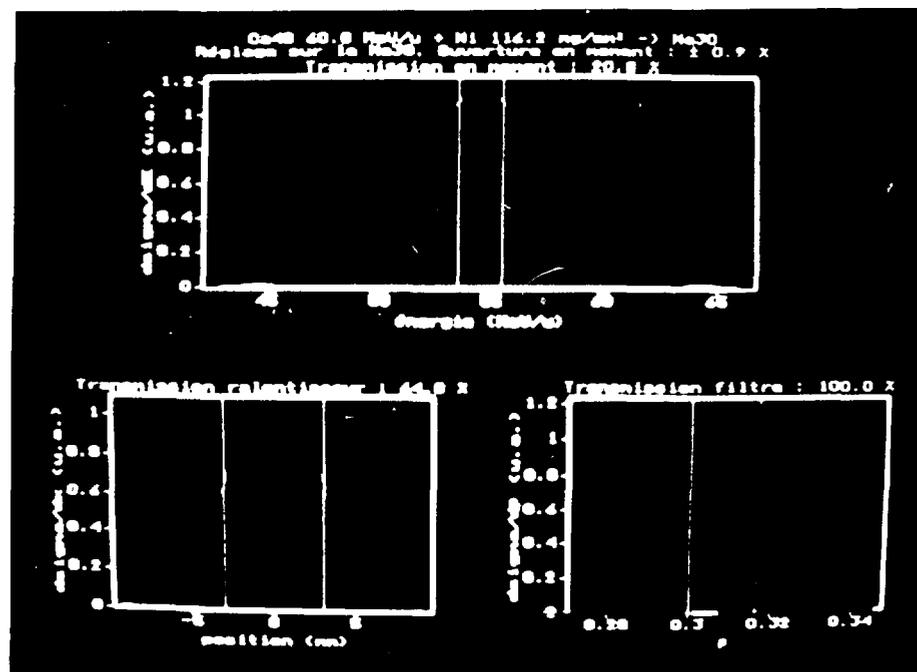
Ainsi, comme nous pouvons le remarquer sur les représentations I.2.6 un dégradeur épais permet une très bonne sélection puisqu'il ne reste que cinq noyaux par rapport à la centaine que nous avons précédemment. Sur la fig. I.2.8 on peut voir un exemple de simulation par le programme LISE des sélections effectuées par le spectromètre.



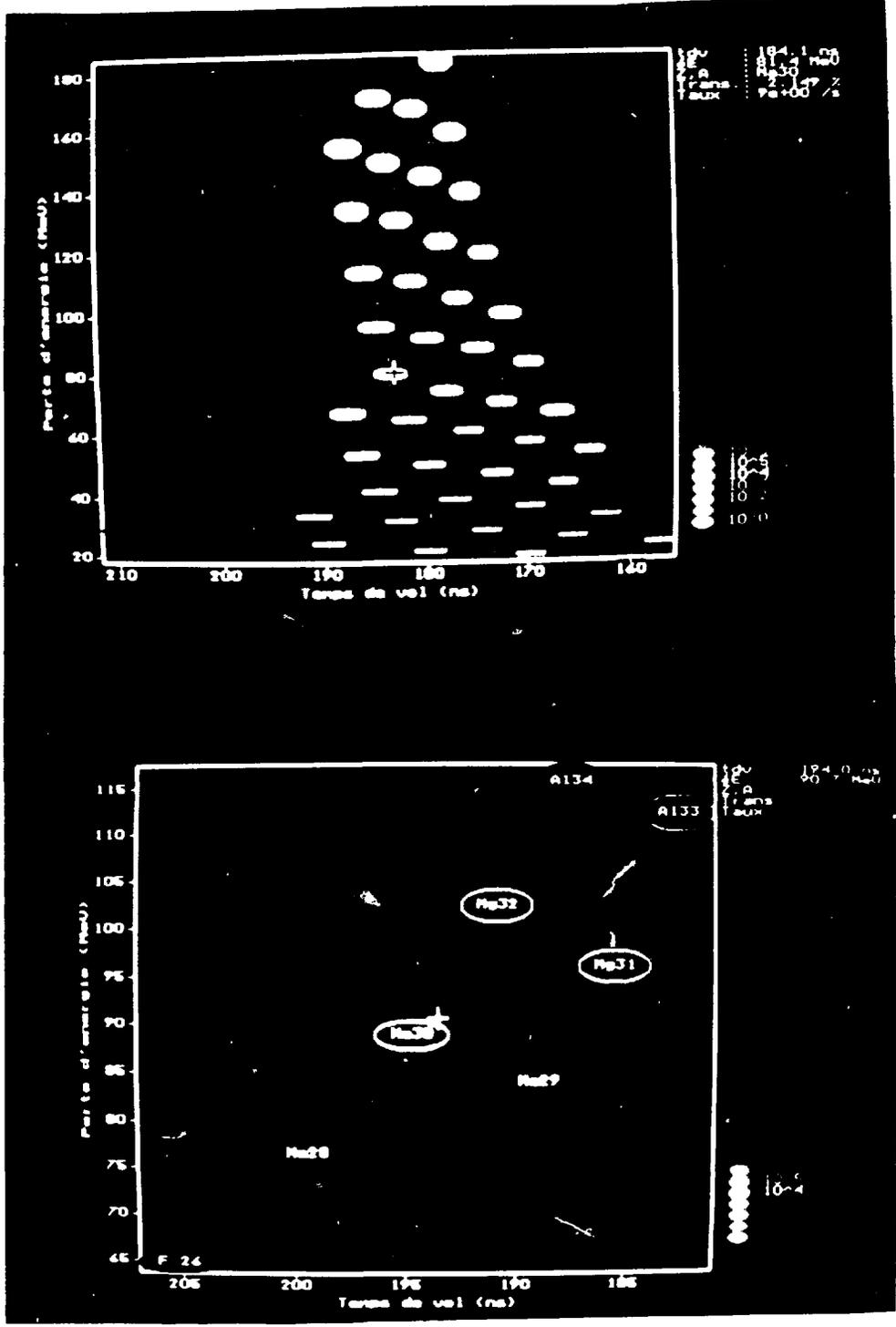
original contains
color illustrations

La simulation ci-dessus montre les taux de production attendus lors de la fragmentation d'un faisceau de ^{48}Ca sur une cible de ^{64}Ni . Les principaux paramètres d'initialisation du spectromètre (champ magnétique, ouverture en moment des fentes...) sont décrits dans la colonne de droite, les autres sont contenus dans les options du menu initialisation. La partie centrale représente la carte des noyaux avec la vallée de stabilité et de part et d'autre les noyaux riches ou déficients en neutrons. L'exemple de calcul choisi ici détermine la transmission par l'optique de LISE et les taux de production estimés pour les noyaux produits par fragmentation. Ces valeurs sont écrites sous chaque noyau.

La transmission du ^{30}Na à chaque phase de sélection de LISE (fente F1: entre les deux premiers dipôles, F2: après la sélection du dégradeur et F3: après le filtre de vitesse) est représentée sur le graphique ci-dessous. Le spectromètre était optimisé pour la transmission de ce noyau (voir optimisation des Bp chapitre I.2.2).



original contains
color illustrations



Les graphiques ci-dessus représentent une visualisation (perte d'énergie - temps de vol) pour les noyaux transmis sans dégradeur (en haut) et avec un dégradeur de 300 μ (en bas). On peut remarquer la sélection opérée par ce dégradeur puisque seulement huit sortes de noyaux sont transmises. L'utilisation du filtre de vitesse aurait permis de n'en transmettre qu'une seule. La mire (croix) permet de connaître (en déplaçant la souris) le temps de vol, la perte d'énergie, le Z et A, la transmission optique et enfin le taux de production estimé pour chaque noyau. Ces valeurs sont écrites en haut à droite de chaque dessin. L'échelle des couleurs permet d'apprécier rapidement l'importance de production relative des noyaux.

I.2.4 Filtre de vitesse.

Afin de purifier le faisceau de fragments de LISE encore davantage et d'éviter au mieux toute contamination lors de mesures spectroscopiques, un filtre électrostatique de type Wien a été installé depuis Septembre 90 à la suite du spectromètre. Les fragments transmis par le second dipôle sont guidés dans la ligne du spectromètre par des sextupôles et quadrupôles (fig. I.2.10) qui permettent de conserver une taille image identique en chaque point focal (fig. I.2.11). Une deuxième déviation achromatique mène le faisceau dans le filtre de vitesse. La figure I.2.9 réalisée lors de tests en Septembre 90 montre clairement la sélection effectuée par les fentes F3 du filtre de Wien.

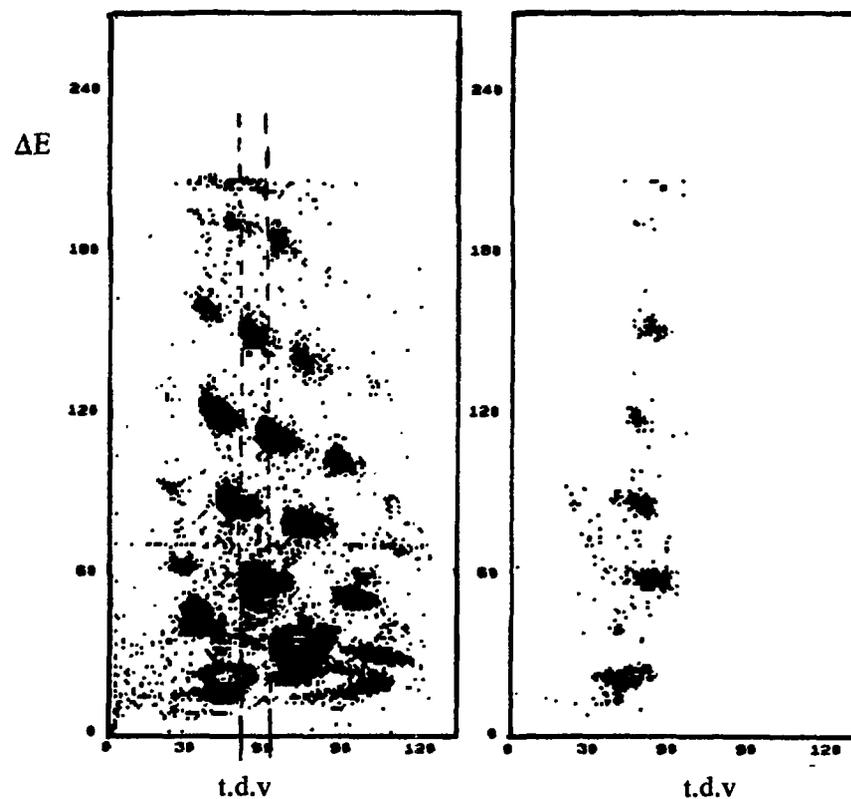


fig I.2.9: Effet du filtre de vitesse sur la sélection des noyaux

En effet différents fragments de même rapport $\frac{A}{Z} v$ transmis par le premier dipôle ont nécessairement une vitesse différente. Le filtre électrostatique est constitué de champs électriques et magnétiques croisés (fig. I.2.12), tout noyau (A, Z) subit donc les forces:

$$F_e = Q E \quad \text{et} \quad F_m = Q v B \quad (\text{fig. I.2.12})$$

Lorsqu'elles sont égales, le noyau dont la vitesse est $v_0 = \frac{E}{B}$ n'est pas défléchi et est transmis par les fentes F3 à la sortie du filtre.

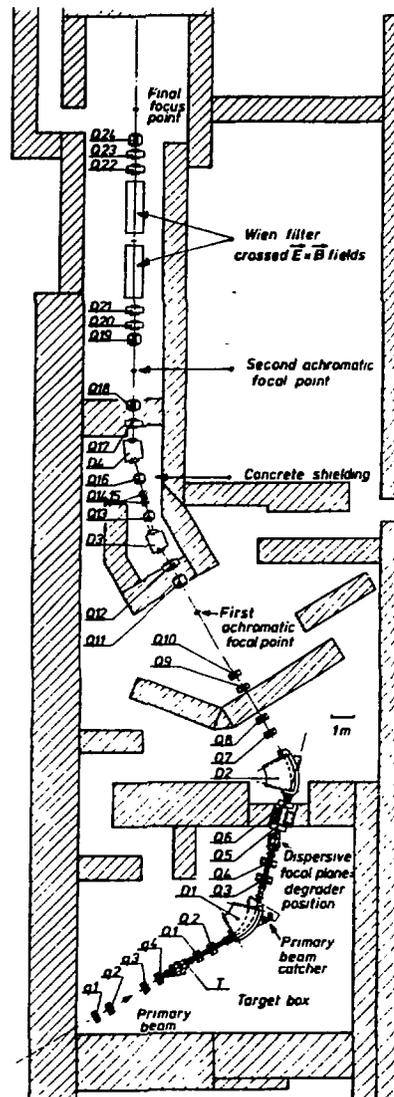


fig. I.2.10: Vue schématique du spectromètre LISE avec son déflecteur électrostatique (D et Q sont respectivement des dipôles et quadrupôles).

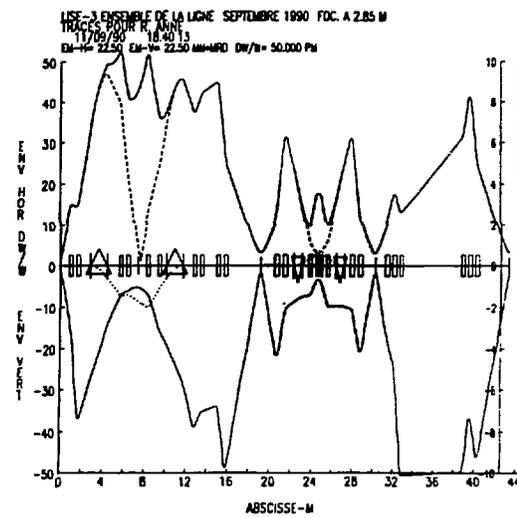


fig. I.2.11: Enveloppe du faisceau dans le plan horizontal et vertical tout au long du spectromètre LISE. L'abscisse est en mètres, l'ordonnée en millimètres.

Dans le cas où les longueurs magnétiques et électriques sont différentes (le champ magnétique du filtre n'étant pas homogène sur les bords), on obtient:

$$v_0 = \frac{E l_E}{B l_B}$$

La déviation des noyaux dans le filtre de vitesse selon l'axe vertical s'écrit:

$$(10) \quad x = \frac{\Delta v}{v_0} D_{\text{filtre}}$$

La dispersion du filtre de vitesse installé sur LISE a été déterminée lors de tests [ANN90p]:

$$(11) \quad D_{\text{filtre}} = \frac{9.1 \cdot 10^{-4} V l_E^2}{B \rho \beta_0}$$

Ainsi par exemple pour une différence de potentiel $V = 200 \text{ kV}$, β_0 du fragment égal à 0.3, $B \rho = 1.6 \text{ Tm}$ et $l_E = 2.3 \text{ m}$, on obtient une dispersion de $2 \text{ mm} / \%$, ce qui signifie que deux noyaux dont $\frac{\Delta v}{v_0} = 5\%$ seront espacés selon l'axe y de 10 mm . Des fentes ouvertes à 6 mm couperont donc ces noyaux contaminants. La largeur image du faisceau fragment à la sortie du filtre est:

$$(12) \quad \sigma_x = \sqrt{F_0^2 + \left(\frac{\Delta v}{v_0} \right)^2 D_{\text{filtre}}^2}$$

où F_0 est la taille image sur la cible primaire.

La focalisation du faisceau fragments sur les fentes F3 est très importante car dans le cas où un faisceau serait focalisé en aval, la sélection par les fentes serait inopérante, seul le taux de comptage global des noyaux diminuerait.

Nous verrons dans le chapitre suivant qu'en plus de la sélection des noyaux, la largeur σ_x est un paramètre important pour les taux de transmission des noyaux, en effet, celui-ci diminue lorsque σ_x augmente trop fortement.

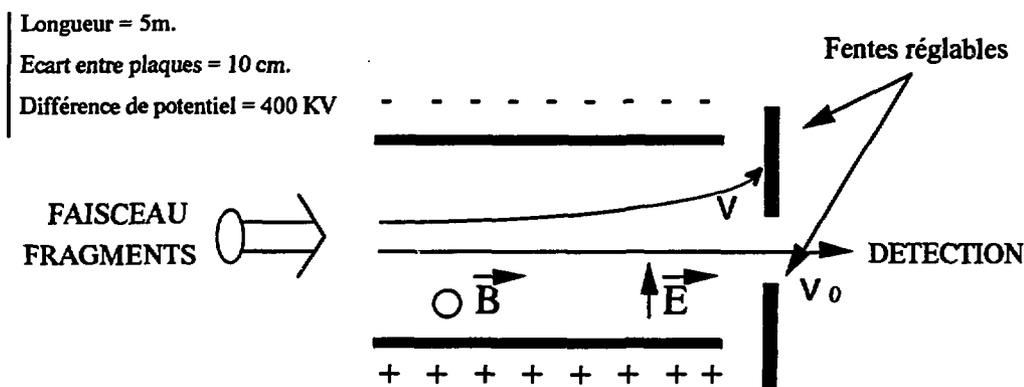


fig. I.2.12: Schéma simplifié du filtre de vitesse installé en bout de ligne du spectromètre LISE. Ses champs magnétiques et électriques croisés permettent de dévier tous les noyaux dont la vitesse est différente de $\frac{E}{B}$.

I.3 CALCUL DE TAUX DE PRODUCTIONS DE NOYAUX.

I.3.1 Définitions, notations.

Nous avons déjà remarqué lors de calcul de cible optimale que le taux de production de fragments dépend du rendement angulaire et en énergie du spectromètre. Nous allons donc voir quelles sont successivement les pertes de transmission par rapport au taux de production initial par fragmentation dans la cible primaire. On note le taux final de production:

$$(13) \quad \text{Taux} = N \sigma (A_f, Z_f) \frac{ep_c Na}{1000 A_c} \text{trans} (\theta, E)$$

où $\text{trans} (\theta, E) = t_\theta tE$ est la transmission normalisée en angle et en énergie, $\sigma (A_f, Z_f)$ est la section efficace totale de production employée au I.1.1.2, ep_c est l'épaisseur de la cible généralement exprimée en mg/cm^2 , et N le flux de particules incidentes, Na nombre d'Avogadro, A_c masse atomique de la cible

I.3.2 Calcul détaillé de la transmission angulaire t_θ .

Lors de la traversée d'une cible d'épaisseur totale ep_c par un faisceau d'ions, trois effets vont contribuer à la distribution angulaire du faisceau fragment à la sortie de la cible:

- 1: Stragglings angulaire du projectile lors de la traversée de l'épaisseur ep_c .
- 2: Distribution angulaire de Goldhaber due à la fragmentation du projectile.
- 3: Stragglings angulaire du fragment lors de la traversée de l'épaisseur ($ep_c - ep_{c1}$).

Cette distribution angulaire à un angle azimutal donné θ étant indépendante de ϕ , on s'intéresse donc à $\frac{d\sigma_{\text{tot}}}{d\theta} (\theta)$. Nous utiliserons la formulation mathématique suivante pour la convolution

des trois termes:

$$\frac{d\sigma_{\text{tot}}}{d\theta} (\theta) = \left\{ \frac{d\sigma_{\text{strag,p}}}{d\theta} * \frac{d\sigma_{\text{gold}}}{d\theta} * \frac{d\sigma_{\text{strag,f}}}{d\theta} \right\} (\theta)$$

En toute rigueur, il faudrait estimer l'épaisseur à laquelle a eu lieu la fragmentation du projectile dans la cible ce qui est impossible. On se ramène donc à l'approximation d'une fragmentation au centre de la cible (nous avons déjà vu au paragraphe I.2.2.1 que cette approximation devient mauvaise pour des cibles épaisses ou des vitesses basses de projectile). Les trois termes de $\frac{d\sigma}{d\theta} (\theta)$ s'écrivent alors:

$$1: \frac{d\sigma_{\text{strag,p}}}{d\theta} (\theta, E_p, A_p, Z_p, ep_c/2)$$

$$2: \frac{d\sigma_{\text{gold}}}{d\theta} (\theta, E_p - \Delta E_p (E_p, ep_c/2), A_p, A_f)$$

$$3: \frac{d\sigma_{\text{strag,f}}}{d\theta} (\theta, E_p - \Delta E_p (E_p, ep_c/2), A_f, Z_f, ep_c/2)$$

Le calcul des termes de straggling angulaire est présenté dans le paragraphe I.1.3.1 par la formule de Bimbot et al., elle exprime une distribution angulaire gaussienne des fragments de demi-angle à mi-hauteur $\alpha_{1/2}$ ($\alpha_{1/2} = 2.135 < \alpha_{1/2}^2 >$). Pour la convolution des termes 1 et 3 nous pouvons utiliser la propriété de convolution de gaussiennes:

$$\sqrt{< \alpha_{1/2 \text{ strag,p}}^2 > + < \alpha_{1/2 \text{ strag,f}}^2 >} \quad \text{qui sera noté par la suite } \alpha_{1/2}^* .$$

Le développement du second se déduit de la relation de la section efficace différentielle (2) dans le système du laboratoire:

$$(14) \frac{d^2\sigma}{dE_f d\Omega} \propto (A_f E_f)^{1/2} \exp \left\{ -A_f \left(\frac{E_f \sin^2\theta}{\sigma_{\perp}^2} + \frac{E_f \cos^2\theta - 2(E_f < E_f >)^{1/2} \cos\theta + < E_f >}{\sigma_{//}^2} \right) \right\}$$

Dans cette expression, σ_{\perp}^2 et $\sigma_{//}^2$ sont les variances en moment des fragments écrits dans la relation (1), θ est l'angle de détection dans le laboratoire, $< E_f >$ est l'énergie cinétique la plus probable du fragment ajustable selon la masse du fragment produit. Il faut alors intégrer entre les bornes d'énergies que peut avoir un noyau après fragmentation:

$$(15) \int_{E_f \text{ inf}}^{E_f \text{ sup}} \frac{d^2\sigma_{\text{gold}}}{dE_f d\Omega} dE_f = \frac{d\sigma_{\text{gold}}}{d\Omega}$$

où nous prenons dans la pratique les valeurs minimales et maximales imposées par la cinématique: $E_f \text{ inf} = 0.49 E_p$ et $E_f \text{ sup} = 1.21 E_p$.

Les relations (14) et (15) permettent de déterminer $\frac{d\sigma_{\text{gold}}}{d\theta} (\theta)$ avec $\begin{cases} \frac{d\sigma}{d\theta} = \frac{d\sigma}{d\Omega} \frac{d\Omega}{d\theta} \\ d\Omega = 2 \pi \sin \theta d\theta \end{cases}$.

On obtient alors:

$$\frac{d\sigma_{\text{gold}}}{d\theta} (\theta) = 2 \pi \frac{d\sigma_{\text{gold}}}{d\Omega} (\theta) \sin (\theta).$$

On normalise le rendement t_{θ} au rapport des noyaux transmis par l'optique de la ligne divisé par la production totale. L'angle d'émission dû à la fragmentation est généralement inférieur à 15° , la convolution se simplifie en disant que 84 % de la distribution des gaussiennes convoluées sont compris dans l'intervalle angulaire $(-2\alpha_{1/2}^*, 2\alpha_{1/2}^*)$. On peut donc approximer l'intégration entre les bornes définies ci-dessus. Ceci implique :

$$t_{\theta} = \frac{t_{\theta \text{ optique}}}{t_{\theta \text{ total}}} \text{ avec } t_{\theta \text{ optique}} \text{ et } t_{\theta \text{ total}} \text{ écrites ci-dessous:}$$

$$t_{\theta \text{ optique}} = \int_0^{\theta \text{ lise}} \int_{-2\alpha_{1/2}^*}^{2\alpha_{1/2}^*} \frac{d\sigma_{\text{gold}}}{d\Omega}(\theta - \tau) \sin(\theta - \tau) \frac{d\sigma_{\text{strag}}^*}{d\theta}(\tau) d\tau d\theta.$$

$$t_{\theta \text{ total}} = \int_0^{15^{\circ}} \int_{-2\alpha_{1/2}^*}^{2\alpha_{1/2}^*} \frac{d\sigma_{\text{gold}}}{d\Omega}(\theta - \tau) \sin(\theta - \tau) \frac{d\sigma_{\text{strag}}^*}{d\theta}(\tau) d\tau d\theta.$$

La valeur de t_{θ} est indépendante de la normalisation de la formule (14) puisque cette quantité est normalisée à la section efficace totale donnée par la formule de Sümmerer 1.1.2. Le résultat du calcul de rendement angulaire est représenté au paragraphe précédent (fig. I.2.2.a).

I.3.3 Calcul détaillé du rendement en énergie t_E .

I.3.3.1 Rendement en énergie après les fentes F1.

Nous avons vu précédemment que les énergies des fragments sont distribuées entre E_{\min} et E_{\max} à la sortie de la cible (fig. I.1.2), cet écart d'énergie est dû à deux effets que nous avons détaillés précédemment (I.1.1.3): la fragmentation du projectile dans la cible et les pertes d'énergies du projectile et du fragment selon le lieu de cassure. La transmission après les fentes F1 correspond donc à l'intégrale de cette distribution entre les coupures en énergie effectuées par les fentes. On définit ainsi pour un fragment choisi d'énergie E_f choisi les ouvertures en énergie gauche et droites à l'aide des positions en mm des fentes comme suit:

$$(16.a) \quad \text{ouv}_g(E_f \text{ choisi}) = E_f \text{ choisi} \left(1 - \frac{\text{fente}_g}{2 D_{\text{lise}} \cdot 100} \right)$$

$$(16.b) \quad \text{ouv}_d(E_f \text{ choisi}) = E_f \text{ choisi} \left(1 + \frac{\text{fente}_d}{2 D_{\text{lise}} \cdot 100} \right)$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{ouv [MeV]} \\ D_{\text{lise}} = 17 \text{ mm} / \% \\ \text{fente [mm]} \end{array} \right\}$$

Une ouverture des fentes gauche et droite de 17 mm correspond donc à une acceptation en énergie totale de 1%. Ainsi, si l'on règle l'aimant du premier dipôle de façon à sélectionner un fragment d'énergie E_f choisi les ouvertures s'expriment "ouv (E_f choisi)"; il y a transmission des fragments ayant des énergies comprises entre les bornes (fig. I.3.1 "sup ($E_{\min} (E_f$ choisi), ouv_g (E_f choisi))" et "inf ($E_{\max} (E_f$ choisi), ouv_d (E_f choisi))". Pour un fragment quelconque d'énergie E_f , le rendement en énergie à la sortie des fentes F1 s'écrit donc (fig. I.3.1):

$$t_{E1} = \frac{\int_{\sup \{ e_{\min} (E_f), \text{ouv}_g (E_f \text{ choisi}) \}}^{\inf \{ e_{\max} (E_f), \text{ouv}_d (E_f \text{ choisi}) \}} \frac{d\sigma_{\text{gold}}}{dE_f} (E_f) dE_f}{\int_{e_{\min} (E_f)}^{e_{\max} (E_f)} \frac{d\sigma_{\text{gold}}}{dE_f} (E_f) dE_f};$$

$\frac{d\sigma_{\text{gold}}}{dE_f} (E_f)$ sont des gaussiennes de variances $\langle E_f \rangle^2$ définies au I.1.1.1.

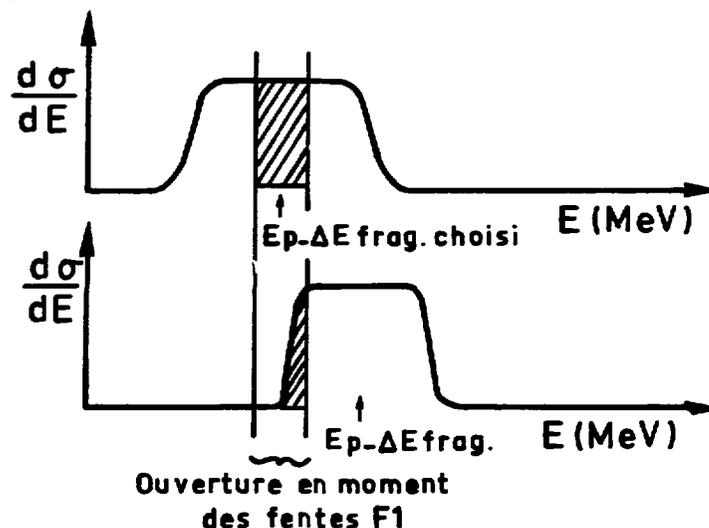


fig I.3.1: Distribution en énergie et coupure en énergie pour un fragment choisi (haut) et pour un fragment quelconque (bas).

I.3.3.2 Effet du dégradeur sur le rendement en énergie t_{E2} .

D'après le paragraphe I.2.3.2, des fragments de A_f et Z_f différents sont dispersés au point focal image PF2 (fig. I.2.1 et fig. I.2.11). Un nouveau jeu de fentes va couper les noyaux trop ou trop peu déviés par le second dipôle ajusté pour faire passer le fragment choisi au centre des fentes F2. Dans le cas d'un spectromètre achromatique la taille de l'image au point focal PF2 s'écrit:

$$(17) \quad \sigma_x = \frac{F_0}{2.35 \left(1 - \frac{cp_d}{\text{range} (A_f, Z_f, E_f, A_d, Z_d)} \right)}$$

où range () est le parcours d'un fragment dans le dégradeur défini par A_d et Z_d (voir § I.1.2).

Nous devons donc intégrer un faisceau fragment de largeur σ_x entre les bornes x_1 et x_2 , positions des fentes F2. La déviation des fragments est produite par l'écart d'énergie entre E_{f2} issue du $B\rho_2$ du second dipôle réglé pour un fragment choisi et E_{f3} énergie des fragments après le dégradeur. Si l'on décide pour le calcul de centrer la gaussienne du faisceau fragment, alors ce sont les fentes qui ont des positions variables. Si $diam_{ut}$ est le diamètre utile du diaphragme en mm, on peut écrire (cas symétrique):

$$\text{-pour le fragment choisi: } x_1 = -\frac{diam_{ut}}{2} \quad ; \quad x_2 = +\frac{diam_{ut}}{2}$$

$$\text{-pour un fragment quelconque: } x_1 = \frac{E_{f3}-E_{f2}}{E_{f2}} \frac{100 D_{lise2}}{2} - \frac{diam_{ut}}{2} \quad ; \quad x_2 = x_1 + diam_{ut}$$

Le schéma I.3.2 représente deux fragments différents l'un complètement transmis par un diaphragme de 17 mm, l'autre différent de 1% en énergie n'étant transmis qu'à moitié. Les positions des fentes sont alors $x_1 = 1 \cdot \frac{17}{2} - \frac{17}{2} = 0$ mm,

$$\text{et } x_2 = 1 \cdot \frac{17}{2} + \frac{17}{2} = 17 \text{ mm.}$$

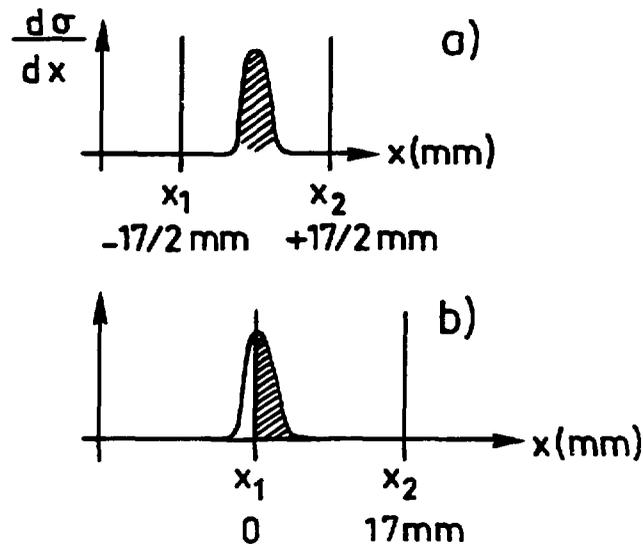


fig. I.3.2: Position et coupure due au diaphragme F2, pour un fragment choisi (a) et un autre décalé de 1% en énergie (b).

I.3.3.3 Effet du filtre de vitesse sur le rendement en énergie t_{E3} .

D'après le paragraphe I.2.4 le filtre de vitesse de type Wien disperse les faisceaux fragments selon leurs vitesses, pour voir ce qui est transmis à travers des fentes notées f_{sup} et f_{inf} , il faut une fois de plus intégrer une gaussienne centrée sur l'ordonnée x de largeur σ_x

définie précédemment. On peut simplifier le problème en assimilant chaque gaussienne à un pavé de demi-largeur σ_x , ainsi le taux de transmission s'écrit:

$$t_E3 = \frac{\inf (f_{sup} , x + \sigma_x) - \sup (f_{inf} , x - \sigma_x)}{2 \sigma_x} .$$

Le résultat de la transmission est représenté ci-dessous (fig. I.3.3).

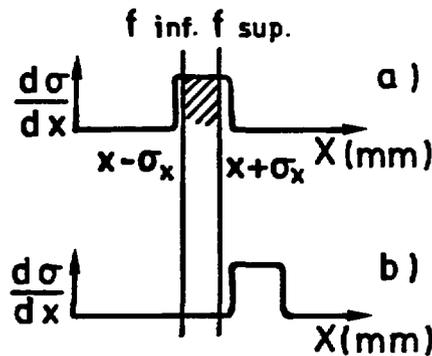


fig. I.3.3: Transmission due au filtre de vitesse pour deux fragments subissant des déviations différentes par les champs magétiques et électriques croisés.

I.4. IDENTIFICATION DES NOYAUX A L'AIDE DU PROGRAMME LISE.

I.4.1 Méthode ΔE -temps de vol.

Grâce à l'achromatisme du spectromètre LISE chaque noyau parcourt la même distance entre la cible et la détection ($\frac{\Delta L}{L} \approx 10^{-3}$). On effectue une mesure de temps de vol de chaque noyau pour parcourir les 44 mètres de la ligne du spectromètre. Avant l'installation de la deuxième déviation achromatique et du filtre de vitesse, la longueur de la ligne était de 18 mètres et les "start" et "stop" servant à la mesure du temps de vol étaient donnés respectivement par le télescope de détection au point focal image PF2 et par le signal radiofréquence du 2^{ème} cyclotron [BAZ 87]. Cette inversion de temps de vol sert à ne déclencher l'électronique que lorsqu'un noyau est détecté dans la première jonction, et non à chaque "vague" de noyau fournie par le cyclotron. En effet pour des noyaux très exotiques les taux de production sont assez faibles (en général moins de 1 par seconde) alors que la fréquence du cyclotron est d'environ 10 MHz (1 paquet de largeur 1 ns toutes les 100 ns). Les temps de vol sont de l'ordre de 200 ns pour une ligne de 18 mètres. L'allongement de la ligne à 44 mètres permet

des temps de vols plus précis. Un scintillateur rapide installé avant la seconde déviation achromatique permet alors d'obtenir un vrai temps de vol.

D'après la relation reliant la perte d'énergie ΔE d'un noyau dans une jonction et le temps de vol t dont nous venons de parler:

$$(18) \quad \Delta E \propto Z^2 t^2,$$

une représentation bidimensionnelle ΔE - temps de vol permet de voir des paraboles correspondant aux différents éléments Z transmis par le spectromètre (fig. I.2.6 et fig. I.2.7). Le programme LISE permet de simuler cette représentation en donnant les estimations de taux de productions des noyaux (voir §I.3) transmis aux valeurs de réglages des aimants et en déterminant leurs temps de vol et pertes d'énergies respectives.

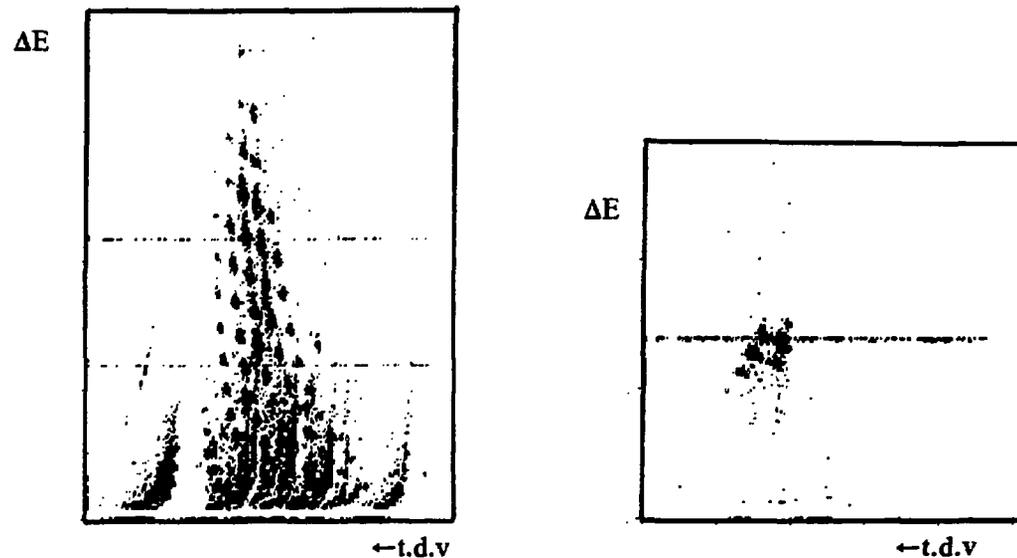


fig. I.4.1: Représentation bidimensionnelle ΔE - t.d.v montrant les noyaux transmis et le signal d'un générateur calibré à la perte d'énergie de noyaux choisis.

Il nous suffit alors durant une expérience d'envoyer des signaux aux énergies attendues pour un noyau à l'aide d'un générateur calibré (fig. I.4.1) pour identifier les noyaux. Lorsqu'un noyau a été identifié il est possible de régler dans le programme LISE le temps de vol de façon à obtenir exactement la même représentation (le "start" de temps de vol est ajustable dans le programme et permet ainsi de s'affranchir des retards électroniques inhérents à une prise de temps) afin de distinguer rapidement ceux qui nous intéressent par leurs pertes d'énergie et leurs temps de vol.

I.4.2 Méthode ΔE -E.

La détection de noyaux est souvent suivie d'une implantation dans une jonction épaisse (ce calcul est fait par la détermination du parcours des noyaux dans la matière I.1.2) ; par exemple dans l'expérience décrite dans la seconde partie on utilise un télescope composé de trois jonctions dont les deux premières donnent une mesure de perte d'énergie ΔE_1 et ΔE_2 alors que la troisième reçoit l'énergie résiduelle E. On peut alors détecter une radioactivité recherchée dans cette troisième jonction (voir chapitre II). L'utilisation d'un télescope à plusieurs membres permet une détermination redondante en A et en Z de chaque noyau. En utilisant la relation (19)

$$(19) \quad \Delta E E \propto A Z^2,$$

nous pouvons alors voir dans le plan $(\Delta E, E)$ des hyperboles correspondants aux différents noyaux (fig. I.4.3).

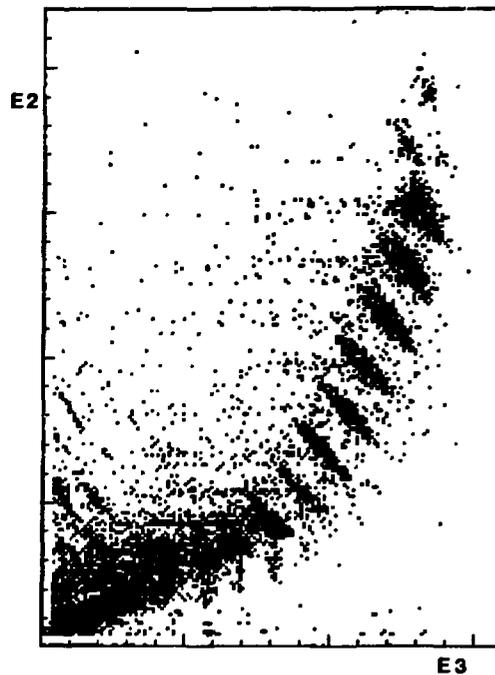


fig. I.4.3: Représentation bidimensionnelle ΔE -E montrant les hyperboles avec les différents noyaux .

I.4.3 Simulation de transmission des noyaux.

Nous avons vu tout au long du paragraphe I.3 que les sélections vont éliminer les noyaux contaminants; il est bien-sûr possible de se servir de ces distributions pour voir si un noyau a une chance d'être transmis et donc d'être détecté dans le télescope. Cette représentation (fig. I.2.8) est donc très pratique en expérience puisqu'elle nous permet rapidement de

connaître le réglage des fentes nécessaire à l'élimination de contaminants gênants. J'ai utilisé cette méthode lors du dépouillement des résultats pour qu'il n'y ait aucune ambiguïté lors de la détermination des A et Z de noyaux analysés durant l'expérience (voir § II.3.1.1).

II. MESURES DE PERIODES ET DE P_n DES NOYAUX: 44S, 45,46,47Cl.

Cette partie présente l'expérience réalisée à l'aide du spectromètre LISE à GANIL concernant les mesures de périodes et probabilités d'émission de neutrons retardés (P_n) des noyaux riches en neutrons ^{44}S , $^{45-47}\text{Cl}$.

Nous commencerons par une présentation générale de cette expérience à partir du faisceau primaire de ^{48}Ca qui produit, par fragmentation dans une cible de ^{64}Ni , les noyaux que nous souhaitons étudier. Ceux-ci sont triés par le spectromètre LISE décrit dans le premier chapitre de ce mémoire. Ils sont ensuite identifiés par un télescope composé de trois jonctions silicium et implantés dans la dernière. La détermination des périodes et des P_n de ces noyaux est alors effectuée par la détection en coïncidence:

- du β du noyau implanté dans cette troisième jonction et
- du neutron retardé détecté dans un compteur neutron entourant ce télescope.

Cette méthode d'analyse ainsi que les détecteurs utilisés sont décrits dans la première partie.

La seconde présente en détail l'électronique utilisée ainsi que la logique générale d'acquisition de données.

La troisième partie présente les résultats obtenus et décrit de façon détaillée le dépouillement des résultats. Le délicat étalonnage des noyaux avec utilisation d'un dégradeur entre les deux dipôles du spectromètre LISE est expliqué conjointement à l'indispensable utilisation du programme de simulation présenté dans le premier chapitre. Les sources de bruit de fond ou de contamination dans les mesures de décroissance radioactive sont ensuite estimées grâce à un programme de type monte-carlo.

Ces résultats sont alors, dans la quatrième partie, commentés et comparés aux prédictions théoriques. L'influence des masses et des déformations utilisées pour les calculs de périodes et de P_n de ces noyaux riches en neutrons est soulignée par les prédictions théoriques.

II.1. PRESENTATION GENERALE DE L'EXPERIENCE.

II.1.1 Le faisceau, le spectromètre.

Les noyaux riches en neutrons ^{44}S , $^{45,46,47}\text{Cl}$ ont été produits par interaction d'un faisceau de ^{48}Ca à 60 MeV/A avec une cible de ^{64}Ni d'épaisseur 116 mg/cm². Le choix d'une cible et d'un faisceau projectile riches en neutrons favorise un meilleur taux de production de noyaux riches en neutrons [BAZ87]. Les fragments du faisceau projectile sont ensuite analysés par le spectromètre achromatique LISE. Une sélection magnétique composée de deux dipôles combinée à la perte d'énergie dans un dégradeur intermédiaire (feuille d'aluminium d'épaisseur 180 mg/cm²) permet de ne transmettre en fin de ligne que 5 sortes de noyaux différents (fig. I.2.6) et donc de n'obtenir qu'un très faible taux de contaminants pour des mesures de période. Une intensité de faisceau de $3.3 \cdot 10^{11}$ pps a permis d'obtenir un taux d'environ 10 noyaux intéressants par secondes.

Trois réglages différents de la rigidité magnétique des aimants ont été utilisés pour optimiser la production respective du ^{44}S , ^{45}Cl et ^{47}Cl .

$$\left\{ \begin{array}{l} ^{44}\text{S} \\ \text{B}\rho_1 = 2.85 \text{ Tm} \\ \text{B}\rho_2 = 2.641 \text{ Tm} . \\ ^{45}\text{Cl} \\ \text{B}\rho_1 = 2.886 \text{ Tm} . \\ \text{B}\rho_2 = 2.58 \text{ Tm} \\ ^{47}\text{Cl} \\ \text{B}\rho_1 = 2.95 \text{ Tm} . \\ \text{B}\rho_2 = 2.619 \text{ Tm} \end{array} \right.$$

Le bruit de fond dû au faisceau se compose

- de neutrons émis lors de l'interaction du faisceau avec la cible puis diffusés par les parois des murs,
- et de γ "durs" émis sous forme de flash très courts.

Le temps observé de thermalisation des neutrons après coupure du faisceau est de quelques millisecondes. Un blindage constitué de blocs de béton d'un mètre d'épaisseur et de blocs de paraffine est placé entre les deux premiers dipôles. Le détecteur de neutrons est, de plus, installé dans un abris composé de feuilles de cadmium (grande section efficace de capture des neutrons lents) insérées entre des plaques de plastiques. Des blocs de plomb et de paraffines assurent également un blindage supplémentaire contre les neutrons extérieurs. Par ailleurs, la température de cette enceinte est stabilisée à environ 13° afin de minimiser le bruit thermique des photomultiplicateurs et des dérives électroniques.

II.1.2 Le système de détection.

II.1.2.1 Le télescope.

La détection des ions lourds est effectuée par un télescope constitué de trois jonctions alignées suivant l'axe du faisceau au point focal image PF2 du spectromètre. Leurs positions sont repérées sur la figure II.1.1, les deux premiers détecteurs (silicium) ont une épaisseur de 300μ , la dernière en Si(Li) de 5500μ . L'implantation des noyaux dans la dernière jonction sera traitée au § II.1.3.2.

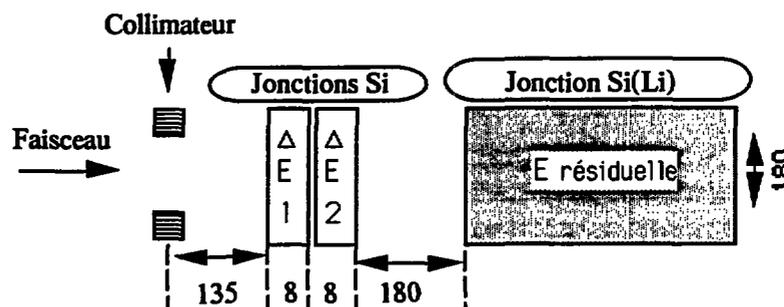


Fig. II.1.1: Schéma simplifié du télescope d'identification des ions lourds, les dimensions sont en mm.

II.1.2.2 Les détecteurs de neutrons.

La détection des neutrons issus de la désintégration β -neutron d'un noyau doit être d'une efficacité maximale. Ainsi, la géométrie et le choix du type de détecteur neutrons ont privilégié cette condition:

- Le télescope dans lequel sont détectés et implantés les ions lourds est entouré par le détecteur cylindrique à gaz ^3He constitué de 2 anneaux concentriques de 16 tubes à ^3He sertis dans de la paraffine (fig. II.1.2). Un scintillateur liquide NE213 a été placé dans l'axe du faisceau afin d'entourer complètement le télescope.

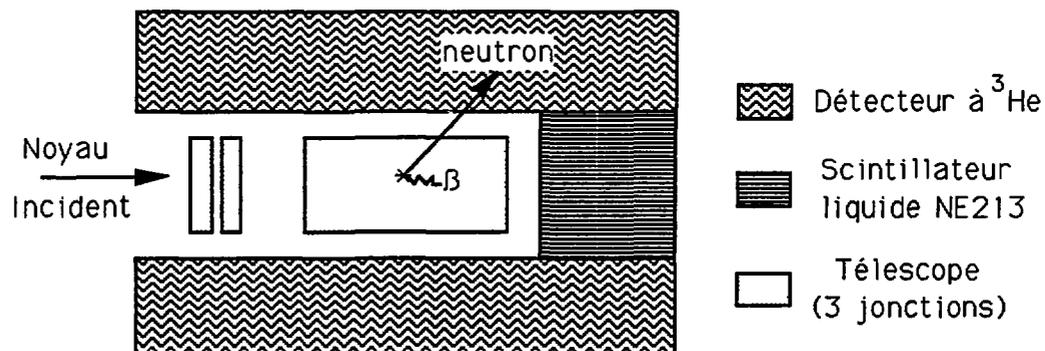
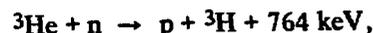


fig. II.1.2: Schéma du système de détection ion lourd- β -neutron.

- Les détecteurs de type ^3He sont choisis en raison de leur importante efficacité neutron sur une large gamme d'énergie. La détection des neutrons dans ce compteur à gaz se fait grâce à la réaction:



l'énergie totale dans le compteur est alors l'énergie cinétique du neutron plus 764 keV. La section efficace de réaction varie lentement de 5000 barns pour des neutrons thermiques [KIN49, COO49] à 0.8 barns pour des neutrons de 1 MeV [SAY58, COO50]. Mais la paraffine permet d'augmenter la section efficace de capture de neutrons de haute énergie en les thermalisant afin qu'ils soient capturés dans le second anneau d' ^3He . Toutefois, cette thermalisation ne permet aucune détermination de l'énergie des neutrons. Des tests expérimentaux ont permis de montrer que l'efficacité totale de ces détecteurs est de $25 \pm 3\%$:

- Avec une source Am-Li les efficacités des 2 anneaux de compteurs sont de 18.2% et 7.2%, ce qui donne une efficacité totale de 25.3%.

- Avec une source de californium délivrant des neutrons très énergétiques, les efficacités sont de 17.8%, 11% pour les deux anneaux, et donc de 28.7% pour l'efficacité totale.

Le scintillateur NE213 étant très enrichi en carbone et en hydrogène ($4.82 \cdot 10^{22}$ atomes $^1\text{H}/\text{cm}^3$), les sections efficaces $^1\text{H}(n, X)$ et $^{12}\text{C}(n, X)$ où X est une particule hadronique chargée déterminent l'efficacité de détection (fig. II.1.3).

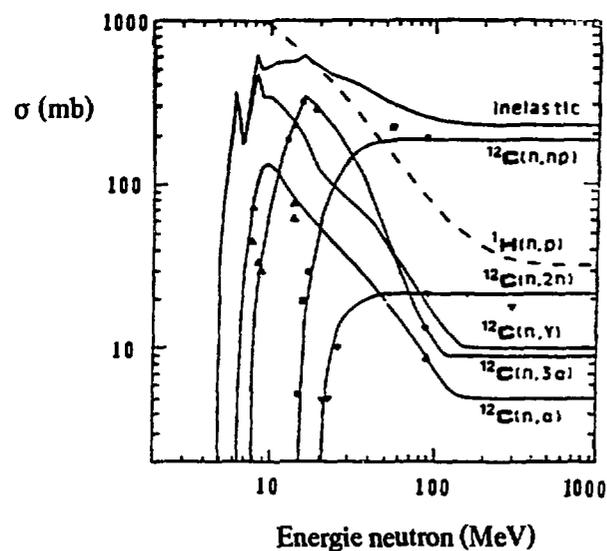


fig. II.1.3: Sections efficaces de réactions pour le scintillateur NE213 en fonction de l'énergie des neutrons [CEC79].

En fait le détecteur NE213 n'a pas été utilisé pendant le dépouillement des noyaux en raison du taux de comptage observé extrêmement faible dû:

- au petit angle solide du détecteur
- à la coupure d'efficacité aux basses énergies neutrons ($\approx 1 \text{ MeV}$).

II.1.2.3 Détection des muons cosmiques.

Les muons cosmiques pouvant, par interaction avec la matière, produire des neutrons, il est important de pouvoir les dissocier des neutrons de désintégrations des noyaux implantés. Des scintillateurs plastiques de très grande section efficace de capture ont été placés au-dessus et au-dessous du détecteur de neutrons. L'électronique liée à ces détecteurs délivre un signal de 1V, 2V, ou 3V suivant que la plaque supérieure, inférieure ou les deux plaques ont été touchées. Une détermination du temps pour qu'un muon traverse les deux plaques est également mesurée grâce à un convertisseur temps-amplitude (TAC). On pourra alors à l'aide de ces deux informations, connaître lors du dépouillement le nombre de muons détectés et séparer les vrais neutrons des muons. Le taux de muons détectés dans les compteurs ^3He a été environ de 1 toutes les 10 millisecondes.

II.1.3 Identification et implantation des noyaux à analyser.

II.1.3.1 Identification en ligne: matrice ΔE -temps de vol.

L'identification des noyaux conditionne les décisions sur l'acquisition. Nous verrons au II.2.1 que la détection d'un bon ion lourd (BIL) déclenche l'arrêt du faisceau et le basculement de l'acquisition sur les événements de désintégration radioactive (β et neutron) du noyau implanté dans la dernière jonction. Il importe donc qu'une décision rapide soit faite au niveau de l'acquisition. La méthode d'identification par mesure de perte d'énergie et de temps de vol est la plus simple envisageable avec le spectromètre LISE. Elle a déjà été présentée dans la première partie au I.4.1, je n'en rappellerai donc que l'essentiel: Les noyaux focalisés au point image F2 (fig. I.2.1) ont tous la même rigidité magnétique $B\rho_2$ et donc conformément à la relation:

$$B\rho_2 \propto \frac{Av}{Z} \text{ avec } Q=Z \text{ (pour des ions épluchés),}$$

la mesure du temps de vol donne une mesure du rapport $\frac{A}{Z}$. La perte d'énergie d'un noyau dans la matière étant proportionnelle à $\frac{Av}{Z^2}$, une représentation bidimensionnelle permet la séparation des noyaux (voir par exemple fig. II.2.6). Une fenêtre d'acceptation des événements est définie par des seuils électroniques bas et haut sur des analyseurs monocanaux pour les deux quantités ΔE et temps de vol.

II.1.3.2 Implantation des noyaux dans la dernière jonction.

D'après les calculs du programme de simulation LISE, on peut montrer qu'une jonction épaisse permet d'implanter les quatre noyaux que nous désirons étudier dans la partie centrale du détecteur (pour les calculs de parcours, se référer au § I.1.2):

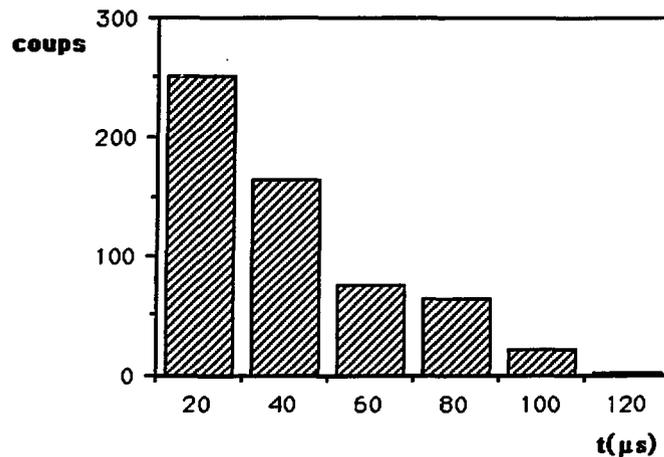


fig. II.1.5: Histogramme de thermalisation de neutrons dans le détecteur à ^3He .

II.1.4.3 Intérêt de la méthode.

Cette méthode est tout d'abord très "propre" puisque l'arrêt du faisceau primaire diminue considérablement le taux de contaminants ainsi que le bruit de fond direct issu des fragmentations de projectiles dans la cible primaire (seule la composante de particules thermalisées pourrait être gênante mais est éliminée par les blindages (II.1.1)). Ainsi, un seul noyau est implanté à la fois et l'identification en ΔE -temps de vol des noyaux permet ainsi en fait une triple coïncidence noyau- β -neutron. Enfin cette méthode présente l'avantage de pouvoir mesurer les périodes de noyaux différents grâce à l'ordre chronologique de stockage des événements. Il suffit pour cela d'élargir la fenêtre d'acceptation BIL à plusieurs noyaux, le faisceau sera alors arrêté pour tous les noyaux choisis.

II.2. ELECTRONIQUE ET ACQUISITION DE DONNEES.

II.2.1 Logique générale de l'acquisition.

Nous venons de voir précédemment la philosophie de mesures de périodes. Le fait de vouloir "isoler" un bon noyau implanté pour en mesurer sa période entraîne trois décisions:

- La coupure du faisceau incident.
- Un basculement automatique sur l'acquisition qui autorise la lecture des événements radioactivité.
- La remise à zéro et le départ d'une horloge radioactivité (notée "RAD").

Après la fin de la durée de la mesure, le faisceau incident est rétabli et l'acquisition bascule en mode identification de noyaux. L'ouverture de la fenêtre de mesure choisie supérieure à 5 fois la période du noyau à mesurer permet la collection de plus de 97% des événements. Une ouverture plus longue permet de plus de voir le taux de bruit de fond présent lors de la mesure,

puisqu'après un temps assez long il ne reste plus que le bruit de fond dû aux noyaux implantés. Un organigramme plus détaillé de la logique d'acquisition (fig. II.2.1) et un schéma simplifié des mesures de période (fig. II.2.2) sont présentés ci-dessous.

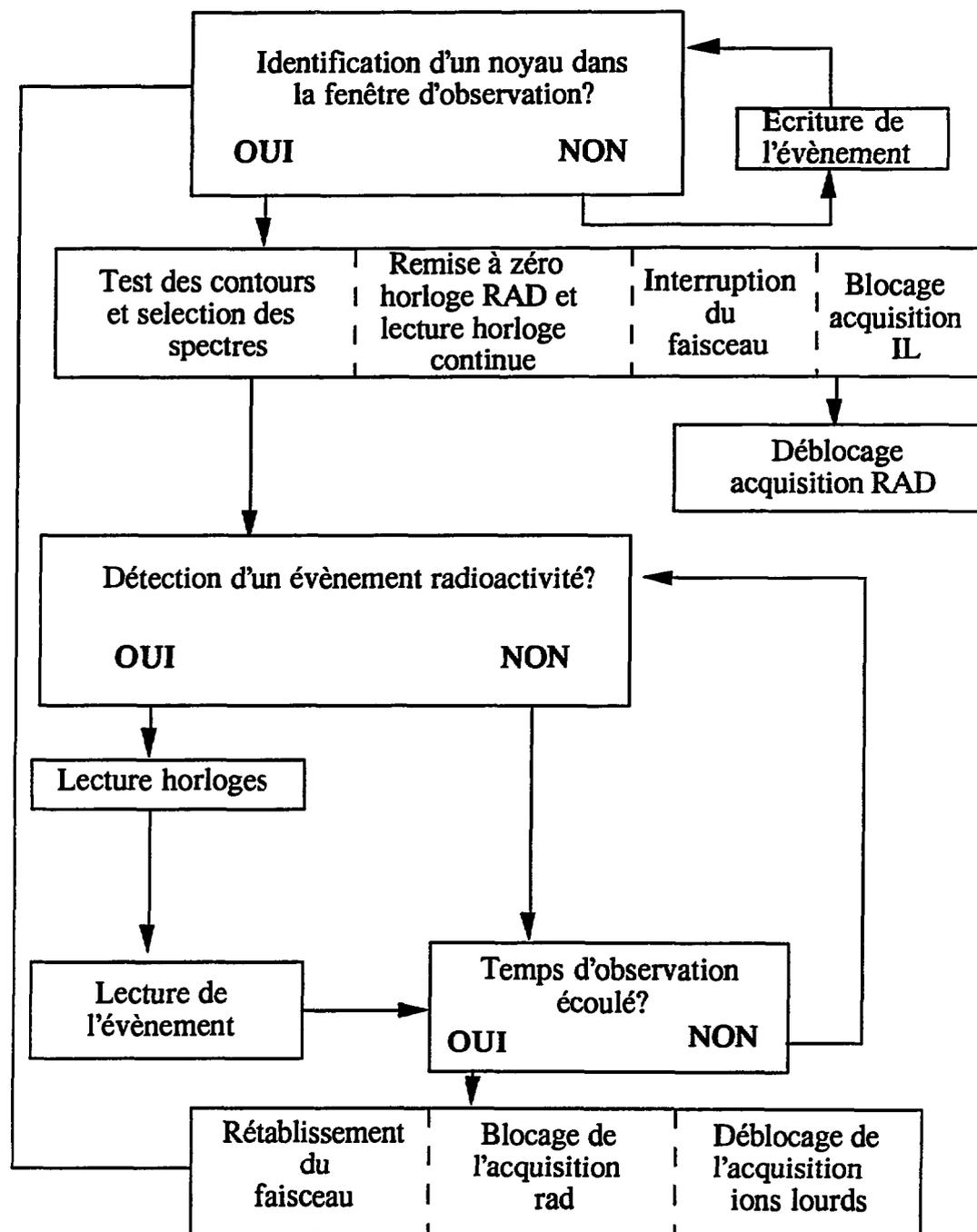


fig. II.2.1: Organigramme complet de l'acquisition.

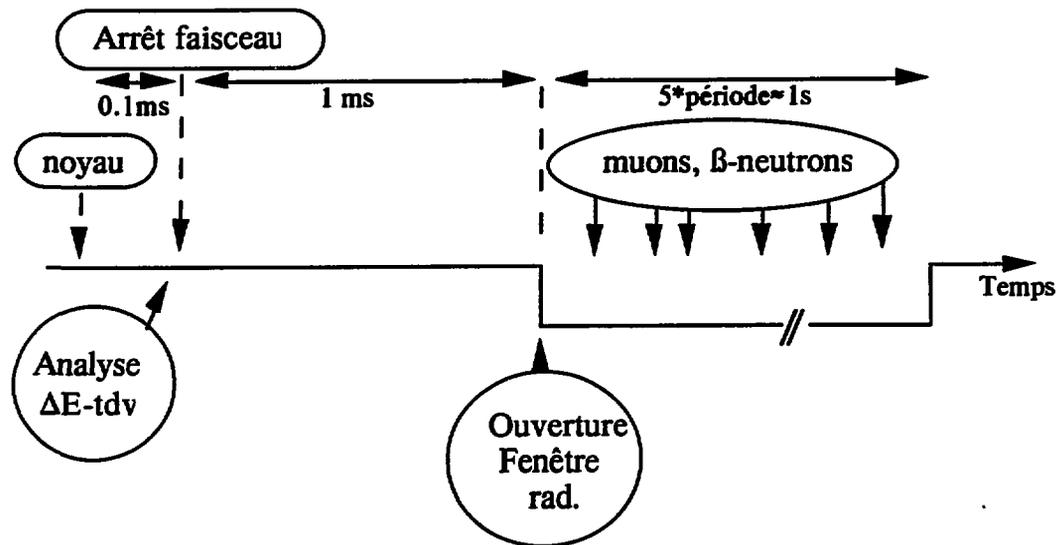


Fig. II.2.2: Schéma présentant un cycle de chronologie des événements lors d'une mesure de période (dans le cas de l'expérience le temps d'ouverture de la fenêtre rad a varié entre 250 et 1550 ms selon la période des noyaux à mesurer).

II.2.2 Electronique ions lourds.

L'électronique ions lourds (voir schéma électronique ci-après) comprend les voies temps et énergies associées à chacun des trois détecteurs. Les signaux provenant des jonctions sont pré-amplifiés en tension (PAT) vers les voies "temps", un discriminateur à fraction constante (DFC) permet ensuite dans le cas des deux premières jonctions d'effectuer des prises de temps pour les mesures de temps de vol. On utilise la haute fréquence du second cyclotron comme "STOP", le "START" étant donné par un noyau détecté dans la première et la seconde jonction. Dans le cas de noyaux éloignés de la vallée de stabilité, la fréquence des noyaux transmis est nettement plus faible (≈ 10 par seconde) que celle des paquets d'ions incidents sur la cible (1 par 100ms). Ceci justifie le fait que la mesure du temps de vol soit inversée afin de ne déclencher l'acquisition que lorsqu'un noyau arrive en bout de ligne du spectromètre. Ce signal temps de vol est ensuite introduit dans un convertisseur temps-amplitude.

Les signaux "énergies" sont pré-amplifiés (PAC) avec une constante de temps longue (quelques μs), amplifiés (AMF) puis codés par les ADC.

Les voies énergie (ΔE) et temps de vol de la première jonction (TDV) sont introduites dans deux sélecteurs monocanaux (TSCA) dont les seuils hauts et bas définissent une fenêtre qui décide de l'acceptation de l'événement ion lourd.

II.2.3 Acquisition ions lourds.

La liste des paramètres ions lourds écrits sur bande est la suivante:

MDR - ETIQ - UCR - E1 - E2 - E3 - TV1HF - TV2HF - HORCFAI - HORCFOR.

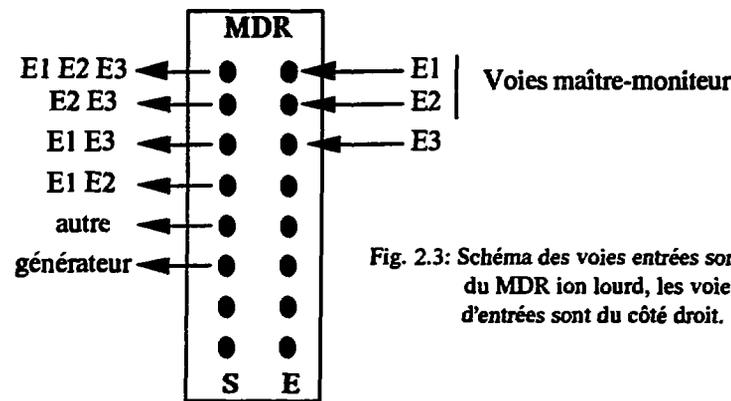
1

2

3

Nous allons voir quels sont les paramètres importants concernant l'acquisition ion lourd en les séparant en trois parties indiquées ci-dessus.

1) Le séquenceur (SUG IL) permet le contrôle et la gestion des modules MDR et UCR. La signature des événements ions lourds est effectuée par un module de décision rapide (MDR IL) qui permet d'entrer les voies "temps" des détecteurs et de sortir la configuration touchées (fig.II.2.3).



Après l'acceptation de l'événement par le MDR, l'analyse ΔE - temps de vol conduit:

- au marquage d'un bon ion lourd (BIL) sur l'UCR, dans le cas où le noyau est dans la fenêtre de coïncidence définie par les deux TSCA "temps" et "énergies",
- à l'arrêt du faisceau primaire
- au basculement vers l'acquisition radioactivité.

Le paramètre ETIQ est une étiquette écrite sur bande après la configuration du MDR (voies d'entrées touchées+code associé) qui indique si les paramètres qui vont suivre sont de type ion lourd ou radioactivité. Ceci facilite le dépouillement des résultats.

2) Dans tous les cas les valeurs concernant les énergies et les temps de vol de chaque noyau sont inscrites sur la bande afin de connaître tous les noyaux qui sont implantés.

3) L'instant de détection d'un noyau est donné par la lecture d'une horloge continue codée sur 24bits (poids faible=HORCFAI, poids fort=HORCFOR).

es

.
R
es

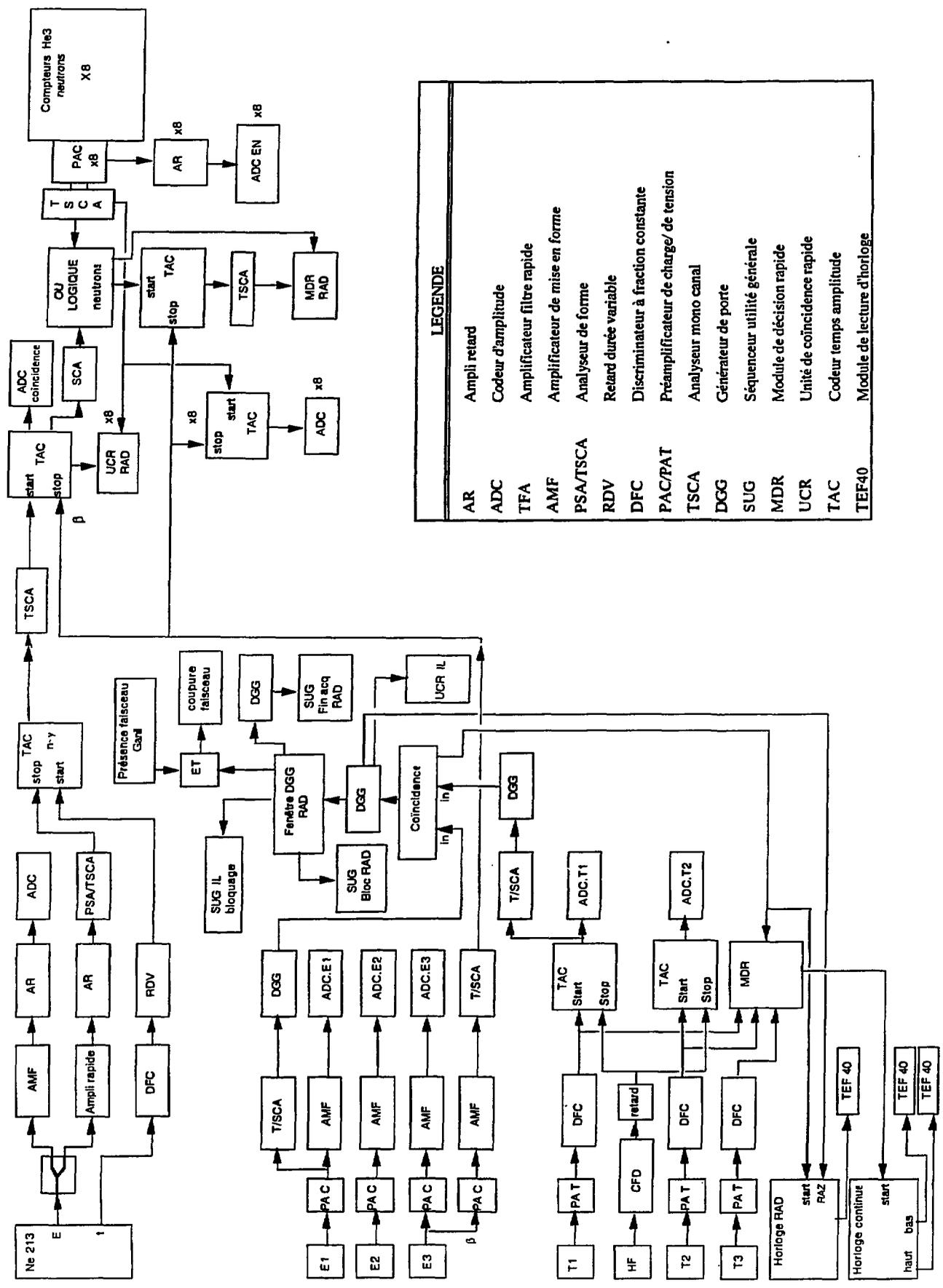
SCHEMA DE L'ELECTRONIQUE

re

es
n

e

ue



LEGENDE	
AR	Ampli retard
ADC	Codage d'amplitude
TFA	Amplificateur filtre rapide
AMF	Amplificateur de mise en forme
PSA/TSCA	Analyseur de forme
RDV	Retard durée variable
DFC	Discriminateur à fraction constante
PAC/PAT	Préamplificateur de charge/ de tension
TSCA	Analyseur mono canal
DGG	Générateur de porte
SUG	Séquenceur utilité générale
MDR	Module de décision rapide
UCR	Unité de coincidence rapide
TAC	Codage temps amplitude
TEF40	Module de lecture d'horloge

II.2.4 Electronique β -neutron.

Le β émis est détecté dans la troisième jonction dans laquelle a été implanté le noyau radioactif. Son signal est pré-amplifié (PAC), amplifié, transformé en un signal logique qui permettra de faire une coïncidence avec la présence d'un neutron.

Les détecteurs à ^3He délivre en sortie de préamplificateur un signal linéaire proportionnel à l'énergie neutrons qui est codé, et un signal logique.

Le scintillateur liquide NE213 possède également deux sorties, la sortie linéaire pour la détermination de l'énergie, la sortie temps permettant de faire une discrimination neutron-gamma par analyse de forme des signaux.

Un module logique "ou" permettra alors de rassembler tous les signaux neutrons. La coïncidence β -neutrons est effectuée à l'aide d'un convertisseur temps-amplitude dont le "start" est donné par la présence d'un β et le "stop" par le signal "ou" neutrons (voir schéma d'électronique).

II.2.5 Acquisition β -neutron.

La mesure de période par coïncidence β -neutron a été décrite au § II.1.4 en détail, les événements radioactivités que nous aurons à stocker sont des neutrons seuls, des muons, et des β -neutrons. L'ensemble des paramètres stockés sur bande lors du basculement sur l'acquisition RAD sont les suivants:

MDR - ETIQ -UCR

1

EN1 - - EN9 - TN9 - E β - T β N1 - - T β N9

2

PATMUON - TACMUON

3

HORCFOR - HORCFAI - HORRAD .

4

Nous allons comme précédemment décomposer artificiellement cette liste de paramètres en quatre parties qui vont être détaillées ci-dessous.

1) Le fonctionnement des modules SUG, UCR, MDR a été brièvement décrit précédemment pour l'acquisition ion lourd. Les voies entrées-sorties du MDR sont détaillées ci-dessous (fig. II.2.4), les valeurs qui seront écrites sur bande (configuration des entrées+code associé) seront très précieuses et permettront de séparer les différents événements. Tous les événements radioactivités reçus pendant le temps d'observation sont stockés sur bande (les trois voies d'entrées du MDR sont maître-moniteur), l'UCR indique quel est le détecteur neutron qui a été touché.

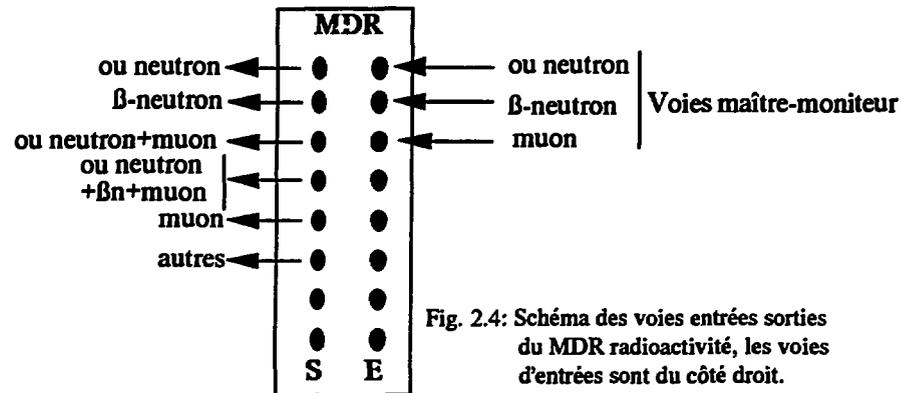


Fig. 2.4: Schéma des voies entrées sorties du MDR radioactivité, les voies d'entrées sont du côté droit.

2) Les paramètres qui suivent n'ont pas été d'une grande utilité lors du dépouillement des périodes mais nous ont donnés des informations sur le bon déroulement de l'expérience. En ce qui concerne les détecteurs à ^3He la paraffine qui sert à thermaliser les neutrons (II.1.2.2) supprime toute information précise sur les énergies neutrons. Les paramètres énergies (EN1 à EN8) permettent cependant de vérifier que les détecteurs fonctionnent correctement. Les valeurs de temps écoulé entre la détection du β et du neutron ($T_{\beta N1}$ à $T_{\beta N8}$) ont permis d'établir la courbe de thermalisation du détecteur ^3He (fig. II.1.5) et de confirmer durant l'expérience qu'aucun neutron corrélé avec un β n'apparaissait après $200\mu\text{s}$. Enfin le spectre en énergie des électrons ($E\beta$) issus de la désintégration radioactive d'un noyau permet d'ajuster en ligne le seuil de détection des β .

3) Le PATMUON (signal de tension variable selon le ou les détecteurs muons touchés) et le TACMUON (temps écoulé pour qu'un muon traverse le détecteur) ont été décrits au II.1.2.3 et permettent de déterminer de façon redondante la présence d'un muon dans le système de détection.

4) Lors de la détection d'un bon noyau par l'acquisition ion lourd, l'horloge radioactivité (HORRAD) est remise à zéro et est lue à chaque événement radioactivité (ou neutron, β , β -neutron). Chaque événement ion lourd pourra ensuite au dépouillement être associé avec l'horloge radioactivité correspondante. De même que pour l'acquisition ion lourd, l'horloge continue sera lue pour permettre une mesure redondante du temps de décroissance des noyaux, on fera alors la différence entre le temps de détection du noyau et celui de l'événement radioactivité correspondant.

II.2.6 Système de gestion des données, bus d'interface entre la lecture et le stockage des données.

Les informations codées sont transmises par le bus CAMAC en interface avec le bus VME. Deux microprocesseurs traitent ensuite les informations qui sont d'une part transférées

dans l'ordinateur VAX et mises sur bande et d'autre part utilisables pour une visualisation et un contrôle en ligne des événements .

II.3. DEPOUILLEMENT DE L'EXPERIENCE.

II.3.1 Préliminaires.

II.3.1.1 Etalonnage en énergie, identification redondante des noyaux.

Nous avons vu précédemment les méthodes d'identification de noyaux (§ I.4.1, § I.4.2, II.1.3.1) qui consistent à construire des matrices ΔE -temps de vol ou ΔE -E. En fait l'utilisation de trois détecteurs permet une détermination redondante du A et du Z des noyaux détectés. Des contours puis projections sur les axes ont permis de déterminer la position en canaux des noyaux de la figure II.3.1.

fig. II.3.1: Représentation bidimensionnelle $\Delta E1$ - t.d.v (sans dégradeur ni filtre de vitesse) des noyaux dans les conditions de l'expérience décrites au II.1.1 pour l'optimisation du ^{47}Cl .

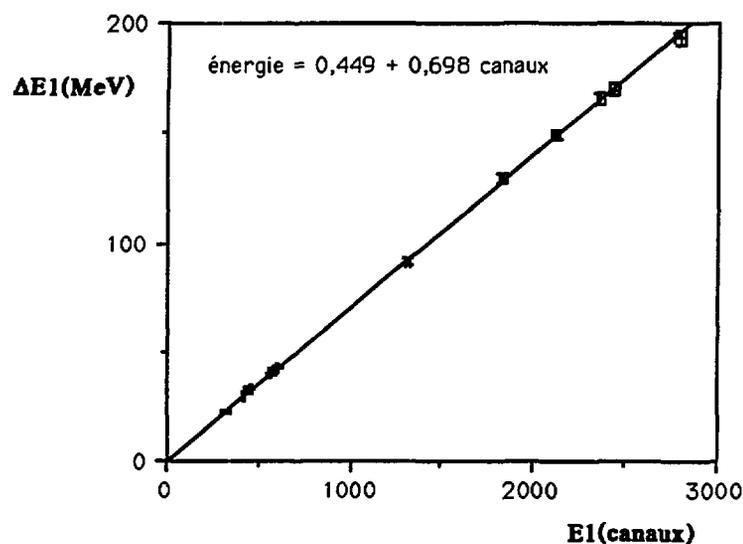
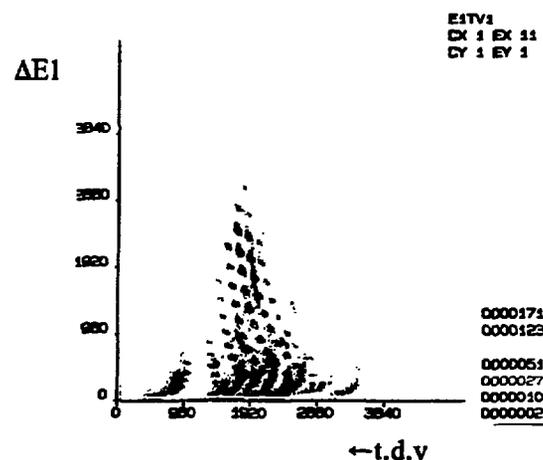
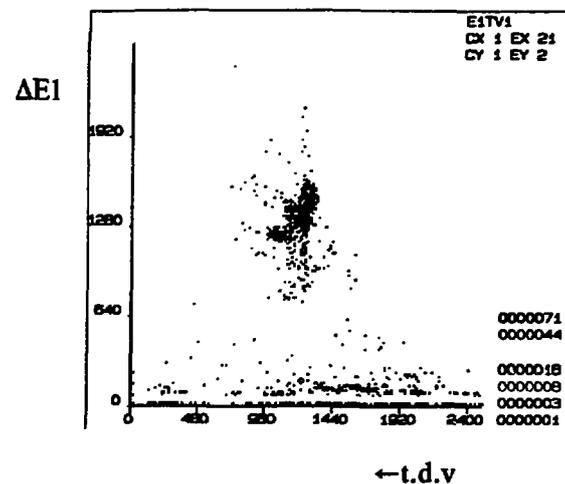


fig. II.3.2: Courbe d'étalonnage en énergie de la première jonction à partir de la représentation bidimensionnelle des noyaux en $\Delta E1$ - t.d.v.

Le même procédé donne des valeurs en canaux pour les énergies $\Delta E2$ et $E3$ et le temps de vol TV2HF. Ces canaux sont alors comparés avec les pertes d'énergies et les temps de vol théoriques calculés par le programme LISE (décrit dans la première partie). Les courbes canaux-énergies et canaux-temps de vol sont présentées (fig. II.3.2 et fig. II.3.6) pour le premier détecteur. Lorsque l'on place un dégradeur entre les deux dipôles du spectromètre, la sélection des noyaux est nettement plus efficace, ainsi seulement 5 sortes de noyaux sont transmises au maximum (fig. II.3.3). Il faut être absolument certain de l'identification de ces noyaux. Nous allons donc voir par la suite les trois méthodes employées qui permettront de déterminer leur identité. Ces trois méthodes consistent à utiliser les pertes d'énergies des noyaux, leur position après le second dipôle du spectromètre, et enfin les différences de temps de vol entre les noyaux.

fig. II.3.3: Représentation $\Delta E1$ - t.d.v dans les conditions de l'expérience I.1.1 pour l'optimisation sur le ^{47}Cl avec les sélections magnétique et du dégradeur.



Lorsque l'on trace un diagramme avec les pertes d'énergies théoriques et celles calculées par l'étalonnage, on se rend compte que les noyaux ^{47}S , $^{46,47}\text{Cl}$ et ^{47}Ar peuvent être confondus (fig. II.3.4 axe des ordonnées). Les fentes F1 du spectromètre étaient ouvertes à $\pm 30\text{mm}$ pour permettre un taux de transmission de noyaux exotiques important. Toutefois cette large ouverture produit une tache en énergie de largeur totale $\frac{2\Delta E}{E} = 7\%$ (axes horizontaux fig. II.3.4), et est la cause de cette confusion possible entre les noyaux. En utilisant le programme de simulation LISE dans les conditions de l'expérience, il est possible de déduire de façon plus sûre quels sont les noyaux transmis au niveau des fentes F2 du spectromètre. Les positions des noyaux au plan focal PF2 sont représentées sur l'axe des abscisses pour le réglage du spectromètre dans les conditions de l'expérience. Elles montrent que le ^{47}Cl (fig. II.3.3) est le seul transmis parmi les quatre, les noyaux ^{47}Ar , ^{47}S et ^{46}Cl dont la largeur horizontale est de $\pm 3\text{mm}$ (fig. II.2.5) étant bloqués par les fentes F2. Les lignes verticales représentent la largeur du collimateur placé devant le télescope. Ces lignes sont décentrées suivant l'axe horizontal de

7 mm si l'on admet une incertitude de 2% sur l'épaisseur du dégradeur (ce qui est d'ailleurs tout à fait raisonnable). On peut voir sur la courbe fig. II.3.5 que le taux de comptage du noyau central de la figure II.3.3 était correctement optimisé. Cette différence d'épaisseur ne change en rien les pertes d'énergies des noyaux puisqu'elles sont déterminées à partir du $B\rho_2$ du spectromètre. Les trois noyaux transmis et visibles sur la figure II.3.3 sont donc ^{49}Ar , le ^{47}Cl et le ^{45}S .

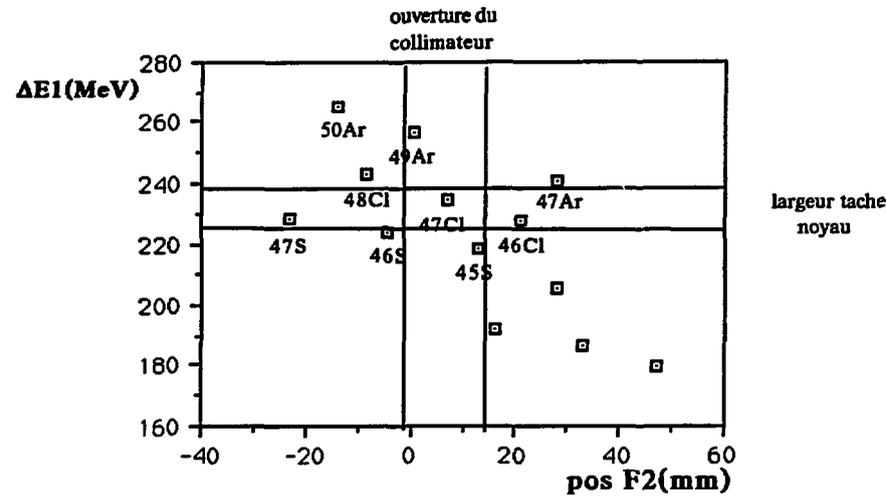


Fig. II.3.4: Représentation des valeurs de pertes d'énergie et de position de noyaux aux fentes F2 du spectromètre LISE données par le programme de simulation LISE pour la mesure de période du ^{47}Cl . Ces valeurs sont comparées aux pertes d'énergies et position expérimentales (voir texte pour plus de détails).

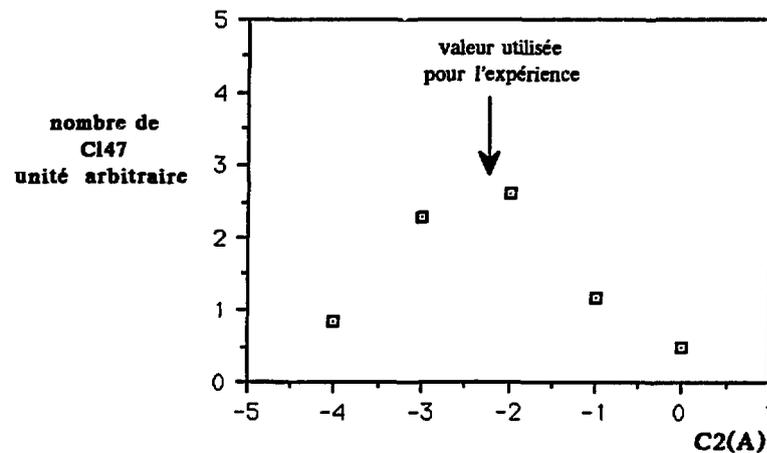


fig. II.3.5: Courbe d'optimisation du taux de transmission du ^{47}Cl en fonction de la correction de champs magnétique du second dipôle. Le taux de ^{47}Cl est normalisé par rapport à l'intensité du faisceau principal.

Un étalonnage en temps de vol permet de confirmer quels noyaux sont transmis avec le noyau "central". Le résultat est donné sur la figure ci-dessous (fig. II.3.6), il a été réalisé à partir des valeurs en canaux des noyaux de la fig. II.3.1 et des valeurs de temps de vol données par le programme LISE.

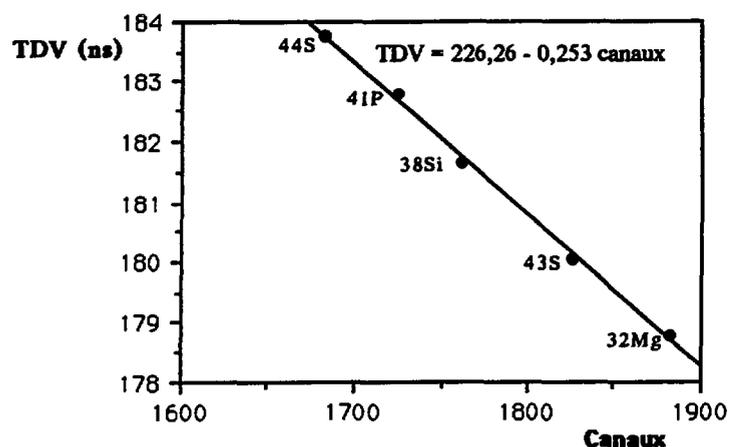


fig. II.3.6: Etalonnage en temps de vol à partir de la fig. II.3.1.

A partir de cet étalonnage, il est possible de reconstruire un graphe ΔE - TDV (fig. II.3.7) et comparer les positions effectives (fig. II.3.3) des noyaux par rapport aux valeurs calculées.

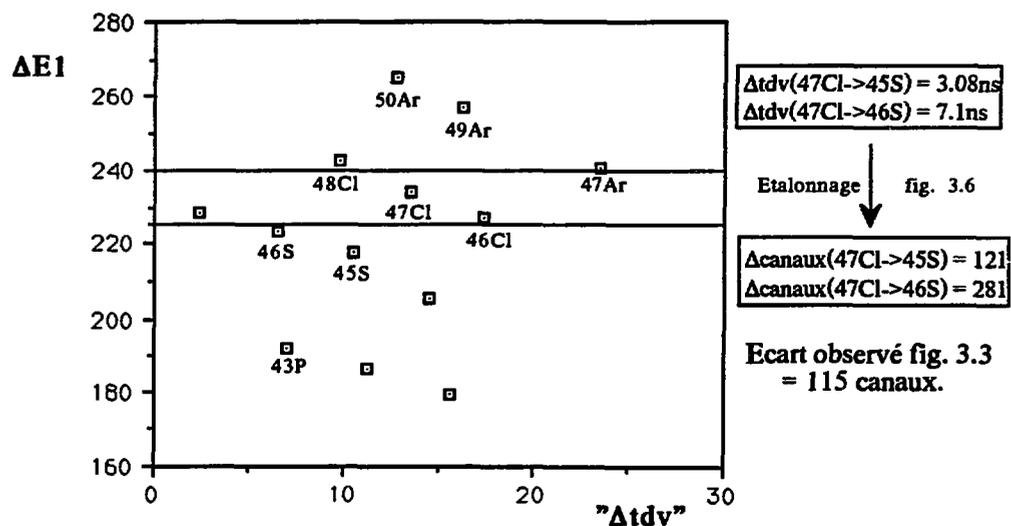


Fig. II.3.7 Représentation ΔE -temps de vol construite à partir des calculs du programme LISE. Les temps de vol sont notés en écart par rapport à 170 ns. On peut voir à droite du graphique que la valeur la plus proche des écarts de canaux observés (fig. II.3.1) de 115 canaux est celle de 121 canaux qui correspond au couple de noyaux $47Cl$ et $45S$.

On peut ainsi confirmer que le noyau sous le ^{47}Cl est le ^{45}S (et non le ^{46}S), celui situé au-dessus étant ^{49}Ar . Ceci n'est à priori pas évident et diffère des positions respectives de la représentation sans dégradeur.

II.3.1.2 Constitution d'événements ion lourd, β -neutron associé.

Après avoir identifié les noyaux, il faut regarder leur décroissance β -neutron respective et les distinguer du bruit de fond qui pourrait être causé par les muons cosmiques. La méthode utilisée est donc de rechercher un événement β -neutron après la détection d'un bon ion lourd. Dans le cas où aucun muon n'est détecté dans les $200\mu\text{s}$ (temps suffisant entre la désintégration du muon et la détection correspondante du neutron) qui précèdent, alors cette coïncidence est acceptée comme vraie. On peut alors reconstruire un événement "ion lourd+horloge β -neutron" associé. Les cinq paramètres ions lourds sont les énergies dans les trois détecteurs du télescope et les deux temps de vol entre la HF du faisceau et les deux premiers détecteurs. La représentation ΔE -TDV montre, dans le cas où un noyau est sélectionné dans la fenêtre de coïncidence ΔE -TDV des TSCA une tache correspondant au nombre d'événements β -neutron détectés (on le notera $n_{\beta n}^{\text{détect}}$) issus dans ce cas du ^{47}Cl (fig. II.3.8).

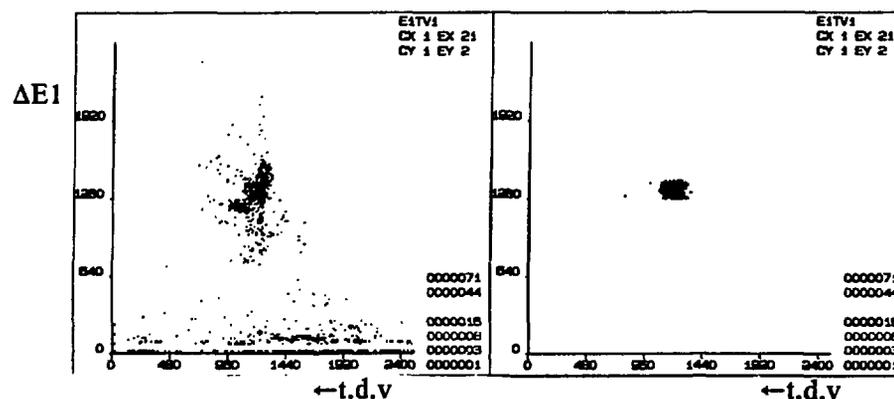


fig. II.3.8: Représentation ΔE - t.d.v montrant la sélection du ^{47}Cl après le dégradeur (à gauche) et par la fenêtre "bon ion lourd" des SCA.

II.3.2 Mesures de périodes.

II.3.2.1 Définitions, notations.

Ce paragraphe présente les notations des paramètres utilisés par la suite. Le but est de comparer les valeurs expérimentales de canaux de la courbe de décroissance radioactive aux valeurs théoriques. Le spectre de décroissance de noyaux radioactifs se présente sous forme d'histogramme dont le pas Δt exprime la condensation des canaux (fig. II.3.9). Le nombre de coïncidences βn observées $n_{\beta n}^{\text{détect}}(t, t+\Delta t)$ entre les temps t et $t+\Delta t$ sera comparé aux valeurs théoriques $n_{\beta n}(t+\Delta t) - n_{\beta n}(t)$ pour t variant de 0 à $(f_n - \Delta t)$. La dépendance temporelle du

de coïncidences sera donc comparée à une courbe de décroissance exponentielle théorique $n_{\beta n}(t)$. La valeur totale de coïncidences observées est notée $n_{\beta n}^{\text{détect}}$.

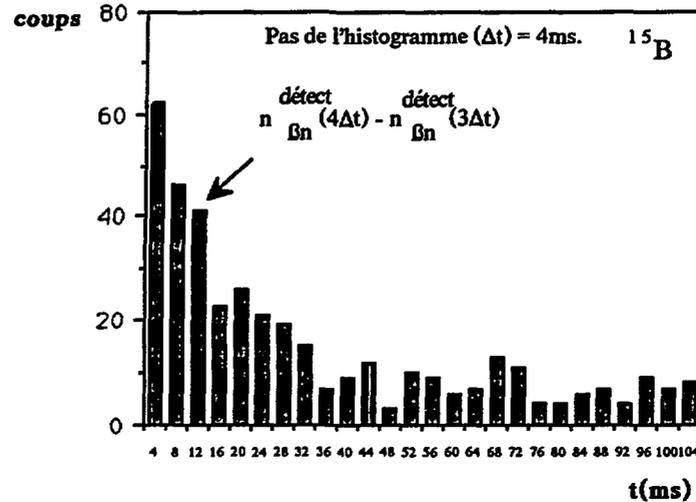


fig. II.3.9 Exemple de décroissance radioactive avec le ^{15}B , le premier canal a été supprimé à cause des fluctuations de déclenchement de l'horloge (2 à 3 ms).

Le nombre total de noyaux émetteurs βn théorique est le produit du nombre de noyaux implantés corrigé de l'efficacité $\epsilon_{\beta n}$ et de la probabilité d'émission de neutrons retardés P_n :

$$(20) \quad N_{\beta n}^{\text{émet}}(0) = N_{\text{implant}} \cdot \epsilon_{\beta n} \cdot P_n.$$

Le nombre de βn théoriques détectés à l'instant t s'écrit en supposant un bruit de fond constant (BDF), $T_{1/2}$ représentant la période du noyau:

$$\begin{aligned} n_{\beta n}(t) &= N_{\beta n}^{\text{émet}}(0) - N_{\beta n}^{\text{émet}}(t) + \text{BDF}. \\ \Rightarrow n_{\beta n}(t) &= N_{\beta n}^{\text{émet}}(0) \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t\right) \right\} + \text{BDF}. \end{aligned}$$

La valeur expérimentale observable du nombre total de coïncidences observées $n_{\beta n}^{\text{détect}}$ est égale au nombre d'émetteurs βn théoriques auquel on ajoute le bruit de fond, la relation précédente s'écrit alors:

$$n_{\beta n}(t) = \{n_{\beta n}^{\text{détect}} - \text{BDF}\} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t\right) \right\} + \text{BDF}.$$

L'expression ci-dessus contient les deux variables (en caractères gras) qu'il faudra ajuster par la suite (II.3.2.2) afin de reproduire au mieux les valeurs expérimentales de canaux.

Dans le cas où la fenêtre de mesure de périodes (fen) n'est pas suffisamment longue pour contenir tous les β_n , le premier facteur de l'expression ci-dessus doit être corrigé pour tenir compte de la perte du nombre de coïncidences:

$$(21) \quad n_{\beta_n}(t) = \left\{ \frac{n_{\beta_n}^{\text{détect}} - \text{BDF}}{(1 - \exp\{\frac{\ln 2 \text{ fen}}{T_{1/2}}\})} \right\} \{ 1 - \exp(-\frac{\ln 2 t}{T_{1/2}}) \} + \text{BDF}.$$

Lorsqu'il est de plus nécessaire de couper les premiers canaux de spectres (présence de contaminant de courte période par exemple), il faut à nouveau corriger la relation précédente en retirant les premiers canaux au nombre $n_{\beta_n}^{\text{détect}}$.

II.3.2.2 Programmes de minimisation utilisés.

Une minimisation du χ^2 entre les valeurs expérimentales et la courbe théorique permet de connaître le bruit de fond (BDF) et la période du noyau ($T_{1/2}$). On pourra également déduire le P_n du noyau, celui-ci étant lié au nombre de noyaux émetteurs β_n $N_{\beta_n}^{\text{émet}}(0)$ lui-même relié au bruit de fond que nous venons de déterminer.

Le χ^2 s'écrit:

$$\chi^2 = \sum_{i=0}^{N-1} \frac{[n_{\beta_n}(i\Delta t, (i+1)\Delta t) - n_{\beta_n}^{\text{détect}}(i\Delta t, (i+1)\Delta t)]^2}{n_{\beta_n}^{\text{détect}}(i\Delta t, (i+1)\Delta t)}, \text{ où } N\Delta t = \text{fen}.$$

Le χ^2 normalisé s'exprime ainsi $\frac{\chi^2}{N-2}$.

Deux programmes de minimisation de χ^2 ont été utilisés:

- programme "MINUIT" disponible dans la bibliothèque du CERN [MIN],
- programme "FITB01" conçu par H. Otto et W. Ziegert [OTT].

La valeur centrale du BDF et de $T_{1/2}$ est la même dans les deux cas, toutefois les barres d'erreurs sur les valeurs de BDF et de $T_{1/2}$ sont sensiblement différentes et s'expliquent par des pourcentages de confiances différents. Les résultats de l'expérience sont présentés au II.3.2.4.

II.3.2.3 Estimation du bruit de fond par simulation monte-carlo.

Nous allons tout d'abord commencer par voir quelles peuvent être les sources de bruit de fond lors de ces mesures de périodes. Nous laisserons de côté les fausses coïncidences β - n créées par les muons cosmiques car elles sont aisément identifiables au dépouillement. Leur taux ne dépasse d'ailleurs pas 1% du total de coïncidences. Il faut donc nous intéresser aux contaminants, ce sont des noyaux souvent également éloignés de la stabilité et qui sont donc eux aussi émetteurs β . Ils sont transmis par le spectromètre mais leur période ne nous intéressent pas. Pour cela la fenêtre de coïncidence des TSCA pertes d'énergie et temps de vol

ne sélectionne pas ces noyaux, car on ne veut pas perdre de temps à ouvrir une fenêtre de mesure chaque fois qu'un contaminant est implanté, ceci augmenterait bien-sûr le temps d'expérience. Toutefois ce choix présente l'inconvénient d'implanter des noyaux souvent inconnus et qui vont produire un bruit de fond sur les coups β_n du noyau choisi. Deux types de contaminants sont à distinguer:

- Ceux qui sont également dans la fenêtre TSCA mais qui ont été implantés entre la détection d'un autre noyau intéressant et la coupure du faisceau (temps de coupure du faisceau = 0.1ms).
- Ceux qui ne nous intéressent pas et qui donc sont implantés à n'importe quel moment.

Il faut donc tenir compte dans cette simulation de contaminants des deux cas. On peut grâce au temps d'acquisition (tacq) et du nombre de noyaux détectés $N_{\text{détect}}$ déduire la fréquence de chaque noyau:

$$\frac{1}{t} = \frac{N_{\text{détect}}}{\text{tacq}} = \frac{1}{\text{séquence}} \cdot$$

On peut construire une séquence issue du noyau à mesurer (fig. II.3.10) qui va se répéter au cours du temps à l'aide de sa fréquence d'implantation et en déduire le bruit de fond causé par:

- les noyaux qui déclenchent également l'acquisition rad et qui vont pouvoir être implantés entre (séquence - fen) et (séquence - fen + 0.1ms).
- les noyaux qui sont implantés entre le début et (séquence - fen + 0.1ms).

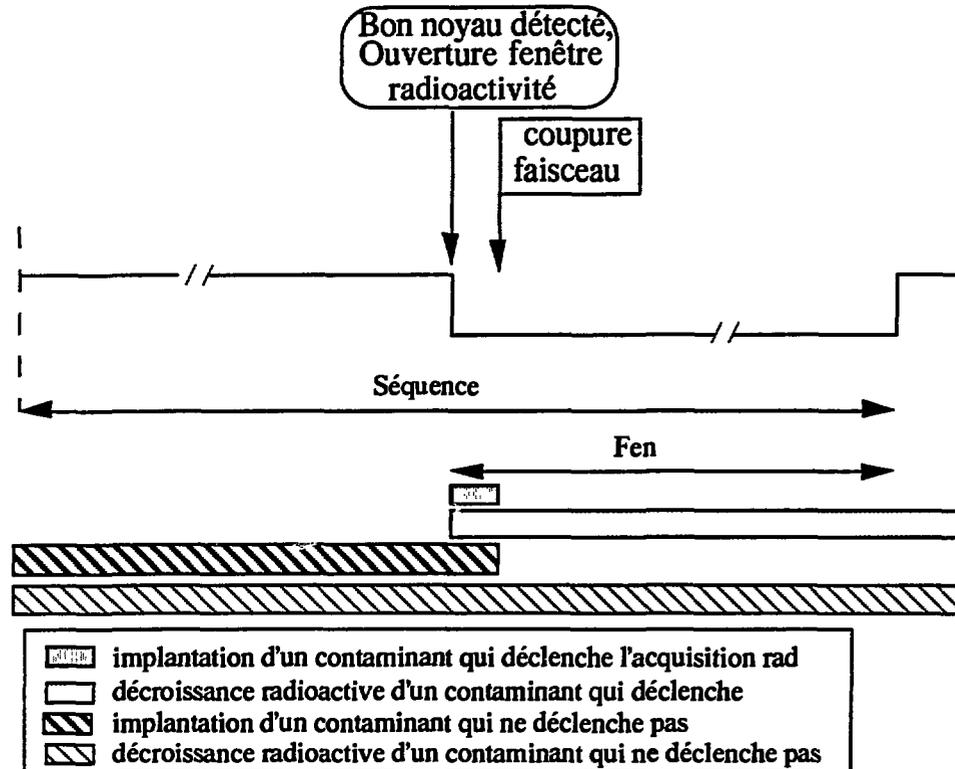


fig. II.3.10 Schéma de séquence de mesure de période avec les possibilités d'implantation et de décroissance radioactive des contaminants.

Leurs courbes de décroissances sont alors simulées à partir du moment d'implantation; la quantité de β_n étant donné par le P_n de ces contaminants. Bien-sûr, en général les périodes et P_n de ces noyaux ne sont pas connus et le problème se complique. Toutefois les prédictions théoriques peuvent être introduites dans le calcul. On fait ensuite varier ces valeurs (P_n et $T_{1/2}$) de deux ordres de grandeur afin de voir la sensibilité sur la période globale observée. Des valeurs maximales et minimales du bruit de fond sont ainsi déduites avec d'autant plus de précision que les contaminants sont connus. Nous verrons l'utilisation de cette simulation lors de la présentation des résultats qui vont suivre.

II.3.2.4 Présentation des résultats.

Les valeurs de périodes mesurées pour ^{44}S , $^{45,46}\text{Cl}$ sont présentées dans le tableau tab. II.1. Le nombre de noyaux implantés, les contaminants (nature et taux) et les β_n détectés y sont également rassemblés. Les commentaires se référant au tableau sont présentés plus bas. La période du ^{47}Cl ne figure pas dans ce tableau de résultats en raison de son extrêmement faible émission de neutrons, l'histogramme fig. II.3.14 montre seulement une partie de la mesure, l'autre ayant été faite avec une fenêtre plus courte (260ms). Cette mesure sera commentée plus amplement au II.3.5.

Noyau analysé	Noyaux implantés: N_{implant}	β_n détectés: $n_{\beta_n}^{\text{détect}}$ total	Noyau mesuré en même temps	Autres contaminants nom (nbre)	Période $T_{1/2}$ (ms)
^{44}S	18724	575	^{46}Cl (1515) 131 β_n	^{42}P (491) ^{43}S (164)	122±34 (m) 121±10 (f)
^{45}Cl	20083	880	^{46}Cl (1596) 147 β_n	^{44}S (3256) ^{46}Cl (1924) ^{43}S (456)	395±125 (m) 405±35 (f)
^{46}Cl	3111	285	cf ci-dessus	cf ci-dessus	196±102 (m) 202±50 (f)
^{47}Cl	9724	24	aucun	^{49}Ar (8237) ^{44}S (693)	

tab. II.1: Résultat de mesures de périodes, les commentaires sur chaque mesures sont explicités dans le texte, les indices ^(m) et ^(f) expriment les résultats obtenus avec MINUIT et FITB01.

Commentaires sur les mesures:

Les résultats présentés dans le tableau ont été obtenus à l'aide de deux minimisations de χ^2 différentes:

- les valeurs de période notées ^(m) par le code MINUIT,
- les valeurs ^(f) par le code FITB01.

On se rend compte immédiatement que les barres d'erreurs données par le premier code sont nettement plus importantes. Les valeurs de χ^2 normalisé obtenues par les deux programmes sont très proches de 1 (le cas le moins bon a un χ^2 égal à 1.07) et sont très proches pour ces deux codes, mais la confiance accordée aux mesures est différente. Les paramètres libres à minimiser pour les noyaux ⁴⁴S et ⁴⁶Cl sont $T_{1/2}$ et le bruit de fond (cf relation (21)), alors que le bruit de fond a été fixé dans le cas du ⁴⁵Cl.

La courbe de décroissance du ⁴⁴S est présentée fig. II.3.11, la détermination du $T_{1/2}$ n'a pas été gênée par le bruit de fond de période plus longue et de très faible importance (8% environ).

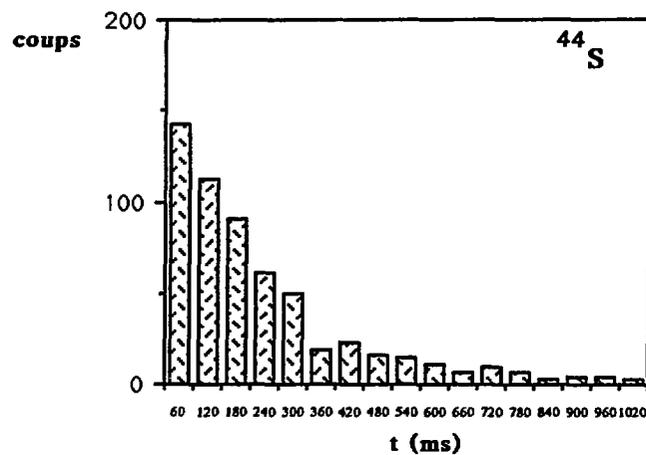


fig. II.3.11 Décroissance du ⁴⁴S.

Les mesures de période pour le ⁴⁵Cl ((3), (4)) ont été réalisées après estimation du bruit de fond (15.5%). La longueur de la fenêtre de mesure ayant été choisie un peu courte (4 fois la valeur de la période), le bruit de fond était difficile à estimer (fig. II.3.12). Le programme de simulation monte-carlo présenté au II.3.2.3 en a permis une estimation, il est surtout important dans les deux premiers canaux à cause de la présence de contaminants de périodes plus courtes. La détermination du $T_{1/2}$ a donc été réalisée en supprimant les deux premiers canaux et en fixant le bruit de fond linéaire à 2.06 coups/canal. Cette valeur moyenne est déduite de la répétition du programme de simulation monte-carlo jusqu'à convergence.

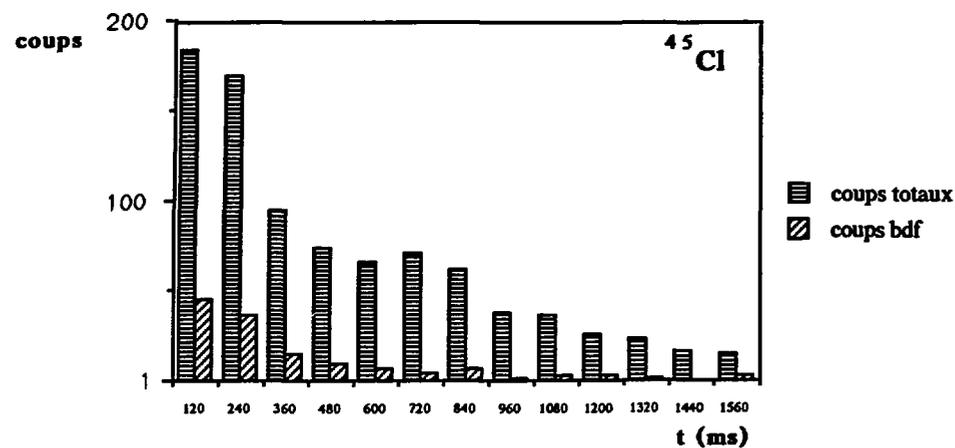


fig. II.3.12 Décroissance du ^{45}Cl condensé par 120ms/canal, l'importance du bdf simulé par monte-carlo est également représentée.

La période du ^{46}Cl a été mesurée en même temps que le ^{44}S puis que le ^{45}Cl . La détermination du bruit de fond est aisée grâce à sa période deux fois plus courte que le ^{45}Cl , sa composante n'est donc pas coupée par la fermeture de la fenêtre d'analyse. La figure II.3.13 montre la décroissance du ^{46}Cl . La valeur de BDF déterminée par les programmes de minimisation est de 0.44 coups/canal condensé sur 80 ms/canal.

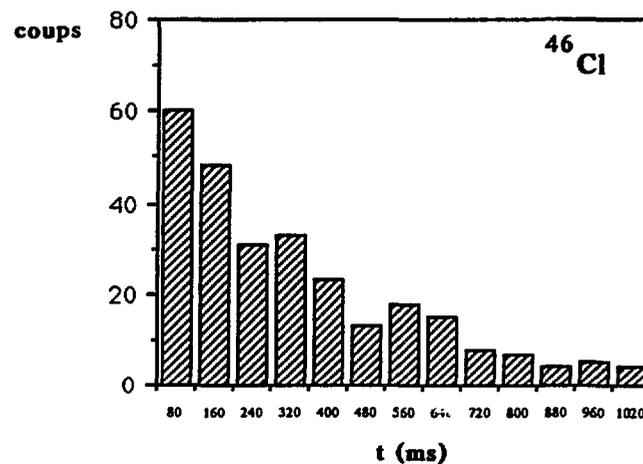


fig. II.3.13 Décroissance du ^{46}Cl condensé sur 80ms/canal.

L'horloge du ^{47}Cl représentée ci-dessous montre que le nombre de coïncidences βn est extrêmement faible, et ne permet pas de déterminer la période du ^{47}Cl . Ce phénomène très inattendu montre que la probabilité d'émission de neutron retardé du ^{47}Cl est très faible, ceci sera analysé en détail par la suite au § II.3.5.2.

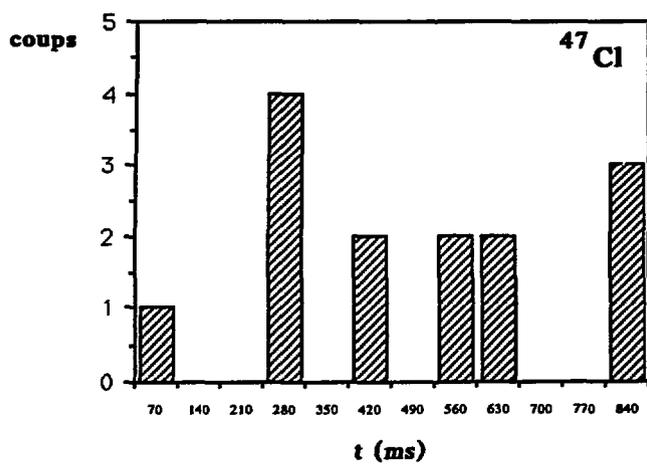


fig. II.3.14: Horloge ^{47}Cl

Les courbes de mesures (fig. II.3.15) de périodes sont récapitulées ci-dessous avec les valeurs d'incertitudes données par FITB01. Le bruit de fond a été soustrait.

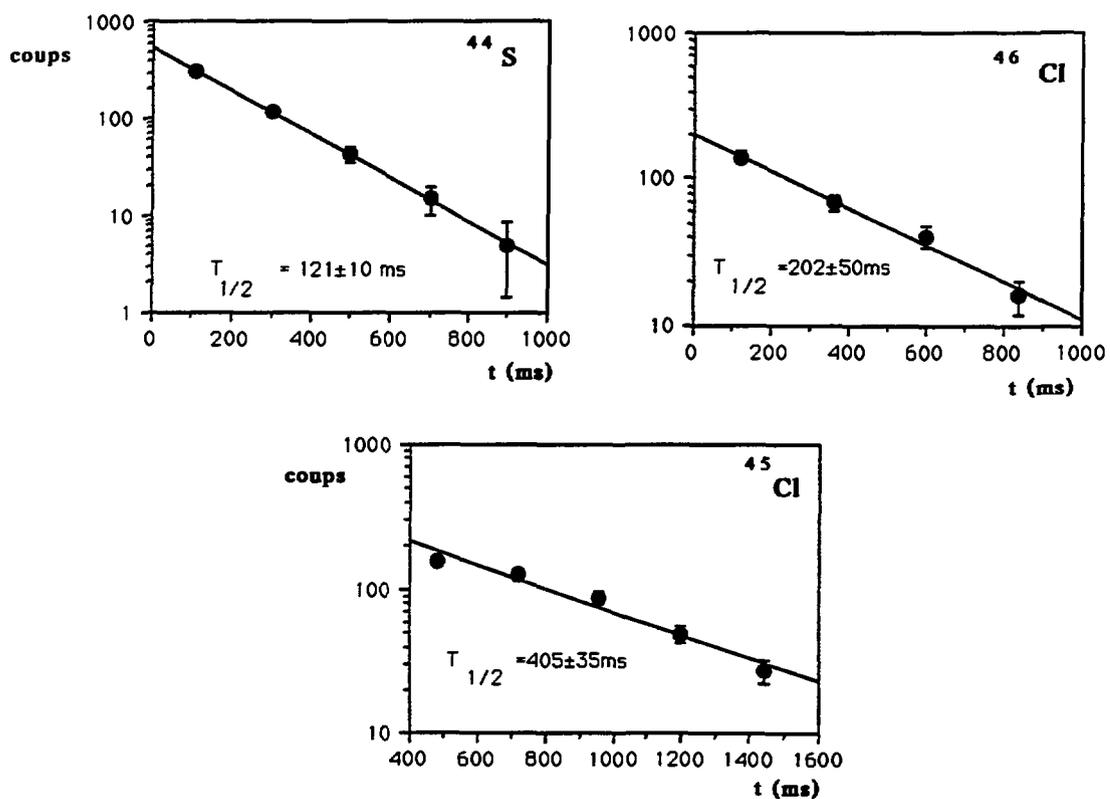


fig. II.3.15: Récapitulatif des périodes

3.4 Efficacité de détection des β .

L'efficacité de détection des β a été calculée à partir du rapport $\epsilon_{\beta} = \frac{N_{\beta n \text{ détect}}}{N_n \text{ détect}}$ pour le ^{15}B de période bien connue [BAZ85] égale à $10.4 \pm 0.3 \text{ ms}$. La première étape consistait à vérifier l'accord avec cette mesure, ensuite à fixer la valeur de période afin de faire une minimisation du χ^2 sur le bruit de fond. En appliquant la relation (21) aux cas de coïncidences βn puis de neutrons seuls, nous obtenons ainsi l'efficacité ϵ_{β} . Cette efficacité est identique pour tous les noyaux que nous étudierons. La seule chose qui puisse la rendre différente serait la présence d'un niveau de désintégration de haute énergie du noyau fils ayant un rapport de branchement important. L'énergie emportée par l'électron dans ce cas serait alors au-dessous du seuil de détection des β (100keV) et ceci réduirait l'efficacité mesurée. Toutefois ce cas semble tout à fait négligeable en raison du nombre élevé de niveaux sur lesquels le père peut décroître et du faible seuil de détection des électrons.

Le rapport obtenu ($\frac{253}{418}$) nous donne une efficacité égale à $\epsilon_{\beta} = 60.5 \pm 6.5\%$. La courbe ci-dessous (fig. II.3.16) montre la période du ^{15}B et donne les deux résultats de période trouvés à l'aide des programmes de minimisation énoncés au II.3.2.2.

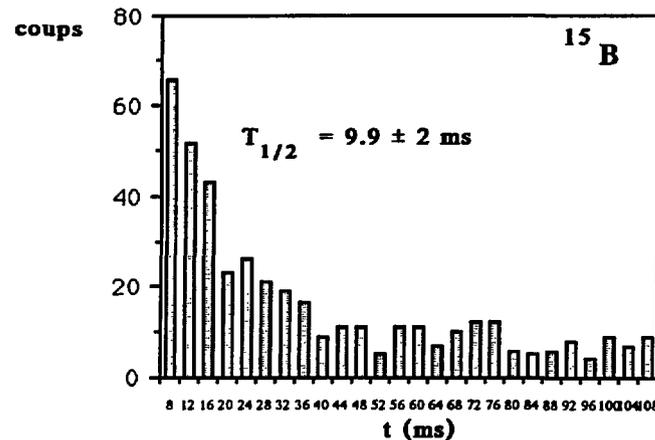


fig. II.3.16: Décroissance du ^{15}B .

II.3.5 Mesures de P_n .

II.3.5.1 Définition, notation.

La probabilité d'émission de neutrons retardés est donnée par la relation:

$$P_n = \frac{N_{\beta n \text{ émet}}(0)}{N_{\text{implant}} \cdot \epsilon_{\beta n}}$$

Les notations utilisées ont été définies au II.3.2.1.

II.3.5.2 Résultats.

Nous pouvons alors à partir des données du tableau II.1, des efficacités neutron et β déterminer les P_n pour le ^{44}S , et pour les $^{45,46}\text{Cl}$. Ces valeurs sont rassemblées ci-dessous (tableau II.2).

noyau	P_n (%)
^{44}S	18.5 ± 5
^{45}Cl	24 ± 6.5
^{46}Cl	60 ± 17

tab. II.2.

En ce qui concerne le ^{47}Cl , la fig. III.3.14 montre clairement que sa valeur de P_n est très faible (le nombre de coups en ordonnée est donné par le nombre de coïncidences βn). Nous avons réalisé deux séries de mesures sur ce noyau qui ont confirmé ce résultat (elles n'ont données que 10 et 14 coïncidences βn). Nous allons dans la suite chercher une valeur maximale du P_n du ^{47}Cl à l'aide d'une simulation de type monte-carlo présentée au II.3.2.3, compatible avec le faible nombre de coïncidences bêta-neutron observées durant l'acquisition de données. Les inconnues à introduire dans la simulation sont au nombre de trois (en plus du P_n à déterminer):

- La période du ^{47}Cl ,
- La période et le P_n de ^{49}Ar .

Ces valeurs vont bien-sûr faire varier l'importance relative qu'il faudra donner aux 24 coups expérimentaux observés, ces coups pouvant être issus de la décroissance du ^{47}Cl ou des contaminants.

Les valeurs connues sont le temps d'acquisition de données, les taux d'implantation de tous les noyaux (^{47}Cl , ^{44}S , ^{49}Ar), l'efficacité $\epsilon_{\beta n}$, les valeurs de $T_{1/2}$ et P_n du ^{44}S , et enfin la longueur de la fenêtre radioactivité. Nous allons regarder comment varie le P_n du ^{47}Cl en fonction des trois paramètres énoncés plus haut. La simulation a été répétée 200 fois par cas (convergence de la valeur moyenne), nous cherchons pour chaque cas (ligne du tableau II.3) à connaître la valeur du P_n qui donne au minimum 24 coups, les valeurs moyennes du nombre de coups sont données comme indication.

$T_{1/2}$ (^{47}Cl) (ms)	$T_{1/2}$ (^{49}Ar) (ms)	P_n (^{49}Ar) %	$P_{n,\text{max}}$ (^{47}Cl) %	Coups _{moy}	BDF _{moy}
30 (1)	66.5 (1)	16.5 (1)	1	36.8	16.25
600	66.5	16.5	7	53.1	17.2
30	1000	10	1	39.2	18.7
300	1000	10	3	41.1	15.4

Tableau II.3: Simulation du P_n (^{47}Cl), les valeurs (1) sont issues des prédictions de K. L. Kratz [KRA91p].

Cette simulation nous montre que dans le pire des cas: période courte pour ^{49}Ar et longue pour le ^{47}Cl , le P_n est au maximum de 7%. La valeur moyenne, étant donné les simulations et les valeurs théoriques des paramètres est de 0.7%.

II.4. COMMENTAIRES, COMPARAISON AVEC LES CALCULS THEORIQUES.

Le tableau ci-dessous (tab. II.4.1) compare les résultats expérimentaux de périodes obtenues aux prédictions de Klapdor et al.(1984) Staudt et al.(1990) et celles de Tachibana et al (1987). Ces résultats sont donnés pour des prédictions de masses différentes, référencées dans la légende qui suit le tableau.

Noyau	$T_{1/2}$ (ms) exp	$T_{1/2}$ (ms) Klapdor (1)	$T_{1/2}$ (ms) Staudt (2)	$T_{1/2}$ (ms) Staudt (3)	$T_{1/2}$ (ms) Staudt (4)	$T_{1/2}$ (ms) Tachibana (5)
^{44}S	121 ± 10	313	347	351	269	243
^{45}Cl	405 ± 35	1710	1670	1670	391	598
^{46}Cl	202 ± 50	180	818	848	174	150

tab. II.4.1: Valeurs comparatives de périodes expérimentales et théoriques (1-5)

(1) Modèle microscopique de Klapdor et al. [KLA84].

(2-4) Modèle microscopique de Klapdor et Staudt [STA90] utilisant les formules de masses [HIL76], [GRO76], [MÖL81].

(5) Modèle "Improved gross theory" de Tachibana et al. [TAC87] utilisant leurs formules de masses.

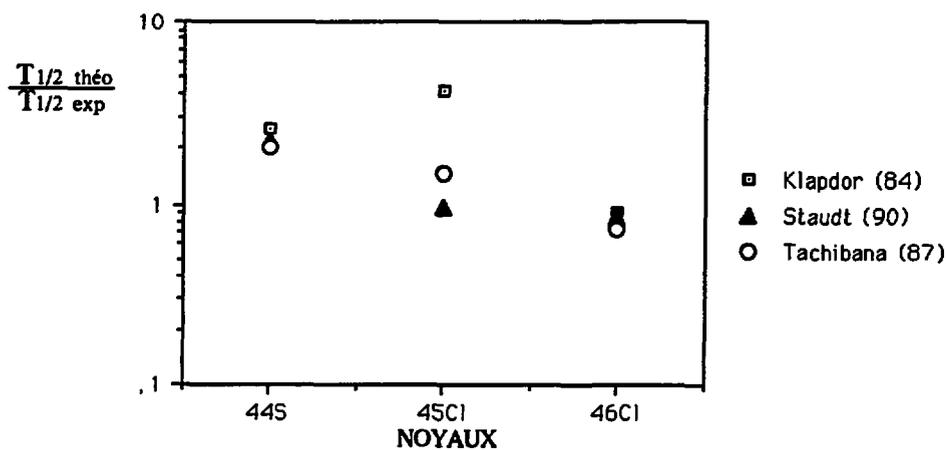


Fig. II.4.1: Comparaison des prédictions théoriques et expérimentales dans les cas (1), (4), (5) cités dans le tableau ci-dessus.

On remarque, en regardant la table II.4.1, que les prédictions de Staudt et al. sont très dépendantes des tables de masses utilisées. Il semble que celle de Möller et al. donne des résultats beaucoup plus proches des valeurs expérimentales. Nous allons voir dans le tableau qui suit qu'en fait les prédictions de périodes et de P_n sont très dépendantes de ces prédictions de masses (et donc du Q_β et de l'énergie de séparation de neutron B_n), et de la déformation ϵ du noyau considéré. Les calculs de Staudt et Klapdor donnent des estimations de périodes pour toute la table des noyaux, et utilisent des déformations ϵ globales issues des calculs de Möller et Nix. Ces résultats fournissent donc des ordres de grandeurs de périodes très importants notamment pour la compréhension de l'abondance des noyaux dans l'univers. Mais, comme nous le verrons dans le chapitre suivant, certaines valeurs de périodes et de P_n doivent être connues de façon précise pour des noyaux clés. Les calculs QRPA qui vont être présentés ci-dessous (tab. II.4.2 et II.4.3) utilisent des déformations de noyaux plus réalistes et permettent, dans certains cas de bien reproduire la valeur expérimentale. Il est bien-sûr beaucoup trop fastidieux d'étendre ce type de calcul à toute la table des noyaux. Ces calculs ont été réalisés par K. L. Kratz, et utilisent les tables de Möller et Nix [MÖL88] ou de Jänecke [JÄN88]. Les déformations ϵ sont déterminées à partir de la dernière déformation mesurée du noyau de même Z ou de $Z+1$ (noyau fils). Dans le cas d'une fermeture de couche d'un noyau, le cas de déformation nulle (noyau sphérique) sera également introduit. Voici, pour les quatre noyaux mesurés les valeurs théoriques issues des calculs QRPA en fonction de Q_β , B_n , ϵ .

$$Q_\beta = M(A, Z) - M(A, Z+1).$$

$$B_n = M(A - 1, Z + 1) - M(A, Z + 1).$$

où M est la masse atomique du noyau.

noyau	Q_β (MeV)	B_n (MeV)	ϵ (noyau)	$T_{1/2}$ théo (ms)	P_n théo (%)
^{44}S	11.49 (Möller-Nix)	4.95 (expérience)	- 0.138 (S)	113.3	69.3
		5.17			60.9
		5.30			57.9
		5.50			32.5
		4.17 (Möller-Nix)			77.1
		4.95 (expérience)	+ 0.124 (Cl)	168.2	77.4
		0 (sphérique)		111.9	91.1

tab. II.4.2: Prédictions théoriques de Kratz (calculs QRPA [KRA91p]) de $T_{1/2}$ et de P_n pour le ^{44}S .

noyau	Q_β (MeV)	B_n (MeV)	ϵ (noyau)	$T_{1/2}$ théo (ms)	P_n théo (%)
^{45}Cl	10.46 (Jänecke)	5.45 (Jänecke)	- 0.150 (Cl)	638	24
			+ 0.098 (Ar)	1036	27
	11.63 (Möller-Nix)	5.53 (Möller-Nix)	- 0.150 (Cl)	261	30.7
			+ 0.098 (Ar)	464	44
		0 (sphérique)	252	55.5	
^{46}Cl	15.28 (Jänecke)	8.25 (Jänecke)	- 0.178 (Cl)	146	10.8
			+ 0.030 (Ar)	870	95.3
	15.96 (Möller-Nix)	8.07 (Möller-Nix)	- 0.178 (Cl)	118	12.4
			+ 0.030 (Ar)	791	97.7
^{47}Cl	14.61 (Jänecke)	3.89 (Jänecke)	- 0.192 (Cl)	92.8	100
			- 0.111 (Ar)	146	100
			0 (sphérique)	208	100
	16.26 (Möller-Nix)	4.26 (Möller-Nix)	- 0.111 (Ar)	53.7	100
			- 0.192 (Cl)	40.5	100
			- 0.2	39.7	72
			- 0.22	36.6	70.4
			- 0.25	32.0	68.5

tab. III.4.3: Prédictions théoriques de Kratz (calculs QRPA [KRA91p]) de $T_{1/2}$ et de P_n pour les chlores.

*"Un vaste et tendre
Apaisement
Semble descendre
Du firmament
Que l'astre irise...
C'est l'heure exquise."*

Verlaine.

III. COMPREHENSION DE L'ABONDANCE DES ELEMENTS DANS L'UNIVERS.

L'astrophysique nucléaire a pour but essentiel la compréhension de l'abondance des noyaux qui forment l'univers; comment l'univers a-t-il pu s'organiser à partir de petites entités microscopiques que sont les électrons, les nucléons, et les noyaux ? La détermination de l'abondance des éléments est effectuée soit

- par des mesures directes sur des planètes ou l'analyse d'échantillons de météorites
- ou par les raies d'émissions des noyaux "observables" dans les télescopes.

L'allure de cette courbe reflète les propriétés de la matière nucléaire.

La première partie de ce chapitre présente une introduction des réactions nucléaires qui synthétisent les noyaux dans les étoiles et permettent l'explication de l'allure générale de la courbe d'abondance des noyaux. Nous verrons alors de façon très succincte les phases de l'évolution stellaire responsables de la production des noyaux légers jusqu'aux plus lourds. L'accent est mis sur les processus de capture de neutrons (processus r et s) qui sont non seulement nécessaires à la formation des noyaux plus lourds que le fer, mais également peuvent expliquer l'existence "d'abondances anormales" d'éléments plus légers.

Les météorites collectées sur terre depuis plusieurs millénaires renferment des informations très précieuses sur la composition primordiale du système solaire, et en particulier sur les conditions qui régnaient lors de sa formation. La seconde partie se concentre sur la compréhension d'abondances isotopiques "anormalement" élevées détectées dans le système solaire. En effet, les analyses de composition de la météorite d'Allende montrent, au travers des anomalies corrélées en Ca-Ti-Cr...-Zr, que des conditions particulières de densités de neutrons, de temps d'irradiation, de température sont indispensables pour expliquer, non seulement l'existence de ces noyaux stables, mais surtout leur rapport d'abondance. Ces conditions peuvent être déterminées par des mesures de propriétés de décroissance des noyaux progéniteurs riches en neutrons. Cette partie montre donc comment, à l'aide des mesures de propriétés nucléaires détaillées au second chapitre, nous pouvons nous replonger au coeur des étoiles afin de sonder les conditions qui y règnent. Enfin, grâce aux contributions de l'astronomie, de l'étude de la composition des météorites et de la physique nucléaire, nous verrons quel type d'étoile semble être responsable de la synthèse de la majeure partie des noyaux de l'univers.

III.1 LA FORMATION DES NOYAUX DANS L'UNIVERS.

III.1.1 Les étoiles, sites de production des noyaux.

Nous allons voir au travers de ce paragraphe III.1 que la recherche de l'origine des noyaux constituant notre système solaire conduit à considérer tout d'abord les propriétés de la matière nucléaire et ensuite à déduire un milieu nécessaire à la synthèse de ces éléments. Ces chaudrons du cosmos (les étoiles) comme les appellent C.E. Rolfs et W.S. Rodney [ROL88] sont les lieux de naissance des noyaux qui constituent l'univers. Nous les étudierons alors plus en détail afin de comprendre les processus qui découlent de leur masse, de leur température, de leur densité...

III.1.1.1 Courbe d'abondance des noyaux dans le système solaire.

La courbe ci-dessous (fig. III.1.1.a) montre l'abondance des éléments du système solaire lors de sa formation. Les valeurs de cette courbe ont été obtenues par mesures d'abondances de noyaux dans les météorites CI1 (chondrites carbonées) qui sont les échantillons les moins modifiés du système solaire depuis sa naissance. Les autres informations du système solaire sont généralement en bon accord avec ces valeurs, et ont été utilisées pour les éléments plus volatils. Par ailleurs, des extrapolations théoriques ont permis de déduire les abondances de certains éléments (Ar, Kr, Xe, Hg).

Ces courbes suggèrent quelques remarques:

- Les éléments Hydrogène et Hélium sont les plus abondants et représentent 99% du total des noyaux présents dans l'univers.
- Les Lithium, Béryllium et Bore sont nettement sous-abondants par rapport à leurs voisins.
- L'abondance des éléments décroît lorsque leur masse augmente. Toutefois des pics se superposent à cette décroissance générale. Ceux-ci traduisent la structure en couche de la matière nucléaire: les noyaux dits "magiques" (ceux qui ont une couche pleine en proton ou en neutron: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126) sont en effet plus abondants puisque leur probabilité de capturer un proton ou un neutron est réduite du fait que les couches sont remplies. Certains pics sont doubles (vers les masses 80-90, 130-138 et 195-208), ils traduisent deux processus de formation différents (processus s et r) que nous détailleront par la suite. La structure en dents de scie (fig. III.1.1.b) traduit des effets pair-impairs dans les noyaux; elle est presque inexistante pour le processus r car les noyaux alors produits sont très riches en neutrons et ont ainsi la possibilité d'émettre un neutron retardé après décroissance β .

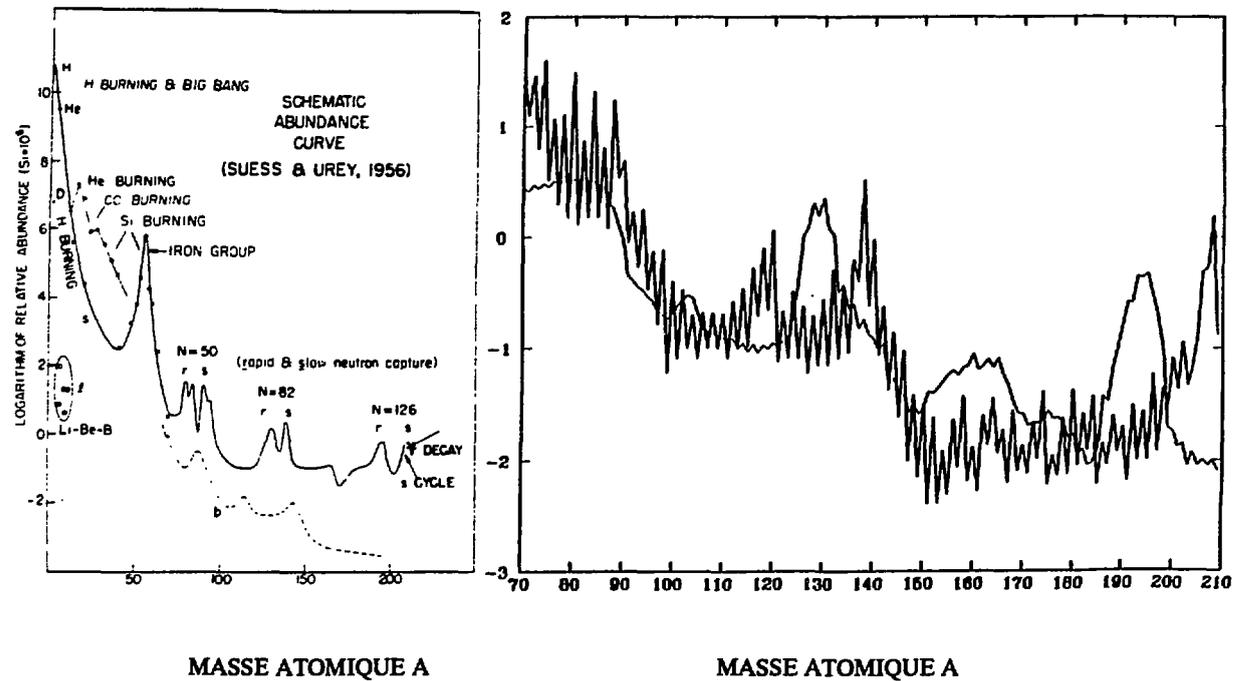


fig. III.1.1: a) Courbe schématique d'abondance des éléments [FOW84]. Cette dernière montre les contributions des différents processus nucléaires responsables de la formation de ces noyaux. Les ordonnées expriment l'abondance de ces éléments par rapport au silicium. b) Partie de la courbe expérimentale d'abondance des éléments séparant les contributions "r" et "s" [COW91].

Nous allons voir en détaillant les processus de formation de ces noyaux que cette courbe traduit les propriétés de la matière nucléaire et que la compréhension de ces abondances nécessite un lien étroit entre les astrophysiciens et les physiciens nucléaires.

III.1.1.2 La fusion thermonucléaire.

Les noyaux étant chargés, la fusion de deux noyaux ne s'effectuera que s'ils parviennent à vaincre la répulsion coulombienne définie par le potentiel $V_c(r)$ (en fait il faudrait également ajouter la barrière centrifuge).

$$V_c(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}$$

($e^2 = 1.44 \cdot 10^{-10} \text{ keV cm}$).

Si l'on se place dans le cadre de la théorie classique, le projectile ne fusionnera avec la cible que lorsque son énergie sera supérieure à E_c (fig. III.1.2). Il faudrait alors attendre une certaine

vitesse du projectile et donc une température suffisamment haute pour qu'il y ait fusion. Mais lorsque cette température serait atteinte, tous les noyaux fusionneraient en même temps et produiraient alors une énorme explosion. Bien-sûr ceci n'est pas le cas puisque les étoiles brûlent pendant des billions d'années...

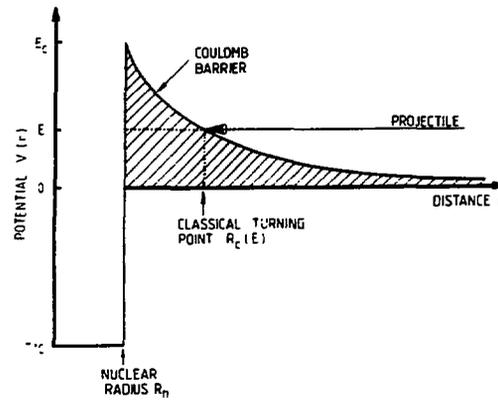


fig. III.1.2: Représentation schématique des potentiels nucléaire et coulombien [ROL88]. Un projectile d'énergie $E < E_c$ doit pénétrer la barrière coulombienne de façon à fusionner. Si l'on se place dans le cadre classique, la distance la plus proche à laquelle parviendra le projectile R_c est fonction de son énergie.

Dans le cadre de la mécanique quantique les projectiles ont une probabilité de franchir la barrière coulombienne. La section efficace de fusion $\sigma(E)$ s'écrit en fait:

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} \exp(-2\pi\eta) S(E) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \sigma(E) \text{ barns, } S(E) \text{ [keV.b]} \\ 2\pi\eta = 31.29 Z_1 Z_2 \left(\frac{\mu}{E}\right)^{1/2} \\ (\mu \text{ masse réduite en u.m.a, } E \text{ [keV]}) \end{cases}$$

où l'exponentielle traduit la probabilité de franchir la barrière coulombienne, $S(E)$ contient les effets nucléaires de la section efficace. En général, ce facteur varie peu en fonction de l'énergie dans le cas de sections efficaces non résonnantes. Le taux de réactions nucléaires moyen par paires de noyaux s'exprime comme ceci:

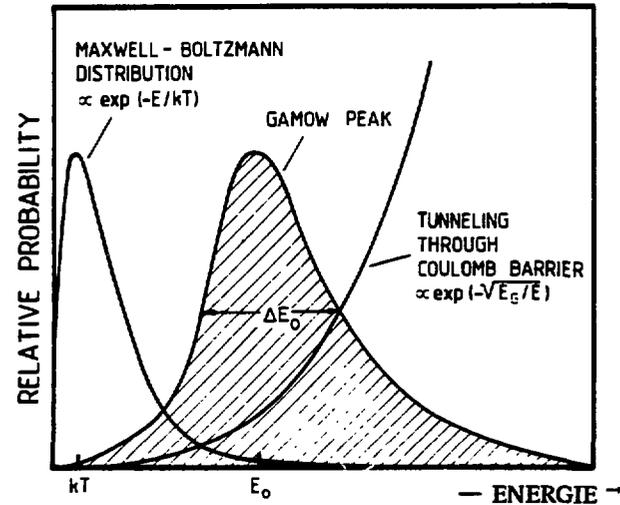
$$t = N_1 N_2 \langle \sigma v \rangle \quad \begin{cases} t \text{ [cm}^{-3} \text{ s}^{-1}] \\ N_i \text{ nombre de noyaux par cm}^3 \\ v \text{ leur vitesse relative} \end{cases}$$

Le taux de réaction dépend alors de la section efficace définie plus haut et de la vitesse relative des particules. Dans une étoile en phase normale de combustion, les distributions en vitesses de ses constituants sont décrites par la loi de Maxwell-Boltzmann. La multiplication de ces deux termes montre qu'une gamme d'énergie ΔE_0 des noyaux favorise les taux de réaction (fig.

III.1.3). Le pic centré sur E_0 et de largeur ΔE_0 s'appelle pic de Gamow. L'énergie la plus probable E_0 s'écrit en fonction de l'énergie de Gamow E_G définie ci-dessous:

$$E_0 [\text{keV}] = 1.22 (E_G T_6^2)^{1/3} \cdot \begin{cases} E_G [\text{MeV}] \approx Z_1^2 Z_2^2 \mu \\ T_6 [10^6 \text{K}] \end{cases}$$

fig. III.1.3: Taux de réaction nucléaires par paires de particules chargées en fonction de l'énergie [ROL88]. Les deux facteurs du taux de réaction (distribution de Maxwell-Boltzmann et effet tunnel sous la barrière coulombienne) donnent une valeur maximale du taux de réaction autour de E_0 .



Par exemple, dans le cas du soleil, la température étant de $T_6 = 15$ ($T_6 = 10^6 \text{K}$), la fusion de deux protons s'effectuera à l'énergie $E_0 = 5.9 \text{ keV}$, alors que la fusion de deux oxygènes se fera préférentiellement à $E_0 = 237 \text{ keV}$. Si l'on désire étudier ces taux de réaction nucléaires en laboratoire, il faut donc normalement utiliser un faisceau d'une énergie autour du pic de Gamow. Des projets d'accélérateurs de faisceaux secondaires (lire par exemple [ALA90], [GAN91]) à basse énergie sont en ce sens très utiles pour compléter les mesures de sections efficaces réalisables par des accélérateurs de particules très légères. La section efficace de réaction chutant très rapidement aux faibles énergies et les densités de noyaux étant nettement inférieures à celles des étoiles, le taux de réactions est donc très faible. Il n'est souvent possible que d'obtenir une valeur de section efficace à haute énergie que l'on extrapole aux conditions stellaires.

Nous venons donc de voir que les noyaux ont besoin de conditions très particulières pour fusionner, les températures et densités qui règnent au coeur des étoiles permettent de former des noyaux de plus en plus lourds jusqu'au fer. Nous verrons plus tard comment se forme une étoile et suivrons son évolution au cours du temps.

III.1.1.3 Energies de liaisons des noyaux.

L'énergie de liaison est définie par la différence entre la masse d'un noyau $M(A, Z)$ et celle de ses constituants (protons M_p et neutrons M_n):

$$\Delta E_{\text{liaison}} = (M(A,Z) - Z M_p - N M_n) c^2.$$

La courbe III.1.4 montre la variation de l'énergie de liaison par nucléons en fonction de la masse des noyaux.

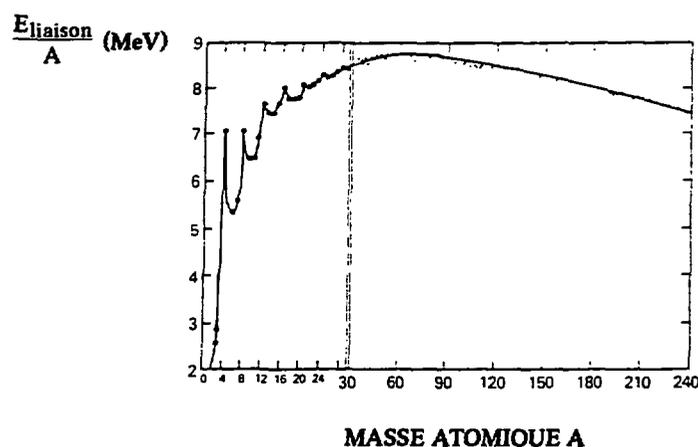


fig. III.1.2 Energie de liaison par nucléons en fonction de la masse des noyaux [AUD80]. La coupure verticale exprime la limite de changement d'échelle de l'axe des ordonnées.

Nous distinguons très bien les noyaux "magiques" en protons ou en neutrons dont la masse est inférieure à celle du fer. Ceux-ci sont en effet plus liés. Nous remarquons également que la fusion de deux noyaux légers, pour une réaction de fusion $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$, produit l'énergie Q :

$$Q(\text{MeV}) = (M_1 + M_2 - M_3 - M_4) c^2.$$

(M_i étant les masses nucléaires en MeV)

alors que la fusion de noyaux plus lourds que le fer consomme de l'énergie. Le noyau de fer est l'élément le plus lié, il est formé lors de la combustion du silicium dans les étoiles. En fait la fusion de particules lourdes chargées devient de plus en plus difficile en raison de l'accroissement de la barrière coulombienne. Une élévation de température (jusqu'à $\approx 4.5 \cdot 10^9$ °K) est alors nécessaire pour permettre ces réactions de fusion au delà du silicium. Toutefois, cet échauffement est accompagné d'une augmentation considérable du nombre de photons (loi en T^4), qui vont initier la photodésintégration des noyaux. Il y a donc "quasi-équilibre" (également appelé NSE (Nuclear Statistic Equilibrium)) entre les réactions de fusion et de photodésintégration (voir la phase de combustion du silicium au III.1.3) pendant laquelle les noyaux les plus stables sont favorisés au détriment des moins liés. La courbe d'énergie de liaison des noyaux permet alors de comprendre que cette phase de combustion va produire des noyaux au voisinage du fer, celui-ci étant le plus lié. Les noyaux plus lourds que le fer ne seront plus formés par fusion de particules chargées mais par capture de neutrons, ceux-ci étant insensibles à la répulsion coulombienne.

III.1.2 Formation des étoiles, évolution selon leur masse, diagramme de H-R.

Les étoiles se forment au cours de l'effondrement gravitationnel d'un nuage de gaz. En effet lorsqu'un nuage de gaz satisfait au critère de Jeans

$$M \geq 3.7 \left(\frac{kT}{Gm} \right)^{3/2} \rho^{-1/2} \quad . \quad \begin{cases} k = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1} \\ m \text{ poids moléculaire moyen } (= 1.67 \cdot 10^{-24} \text{ g pour H}) \\ T \text{ [}^\circ\text{K]} \\ \rho \text{ [g.cm}^{-3}\text{]} \\ G = 6.67 \cdot 10^{-13} \text{ N.cm}^{-2}.\text{g}^{-2} \end{cases}$$

il s'effondre sous son propre poids. Ainsi, par exemple il faudra une masse supérieure à 5000 masses solaires pour qu'un nuage d'hydrogène contenant 10 atomes par cm^3 à une température de 100°K s'effondre. Son rayon serait alors égal à

$$R = \sqrt[3]{\frac{3M}{4\pi\rho}} = 5 \cdot 10^{17} \text{ m.}$$

Ce nuage de gaz qui s'effondre peut se séparer en un très grand nombre de petits nuages selon les anisotropies du milieu. Les régions qui satisferont au critère de Jeans pourront alors poursuivre leur effondrement. Au début de cette phase de contraction "en chute libre" l'énergie gravitationnelle est rayonnée vers l'extérieur de l'étoile en formation, ce qui la rend très brillante (ces proto-étoiles illuminent alors le gaz environnant). Puis lorsque la densité du gaz devient très importante ce rayonnement ne peut plus s'échapper, ceci a pour effet principal de chauffer l'intérieur du nuage alors que la luminosité en surface reste peu changée (fig. III.1.5).

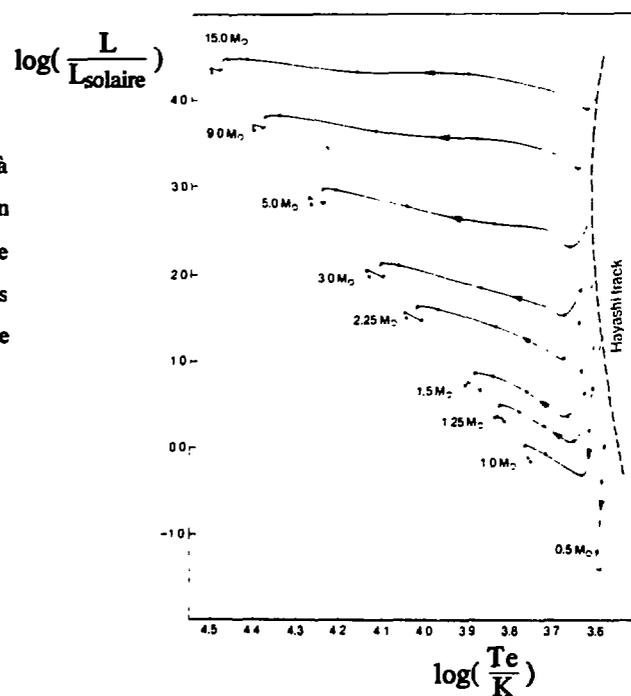
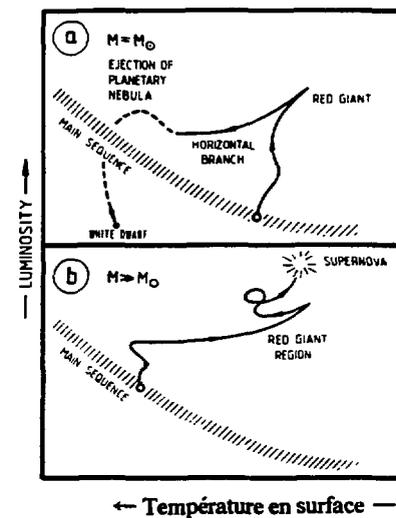


fig. III.1.5: Formation d'une étoile à partir d'un nuage de gaz. La contraction de l'étoile est décrite par le chemin de Hayashi, alors que les proto-étoiles évoluent ensuite vers la séquence principale selon leur masse [IBE65].

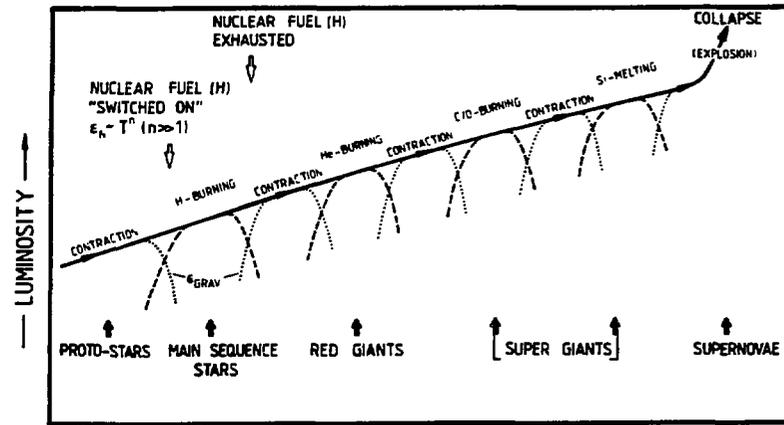
Le point d'arrivée de l'étoile sur le diagramme Hertzsprung-Russel (diagramme luminosité-température) dépend de sa masse. Lorsque la température atteint $T_7 = 1-2$, la phase de combustion de l'hydrogène commence et fournit une énergie qui va contrebalancer l'énergie gravitationnelle. L'évolution de l'étoile dépend alors de sa masse lors du début de la phase de combustion sur la séquence principale. Le schéma III.1.6 montre les chemins d'évolution de deux étoiles de masses très différentes. Pour les deux cas a) et b), lorsque l'hydrogène est épuisé, il n'y a plus d'énergie pour empêcher la contraction gravitationnelle, la température de l'étoile augmente donc assez rapidement. Comme l'énergie irradiée pendant cette nouvelle contraction est très faible, les couches externes de l'étoile sont froides et s'étendent alors que le centre s'échauffe.

fig. III.1.6: Evolution schématique des étoiles selon leur masse à partir de la séquence principale, pour plus de détails voir texte et [CAM76] et [IBE84].



L'hélium résultant des réactions nucléaires précédentes (chaînes proton-proton, cycle CNO) commence à brûler lorsque la température interne atteint $T_8 = 1$. L'étoile atteint alors la phase de géante rouge, l'hélium brûlant de façon explosive, certaines bouffées s'échappent de l'étoile. Ensuite lorsque l'hélium est épuisé, l'étoile n'ayant plus de combustible s'effondre à nouveau. Si sa masse est suffisante pour initier les phases suivantes de combustion du carbone, de l'oxygène, du silicium, l'étoile évoluera vers une supernova (fig. III.1.7 et voir III.1.3). Par contre, si sa masse est trop faible, le réchauffement interne dû à la contraction gravitationnelle ne sera pas suffisant pour la phase de combustion du carbone. Dans ce cas, l'étoile termine sa vie en naine blanche, en n'ayant reversé dans le milieu interstellaire que quelques bouffées de sa phase de géante rouge. Par contre, les supernovae vont enrichir le milieu interstellaire en noyaux plus lourds formés en leur cœur et qui sont expulsés lors de l'explosion. Cette explosion provient du fait que le fer est le dernier élément dont la synthèse a procuré de l'énergie capable de contrebalancer la contraction gravitationnelle. Lorsque tous les noyaux de fer sont formés, la contraction chauffe donc le milieu et les photons ainsi créés ne pouvant s'échapper en raison de la très grande densité du milieu vont casser les noyaux de fer. L'effondrement s'arrêtera lorsque la densité de l'étoile sera comparable à celle de la matière nucléaire, et l'effondrement "rebondira" sur ce cœur incompressible et éjectera les couches

externes dans le milieu interstellaire. La composition des éléments dans l'univers évolue donc au cours du temps par l'apport des noyaux plus lourds synthétisés dans les étoiles (fig. III.1.8).



— Température centrale —

fig. III.1.7: Cette figure extraite de [ROL88] montre l'évolution d'une étoile de masse élevée (par exemple 20 masses solaires). On peut voir durant les différentes phases de combustion les compétitions entre l'énergie thermonucléaire et l'énergie d'effondrement gravitationnel. La composition de l'étoile s'enrichit alors en noyaux plus lourds qui sont ensuite reversés dans le milieu interstellaire avec l'explosion de la supernova.

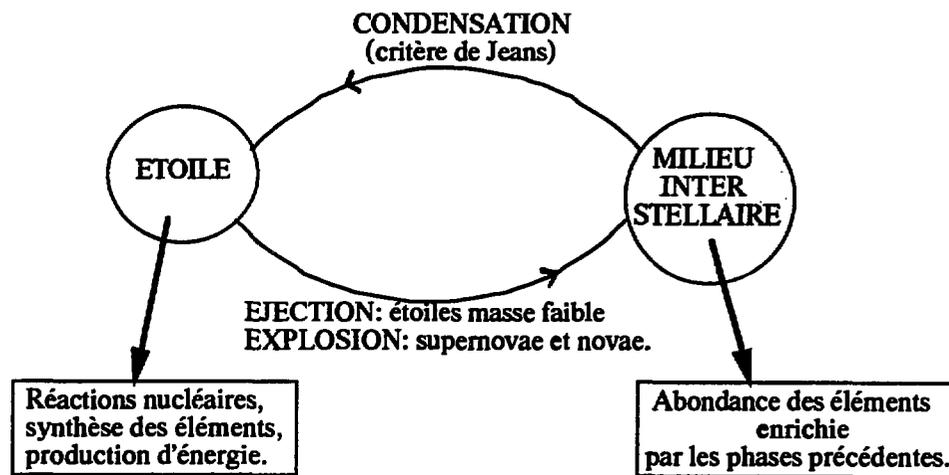


fig. III.1.8: Enrichissement du milieu interstellaire par les éléments synthétisés dans les étoiles.

III.1.3 Phases de combustion dans les pré-supernovae.

Nous allons rappeler les phases de combustion importantes qui se déroulent avant l'explosion d'une supernova (SN), le but étant d'insister sur ce qui nous sera utile par la suite. Nous

verrons ainsi quelles sont les sources de neutrons responsables de la synthèse de certains noyaux au-dessous du fer ainsi que des noyaux plus lourds. (Pour plus de détails sur les phases de combustion voir par exemple [THI90], [ARN90], [ROL88]).

Le schéma ci-dessous fig. III.1.9 illustre la structure (en couches) interne d'une pré-supernova. L'axe des abscisses présente plusieurs échelles qui correspondent à:

- 1: la durée de chaque phase de combustion,
- 2: la densité de chaque couche de l'étoile,
- 3: et enfin la température nécessaire pour initier la phase de combustion suivante.

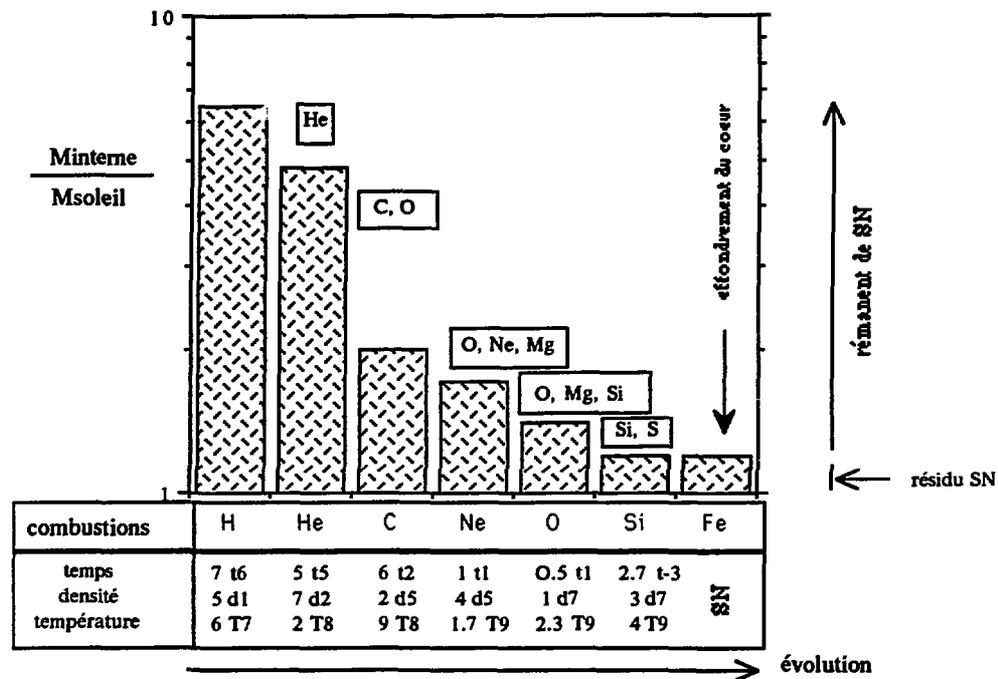


Fig. III.1.9: Evolution d'une pré-supernova de 25 masses solaires (inspiré de [ARN90]). Chaque phase de combustion est suivie d'une phase de contraction gravitationnelle (fig. III.1.7), les temps caractéristiques de chaque phase sont exprimées en années (ex: $5 t5 = 5 \cdot 10^5$ an), les densités en g.cm^{-3} (ex: $7 d2 = 7 \cdot 10^2 \text{ g.cm}^{-3}$), et les températures en degrés Kelvin (ex: $T6 = 10^6 \text{ K}$). Ces valeurs sont extraites de [WEA80]. Les principaux résidus de chaque phase de combustion sont encadrés à droite de chaque histogramme.

L'évolution temporelle va de la gauche vers la droite. L'ordonnée exprime la masse des différentes couches comparée à une masse solaire. Les produits principaux de chaque phase sont encadrés sur l'ordonnée côté droit. On peut voir sur le même côté que la plupart de ces noyaux seront expulsés lors de l'explosion (ils sont appelés rémanents de supernova) alors que la partie centrale formera un résidu qui donnera probablement naissance à une étoile à neutrons. Les réactions de combustions nucléaires principales de chaque phases sont décrites dans le tableau tab. III.1.1.

	réactions principales	commentaires
H	chaînes proton-proton → ⁴ He cycle CNO → ¹⁴ N, ⁴ He	Les isotopes CNO sont à la fin de la combustion principalement transformés en ¹⁴ N, car la réaction ¹⁴ N(p,γ) ¹⁵ O est la plus lente.
He	3 α → ¹² C, (α = ⁴ He) ¹⁴ N(α,γ) ¹⁸ F(β ⁺) ¹⁸ O(α,γ) ²² Ne(α,n) ²⁵ Mg ¹³ C(α,n) ¹⁶ O	Le ¹⁴ N résidu du cycle CNO va servir de base pour produire le ²² Ne. Ce noyau est une source de neutrons, le ¹³ C en produit également mais en plus faible quantité.
C	2 ¹² C → $\begin{cases} \text{20Ne} + \alpha \\ \text{23Na} + p \end{cases}$	La plupart des ²³ Na produits vont réagir avec les protons libres par la réaction ²³ Na(p,α) ²⁰ Ne.
Ne	²⁰ Ne + γ → ¹⁶ O + α ²⁰ Ne + α → ²⁴ Mg + γ ²⁴ Mg + α → ²⁸ Si + γ	
O	2 ¹⁶ O → $\begin{cases} \text{28Si} + \alpha \\ \text{31P} + p \\ \text{31S} + n \end{cases}$	La plupart du ³¹ P produit par la 3 ^{ème} réaction après décroissance β (³¹ S(β ⁺) ³¹ P) et par la 2 ^{ème} réaction est détruit. (³¹ P + p → ²⁸ Si + α)
Si	γ + ²⁸ Si ↔ ²⁴ Mg + α ²⁸ Si + α ↔ ³² S + γ ²⁸ Si → noyaux autour du fer.	La phase de combustion du Si débute par la photodésintégration de ce noyau, ceci donne alors des particules (α en particulier) qui peuvent être capturées pour former des noyaux plus lourds. La phase se termine par un équilibre thermodynamique (NSE) au voisinage du pic du fer (III.1.1.3).

tab. III.1.1: Tableau montrant les phases de combustion qui précèdent l'explosion d'un supernova.

Nous remarquons dans ce tableau que la phase de combustion de l'hélium libère un flux de neutrons qui va servir à former des noyaux plus lourds. La dernière phase en produit également par capture d'électrons sur les noyaux et protons libres (explosion du coeur de la pré-supernova), elle sera développée dans la suite.

III.1.4 Les processus de captures de neutrons.

III.1.4.1 Introduction.

Il y a deux types de processus de capture de neutrons dans les étoiles qui sont appelés "s" (pour slow capture) et "r" (pour rapid capture). Ces captures de neutrons s'effectuent en général sur des noyaux lourds stables ($A \gg 20$) formés dans des phases d'étoiles précédentes (fig. III.1.8). Toutefois les éléments r et s peuvent également avoir été produits de façon primaire lors de phases inhomogènes du big-bang ou dans des milieux extrêmement riches en neutrons (étoiles à neutrons, éjections d'un coeur de supernova...). Nous allons voir en détail dans la suite ce qui différencie ces processus. Mais pour fixer les idées sur des ordres de grandeur, nous pouvons déterminer le temps de vie d'un noyau avant qu'il ne capture un neutron par

$$\tau_n = \frac{1}{n_n \langle \sigma v \rangle},$$

où n_n est la densité de neutrons [cm^{-3}], et $\langle \sigma v \rangle$ est la valeur moyennée du produit de la section efficace de réaction et de la vitesse relative des constituants de la réaction. Une valeur de 0.1 barn de section efficace est raisonnable pour des noyaux de masse de l'ordre de celle du fer, les densités de neutrons pour les processus s et r sont respectivement de $\approx 10^5$ et $\approx 10^{22}$ neutrons. cm^{-3} . Les temps caractéristiques de chaque processus sont donc respectivement de $\approx 10^4$ ans et de $\approx 10^{-6}$ secondes. Bien-sûr ces valeurs sont données à titre indicatif et nous verrons au cours de la suite qu'elles dépendent des conditions internes de l'étoile considérée. La capture rapide de neutrons s'effectue (tant que l'on ne s'éloigne pas trop de la vallée de stabilité) avant que les noyaux instables produits puissent décroître par radioactivité β^- .

III.1.4.2 Le processus s.

Notre but n'est ici pas d'étudier le processus s mais plutôt d'en connaître les caractéristiques importantes et de le distinguer de la capture rapide de neutrons. Nous venons de voir dans l'introduction que les densités et les temps caractéristiques de chacun sont différents. Le schéma ci-dessous (fig. III.1.10) illustre les chemins de nucléosynthèse effectués par ces processus:

- le "chemin s" est proche de la vallée de stabilité car les noyaux ont généralement le temps de décroître par émission β^- avant de capturer un nouveau neutron, des noyaux de plus en plus lourds sont ainsi formés (la décroissance β^- transformant les neutrons des noyaux en protons, les noyaux acquièrent ainsi une masse (neutrons+protons) de plus en plus élevée).
- le "chemin r", en raison de temps caractéristiques de captures de neutrons des noyaux peut s'éloigner très rapidement de la vallée de stabilité afin de produire des noyaux très riches en neutrons. Ce processus sera étudié en détails dans la partie suivante.

L'étude du processus s est faite dans de nombreux articles (par exemple: [MAT85], [KÄP89], [KÄP90]) qui définissent les sites de production et comparent des modèles théoriques aux abondances de noyaux observées. Il semble admis que deux processus produisent les éléments de masse $A < 90$ (appelé "faible composante") et $A > 90$ ("principale composante"). Les étoiles massives ($M > 10$ masses solaires) seraient responsable de la première composante, alors que la composante principale se développerait pour des étoiles de masse intermédiaire ou faible pendant la phase de "branche horizontale" (voir fig. III.1.6). Les sources de neutrons principales (^{13}C et ^{22}Ne) produites au coeur de l'étoile durant la combustion de l'hélium ont été mentionnées dans le tableau (tab. III.1.1). L'étoile est alors composée d'un coeur inerte de carbone et d'une enveloppe d'hydrogène. A la limite entre les deux couches, le cycle CNO peut produire une très fine couche d'hélium qui pourra se mélanger à l'hydrogène par convection. Le mélange H-He permet de former du ^{13}C par la réaction ($^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}(e^+\nu)^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$) qui produira la première source de neutrons, la seconde étant produite lors de l'augmentation de température de la couche d'hélium par le ^{22}Ne . En fait les doubles pulses neutrons (durée ≈ 20 ans) se répètent durant toute la phase de branche horizontale. Entre chaque moment de production de neutrons ($\approx 10^3$ - 10^5 ans), les noyaux décroissent vers la vallée de stabilité avant le pulse suivant (fig.2 de [KÄP90]).

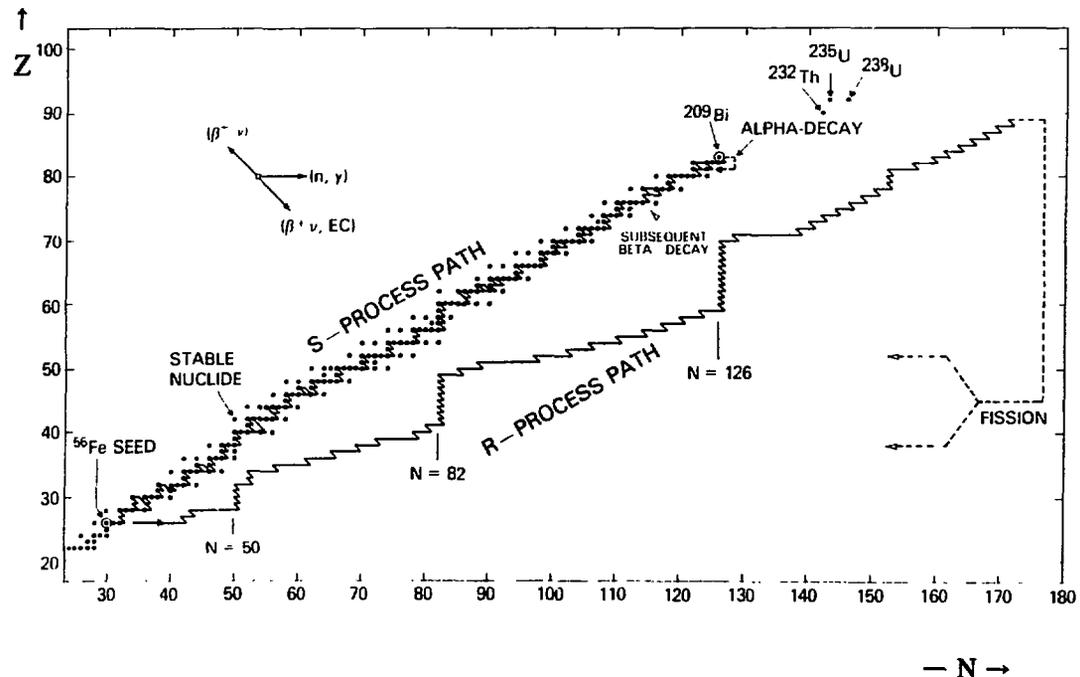


fig. III.1.10: Chemins de capture de neutrons pour les processus s et r dans le plan (N, Z) [ROL88]. Ils sont représentés au-delà du fer, le processus s se termine au ^{209}Bi , les éléments plus lourds étant formés par captures rapides de neutrons. Le processus r se termine lorsque les noyaux formés commencent à fissionner ([THI83]). Le chemin a été calculé pour une densité de neutrons de 10^{24} cm^{-3} et une température de T_9 [SEE65]. Pour plus de

détails voir texte.

III.1.4.3 Le processus r.

Ce processus a été invoqué par Cameron en 1955 pour expliquer l'existence de noyaux qui ne pouvaient être produits par le processus s. C'est un processus explosif qui délivre un flux de neutrons très importants pendant un temps très court (0.1 à 4 secondes). La séparation dans la courbe d'abondance des noyaux des contributions des processus r et s est faite d'après les résultats de calculs de Käppeler, Beer et Wisshak (fig. 19 de [KÄP89]) qui reproduisent les abondances des éléments purement s. La composante r du système solaire s'obtient alors simplement en soustrayant l'abondance observée à celle prévue par le processus s (fig. 20 de [KÄP89]).

Nous allons détailler le principe du processus r à l'aide de la figure qui suit (fig. III.1.11), nous verrons alors les paramètres nucléaires importants qui interviennent pour la connaissance du chemin.

Dans le cas du chemin s, les mêmes paramètres nucléaires interviennent mais pour des noyaux stables ou de durée de vie très longue ($\gg 100$ ans), alors qu'ici l'on s'éloigne très fortement de la vallée de stabilité (fig. III.1.10). Les points de branchements et d'accumulation dont nous allons parler sont alors très sensibles à la section efficace de capture de neutrons σ_n (qui dépend de la température, de la densité et de la structure nucléaire (énergie de liaison B_n et niveaux résonants), à la période de décroissance β^- de noyaux clefs, ainsi que de leur probabilité d'émission de neutrons retardés (P_n). Deux cas de captures de neutrons sont évoqués ([COW91], [ARN90], [THI90]) selon les densités de neutrons. Le cas d'une densité très intense (cas le plus simple) mène à l'équilibre $((n,\gamma)-(\gamma,n))$ décrit ci-dessous alors que celui d'une densité intermédiaire ($n_n < \approx 10^{20} \text{cm}^{-3}$) est décrit par le chemin βdn (beta delayed neutron) qui dépend très fortement des périodes de décroissance et des P_n des noyaux rencontrés (voir III.2.3.2).

A partir d'un noyau formé dans une phase d'étoile antérieure, un flot de capture de neutrons très rapide comparé aux décroissances β^- ($\tau_n \ll \tau_{\beta^-}$) va donc atteindre les régions de noyaux très riches en neutrons. Ce flux rencontre des noyaux de plus en plus éloignés de la vallée de stabilité, les réactions (n,γ) deviennent donc de plus en plus lentes et s'arrêtent lorsque la réaction inverse (γ,n) devient comparable (voir fig. III.1.11), l'énergie de séparation de neutron est en effet très faible juste après un noyau magique .

Lorsqu'un tel équilibre est atteint, les décroissances β^- peuvent intervenir. La décroissance produit alors un noyau qui sera également proche d'une fermeture de couche et qui ne va donc ne capturer qu'un neutron avant de décroître également. Après une suite de "capture de neutron + décroissance β^- " le chemin de synthèse de noyaux se rapproche de la vallée de stabilité et peut donc retrouver un noyau qui va capturer à nouveau des neutrons, jusqu'au prochain point d'accumulation correspondant à une nouvelle fermeture de couche neutron.

Les noyaux accumulés au voisinage de chaque fermeture de couches vont, après la durée t_{irrad} d'exposition de neutrons, décroître vers la vallée de stabilité et former les pics "r" visibles sur la figure III.1.1.a.

La phase d'explosion d'une supernova (décrite [ROL88] pages 439-435) semble être la plus propice au processus r qui est caractérisé par un très bref temps d'irradiation et un flux de neutrons très intense (environ 10-100 neutrons par noyaux). Ce dernier se développe alors à la base du résidu de supernova (voir fig. III.1.9), le flux de neutrons étant provoqué lors de l'effondrement du coeur de fer par la capture d'électrons par les protons libres ou par les noyaux. Ces électrons doivent avoir une énergie suffisante pour initier la capture ([CAM89] et [W0091]). Toutefois, en dépit des années de recherche, le (ou les) site du processus r reste mystérieux.

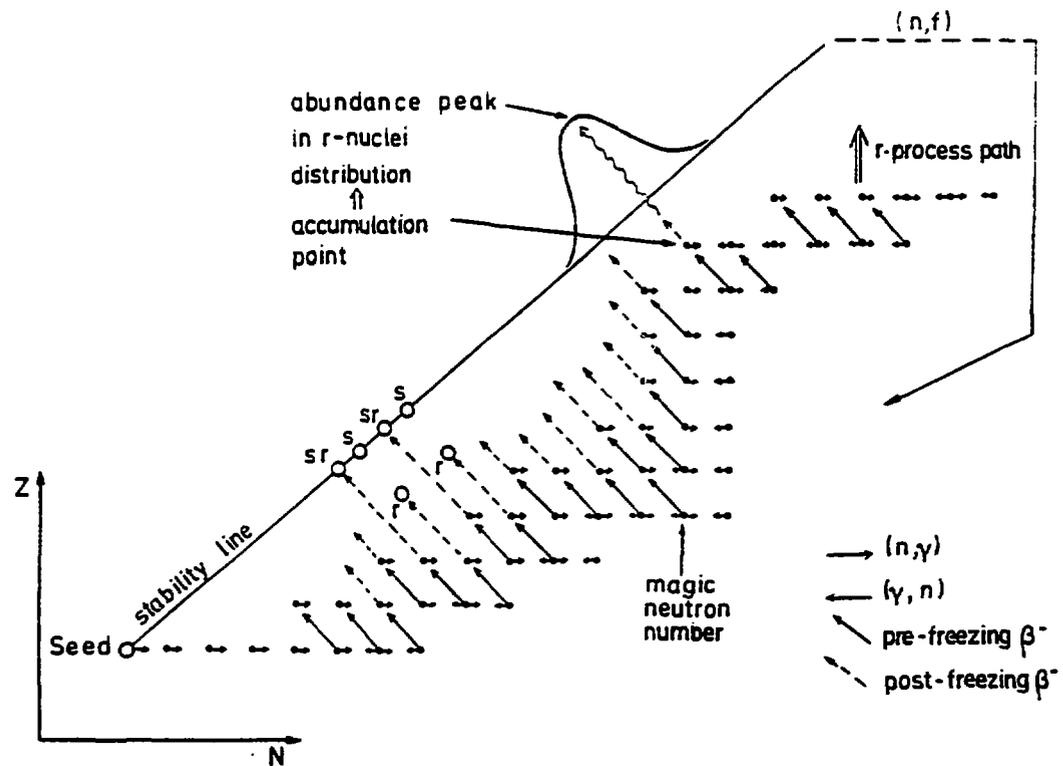


fig. III.1.11: Illustration schématique du chemin r sur une portion de la carte des noyaux dans le plan (N, Z). Les composantes de capture de neutrons, de photodésintégration et de décroissance β^- sont représentées ([ARN90]). Après le temps d'irradiation de neutrons, la capture est gelée (post-freeze). Le pic d'abondance r est ainsi formé par la décroissance de noyaux accumulés au voisinage des nombres magiques (couches fermées en neutrons). On voit également que certains noyaux stables mais éloignés de la vallée de stabilité n'ont pu être produits que par un processus r.

Les difficultés à modéliser les processus r dans l'explosion du coeur d'une supernova ont conduit les astrophysiciens à ne pas négliger d'autres sites plus "simples" à étudier. Ainsi, sous l'effet de l'onde de choc créée par son explosion, la couche d'hélium de la présupernova va s'échauffer et la matière va fortement se comprimer en donnant naissance à des sources de

neutrons par réaction (α, n) déjà décrites précédemment dans le cas du processus s. Ce processus ne procurant que des densités de neutrons d'environ $\leq 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, l'équilibre (n,γ) - (γ,n) ne sera pas atteint et les calculs devront prendre en compte les décroissances β des noyaux. Il semble que ce processus ne puisse pas expliquer la courbe d'abondance des éléments r, mais puisse être responsable des anomalies isotopiques observées dont nous parlerons au III.2.2.2.

Par ailleurs un calcul (n,γ) - (γ,n) combiné avec des mesures expérimentales de périodes et de P_n de noyaux clefs (au niveau de la fermeture de la couche neutron) effectué par Kratz et al [KRA88] a permis de reproduire la tendance générale de la courbe d'abondance des éléments dans le système solaire. Ce résultat très important dégage les conditions nécessaires pour que le modèle théorique reproduise les valeurs observées de la plupart des noyaux stables (fig. III.1.12). Toutefois, comme nous le verrons au III.2.2.2 certaines anomalies restent inexplicables.

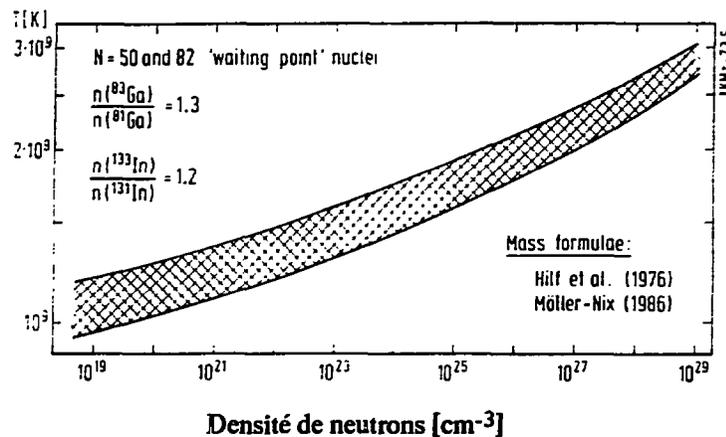


fig. III.1.12: Gammes de température et de densité de neutrons qui sont en accord avec les abondances des éléments au voisinage d'une fermeture de couche. Ces calculs ont été réalisés pour deux formules de masse différentes (voir [KRA88]).

III.2 INTERET ASTROPHYSIQUE DES MESURES EXPERIMENTALES.

III.2.1 Introduction.

Ce paragraphe III.2 montre une voie de recherche primordiale pour la compréhension de l'abondance des éléments dans notre système solaire. En effet, les résultats expérimentaux présentés au chapitre II montrent que l'étude de noyaux clefs permet de fixer des contraintes aux astrophysiciens sur les conditions de synthèse des éléments. Les informations combinées recueillies sur les paramètres nucléaires (c'est à dire la température, flux, durée d'irradiation), sur les météorites et les observations astronomiques permettent maintenant de dégager un modèle d'étoile (supernova de masse moyenne de type II) qui serait responsable de la plus grande part des éléments r dans l'univers.

III.2.2 Etude des météorites.

III.2.2.1 Présentation générale.

L'étude des météorites a commencé vers 1800, période à laquelle les gens ont cessé de croire que ces pierres étaient d'origine terrestres (retombées volcaniques ou dues à la foudre...). Dès lors, les premières analyses commencèrent: analyse de densité, de composition chimique et spectroscopique. De nos jours, la microsonde électronique (qui excite les atomes par un faisceau d'électrons et analyse les raies de désexcitation X), les spectromètres (qui décomposent les éléments selon leur masse et permet donc une analyse de composition isotopique), la diffraction par rayons X, le microscope polarisant...complètent les précédentes formes d'analyse. Une classification assez complexe a alors pu être effectuée selon, par exemple, leur richesse relative en pierre (92% d'entre elles) ou en métaux (voir [AND87] pour une description détaillée).

Certaines météorites présentent des anomalies de composition. Nous allons voir que ces composantes exotiques doivent être exploitées car elles peuvent nous renseigner sur la composition et les conditions d'effondrement du nuage qui a formé notre système solaire. Ces anomalies se définissent comme des déviations de composition par rapport à celle du système solaire ne pouvant être expliquées par des processus connus qui peuvent modifier la composition des météorites (fusion, oxydation, réduction, perte d'éléments volatils...). Plus de 20 éléments présentent des anomalies isotopiques et ces anomalies semblent contredire le modèle canonique de formation du système solaire (un gaz homogène qui s'est condensé III.1.2). Mais il semble qu'il y ait eu mélange de plusieurs réservoirs: le principal qui comprend les abondances générales du système solaire formées des cendres de nombreuses phases de nucléosynthèse et le restant (une fraction infime de la précédente) étant composé des abondances mystérieuses. Plusieurs modèles essaient d'expliquer la provenance de ce dernier et formulent des hypothèses sur la dépendance spatiale et temporelle des anomalies isotopiques:

1. Des portions du système solaire primitif ont pu être irradiées différenciellement par un intense flux de particules énergétiques provenant du soleil. On pourrait alors trouver une corrélation spatiale des anomalies isotopiques observées.

2. La contamination a pu être produite par des grains de matière interstellaires issus d'éjections de supernovae, de novae, ou de géantes rouges...Ces composantes ne présenteraient alors pas de corrélation spatiale et temporelle.

3. Les composantes "exotiques" proviendraient de l'explosion d'une supernova ou d'étoiles comme précédemment, mais l'onde de choc provoquée aurait provoqué la contraction gravitationnelle du nuage proto-solaire. Il y aurait dans ce cas corrélation spatiale et temporelle. Les modèles théoriques d'explosion d'étoiles essaient donc de reproduire les compositions de ces météorites qui pourraient être expliquées par un nombre faible de phases de nucléosynthèse (peut-être même une seule). Ceci semble en tous cas plus prometteur que de tenter de comprendre les multitudes de phases qui sont responsables de la composition du réservoir principal du système solaire. Il faut en effet, dans ce cas, prendre en compte les abondances primordiales du big-bang, la fréquence de formation des étoiles, et quantifier les éléments

produits par des étoiles qui peuvent procurer une quantité significative de matière au milieu interstellaire...(pour plus de détails voir [ARN87])

III.2.2.2 La météorite d'Allende.

"Soudain, le 8 février 1969, peu après minuit, une lueur bleue et blanche troua l'obscurité au-dessus de Pueblito de Allende, au nord du Mexique. Réveillés par une série de détonations, les villageois virent un objet brillant traverser le ciel. L'objet se brisa en deux et chaque moitié explosa en projetant de toutes parts des jets lumineux...(encyclopédie Time-Life 91)". Cette météorite, la plus grosse découverte jusqu'alors a été appelée Allende. Les mesures de datation ont révélé qu'elle datait de 4.6 milliards d'années; elle aurait été formée dans le nuage primitif qui a formé le système solaire. Comme les comètes et presque toutes les météorites connues, elle donne des renseignements précieux sur les conditions qui régnaient lors de la formation du système solaire. Cette météorite a sans doute été la plus étudiée, elle fait partie de la famille la plus importante des météorites pierreuses: les chondrites. La chondrite carbonée de Allende contient de nombreux petits grains sombres et irréguliers (inclusions) constitués de matière protoplanétaire restée presque intacte depuis la naissance du système solaire. Elle est d'ailleurs appelée météorite primitive, ce qui signifie qu'elle n'a pas subi que peu de modifications de composition entre sa formation et le moment où elle est arrivée sur terre. Deux raisons ont permis de formuler cette conviction:

- la courbe d'abondance de ses éléments présente des pics très étroits,
- la présence de ^{66}Zn , qui est un composé très volatile.

Si cette météorite avait subi plusieurs phases de nucléosynthèse, les différents échauffements dans les phases de contraction des étoiles auraient volatilisé le zinc et élargit les pics d'abondances (la section efficace de capture de neutrons dépend de la température).

En raison de sa composition primitive, cette météorite est très précieuse pour la compréhension de l'origine du système solaire. Et bien que sa composition reflète globalement celle du système solaire, certaines "anomalies" de composition sont présentes. L'inclusion EK-1-4-1 de la météorite d'Allende présente des anomalies corrélées en Ca-Ti-Cr que les processus astrophysiques ne parviennent à expliquer. Un résumé des principales anomalies est présenté dans le tableau tab. III.2.2 ainsi que les prédictions théoriques des différents modèles théoriques formulés (certains seront explicités par la suite). De plus le rapport isotopique sur-abondant du ^{48}Ca :

$$\frac{^{48}\text{Ca}}{^{46}\text{Ca}} = 50 \pm 13$$

du système solaire nécessite des restrictions sur les modèles astrophysiques difficilement explicable (dans la météorite d'Allende, ce rapport est de 250, ce qui complique bien-sûr encore le problème).

	$\frac{[^{53}\text{Cr}]}{[^{52}\text{Cr}]}$	$\frac{[^{54}\text{Cr}]}{[^{52}\text{Cr}]}$	$\frac{[^{48}\text{Ca}]}{[^{50}\text{Ti}]}$	$\frac{[^{48}\text{Ca}]}{[^{54}\text{Cr}]}$
n- β [SAN82]	5.4	5.3	2.6	21
NSE [HAR85]			0.8	0.95
β -dn [HIL86]	2.4 - 3.9 (1)	3.5 - 7.5 (1)	3.55	31 - 71
observé	1.6	4.8	3.6 \pm 0.2	2.8

tab. III.2.2: Tableau résumant quelques anomalies isotopiques. Les valeurs ⁽¹⁾ ont été obtenues pour un flux de neutrons de $7 \cdot 10^{-5} \text{ mol} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}$. Les crochets indiquent un rapport de l'abondance de l'inclusion de la météorite comparée à l'abondance solaire.

Certains paramètres physiques proches du ^{48}Ca sont donc importants à étudier, car ils permettront de fixer des contraintes astrophysiques nécessaires pour expliquer ces anomalies, et en même temps de comprendre le rapport isotopique du système solaire. Des récentes analyses [HAR90] de la météorite (inclusions EK-5-1-1, 5-5-2 et 5-4-1) ont également montré une corrélation entre les ^{96}Zr , qui est un noyau r, et le ^{50}Ti , corrélé avec les Ca-Ti-Cr. Ceci permet de supposer que ces noyaux pourraient être produits dans un seul processus [THI90]. Cette hypothèse sera également analysée par la suite au III.2.3.1 et III.2.4.

III.2.3 Explication du rapport $\frac{^{48}\text{Ca}}{^{46}\text{Ca}}$ dans le système solaire. Origine des anomalies isotopiques de la météorite d'Allende.

Cette partie montre la difficulté des modèles théoriques à expliquer les anomalies isotopiques corrélées Ca-Ti-Cr-...-Zr dans la météorite d'Allende. Après une présentation générale des modèles et des difficultés rencontrées, nous verrons alors que les paramètres nucléaires des noyaux mesurés dans le second chapitre permettent de comprendre la sur-abondance du ^{48}Ca , et de dégager un site probable de production de ces anomalies.

III.2.3.1 Les paramètres nucléaires importants, présentation générale du problème.

La carte des noyaux dans le plan (N, Z) ci-dessous (fig. III.2.1) montre une partie du chemin de capture de neutrons pouvant mener à la formation des noyaux ^{48}Ca , ^{46}Ca . Ces noyaux stables étant très éloignés de la vallée de stabilité (située à $A \approx 40$), ils ne peuvent être produits dans les phases de combustion de l'oxygène ou du silicium, ni par un processus s qui formera des noyaux plus proches de la stabilité (^{44}Ca par exemple). Le chemin indiqué par des flèches d'importances différentes a été obtenu par un calcul théorique de Hillebrandt et al. [HIL86] en utilisant les paramètres suivants:

$$\begin{cases} n_n = 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3} \\ t_{\text{irrad}} \leq 1 \text{ s} \\ T_9 = 0.8 \end{cases} \cdot (t_{\text{irrad}} \cdot n_n \approx 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s} \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ mol} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s})$$

Ces paramètres ont été choisis parce qu'ils permettaient de reproduire au mieux la sous-abondance du ^{46}Ca en même temps que la sur-abondance du ^{48}Ca (fig. III.2.2). Les valeurs de temps de capture de neutron ($T_{1/2}(n)$), de décroissance des noyaux ($T_{1/2}(\beta)$, P_n) sur le schéma III.2.1 permettent de définir le chemin le plus probable (\Rightarrow) et de calculer les abondances des noyaux pour les paramètres considérés plus haut (modèle appelé β -dn). Les valeurs entre parenthèses de $T_{1/2}(\beta)$ sont des prédictions théoriques [KLA84] alors que les autres ont été déterminées expérimentalement. On peut remarquer sur ce schéma que la capture de neutrons s'arrêtera, dans la chaîne du soufre au ^{44}S car son temps de capture de neutrons est beaucoup plus long que sa période de décroissance, on dit alors que c'est un point de branchement. Par contre, les valeurs comparables de $T_{1/2}(n)$ et $T_{1/2}(\beta)$ du ^{45}Cl et du ^{46}Cl permettent au chemin de capture de parvenir jusqu'aux $^{46,47}\text{Cl}$.

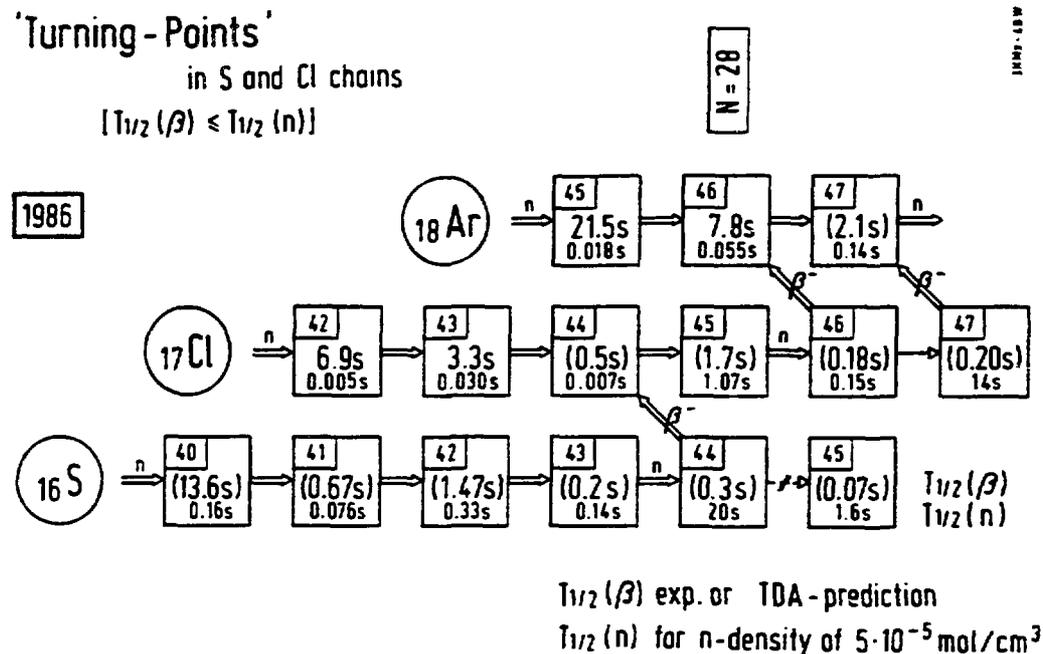


fig. III.2.1: Détail du chemin de capture de neutrons et de décroissance β^- [KRA91]. Ce schéma montre en particulier quels sont les progéniteurs importants du ^{46}Ca ($^{46-47}\text{Cl}$ et ^{44}S). Les chiffres inscrits dans chaque carré représentant un élément sont les temps de décroissance β^- ($T_{1/2}(\beta)$) et de capture de neutrons ($T_{1/2}(n)$). Le ^{44}S est un point de branchement (ou point tournant) puisque $T_{1/2}(n) \gg T_{1/2}(\beta)$. Dans cette approche, la capture de neutrons "nourrissait" les $^{46-47}\text{Cl}$ ce qui nécessitait des contraintes sur le P_n du ^{47}Cl et sur t_{irrad} (cf. texte et fig. III.2.4.a et III.2.4.b).

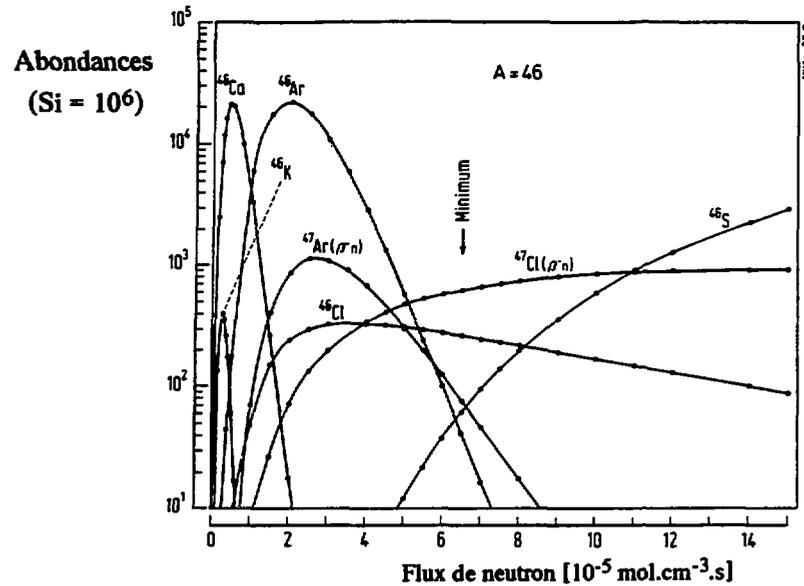
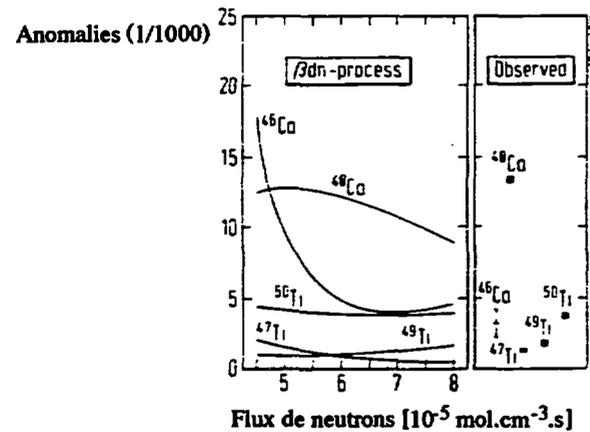


fig. III.2.2: Abondances isotopiques pour $A=46$ en fonction du flux d'exposition de neutrons [ZIE85]. L'abondance totale des progéniteurs du ^{46}Ca montre un minimum autour de $6-7 \cdot 10^{-5} \text{ mol.cm}^{-3}.\text{s}$, exactement là où l'on trouve un maximum pour les progéniteurs du ^{48}Ca . Les prédictions théoriques utilisées pour obtenir ce résultat sont: $P_n(^{46}\text{S}) = 50\%$, $P_n(^{46}\text{Cl}) = 30\%$, $P_n(^{47}\text{Cl}) = 15\%$, $P_n(^{47}\text{Ar}) = 3\%$.

fig. III.2.3: Comparaison des anomalies isotopiques de Ca et Ti observées dans l'inclusion EK-1-4-1 de la météorite d'Allende ([LEE78-79], [NIE81]) avec les calculs $\beta\text{-dn}$ théoriques [HIL86]. Ici la valeur de P_n du ^{47}Cl a été supposée égale à 15%.



Ce modèle $\beta\text{-dn}$ parvenait à reproduire certaines abondances isotopiques (fig. III.2.3), mais nécessitait des contraintes très rigoureuses sur t_{irrad} et sur les P_n des noyaux. En effet, le chemin de capture de neutrons parvenant jusqu'aux $^{46-47}\text{Cl}$, le ^{46}Ca était trop fortement peuplé par rapport à la sous-abondance observée (il est en effet peuplé par décroissance β du ^{46}Cl et par $\beta\text{-dn}$ du ^{47}Cl). De plus le ^{44}S agit comme point de branchement et peut, si $t_{\text{irrad}} > T_{1/2}(\beta)$, "nourrir" également les chlores précités. Il fallait donc, pour pouvoir expliquer le rapport isotopique $^{48}\text{Ca}/^{46}\text{Ca}$ invoquer un flux de neutron extrêmement bref (voir fig. III.2.6.a) et espérer un très faible P_n du ^{47}Cl (voir fig. III.2.6.b).

Or, ce temps d'irradiation si court (flash $\approx 50 \text{ ms}$) combiné à une densité ($n_n \approx 6 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) aussi importante et à une faible température semble difficile à atteindre dans des processus astrophysiques ([THI90]). En effet, compte tenu des connaissances actuelles, un processus aussi rapide ne peut se produire à ces températures que lors de la combustion explosive de

aussi rapide ne peut se produire à ces températures que lors de la combustion explosive de l'hélium dans une pré-supernova. Mais la présence de poisons de neutrons lors de cette combustion (par exemple ^{25}Mg et ^{56}Fe) va nécessiter un flux semble t-il beaucoup trop important pendant un temps aussi court ($f=1$ si le seul poison est le ^{56}Fe). Les conditions sur le flux et sur le temps d'irradiation de neutrons mènent à deux contraintes sur l'abondance des sources neutrons (Y_{sdn}) et l'abondance des héliums (Y_{He}) (pour des relations du type: " $\text{sdn} + 4\text{He} \rightarrow \text{n} + \dots$ ") où sdn désigne une source de neutrons):

$$\left\{ \begin{array}{l} Y_{\text{sdn}} > 1.92 \cdot 10^{-3} \cdot f \\ \rho Y_{\text{He}} > \frac{1}{0.05 \cdot N_A \cdot \langle \sigma v \rangle (\alpha, n)} \end{array} \right. \text{ avec } \left\{ \begin{array}{l} \rho \text{ densité du milieu} \\ N_A \text{ nombre d'Avogadro} \\ f \text{ correction de poison de neutrons} \end{array} \right.$$

Pour un terme de poisons de neutrons de $f=5$, l'abondance de source de neutrons doit dépasser 10^{-2} , ceci semble difficile à atteindre (fig. III.2.4) dans la combustion explosive de la couche d'hélium d'une pré-supernova [THI79].

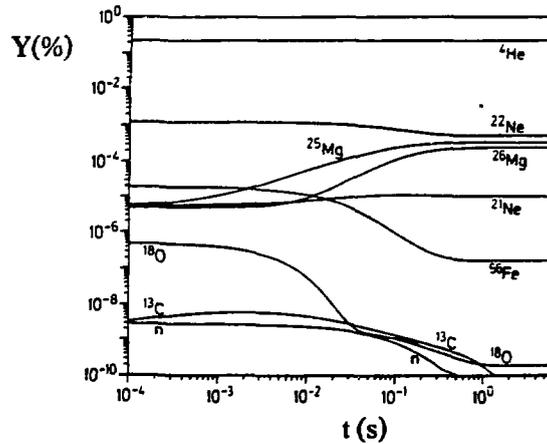


fig. III.2.4: Evolution de l'abondance des sources neutrons et d'autres noyaux intéressants durant la combustion explosive de la couche d'hélium d'une pré-supernova. On voit que $Y_{\text{He}} = 0.25$, $Y_{^{22}\text{Ne}} = 10^{-3}$ et donc compte tenu que la densité du milieu $\rho = 10^4 \text{ g.cm}^{-3}$, on a au maximum $\rho \cdot Y_{\text{He}} \leq 2.5 \cdot 10^3$ (voir fig. III.2.5).

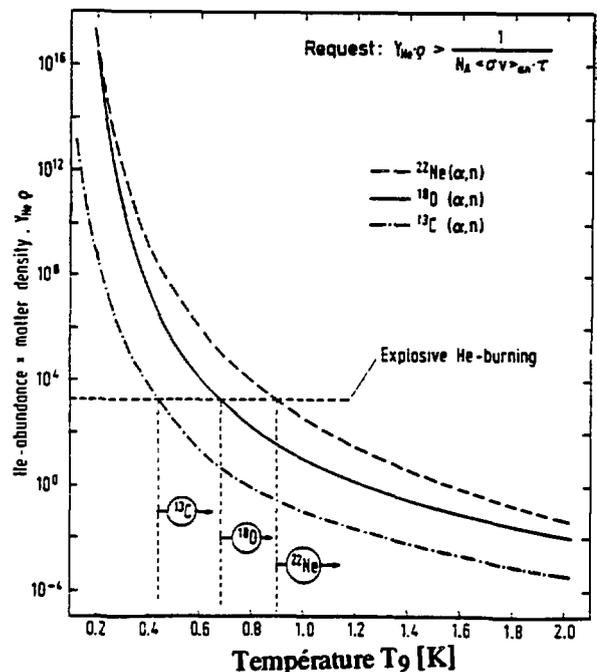


fig. III.2.5: Courbes d'abondance d'hélium en fonction de la température vérifiant la condition requise en haut à droite [KRA91]. Les sections efficaces de réaction (α, n) extraites de [CAU88] montrent que par exemple le ^{22}Ne ne peut vérifier la condition pour des températures inférieures à $0.9 T_0$. Le trait en tiret horizontal exprime l'abondance d'hélium maximale présente lors de la combustion explosive de l'hélium dans une pré-supernova.

La seconde condition est traduite sur la figure III.2.5 dans laquelle les courbes représentées reflètent la dépendance en température de la section efficace $\langle \sigma v \rangle (\alpha, n)$ et des sources neutrons. Par ailleurs, le trait en tiret horizontal est l'abondance maximum d'hélium que l'on peut produire lors d'une combustion explosive de l'hélium.

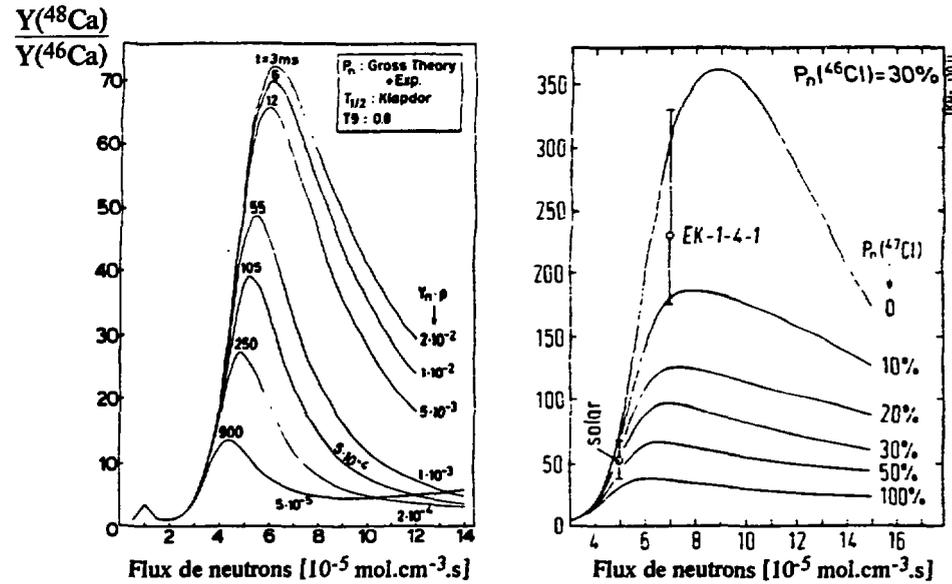


fig. III.2.6: a) Rapport d'abondance isotopique $^{48}\text{Ca}/^{46}\text{Ca}$ en fonction du flux de neutrons pour différentes combinaisons du temps d'irradiation t (ici $t = t_{\text{irrad}}$) et de la densité de neutrons $Y_n \rho$ (ici $Y_n \rho = n_n$) ([HIL86]). Le temps d'irradiation est donné pour obtenir pour chaque densité le rapport isotopique maximal. La période du ^{44}S a été fixée à 310 ms (prédiction [KLA84]). b) Rapport d'abondance $^{48}\text{Ca}/^{46}\text{Ca}$ en fonction de différentes valeurs du P_n du ^{47}Cl ([KRA91]). On peut voir que seule une très faible valeur de P_n du ^{47}Cl pouvait expliquer les abondances observées dans EK-1-4-1.

La condition d'équilibre $(n, \gamma) - (\gamma, n)$ faisant intervenir les paramètres qui ont permis à Kratz et al. de reproduire les abondances des éléments au-dessus du pic du fer a été utilisée pour tenter de reproduire ces abondances. Les contraintes trouvées (fig. III.1.12) sont purement de nature nucléaire, mais elles donnent dans le cas d'éléments purement r une information importante sur les conditions astrophysiques requises pour expliquer la production de ces noyaux.

En effet, il semblait très intéressant de voir, étant donné que les inclusions (comme EK-1-4-1) contenaient des éléments purement r (Ba, Nd, Sm), si ce modèle pouvait expliquer à la fois les éléments plus légers et plus lourds que le fer. De plus la corrélation de sur-abondance de ^{96}Zr - ^{50}Ti dans d'autres inclusions [HAR90] semblait le confirmer. Toutefois, les résultats (table 1 de [THI90]) montrent que les éléments Ca-Ti ne sont produits qu'en très faibles quantités (souvent inférieures à 1%).

Lors de l'explosion d'une supernova, nous avons vu précédemment qu'un équilibre s'était préalablement créé dans la couche de silicium entre la photodésintégration et les captures de particules chargées (équilibre NSE). Dans cette zone, il semble que les captures d'électrons

libres permettent de former un excès de neutron formant un gradient selon la profondeur dans la couche de silicium, dû au faible parcours des neutrons dans ce milieu très dense. Même si des calculs hydrodynamiques de cette zone n'ont pas encore été effectués, Hillebrandt et al. ([HIL86]) parvint à reproduire le rapport isotopique $^{48}\text{Ca}/^{46}\text{Ca}$ mais ne pouvait pas expliquer $^{48}\text{Ca}/^{50}\text{Ti}$ (trop faible d'un facteur 4, voir tab. III.2.2) et produisait beaucoup trop de noyaux plus lourds riches en neutrons (par exemple ^{66}Zn).

III.2.3.2 Apport des mesures expérimentales.

Nous venons de voir dans le paragraphe précédent (et en détail avec le modèle β -dn) que les modèles ont besoin de contraintes afin de restreindre les paramètres à déterminer. En particulier, nous avons vu l'extrême importance des mesures de périodes et de P_n des noyaux progéniteurs du ^{46}Ca , afin de comprendre ce qui peut expliquer une si faible abondance.

Certaines mesures de sections efficaces de captures de neutrons ont été effectuées sur les $^{46,48}\text{Ca}$ par Käppeler et al. ([KÄP85]) afin de voir si le ^{46}Ca ne présenterait pas une probabilité de capture résonante. Toutefois, ces résultats sont à 50% près en accord avec le modèle statistique Hauser-Feshbach, ce qui ne suffit pas pour expliquer la sur-abondance du ^{48}Ca . Les valeurs de P_n des progéniteurs du ^{48}Ca (^{48}K et ^{49}K) ont également été déterminées et montrent que ces deux noyaux décroissent préférentiellement vers le ^{48}Ca .

Nous allons voir maintenant sur la figure suivante l'apport des mesures de décroissance des progéniteurs du ^{46}Ca décrites au chapitre II. Le tableau III.2.3 rappelle la comparaison entre les mesures expérimentales et les prédictions théoriques de 1986.

noyaux	$T_{1/2 \text{ exp}}$ (ms)	$P_n \text{ exp}$ (%)	$T_{1/2 \text{ théo}}^{(1)}$ (ms)	$P_n \text{ théo}^{(2)}$ (%)
^{44}S	121 ± 10	18.5 ± 5	313	35
^{45}Cl	405 ± 35	24 ± 6.5	1710	25
^{46}Cl	202 ± 50	60 ± 17	180	30
^{47}Cl		< 7	200	> 30

tab. III.2.3: Comparaison des résultats expérimentaux de périodes et de P_n avec les prédictions théoriques de Klapdor [KLA84]. Ces valeurs théoriques ont été utilisées pour faire les calculs d'abondances de noyaux en 1986. Trois valeurs vont contribuer à changer le chemin de captures de neutrons (voir fig. III.2.7): $T_{1/2} (^{45}\text{Cl})$, $P_n (^{46}\text{Cl})$, $P_n (^{47}\text{Cl})$. Ces apports expérimentaux sont discutés dans la suite du texte.

En fait, on se rend compte très rapidement sur la figure III.2.7 que le changement majeur par rapport au chemin de nucléosynthèse prédit en 1986 est le nouveau point de branchement au ^{45}Cl . En effet, les mesures expérimentales ayant déterminé une période beaucoup plus courte que les prédictions ([KLA84]), ce noyau va décroître avant de capturer un neutron. Le chemin de capture de neutrons ne va donc pas parvenir jusqu'aux $^{46,47}\text{Cl}$ et ainsi l'abondance du ^{46}Ca sera considérablement réduite.

'Turning - Points'
in S and Cl chains
[$T_{1/2}(\beta) \leq T_{1/2}(n)$]

N = 28

HEM-108

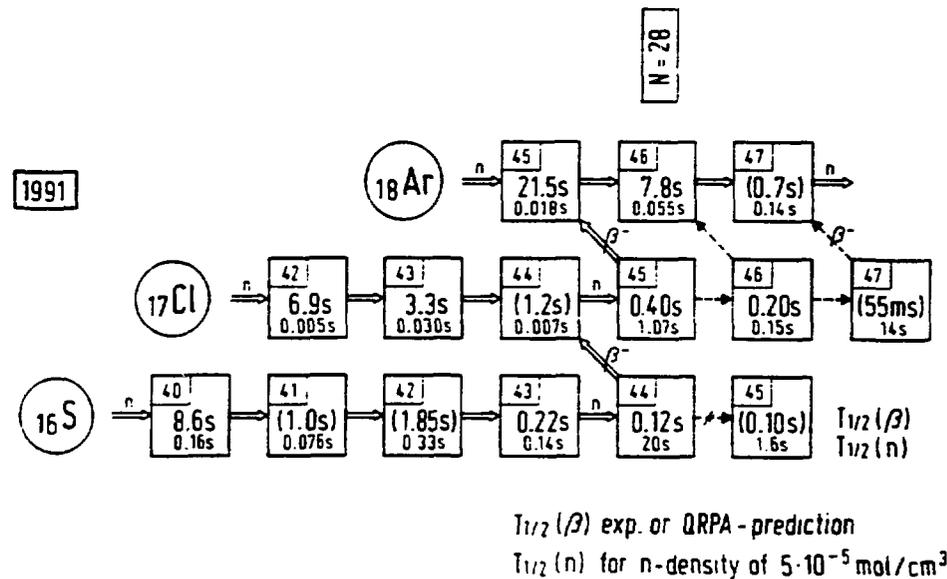
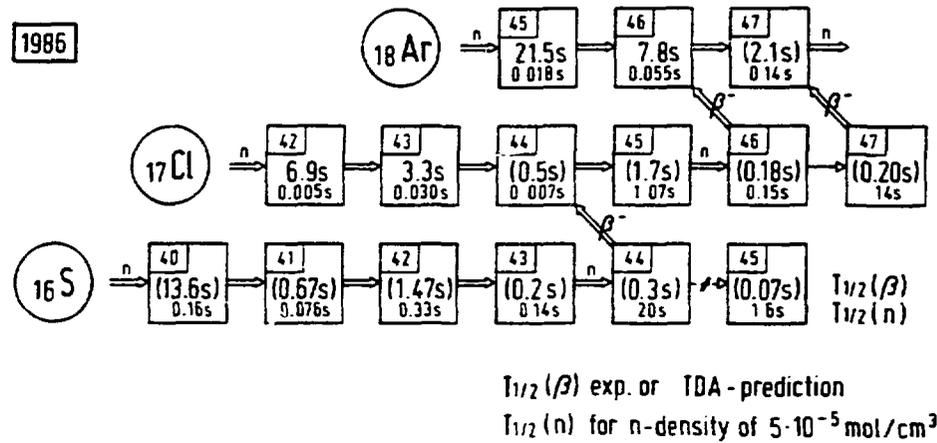


fig. III.2.5.a et b: Chemin de capture de neutrons présumé dans les chaînes de ^{16}S à ^{18}Ar pour une température de $8 T_3$ et une densité de neutrons de $5 \cdot 10^{-5} \text{ mol.cm}^{-3}$ en 1986 (a) et en 1991(b) ([KRA91]). Les mesures expérimentales présentées dans le second paragraphe montrent que les deux noyaux ^{44}S et ^{45}Cl sont des points de branchement pour la capture de neutrons. Ainsi, les principaux progéniteurs du ^{46}Ca ($^{46,47}\text{Cl}$) sont nettement moins produits. Ceci permet également de libérer la contrainte sur le temps d'irradiation de neutron (voir texte).

De plus, les valeurs de P_n du ^{46}Cl et ^{47}Cl respectivement plus forte et plus faibles que les prédictions renforcent la compréhension de la faible abondance du ^{46}Ca (voir tab. III.2.1). Le fait que le ^{45}Cl soit également un point de branchement (comme le ^{44}S) permet de relâcher la contrainte sur le temps d'irradiation de neutron maximum vue au paragraphe précédent. En effet, précédemment il fallait pour reproduire le rapport d'abondance isotopique des calcium invoquer un flux de neutron court afin que la chaîne des soufre ne peuple pas les $^{46,47}\text{Cl}$ et donc ne rehausse pas le ^{46}Cl . Cette contrainte était de plus très restrictive pour pouvoir avoir lieu dans la couche d'hélium d'une pré-supernova. Les calculs en cours vont donc sans doute permettre d'expliquer le rapport $^{48}\text{Ca}/^{46}\text{Ca}$ beaucoup plus facilement et également mieux définir les paramètres nucléaires qui seront confrontés aux modèles astrophysiques.

III.2.4 Sites astrophysiques expliquant la formation de ces noyaux.

Nous avons vu au long des paragraphes précédents que les anomalies Ca-Ti-Cr-Zr ne peuvent s'expliquer qu'au cours de processus r. L'exemple le plus évident étant que ce processus est nécessaire pour expliquer l'existence des $^{46,48}\text{Ca}$. Deux sortes de processus sont évoqués par Matthews et Cowan [MAT90] selon qu'il s'agisse de composition primaire d'éléments r ou de production à partir de noyaux de masses intermédiaires déjà existant (III.1.4.1). Nous avons également vu qu'il était important, pour comprendre les abondances des éléments du système solaire de connaître les différentes phases de nucléosynthèse qui se sont déroulées avant sa formation. Bien-sûr ceci est illusoire compte tenu des connaissances quantitatives actuelles sur les processus astrophysiques qui enrichissent le milieu interstellaire. Toutefois, il semble, compte tenu des observations astronomiques faites sur la corrélation entre l'âge des étoiles et leur richesse en éléments r (fig. III.2.8), et des informations recueillies lors de l'explosion de la supernova SN 1987A, que l'on puisse maintenant définir un modèle d'étoile qui semble responsable de la plupart des éléments r. Il semble également que la finesse des pics r de la courbe d'abondance des éléments III.1.b conforte l'existence d'un seul type de processus (ou du moins un processus nettement dominant). En effet, les observations astronomiques indiquent que le processus r a eu lieu pendant une gamme de temps bien définie qui se situe entre $-2 < [\text{Fe}/\text{H}] < -3$. Les crochets correspondent à la notation d'une abondance logarithmique par rapport au système solaire. L'abondance du Fe/H permet de déterminer l'âge d'une étoile: plus elle est riche en fer, plus elle a subi de phases de nucléosynthèses. L'axe des abscisses de la courbe détermine donc en fait l'âge des étoiles, mais également leurs masses car la rapidité d'évolution des étoiles dépend de leur masse (les étoiles plus lourdes explosent plus rapidement). Il semble donc qu'une certaine gamme de masse coïncide avec l'augmentation des éléments r. Le modèle de supernova de faible masse (8-11 masses solaires) semble bien adapté à la reproduction des données expérimentales.

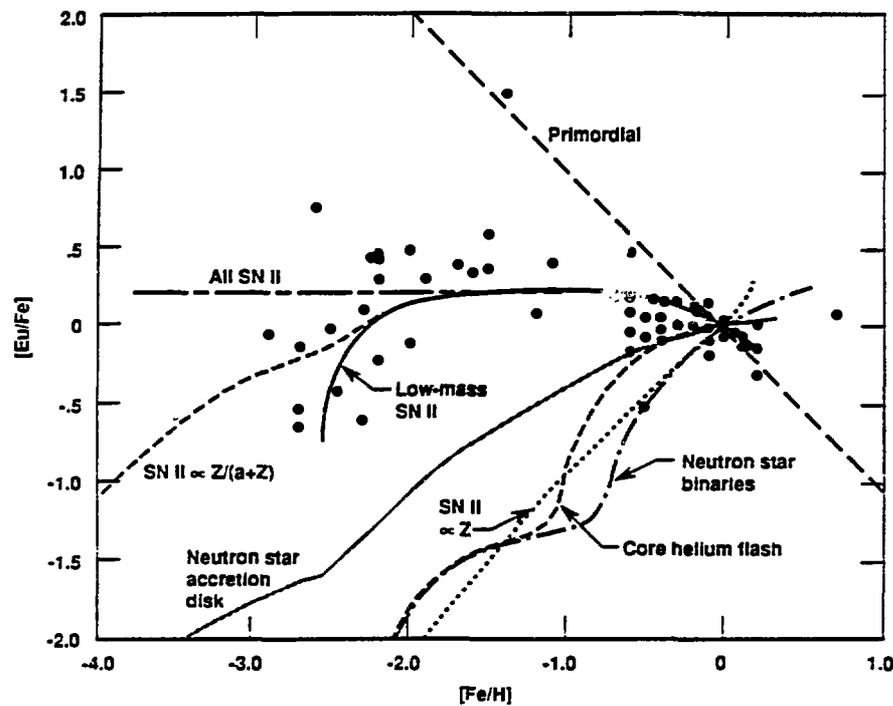


fig. III.2.8: Courbe d'évolution du rapport $[Eu/Fe]$ par rapport à $[Fe/H]$. Ce graphe extrait de [MAT90] exprime en fait l'évolution de l'abondance des éléments r (Eu est un élément r pur) en fonction de l'âge des étoiles (l'abondance du fer reflétant l'âge des étoiles observées). Les points correspondent aux observations astronomiques, elles sont comparées à différents modèles d'évolution stellaire dans la galaxie. Le modèle de supernova de faibles masses (8-11 masses solaires) coïncide avec la gamme de temps d'accroissement des éléments r.

Il semble donc intéressant de calculer les abondances de noyaux produits dans la région Ca-Ti-Cr par ce modèle de supernova. Malheureusement, nous avons vu au III.2.3.1 que les conditions régnant au voisinage du coeur de cette supernova (NSE, densité de neutron, durée du processus) ne peuvent contribuer à plus de 1% de l'abondance des éléments précités. Les restrictions nucléaires apportées par les valeurs expérimentales vont contribuer à préciser les conditions nécessaires à la compréhension des corrélations Ca-Ti-Cr. Il semble en effet d'après Thielemann qu'un espoir réside dans le fait que deux processus r peuvent avoir lieu lors de l'explosion d'une supernova: le plus important, responsable de la plus grande partie des éléments r ayant lieu à la frontière du coeur, le second responsable des anomalies observées étant "allumé" dans la couche d'hélium par l'onde de choc de l'explosion. Le premier processus atteint les conditions d'équilibre décrites dans le modèle $(n, \gamma) - (\gamma, n)$ alors que le second, dont la densité de neutrons est nettement plus faible doit être décrit de façon dynamique en tenant compte des propriétés de décroissance nucléaires ($T_{1/2}$, P_n) des noyaux.

CONCLUSION

Les noyaux riches en neutrons ^{44}S , $^{45-47}\text{Cl}$ ont été produits par fragmentation d'un faisceau de ^{48}Ca et sélectionnés par le spectromètre LISE décrit dans la première partie. Ce mémoire présente les résultats expérimentaux de leurs périodes et probabilités d'émission de neutrons retardés (P_n) et commente leur double intérêt nucléaire et astrophysique.

Les valeurs de périodes mesurées sont assez comparables aux prédictions théoriques, sauf dans le cas du ^{45}Cl . Les estimations de P_n sont souvent plus éloignées des valeurs expérimentales, surtout dans le cas du ^{47}Cl pour lequel les modèles théoriques ne peuvent reproduire une si faible valeur. Il semble qu'une étude approfondie soit nécessaire afin de comprendre ce comportement très surprenant. Nous avons pu voir que les prédictions de périodes et de P_n effectuées à l'aide de calculs QRPA dépendent très fortement des paramètres de masses et de déformation utilisés pour ces noyaux. Il est donc très important de mesurer les masses et les déformations de ces noyaux très riches en neutrons afin de rendre les calculs théoriques plus précis.

L'étude de ces noyaux est également très importante pour la compréhension des processus de synthèse de noyaux dans les étoiles. Les conditions qui règnent au coeur des étoiles (très grande densité de neutrons, températures très élevées) permettent de former des noyaux très éloignés de la vallée de stabilité (processus r et s), qui produisent par décroissance radioactive les noyaux observables dans l'univers. Les calculs d'évolution stellaires utilisent, du point de vue nucléaire, les valeurs de sections efficaces de capture de particules (chargées ou non) et les paramètres de décroissance de plus de 5000 noyaux. Ils essaient de reproduire l'allure de la courbe d'abondance des éléments du système solaire. Et même si l'allure générale de cette courbe est bien reproduite par les modèles théoriques, certaines abondances "anormales" subsistent. Mais nous avons vu que, dans le cas des anomalies corrélées en Ca-Ti-Cr, les valeurs expérimentales montrent que le chemin de nucléosynthèse r, déduit des valeurs expérimentales, diffère de celui qui était prédit. Ces résultats permettent donc de dissiper le mystère de ces abondances anormales. Grâce aux mesures expérimentales effectuées sur des noyaux clés du chemin de capture r (ces noyaux sont appelés points de branchement), des contraintes sur la densité de neutrons et sur la durée du flash neutron ont pu être déduites. L'explosion de supernovae de type II de faible masse semble être compatible avec ces contraintes et expliquerait l'allure générale de la courbe d'abondance ainsi que les anomalies isotopiques.

D'autres "anomalies" ont été observées notamment pour les noyaux ^{58}Fe , ^{64}Ni , ^{66}Zn qui sont sur-abondants, et des mesures de décroissance de leurs progéniteurs seraient tout à fait importantes pour confirmer ou refuter les contraintes précédemment formulées. Le faisceau de Krypton produit par l'accélérateur GANIL serait tout à fait propice à de telles mesures, grâce notamment aux améliorations d'augmentation d'énergie (OAE) permettant la fragmentation de ce faisceau et également grâce à l'installation récente du filtre de vitesse sur le spectromètre

LISE qui effectue une sélection de noyaux très performante. Par ailleurs, les projets d'augmentation d'acceptance angulaire (SISSI) et d'augmentation d'intensité (OAI) permettront, par le gain d'un facteur ≈ 50 dans les taux de production d'accéder plus facilement à des noyaux très éloignés de la stabilité afin d'en mesurer les propriétés.

Enfin, dans un futur beaucoup plus lointain, le projet GANIL de production de faisceaux secondaires de haute intensité pour des gammes d'énergies très diverses (allant de l'ordre du MeV à 30 MeV/A) permettrait, en particulier pour la sortie basse énergie, les mesures de sections efficaces de réactions des noyaux radioactifs intervenant lors de la formation des noyaux qui constituent l'univers.

u de
oire
rons

ns
les,
e si
e ce
P_n
t de
t les
plus

s de
très
très
tive
t de
les
e la
ette
es”
les
urs
r le
des
des
tes.
ces
lies

ont
fait
de
ce
de
tre

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [ALA90] Proceedings of the Workshop on the Science of Intensive Ions Beams, April 10-12, 1990, Los Alamos.
- [AND87] E. Anders, Phil. Trans. R. Soc. London, A323 (1987) 287.
- [ANN87] R. Anne et al., NIM, A257 (1987) 215.
- [ANN91p] R. Anne, communication privée.
- [ARN90] M. Arnould, Phil. Trans. R. Soc. London, A323 (1987) 251.
- [ARN90] M. Arnould et N. Prantzos, Ecole Joliot Curie 1990, Nucleosynthesis: an overview.
- [AUD80] J. Audouze et S. Vauclair, An Introduction to Nuclear Astrophysics, Geophysics and Astrophysics Monographs, D. Reidel Publishing Company, 1980.
- [BAC89a] Ch. O. Bacri, thèse d'université, IPNO.T.89-09 (1989) .
- [BAC89b] Ch. O. Bacri, IPNO.DRE.89-49 (1989).
- [BAC91] Ch. O. Bacri et P. Roussel, NIM, A300 (1991) 89.
- [BAZ87] D. Bazin, thèse d'université, GANIL.T.87-01 (1987).
- [BLU86] Y. Blumenfeld et al., Nucl. Phys., A455 (1986) 357.
- [BOR83] V. Borrel et al., Z. Phys., A314 (1983) 191.
- [BOR84] V. Borrel, Thèse de 3^{ème} cycle, IPNO.T.84-02 (1984).
- [CAM76] A. G. W. Cameron, Frontiers of Astrophysics, edition E. H. Avrett, Cambridge: Harvard University Press, 1976.
- [CAM89] A. G. W. Cameron, Cosmic Abundances of Matter, ed. C. J. Waddington, AIP Conf. Proc. 183, p349, 1989.
- [CAU88] G. R. Caughlan et W. A. Fowler, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 40 (1988) 283.
- [CEC79] R. A. Cecil et al., NIM, 161 (1979) 439.
- [COO49] J. H. Coon et R. A. Nobles, Phys. Rev., 75 (1949) 1358.
- [COO49] J. H. Coon et R. A. Nobles, Phys. Rev., 80 (1950) 448.
- [COW91] J. J. Cowan, F. K. Thielemann, J. W. Truran, 1991, à paraître dans Phys. Rep.
- [DUF86] J. P. Dufour et al., NIM, A248 (1986) 267.
- [FOW84] W. A. Fowler, Rev. of Mod. Phys., vol-56, N°2, Part I, April 1984.
- [GAN91] Communication privée écrite par différents auteurs concernant la journée thématique sur le projet "Radioactive ion beams at GANIL".
- [GOL74] A. S. Goldhaber, Phys. Lett., 53B (1974) 306.
- [GRO76] H. V. Groote et al., Atomic Data and Nuclear Tables, 17 (1976) 418.
- [GUI90] D. Guillemaud-Mueller et al., Phys. Rev., C41 (1990) 937.
- [HAR90] C. L. Harper et al., Contribution to the Conference Nuclei in the Cosmos, 18-22 June, Baden/Vienna, Austria, 1990.
- [HER88] J. Hérault, thèse d'université, IPNO.DRE.88-25 (1988).
- [HIL76] E. R. Hilf et al., CERN-Report 76-13, 142 (1976).
- [HIL86] W. Hillebrandt et al., Proceedings of the Conference on Weak and Electromagnetic Interaction in Nuclei, Heidelberg 1-5 July 1986 (Springer Verlag) p987.

- [HIL86] W. Hillebrandt et al., *Proceedings of the Conference on Weak and Electromagnetic Interaction in Nuclei, Heidelberg 1-5 July 1986* (Springer Verlag) p987.
- [HUB90] F. Hubert, R. Bimbot, H. Gauvin, *Atomic Data and Nuclear Tables*, 46 (1990) 1.
- [IBE84] I. Iben et A. Renzini, *Phys. Rep.*, 105 (1984) 330.
- [IBE65] I. Iben, *Astrophys. J.*, 141 (1965) 993.
- [JÄN88] J. Jänecke et P. J. Masson, *Atomic Data and Nuclear Tables*, 39 (1988) 265.
- [KÄP85] F. Käppeler et al., *Astrophys. J.*, 291 (1985) 319.
- [KÄP89] F. Käppeler, H. Beer, K. Wisshak, *Rep. Prog. Phys.*, 52 (1989) 945.
- [KÄP90] F. Käppeler et al., *Astrophys. J.*, 354 (1990) 630.
- [KIN49] L. D. P. King et L. Goldstein, *Phys. Rev.*, 75 (1949) 1366.
- [KLA84] H. V. Klapdor et al., *Atomic Data and Nuclear Tables*, 31 (1984) 81.
- [KRA88] K. L. Kratz, *Cosmic Chemistry*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, vol. 1, 1988.
- [KRA91] K. L. Kratz et al., *Contribution to the First European Biennial Workshop on Nuclear Physics, Megève (France), March 1991*.
- [KRA91p] K. L. Kratz, communication privée.
- [LEE78-79] T. Lee et al., *Astrophys. J.*, 220 (1978) L21; 228 (1979) L93.
- [MAG86] A. Y. Abdul-Magd et al., *Phys. Rev.*, C34 (1986) 113.
- [MAT85] G. J. Mattews et R. A. Ward, *Rep. Prog. Phys.*, 48 (1985) 1371.
- [MAT90] G. J. Mattews et J. J. Cowan, *Nature*, 345 (1990) 491.
- [MIN] F. James et M. Roos, *Librairie du CERN, D506 MINUIT*.
- [MÖL81] P. Möller et J. R. Nix, *Atomic Data and Nuclear Tables*, 26 (1981) 165.
- [NIE81] F. R. Niederer et al., *Geochim. Cosmochim. Acta*, 45 (1981) 1017.
- [OTT] H. Otto, W. Ziegert, *Programme de la librairie de l'Institut für Kernchemie, Mainz, RFA*.
- [ROL88] C. Rolfs et W. S. Rodney, 1988, *Cauldrons in the Cosmos*, The University of Chicago Press, Chicago.
- [RUD66] G. Rudstam, *Z. Naturforschung*, 21a (1966) 1027.
- [SAY58] A. R. Sayres et al., *Bull. Am. Phys. Soc.*, 3 (1958) 365.
- [SCH89] Th. Schwab et al., *Contribution to the 13th International Conference on Atomic Collisions in Solids, Aarhus, Denmark, 1989*.
- [SEE65] P. A. Seeger et al., *Astrophys. J. Suppl*, 11 (1965) 121.
- [SUM89] K. Sümmerer et D. J. Morrissey, *Contribution to the First International Conference on Radioactive Nuclear Beams, 16-18 October 1989, Berkeley, California, U. S. A.*
- [SUM90] K. Sümmerer et al., GSI.90-47 (1990) à paraître dans *Phys. Rev. C*.
- [SUM90p] K. Sümmerer, communication privée.
- [TAC87] T. Tachibana, *Contribution to the 5th International Conference on Nuclei far from Stability, Rosseau Lake, Ontario, Canada 1987*, page 614.
- [THI79] F. K. Thielemann, M. Arnould, W. Hillebrandt, *Astron. Astrophys.*, 74 (1979) 175.
- [THI83] F. K. Thielemann et al., *Z. Phys. A309* (1983) 301 et *Astronom. Astrophys.*, 123 (1983) 162.

- ic
- [WEA80] T. A. Weaver et S. E. Woosley, *Ann. N. Y. Acad. of Science*, 366 (1980) 335.
- [WOO91] S. E. Woosley et T. A. Weaver, *les Houches, Session LIV, Supernovae*, Elsevier Science Publication, 1991.
- [ZIE85] W. Ziegert, thèse de l'Université de Mainz (RFA), 1985.

Résumé de thèse.

Après un descriptif détaillé du programme de simulation LISE, les résultats expérimentaux de décroissances radioactives (périodes et de probabilités d'émission de neutrons retardés) des noyaux riches en neutrons ^{44}S , $^{45-47}\text{Cl}$ sont présentés. La comparaison de ces résultats avec les prédictions théoriques montre que les mesures de masses et de déformations de ces noyaux sont très importantes pour déterminer précisément les paramètres de décroissance radioactive nécessaire à l'astrophysique. En effet, ceux-ci sont utilisés dans des modèles d'évolution d'étoiles afin de comprendre la courbe d'abondance des éléments du système solaire. Même si l'allure de cette courbe est bien reproduite, quelques anomalies restent inexplicables. Les résultats expérimentaux semblent indiquer, de par les contraintes qu'ils apportent, qu'un double processus r dans les supernovae de faible masse peut expliquer à la fois les anomalies isotopiques ainsi que l'allure générale de la courbe d'abondance des éléments.

Abstract.

After a detailed description of the simulation program LISE, experimental measurements of the radioactive decay (half-lives and neutron delayed emission probabilities) of the neutron rich nuclei ^{44}S , $^{45-47}\text{Cl}$ are presented. The comparison between these results and the theoretical predictions clearly shows that mass and deformation measurements of these nuclei are very important to determine precisely the radioactive decay parameters necessary to astrophysics. Effectively, these ones are used in star evolution models to understand the elements abundance curve of the solar system. Even if the shape of this curve is well reproduced, some anomalies subsist. The experimental results seem to show that, with the constraints they bring, a double r process in low-mass supernovae of type II can explain twice the isotopic anomalies and the shape of the elements abundance curve.

Mots clefs.

Spectromètre et programme LISE; production de noyaux riches en neutrons; mesures de périodes; mesures de probabilité d'émission de neutron retardés; météorites; anomalies isotopiques; processus r; supernovae.