



HAL
open science

Mesure de masses de noyaux dans la region $N=Z=40$

A.S. Lalleman

► **To cite this version:**

A.S. Lalleman. Mesure de masses de noyaux dans la region $N=Z=40$. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 2000. Français. NNT : . in2p3-00004986

HAL Id: in2p3-00004986

<https://hal.in2p3.fr/in2p3-00004986>

Submitted on 4 Oct 2016

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

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

THESE

présentée

par

Anne-Sophie LALLEMAN

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR de L'UNIVERSITE de CAEN
Spécialité: Constituants Elémentaires (Arrêté du 30 Mars 1992)

sujet:

Mesure de masses de noyaux dans la région $N=Z=40$

soutenue le 05 Mai 2000 devant le jury composé de:

Monsieur N. ALAMANOS	Rapporteur
Madame A. APRAHAMIAN	
Monsieur G. AUGER	Directeur de thèse
Monsieur O. NAVILIAT-CUNCIC	Président
Madame C. THIBAULT	Rapporteur
Monsieur P. VAN ISACKER	

THESE

présentée

par

Anne-Sophie LALLEMAN

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR de L'UNIVERSITE de CAEN

Spécialité: Constituants Elémentaires (Arrêté du 30 Mars 1992)

sujet:

Mesure de masses de noyaux dans la région $N=Z=40$

soutenue le 05 Mai 2000 devant le jury composé de:

Monsieur **N. ALAMANOS**

Rapporteur

Madame **A. APRAHAMIAN**

Monsieur **G. AUGER**

Directeur de thèse

Monsieur **O. NAVILIAT-CUNCIC**

Président

Madame **C. THIBAUT**

Rapporteur

Monsieur **P. VAN ISACKER**

C.E.A.
BIBLIOTHEQUE
S. Ph. N.

*A mes parents,
à mon frère.*

Remerciements

Effectuer une thèse m'a permis de concrétiser et d'appliquer les bases scientifiques ainsi que le raisonnement et la logique acquis au cours de mes années d'études en physique. Il ne s'agit pas seulement d'un aboutissement, même si la thèse est composée de plusieurs étapes majeures (centrée autour d'une expérience par sa préparation, sa réalisation, son analyse et les résultats qui en découlent) et conduit à un manuscrit et à une soutenance. C'est une période d'apprentissage permanent des méthodes de travail, de développement des compétences, par le biais de nombreuses discussions, de participation à plusieurs expériences en collaboration avec différents groupes de travail...

Sans le soutien de nombreuses personnes, dans mon environnement personnel (familial et amical) et professionnel, cette thèse ne se serait certainement pas déroulée pour moi aussi agréablement qu'elle l'a été. C'est pourquoi je remercie tous ceux qui de près ou de loin ont participé à rendre cette expérience professionnelle aussi enrichissante, et qui ont su me soutenir et amplifier mes motivations.

Je remercie tout d'abord Messieurs D. Guerreau et J.P. Fouan pour m'avoir accueillie au sein de leur laboratoire, m'avoir permis d'y effectuer des stages puis ma thèse dans les meilleures conditions.

Je tiens à remercier également les membres de mon jury: Monsieur N. Alamanos (rapporteur), Madame A. Aprahamian, Monsieur G. Auger, Monsieur O. Naviliat-Cuncic (Président), Madame C. Thibault (rapporteur) et Monsieur P. Van Isacker.

Je tiens à exprimer tout particulièrement ma gratitude à mon directeur de thèse Gérard Auger qui a su être très présent dans tous les moments-clés de cette thèse, et me laisser prendre du recul lorsque c'était nécessaire. Toutes les discussions que j'ai pu avoir avec lui ont contribué à rendre la physique toujours plus attrayante.

Je remercie aussi sincèrement tous les physiciens qui m'ont entourée de leurs conseils, de leur expérience et de leur patience tout au long de la thèse et de stages. En particulier Wolfgang Mittig, Antonio Villari, Marek Lewitowicz avec lesquels j'ai eu plaisir à travailler lors de plusieurs expériences et dont j'ai beaucoup apprécié l'écoute et la disponibilité, et Piet Van Isacker pour les nombreuses discussions théoriques très enrichissantes. Ma gratitude va également à tous les physiciens que j'ai côtoyé au sein de collaborations et conférences.

La réussite de mon expérience de thèse n'aurait pas eu lieu sans le professionnalisme des personnes travaillant auprès des accélérateurs et du service de mécanique du GANIL, avec lesquels il a été très agréable de collaborer. Je pense aussi à toutes les personnes des différents secteurs du GANIL qui m'ont aidée administrativement, logistiquement...

Je souhaite témoigner également ma reconnaissance aux physiciens et étudiants du laboratoire de Notre-Dame (Indiana), dont Ani, Michael, Victoria et Stuart pour leur invitation, leur accueil très chaleureux et la visite de Chicago. De même je remercie Giuseppe pour son accueil en Sicile et le laboratoire de cibles du LNS de Catane pour le travail fourni en des temps records.

Je voudrais aussi remercier tous les thésards, post-docs, jeunes chercheurs, étudiants avec qui j'ai passé d'excellents moments au cours de cette thèse avec des discussions, des moments de détente (multiples soirées...), de sorties (cinéma...), de sport (ping-pong, piscine, bad...), et même de réunions associatives, qui ont contribué à rendre l'ambiance très agréable et dynamique. Je citerai notamment les "aînés" qui m'ont accueillie et/ou ceux avec lesquels j'ai passé le plus de temps: Olivier T., Fred S., Anne, Karim, Olivier J., Jean-Michel, María-José, Alain, Hervé, François, Lynda, Jean-Claude, Fred B., Nath... J'ajoute un remerciement particulier à Jean-Michel pour son soutien.

Table des matières

Introduction	5
1 Motivations	7
1.1 Description générale des noyaux	7
1.2 Singularité de masse des noyaux $N=Z$	11
1.2.1 Mises en lumière de l'effet $N=Z$	11
1.2.2 Interprétations qualitatives de l'effet $N=Z$	14
1.2.3 Effet $N=Z$ dans les modèles de masse	16
1.2.4 Persistance de la symétrie $SU(4)$ dans la couche fp	21
1.3 Astrophysique nucléaire	23
1.3.1 Description du processus rp	23
1.3.2 Problématiques liées à l'utilisation de formules de masse	26
2 Méthode de mesure de masse avec un cyclotron	33
2.1 Introduction	33
2.2 Méthode de temps de vol avec CSS2	35
2.3 Présentation détaillée de la méthode	36
2.3.1 Accélération des ions dans CSS2	36
2.3.2 Couplage en fréquence des cyclotrons	39
2.3.3 CSS2 en tant que Spectromètre de Masse	40
2.3.4 Méthode de temps de vol	41
2.4 Réglage optimal de CSS2	42
2.4.1 Rôle du champ magnétique	42
2.4.2 Rôle de la phase à l'injection	43
2.5 Problématique de la méthode de temps de vol	45
2.5.1 Détermination du nombre de tours	46
2.6 Identification des noyaux	47

2.6.1	Ions simultanément accélérés	47
2.6.2	Méthode $\Delta E-E$	49
2.6.3	Méthode de calibration en $\Delta\varphi/\varphi$ par les noyaux connus . .	51
2.7	Production des noyaux	53
2.7.1	Rôle de la cible dans la production des noyaux	53
2.7.2	Rôle de la cible dans la vitesse d'injection	54
2.7.3	Equilibrage des états de charge des résidus	54
2.8	Conclusion	55
3	Optimisation de la méthode pour les noyaux $N=Z=[34-40]$	57
3.1	Introduction	57
3.2	Production de noyaux $N=Z\approx 40$	58
3.2.1	Réaction de fusion-évaporation	58
3.2.2	Utilisation des codes d'évaporation CASCADE et PACE2 .	60
3.3	Configuration de CSS2	63
3.4	Optimisation des cibles	64
3.4.1	Calcul des distributions d'états de charge en sortie de cible	64
3.4.2	Etude cinématique de la réaction	68
3.4.3	Elaboration d'un porte-cibles	77
3.4.4	Calculs d'échauffement de la cible	77
3.5	Accélération des ions dans CSS2	81
3.5.1	Adaptation du réglage du cyclotron pour les ions $A\approx 80$. .	81
3.5.2	Séparation en énergie et en phase des paquets d'ions	91
3.6	Système de détection	97
3.6.1	Description des détecteurs et de leur électronique associée	97
3.6.2	Calibrations des détecteurs	99
3.7	Conclusion	103
4	Analyse et résultats de la mesure	105
4.1	Introduction	105
4.2	Préréglage de CSS2 avec le faisceau primaire ralenti	106
4.3	Accélération des noyaux exotiques	108
4.4	Analyse des résultats	110
4.4.1	Identification des noyaux	110
4.4.2	Utilisation des coupures de faisceau	116

4.4.3	Une estimation du temps total	122
4.4.4	Détermination des masses par calibration avec les masses connues	123
4.5	Discussion sur les sections efficaces obtenues	135
4.6	Conclusion	136
5	Interprétation des résultats	137
5.1	Introduction	137
5.2	Interaction résiduelle neutron-proton: δV_{np}	138
5.2.1	Calcul du déplacement d'excès de masse dans les noyaux miroir	138
5.2.2	Nouvelles valeurs du δV_{np}	141
5.3	Etude des bilans énergétiques	146
5.3.1	Nouveaux bilans énergétiques	147
5.3.2	Prédictions des bilans énergétiques manquants	149
5.4	Comparaison des parties microscopiques de différents modèles de masse	155
5.5	Impact des nouvelles données expérimentales sur le processus rp .	157
	Conclusion	161
	Bibliographie	163

Introduction

Sonder la matière pour mieux la connaître a conduit au fil des années et des développements technologiques à l'étudier en lui imposant des conditions extrêmes. En Physique Nucléaire, cela consiste notamment à explorer les limites de la stabilité en produisant des noyaux dits exotiques par collision entre des ions lourds. La compréhension de l'interaction forte qui régit les systèmes nucléaires passe notamment par l'étude de leur cohésion, information donnée par leur masse.

En particulier, certains noyaux présentent des effets spécifiques de structure. C'est le cas des noyaux possédant autant de protons que de neutrons dont la cohésion est le sujet de nombreuses études pour mieux comprendre l'effet $N=Z$. Nous nous attacherons dans ce travail à mesurer les masses des noyaux dans la région $N=Z \approx 40$.

Dans cette région, on s'attend à ce que cet effet $N=Z$, décrit par le terme de Wigner par les formules de masse, s'affaiblisse jusqu'à devenir négligeable, ce que nous étudierons par l'intermédiaire des mesures de masse. Une approche plus générale des noyaux consiste à utiliser la symétrie $SU(4)$ dans les noyaux; elle ne conduit pas à la même conclusion. De plus, les masses de ces noyaux $N=Z$ au-delà du nickel sont des informations particulièrement intéressantes en astrophysique nucléaire. En effet, les noyaux $N=Z$ pair-pair sont des *waiting points* du processus de capture rapide de protons: le processus *rp* qui décrit les abondances des noyaux produits au sein d'un site astrophysique explosif. L'ensemble des motivations qui nous ont poussé à nous intéresser à la masse de ces noyaux sera présenté dans le Chapitre 1.

Une méthode assez originale a été employée pour mesurer la masse de ces noyaux, consistant à utiliser le deuxième cyclotron du GANIL -CSS2- comme spectromètre de masse de haute résolution. Les noyaux exotiques sont produits par réaction de fusion-évaporation entre le faisceau primaire délivré par le premier cyclotron -CSS1- et une cible placée entre CSS1 et CSS2. Les propriétés d'acceptance, d'accélération et de séparation (en temps) simultanée des ions exotiques dans CSS2 à le rendent adéquat pour la mesure de leur masse. La longueur de vol des ions de basse énergie confère à cette méthode de temps de vol une haute précision sur la masse, de l'ordre de 10^{-6} . Cette méthode ainsi que son optimisation pour les noyaux dans la région de masse $A=[68-80]$ seront développées dans les Chapitres 2 et 3.

L'expérience a eu lieu en Novembre 1998 au GANIL et a conduit à la mesure des masses des noyaux $N=Z$ ^{80}Zr , ^{76}Sr ^{68}Se ainsi qu'à améliorer la mesure d'un autre noyau dans cette région. L'analyse des résultats est présentée dans le Chapitre 4.

Les implications concernant ces nouvelles valeurs dans la détermination de l'interaction résiduelle entre le dernier proton et le dernier neutron δV_{np} qui fournit un test de la symétrie $SU(4)$ sont détaillées dans le dernier Chapitre. L'apport des nouvelles masses y est traité dans le cadre de comparaisons directes avec les prédictions de plusieurs modèles de masse et dans la comparaison particulière des bilans énergétiques intervenant dans les calculs de modélisation du processus rp . Des calculs d'abondance des noyaux ont alors été effectués qui montrent l'impact de ces nouvelles données.

Chapitre 1

Motivations

1.1 Description générale des noyaux

La connaissance globale du noyau atomique passe notamment par la compréhension de sa cohésion, c'est-à-dire par sa masse. Le noyau est un système composé d'un nombre A de nucléons, Z protons et N neutrons, tel que $A=Z+N$, liés par une interaction forte: l'interaction nucléaire. Il en résulte que la masse d'un noyau est inférieure à la somme des masses de ses constituants individuels.

L'excès de masse $\Delta M(Z, N)$ est relié à la masse atomique par:

$$\Delta M(Z, N) = m_{ato} - A * 1u.m.a.$$

avec m_{ato} la masse de l'atome en MeV et l'unité de masse atomique (prise par convention par rapport au ^{12}C : $1 \text{ u.m.a.} = 931.49432 \text{ MeV} = m(^{12}\text{C})/12$).

L'énergie de liaison B_L se déduit de l'excès de masse par:

$$B_L(Z, N) = Z.\Delta M_H + N.\Delta M_n - \Delta M(Z, N)$$

où $\Delta M_H = 7.288969 \text{ MeV}$ est l'excès de masse de l'hydrogène et $\Delta M_n = 8.071323 \text{ MeV}$ celui du neutron.

Ces quantités sont le reflet de la cohésion nucléaire, de la stabilité des noyaux car plus l'énergie de liaison est élevée plus il faudra amener d'énergie pour dissocier le noyau.

Si l'on regarde la carte des noyaux, représentée sur la Figure 1.1 avec le nombre de neutrons N en abscisses et le numéro atomique Z en ordonnées, on distingue en noir les noyaux les plus stables et en couleur plus claire les noyaux liés. Les limites d'existence des noyaux du côté riche en protons (respectivement

riche en neutrons) sont appelées *proton* (respectivement *neutron*) *drip line*. Les noyaux liés proches de ces *drip lines* sont appelés noyaux exotiques.

Pour les systèmes légers, la stabilité favorise les noyaux ayant un nombre de protons et de neutrons identiques, elle suit sur cette carte la ligne $N=Z$. Quand le numéro atomique croît, la répulsion coulombienne entre protons devient telle que le système est stable s'il possède plus de neutrons que de protons.

La Physique Nucléaire s'est tout d'abord attachée à étudier les noyaux stables, puis les avancées technologiques ont permis d'explorer les propriétés des noyaux toujours plus exotiques, loin de la vallée de stabilité, qui ont révélé des propriétés insolites.

L'exploration des limites d'existence des noyaux toujours plus lourds sont des challenges d'actualité. En effet, atteindre l'îlot de stabilité dans la région $Z:[110-120]$ est le but de nombreuses expériences (BGS-Berkeley, JINR-Dubna, GSI-Darmstadt, GANIL-Caen). A ce jour, le noyau le plus lourd qui a été observé (sous réserve d'une identification sans ambiguïté) a un numéro atomique $Z=118$ [^{99}Ni].

Mais les frontières de l'existence sont également explorées par la détermination des limites de chaque ligne isotopique, c'est-à-dire par l'enrichissement en protons ou en neutrons d'un noyau stable de numéro atomique Z . Ces limites permettent l'étude de la faible interaction entre les nucléons les plus à la périphérie du noyau, qu'une petite quantité d'énergie peut séparer. Ainsi par le biais de la masse des noyaux voisins peut-on déterminer les énergies de séparation d'un proton ou d'un neutron (notées S_p et S_n) pour les noyaux respectivement riches en protons et neutrons. Des mesures de leurs densités nucléaires, des tailles des noyaux, de leurs modes de décroissances et désexcitations contribuent également à l'ensemble des études de structure nucléaire.

Par exemple, dans les noyaux légers riches en neutrons, des phénomènes de *halos* d'un ou deux neutrons ont été mis en évidence, qui confèrent à ces noyaux légers une extension spatiale importante (comparable avec celle d'un noyau aussi lourd que le plomb $A=208$) qui prouve une liaison des neutrons faibles. On peut citer notamment les noyaux ^6He , ^8He , ^{11}Li , ^{19}C et récemment le ^{14}Be [^{99}Lab].

Certains noyaux manifestent des propriétés de stabilité exceptionnelles s'ils possèdent des nombres particuliers de neutrons ou protons, appelés nombre magiques. Cet effet est bien compris dans l'approche de modèle en couches du noyau: chaque neutron (proton) est un objet quantique qui occupe un état d'énergie bien défini correspondant à l'état discret d'une particule dans un puits de potentiel. Ces états d'énergie sont obtenus par la résolution de l'équation de Schrödinger avec le champ moyen décrit approximativement par un oscillateur harmonique, des contributions de spin-orbite ($\vec{l}\cdot\vec{s}$) et un terme correctif de la forme $\vec{l}\cdot\vec{l}$.

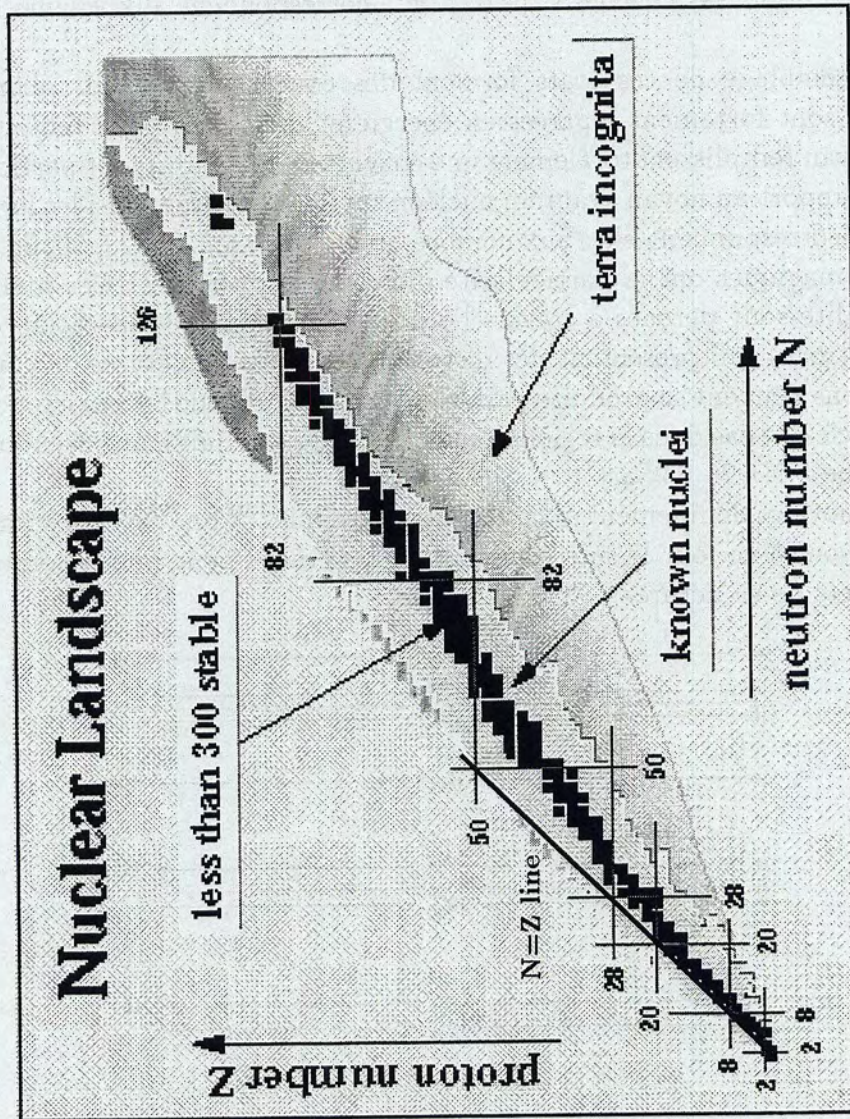


Figure 1.1: Carte des noyaux: en abscisse le nombre de neutrons, en ordonnée le nombre de protons. Sont représentés en noir les noyaux stables, en gris léger les noyaux connus et en gris flou les noyaux inconnus (terra incognita). Les nombres magiques sont repérés, ainsi que la ligne $N=Z$.

Les états d'énergie résultant de ces calculs sont représentés sur la Figure 1.2, correspondant au nombre quantique radial n , au moment angulaire orbital l et au moment angulaire total (ou spin) j , ainsi que leur nombre d'occupation $(2j+1)$. Par convention, les couches s, p, d, f, g, \dots correspondent aux valeurs $l = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$

L'assemblage de ces états forment des couches du noyau. Lorsque deux couches sont fortement séparées en énergie et que les protons (et/ou neutrons) d'un noyau remplissent totalement une couche, alors ce noyau est particulièrement lié par rapport au noyau ayant un nucléon supplémentaire. Ainsi les fermetures de couches correspondent-elles aux nombres magiques: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126... Ces noyaux magiques ont la particularité d'être très sphériques. Ces manifestations de stabilité sont perçues à travers l'étude de l'énergie de séparation de protons (ou neutrons) qui présentent des discontinuités aux fermetures de couches. Des exceptions peuvent se produire par exemple sous l'effet de la coexistence de forme comme c'est le cas dans la région autour $N=28$ qui conduit à une pseudo-fermeture de couche à $N=26$ [99Sar].

Les noyaux doublement magiques très exotiques ^{100}Sn , ^{78}Ni et récemment ^{48}Ni [00Bla] sont à ce jour le sujet de nombreuses études pour mieux comprendre ces forts effets de structure.

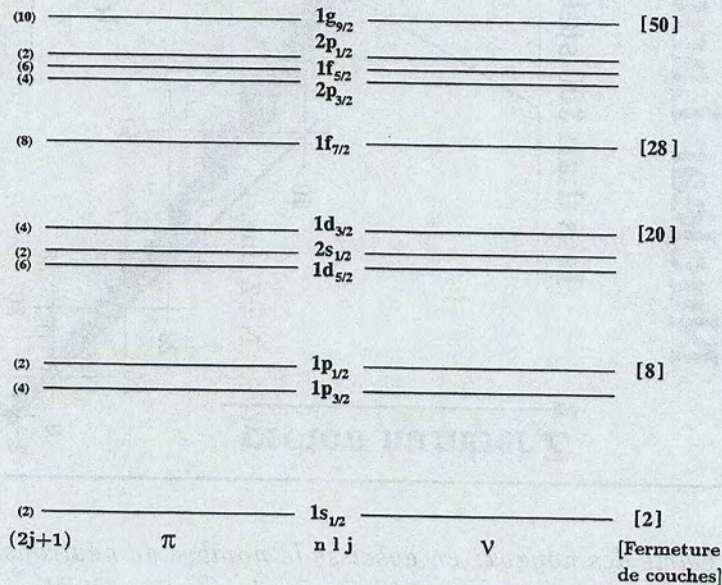


Figure 1.2: Modèle en couches standard jusqu'à $Z=50$. Sont représentés les niveaux occupés par les protons π et les neutrons ν repérés par les nombres quantiques (n, l, j) , les nombres d'occupation des couches $(2j+1)$ et les nombres magiques résultant des fermetures de couches.

Les noyaux de la ligne $N=Z$ présentent une cohésion plus forte que les noyaux isobares avec un nombre différent de protons et neutrons, lorsque l'on s'affranchit de l'énergie coulombienne régnant dans ces noyaux. Nous nous intéresserons à cet effet $N=Z$ dans ce chapitre. En effet, produire et étudier les noyaux $N=Z$ est une voie directe de la mise en lumière du rôle de la corrélation d'appariement neutron-proton dans les noyaux. Les masses de tels noyaux sont des données essentielles à leur étude. Nous aborderons notamment de la mise en évidence de cette singularité à $N=Z$ et de son traitement dans les modèles ou formules de masses. Nous nous focaliserons ensuite sur les prédictions concernant les noyaux $N=Z=[34;40]$. Leur intérêt dans la modélisation du processus rp astrophysique sera ensuite discutée avec les problèmes rencontrés dans cette même région.

1.2 Singularité de masse des noyaux $N=Z$

1.2.1 Mises en lumière de l'effet $N=Z$

Cet effet à $N=Z$ a été mis en évidence par W.D. Myers et W.J. Swiatecki en 1966 [66Mye] en soustrayant les énergies de liaison nucléaires expérimentales B_{exp} à celles calculées B_{cal} avec une composante macroscopique (traitée par le modèle de la goutte liquide) et microscopique (traitant les effets de couches) en fonction de $|N - Z|/A$. Une composante demeure, qui n'est pas prise en compte dans la masse calculée, est maximale en valeur absolue pour $N=Z$ (et vaut -7 MeV), comme on peut le voir sur la Figure 1.3, dans laquelle les courbes isobariques sont représentées (en ligne continues pour les masses paires, en points pour les masses impaires) de $A=4$ jusqu'à $A=58$.

Un ajustement de cette tendance est donné par la courbe continue représentant cette énergie de Wigner avec une dépendance exponentielle en $|N - Z|/A$ de la forme: $-7. \exp\left(-6 \frac{|N-Z|}{A}\right)$.

La Figure 1.4 met également en lumière cet effet par l'étude de l'évolution de la contribution nucléaire à l'énergie de liaison en fonction de Z , de N . Zeldes [96Zel], dans le cas $A=72$ et 73 . La partie coulombienne ôtée à l'énergie de liaison est calculée pour les noyaux miroirs d'après [90Ash]. La parabole isobarique résultante a un minimum pour $N=Z$, ce qui souligne également cet effet. Également, la contribution de la composante nucléaire des masses entre deux noyaux isobares voisins pair-pair ou impair-impair ($Q_{\beta-\beta^-}$) présente une discontinuité pour $N=Z$.

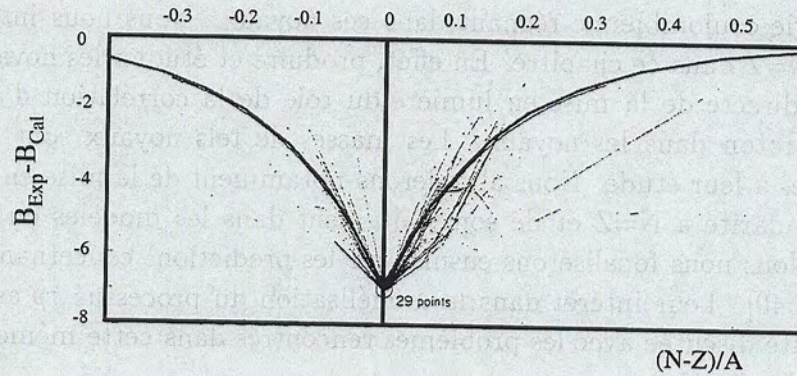


Figure 1.3: Masses expérimentales corrigées des effets de goutte liquide et de couches (déduits par les noyaux $N=Z$) en fonction de $(N-Z)/A$. Les lignes connectent les isobares de masse paire, les points correspondent aux valeurs impaires de A . La courbe lisse est la fonction exponentielle citée dans le texte. Source: [66Mye].

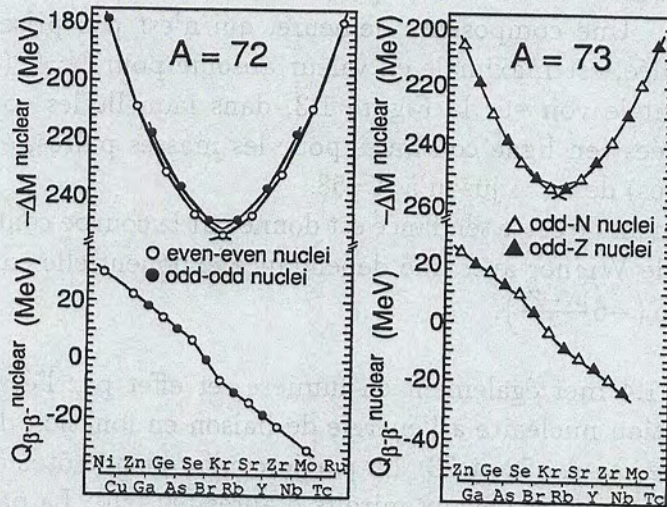


Figure 1.4: Paraboles isobariques corrigées de la composante coulombienne [90Ash] et valeurs de $Q_{\beta-\beta}$ associées en fonction du numéro atomique Z . Les masses expérimentales proviennent de la Table de G. Audi et al. [95Aud] et les masses non mesurées expérimentalement sont déduites de leurs noyaux miroirs (corrigées de Coulomb). Source: [98Zel].

Une autre manière de mettre en évidence cet effet $N=Z$ est de regarder l'interaction résiduelle entre le dernier proton et le dernier neutron de valence δV_{np} introduite en 1989 par J-Y. Zhang, R.F. Casten et D.S. Brenner [89Zha], [90Bre]. Cette interaction est approximée par une double différence d'excès de masse de noyaux à un ou deux nucléons (protons et/ou neutrons) d'écart d'un noyau avec Z protons et N neutrons. Sa formule dépend du caractère pair de nombre de protons et neutrons:

pour les noyaux pair-pair:

$$\delta V_{np}(Z_p, N_p) = \frac{1}{4} \{ \Delta M(Z, N) - \Delta M(Z-2, N) - \Delta M(Z, N-2) + \Delta M(N-2, Z-2) \} \quad (1.1)$$

pour les noyaux impair-impair:

$$\delta V_{np}(Z_i, N_i) = \{ \Delta M(Z, N) - \Delta M(Z-1, N) - \Delta M(Z, N-1) + \Delta M(N-1, Z-1) \} \quad (1.2)$$

pour les noyaux de Z impair (Z_i) et de N pair (N_p):

$$\delta V_{np}(Z_i, N_p) = \frac{1}{2} \{ \Delta M(Z, N) - \Delta M(Z, N-2) - \Delta M(Z-1, N) + \Delta M(N-2, Z-1) \} \quad (1.3)$$

pour les noyaux de Z pair (Z_p) et de N impair (N_i):

$$\delta V_{np}(Z_p, N_i) = \frac{1}{2} \{ \Delta M(Z, N) - \Delta M(Z, N-1) - \Delta M(Z-2, N) + \Delta M(N-1, Z-2) \} \quad (1.4)$$

Par cette double différence de masse, cette formule soustrait en premier les champs moyen des noyaux ayant deux nucléons de différence (et annule donc toute contribution de champ moyen), puis, par une deuxième différence, extrait l'interaction entre les derniers protons et neutrons (p-n); le coefficient servant à normaliser cette interaction p-n entre 1 proton et 1 neutron.

L'évolution du $\delta V_{np}(Z, N)$ en fonction du numéro atomique des noyaux est présentée sur la Figure 1.5 pour les noyaux dont les 4 masses nécessaires à sa détermination sont connues (et extraites de la Table de G. Audi et al. [97Aud]). En haut à gauche de la figure sont représentés les δV_{np} pour tous les noyaux pair-pair (en particulier, les $\delta V_{np}(N=Z)$ sont reliés), en haut à droite la même chose pour les δV_{np} pour les (Z, N) impair-impair et les δV_{np} pour les impair-pair et pair-impair confondus en bas.

La majorité des points suivent une tendance générale avec une évolution lente de -1 MeV environ pour les Z faibles à -500 keV pour $Z=100$. En revanche, une structure se détache pour les noyaux $N=Z$ (pair-pair et impair-impair) pour lesquels l'interaction entre le dernier proton et le dernier neutron est fortement accentuée en valeur absolue de -7 MeV pour les noyaux légers à -1.5 MeV pour les derniers δV_{np} connus, autour de $Z=30$ pour les pair-pair et impair-impair. La même tendance se profile dans les noyaux pair-impair et impair-pair, correspondant à $N=Z \pm 1$.

Cet effet particulier pour les noyaux à $N=Z$ s'atténue quand le numéro atomique augmente.

Cette interaction est directement accessible à partir des masses expérimentales des noyaux et ne fait appel à aucune formule de masse, de ce fait elle constitue donc un élément direct d'étude de la singularité de masse à $N=Z$.

1.2.2 Interprétations qualitatives de l'effet $N=Z$

Beaucoup d'études ont été entreprises auprès de ces noyaux riches en protons proches de la ligne $N=Z$ pour comprendre si une telle anomalie pouvait être rattachée à un appariement proton-neutron, dont on s'attend à ce qu'il prenne effectivement de l'ampleur pour ces noyaux par rapport à l'appariement de nucléons identiques.

L'interaction forte est indépendante de la charge du nucléon, c'est pourquoi le formalisme d'isospin T a été introduit en Physique Nucléaire. L'isospin T est identique pour un proton et un neutron et vaut $1/2$, en revanche sa projection sur un axe z pris comme référence par convention diffère avec la nature du nucléon: t_z vaut $+1/2$ pour un proton et $-1/2$ pour un neutron. Sont alors différenciés les types d'appariement par le couplage en isospin de deux nucléons, d'isospins individuels t_1 et t_2 . Le couplage des deux donne un isospin total $|t_1 - t_2| < T < t_1 + t_2$ avec une projection $T_z = t_{z1} + t_{z2}$ comprise entre $-T$ et T par pas de 1.

Il en résulte les différents types d'appariement:

$$\begin{array}{l} \text{Isoscalaire } T=0 \text{ avec } T_z = 0 \text{ (couplage neutron-proton)} \\ \text{Isovectoriel } T=1 \text{ avec } \begin{cases} T_z = 0 \text{ (couplage neutron-proton)} \\ T_z = 1 \text{ (couplage proton-proton)} \\ T_z = -1 \text{ (couplage neutron-neutron)} \end{cases} \end{array}$$

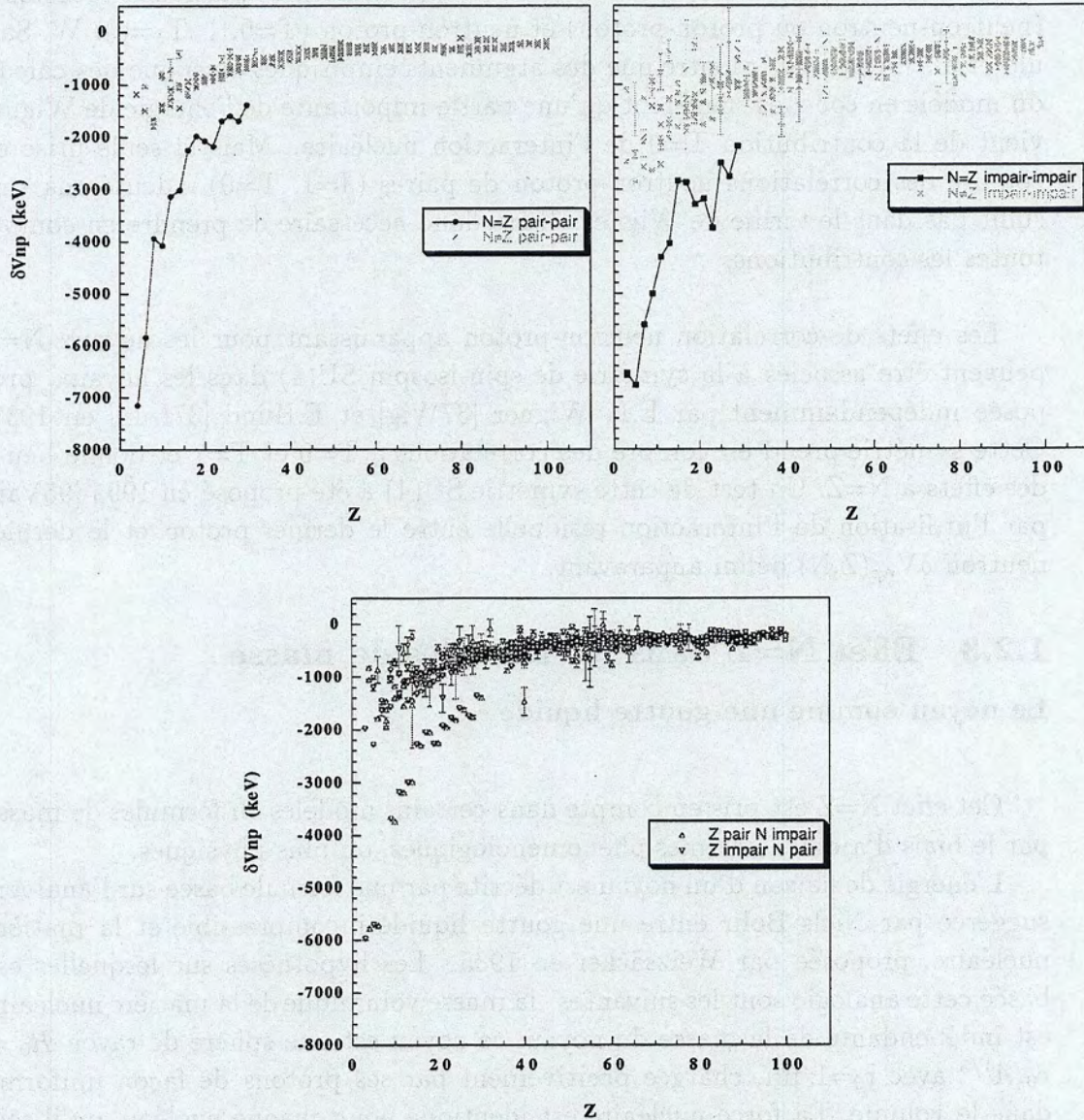


Figure 1.5: Evolution de l'interaction résiduelle entre le dernier proton et le dernier neutron $\delta V_{np}(Z, N)$ définie par Zhang et al. [89Zha] en fonction de Z , représentée pour les noyaux pair-pair (pour $N \neq Z$ et reliés pour $N=Z$) en haut à gauche, pour les noyaux impair-impair (même remarque) en haut à droite, ainsi que pour les noyaux pair-impair et impair-pair en bas.

Les opportunités expérimentales ont permis d'explorer les systèmes au voisinage de la ligne $N=Z$ qui ont beaucoup de paires neutron-proton de valence et de montrer les compétitions entre les canaux d'appariement de particules identiques (neutron-neutron ou proton-proton) et neutron-proton ($T=0, 1, T_z=0$). W. Satula et al. [97Sat] ont montré que des arguments empiriques ainsi que des calculs du modèle en couches suggèrent qu'une partie importante de l'énergie de Wigner vient de la contribution $T=0$ de l'interaction nucléaire. Mais la seule prise en compte des corrélations neutron-proton de paires ($J=1, T=0$) - deutérons - ne suffit pas dans le terme de Wigner. Il est donc nécessaire de prendre en compte toutes les contributions.

Les effets de corrélation neutron-proton apparaissant pour les noyaux $N=Z$ peuvent être associés à la symétrie de spin-isospin $SU(4)$ dans les noyaux, proposée indépendamment par E.P. Wigner [37Wig] et F.Hund [37Hun] en 1937. Cette symétrie prend en compte des corrélations à $T=0$ et $T=1$ et donne lieu à des effets à $N=Z$. Un test de cette symétrie $SU(4)$ a été proposé en 1995 [95Van] par l'utilisation de l'interaction résiduelle entre le dernier proton et le dernier neutron $\delta V_{np}(Z,N)$ défini auparavant.

1.2.3 Effet $N=Z$ dans les modèles de masse

Le noyau comme une goutte liquide

Cet effet $N=Z$ est pris en compte dans certains modèles ou formules de masse par le biais d'ajout de termes phénoménologiques, ou plus physiques.

L'énergie de liaison d'un noyau est décrite par une formule basée sur l'analogie suggérée par Niels Bohr entre une goutte liquide incompressible et la matière nucléaire, proposée par Weizsäcker en 1935. Les hypothèses sur lesquelles est basée cette analogie sont les suivantes: la masse volumique de la matière nucléaire est indépendante de la masse du noyau; ce noyau est une sphère de rayon $R_0 = r_0 \cdot A^{1/3}$ avec $r_0=1$ fm, chargée positivement par ses protons de façon uniforme dans le volume. La force nucléaire est identique pour chaque nucléon, qu'il soit proton ou neutron et à court rayon d'action.

La formule de Weizsäcker se décompose alors en plusieurs termes:

- une énergie de liaison en volume proportionnelle au volume du noyau, donc à A ;
- cette énergie est diminuée par le fait que les nucléons les plus externes du noyau sont moins liés que ceux au coeur du noyau, due à la courte portée de la force, donc un terme d'énergie de surface (proportionnel à l'aire du noyau donc à $A^{2/3}$) est employé avec un signe opposé au précédent;

- l'énergie coulombienne, de répulsion des protons dans le noyau est ajoutée, qui diminue la cohésion du noyau: elle correspond à l'énergie électrostatique d'une sphère uniformément chargée de rayon R_0 et de charge Ze et se présente en $Z^2/A^{1/3}$;
- une énergie de symétrie rend compte du fait que la stabilité favorise les noyaux possédant autant de protons que de neutrons. Toute asymétrie entre le nombre de protons et le nombre de neutrons ($|N - Z| > 0$) engendre une diminution de l'énergie de liaison. Sa valeur a été trouvée de manière empirique mais reflète un effet purement quantique consistant à comparer la différence d'énergie de liaison entre un noyau (N, Z) avec $N > Z$ et son isobare $N=Z$, lorsque les nucléons sont placés à des niveaux d'énergie définis (comme une particule dans une boîte), à raison d'un nucléon par niveau d'après le principe d'exclusion de Pauli; son expression est de la forme $(N - Z)^2/A$;
- étant donné que les noyaux contenant un nombre pair de protons et de neutrons sont les plus stables, une énergie d'appariement a été ajoutée pour refléter cet effet: il contribue positivement à la cohésion pour les noyaux pair-pair, négativement dans le cas des noyaux impair-impair et n'introduit aucun effet supplémentaire pour les noyaux pair-impair.

Elle se présente donc sous la forme donnée dans l'équation (1.5).

$$\begin{aligned}
 B_L(Z, N) = & a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_a \frac{(N - Z)^2}{A} \\
 & + \begin{cases} +a_p A^{-3/4} & (\text{noyau pair-pair}) \\ 0 & (\text{noyau pair-impair}) \\ -a_p A^{-3/4} & (\text{noyau impair-impair}) \end{cases} \quad (1.5)
 \end{aligned}$$

La détermination des coefficients a_v , a_s , a_c , a_a et a_p se fait à partir de tous les noyaux dont la masse est connue. Cette formule de masse représente assez bien qualitativement l'énergie de liaison des noyaux. En revanche, elle ne tient pas compte des effets de couches qui apparaissent pour les noyaux dits "magiques" qui sont plus liés que leurs voisins avec quelques nucléons de différence.

Egalement, la formule de Weizsäcker, sous cette forme, ne tient pas compte des effets de corrélation d'appariement qui apparaissent pour les noyaux $N=Z$. En effet, les noyaux $N=Z$ possèdent une cohésion beaucoup plus forte que les noyaux isobares avec un nombre de protons et de neutrons différents, lorsqu'on enlève la contribution coulombienne, mais cet effet tend à s'atténuer lorsque la charge augmente. Un terme de Wigner phénoménologique de la forme $|N - Z|/A$ est alors utilisé pour rendre compte de cet effet $N=Z$; il est inversement proportionnel à la masse du noyau pour reproduire l'atténuation de cet effet lorsque A croît.

Approche macroscopique-microscopique des noyaux

De nombreux modèles sont basés sur cette analogie entre le noyau et une goutte liquide. Par exemple le modèle phénoménologique de Möller FRDM (Finite-Range Droplet Model), ([88Molb] et [95Mol]) de Möller et Nix FRLDM (Finite-Range Liquid Drop Model), [95Mol] ou encore le modèle unifié macroscopique-microscopique [88Mola].

Ils font donc intervenir des termes de la formule de Weizsäcker avec des coefficients ajustés sur l'ensemble des noyaux dont la masse est connue. Pour reproduire les effets de structure, une composante microscopique est ajoutée, et les effets $N=Z$ sont pris en compte par un terme de Wigner $|N - Z|/A$.

Ces modèles restent phénoménologiques et cherchent à décrire globalement les masses nucléaires. Ils sont d'ailleurs utilisés dans des calculs astrophysiques qui nécessitent des prédictions de masses, ce point sera traité dans la partie 1.3.

Facteur de promiscuité nucléonique P

Egalement des schémas de corrélation de nucléons de valence sont utilisés pour prédire les masses inconnues. Cette approche est basée sur la corrélation de la composante microscopique de la masse (déterminé par la structure nucléaire) avec le nombre moyen d'interactions proton-neutron donné par le paramètre $P = \frac{N_p N_n}{N_p + N_n}$ [85Cas], N_p et N_n étant les nombres de particules (protons et neutrons) ou trous de valence. Le produit $N_p \cdot N_n$ rend compte de la déformation du noyau due aux interactions entre les nucléons de valence. La Composante de Structure Semi-empirique des masses nucléaires (SEM) est obtenue à partir des valeurs connues expérimentalement par soustraction de la composante macroscopique qui décrit les propriétés nucléaires générales (FRDM). SEM est ensuite ajusté quadratiquement en fonction de P sur les valeurs expérimentales, dans la région de $N > 28$ et $Z < 50$ par exemple. Une interpolation des composantes microscopiques de masse sur des noyaux inconnus est alors effectuée [96Apr]. Il ne prend pas en compte l'effet $N=Z$, mais le comportement global de la partie microscopique du noyau selon l'évolution du nombre de nucléons de valence dans la couche considérée. Cette approche est également utilisée dans les modélisations astrophysiques.

Approche microscopique

La formule de masse ETFSI-1 de Pearson, Y. Aboussir et al. [92Abo] [95Abo] (Extended Thomas Fermi with Strutinsky-Integral) donne une description des tendances moyennes des propriétés nucléaires statiques. Elle utilise les forces effectives nucléaires. Elle permet un lien avec la théorie de Hartree-Fock et des modèles phénoménologiques comme le modèle de la goutte liquide. Ce modèle ne reproduit pas bien l'effet $N=Z$ car aucun terme de type Wigner n'a été ajouté.

Son traitement, plus microscopique que les formules de masses précédentes, est motivé par la demande de prédictions de masses utiles pour la modélisation du processus astrophysique de capture de neutrons, le processus r , qui permet la formation de noyaux très riches en neutrons.

Symétrie de Spin-Isospin $SU(4)$ dans les noyaux $N=Z$

Une autre approche a été lancée, à partir de l'énergie de liaison de Weizsäcker pour comprendre l'interaction neutron-proton, faisant appel aux symétries existant dans le noyau. Nous nous étendrons davantage sur cet aspect qui prend en compte la structure en couches du noyau et ses propriétés intrinsèques.

Un terme dans la formule de Weizsäcker a alors été proposé par P. Van Isacker et al. [97Van] pour décrire l'influence de cette symétrie $SU(4)$: il s'agit d'utiliser une valeur propre de l'opérateur Casimir de $SU(4)$ $g(\lambda\mu\nu)$ comme terme de Wigner. Les valeurs $(\lambda\mu\nu)$ sont obtenues en déterminant la représentation $SU(4)$ favorisée et ne dépendent que de l'isospin $T = |N - Z|/2$ du noyau dans son état fondamental et le fait que le noyau soit pair ou impair. De plus, pour tenir compte de la diminution de cet effet avec la masse, une dépendance en A est proposée à la puissance γ_w pris comme paramètre.

L'énergie de liaison d'un noyau avec N neutrons et Z protons s'exprime alors selon la formule (1.6).

$$B_L(Z, N) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_a \frac{(N - Z)^2}{A} + \begin{cases} +a_p A^{-3/4} & \text{(noyau pair-pair)} \\ 0 & \text{(noyau pair-impair)} \\ -a_p A^{-3/4} & \text{(noyau impair-impair)} \end{cases} + a_w \frac{g(\lambda\mu\nu)}{A^{\gamma_w}} \quad (1.6)$$

La comparaison entre la formule de Weizsäcker initiale, celle avec un terme de Wigner classique $a'_w \frac{|N-Z|}{A}$ (a'_w étant pris comme paramètre), celle avec une composante $SU(4)$ et sans dépendance en A ($\gamma_w = 0$, $a_w \neq 0$) puis celle avec la composante $SU(4)$ et une dépendance en A ($\gamma_w \neq 0$, $a_w \neq 0$) a été effectuée. La formule de masse contenant une contribution $SU(4)$ donne une déviation *rms* (par rapport aux masses expérimentalement connues et repertoriées dans la Table de

G. Audi et al. [93Aud]) plus faible que les autres et la dépendance en A (avec un coefficient γ_w positif de l'ordre de 0.5) apparaît nécessaire lorsque l'on considère une large gamme en masse de noyaux [97Van].

D'autre part, il est montré que le terme $SU(4)$ s'avère remplacer le terme d'appariement de la formule usuelle de Weizsäcker, car la déviation *rms* est meilleure en enlevant ce terme d'appariement ($a_p = 0$) au profit du terme $SU(4)$. Ce qui se comprend puisque la symétrie tient compte de toutes les composantes d'appariement.

Cependant, bien que preuve soit faite de l'intérêt de prendre en compte la symétrie $SU(4)$ dans l'appariement des noyaux, d'autres effets sont à considérer pour obtenir une formule de masse encore plus précise, tels les corrections de couches ou les effets de déformation. De plus, la diminution de l'effet $N=Z$ quand la masse augmente, prouvant une brisure de la symétrie, doit être étudiée.

En conclusion, ces modèles ont pour but de décrire globalement l'énergie de liaison du noyau. Ils essaient dans l'ensemble de tenir compte des effets de second ordre, par des corrections de couches ou des ajouts purement phénoménologiques d'un terme de Wigner. Expérimentalement, la masse des noyaux n'est pas connue pour les noyaux $N=Z > 32$ dans le cas les noyaux pair-pair (hormis pour $Z=36$ et 50) et pour $N=Z > 31$ dans le cas les noyaux impair-impair (hormis celle du ${}^{74}\text{Rb}$). Les prédictions de différents modèles pour les noyaux $N=Z$ inconnus (${}^{80}\text{Zr}$, ${}^{76}\text{Sr}$ et ${}^{68}\text{Se}$) sont présentés dans le Tableau 1.1, avec également les extrapolations effectuées par G. Audi et al. [97Aud]. On peut noter la divergence de prédictions, allant jusqu'à 1 MeV d'écart entre elles sur les excès de masse des noyaux $N=Z$ avec une surestimation excédant 1.5 MeV pour ETFSI-1 et le modèle de Promiscuité qui ne prennent pas directement en compte l'effet $N=Z$.

Modèle	$\Delta M({}^{80}\text{Zr})$ (MeV)	$\Delta M({}^{76}\text{Sr})$ (MeV)	$\Delta M({}^{68}\text{Se})$ (MeV)
Modèle macro-micro. unifié(88) [88Mola]	-54.07	-54.04	-53.66
FRDM(88) [88Molb]	-54.27	-54.22	-53.81
FRDM (95)[95Mol]	-54.84	-54.97	-53.55
FRLDM (95)[95Mol]	-54.85	-54.96	-53.56
Modèle Promiscuité [96Apr] [00Apr]	-52.70	-53.03	-52.93
ETFSI-1[95Abo]	-52.50	-52.80	-51.40
$SU(4)$ [97Van]	-52.32	-52.70	-51.90
Audi (97)[97Aud]	-55.38	-54.39	-54.15

Tableau 1.1: Prédictions des excès de masse des noyaux $N=Z$ ${}^{80}\text{Zr}$, ${}^{76}\text{Sr}$ et ${}^{68}\text{Se}$.

1.2.4 Persistance de la symétrie SU(4) dans la couche fp

L'interaction résiduelle entre le dernier proton et le dernier neutron aurait tendance à s'atténuer si l'on regarde son évolution en fonction du numéro atomique du noyau sur la Figure 1.5. On peut penser qu'il s'annulera progressivement avec la masse.

La forme générale de l'énergie de liaison prédite par SU(4), c'est-à-dire une combinaison linéaire de la valeur propre du Casimir de SU(4), insérée dans la formule du $\delta V_{np}(N,Z)$ donne celui-ci 5 fois plus élevé pour les noyaux $N=Z$ pair-pair et impair-impair que les noyaux $N \neq Z$ [95Van], avec l'hypothèse que la symétrie SU(4) n'est pas brisée. On trouve également le même résultat pour les noyaux (Z impair, $N=Z+1$) en comparaison avec ceux $N > Z+1$ et $N < Z+1$.

On obtient alors une estimation du $\delta V_{np}(N=Z)$ par SU(4) à partir des $\delta V_{np}(N \neq Z)$ connus: soit environ -2 MeV pour $N=Z=40$. Cet effet sera surestimé si SU(4) est brisée dans la région.

L'atténuation apparente de l'effet $N=Z$ avec la masse est le reflet de l'importance croissante de l'interaction coulombienne pour les systèmes de plus en plus riches en protons mais aussi du rôle du terme spin-orbite dans le potentiel du champ moyen nucléaire qui n'est pas pris en compte dans la symétrie SU(4) [95Van]. Une étude de P. Vogel et W.E. Ormand [93Vog] a montré que cette brisure de symétrie semble prendre effet dans la couche sd et ils sont assez pessimistes quant au rétablissement de la symétrie dans la couche fp .

Cependant, il semble important de pouvoir étudier cette symétrie pour les noyaux de la couche fp , à la fois en début de couche et en milieu de couche pour tester la validité SU(4) et donc la brisure de cette symétrie.

Une manière de traiter les noyaux plus lourds est d'envisager une symétrie pseudo-SU(4). L'hypothèse consiste à traiter la couche fp ($2p_{1/2}$, $2p_{3/2}$ et $1f_{5/2}$ en couche *pseudo-sd* ($1d_{3/2}$, $1d_{5/2}$ et $2s_{1/2}$ sur la Figure 1.2), notée \tilde{sd} [99Van].

Cela consiste en la définition d'un nouvel Hamiltonien obtenu par une transformation unitaire de l'Hamiltonien du modèles en couches avec une pseudo-interaction spin-orbite beaucoup plus faible. Le traitement des noyaux de la couche fp donne la même conclusion point de vue prédiction de masse que celle obtenue précédemment pour la symétrie SU(4): les noyaux $N=Z$ auront un δV_{np} 5 fois plus grand que les noyaux $N \neq Z$.

Afin de tester les résultats de ces différentes approches pour les noyaux de la couche fp et notamment la forte valeur prédite pour le $\delta V_{np}(N=Z=40)$ par l'approche SU(4), des mesures de masses sont nécessaires. Les masses utiles dans le calcul de cette interaction résiduelle entre le dernier proton et le dernier neutron

pour $N=Z$ pair au-delà de $Z=32$ sont présentées dans le Tableau 1.2.

$\delta V_{np}(N=Z=34)$:	$m(^{68}_{34}\text{Se})$ <i>inconnue</i>	$m(^{66}_{34}\text{Se})$ <i>inconnue</i>	$m(^{66}_{32}\text{Ge})$ connue	$m(^{64}_{32}\text{Ge})$ connue
$\delta V_{np}(N=Z=36)$:	$m(^{72}_{36}\text{Kr})$ connue	$m(^{70}_{36}\text{Kr})$ <i>inconnue</i>	$m(^{70}_{34}\text{Se})$ connue	$m(^{68}_{34}\text{Se})$ <i>inconnue</i>
$\delta V_{np}(N=Z=38)$:	$m(^{76}_{38}\text{Sr})$ <i>inconnue</i>	$m(^{74}_{38}\text{Sr})$ <i>inconnue</i>	$m(^{74}_{36}\text{Kr})$ connue	$m(^{72}_{36}\text{Kr})$ connue
$\delta V_{np}(N=Z=40)$:	$m(^{80}_{40}\text{Zr})$ <i>inconnue</i>	$m(^{78}_{40}\text{Zr})$ <i>inconnue</i>	$m(^{78}_{38}\text{Sr})$ connue	$m(^{76}_{38}\text{Sr})$ <i>inconnue</i>

Tableau 1.2: Masses nécessaires à la détermination du δV_{np} pour $N=Z=34, 36, 38$ et 40 et indication si celles-ci sont connues ou non.

Par manque de données expérimentales sur les masses, l'effet $N=Z$ par la détermination du δV_{np} n'est pas possible au-delà du Germanium ($Z=32$) pour les noyaux pair-pair et du Gallium ($Z=31$) pour les noyaux impair-impair. La détermination du δV_{np} le long de la ligne $N=Z$, par l'intermédiaire des mesures des masses des noyaux de la couche *fp* permettra l'étude de la corrélation neutron-proton et de valider ou non la brisure de la symétrie $SU(4)$ dans cette région de noyaux au-delà de la couche *sd*.

1.3 Astrophysique nucléaire

L'étude de noyaux de masse intermédiaire le long de la ligne $N=Z$ présente également un intérêt en astrophysique nucléaire, dans la modélisation du processus de capture rapide de protons, le processus rp , introduit en 1981 par R.K. Wallace et S.E. Woosley [81Wal] pour les plus légers, puis son extension au-delà du ^{56}Ni a été montrée par L. Van Wormer et al. [94Wor].

1.3.1 Description du processus rp

La génération d'énergie et la nucléosynthèse de combustion explosive d'hydrogène sont caractérisées par

- des cycles CNO chauds ("hot CNO") à relativement basses températures ($T < 3 \cdot 10^8$ K);
- le processus rp à très hautes températures ($T > 3 \cdot 10^8$ K).

Des études systématiques de flux de réaction et d'échelles en temps associés au processus rp ont montré qu'à des conditions extrêmes de température et de pression ($T > 8 \cdot 10^8$ K et $\rho > 10^4$ g.cm $^{-3}$), le chemin de la réaction à travers la carte des noyaux peut s'étendre au-delà du ^{56}Ni , noyau doublement magique qui fut auparavant supposé être le point d'arrêt du processus selon l'échelle en temps du phénomène explosif. Des sites possibles du processus rp sont les Sursauts X (*XRay Bursts*). Il s'agit d'un système binaire composé d'une étoile géante, qui, par accréation de matière sur une étoile à neutrons, provoquerait des conditions de transport et de combustion de matière adéquates pour l'initiation d'un tel processus. L'échelle en temps de ce processus est de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de secondes. C'est dans le cadre de ces Sursauts X que des résultats de calculs seront présentés par la suite.

Les calculs de nucléosynthèse s'attachent donc à suivre l'évolution des abondances nucléaires et la génération d'énergie en fonction de l'évolution temporelle du phénomène. La modélisation du processus rp effectuée par M. Wiescher, H. Schatz et al. [98Sch] consiste globalement à décrire les compétitions énergétique et temporelle entre les réactions de capture de protons (ou d'alphas) et les désintégrations possibles (β^+ , α , p) des éléments des plus légers aux plus lourds, sous des conditions de température et de densité données.

Le processus rp se fraye un chemin dans la carte des noyaux le long de la ligne $N=Z$ donc proche de la ligne de stabilité pour les légers, puis proche de la *proton drip line* pour les plus lourds, consécutivement aux captures de proton(s) un peu plus favorisées que les désintégrations β^+ ou α . Ce chemin du processus rp suivi par le flux de réaction correspondant à la dernière phase d'un Sursaut X est représenté sur la Figure 1.6. La formule de masse utilisée dans ce calcul est FRDM [95Mol].

Les points d'accumulation, appelés *waiting points*, jouent donc un rôle particulièrement important dans les calculs de flux de réaction et d'abondance puisqu'il s'agit de noyaux dont la capture d'un ou plusieurs protons est interdite (ou du moins très peu probable) et émetteurs β^+ (100%) de très longue période (de l'ordre de 10 à 100 secondes, correspondant à l'échelle en temps du phénomène explosif considéré). La seule issue du processus rp arrivé à un tel noyau est d'attendre sa désintégration, ce qui engendre un phénomène de surabondance de ce noyau pendant cette période, sauf si de brusques changements de température ou densité venaient à favoriser des voies de capture auxiliaires ($2p...$). On peut noter également que si le temps de vie de tels noyaux dépassait la gamme en temps permise, ils seraient alors non plus des points d'accumulation mais des points d'arrêt du processus ("ending points").

Qui plus est, une cascade de désintégrations β^+ venant d'un *waiting point* pourrait peupler les noyaux résultant, proches de la ligne de stabilité, mais de masse encore relativement lourde, appelés *noyaux p*. Cette interprétation de peuplement des *noyaux p* pourrait se justifier si les Sursauts X éjectent de la matière malgré la force gravitation qui est importante dans les étoiles à neutrons et dans le contexte où l'abondance observée des noyaux tels ^{74}Se , ^{78}Kr , ^{84}Sr , ^{92}Mo , ^{96}Ru , ^{98}Ru a sept ordres de magnitude de différence avec leur abondance solaire respective qui n'est pas expliquée par les scénarios du processus de capture (lente) de protons (processus p). Mais elle dépend évidemment de l'ensemble de la modélisation des Sursauts X et en particulier des différentes données sur les noyaux riches en protons, notamment pour la région de masse [65-80].

Cette modélisation nécessite de nombreuses données expérimentales de Physique Nucléaire:

- de structure: les masses (via les valeurs Q_p , Q_{2p} , Q_β et Q_α , respectivement bilan énergétique de capture d'un proton et de désintégration β et α) ainsi que les caractéristiques de désintégrations des noyaux en jeu (temps de vie, schémas de niveaux, rapports d'embranchement...);
- des taux de réactions de capture de proton(s)...

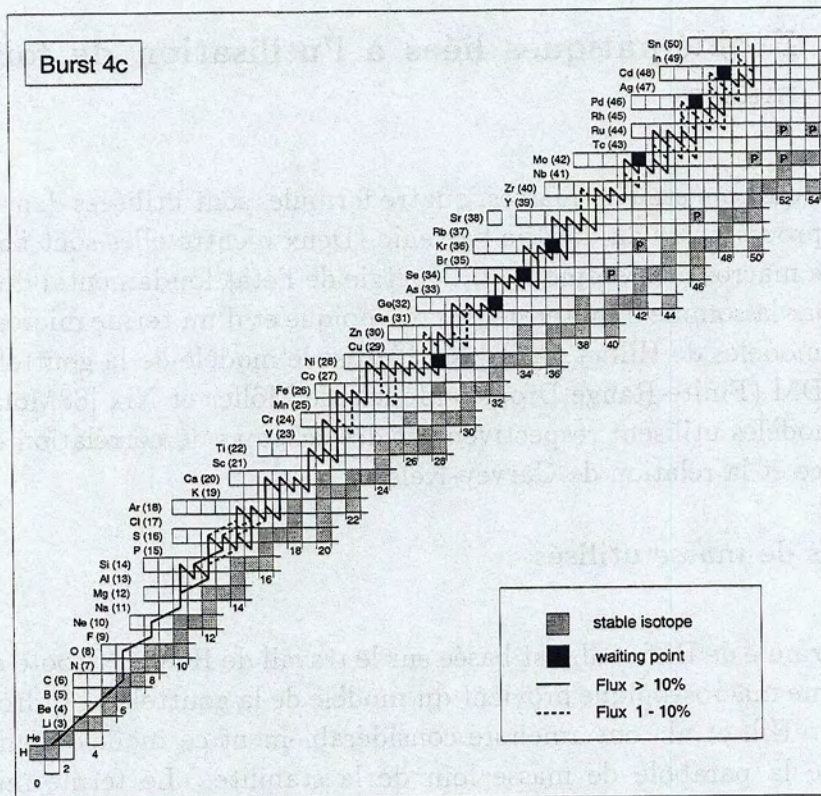


Figure 1.6: Chemin du processus rp pour les Sursauts X. En abscisse: le nombre de neutrons, en ordonnées: le nombre de protons. Source:[98Sch].

Dans la région de masse des noyaux riches en protons au-delà du ^{56}Ni , beaucoup de données expérimentales font défaut: des modèles nucléaires prédictifs sont alors utilisés, par exemple des formules de masses et de déformation, ainsi que des calculs de taux de réaction (de type Hauser-Feshback) et des taux de désintégration β (de type QRPA- Quasi-particule Random Phase Approximation- et modèle en couches) qui utilisent eux-même les modèles de masse.

En particulier, nous regarderons les problématiques liées à l'utilisation de modèles de masse dans cette région.

1.3.2 Problématiques liées à l'utilisation de formules de masse

En ce qui concerne les masses, quatre formules sont utilisées dans la modélisation du processus rp au-delà de l'arsenic. Deux d'entre elles sont basées sur une approche macro-microscopique où l'énergie de l'état fondamental d'un noyau est calculé par la somme d'un terme macroscopique et d'un terme microscopique. Ce sont les modèles de Hilf et al. depuis 1976 et le modèle de la gouttelette à bords finis FRDM (Finite-Range Droplet Model) de Möller et Nix [88Mola]. Les deux autres modèles utilisent respectivement des schémas de corrélation des nucléons de valence et la relation de Garvey-Kelson.

Modèles de masse utilisés

La formule de Hilf et al. est basée sur le travail de H. Von Groote et al. (1976) où le terme macroscopique provient du modèle de la gouttelette ("droplet model" [66Mye]). Hilf et al. ont amélioré considérablement ce modèle pour prédire les pentes de la parabole de masse loin de la stabilité. Le terme microscopique est basé sur des corrections de couches semi-empiriques, qui étaient construites à partir de densités de niveaux à particules indépendantes de Gross [76Hil]. Un code de calcul des taux de réaction utilisant ces prédictions de masse est également utilisé dans les calculs de nucléosynthèse, appelé HIL.

Le modèle de masse global FRDM de Möller et al. ([88Mola], [88Molb], [95Mol]) est également de type micro-macroscopique. Les calculs qui seront montrés dans cette partie proviennent de [95Mol]. Ils ont été discutés dans la partie 1.2.3. Ce modèle de masse FRDM sert de base pour des calculs des taux de réaction appelés FRDM1 et FRDM2.

Les schémas de corrélation de nucléons de valence $N_p N_n$ sont utilisés pour prédire les masses inconnues. Ce modèle a été décrit dans la partie 1.2.3.

La quatrième formule de masse est celle de Janěcke et Masson [88Jan], basée sur la relation de Garvey-Kelson qui permet la prédiction de masses par extrapolation à partir de masses connues dans la même région, ou de masses de noyaux miroirs.

La modélisation astrophysique du processus rp fait appel à de nombreux calculs de masses, déformations, calculs de taux (et temps) de désintégration, taux de réaction [98Sch]. Pour cela, il est important d'utiliser des modèles avec des approches unifiées, de type FRDM qui permet la prédiction des masses, des déformations et des taux de désintégration en association avec le code QRPA, ces deux codes étant consistants d'un point de vue description de la structure nucléaire. Le risque d'utiliser différents modèles dans un calcul plus global est d'occasionner des annulations d'effets de structure ou leur double prise en compte. C'est pourquoi dans la suite, seront préférentiellement utilisées les formules de masse FRDM et pour comparer leur résultats avec un second code, celui de Hilf et al. qui prédit des limites de la *proton drip line* plus exotiques que le premier.

Divergence des prédictions aux waiting points

Les prédictions de masses de ces modèles sont souvent très différentes, notamment lorsqu'on s'approche des limites d'existence des noyaux; en particulier pour les noyaux $N=Z$ qui interviennent dans la modélisation du processus rp . Il en résulte que les calculs de taux de réaction de capture et les taux de désintégration, calculés à l'aide de ces modèles lorsque les masses n'ont jamais été mesurées, diffèrent d'un modèle à l'autre: globalement les chemins du processus rp résultants sont différents. De plus, selon les bilans de masse obtenus pour la capture d'un proton (ou $2p$ ou (p, α)), certains noyaux sont prédits être des points d'accumulation du processus ou non. Les conséquences sont alors lourdes dans les calculs d'abondance de ces noyaux.

Pour les réactions (p, γ) , (p, α) , ou les décroissances β^+ et α pouvant jouer un rôle dans le processus rp , il est nécessaire de calculer les bilans énergétiques associés. Leurs formules sont les suivantes:

pour la capture d'un proton:

$$Q_p(Z) = \Delta M\left(\frac{A}{Z}X\right) + \Delta M_H - \Delta M\left(\frac{A+1}{Z+1}Y\right) \text{ avec } \Delta M_H = 7.288\,969 \text{ MeV} \quad (1.7)$$

pour la désintégration β^+ :

$$Q_\beta(Z) = \Delta M\left(\frac{A}{Z}X\right) - \Delta M\left(\frac{A}{Z-1}Y\right) - 2m_{e^-} \text{ avec } m_{e^-} = 0.511 \text{ MeV} \quad (1.8)$$

pour la désintégration α :

$$Q_\alpha(Z) = \Delta M\left(\frac{A}{Z}X\right) - \Delta M\left(\frac{A-4}{Z-2}Y\right) - \Delta M_\alpha \text{ avec } \Delta M_\alpha = 2.424911 \text{ MeV} \quad (1.9)$$

Si ces bilans sont positifs, alors la réaction concernée est autorisée, sinon interdite.

Le long de la ligne $N=Z$ dans la région $Z=[34,41]$, les décroissances β^+ sont favorisées d'après tous les modèles, ainsi que les captures d'un proton menant à un noyau $N=Z$. Concernant la décroissance alpha, elle n'est autorisée pour le ^{84}Mo que d'après le modèle FRDM, ce qui sera discuté plus tard.

Regardons maintenant les divergences de prédictions des captures de protons par les noyaux $N=Z$ supposés être des *waiting points* du processus rp , présentés sur la Figure 1.7.

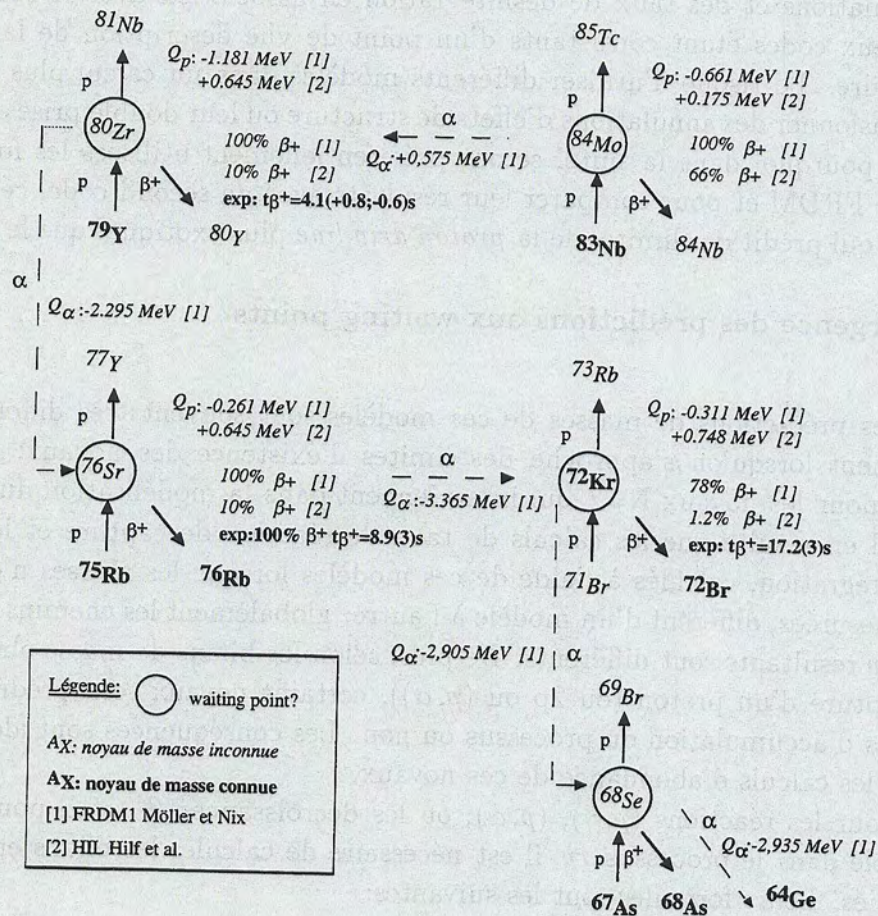


Figure 1.7: Divergence entre les prédictions des modèles de Möller et Nix (notées [1]) et de Hilf et al. (notées [2]) autour des waiting points ^{84}Mo , ^{80}Zr , ^{76}Sr et ^{68}Se .

La problématique de la détermination des *waiting points* se pose notamment pour les noyaux $N=Z$: ^{64}Ge , ^{68}Se , ^{72}Kr , ^{76}Sr , ^{80}Zr et ^{84}Mo qui sont susceptibles d'être sur le chemin du processus *rp* (cf. [98Sch]). Etudions les cas posés par les noyaux dont beaucoup de données manquent et où des valeurs estimées sont utilisées.

Ces noyaux possèdent pour la plupart des temps de vie β^+ de l'ordre de la seconde: 35.5(7) s pour le ^{68}Se , 17.2(3) s pour le ^{72}Kr , 8.9(3) s pour le ^{76}Sr , 4.1($^{+0.8}_{-0.6}$) s pour le ^{80}Zr déterminé expérimentalement récemment [99Res], et le temps de vie du ^{84}Mo est estimé à 1.2 s d'après le code FRDM1. Alors ils peuvent être des *waiting points* du processus *rp* si:

- leur rapport d'embranchement (de désintégration β^+ comparé aux autres modes de décroissance possibles) est élevé: alors leur principal mode de décroissance sera la désintégration β^+ , de long temps de vie;
- et leur capture de proton est énergétiquement interdite (Q_p très inférieure à 0).

La masse du ^{64}Ge est connue, mais même si le Q_p ne l'est pas (car la masse du ^{65}As ne l'est pas), les prédictions de FRDM et de Hilf et al. s'accordent pour prédire la capture de proton possible et la désintégration β^+ négligeable pour ce noyau.

Quant au noyau ^{68}Se , il n'est pas considéré comme un *waiting point* par le calcul utilisant le modèle de Hilf car le flux de réaction du processus *rp* passant par lui est de second ordre; d'autre part, sa valeur Q_p imposée dans les calculs est la valeur limite déduite de la non-observation du ^{69}Br notamment dans l'expérience [95Bla]. Par contre FRDM considère celui-ci lié.

Pour les autres noyaux, les désaccords entre les deux codes HIL et FRDM2 sont décrits sur la figure: pour le ^{80}Zr , les deux modèles HIL et FRDM2 prédisent respectivement 10 et 100% (idem pour le ^{76}Sr , mais ce rapport a été déterminé expérimentalement et vaut 100%), pour le ^{72}Kr , on a respectivement 1.2 et 78% et pour le ^{84}Mo 66 et 100%.

Mais de plus, pour ces noyaux, le modèle FRDM2 de Möller et Nix interdit la capture de proton car leur Q_p sont négatifs et valent -1.181 MeV pour ^{80}Zr , -0.261 MeV pour ^{76}Sr , -0.311 MeV pour ^{72}Kr et -0.661 MeV pour ^{84}Mo ; tandis que le modèle de Hilf et al. autorise la capture d'un proton pour ceux qui ont un Q_p positif (0.645 MeV pour ^{76}Sr , 0.748 MeV pour ^{72}Kr) et la considère moins favorisée quand Q_p est faiblement positif, ce qui est le cas pour le ^{80}Zr et le ^{84}Mo (leurs Q_p vaut 0.175 MeV). On voit nettement ici qu'une précision d'environ 50 keV sur les masses est nécessaire pour déterminer précisément si les captures de proton(s) sont autorisées ou interdites.

Les conséquences directes sont celles sur le calcul du chemin emprunté par le processus rp à travers ces noyaux, sous les conditions de sursaut X avec un flux de réaction calculé pour 1000 s avec $T=1.5$ GK et $\rho=10^6$ g.cm $^{-3}$ (cf. Figure 1.6):

- le ^{68}Se n'est pas considéré comme *waiting point* par Hilf et al. mais simplement comme un point de passage secondaire du processus; au contraire FRDM1 prédit que les voies de capture de 2 protons et de désintégration sont possibles;
- pour le ^{80}Zr , le modèle de Möller et Nix prédit la seule désintégration β comme chemin, tandis que le modèle de Hilf considère la capture de 2 protons comme chemin principal (car Q_p est prédit très faiblement positif), avec un léger flux de réaction secondaire pour la désintégration β ;
- pour le ^{76}Sr , seule la désintégration β est envisagée pour FRDM tandis que seule la capture d'un proton l'est pour Hilf et al.;
- pour le ^{72}Kr , la double capture de proton ainsi que la désintégration β sont permises par Möller et Nix; tandis que la capture d'un voire 2 protons le sont pour Hilf et al.;
- pour le ^{84}Mo , le premier modèle conduit à la désintégration β tandis que le second conduit à la fois à cette désintégration mais aussi à la capture d'un ou deux protons.

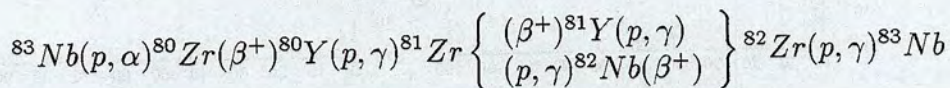
Les divergences entre ces modèles ne permettent pas de conclure réellement sur le caractère *waiting points* de ces noyaux sur les calculs. Des mesures sont alors nécessaires dans cette région pour éclaircir ce point. De plus, toute l'étude spectroscopique de ces noyaux est cruciale pour déterminer éventuelles autres voies de désintégration de ces noyaux en compétition avec la voie β^+ , mais également les autres captures (2p...). En particulier les masses de ces *waiting points* sont nécessaires, ainsi que celle de leurs noyaux proches afin d'accéder aux valeurs de Q_p et Q_{β^+} expérimentales.

Cycle Zr_Nb

Une autre conséquence importante est par exemple l'existence d'un cycle Zr_Nb prédite par les calculs de nucléosynthèse du processus rp dans des Sursauts X, avec des conditions de température de 2 GK et de densité de 10^6 g.cm $^{-3}$, utilisant le modèle FRDM pour les prédictions de masses et FRDM1 pour les calculs de taux de réaction. En effet, d'après ce dernier, les énergies de séparation alpha

sont faibles autour de $Z:[40-44]$ et $N=42$: le ^{84}Mo est alors prédit non lié par rapport à la désintégration par α , ce qui peut avoir des conséquences importantes sur le processus rp .

Comme le temps de vie alpha est très long ($\approx 10^{45}$ ans) par rapport à la décroissance β , cette énergie de séparation faible conduit à une augmentation du taux de réaction $^{83}\text{Nb}(p,\alpha)^{80}\text{Zr}$. Cela mène à l'existence d'un cycle Zr-Nb:



La validation de l'existence de ce cycle dépend crucialement de l'énergie de séparation alpha du ^{84}Mo , d'où l'importance des mesures de masses des noyaux ^{84}Mo et ^{80}Zr . Le temps de vie β du ^{84}Mo serait également d'intérêt, car s'il est court, la désintégration β^+ serait une voie d'échappement du cycle.

Les conséquences de cet éventuel cycle dépendront fortement de la température et de la densité de matière, ainsi que de l'échelle en temps du Sursaut X puisque le flux de réaction au-delà du ^{56}Ni et donc jusqu'à ces masses supérieures à 80 peut s'avérer alors très différent.

Le modèle de Hilf ne conduit pas du tout aux mêmes résultats puisque comme on l'a vu précédemment, les prédictions des masses (et des limites de la *proton drip line*) de ces deux modèles divergent.

Surabondance des noyaux p

Les trois bases de données FRDM1 FRDM2 et HIL de calculs de taux de réaction (utilisant les modèles de masses respectifs FRDM et celui de Hilf et al.) conduisent à des calculs de facteurs de surabondance pour les noyaux p ^{84}Sr , ^{92}Mo et ^{96}Ru de même ordre de grandeur.

Plus en détails, avec FRDM1, les noyaux *non-p* ^{72}Ge , ^{76}Se et ^{80}Kr provenant des décroissances des *waiting points* ^{72}Kr , ^{76}Sr et ^{80}Zr , ont des facteurs de surproduction comparables. Quand la densité de matière augmente, les captures $2p$ par les noyaux ^{72}Kr et ^{76}Sr deviennent favorisées et la surabondance ressemble plus au cas trouvé par calcul avec HIL: la production de ^{72}Ge et ^{76}Se est par conséquent réduite, mais celle des noyaux p ^{74}Se et ^{78}Kr est élevée.

Un autre point de différence entre ces modèles concerne le noyau s ^{80}Kr qui est produit en quantités différentes selon les modèles utilisés et les températures et densités considérées. Le progéniteur de ce noyau est le ^{80}Zr dont la capture de proton n'est pas favorisée d'après les modèles de masse (Q_p est négatif pour FRDM et trop faiblement positif pour Hilf et al.). La mesure des masses est donc particulièrement importante autour du ^{80}Zr pour vérifier ce point.

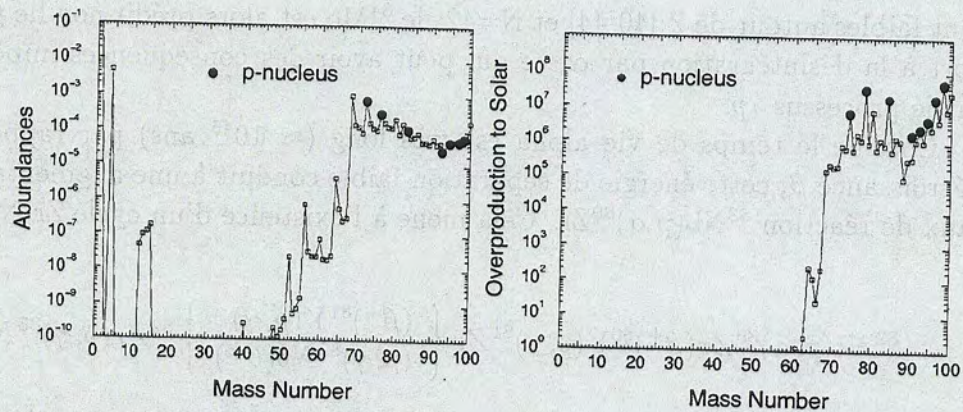


Figure 1.8: Abondance et surproduction (par rapport au système solaire) des noyaux en fonction de leur masse d'après des calculs astrophysiques effectués dans des conditions de Sursauts X, calculés à l'aide des codes FRDM1, FRDM2 et HIL. Source: [98Sch].

En conclusion, beaucoup de données expérimentales manquent dans la région des noyaux riches en protons au-delà de l'arsenic pour la modélisation du processus rp . En particulier l'étude des noyaux pouvant être des *waiting points* de ce processus est cruciale pour la validité des calculs de génération d'énergie et d'abondance des noyaux dans des sites tels les Sursauts X (*XRay Bursts*): c'est le cas des noyaux $N=Z$ ^{68}Se , ^{72}Kr , ^{76}Sr , ^{80}Zr et ^{84}Mo . On a vu que l'utilisation de modèles de masses différents conduisent à des chemins de ce processus très dissemblables, que seules des mesures expérimentales avec une excellente précision peuvent contraindre.

De plus, les masses (ou à défaut les modèles de masse) sont également utilisées dans les calculs de taux de réaction (et réactions inverses) et temps de vie β lorsqu'ils ne sont pas connus. En particulier, le choix de Q_β (prédit par plusieurs modèles de masse) influence fortement la prédiction de la période, ce qui est dû à la dépendance de la fonction de Fermi: la période du ^{80}Zr varie d'un facteur 5 sur toute la gamme de prédictions de masse. L'importance de mesurer expérimentalement les masses est donc décuplée dans ces calculs d'astrophysique nucléaire.

Chapitre 2

Méthode de mesure de masse avec un cyclotron

2.1 Introduction

Il existe plusieurs méthodes pour mesurer la masse des noyaux qui sont détaillées dans la référence [97Mit]. Parmi ces méthodes, plusieurs sont basées sur la mesure d'un temps de vol d'un ion sur une grande distance, après son accélération. La précision d'une telle méthode est évidemment directement liée à la longueur de la base de temps de vol. En outre dès que l'on s'intéresse aux noyaux exotiques, il n'existe généralement pas de réaction nucléaire permettant de produire le seul noyau d'intérêt. Il est donc nécessaire de recourir à des techniques permettant de séparer les différents noyaux en même temps que l'on mesure leur temps de vol et donc leur masse. C'est ce type de méthode qui a été largement mis à profit dans l'utilisation conjointe du Spectromètre à Perte d'Énergie du GANIL - SPEG - et d'une base de temps de vol de 80 mètres pour la mesure de la masse de noyaux ($20 < A < 50$). Dernièrement, une résolution intrinsèque d'environ $3 \cdot 10^{-4}$ a été atteinte [00Sar] pour des noyaux riches en neutrons de masses autour de $A=40$ produits par fragmentation du projectile. Toujours avec la même technique, pour des noyaux riches en protons de masse plus élevée, autour de $A=70$ produits également par fragmentation, la précision sur l'excès de masse était de 650 keV [98Cha].

Dans ce chapitre, nous décrirons plus particulièrement les grandes lignes d'une technique utilisant l'un des cyclotrons du GANIL comme spectromètre de masse de haute résolution associé à une grande base de temps de vol [94Aug]. Elle a déjà servi à mesurer la masse de ^{100}Sn [96Chab] et elle sera utilisée dans notre expérience pour mesurer la masse de noyaux exotiques dans la région de masse 68 à 80.

Dans cette approche, le faisceau primaire est délivré par le premier cyclotron du GANIL et par réaction avec une cible de production placée entre les deux cyclotrons, un faisceau secondaire "exotique" est produit que l'on injecte ensuite dans le deuxième cyclotron pour l'accélérer avant sa détection. Cela sous-entend que les noyaux exotiques recherchés seront produits par réaction de basse énergie (l'énergie de sortie de CSS1), c'est-à-dire par réaction de fusion-évaporation.

Cette méthode utilise le même principe que celle utilisant le spectromètre SPEG, mais avec une base de temps de vol de plusieurs kilomètres, correspondant au temps d'accélération d'un ion dans le deuxième cyclotron du GANIL. La précision de la méthode s'en trouve sensiblement augmentée, de l'ordre de quelques 10^{-6} , soit une précision sur l'excès de masse de l'ordre de 100 keV pour des noyaux $A=80$.

2.2 Méthode de temps de vol avec CSS2

Cette méthode est, précisons-le, une méthode spécifique au GANIL puisqu'elle utilise les propriétés particulières des cyclotrons du GANIL. Le dispositif accélérateur est composé d'une source de type ECR, puis d'un petit cyclotron compact appelé C0 qui injecte les ions dans le premier Cyclotron à Secteurs Séparés, appelé CSS1. Celui-ci délivre donc un faisceau d'ions à basse énergie (de l'ordre de 1 à 13 MeV/A).

En fonctionnement "classique", ces ions traversent une feuille d'épluchage afin de modifier leur état de charge avant de les injecter dans le deuxième cyclotron, appelé CSS2, pour les accélérer de nouveau avant d'être envoyés dans les salles d'expérience.

Dans notre cas, la technique consiste à accélérer un faisceau d'ions primaire dans CSS1 à quelques MeV par nucléon pour les faire interagir avec les noyaux d'une cible placée avant CSS2. Les noyaux résiduels, résultant d'une réaction de fusion-évaporation, sont alors injectés et accélérés dans CSS2 pour y être détectés. Le cyclotron étant composé de secteurs magnétiques et de cavités accélératrices à haute fréquence (HF), il se comporte comme un spectromètre de masse. Les noyaux parcourent à l'intérieur de celui-ci une longue distance de vol et, en fonction de leur différence de masse, ils acquièrent au cours de l'accélération une différence de temps (ou phase) entre eux, telle que l'on obtienne la relation basée sur la traditionnelle équation d'un cyclotron (2.1):

$$\frac{\delta t}{t} = \frac{\delta(m/q)}{m/q} \quad (2.1)$$

Les noyaux sont détectés à l'intérieur du cyclotron à l'aide d'un télescope composé de détecteurs siliciums, disposé sur une sonde radiale de CSS2 et servant à déterminer leur énergie et leur temps de vol. Le temps d'arrivée des ions dans le détecteur est mesuré par rapport à la HF du cyclotron.

Cette méthode présente donc les caractéristiques d'une méthode de temps de vol, avec une longue base de temps de vol à l'intérieur même du spectromètre. Elle permet de mesurer la masse de noyaux recherchés avec une grande précision, à partir des masses de noyaux connus accélérés simultanément dans CSS2. Elle est résumée sur la Figure 2.1.

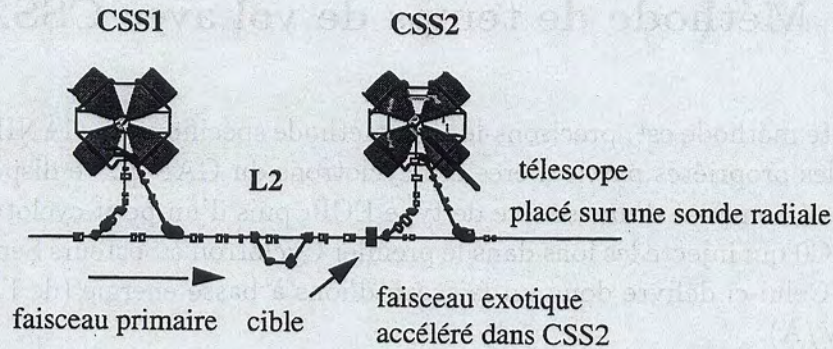


Figure 2.1: Schéma représentant la technique de mesure de masse avec CSS2 (GANIL). Le faisceau primaire est délivré par le cyclotron CSS1 puis il interagit avec une cible placée entre CSS1 et CSS2. Les noyaux exotiques produits sont injectés dans CSS2 pour y être accélérés. Leur détection se fait par l'interception des ions dans un télescope placé dans un secteur de CSS2. Ce détecteur mesure leur différence de temps de vol qui est directement reliée à leur différence relative de masse/charge.

Le couplage des cyclotrons impose des conditions particulières qui aura des répercussions importantes sur la détermination des cibles de production. Nous aborderons dans ce qui suit les détails de cette méthode, à savoir l'accélération des ions dans le cyclotron, utilisé comme spectromètre de masse, puis nous décrirons les problématiques de la méthode de temps de vol. Enfin, seront introduites les techniques d'identification des noyaux dans un tel dispositif.

2.3 Présentation détaillée de la méthode

2.3.1 Accélération des ions dans CSS2

Afin de comprendre l'accélération des noyaux dans le cyclotron et son rôle de spectromètre de masse, étudions plus précisément tout le dispositif d'accélération du GANIL.

Comme on l'a vu précédemment, le faisceau primaire est délivré par le dispositif suivant: une source de type ECR produit des ions multichargés, leur passage dans un petit cyclotron compact appelé CO les accélère à la vitesse d'injection du cyclotron CSS1. CSS1 comme CSS2 sont des Cyclotrons à Secteurs Séparés (CSS) composés de quatre secteurs magnétiques (secteurs A, B, C et D) et de deux cavités accélératrices de haute fréquence Nord et Sud (cavités HF) diamétralement opposées, comme on peut le voir sur la Figure 2.2 représentant

une vue du plan médian. Ils possèdent également des éléments d'injection et d'extraction magnétiques et électrostatiques ajustables pour conduire au mieux le faisceau. Les détails de la conduite d'un faisceau dans un cyclotron sont expliqués dans la référence [95Fer].

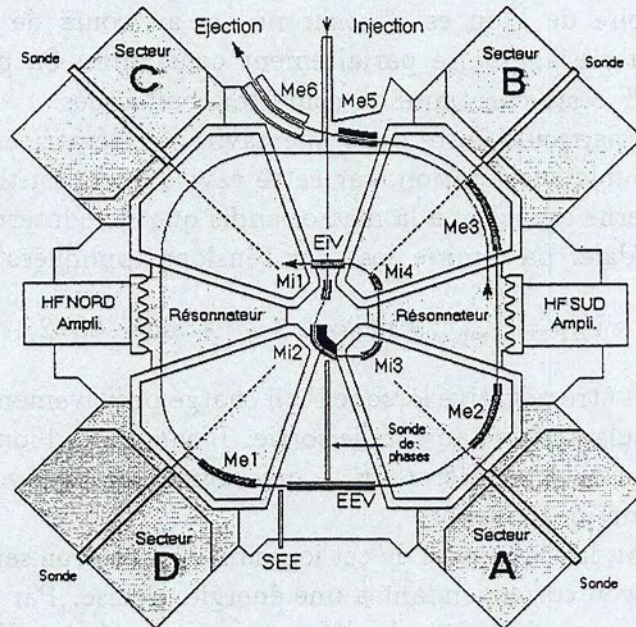


Figure 2.2: Schéma d'un CSS du GANIL. Détails des quatre secteurs magnétiques (A, B, C et D) avec leur sondes radiales et des deux cavités accélératrices de CSS2 (HF Nord et HF Sud). Sont représentés également les éléments magnétiques et électrostatiques d'injection: Mi1 à Mi4 et EiV et d'extraction: Me1 à 3, Me5 à 6 et EEV.

Le faisceau délivré par CSS1 réagit avec une cible, les noyaux résiduels produits forment un faisceau secondaire que l'on injecte dans CSS2.

Lorsqu'un ion de masse m , de charge q et de vitesse \vec{v} entre dans un secteur où règne un champ magnétique \vec{B} normal au plan médian, il subit la force de Lorentz:

$$\vec{F} = q \cdot \vec{v} \wedge \vec{B}$$

qui lui impose un mouvement circulaire uniforme, c'est-à-dire une trajectoire courbe d'accélération constante égale à $\frac{v^2}{\rho}$, de rayon de courbure ρ .

La relation fondamentale de la dynamique nous donne en module:

$$\frac{mv^2}{\rho} = qvB \quad (2.2)$$

d'où la vitesse angulaire de cet ion dans un cyclotron:

$$\omega_{\text{cyclo}} = \frac{v}{\rho} = \frac{qB}{m} = \frac{qB}{\gamma m_0} \quad (2.3)$$

où γ est le facteur relativiste et m_0 la masse au repos.

La trajectoire de l'ion est "isochrone" si au cours de son accélération, il garde cette vitesse angulaire parfaitement constante. Sa phase par rapport à la fréquence HF reste constante au cours tours effectués.

Lorsqu'une particule entre dans une cavité accélératrice, appelée "dee", elle y subit une double accélération, car cette cavité est constituée de deux "gaps": l'électrode externe est reliée à la masse tandis que celle interne est soumise à une tension sinusoïdale. La somme des deux tensions appliquées est:

$$V_{HF} = V_{max} \cdot [\sin(h\alpha/2 + \varphi) - \sin(-h\alpha/2 + \varphi)]$$

telle qu'elle doit être négative lorsque l'ion chargé positivement traverse le premier gap d'entrée, puis positive au gap de sortie. L'énergie de l'ion en est augmentée à la sortie de cet espace accélérateur, ce qui augmente son rayon de courbure dans le secteur magnétique suivant.

Globalement, la trajectoire de cet ion dans le cyclotron sera de forme spiralee, avec chaque rayon correspondant à une énergie précise. Par tour, l'ion de masse A et de charge q acquiert un gain d'énergie par nucléon ΔW d'expression:

$$\Delta W = 4 \cdot V_{max} \cdot \cos\varphi \cdot \sin\left(\frac{h\alpha}{2}\right) \cdot q/A \quad (2.4)$$

où:

- | | | |
|---|-----------|--|
| { | 4 | correspond au nombre de gaps traversés par tour
(2 gaps pour chacun des 2 secteurs); |
| | V_{max} | la tension dee maximale; |
| | φ | la phase de passage de la particule sur la médiatrice
des deux espaces appartenant à un même dee; |
| | h | le rang d'harmonique HF (valeur entière); |
| | α | l'angle d'ouverture d'un dee. |

L'ion sera accéléré de façon maximale s'il traverse la médiatrice du dee à la phase $\varphi = 0$, de sorte que le cosinus soit maximal, comme représenté sur la Figure 2.3.

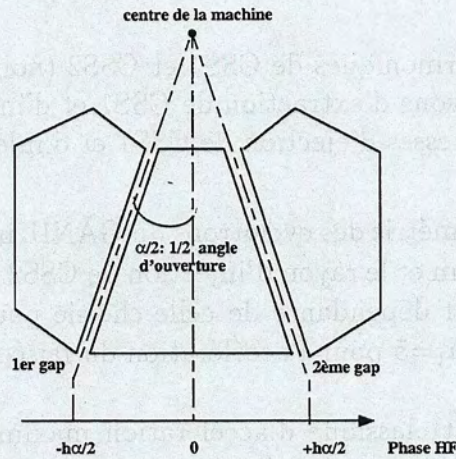


Figure 2.3: Détails d'une cavité accélératrice d'un CSS du GANIL avec deux "gaps" accélérateurs. La tension accélératrice est une fonction en cosinus de la phase, qui sera maximale si les ions traversent la médiane à phase nulle comme indiqué.

2.3.2 Couplage en fréquence des cyclotrons

Les ions ont une fréquence de révolution f_{cyclo} dans le cyclotron reliée à la vitesse angulaire ω_{cyclo} par la relation (2.5).

$$f_{cyclo} = \frac{\omega_{cyclo}}{2\pi} = \frac{v}{2\pi\rho} = \frac{f_{HF}}{h} \quad (2.5)$$

où h est l'harmonique du cyclotron et f_{HF} la radio-fréquence appliquée aux cavités accélératrices. Cela signifie que les cyclotrons délivrent un faisceau pulsé à cette fréquence HF. Par tour, on a h paquets d'ions espacés en temps d'une période HF.

Une des particularités des cyclotrons C0, CSS1 et CSS2 du GANIL est qu'ils sont couplés en fréquence tel que:

$$f_{HF0} = f_{HF1} = f_{HF2} \quad (2.6)$$

Ceci impose en particulier

$$\frac{h_2}{h_1} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{v_1}{v_2} \quad (2.7)$$

avec

$$\begin{cases} h_1, h_2 : & \text{harmoniques de CSS1 et CSS2 (nombres entiers);} \\ \rho_1, \rho_2 : & \text{rayons d'extraction de CSS1 et d'injection de CSS2;} \\ v_1, v_2 : & \text{vitesses d'éjection de CSS1 et d'injection dans CSS2.} \end{cases}$$

Par ailleurs, la géométrie des cyclotrons du GANIL impose le rayon d'extraction ρ_1 de CSS1 égal à 3.0 m et le rayon d'injection de CSS2 ρ_2 à 1.2 m. L'harmonique de CSS1 est purement dépendante de celle choisie pour C0 d'après le couplage en fréquence et vaut $h_1=5$ pour l'accélération du faisceau primaire dans CSS1.

En fonctionnement classique d'accélération maximale des ions *via* les deux cyclotrons, les vitesses v_2 et v_1 sont nécessairement égales et le faisceau issu de CSS1 traverse simplement une feuille mince appelée "stripper" pour augmenter son état de charge avant d'être accéléré dans CSS2. Alors $h_2 = 2$ d'après la relation (2.7).

Mais chacun des cyclotrons a la possibilité de fonctionner avec d'autres harmoniques, donc pour CSS2 en particulier, on a h_2 telles que:

$$v_2 = \frac{2}{h_2} \cdot v_1 \quad (2.8)$$

Dans la méthode de mesure de masse avec CSS2, les noyaux formés par réaction nucléaire entre le faisceau issu de CSS1 et la cible ont nécessairement une vitesse inférieure à celle des ions incidents ($v_2 < v_1$). La relation (2.8) montre que pour les accélérer dans CSS2, il faut utiliser une harmonique supérieure à 2.

Cependant, cette relation de couplage impose une contrainte très forte sur la vitesse d'injection des ions dans CSS2, car les harmoniques sont des quantités entières. On voit donc clairement le rôle de la cible qui servira à produire les noyaux d'une part, avec le bon état de charge q , mais aussi *avec la bonne vitesse d'injection de CSS2*.

2.3.3 CSS2 en tant que Spectromètre de Masse

Les noyaux seront donc injectés et accélérés dans CSS2 s'ils présentent un rapport A/q fixé et très précisément cette vitesse v_2 tels que la relation (2.8) et

$$B\rho_{CSS2} = \frac{m}{q} v_2 \quad (2.9)$$

soient respectées.

De plus, l'acceptance en masse/charge de CSS2 est telle que plusieurs noyaux proches seront accélérés simultanément s'ils satisfont à la relation:

$$\frac{\delta(m/q)}{m/q} \leq \text{quelques } 10^{-4}. \quad (2.10)$$

Si l'on considère deux ions de même charge, l'un de masse m et l'autre de masse proche $m + \delta m$ injectés avec la même vitesse d'injection et accélérés simultanément, ils satisfont donc aux relations (2.8), (2.9) et (2.10) précédentes. Au cours de leur accélération, ces ions vont se déphaser car leur vitesses angulaires sont différentes. Ce dernier va par conséquent être décalé en temps (déphasé) par rapport au premier et ceci à chaque tour: à la fin de l'accélération, ils seront séparés en temps (ou en phase). En ceci, le cyclotron se révèle être un excellent spectromètre de masse.

2.3.4 Méthode de temps de vol

A la fin de leur accélération dans CSS2, après un nombre de tours N_{tours} , ils vont acquérir un retard en temps de δt équivalent à un déphasage $\delta\varphi$ tel que leur différence relative en phase correspondra à leur différence relative en masse.

On aura alors, **pour un même nombre de tours effectués**, la relation fondamentale de cette méthode de mesure de masse par temps de vol:

$$\boxed{\frac{\delta t}{t} = \frac{\delta\varphi}{\varphi} = \frac{\delta(m/q)}{m/q}} \quad (2.11)$$

Pour un grand nombre de tours effectués, le temps de vol est grand et la différence en temps (ou en phase) entre les deux noyaux s'accroît: la séparation entre les noyaux sera optimale.

En conclusion, on s'aperçoit alors de l'intérêt majeur de cette méthode: si l'on accélère simultanément des noyaux de masses connues et inconnues, la détermination de leurs écarts en temps de vol (ou leur déphasage) permet d'accéder directement aux masses inconnues. En outre, la calibration des masses par des noyaux de référence accélérés simultanément n'introduit pas a priori d'erreur systématique dans la mesure. Il en résulte une détermination des masses avec une excellente précision.

Remarque: D'après l'équation (2.11), il est possible aussi de déterminer la masse d'un noyau inconnu par rapport à une masse de référence bien que les noyaux ne soient pas accélérés simultanément. Un saut en champ de $\frac{\delta B}{B}$ de façon à ramener la phase du noyau de masse inconnue sur la phase du noyau connu permet une détermination de la masse d'après $\frac{\delta(m/q)}{m/q} = \frac{\delta B}{B}$. Un exemple d'une telle procédure est donné dans la référence [96Chaa].

2.4 Réglage optimal de CSS2

Pour permettre d'accélérer ces noyaux exotiques, certains points de l'accélération sont particulièrement délicats et nécessitent un réglage optimum. Nous nous placerons ici dans le cas où plusieurs noyaux sont simultanément accélérés, il est alors nécessaire de pouvoir les séparer distinctement aussi bien en énergie qu'en temps pour pouvoir les identifier au rayon d'extraction et mesurer leur différence de temps de vol pour en déduire leur différence de masse.

2.4.1 Rôle du champ magnétique

De manière générale les réglages du cyclotron sont effectués de telle sorte qu'un ion de vitesse v , de masse m et de charge q (de référence) est isochrone. Alors sa vitesse angulaire est constante partout dans le cyclotron.

Or, comme on l'a vu, l'énergie de l'ion augmente à chaque tour, sa masse se verra augmentée d'après le principe de la relativité telle que $m = \gamma m_0$ (m_0 étant sa masse au repos et γ le facteur relativiste) ainsi, pour rester isochrone, le champ régnant dans le cyclotron devra satisfaire à la relation:

$$\omega_{\text{cyclo}} = \frac{qB}{m} = \frac{qB}{\gamma m_0} = \text{constante}$$

d'où

$$\frac{B}{\gamma} = \text{constante au cours de l'accélération}$$

Par conséquent, si à l'injection le champ magnétique vaut B_0 et l'ion a une vitesse $v_0 = \beta_0 \cdot c = c \cdot \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma_0^2}}$ (avec c la vitesse de la lumière), alors le champ magnétique B devra suivre la même loi de variation que le facteur relativiste γ au cours des rayons parcourus:

$$B = \frac{B_0}{\gamma_0} \gamma$$

Ces petites variations du champ global au cours des rayons sont réalisées en appliquant des petites bobines de correction appelées "trim coils".

Lorsque le réglage de l'isochronisme est correctement fait tout au long de la trajectoire de l'ion dans le cyclotron, il a une phase φ_0 à l'injection et la garde constante de tour en tour jusqu'à l'extraction. Un autre ion de masse $m + \delta m$ n'aura pas la même vitesse angulaire et va acquérir un déphasage croissant au cours des tours effectués, proportionnel à sa différence relative de masse/charge: sa phase n'étant pas constante il n'est pas isochrone.

2.4.2 Rôle de la phase à l'injection

Evidemment d'après l'équation (2.4), si l'on impose la phase à l'injection nulle alors le gain d'énergie sera maximal par tour ($\cos\varphi = 1$) et l'ion fera un nombre minimal de tours avant d'arriver à son énergie finale. Un autre ion, de masse $m + \delta m$ proche sera déphasé à chaque tour d'une faible quantité moyenne $\delta\varphi_{1tour}$; or son gain en énergie dépend de $\cos(\delta\varphi_{1tour})$, donc le déphasage entre les deux ions sera relativement faible à la fin de l'accélération. C'est ce qui est représenté schématiquement sur la Figure 2.4 a).

Remarque: Si un ion est parfaitement isochrone dans le cyclotron, les tours successifs interceptés par la sonde placée dans l'accélérateur seront bien distincts et on pourra compter le nombre de tours total effectués en explorant les différents rayons.

En revanche, ce réglage présente un inconvénient pour des masses relativement élevées ($A > 60$): étant donné que les différences relatives de masse entre isobares sont très faibles, à une acceptance de CSS2 donnée, de nombreux noyaux seront accélérés, leur déphasage $\delta\varphi$ sera très faible et il sera donc difficile de les séparer en fin d'accélération.

Il est alors préférable de les accélérer de façon moins parfaite, en effectuant un léger saut en champ par rapport au réglage isochrone et au besoin avec une phase d'injection non nulle. Celle-ci doit toujours rester inférieure à 90 degrés en fin d'accélération sinon ils seront décélérés, en effet, d'après la formule (2.4), si la phase d'un ion devient supérieure à 90 degrés, son gain en énergie sera nul puis décroissant, il n'arrivera pas au rayon final de détection.

Avec ce type de réglage, le gain d'énergie par tour sera moins grand et la différence d'accélération s'accroîtra pour deux masses m et $m + \delta m$, comme on peut le voir sur la Figure 2.4 b). Il en résulte un nombre de tours effectué par les ions différents à un même rayon: en sortie, la différence de phase sera alors plus grande et les noyaux seront mieux séparés. De plus, la résolution de la méthode sera meilleure si le temps de vol total est maximum d'après l'équation (2.11).

Nous n'avons pas tenu compte dans notre raisonnement de la dispersion en énergie et en phase des paquets d'ions qui entrent dans le cyclotron. Les noyaux exotiques étant produits dans une cible choisie épaisse (cf. paragraphe 2.7), cela implique que l'émittance à l'entrée de CSS2 sera grande. Des paquets d'ions A et B auront un élargissement en phase: il faudra choisir une phase d'injection telle que le déphasage entre ces deux paquets d'ions soit suffisant pour les séparer. Il faut donc faire un compromis entre un réglage isochrone associé à une phase nulle qui risquera de ne pas les séparer et un léger saut en champ associé à une phase non nulle.

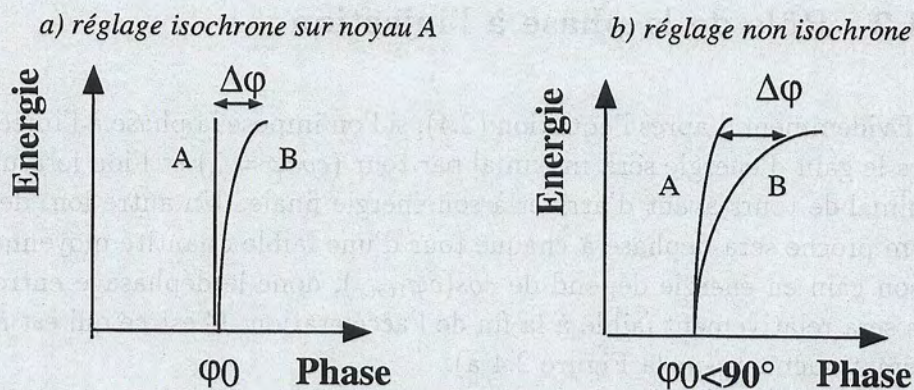


Figure 2.4: Schéma décrivant deux réglages de CSS2:

a) le réglage isochrone sur une particule A: sa phase reste constante (quelle que soit sa valeur initiale) en fonction de l'énergie (ou du rayon) et le déphasage avec le noyau B est faible;

b) le réglage rendu non isochrone par un léger saut en champ: la phase du noyau A précédemment isochrone n'est plus constante mais le déphasage entre les noyaux A et B est augmenté.

Ce réglage non isochrone, qui convient mieux aux noyaux de masses intermédiaires qui nous intéressent, permet une bonne séparation isobarique, mais engendre d'autres difficultés concernant la méthode de temps de vol. En effet, les noyaux pourront être déphasés entre eux au point de ne pas effectuer le même nombre de tours au final. Or pour appliquer la méthode de temps de vol, il faut qu'ils aient effectué le même nombre de tours au même rayon de détection. Il faut dans ce cas utiliser une méthode pour connaître le nombre exact de tours effectués par chacun des noyaux pour pallier à ce problème.

2.5 Problématique de la méthode de temps de vol

Une méthode particulièrement satisfaisante consisterait à mesurer la différence de temps de vol après extraction du faisceau et donc dans un milieu expérimental plus propice à une bonne identification des noyaux. Malheureusement, ces noyaux très exotiques ont des sections efficaces faibles (cf. partie 3.2), par conséquent, sans diagnostic pour de faibles intensités, il est pratiquement impossible de les extraire dans de bonnes conditions.

Nous utilisons donc un détecteur monté sur un bras mobile radialement dans un des secteurs de CSS2, qui porte habituellement une sonde destinée au réglage du faisceau par la mesure de sa densité et de sa position. Ainsi le détecteur peut parcourir radialement les différents rayons des trajectoires des noyaux, de l'injection jusqu'au rayon le plus proche de l'extraction.

Ce détecteur, composé de deux jonctions Silicium $\Delta E-E$, a plusieurs buts: pendant les réglages il aide au diagnostic de l'accélération du faisceau secondaire par la mesure interceptive de l'intensité sur le parcours des différents rayons effectués; il permet le déclenchement de la prise en temps pour la mesure du δt de la formule (2.11) et assure la mesure de l'énergie aux différents rayons.

Cependant, il nous faut mesurer d'une part la différence en temps entre plusieurs types d'ions, mais également le temps total de ces derniers, pour s'assurer qu'ils ont bien effectué le même nombre de tours à l'intérieur du cyclotron.

Une mesure du temps total ne peut s'effectuer qu'en interposant au niveau de l'injection dans CSS2 un premier détecteur pour avoir le signal "start" juste avant le premier tour et déclencher le signal "stop" par le Silicium placé dans CSS2 au rayon d'extraction. Ceci n'est possible que si le premier détecteur n'est pas interceptif.

Un détecteur de type galettes à microcanaux peut être utilisé par exemple. Il se compose d'une feuille émissive très mince (non interceptive), de champs électrique et magnétique permettant de diriger et de collecter les électrons sur les galettes à microcanaux (servant d'amplificateurs) qui délivrent des signaux énergie et temps. Mais l'inconvénient majeur est que si les ions ne sont pas totalement épluchés ($q \neq Z$) en sortie de cible, avant de traverser la feuille émissive, ils changeront de distribution en état de charge. De ce fait, les signaux "start" et "stop" ne correspondent plus aux mêmes ions.

Une solution est de déclencher le signal "start" par le détecteur Silicium dans CSS2 (à l'arrivée des ions à la fin de leur parcours) et de prendre le "stop" par rapport à la fréquence HF. Cette fréquence étant grande, la gamme en temps est faible et l'on a donc seulement une information sur les dernières centaines de

nanosecondes du parcours des différents ions, sans connaître de façon directe le temps absolu effectué ni le nombre de tours effectué avant cette période.

2.5.1 Détermination du nombre de tours

Il existe deux méthodes pour s'affranchir de la connaissance du nombre de tours effectués ou du temps total.

- La première consiste, à l'aide du détecteur placé sur la sonde radiale, à balayer tous les rayons et donc les tours effectués par les ions et à les compter simplement à la condition que les rayons des tours soient distinctement espacés; la connaissance de ce nombre de tours N_{tours} et de la période de révolution T_{cyclo} permet alors de remonter au temps total effectué:

$$t_{tot} = N_{tours} \times T_{cyclo} + t_{sonde-HF}$$

avec

$$T_{cyclo} = 1/f_{cyclo} = h_2 \times T_{HF}$$

- La seconde est une méthode palliative qui consiste à éliminer un certain nombre de paquets d'ions de façon à augmenter la base de temps entre deux paquets d'ions incidents successifs. En effet, dans un fonctionnement normal d'un cyclotron, les ions ont une période de révolution $T_{révo}$ qui est un multiple de la période HF T_{HF} . Le faisceau primaire fourni par CSS1 est pulsé, tous les T_{HF} . Si l'on impose une suppression au niveau de C0, on peut forcer l'extraction des ions tous les $N_{supp} \times T_{HF}$ avec N_{supp} entier. Le nouveau signal temps, de période $N_{supp} \times T_{HF}$, pris entre le déclenchement du Silicium au passage de chaque ion et cette nouvelle horloge à grande base de temps reflète les dernières accélérations des ions pendant cette période: il est noté $t_{sonde-paq}$. Il sera possible de reconstituer chaque temps total t_{tot} effectué par les différents ions et par conséquent le nombre de tours, par une combinaison d'au moins deux équations à deux inconnues à partir de suppressions différentes (N_{supp} et N'_{supp}):

$$t_{tot} = N_0 \times N_{supp} \times T_{HF} + t_{sonde-paq} = N'_0 \times N'_{supp} \times T_{HF} + t'_{sonde-paq}$$

avec N_0 et N'_0 entiers. Cette méthode sera largement détaillée dans la partie 4.4.2. L'inconvénient de ces coupures est qu'évidemment l'intensité des noyaux exotiques produits est elle-aussi divisée par ce nombre N_{supp} . Elle ne peut donc pas être utilisée de manière continue pendant toute la durée de l'expérience.

2.6 Identification des noyaux

L'identification des noyaux accélérés jusqu'au rayon d'extraction repose essentiellement sur trois points:

- la bonne connaissance de tous les noyaux susceptibles d'être simultanément accélérés;
- la mesure de leur énergie;
- la valeur de leurs déphasages respectifs.

2.6.1 Ions simultanément accélérés

Il y aura principalement deux types de noyaux: les résidus d'évaporation qui nous intéressent et les indésirables.

Les premiers proviennent de la réaction de fusion-évaporation entre les noyaux incidents à la vitesse v_1 fixée et les noyaux-cibles.

Soient A_{res} leur masse et q_{res} leur charge, on configure CSS2 de manière à les accélérer, c'est-à-dire que l'on fixe l'harmonique h_2 et donc v_2 à leur vitesse de sortie de cible (concrètement la vitesse du noyau composé en sortie de cible, à la dispersion en vitesse due à l'évaporation de leur nucléons près) nécessairement inférieure à v_1 telle que l'on ait la relation (2.8). Alors,

$$B\rho_{CSS2} = \frac{A_{res}}{q_{res}}v_2 = \frac{A_{res}}{q_{res}}\frac{2}{h_2}v_1$$

avec $h_2 > 2$. D'autres résidus d'évaporation pourront donc être accélérés avec la même vitesse d'injection v_2 si leur rapport A/q est identique à A_{res}/q_{res} . Ils auront nécessairement des charges différentes, soit une variation de charge en unité entière correspond à une variation de masse en multiple de A_{res}/q_{res} entier:

$$q_{res} + n \rightarrow A = A_{res} + n \times \frac{A_{res}}{q_{res}}$$

$$q_{res} \rightarrow A_{res}$$

$$q_{res} - n \rightarrow A = A_{res} - n \times \frac{A_{res}}{q_{res}}$$

avec n tel que $n \times A_{res}/q_{res}$ entier.

On peut, à partir de ce calcul simple, prévoir quels seront les noyaux d'intérêt (et de référence) que l'on peut accélérer.

Les seconds seront tous les noyaux qui passeront à l'injection à cette vitesse v_2 correspondant à cette harmonique h_2 mais également aux harmoniques supérieures.

En effet, comme les deux cyclotrons sont couplés en fréquence, la période d'accélération et d'éjection de CSS1 est la même que la période d'injection et d'accélération de CSS2, c'est-à-dire la période HF. Cela signifie qu'entreront dans CSS2 chaque T_{HF} tous les noyaux de vitesse v_2 , mais également chaque T_{HF} tous les noyaux de vitesse $v'_2 = 2/(h_2 + 1) \cdot v_1$ etc, à la condition que leur rapport A'/q' conserve le $B\rho_{CSS2}$ fixé sur les noyaux résiduels:

$$B\rho_{CSS2} = \frac{A_{res}}{q_{res}} v_2 = \frac{A'}{q'} v'_2$$

Il faudra donc faire très attention à bien prévoir quels noyaux non désirés risquent d'être accélérés et de polluer les noyaux intéressants s'ils sont en trop grande quantité. Pour cela, il faut vérifier si les ions du faisceau ont une chance d'être décélérés (ou épluchés) suffisamment pour entrer dans le cyclotron et prévoir pour tous les produits de réaction possibles, leur vitesse et quantité.

Connaissant les ions qui seront susceptibles d'être accélérés dans CSS2, quel sera le spectre en Energie-Phase (ou temps) attendu? Si l'on fixe la vitesse d'injection dans CSS2, d'après l'expression du gain d'énergie par tour, à la détection on obtiendra donc un spectre final Energie-Phase du type de celui schématisé sur la Figure 2.5.

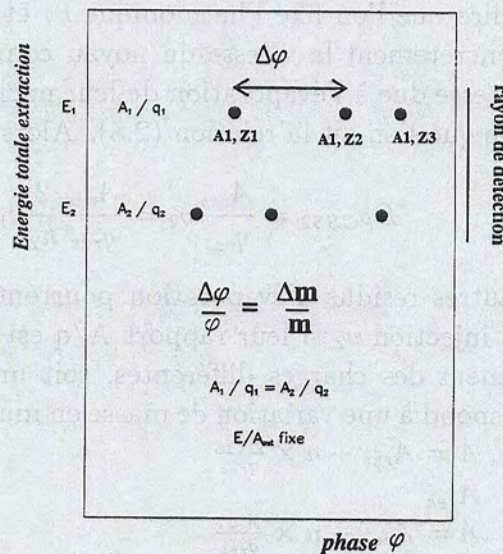


Figure 2.5: Exemple de spectre Energie totale-Phase pour des noyaux isobares A_1 et A_2 représentés par des points, accélérés à la même harmonique. Notation: $\Delta m/m = \delta(m/q)/(m/q)$.

A ce stade, nous avons plusieurs méthodes possibles pour identifier les noyaux accélérés: par la méthode ΔE -E (perte d'énergie-énergie totale) et la méthode Energie-Phase par calibration des déphasages des noyaux connus. Regardons plus en détails celles qui s'avèrent réellement utilisables expérimentalement, dans la gamme (en Energie, Masse...) des noyaux d'intérêt.

2.6.2 Méthode ΔE -E

En toute généralité, l'identification en A et Z des noyaux en physique nucléaire aux énergies intermédiaires n'est pas problématique car certaines méthodes sont très efficaces. L'une d'elles est la méthode ΔE -E qui consiste à détecter les ions dans un télescope composé de deux détecteurs. Pour que les ions traversent le premier, celui-ci doit être de faible épaisseur et le second doit être plus épais pour les arrêter. Alors, la différence de pouvoir d'arrêt (due à l'ionisation du milieu) dans le matériau de détection choisi détermine les numéros atomiques différents des ions. La formule de Bethe (2.12) donne le pouvoir d'arrêt $dE/dx(A, Z)$ d'un noyau de masse A et de numéro atomique Z et de vitesse v:

$$-\frac{dE}{dx}(A, Z) = \frac{4\pi Z^2 e^4}{m_e v^2} N z \left\{ \ln\left(\frac{2m_e v^2}{I}\right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{C_k}{z} \right\} \quad (2.12)$$

avec

$$\left. \begin{array}{l} e \text{ charge} \\ m_e \text{ masse} \end{array} \right\} \text{ de l'électron}$$

$$\left. \begin{array}{l} Z \text{ numéro atomique} \\ M \text{ masse} \\ v \text{ vitesse} \\ E \text{ énergie} \end{array} \right\} \text{ de l'ion incident}$$

$$\left. \begin{array}{l} z \text{ charge} \\ N \text{ nombre d'atomes par unité de volume} \\ I \text{ potentiel d'ionisation} \end{array} \right\} \text{ du milieu ralentisseur}$$

Lorsque les ordres supérieurs de la formule de Bethe (2.12) peuvent être approximés négligeables, on trouve la relation de proportionnalité au premier ordre:

$$-\frac{dE}{dx}(A, Z) \propto \frac{A \cdot Z^2}{E}$$

Alors, si l'on regarde le spectre de perte d'énergie dans le détecteur mince ΔE en fonction de l'énergie totale des ions E (reconstituée en faisant la somme des différents signaux énergie récoltés), on obtient des hyperboles séparées pour chaque noyau (A, Z). Le numéro atomique intervenant au carré dans la formule, les hyperboles seront d'autant plus éloignées les unes des autres (et donc séparées) que Z croît. En deuxième lieu, si la résolution est suffisante, apparaissent des hyperboles plus proches pour les isotopes de masses proches.

Dans le cas où l'approximation est valable, prenons le cas de deux isobares (masse A) de numéros atomiques voisins (Z_1 et $Z_2 = Z_1 + 1$) pouvant être accélérés: ils auront le même rapport A/q donc auront la même charge q et donc la même énergie au rayon de détection. Leurs pertes d'énergies relatives dans le premier détecteur d'épaisseur ΔX fixée seront:

$$\Delta E_1 = \frac{A \cdot Z_1^2 \cdot \Delta X}{E} = k \cdot Z_1^2$$

et

$$\Delta E_2 = \frac{A \cdot Z_2^2 \cdot \Delta X}{E} = k \cdot Z_2^2$$

avec k constante.

On voit en premier lieu que, dans les conditions particulières d'accélération du cyclotron (E identique pour chaque noyau de rapport identique A/q accéléré), seule la mesure de la perte d'énergie dans une épaisseur donnée de matériau permet une séparation en Z des noyaux détectés. A condition que la résolution sur cette mesure de perte d'énergie soit meilleure que:

$$R_{min} = \frac{\Delta E_1 - \Delta E_2}{\Delta E_1} = \frac{Z_1^2 - Z_2^2}{Z_1^2}$$

pour séparer en Z deux noyaux.

Soit, pour notre gamme de masse et de numéro atomique: $A=80$, $Z_1=39$ et $Z_2=40$, on trouve $R_{min}=5\%$, ce qui est expérimentalement possible pour une perte d'énergie de 300 MeV.

Malheureusement, si l'approximation consistant à négliger les effets relativistes de la formule de Bethe est justifiée aux énergies relativement basses atteintes à la fin de l'accélération (400 MeV), le terme faisant intervenir le logarithme de la vitesse au carré et le potentiel d'ionisation introduit à ces énergies une relation plus complexe. Cette méthode n'est alors plus applicable dans la région d'énergie qui nous intéresse car il n'y aura pas de séparation en Z avec cette méthode ΔE - E .

Regardons maintenant la séparation en masse de noyaux de même Z . Les noyaux devant avoir le même rapport A/q pour être transmis dans CSS2, les masses les plus proches correspondront aux états de charge consécutifs q et $q+1$, donc aux masses A et $A + A/q$.

Si l'énergie est suffisante, leurs pertes d'énergies seront identiques puisque proportionnelles à $A \cdot Z^2 / E$ avec le même Z , E relié à q et A/q constant. A défaut, le manque de linéarité ne permet pas une identification en A . Par conséquent, aucune identification ne sera possible à partir de la perte d'énergie. Il faut alors regarder les différences d'énergie de ces noyaux et avoir la résolution minimale en énergie suivante:

$$R'_{min} = \frac{E_1 - E_2}{E_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1}$$

Soit, pour le cas qui nous intéresse: $A/q=4$, soit $q_1=20$ $A_1=80$ et $q_2=19$ $A_2=76$ et $R'_{min}=5\%$ en énergie, celle-ci étant de l'ordre de 24 MeV/ q en fin d'accélération. Cette séparation en masse est possible dans le cas de nos noyaux de masse intermédiaire à la condition que les noyaux ne soient pas trop épluchés, sinon la résolution nécessaire diminue jusqu'à devenir impossible à obtenir expérimentalement.

Dans notre cas, où les ions sont ralentis entre CSS1 et CSS2, puis accélérés dans CSS2, des simulations sont nécessaires pour s'assurer de la validité de ces méthodes de séparation en Z et A . A défaut, il faudra prévoir d'autres méthodes d'identification comme le déphasage des noyaux proportionnel à leur différence de masse pendant l'accélération. Une calibration de ces déphasages entre noyaux connus peut alors être utilisée pour séparer en Z les noyaux.

2.6.3 Méthode de calibration en $\Delta\varphi/\varphi$ par les noyaux connus

Une autre méthode d'identification, plus adaptée à ce type d'expérience, consiste à utiliser la relation (2.11) en calibrant les phases relatives avec les masses relatives des noyaux connus.

Etant donné qu'un avantage indéniable de cette méthode est d'accélérer simultanément plusieurs noyaux, imaginons que parmi ces noyaux il y ait des noyaux de "référence" (avec des masses bien connues) et d'autres dont on cherche à mesurer la masse. Nous pouvons alors nous servir de la formule (2.11) pour identifier les noyaux.

En effet, comme nous l'avons vu précédemment sur le spectre Energie-Phase attendu, si le réglage du cyclotron est tel que les phases des différents ions sont distinctes, ainsi que leurs énergies, alors, connaissant la masse de certains d'entre eux, on pourra déterminer si leur différence relative de phase (notamment selon si elle est positive ou non) correspond bien à leur différence relative de masses. On pourra aussi s'aider des taux de production relatifs des noyaux pour argumenter le bien fondé de l'identification.

Prenons l'exemple de deux noyaux isobares susceptibles d'être accélérés simultanément: $^{80}\text{Sr}^{20+}$ et $^{80}\text{Rb}^{20+}$, d'excès de masse respectifs: -70.305 MeV et -72.173 MeV. Leur masse corrigée de la masse des électrons est donnée par l'expression (en MeV):

$$m\left(\frac{A}{Z}X^{q+}\right) = A \times 931.49432 + \Delta\left(\frac{A}{Z}X\right) - q \times 0.511 \quad (2.13)$$

et leur différence relative de masse/charge (en prenant l'ion $^{80}\text{Sr}^{20+}$ comme référence) est:

$$\frac{\delta(m/q)}{m_{ref}/q_{ref}} = \frac{m(^{80}\text{Rb}^{20+})/20 - m(^{80}\text{Sr}^{20+})/20}{m(^{80}\text{Sr}^{20+})/20} = -2.509610^{-5}.$$

Cette valeur, d'après la formule (2.11), équivaut à la différence relative de phase $\delta\varphi/\varphi$, si ces deux noyaux ont fait le même nombre de tours dans le cyclotron.

Or le temps de vol total mis pour faire N_{tours} tours dans le cyclotron vaut:

$$t_{tot} = T_{HF} \cdot h_2 \cdot N_{tours}$$

et comme une période HF (T_{HF}) correspond à une phase de 360° , alors on en déduit la phase:

$$\varphi = 360^\circ \cdot h_2 \cdot N_{tours}$$

d'où

$$\delta\varphi = \delta t \cdot \left(\frac{360^\circ}{T_{HF}}\right)$$

Donc, si le temps de vol total t_{tot} est de l'ordre de $70 \mu\text{s}$, entre ces noyaux leur différence de temps de vol sera $\delta t = 1.55 \text{ ns}$. Soit la période $T_{HF} = 130 \text{ ns}$, cela correspond à un déphasage de $\delta\varphi = 4.3^\circ$. On voit bien qu'il faut avoir une largeur en phase des paquets minimale pour pouvoir séparer ces noyaux.

En conclusion, dans les conditions particulières d'énergie, d'accélération et de masse, parmi les méthodes d'identification qui existent, seule l'énergie totale donnera l'identification en masse des noyaux, tandis que l'identification en numéro atomique sera réalisée par calibration des déphasages relatifs entre noyaux connus. C'est en ceci que consiste une partie importante de l'analyse de l'expérience.

2.7 Production des noyaux

Cette méthode, comme on l'a vu, nécessite de produire les noyaux d'intérêt à basse énergie, c'est-à-dire essentiellement par fusion-évaporation. Nous avons déjà évoqué les rôles importants joués par la nature et l'épaisseur de la cible: elle doit être optimisée pour produire les noyaux recherchés, à la bonne vitesse d'injection dans CSS2 (ce qui nécessite un ralentissement par rapport à l'énergie des ions incidents) et avec un état de charge fixé. Etudions plus en détails les contraintes de la méthode à optimiser.

2.7.1 Rôle de la cible dans la production des noyaux

Les fonctions d'excitation des noyaux issus des réactions de fusion-évaporation ont une certaine largeur en énergie d'excitation du noyau composé. Ainsi doit-on choisir l'épaisseur de cible qui intègre la majeure partie de cette fonction d'excitation afin de produire au maximum les noyaux exotiques d'intérêt. Pour cela, étudions la cinématique de la réaction.

Soit E_1 l'énergie des ions incidents $A_1 X^{q_1^+}$, correspondant à la vitesse d'extraction v_1 de CSS1. L'énergie disponible dans le centre de masse de la réaction vaut alors:

$$E_{CM} = \frac{A_2}{A_1 + A_2} \cdot E_1$$

A_2 étant la masse du noyau-cible.

Il y aura formation d'un noyau composé, de masse $A_1 + A_2$, résultant de la réaction de fusion entre le projectile et la cible, si cette énergie disponible est supérieure au bilan Q de la réaction. Alors l'énergie d'excitation du noyau composé vaudra $E_{CM} + Q$. Deux cas se posent alors: soit le noyau recherché est le noyau composé, alors il faudra une énergie d'excitation faible pour le produire dans son état fondamental. Sinon, on aura alors la formation du noyau résiduel recherché si l'énergie d'excitation est suffisante pour permettre l'évaporation de nucléons.

Après l'évaporation de $nbpart$ particules d'impulsion individuelle \vec{p}_i , on peut déterminer l'énergie du noyau résiduel, par la conservation de l'impulsion dans le centre de masse:

$$\vec{p}_{res}^* = \vec{p}_{NC}^* - \sum_{i=0}^{nbpart} \vec{p}_i^*$$

avec l'impulsion du noyau composé dans le centre de masse de la réaction qui est nulle:

$$\vec{p}_1^* + \vec{p}_2^* = \vec{0} = \vec{p}_{NC}^*$$

On voit bien que la vitesse du noyau résiduel dépend fortement de la voie d'entrée (masses et énergie incidente) mais aussi des particules évaporées (car les énergies des particules évaporées dépendent de la nature de celles-ci). Elle aura une certaine distribution en sortie de cible, mais aussi un angle par rapport à la direction du faisceau selon le nombre de particules évaporées. L'évaporation étant isotrope, si un grand nombre de particules sont émises, globalement aucune direction ne sera favorisée autour de la direction du noyau composé qui est celle du faisceau incident, sinon il faudra considérer la distribution angulaire du noyau résiduel après évaporation. La largeur et la valeur de cette distribution en vitesse du noyau résiduel dépend aussi du straggling qui a lieu dans l'épaisseur de la cible.

L'énergie d'excitation du noyau composé dépend de l'énergie incidente, il faut donc prendre en compte la perte d'énergie des noyaux incidents dans la cible avant réaction pour estimer la fenêtre en énergie d'excitation atteinte. De même, il faudra déduire la perte d'énergie des résidus d'évaporation dans le reste de la cible pour connaître la distribution de vitesse en sortie de cibles des noyaux résiduels.

2.7.2 Rôle de la cible dans la vitesse d'injection

D'après la relation de couplage des cyclotrons (2.8), on a une forte contrainte sur la vitesse d'injection des noyaux produits, qui doit être inférieure à la vitesse des ions incidents à une fraction de $2/h_2$ près. On peut alors se servir d'une large épaisseur de cible pour ralentir les résidus à la bonne vitesse d'injection v_2 .

Il faut cependant prendre garde à la validité des programmes de perte d'énergie dans nos gammes d'énergies incidentes (cf. paragraphe 2.6) et considérer une marge d'erreur des résultats en sortie puisque les calculs de perte d'énergie peuvent introduire une erreur de 10 ou 20%.

L'acceptance en vitesse à l'injection de CSS2 étant faible, il faudra optimiser l'épaisseur de la cible pour avoir la distribution en vitesse des résidus centrée sur la bonne vitesse v_2 .

2.7.3 Equilibrage des états de charge des résidus

Cette épaisseur est choisie suffisamment importante pour une troisième raison: le noyau résiduel aura une distribution en états de charge qui sera centrée sur une

valeur d'équilibre si l'épaisseur est importante. Alors, on pourra fixer la rigidité magnétique du cyclotron sur cette valeur moyenne de l'état de charge q la plus probable.

Ce point est très important car pour régler le cyclotron, nous devons nous fier à des calculs d'états de charge moyens dont les résultats sont valides à une unité d'état de charge près. Cela signifie que si l'état de charge favorisé n'est pas celui espéré, la statistique d'ions d'état de charge attendu sera fortement diminuée. D'autre part, n'oublions pas que d'autres états de charge peuvent être accélérés s'ils satisfont au $B\rho$ fixé: on peut alors se tromper dans l'identification des noyaux et penser que l'on est sur le bon état de charge q du bon noyau A tandis qu'en réalité, on regarde un noyau A' avec l'état de charge q' de même vitesse d'injection tel que $A/q = A'/q'$ ou avec une vitesse différente mais à la même rigidité magnétique fixée.

L'optimisation de cette méthode CSS2 résulte donc de compromis effectués sur l'épaisseur de la cible pour avoir des énergies d'excitation du noyau composés nécessaires pour obtenir la meilleure production possible, une distribution en vitesse du noyau résiduel correspondant à la vitesse d'injection dans CSS2 fixée pour une harmonique et un état de charge de ce noyau résiduel avec la plus grande probabilité.

Nous voyons clairement ici le rôle de la cible et la nécessité d'effectuer des simulations complètes, prenant en compte tous ces paramètres pour optimiser cette technique avec les contraintes fixées mais aussi pour valider l'identification pendant l'expérience.

2.8 Conclusion

Nous avons vu au cours de ce chapitre comment mesurer des masses en utilisant un cyclotron comme spectromètre de haute résolution. Cette méthode, adaptée aux noyaux exotiques de masses intermédiaires, impose une réaction de basse énergie pour la production des noyaux recherchés et notamment une contrainte forte sur la vitesse de sortie de cible des noyaux.

Des points délicats concernant la séparation en phase des noyaux et leur identification, la détermination du nombre de tours effectué pour appliquer la relation entre les masses et les temps ont été approfondis, avec des solutions proposées pour résoudre les problèmes inhérents à la méthode.

De plus, nous avons souligné les rôles très importants joués par la cible (de production, d'équilibre en charge et de ralentisseur). Ces problématiques conduiront au développement de simulations présentées dans le chapitre suivant et appliquées à l'étude des noyaux riches en protons autour de $N=Z=40$.

Chapitre 3

Optimisation de la méthode pour les noyaux $N=Z=[34-40]$

3.1 Introduction

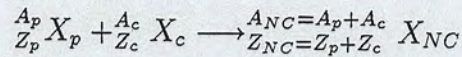
Nous verrons dans ce chapitre comment nous avons cherché à optimiser la méthode de mesure de masses en utilisant le cyclotron CSS2, pour les noyaux $N=Z=[34-40]$. La première étape consiste à produire ces noyaux par réaction de fusion-évaporation. Pour cela, le choix de la nature ainsi que de l'épaisseur de la cible est crucial. Rappelons en outre que l'épaisseur des cibles doit permettre simultanément aux noyaux produits d'avoir la bonne vitesse d'injection dans CSS2. Pour étudier toutes ces conditions, des simulations ont donc été utilisées.

Une fois les ions injectés dans CSS2, nous verrons comment ils doivent être accélérés pour avoir une bonne séparation isotopique et isobarique en fin d'accélération. Pour finir, le système de détection choisi dans cette méthode sera décrit en détails dans ce chapitre.

3.2 Production de noyaux $N=Z \approx 40$

3.2.1 Réaction de fusion-évaporation

La réaction entre un faisceau d'ions lourds et une cible peut conduire à la formation d'un noyau composé résultant de la fusion d'un noyau projectile avec un noyau cible. Il faut, de plus, que l'énergie incidente excède une "énergie de barrière" définie comme la somme de l'énergie Coulombienne et de l'énergie de rotation. Le noyau composé formé proche de cette énergie de barrière est constitué d'autant de nucléons que ceux du noyau projectile et de la cible et n'a pas de mémoire de la voie d'entrée.



Il possède un moment angulaire maximal égal à une valeur critique l_c et une énergie d'excitation calculée à partir de la conservation de l'énergie de la réaction:

$$E_{CM} + M_p c^2 + M_c c^2 = E^* + M_{NC} c^2$$

qui donne

$$E^* = E_{CM} + Q$$

avec E_{CM} l'énergie disponible dans le centre de masse :

$$E_{CM} = \frac{A_c}{A_p + A_c} \cdot E_p$$

où E_p est l'énergie du projectile dans le laboratoire et Q le bilan des énergies de masse des noyaux de la réaction dans leur état fondamental:

$$Q = M_p c^2 + M_c c^2 - M_{NC} c^2$$

Les sections efficaces de fusion sont évaluées en première approximation par la somme des sections efficaces partielles de formation d'un noyau composé au moment angulaire l :

$$\sigma_{fus} = \pi \cdot \lambda^2 \cdot \sum_{l=0}^{l_c} (2l+1) \cdot T_l \quad (3.1)$$

où l_c est le moment angulaire critique de la réaction, λ est la longueur d'onde réduite de de Broglie définie par:

$$\lambda = \frac{\hbar}{\sqrt{2\mu E_{CM}}}$$

avec μ la masse réduite et T_l le coefficient de transmission, dépendant du moment angulaire et de l'énergie dans le centre de masse.

Le noyau composé est donc produit dans un état excité et se désexcitera selon des processus en compétition: l'évaporation de particules (nucléons, alphas...) ou la fission, toutes deux suivies d'émission de gammas. L'évaporation des différentes particules possibles est elle-même soumise à de fortes compétitions car la probabilité P_a d'évaporer une particule a avec l'énergie E est de forme Maxwellienne:

$$P_a(E) = \frac{E - B_a}{T^2} \cdot \exp\left(-\frac{E - B_a}{T}\right)$$

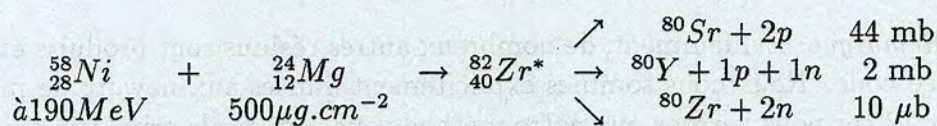
relation valable si E est supérieure à B_a l'énergie seuil d'émission d'une particule a et T définie comme la température du noyau composé, liée à son énergie d'excitation par: $E^* = a.T^2$ avec a le paramètre de densité de niveaux. L'énergie seuil d'un neutron est son énergie de liaison tandis que pour une particule chargée il faudra y adjoindre son énergie de barrière.

De manière générale, on aura donc $B_n < B_p < B_\alpha \dots$, par conséquent l'émission de neutrons sera grandement favorisée par rapport à l'émission de protons, elle-même favorisée devant l'émission de particules $\alpha \dots$. Dans le cas d'un noyau déficient en neutrons, l'énergie de séparation d'un proton est très faible et très compétitive dont l'évaporation de protons est favorisée par rapport à celle de neutrons, ce qui tend à ramener le noyau vers la stabilité.

Lorsque le noyau composé n'a plus suffisamment d'énergie pour évaporer des particules, il évacue son excédent d'énergie en émettant des rayonnements γ : le noyau ainsi formé est appelé résidu d'évaporation.

Pour produire des noyaux déficients en neutrons dans la région $A=[68-80]$ par fusion-évaporation, il faut donc trouver un couple projectile-cible tel qu'on atteigne un noyau composé de masse proche de cette région et déjà relativement déficient en neutrons, à une énergie d'excitation favorisant la voie de sortie attendue.

Il existe des données sur les sections efficaces expérimentales de fusion-évaporation dans cette région. En effet, le ^{80}Zr a été produit et identifié pour la première fois expérimentalement en utilisant une réaction de fusion-évaporation en cinématique inverse représentée ci-dessous [87Lis] (avec une intensité de 20 nAp) avec les sections efficaces associées aux principales voies de sorties:



D'autres voies de sortie ont pu être identifiées mais les sections efficaces n'ont pas été mesurées. Pour produire ces noyaux, nous nous baserons sur cette réaction. Elle possède également l'avantage de la cinématique inverse qui est de focaliser les produits de réactions vers l'avant, ce qui facilitera leur introduction dans le canal d'injection du cyclotron.

Cette mesure de section efficace obtenue à une énergie donnée est confirmée par des codes d'évaporation. Il était cependant nécessaire de connaître toute la fonction d'excitation, sur une large gamme en énergie afin d'optimiser ce taux de production. Pour cela, nous avons utilisé le code d'évaporation analytique CASCADE et le code d'évaporation statistique de type Monte-Carlo PACE2.

3.2.2 Utilisation des codes d'évaporation CASCADE et PACE2

Le programme CASCADE de F. Puhlhofer [77Pul] est basé sur l'hypothèse qu'un noyau composé est formé qui décroît par émission multiple de neutrons, protons, particules alpha et rayonnement gamma avec des probabilités prédites par la théorie statistique (théorie de Hauser-Feshbach) et calcule les sections efficaces des résidus d'évaporation en fonction de l'énergie d'excitation et du moment angulaire du noyau composé.

Les fonctions d'excitations prédites par CASCADE pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{24}\text{Mg}$, pour une gamme d'énergie d'excitation du noyau composé étendue de 30 à 100 MeV et pour les isobares $A=80, 76, 72$ (en deçà, la production $A=68, 64$ est négligeable dans cette gamme en E^*) sont présentés sur la Figure 3.1.

Ces distributions sont centrées autour d'une énergie d'excitation de 48 MeV pour les noyaux de masse $A=80$, 65 MeV pour ceux de masse $A=76$ et 88 MeV pour ceux de masse 72. Ces deux derniers nécessitent l'énergie d'évaporation d'un et deux alphas supplémentaires respectivement. Les largeurs des distributions croissent avec le nombre de particules évaporées. Les sections efficaces en-dessous de $100 \mu\text{b}$ ne sont pas accessibles par ce code. Donc en ce qui concerne les noyaux de ^{80}Zr et de ^{76}Sr , nous n'avons pas obtenu leur fonction d'excitation entière. Il n'empêche que si l'on compare les résultats de la Figure 3.1 avec les données expérimentales précédentes, on retrouve un excellent accord. On peut donc en conclure que la fonction d'excitation du ^{80}Zr et du ^{76}Sr suivent la même tendance et auront leur maximum de production autour des valeurs précédemment citées.

Remarque: Evidemment, de nombreux autres résidus sont produits et prédits par ce code. Nous nous sommes explicitement limités aux noyaux de masse 80, 76 et 72 car nous verrons que notre méthode expérimentale privilégie ces masses.

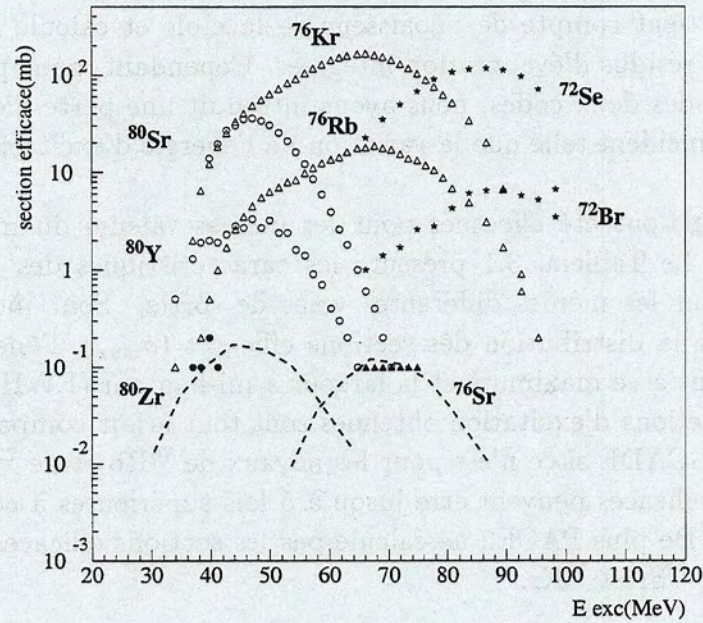


Figure 3.1: Prédiction de CASCADE: Fonctions d'excitation des noyaux $A=80, 76, 72$ pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{24}\text{Mg}$.

Noyau	voie	σ_{max} (mb)	$E^* \pm \text{FWHM}$ (MeV)
^{80}Sr	2p	28	44 ± 10
^{80}Y	1n+1p	18	44 ± 10
^{80}Zr	2n	-	-
^{76}Kr	$1\alpha + 2p$	180	58 ± 10
^{76}Rb	$1\alpha + 1p + 1n$	65	58 ± 10
^{76}Sr	$1\alpha + 2n$	-	-
^{72}Se	$2\alpha + 2p$	190	72 ± 9
^{72}Br	$2\alpha + 1p + 1n$	34	72 ± 9
^{72}Kr	$2\alpha + 2n$	-	-

Tableau 3.1: Prédiction de PACE2: Caractéristiques des fonctions d'excitation (valeur maximale σ_{max} (mb), énergie d'excitation E^* correspondant à cette valeur et largeur à mi-hauteur FWHM) prédites par le code PACE2, pour les voies de sortie de la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{24}\text{Mg}$.

Le code PACE2 est quant-à-lui un code d'évaporation de type Monte-Carlo [80Gav]. Il tient compte de l'épaisseur de la cible et calcule donc les sections efficaces des résidus d'évaporation intégrées. Cependant, pour pouvoir comparer les résultats des deux codes, nous avons introduit une perte d'énergie minimum du faisceau incident telle que la variation de l'énergie d'excitation soit de l'ordre ± 4 MeV.

Les calculs ont été effectués pour les mêmes valeurs du moment angulaire critique l_c . Le Tableau 3.1 présente les caractéristiques des sections efficaces obtenues pour les mêmes différentes voies de sortie. Sont indiquées la valeur maximale de la distribution des sections efficaces (σ_{max}), l'énergie d'excitation correspondant à ce maximum et la largeur à mi-hauteur (FWHM).

Les fonctions d'excitation obtenues sont tout à fait compatibles avec celles du code CASCADE si ce n'est pour les noyaux de ^{76}Rb et de ^{72}Br dans lesquels les sections efficaces peuvent être jusqu'à 5 fois supérieures à celles prédites par CASCADE. De plus PACE2 ne calcule pas les sections efficaces trop faibles des noyaux ^{80}Zr , ^{76}Sr et ^{72}Kr .

A partir de ces indications, il est nécessaire d'utiliser une cible de magnésium d'épaisseur telle qu'elle couvre le domaine en énergie d'excitation $E^*=[40-60]$ MeV et qui permettra de produire simultanément les noyaux de masse 80, 76 et 72.

Le choix explicite des cibles, en fonction de ces résultats mais aussi des conditions cinématiques imposées par le dispositif expérimental sera discuté dans la partie 3.4.

3.3 Configuration de CSS2

Nous avons vu précédemment que le faisceau primaire sera délivré par CSS1 seul. Un faisceau de nickel sera favorable pour la production des noyaux voulus, aussi avons-nous regardé les énergies disponibles pour cette réaction. Techniquement, le CSS1 peut produire un faisceau de $^{58}\text{Ni}^{9+}$ d'énergie minimale 4.3 MeV/A, soit 249 MeV et d'intensité 200 nAe.

Or, pour la réaction de $^{58}\text{Ni} + ^{24}\text{Mg} \rightarrow ^{82}\text{Zr}$, le bilan des excès de masses ΔM vaut:

$$\begin{aligned} Q &= \Delta M(^{58}\text{Ni}) + \Delta M(^{24}\text{Mg}) - \Delta M(^{82}\text{Zr}) \\ &= -9.964 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Donc une énergie incidente de 4.3 MeV/A correspond à une énergie d'excitation du noyau composé maximale de 63 MeV. Cette énergie d'excitation maximale est supérieure à celle nécessaire pour la production des noyaux A=80 et 76 données dans le Tableau 3.1 et la Figure 3.1. Or comme nous utiliserons des épaisseurs de cible de l'ordre de quelques mg.cm^{-2} , l'énergie d'excitation en milieu de cible sera plus faible et conviendra parfaitement pour la production de ces noyaux.

La vitesse d'éjection des ions de CSS1 est donc $v_1 = 2.88 \text{ cm.ns}^{-1}$.

Cette vitesse d'éjection des ions de CSS1 impose donc le couple de valeurs (v_2, h_2) pour l'injection dans CSS2, d'après la relation de couplage des cyclotrons (2.8). En effet, on voit que différents choix d'harmoniques pour configurer CSS2 sont possibles: pour avoir $v_2 < v_1$, il faut nécessairement $h_2 > 2$. On a alors les choix d'harmoniques et de vitesses suivants:

$$h_2 = 3 \text{ donne } v_2 = 1.92 \text{ cm.ns}^{-1}$$

$$h_2 = 4 \text{ donne } v_2 = 1.44 \text{ cm.ns}^{-1}$$

$$h_2 = 5 \text{ donne } v_2 = 1.15 \text{ cm.ns}^{-1}$$

$$h_2 = 6 \text{ donne } v_2 = 0.96 \text{ cm.ns}^{-1}$$

Le réglage de CSS2 au-delà de l'harmonique 4 nécessite des champs magnétiques à appliquer trop faibles, inférieurs à 7500 Gauss, limite au-delà de laquelle les sondes mesurant le champ dans les quatre secteurs de CSS2 sont beaucoup moins performantes.

Etant donnée l'épaisseur de cible (de l'ordre de 2.8 mg.cm^{-2}) nécessaire pour couvrir l'ensemble des fonctions d'excitation des noyaux d'intérêt, de 40 à 60 MeV, la vitesse de sortie sera de l'ordre de 1.5 cm.ns^{-1} .

Par conséquent, nous avons décidé de configurer CSS2 avec la vitesse $v_2 = 1.44 \text{ cm.ns}^{-1}$ correspondant à l'harmonique $h_2=4$.

Il reste ensuite à déterminer le rapport A/q des ions d'intérêt pour fixer la rigidité magnétique de l'ensemble injection et accélération. Pour cela, il faut calculer les états de charge en sortie de cible des noyaux résultant de la réaction de fusion-évaporation.

3.4 Optimisation des cibles

Comme nous l'avons introduit dans la partie (2.7), l'épaisseur de la cible est une quantité fondamentale de cette méthode. Elle joue trois rôles importants: elle optimise la production des noyaux exotiques, ralentit les résidus d'évaporation à la vitesse d'injection de CSS2 fixée par l'harmonique du cyclotron et équilibre les états de charge de ces derniers autour d'une valeur moyenne qui servira à fixer la rigidité magnétique de CSS2.

3.4.1 Calcul des distributions d'états de charge en sortie de cible

Afin de déterminer l'état de charge moyen des résidus d'évaporation en sortie de cible, nous avons utilisé le code de calcul ZPZREL réalisé par E. Baron (GANIL).

Il calcule les distributions d'états de charge après passage d'ions dans une feuille d'épluchage de carbone, pour des projectiles d'énergie variant de 1.3 à 15 MeV/A. Aussi, comme nous utiliserons une cible de magnésium le résultat de ces calculs peut différer de l'ordre d'un demi état de charge.

L'hypothèse faite dans ce calcul est que l'épaisseur de cible est suffisamment grande pour que les ions sortants atteignent un équilibre de charge. En effet, le processus d'équilibre en charge d'un ion qui traverse une cible est dû aux phénomènes statistiques de

- captures d'électrons de la cible par l'ion incident;
- ionisations de l'ion incident.

Dans une épaisseur de 20 à 50 $\mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ de ^{12}C , ces deux processus s'équilibrent. Les quantités nécessaires au calcul sont le numéro atomique du projectile, celui de la cible et l'énergie et le numéro atomique du noyau sortant de la de cible qui nous intéresse.

Avec des cibles épaisses (quelques $\text{mg}\cdot\text{cm}^{-2}$), cette hypothèse d'équilibre est tout à fait vérifiée. Pour un faisceau incident de nickel ($Z=28$) sur une cible de magnésium ($Z=12$), les résidus en sortie de cible à la vitesse $v_2=1.44 \text{ cm}\cdot\text{ns}^{-1}$, allant du $Z=33$ (As) au $Z=40$ (Zr) ont les distributions d'états de charge présentées sur la Figure 3.2.

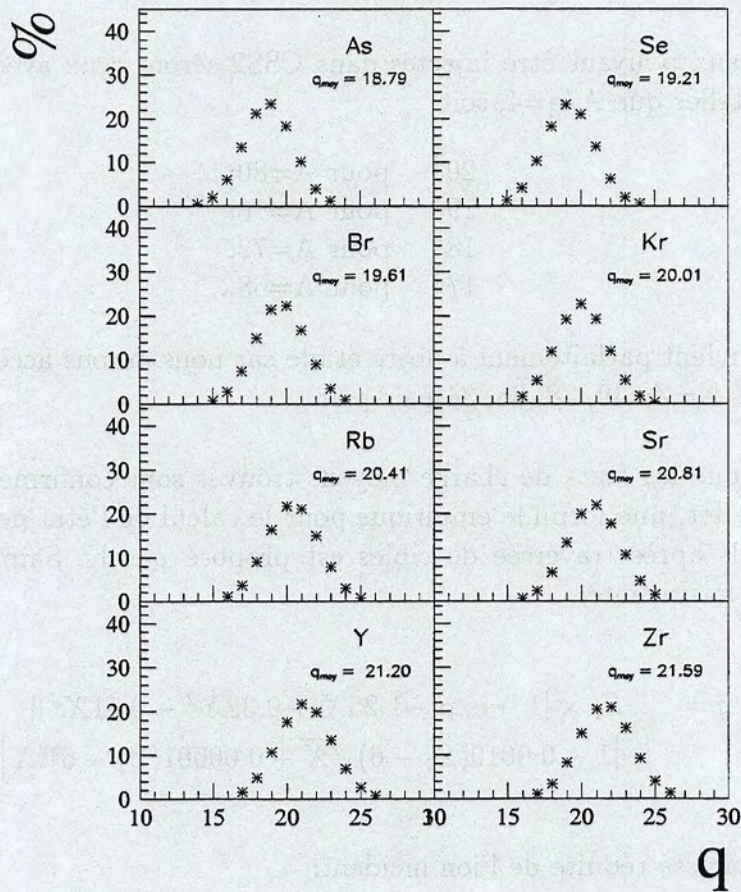


Figure 3.2: Distribution des états de charge (pourcentages) des ions de l'arsenic ($Z=33$) au zirconium ($Z=40$) après traversée de la cible de magnésium et sa valeur moyenne, avec l'énergie 1.08 MeV/A, d'après le code de E. Baron.

L'ensemble des ions est produit avec une distribution maximum centrée autour de $19^+ - 21^+$. Sachant que ces résultats peuvent être entachés d'une certaine erreur et que, de plus, nous voulons accélérer simultanément l'ensemble des noyaux produits dans la réaction, la valeur 20^+ est un compromis satisfaisant.

On obtient alors le rapport masse/charge qui permettra de configurer CSS2 pour les noyaux d'intérêt:

$$A/q = 4.$$

La rigidité magnétique de CSS2 sera:

$$B\rho_{CSS2} = \frac{A}{q}v_2 = 0.595763 \text{ T.m.} \quad (3.2)$$

Les noyaux pouvant être injectés dans CSS2 seront ceux avec une charge et une masse telles que $A/q=4$, soit:

20^+	pour $A=80$;
19^+	pour $A=76$;
18^+	pour $A=72$;
17^+	pour $A=68$...

Cela convient parfaitement à notre étude car nous aurons accès aux informations sur les $N=Z=40, 38, 36, 34$ pair-pair.

Notons que les états de charge moyens trouvés sont confirmés par un autre calcul. En effet, une formule empirique pour le calcul de l'état de charge moyen d'ions lourds après traversée de cibles est proposé par K. Shima [82Shi]. La formule est la suivante:

$$\bar{q} = Z_1 \times [1 - \exp(-1.25X + 0.32X^2 - 0.11X^3)] \times [1 - 0.0019(Z_2 - 6)\sqrt{X} + 0.00001(Z_2 - 6)^2X] \quad (3.3)$$

avec la vitesse réduite de l'ion incident:

$$X = \frac{v}{0.36Z_1^{0.45}}$$

La précision du calcul est estimée à:

$$\Delta \bar{q} < 0.04 \times Z_1$$

telle que:

$$\left\{ \begin{array}{l} Z_1 : \text{numéro atomique de l'ion ayant traversé la cible } (Z_1 > 8); \\ Z_2 : \text{numéro atomique des atomes de la cible } (4 < Z_2 < 79); \\ \bar{q} : \text{charge moyenne en sortie de cible de l'ion } Z_1; \\ v : \text{la vitesse de l'ion } Z_1 \text{ (en cm.ns}^{-1}\text{), telle que } E < 6 \text{ MeV/A.} \end{array} \right.$$

Pour des ions de numéro atomique allant de 33 à 40, et de vitesse de sortie de cible $v_2=1.44 \text{ cm.ns}^{-1}$, on trouve les états de charge moyens présentés dans le Tableau 3.4.1.

Z_1	\bar{q}	$\Delta \bar{q}_{min}$
33	19.108	1.32
34	19.541	1.36
35	19.971	1.40
36	20.396	1.44
37	20.818	1.48
38	21.236	1.52
39	21.650	1.56
40	22.061	1.6

Tableau 3.2: Calculs de l'état de charge des ions Z_1 , de vitesse $v_2=1.44 \text{ cm.ns}^{-1}$ en sortie de cible de magnésium, d'après la formule (3.3) de K. Shima et al.

Nous obtenons sensiblement les mêmes résultats avec ces deux calculs différents. On trouve des valeurs d'états de charge moyen proches, dans l'incertitude évaluée par Shima.

Il faudra cependant être très vigilant sur la validité de ces résultats, pour ne pas commettre d'erreur d'identification.

Ayant fixé la configuration du deuxième cyclotron pour la production et l'accélération des noyaux d'intérêt, il faut maintenant optimiser l'épaisseur de la cible de manière à produire au maximum les noyaux recherchés et à les ralentir à la bonne vitesse d'injection fixée v_2 . Pour ce faire, une simulation de type cinématique, introduisant les fonctions d'excitation pour chaque noyau a été réalisée.

3.4.2 Etude cinématique de la réaction

La simulation réalisée contient deux parties. La première a pour but de rendre compte de tous les noyaux, sur une gamme en A et en Z très étendue, susceptibles d'être accélérés dans CSS2 avec les réglages choisis précédemment. Elle se révélera particulièrement utile pour l'identification des noyaux produits expérimentalement. La seconde permet l'optimisation de la production des noyaux cherchés à la vitesse d'injection dans CSS2.

Sélection en $B\rho$ des noyaux dans CSS2

Comme nous l'avons vu auparavant (dans la partie 2.5), deux types de noyaux peuvent passer à travers la sélection de CSS2: ceux qui ont la même vitesse v_2 correspondant à l'harmonique choisie h_2 et ceux ayant des vitesses compatibles avec les autres harmoniques. Les premiers doivent alors, pour être acceptés dans le cyclotron, avoir le même $B\rho$ que celui fixé et comme ils ont la même vitesse v_2 , ils devront posséder le même rapport A/q . Les autres doivent satisfaire à ce $B\rho$ avec des harmoniques différentes.

Normalement, à l'harmonique 2 (i.e. $v_2 = v_1$), il s'agit des noyaux du faisceau incident qui ne peuvent pas avoir un état de charge compatible avec la rigidité magnétique.

La simulation parcourt donc, pour chaque harmonique supérieure à 2 (i.e. $v_2 < v_1$), tous les numéros atomiques entre une valeur minimale Z_{min} et celle du noyau composé (Z_{NC}). Pour chacun de ces Z , elle détermine la distribution en états de charge, en faisant appel au code ZPZREL vu précédemment (cf. paragraphe 3.4.1), et considère seulement le cas des états de charge autour de l'état de charge moyen \bar{q} du noyau à sa vitesse de sortie de cible v_2 , à 5 unités près ($\bar{q} \pm 5$).

Alors, si l'ion considéré ${}^A_ZX^{q+}$ satisfait à:

$$A \leq A_{NC};$$

$$Z \leq Z_{NC};$$

$$\text{et } A - Z \leq A_{NC} - Z_{NC}$$

et a le bon $B\rho$ (à l'acceptance près), il est repertorié.

Au final, on obtient une liste de sélection en A versus Z pour chaque harmonique des noyaux susceptibles d'être accélérés dans CSS2 tel qu'il a été configuré. Il faut ensuite trier parmi ces noyaux ceux qui ont une probabilité non nulle d'être produits avec cette vitesse de sortie de cible.

Pour notre système, c'est-à-dire la réaction de $^{58}\text{Ni} + ^{24}\text{Mg}$, donnant un noyau composé de ^{82}Zr , avec la rigidité magnétique fixée pour $A/q=4$ sur le noyau de référence $^{80}_{38}\text{Sr}^{20+}$ et avec l'harmonique 4, et $Z_{\min} = 25$ (en deçà, la production est négligeable), on obtient les noyaux de masse A et de numéro atomique Z représentés sur la Figure 3.3.

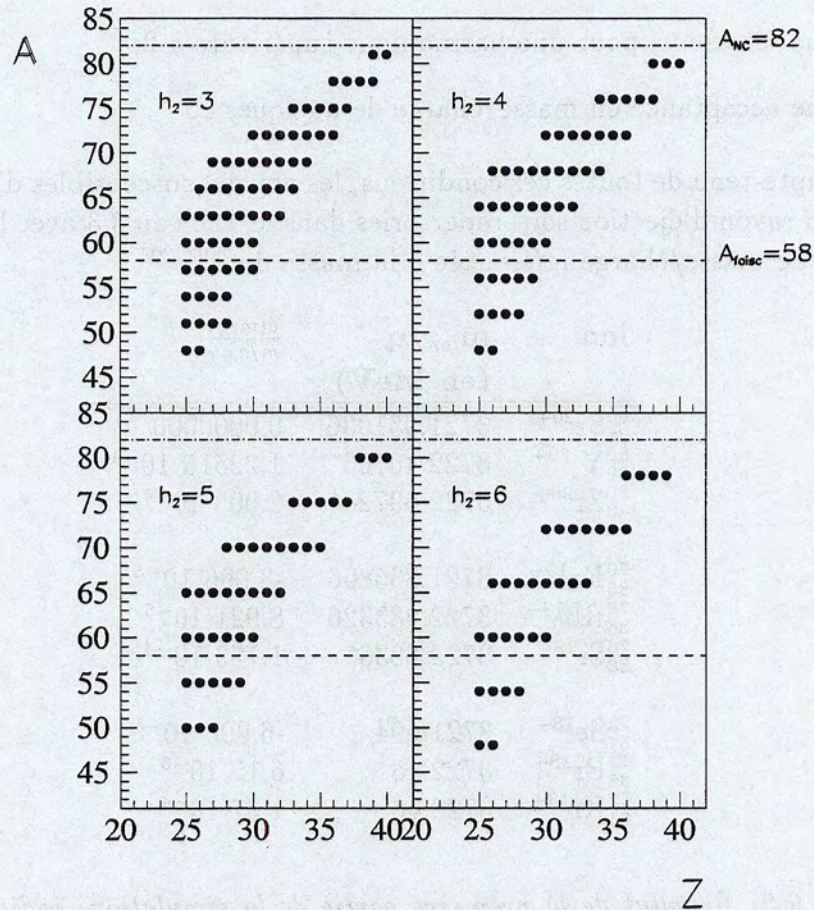


Figure 3.3: Simulation présentant la carte des noyaux A versus Z qui passent aux harmoniques 3, 4, 5 et 6 de CSS2 dans les conditions détaillées dans le texte.

Comme on peut le remarquer, aux différentes harmoniques, le faisceau d'ions $^{58}\text{Ni}^{9+}$ ne passe pas dans le cyclotron.

Certains de ces noyaux ne pourront pas être accélérés car ils auront une probabilité nulle d'être produits dans cette réaction. Par contre, l'acceptance en masse (quelques 10^{-4}) du cyclotron impose des conditions supplémentaires. D'après des codes d'évaporation, certains noyaux ne sont pas produits. On obtient alors les noyaux satisfaisant à toutes les sélections du cyclotron, correspondant à:

- la rigidité magnétique fixée;
- une vitesse v_2 pour une harmonique supérieure à 2;
- une acceptation en masse/charge de quelques 10^{-4} .

Compte-tenu de toutes ces conditions, les noyaux susceptibles d'être accélérés jusqu'au rayon d'éjection sont répertoriés dans le Tableau 3.3 avec leur différence relative de masse/charge référencée à la masse du $^{80}\text{Sr}^{20+}$.

ion	m_{ion}/q (en MeV)	$\frac{\delta(m/q)}{m/q_{ref}}$
$^{80}_{38}\text{Sr}^{20+}$	3721.951036	0.000000
$^{80}_{39}\text{Y}^{20+}$	3722.40703**	$1.22515 \cdot 10^{-4}$
$^{80}_{40}\text{Zr}^{20+}$	3722.69728*	$2.005 \cdot 10^{-4}$
$^{76}_{35}\text{Kr}^{19+}$	3721.835806	$-3.096 \cdot 10^{-5}$
$^{76}_{36}\text{Rb}^{19+}$	3722.283326	$8.921 \cdot 10^{-5}$
$^{76}_{38}\text{Sr}^{19+}$	3722.6036*	$1.753 \cdot 10^{-4}$
$^{72}_{34}\text{Se}^{18+}$	3721.694	$-6.906 \cdot 10^{-5}$
$^{72}_{35}\text{Br}^{18+}$	3722.18	$6.15 \cdot 10^{-5}$
$^{72}_{36}\text{Kr}^{18+}$	3722.46	$1.37 \cdot 10^{-4}$

Tableau 3.3: Résultat de la première partie de la simulation, indiquant tous les ions pouvant être accélérés simultanément dans CSS2 car satisfaisant à la rigidité magnétique, l'acceptation en masse/charge, et ayant une probabilité non nulle d'être produits dans la réaction $^{58}\text{Ni} (4.3 \text{ MeV/A}) + ^{24}\text{Mg}$. Sont indiquées les caractéristiques de ces ions et leur rapport $\delta(m/q)/(m/q)$ (calculés en prenant comme référence le $^{80}_{38}\text{Sr}^{20+}$). * Estimations d'après la Table de G. Audi et al. [97Aud]. ** Masse mesurée par S. Issmer et al. [98Iss].

Simulation cinématique

Cette deuxième partie de la simulation, de type Monte-Carlo, consiste à étudier les aspects cinématiques de la réaction détaillée dans la partie 2.7.

Soit la voie d'entrée fixée, ainsi que la voie de sortie correspondant à l'évaporation de x particules. Pour une épaisseur de cible e donnée, un tirage aléatoire est fait sur la position de la réaction dans la cible: le noyau composé a en effet, à cet endroit, une énergie d'excitation:

$$E^* = A_2/(A_1 + A_2) \cdot E_1' + Q$$

telle que

$$E_1' = E_1 - \Delta E_1$$

avec e_1 la première partie de cible traversée par le noyau incident jusqu'au point de réaction et ΔE_1 la perte d'énergie de l'ion incident sur cette distance. Les pertes d'énergie sont calculées à partir des pouvoirs d'arrêt de la Table de F. Hubert [80Hub].

Le noyau composé dissipe son énergie d'excitation suivant une compétition entre les différentes voies de sorties. Voies de sorties qui sont simulées par des distributions gaussiennes rendant compte au mieux des fonctions d'excitation des codes d'évaporation précédemment utilisées (cf. Figure 3.1). L'énergie des particules émises sont tirées au hasard dans une distribution Maxwellienne $P(E_a)$, avec E_a l'énergie de la particule évaporée.

L'énergie du résidu, après évaporation des x particules, dépend alors de l'énergie des particules évaporées et de leur angle d'émission: la simulation tire donc aléatoirement les deux angles d'émission Θ et Φ sur $[0;\pi]$ et $[0;2\pi]$ respectivement des particules dans un repère sphérique et effectue le calcul, en se servant du fait que dans le centre de masse la somme des impulsions est nulle. Soit $E'_{rés}$ l'énergie du résidu (dans le laboratoire) juste après les évaporations; en sortie de cible, c'est-à-dire après la traversée du reste de la cible (e_2) et avoir perdu l'énergie ΔE_2 , elle devient $E_{rés}$ telle que:

$$E_{rés} = E'_{rés} - \Delta E_2$$

avec $e = e_1 + e_2$ l'épaisseur totale de la cible.

Cette partie calcule donc, pour une voie d'entrée et chacune des voies de sortie la distribution en vitesse du résidu en sortie de cible.

Introduire la compétition des différentes voies de sortie permet d'estimer, pour un tirage de N particules incidentes, le nombre de noyaux résiduels et leur distribution de vitesse en sortie de cible.

Toutes ces étapes de la simulation sont schématisées sur la Figure 3.4.

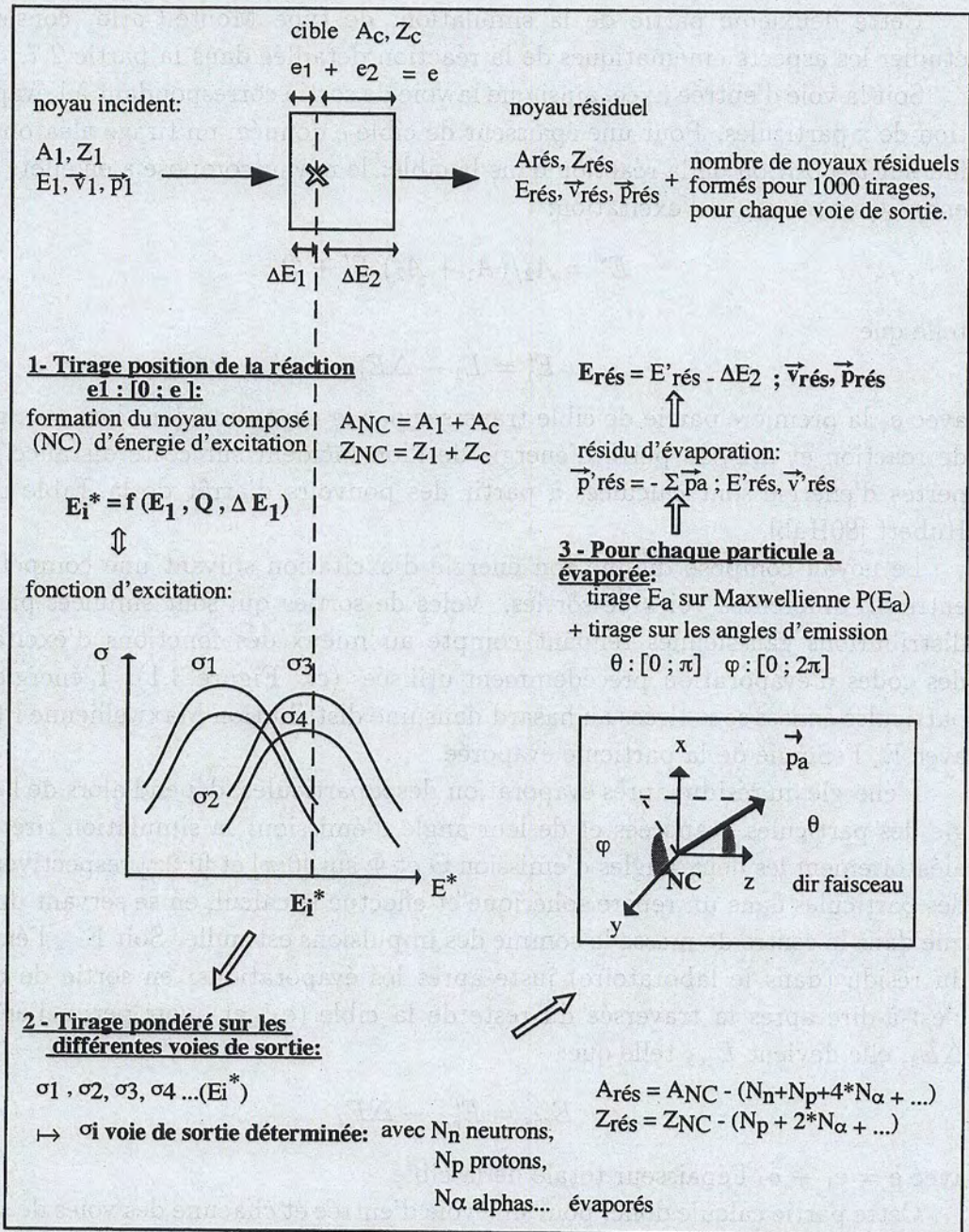


Figure 3.4: Schéma récapitulatif de la simulation cinématique tenant compte des fonctions d'excitation des différentes voies de sortie.

D'après les différentes simulations que nous avons réalisé, plusieurs solutions existent pour les cibles qui permettent simultanément de produire le maximum de noyaux d'intérêt à la bonne vitesse v_2 . De façon à s'affranchir des imprécisions sur les pertes d'énergie, nous avons fait le choix de deux types de cibles:

- l'une consistant à ralentir la faisceau incident en amont de la cible de production par une feuille de carbone;
- l'autre à utiliser des cibles de magnésium seul, nécessairement plus épaisses.

A titre d'exemple, le Tableau 3.4 présente les résultats des distributions en vitesse pour les noyaux résiduels issus de la réaction de ^{58}Ni (4.3 MeV/A) sur une cibles de 0.5 mg.cm^{-2} de ^{12}C + 2.25 mg.cm^{-2} de ^{24}Mg . Le pourcentage de chaque voie de sortie intégré sur l'acceptance en vitesse (10^{-4}) est également donné dans le tableau.

Pour cette énergie incidente et ces épaisseurs de cibles, on explore le domaine en énergie d'excitation de 36.9 MeV à 57.6 MeV; en conséquence, d'après la simulation, aucun résidu $A=72$ n'a été produit (leurs sections efficaces sont centrées sur une énergie d'excitation plus élevée).

Noyau	$v \pm \sigma$ (cm.ns ⁻¹)	Nombre de noyaux acceptés (en %)
^{80}Sr	1.482 ± 0.142	29.7
^{80}Y	1.458 ± 0.151	2.12
^{80}Zr	1.463 ± 0.173	0.016
^{76}Kr	1.493 ± 0.158	60.
^{76}Rb	1.472 ± 0.164	8.12
^{76}Sr	1.460 ± 0.168	0.016

Tableau 3.4: Vitesse (et largeur de la distribution) des différentes voies de sortie de la réaction de ^{58}Ni (4.3 MeV/A) sur une cible composée de ^{12}C (0.5 mg.cm^{-2}) et de ^{24}Mg (2.25 mg.cm^{-2}) ainsi que leur production (en %) d'après la simulation cinématique.

Il est intéressant d'étudier maintenant la variation de la vitesse et le nombre d'interactions pour les différentes voies de sortie en compétition, en fonction de l'épaisseur de la cible.

Les vitesses en sortie de cible dépendent fortement de l'épaisseur. Etant donnée la faible acceptance en vitesse du cyclotron, il faut donc se méfier de ne pas avoir une épaisseur trop forte ou trop faible, sous peine de ne pas produire les noyaux avec la bonne vitesse d'injection. D'où l'intérêt d'étudier en détails la cinématique de la réaction, afin de pouvoir choisir judicieusement l'épaisseur de cible.

Remarque: On s'aperçoit que la production du ^{76}Kr est plus importante que celle du ^{80}Sr , ce qui est dû au fait que la fonction d'excitation est supérieure et beaucoup plus large.

Après analyse de ces résultats, nous avons déduit qu'une épaisseur de cible de ^{24}Mg d'environ 2.5 mg.cm^{-2} était nécessaire, dans le cas où 0.5 mg.cm^{-2} de ^{12}C était disposé à l'avant. Des calculs ont également été effectués pour une cible composée uniquement de ^{24}Mg : une épaisseur de 2.8 mg.cm^{-2} était alors optimale pour la production et l'injection des masses $A=80$.

Un point fondamental de cette simulation est l'utilisation de programmes de pertes d'énergie qui conduit notamment aux calculs des vitesses en sortie de cible des résidus. Cette vitesse nécessite d'être connue de manière très précise pour l'injection des ions dans le cyclotron. Or, les programmes de perte d'énergie à des énergies de l'ordre de 1.08 MeV/A (soit $v_2=1.44 \text{ cm.ns}^{-1}$) sont moins précis qu'aux énergies plus élevées. Nous avons donc considéré une erreur possible de ces calculs allant jusqu'à 20 %.

Pour s'affranchir de cette erreur potentielle, nous avons fait le choix de cibles disposées sur un porte-cibles permettant leur inclinaison (maximum 42 degrés) et de couvrir une large gamme en épaisseur de cible. Ce n'est qu'au vu des intensités transmises expérimentalement dans le cyclotron que nous adapterons cette inclinaison et donc l'épaisseur.

Après avoir effectué ces calculs et tenu compte des épaisseurs de cibles réalisables, nous disposons pour l'expérience de deux types de cibles:

- des cibles composées de deux parties: une précible de carbone (servant au ralentissement des ions incidents) d'épaisseur 0.5 mg.cm^{-2} , suivi d'une cible de magnésium d'épaisseur 2.17 mg.cm^{-2} . L'épaisseur est choisie volontairement plus faible que celle idéale (2.5 mg.cm^{-2}) du fait de l'inclinaison possible par le porte-cibles.

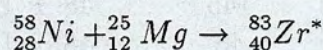
Des cibles de magnésium naturel (composées de $A=24, 25, 26$) ont été commandées à la société GoodFellow [97Goo]. Des cibles de ^{24}Mg enrichies à 99% ont été fabriquées par technique de "rolling" à l'épaisseur demandée, par le Laboratorio Nazionale del Sud (LNS) de Catania, Italie.

- des cibles épaisses composées seulement de magnésium (naturel ou isotopique) d'épaisseur 3.0 mg.cm^{-2} .

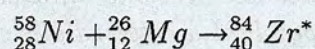
Conséquences de l'utilisation de magnésium naturel

Le magnésium naturel a la composition isotopique suivante: 78.99% de A=24, 10% de A=25 et 11.01% de A=26. Par conséquent, des réactions nucléaires mettant en jeu les deux dernières composantes sont à prendre en considération.

D'après CASCADE, les réactions de fusion du ^{58}Ni avec le ^{25}Mg et le ^{26}Mg donnent lieu aux noyaux composés suivants:

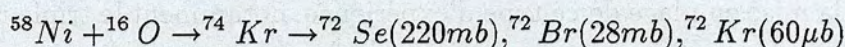


qui peut conduire à la production de ^{80}Rb (fonction d'excitation de caractéristiques: $\sigma_{max} = 93$ mb pour $E^* = 56$ MeV, de largeur 10 MeV) d'une part et également



qui permet la production de ^{80}Rb ($\sigma_{max} = 134$ mb pour $E^* = 72$ de largeur 12 MeV) et ^{80}Kr ($\sigma_{max} = 22$ mb pour $E^* = 68$ de largeur 13 MeV) d'autre part. Ces noyaux sont susceptibles d'être injectés dans CSS2 à une vitesse d'injection proche des autres noyaux de masses 80, correspondant à l'harmonique $h_2=4$.

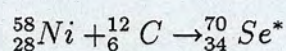
On peut aussi s'attendre, dans le cadre des cibles de magnésium, qu'elles s'oxydent pendant les manipulations à l'air libre, aussi des réactions pourront se produire entre le nickel et l'oxygène.



Les sections efficaces indiquées ici ont été mesurées par B.J. Varley et al. [87Var] à 190 MeV.

Conséquences de l'utilisation d'une précible de carbone

De même, dans une précible de carbone ^{12}C se produira la réaction:



conduisant à la formation des noyaux présentés dans le Tableau 3.5, acceptés (en masse et en vitesse) dans CSS2.

Des valeurs de sections efficaces ont été estimées par S. Skoda et al. [98Sko] pour la réaction inverse $^{12}\text{C} + ^{58}\text{Ni}$ à 40 MeV, où il obtient 200(50) μb pour ^{68}Se , se basant sur la prédiction de CASCADE pour ^{68}Ge (280 mb). Ces mesures sont en désaccord (d'un facteur 5) avec celles obtenues par C.J. Lister et al. [90Lis].

Cette simulation rend donc globalement compte de ce qui sera produit dans la cible et de ce qui devrait en sortir, au moins qualitativement. D'un point de vue quantitatif, elle ne tient pas compte des différentes coupures géométriques et physiques à l'injection, les données servent donc d'indications et non de valeurs réelles.

Noyau	voie	σ_{max} (mb)	E^* (MeV)	σ_{max} (mb)	E^* (MeV)
		CASCADE	\pm FWHM	PACE2	\pm FWHM
^{68}Ge	2p	210	32 ± 8	197	34 ± 6
^{68}As	1p + 1n	44	32 ± 8	87	34 ± 6
^{68}Se	2p	0.9	32 ± 8	6	34 ± 6
^{64}Zn	$1\alpha + 2p$	145	48 ± 10	315	44 ± 7
^{64}Ga	$1\alpha + 1p + 1n$	43	48 ± 10	150	44 ± 7
^{64}Ge	$1\alpha + 2n$	0.5	48 ± 10	-	-

Tableau 3.5: Caractéristiques des sections efficaces (valeur maximale σ_{max} (mb), énergie d'excitation correspondant à cette valeur et largeur à mi-hauteur FWHM) prédites par les codes CASCADE et PACE2, pour les voies de sortie de la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{12}\text{C}$.

En conclusion, cette première partie de simulation est très importante car elle permet de comprendre les différentes sélections imposées par la réaction et le cyclotron. Elle sera un support essentiel à l'identification des noyaux obtenus expérimentalement, que l'on verra dans la partie 4.4.1.

Elles ont permis de tirer quelques conclusions importantes sur la compréhension et la mise en place de ce type d'expérience, notamment le triple rôle joué par l'épaisseur de la cible: celui de produire de façon maximale les noyaux d'intérêt, d'éplucher ces ions à un état de charge donné et de les ralentir à une vitesse d'injection imposée par un choix d'harmonique. Ces trois conditions étant primordiales pour l'expérience, il est nécessaire de mettre en oeuvre tous les dispositifs utiles pour sa réussite. Pour cela, nous avons développé un porte-cibles répondant à nos attentes.

3.4.3 Elaboration d'un porte-cibles

Pour s'affranchir des erreurs dues aux calculs de perte d'énergie notamment, il s'avère utile d'avoir plusieurs épaisseurs de cibles ou des cibles de natures différentes durant l'expérience. Nous avons donc développé un dispositif appelé "Diablo" (cf. Figure 3.5) permettant de supporter 4 cibles différentes (et possédant un trou pour pouvoir laisser passer le faisceau). Elles sont situées sur 5 positions différentes sur un même rayon de disque, qu'un système mécanique automatisé permet de placer dans la direction du faisceau par rotation autour d'un axe situé au centre du disque. La commande à distance du changement de position permet un gain de temps considérable car elle évite toute opération manuelle sur le porte-cibles qui est placé dans une enceinte sous vide sur la ligne L2 du faisceau.

Afin de pouvoir faire varier l'épaisseur de chacune de ces cibles, un second dispositif automatique de rotation a été élaboré, permettant l'inclinaison de la cible par rapport à l'incidence du faisceau, d'un angle couvrant jusqu'à environ 42 degrés. Pour une épaisseur e donnée, le faisceau peut interagir avec une épaisseur effective de $e/\cos(\theta)$. Ce dispositif a la faculté de faire varier l'épaisseur de la cible de 2.17 mg.cm^{-2} à 2.92 mg.cm^{-2} .

La troisième spécificité de ce dispositif est d'introduire un mouvement de rotation de la cible sur elle-même afin d'éviter l'échauffement voire la fusion de cette dernière. En effet, en envoyant le faisceau non pas sur le centre de la cible (en forme de disque de 2 cm de diamètre), mais sur son demi-rayon (0.5 cm), la rotation de la cible (à une vitesse de 8 Hertz) permet ainsi d'éviter que la partie de la cible "vue" par le faisceau soit toujours la même, ce qui entraîne alors une hausse de la température sur cette zone qui pourrait atteindre le point de fusion du magnésium. Une simulation a été utilisée pour estimer cet échauffement de la cible, qui sera décrite après.

Outre le gain de temps considérable, le porte-cibles qui a été développé présente des avantages techniques appréciables pour tout type d'expérience. En effet, les différentes commandes à distance sont réalisées à partir d'une interface conviviale qui peut être installée dans la salle d'acquisition de toute expérience.

3.4.4 Calculs d'échauffement de la cible

Le cas de fusion de la cible aurait pu se présenter dans notre expérience car le matériau choisi, le magnésium, présente un point de fusion relativement bas: 649 degrés Celsius. C'est pourquoi nous avons utilisé un programme permettant d'estimer l'échauffement d'un matériau soumis à un faisceau d'ions lourds.

Cette simulation a été effectuée en 1994 par M. Toulemonde du CIRIL puis

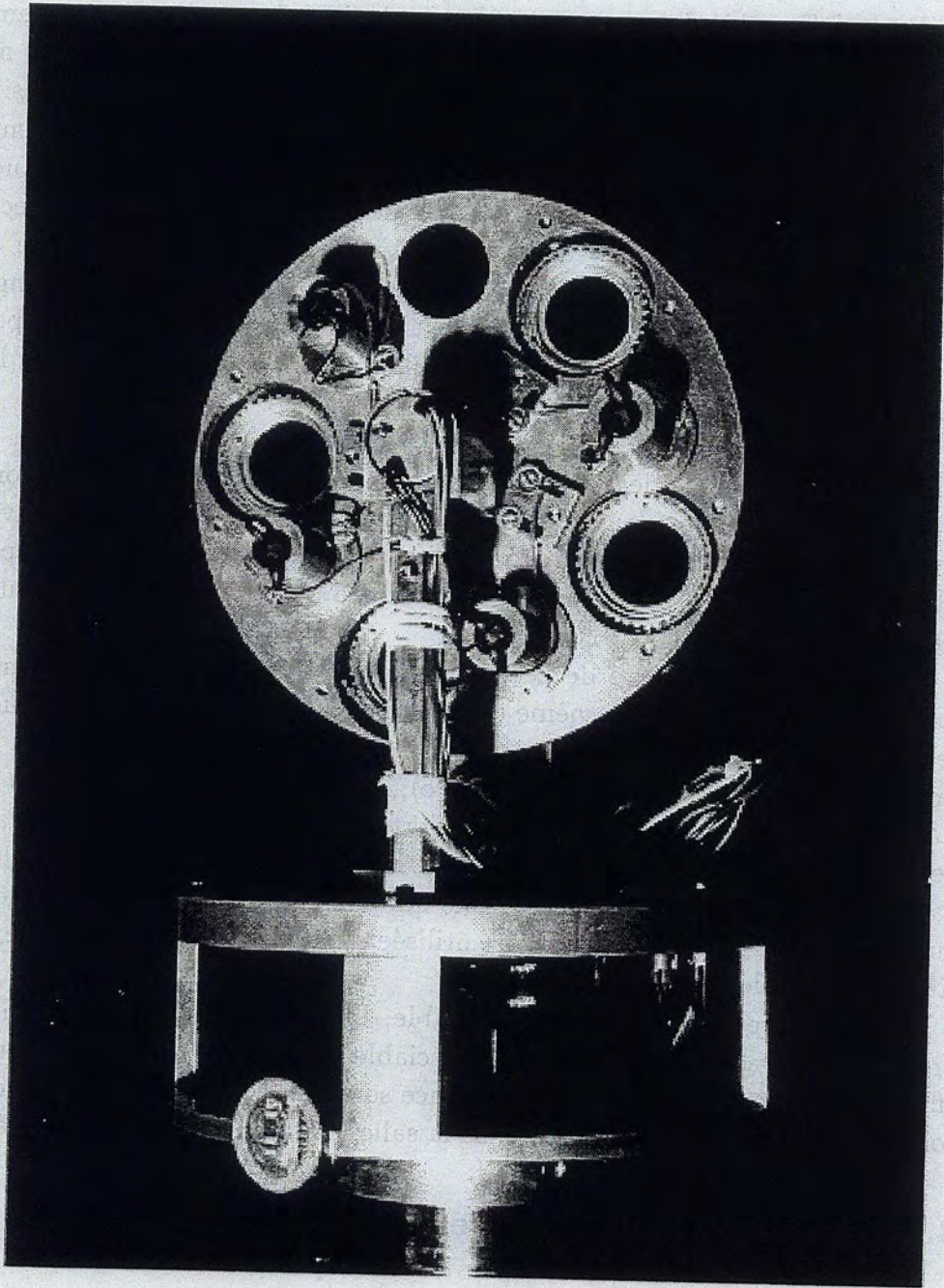


Figure 3.5: Photographie du porte-cibles *Diablo*.

repris et modifié successivement par P. Foury (GANIL) en 1996 puis R. Lichtenchtäler (GANIL) en 1998 afin de l'appliquer au développement des cibles de SPIRAL [98Lic] qui est décrite et testée dans la référence [98Mau].

Se basant sur les caractéristiques physiques et chimiques du matériau cible ainsi que du faisceau, ce programme calcule l'énergie déposée par le faisceau sur la cible, puis la diffusion radiale de cette chaleur en introduisant la dynamique des phénomènes thermiques et la rotation de la cible, avant l'établissement d'un équilibre dans le système. Il tient aussi compte de la perte d'énergie du faisceau dans l'épaisseur de la cible; son maximum se situant au pic de Bragg où l'échauffement sera lui-aussi maximum.

En sortie, on a accès à la distribution radiale de la température, la cible (en forme de disque) étant découpée en couronnes pour le calcul au bout d'un certain temps d'irradiation. Si la température maximale atteinte par la couronne la plus exposée est proche du point de fusion, il y a alors risque d'endommager la cible.

L'influence de certaines variables sur cette température d'échauffement, est présentée sur la Figure 3.6; elle se résume à:

- L'effet de la puissance du faisceau sur la température maximale atteinte par la couronne de la cible la plus exposée (cf. Figure 3.6 b)) est linéaire. Dans notre cas, parce qu'on est limité en puissance de faisceau, il n'y a pas de risque d'atteindre la température de fusion de la cible. Cependant c'est le facteur le plus important de ce calcul.
- Quant à l'action de la rotation de cible sur l'échauffement de la cible, (sur la Figure 3.6 c)), on voit qu'elle est très importante à faible rotation mais sature vite (à environ 8 Hz dans notre cas). Cela permet de conclure qu'une rotation à plus de 10 Hz n'est pas indispensable, mais en dessous assez nécessaire.
- L'épaisseur de cible joue également un rôle important, mais dans notre cas, la passage de 2.17 à 2.9 mg.cm⁻² n'implique pas d'échauffement préoccupant.

Avec les caractéristiques du faisceau et de la cible récapitulées dans le Tableau 3.6, on obtient d'après cette simulation la température exprimée en Kelvin pour chaque couronne de rayon pris par rapport au centre du disque sur la Figure 3.6 a). On voit que la température maximale d'échauffement (366 K soit 93 degrés C) n'atteint pas la température de fusion du magnésium. Nous n'avons pas dans ces conditions à craindre de fusion de la cible d'après ces calculs; ceci grâce à la faible puissance incidente et à la rotation de la cible. Le cas limite serait atteint pour une absence de rotation et une puissance de faisceau de 13.5 Watt soit 486 nAe, mais celle-ci est légèrement supérieure à la puissance maximale pouvant être délivrée par CSS1 pour un faisceau de ⁵⁸Ni⁹⁺ (environ 400 nAe).

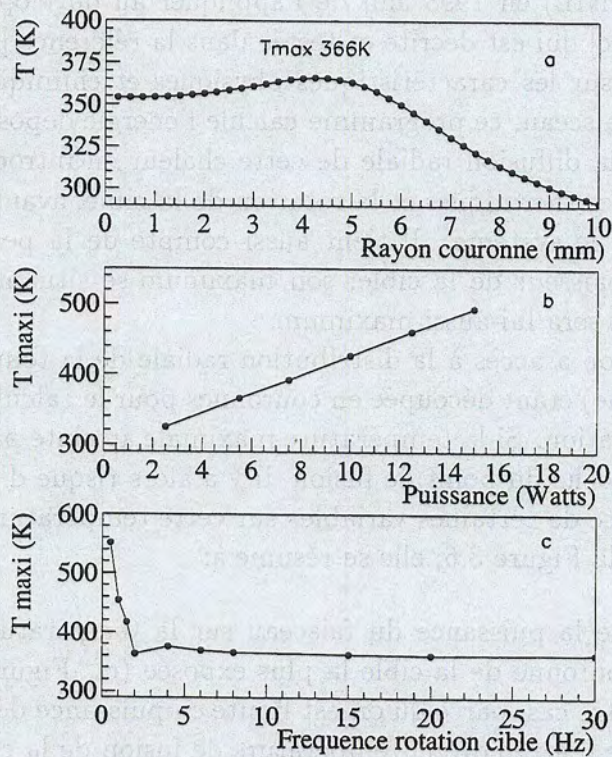


Figure 3.6: a) Etude de la température en fonction de chaque couronne de la cible (disque de rayon 1 cm) quand le faisceau balaye le mi-rayon (5 mm); b) et c) Etude de l'influence de la puissance du faisceau et de la fréquence de rotation de la cible sur la température maximale d'après un calcul d'échauffement d'une cible sous faisceau. Evidemment, sur la figure c), pour des très grandes fréquences de rotation, l'échauffement de la cible n'est plus évité par la rotation.

Faisceau		Cible	
Nature:	^{58}Ni	Nature:	$^{24}_{12}\text{Mg}$
Charge:	9^+	Epaisseur:	2.17 mg.cm^{-2}
Energie/nucléon:	4.3 MeV/A	Densité *:	1.74 g.cm^{-3}
Intensité:	200 nAe	Capacité therm.*:	0.24 cal/g/K
1/2 largeur:	0.2 cm	Conductiv. therm.*:	0.37 cal/s/cm/K
Position/centre:	0.5 cm	Rayon du disque:	1 cm
		Fréq. rotation:	8 Hz

Tableau 3.6: Caractéristiques du faisceau et de la cible. * d'après [97Goo].

3.5 Accélération des ions dans CSS2

Afin de simuler les mécanismes d'accélération des ions dans un cyclotron, nous avons utilisé deux simulations appelées ANJO et JOAN réalisées par A. Chabert [80Cha]. Elles sont décrites en détails dans la référence [96Chaa]. Nous résumerons ici les principales étapes et présenterons les résultats pour le système qui nous intéresse.

3.5.1 Adaptation du réglage du cyclotron pour les ions $A \approx 80$

Ce code simule la trajectoire d'un ion donné dans CSS2. Une carte de champ isochrone est calculée pour un ion $\frac{A}{Z}X^{q+}$ que l'on cherche à rendre isochrone, avec la fréquence de révolution $f_{cyclo} = f_{HF}/h_2$. Cette code calcule le champ magnétique dans chaque secteur et à chaque rayon, dans les coordonnées polaires (r, θ) .

Grâce à ce champ, le code ANJO simule la trajectoire centrale, isochrone et sans précession d'une particule dite "de référence". Cette particule est injectée avec les caractéristiques:

φ_0 : phase à l'injection;	} pour la particule injectée;
w_0 : énergie;	
pr_0 : angle d'inclinaison;	
r_0 : rayon vallée	

V_0 : tension accélératrice;	} pour le cyclotron.
b_0 : correction de champ magnétique	

Le code calcule donc l'évolution de ces variables avec le rayon r_c et l'angle azimuthal θ : elles deviennent φ_c, w_c, pr_c . Un ajustement plus fin du champ est réalisé avec une variable b_0 jusqu'à obtenir un isochronisme parfait pour l'ion de référence, c'est à dire une évolution nulle de la phase à l'injection avec le rayon. On peut alors en déduire l'évolution du nombre de tours en fonction du rayon ainsi que l'espacement entre deux tours. De plus, nous pouvons ensuite calculer l'évolution d'autres particules dans ces conditions et déduire si elles seront (ou non) accélérées et de quelle manière. Etudions les enseignements que nous apporte ce code dans le cas qui nous intéresse afin de savoir à quels problèmes nous serons confrontés pendant l'expérience.

Méthode de mesure de masse à l'isochronisme

Pour un réglage au plus proche de l'isochronisme et dans le cas où deux noyaux sont suffisamment proches en masse (masses connues) pour être accélérés sans perte dans le cyclotron, on a la relation entre la différence relative de temps total ou phase entre les deux ions et leur différence relative de masse:

$$\frac{\delta t}{t_{tot}} = \frac{\delta \varphi}{\varphi} = \frac{\delta(m/q)}{m/q}$$

mais ceci n'est vrai que pour un même nombre de tours N_0 effectué par les deux noyaux tel que:

$$t_{tot} = N_0 * T_{cyclo}$$

si on l'exprime en temps ou $\varphi = N_0 * h_2 * 360$ en phase (degrés).

Il faut donc s'assurer que les noyaux ont bien fait le même nombre de tours. Pour cela, il suffit de parcourir tous les rayons et de regarder le spectre en énergie: chaque pic en énergie correspondra à chaque tour effectué. Cette méthode très simple ne pourra être utilisée que si les tours sont distinctement séparés les uns des autres. De même, pour identifier les différents noyaux, il faut qu'ils soient clairement séparés en temps (ou phase).

Soient deux noyaux suffisamment proches en masse pour avoir un faible déphasage, faisant tous deux le même nombre de tours *au même rayon d'observation*. Avec une phase φ_0 à l'origine, pour un nombre N_0 de tours (identique pour les deux noyaux) effectué à un rayon R_0 donné, on doit retrouver le nombre de tours effectués par les deux noyaux par:

$$N_0 = \frac{\delta \varphi}{h_2 \times 360 \times \frac{\delta(m/q)}{m/q}}$$

On peut alors en déduire pour un troisième noyau de masse inconnue (et qui aurait effectué le même nombre de tours N_0) par le rapport des masses (avec l'un des deux noyaux connus précédent):

$$\frac{\delta m'}{m} = \frac{\delta \varphi'}{N_0 \times h_2 \times 360}$$

donc sa masse, par rapport à l'une des deux références.

Remarque: Changement de phase à l'origine

Maintenant si, avec les mêmes réglages, on change seulement la phase à l'origine (faiblement pour ne pas changer le même nombre de tours effectués par les deux noyaux): pour φ_1 , on trouve:

$$\frac{\delta\varphi_1}{\varphi_1} = \frac{\delta(m/q)}{m/q} \text{ avec } \varphi_1 = N_1 \times h_2 \times 360$$

et

$$\frac{\delta\varphi_2}{\varphi_2} = \frac{\delta(m/q)}{m/q} \text{ avec } \varphi_2 = N_2 \times h_2 \times 360$$

On a alors plusieurs points différents de la même mesure, ce qui permet d'en déduire encore plus précisément la masse du noyau cherché.

Réglage optimal du ^{80}Sr à l'aide du code ANJO

Nous avons cherché le réglage le plus isochrone de la particule de référence: $^{80}\text{Sr}^{20+}$, pour une fréquence de révolution: 1.904820 MHz. L'évolution des différentes variables est présentée sur la Figure 3.7, c'est-à-dire la phase, le nombre de tours, l'angle par rapport à une trajectoire centrale et la distance entre deux tours quand le rayon croît. Ce réglage correspond aux valeurs d'injection suivantes:

$$\begin{aligned} \varphi_0 &= -5 \text{ degrés} \\ w_0 &= 1.06957 \text{ MeV/A} \\ pr_0 &= 6 \text{ mrad} \\ r_0 &= 1.098 \text{ m} \\ V_0 &= 50 \text{ kVolts} \\ b_0 &= -0.03534 \end{aligned}$$

Il n'est pas parfait car la phase n'est pas strictement constante quand le rayon croît mais c'est le meilleur réglage possible.

L'espacement entre les tours décroît progressivement au cours de l'accélération, mais ceux-ci ne se confondent pas. L'angle que fait le noyau par rapport au plan radial oscille légèrement mais diminue globalement, la trajectoire centrale de la particule de référence subit donc peu de précession, ce qui évite une éventuelle expansion des paquets d'ions autour de cette particule centrale qui entraînerait la perte de ces ions.

Une fois l'isochronisme fixé sur $^{80}\text{Sr}^{20+}$, on peut alors regarder alors le comportement des autres noyaux $A=76$ et $A=80$ présenté sur la Figure 3.8 avec ce réglage.

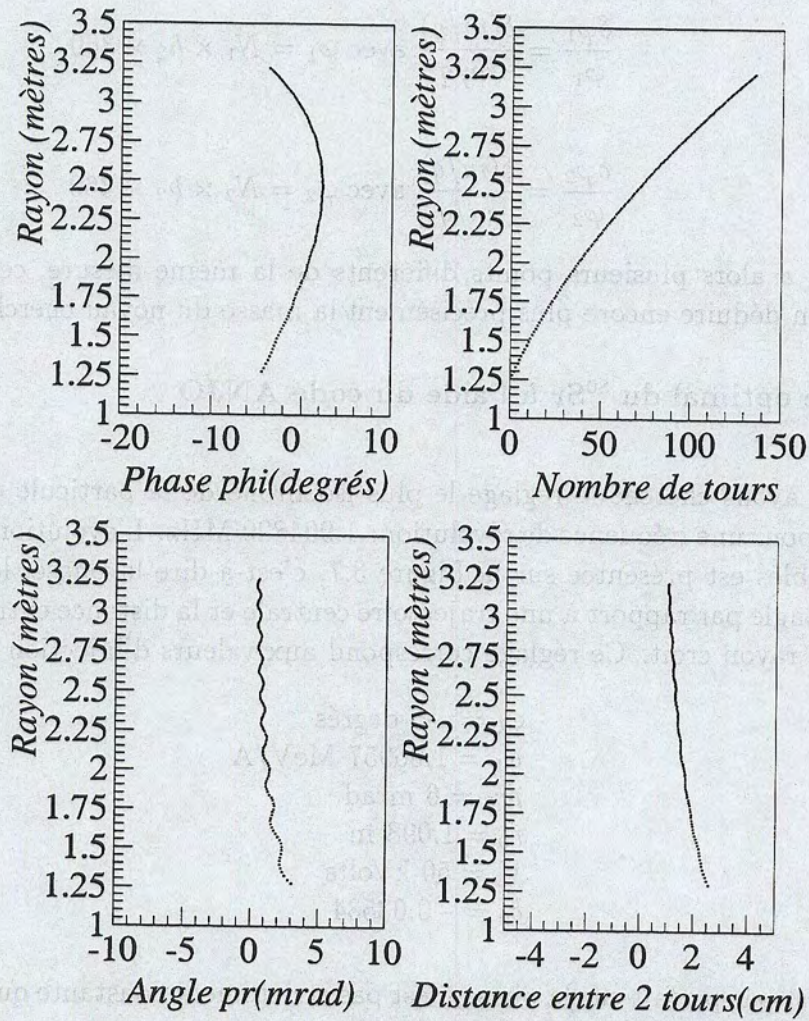


Figure 3.7: Réglage de l'isochronisme sur le $^{80}\text{Sr}^{20+}$ d'après le code ANJO. Evolution des différentes variables calculées par ce code au cours de l'accélération: phase, nombre de tours, angle et espacement entre deux tours quand le rayon croît.

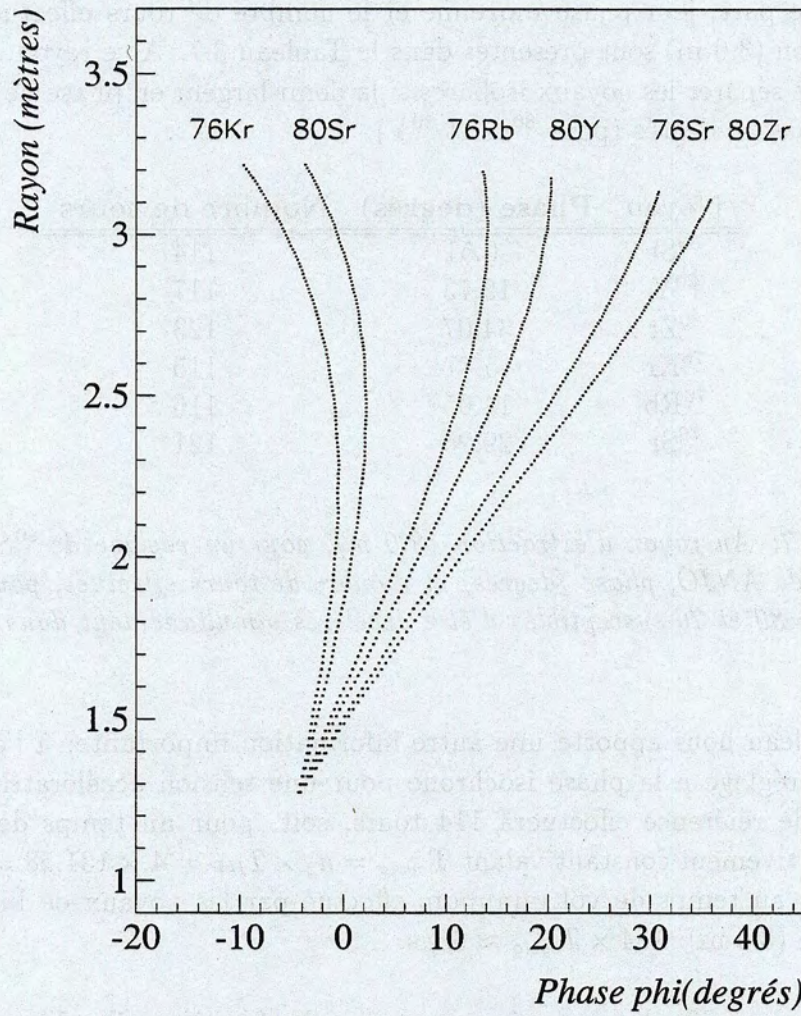


Figure 3.8: Evolution de la phase pour les isobares $A=80$ et $A=76$ quand le rayon croît, d'après le code ANJO.

Les masses introduites dans la simulation correspondent soit aux masses déjà mesurées si elles existent, sinon leurs valeurs extrapolées, présentes dans la Table de G. Audi [97Aud], sauf pour ^{80}Y où l'on a pris une mesure plus récente [98Iss].

On peut remarquer tout d'abord qu'avec ce réglage et l'acceptance du cyclotron, ces noyaux sont bien tous accélérés, sans décélération, jusqu'au rayon final.

D'autre part, leur phase moyenne et le nombre de tours effectués au rayon d'extraction (3.0 m) sont présentés dans le Tableau 3.7. A ce rayon, il nous sera possible de séparer les noyaux isobares si la demi-largeur en phase de leur paquet n'excède pas 10 degrés (pour ^{80}Sr et ^{80}Y).

Noyau	Phase (degrés)	Nombre de tours
^{80}Sr	-0.51	114
^{80}Y	19.73	117
^{80}Zr	34.07	123
^{76}Kr	-5.77	115
^{76}Rb	14.05	116
^{76}Sr	29.26	121

Tableau 3.7: Au rayon d'extraction (3.0 m), pour un réglage de ^{80}Sr isochrone dans le code ANJO, phase (degrés) et nombre de tours effectués, pour différents noyaux $A=80$ et 76 susceptibles d'être accélérés simultanément dans CSS2.

Ce tableau nous apporte une autre information importante: à l'accélération optimale (réglage à la phase isochrone pour une tension accélératrice donnée), le noyau de référence effectuera 114 tours, soit, pour un temps de révolution approximativement constant valant $T_{\text{cyclo}} = h_2 \times T_{\text{HF}} = 4 \times 131.58 = 526.32$ ns, on a accès au temps de vol minimum effectué par les noyaux de l'injection au rayon final (3.0 m): $114 \times T_{\text{cyclo}} \approx 60 \mu\text{s}$.

On remarque de plus que même avec ce réglage optimal, ils n'ont pas effectué le même nombre de tours pour arriver au même rayon. En toute rigueur, il faut prendre en compte ce nombre de tours excédentaire avant de comparer leurs phases.

Plus le réglage choisi sera loin de l'isochronisme, plus le nombre de tours absolu effectué par les ions sera grand et leur temps de vol augmentera en conséquence. En outre, leur différence de nombre de tours sera plus grand. Il faut donc trouver un compromis entre la séparation des noyaux, leur accélération sans perte de particules et le temps de vol total afin d'optimiser la résolution de la méthode. Cette simulation permet donc d'avoir une idée précise des paramètres à faire jouer

en priorité dans le réglage et leur ordre de grandeur.

En conclusion, il apparaît que pour des noyaux lourds, un réglage non isochrone permet une bien meilleure séparation en temps entre les différents noyaux. Il n'empêche que plus on s'éloigne du réglage isochrone l'écart en nombre de tours entre ces noyaux augmente et il sera nécessaire d'en tenir compte.

Problématique du nombre de tours différent effectué par 2 noyaux

Dans notre cas, les noyaux se déphasent par rapport les uns par rapport aux autres de telle façon qu'ils ne vont pas parcourir le même nombre de tours dans le cyclotron pour arriver au même rayon R_0 . Etant donné qu'expérimentalement, on a accès aux phases des noyaux à *un rayon donné* (où est placée la sonde), comment peut-on avoir accès à cette différence de tours effectués par la seule connaissance de la phase?

La Figure 3.9 présente les phases des noyaux de ^{80}Sr et ^{80}Y en fonction du nombre de tours, au cours de l'accélération. Avec ce même réglage, si on regarde l'évolution de leur différence en temps Δt en fonction du nombre de tours, on voit clairement la linéarité. Si par contre on regarde cette différence de temps en fonction du rayon, on s'aperçoit que la relation n'est plus linéaire. C'est ce qu'on avait vu dans le Tableau 3.7: les noyaux sont très déphasés entre eux et n'effectuent plus le même nombre de tours pour arriver au même rayon d'extraction.

Mesure théorique du nombre de tours relatifs entre deux noyaux

En principe, si l'on considère un noyau isochrone, sa phase φ_0 sera constante entre l'injection et sa détection, par conséquent son gain d'énergie par tour et par nucléon est constant et vaut E . Il effectue un nombre de tours N pour accéder au rayon R . Un second noyau est injecté avec la même phase φ_0 à l'injection, d'excès de masse relatif $\frac{\delta(m/q)}{m/q}$ par rapport au premier. Pour approcher au mieux l'énergie E , il aura effectué $N+p$ tours.

Le déphasage observé entre les deux particules vaudra alors:

$$\Delta\varphi = \varphi_0 + \frac{\delta(m/q)}{m/q} \times 360 \times h_2 \times (N + p)$$

La connaissance de la phase d'injection φ_0 pour le noyau isochrone et du déphasage entre les deux noyaux à la fin de l'accélération donne, si leur masses sont connues, $N+p$.

Mais ce cas se révèle idéal car, d'après le code ANJO, le meilleur isochronisme obtenu pour ^{80}Sr est loin de satisfaire ces conditions car sa phase n'est pas rigoureusement constante au cours de l'accélération.

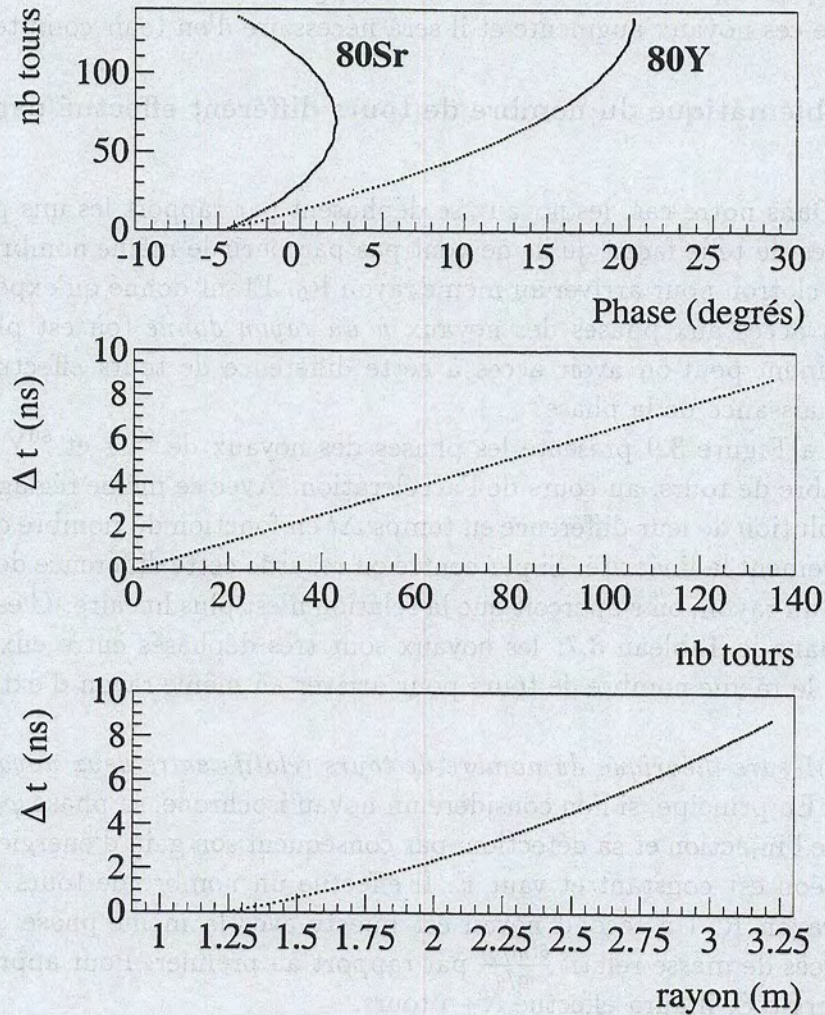


Figure 3.9: a) Evolution de la phase en fonction du nombre de tours pour ^{80}Sr et ^{80}Y . b) Relation linéaire entre la différence en temps Δt (ou en phase) entre les deux noyaux, en fonction du nombre de tours. c) Evolution (non-linéaire) de Δt en fonction du rayon. Résultats donnés par le code ANJO.

Expérimentalement, nous aurons accès au déphasage des noyaux entre eux, à un rayon donné. Connaissant pour quelques uns de ces noyaux leur masse de façon très précise, on pourra tracer le déphasage des noyaux connus (par rapport à un noyau pris en référence) par rapport à leur différence relative de masse/charge. La pente donnera alors le temps de vol effectué par ces ions.

S'il y a une parfaite linéarité entre tous les noyaux, cela signifie qu'ils auront fait le même nombre de tours pour arriver à ce rayon et donc le même temps total. Mais dans quelle mesure peut-on estimer que la linéarité est parfaite? Ou quelle précision est nécessaire pour déterminer s'ils ont effectué le même nombre de tours?

Une estimation est possible grâce à ce code: dans le cas présent, présenté dans la Figure 3.9, entre ^{80}Sr et ^{80}Y , il y a 3 tours d'écart et leurs phases au tour 114 valent respectivement -0.51 et 19.52 degrés (au lieu de 19.73 degrés détectée à 3.0 m pour 117 tours). L'"erreur commise" serait de 0.21 degrés HF soit 0.077 ns. Soit le temps de vol total de ^{80}Sr de 60 μs , on a une erreur relative de $1.3 \cdot 10^{-6}$ sur la masse.

Entre ^{80}Sr et ^{80}Zr (masse extrapolée de G. Audi et al. [97Aud]), il y a 9 tours d'écart et leurs phases au tour 114 valent respectivement -0.60 et 32.51 degrés (au lieu de 34.07 degrés, détectée à 3.0 m pour 123 tours). On a donc 1.56 degrés HF soit 0.57 ns de différence et une erreur relative de $9.5 \cdot 10^{-6}$ sur la masse. La méconnaissance du nombre de tours relatif effectué peut entraîner une erreur non négligeable sur la méthode.

Une solution serait d'étudier cette linéarité à des faibles rayons, puis à des rayons plus grands. En effet, la linéarité serait bonne au début de l'accélération, puisque leur différence de masse n'entraînerait pas de déphasage suffisant pour différencier leur nombre de tours. Malheureusement, les noyaux ont peu de chance d'être séparés suffisamment pour déterminer de manière précise leur phase.

Une méthode a donc été trouvée pour pallier à ce problème. Il s'agit d'utiliser une suppression de paquets pour avoir une base de temps longue et reconstituer les derniers tours effectués par les ions dans le cyclotron. Elle permet de déduire les nombres de tours relatifs des ions. Elle a été présentée au dans la partie 2.5.1 et sera reprise en détails dans l'analyse de l'expérience (cf. partie 4.4.2).

Réglage non isochrone

Une remarque importante et que la relation entre la différence de phase (ou temps) entre deux noyaux est linéaire, même sans isochronisme sur l'un ou l'autre noyau. L'isochronisme n'est donc pas indispensable pour utiliser cette méthode. Il a même tendance à moins séparer en phase les noyaux, ce qui peut s'avérer gênant si la largeur des paquets est importante.

En effet, un exemple de réglage non isochrone est donné sur la Figure 3.10, où les ions ^{80}Sr et ^{80}Y évoluent d'une façon non isochrone: leur phase varie beaucoup au cours de l'accélération et leur déphasage relatif est plus important: 25 degrés contre 20 degrés à l'isochronisme (réglage précédent). Les caractéristiques d'entrée du code ANJO sont cette fois:

$$\begin{aligned}\varphi_0 &= 30 \text{ degrés} \\ \omega_0 &= 1.06957 \text{ MeV/A} \\ pr_0 &= 6 \text{ mrad} \\ r_0 &= 1.098 \text{ m} \\ V_0 &= 50 \text{ kVolts} \\ b_0 &= -0.03484\end{aligned}$$

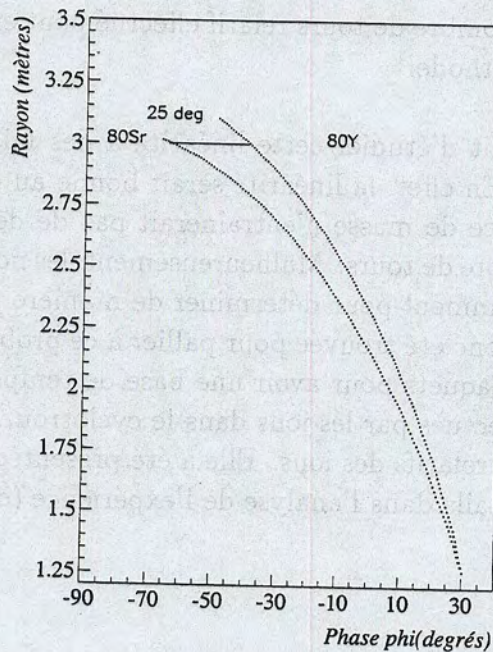


Figure 3.10: Accélération des ions ^{80}Sr et ^{80}Y non isochrones. Résultats donnés par le code ANJO.

Un léger saut en champ a été appliqué pour que le ^{80}Sr ne soit plus isochrone. De plus nous avons imposé une phase d'injection de 30 degrés. Les nombres de tours effectués par les deux noyaux au rayon 3.0 m sont plus élevés: 132 pour ^{80}Sr et 122 pour ^{80}Y . On voit bien que cette fois, c'est le ^{80}Y qui est le mieux accéléré des deux et que leur différence de nombre de tours a bien augmenté.

Il faut cependant faire une remarque importante à ce stade. Les codes ANJO et JOAN utilisent une carte de champ magnétique isochrone pour simuler une accélération d'ions dans le cyclotron. Les corrections à ce champ apportées par la variable b_0 sont minimales par rapport au champ principal et cette simulation ne permet donc pas de simuler un champ non isochrone. Pour se rapprocher des conditions expérimentales, il faudrait donc recalculer la carte de champ "réelle" pas-à-pas, ce qui nécessiterait des mesures précises de la carte de champ.

Cette simulation ANJO décrit le comportement de particules avec des trajectoires "centrales". Elle permet de simuler un comportement isochrone d'une particule, mais aussi le comportement d'autres ions dans ce réglage avec des conditions précises de champ, phase, tension, énergie...

Elle apporte donc des renseignements fondamentaux dans la préparation de l'expérience. Par exemple, les noyaux d'intérêt ne font pas le même nombre de tours pour arriver au rayon final et ils risquent de ne pas être séparés dans un réglage isochrone sur l'un d'eux. Pour étudier plus en profondeur ce deuxième point, il faut prendre en compte la largeur en phase des paquets.

En effet, dans la réalité, le faisceau primaire est pulsé et délivre des paquets de particules incidentes ayant une certaine largeur en phase et en vitesse très grande. Il est donc nécessaire d'effectuer une simulation prenant en compte l'émittance du faisceau "exotique" pour vérifier s'ils sont séparés en énergie et en phase et déterminer combien de tours vont être interceptés en réalité.

3.5.2 Séparation en énergie et en phase des paquets d'ions

Le code JOAN, très similaire à ANJO, reprend l'idée du calcul de trajectoire de particules dans CSS2, mais cette fois, il traite non pas une particule (dite de référence) mais un paquet de particules (réparties autour de cette particule de référence), dans des conditions d'émittance réalistes. L'insertion d'une partie décrivant le canal d'injection permet de simuler l'éventuel rejet de particules à cet endroit précis. De plus, un test de détection a été ajouté au programme initial dans le but de simuler l'interception des tours dans le détecteur, en tenant compte de sa zone utile (8 mm) et de sa zone morte (2 mm), lorsque celui-ci est placé à un rayon donné du cyclotron dans le secteur C.

L'ajout de ces deux particularités permet une simulation plus réaliste, qui tient compte des éventuelles pertes de noyaux pendant l'injection et la détection, les deux points délicats mais utiles à comprendre. Appliquons-la à notre système pour recueillir des informations essentielles sur la séparation des noyaux en énergie et en phase.

Séparation des noyaux en énergie

Comme nous l'avons vu précédemment en utilisant le code ANJO, les noyaux de masse 80, 76 voire aussi 72 et 68 pourront être accélérés dans CSS2. Or comme l'accélération se fait par gain d'énergie constant *par nucléon*, des noyaux de masses différentes n'auront pas la même énergie totale en fin d'accélération. Cependant, il faut nous assurer qu'ils seront clairement séparés en énergie. Pour cela avec le premier réglage (isochronisme sur ^{80}Sr) et pour les noyaux ^{80}Sr , ^{76}Kr , ^{72}Br et ^{68}As , nous obtenons la matrice Energie-Phase (et sa projection en énergie) présentée sur la Figure 3.11. Les Phases sont maintenant données en nanosecondes, avec ^{80}Sr pris comme référence.

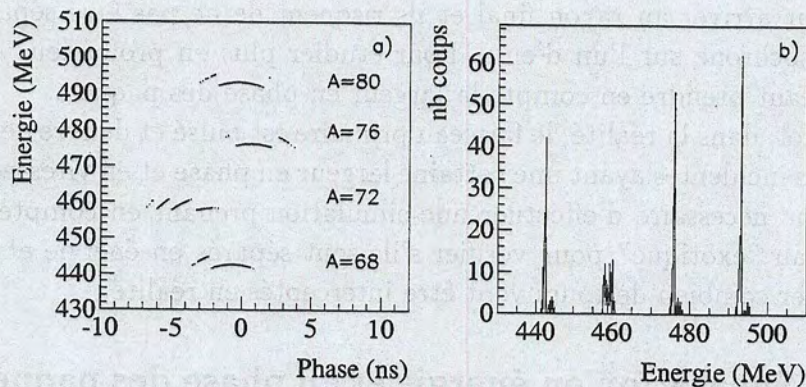


Figure 3.11: Interception des paquets d'ions de ^{80}Sr , ^{76}Kr , ^{72}Br et ^{68}As par le détecteur placé à 3 m d'après le code JOAN. a) Spectre Energie-Phase; b) Projection de l'énergie totale des ions.

Nous pouvons constater qu'il n'y aura pas de problèmes de séparation en masse des ions puisque leurs énergies sont très différentes (dû au rapport $A/q=4$). S'étant assuré de cela et par souci de clarté, nous traiterons par la suite la séparation en phase des isobares de masse 80.

Séparation des noyaux en phase

Si nous appliquons ce réglage aux noyaux isobares ^{80}Sr , ^{80}Y et ^{80}Zr , nous obtenons la matrice Rayon-Phase sur la Figure 3.12 a). Sur cette figure sont représentés les tours successifs, supérieurs ou égaux à 112, effectués par les paquets d'ions. Nous apercevons distinctement les largeurs en phase des paquets, la phase moyenne (correspondant à la particule centrale) étant indiquée à l'aide d'un astérisque. Etant donné que les paquets sont "inclinés", puisque le réglage n'est pas parfaitement isochrone pour ^{80}Sr et encore moins pour les deux autres ions, le détecteur, avec sa zone utile (dont les limites figurent entre deux traits horizontaux, à un rayon donné), interceptera *plusieurs tours pour un ion et des tours différents* pour les différents ions.

C'est ce qu'on peut distinguer sur la Figure 3.12 b), lorsqu'on impose dans le code la présence du détecteur et simule par conséquent l'interception des différents tours par celui-ci. Les détails des tours interceptés se trouvent sur la Figure 3.13 b). Pour le noyau le mieux accéléré ^{80}Sr , on intercepte 2 tours (114 et 115) avec une distribution en forme de "banane" pour le tour principal (114), tandis que pour les noyaux plus éloignés en masse ^{80}Zr , qui sont moins bien accélérés et feront plus de tours, on intercepte les tours de 118 à 129.

Bien qu'il s'agisse de "morceaux de tours" interceptés, la distribution en phase reste gaussienne d'après la Figure 3.13 a) avec les valeurs moyennes données dans le Tableau 3.8, que l'on compare avec la phase centrale. Comme on peut le voir, elles diffèrent relativement peu car la quasi-totalité des particules sont détectées (plus de 80%). Si on prend en compte la statistique, l'erreur commise $\frac{\sigma}{\sqrt{N}}$ est inférieure à 100 ps.

Noyau	Phase centrale (ns)	Phase moyenne interceptée (ns)	Nb de coups
^{80}Sr	-0.6	-0.32 ± 0.84	329
^{80}Y	-7.96	-7.89 ± 1.37	306
^{80}Zr	-13.3	-13.36 ± 1.41	347

Tableau 3.8: Comparaison entre la phase de la particule centrale et la phase moyenne des distributions pour les paquets d'ions de ^{80}Sr , ^{80}Y et ^{80}Zr interceptés dans le détecteur placé à 3 m, d'après le code JOAN. Le nombre de coups interceptés est donné pour un nombre d'événements entrés dans la simulation de 386.

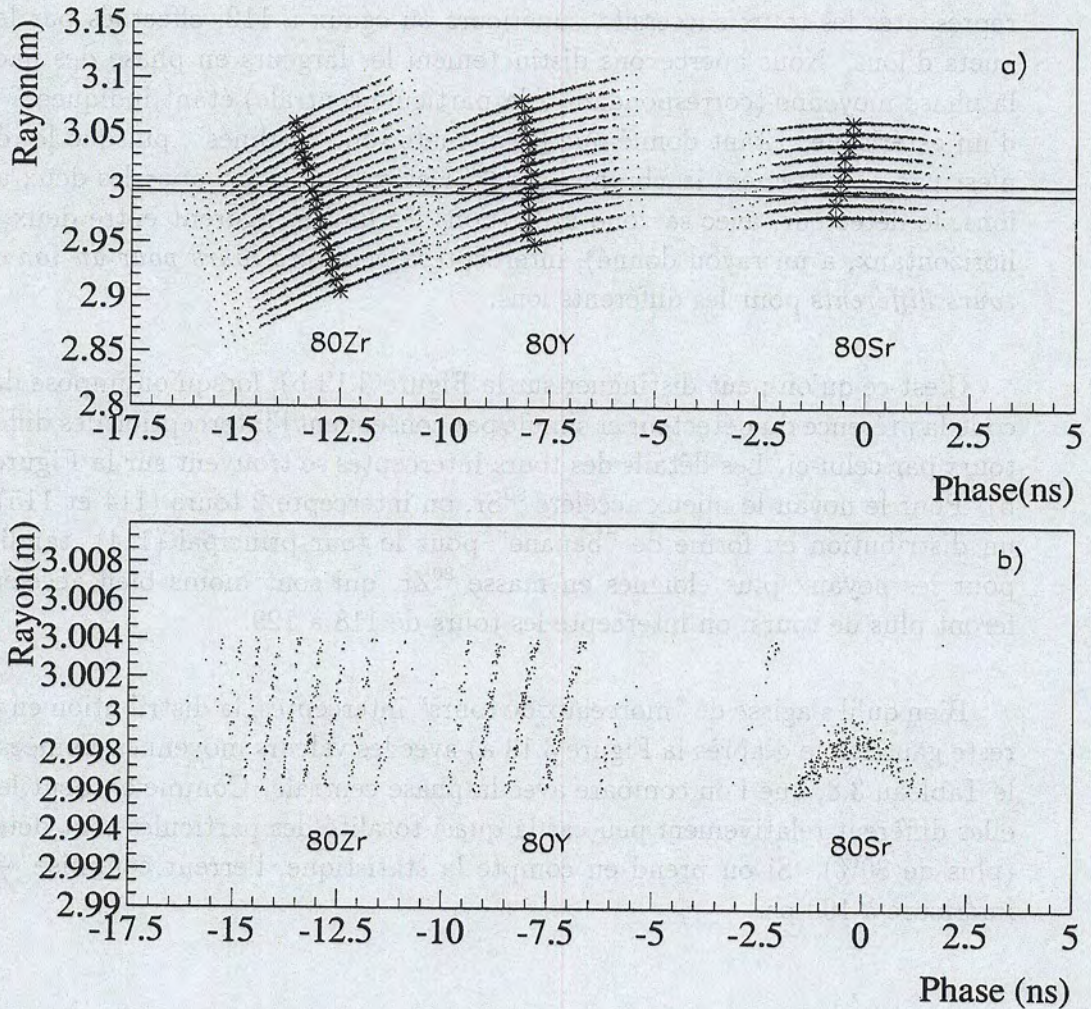


Figure 3.12: Accélération de paquets d'ions ^{80}Sr et ^{80}Y et ^{80}Zr d'après le code JOAN (matrice Rayon-Phase). a) Sont représentés les tours supérieures ou égales à 112 pour chaque noyau, avec la trajectoire centrale caractérisée par une astérisque. Entre les deux traits horizontaux figure la zone utile du détecteur placé à 3 m. b) Détails de l'interception des tours pour chaque noyau par le détecteur.

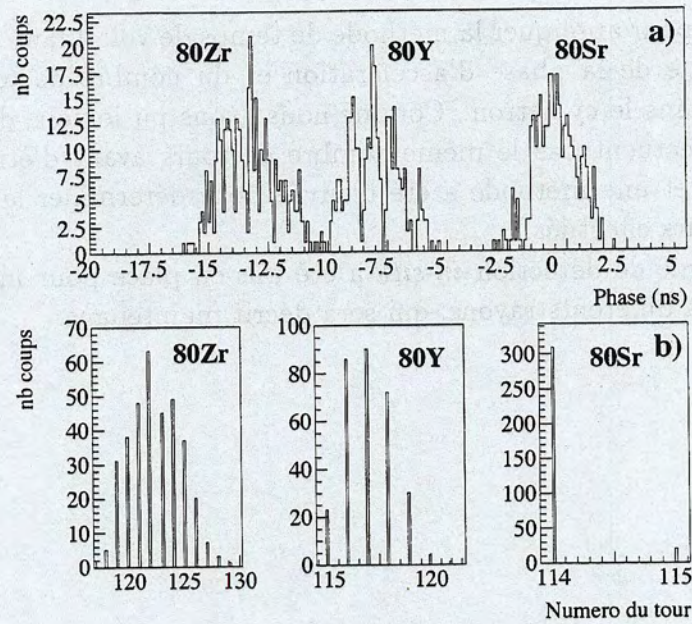


Figure 3.13: a) Phase moyenne interceptée (détecteur placé à 3 m) pour les paquets d'ions ^{80}Sr et ^{80}Y et ^{80}Zr ; b) nombre de tours associés, d'après le code JOAN.

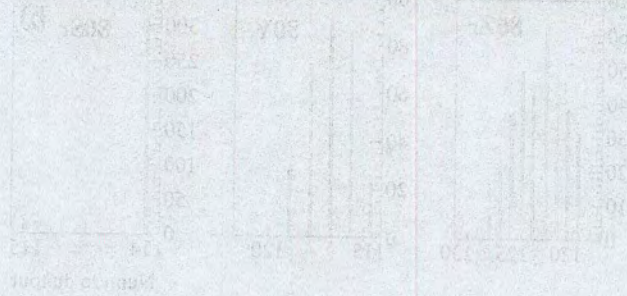
Ces résultats prouvent bien que l'on peut prendre la phase moyenne interceptée car elle est très proche de la phase centrale, car si on prenait la phase d'un seul tour, la distribution serait coupée et la détermination de la phase serait incorrecte.

Cette simulation met aussi en évidence la séparation en phase des noyaux s'ils sont séparés de minimum 7 ns. Ce cas est très optimiste, nous aurons en réalité recours à un réglage moins parfait d'un point de vue accélération afin de les séparer.

Ces simulations ANJO et JOAN permettent d'avoir une approche complète de l'accélération des ions dans CSS2 et les problèmes posés quand on souhaite mesurer les masses de noyaux par temps de vol à l'aide de celui-ci. Etant donné qu'on l'utilise comme spectromètre de masse, il est nécessaire de savoir quels noyaux seront accélérés simultanément dans le cyclotron et de s'assurer que les noyaux d'intérêt seront bien séparés en énergie et en phase à la fin de l'accélération, ce qui nécessite dans notre cas un réglage non parfaitement isochrone car les noyaux ont une masse relativement élevée.

De plus, pour appliquer la méthode de temps de vol, il faut avoir une compréhension totale de la phase d'accélération et du nombre de tours effectués par les noyaux dans le cyclotron. Comme nous avons pu le voir, dans notre cas, les noyaux n'effectuent pas le même nombre de tours avant d'être interceptés par le détecteur et une méthode a été trouvée pour déterminer le nombre de tours relatif de tours effectués.

Un système de détection *in-situ* a été mis en place pour intercepter les ions dans CSS2, à différents rayons, qui sera décrit maintenant.



On a pu constater que le nombre de tours effectués par les ions varie en fonction du rayon de détection. Cette variation est due à la différence de la phase d'accélération des ions en fonction du rayon de détection. On a pu constater que le nombre de tours effectués par les ions varie en fonction du rayon de détection. Cette variation est due à la différence de la phase d'accélération des ions en fonction du rayon de détection. On a pu constater que le nombre de tours effectués par les ions varie en fonction du rayon de détection. Cette variation est due à la différence de la phase d'accélération des ions en fonction du rayon de détection.

3.6 Système de détection

3.6.1 Description des détecteurs et de leur électronique associée

Comme nous l'avons discuté dans la partie 2.5, il n'est pas à l'heure actuelle pensable d'extraire de CSS2 un faisceau secondaire comme celui que nous étudions, à cause de sa trop faible intensité. La détection du faisceau secondaire aura donc lieu à l'intérieur de CSS2. Pour ce faire, nous avons installé un détecteur sur un bras radial du cyclotron, situé dans le secteur SDRC. Ce dispositif permet donc au détecteur de parcourir différents rayons du cyclotron, de l'injection au rayon d'extraction.

Télescope sur la sonde de CSS2

Ce détecteur a plusieurs rôles:

- il sert à mesurer l'intensité (le taux de comptage) du faisceau secondaire au cours de son accélération pendant les réglages du cyclotron;
- il doit permettre un déclenchement de la prise en temps à chaque événement et pour cela avoir une excellente résolution temporelle, car la mesure des masses réside essentiellement dans ce signal temps;
- si les réglages sont effectués de manière à ce que les tours soient distinctement séparés (en rayon donc en énergie) les uns des autres, le parcours de tous les rayons par ce détecteur permettra le comptage direct du nombre de tours effectués par les ions à l'intérieur de CSS2: il doit donc donner également un signal en énergie d'assez bonne précision. A défaut, il servira à donner une image de la variation de la phase au cours de l'accélération;
- une structure à deux parties, l'une mince et l'autre plus épaisse sera utile pour une identification en A (cf. partie 2.6);
- au rayon final d'accélération, le spectre Energie-Phase servira de matrice d'identification en A et en Z des noyaux produits et accélérés;
- un signal position est également utile pour vérifier la focalisation du faisceau secondaire lors de l'accélération;
- il doit en outre posséder une taille réduite adéquate pour se caler dans la sonde radiale.

Par conséquent, nous avons utilisé un télescope à 2 étages, composé de deux jonctions Silicium: l'une mince ($30 \mu\text{m}$), appelée $\Delta E(\text{sonde})$ qui déclenchera le signal temps (t_{sonde}) et donnera le signal en énergie perdue par les ions dans cette épaisseur, appelé ΔE_{sonde} , et l'autre plus épaisse ($300 \mu\text{m}$), appelé $E(\text{sonde})$, servant à arrêter les ions incidents et délivrant le signal d'énergie restante E_{sonde} . Après préamplification puis amplification (lente) des deux signaux énergie, nous pouvons reconstituer l'énergie totale laissée par les ions dans le télescope:

$$E_{\text{tot}} = \alpha \cdot \Delta E_{\text{sonde}} + \beta \cdot E_{\text{sonde}}$$

Les coefficients α et β étant donnés par l'étalonnage.

Cette deuxième jonction est sensible en position: la couche avant est résistive et lorsqu'un ion traverse cette surface il la ionise, les électrons résultants migrent vers les quatre coins de la surface active avant un temps inversement proportionnel à leur trajet à cause de la résistance du matériau: les quatre signaux (BG, BD, HG, HD), respectivement hauts H (Gauche et Droite) et bas B (Gauche et Droite) recueillis à ces angles permettent alors la reconstitution barycentrique de la position (X,Y) de l'impact:

$$X = \frac{(HD+BD)-(HG+BG)}{BG+BD+HG+HD} \text{ et } Y = \frac{HG+HD-(BD+BG)}{BG+BD+HG+HD}.$$

Le signal temps est pris entre le déclenchement du premier Silicium et l'horloge HF: le signal obtenu est alors appelé $t_{\text{sonde_HF}}$.

Expérimentalement, la période HF était 131.58 ns , donc le signal temporel $t_{\text{sonde_HF}}$ est obtenu par ouverture d'un Convertisseur Temps-Amplitude (CTA) pendant un temps 200 ns . Le start est donné par le signal t_{sonde} préamplifié (PA) puis amplifié de manière rapide (Ampli rapide), le signal étant repéré par un discriminateur à fraction constante puis retardé. Le stop est quant à lui donné par un signal "HF propre" qui correspond au signal HF préalablement échantillonné par le trigger.

D'autre part, un second signal temps a été utilisé pendant l'expérience, pris entre le signal t_{sonde} et un signal délivré par le supprimeur de paquets t_{paq} , ayant pour période un multiple entier de la période HF. Alors, ce signal, appelé $t_{\text{sonde_paq}}$, est obtenu de la même façon que $t_{\text{sonde_HF}}$ mais avec une gamme en temps pour le CTA de $10 \mu\text{s}$.

Silicium sur la ligne d'injection L2 de CSS2

Pour les réglages de l'injection, il est indispensable d'avoir un détecteur disposé sur la ligne d'injection, donnant un signal énergie E_{SIL2} pour voir les différents éléments et états de charge créés après traversée de la cible et donc le taux de comptage, ainsi qu'un signal temps pris par rapport à la HF t_{SIL2_HF} (électronique identique à t_{sonde_HF}) permettant d'avoir une matrice d'identification Energie-Temps.

Pour cela, nous avons utilisé un Silicium, appelé E(SI-L2) suffisamment épais pour arrêter le faisceau secondaire et déterminer son énergie, donc de $500 \mu\text{m}$. Ce Silicium est disposé sur un propulseur avec une position "en faisceau" et un autre "de sûreté" lorsqu'on ne l'utilise pas. Ce détecteur supportant un taux de comptage maximum de 2000 événements par seconde, il faut s'assurer que le faisceau n'est pas trop intense avant de le mettre en place. Pour cela, nous disposons de fentes en amont, ainsi que de "pepperpots" et de supprimeur de paquets.

BaF2 près de la cible

Afin de surveiller le taux de comptage au niveau de la cible et donc de s'informer si la cible n'était pas percée, nous avons placé près de celle-ci un détecteur BaF₂ délivrant un signal temps (pris par rapport à la HF, t_{cible_HF}) et un signal énergie E_{cible} .

L'ensemble du dispositif électronique de l'expérience est schématisé sur les Figures 3.14 et 3.15.

3.6.2 Calibrations des détecteurs

Calibration en énergie

Pré-calibration en énergie

Avant l'expérience proprement dite, la technique utilisée pour pré-calibrer les détecteurs est la suivante: on place dans une enceinte sous vide une source alpha 3 pics (d'énergies 5.805 MeV, 5.486 MeV et 5.157 MeV) devant un des détecteurs. Celui-ci est mis sous tension et relié à son pré-amplificateur (PA) par passage des câbles à travers une bride: le PA contient 2 sorties délivrant un signal énergie et un signal temps et également une entrée "test". On regarde la sortie énergie avec un oscilloscope.

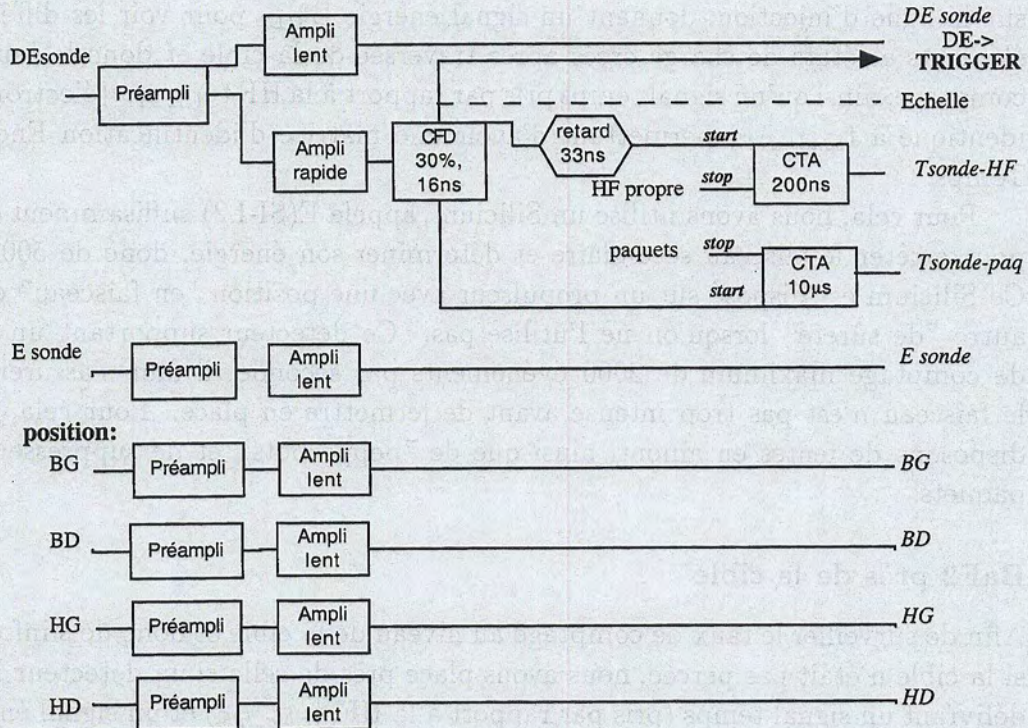
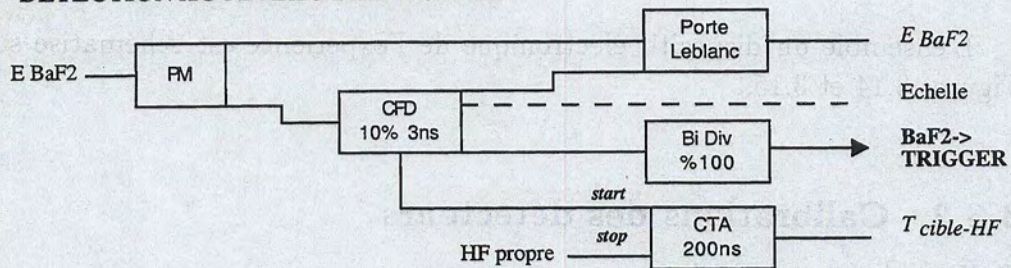
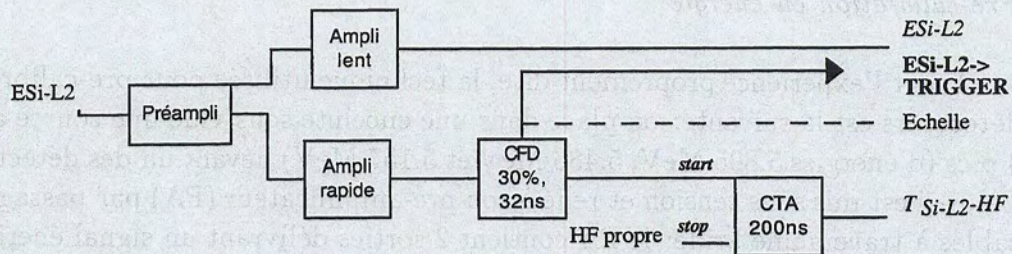
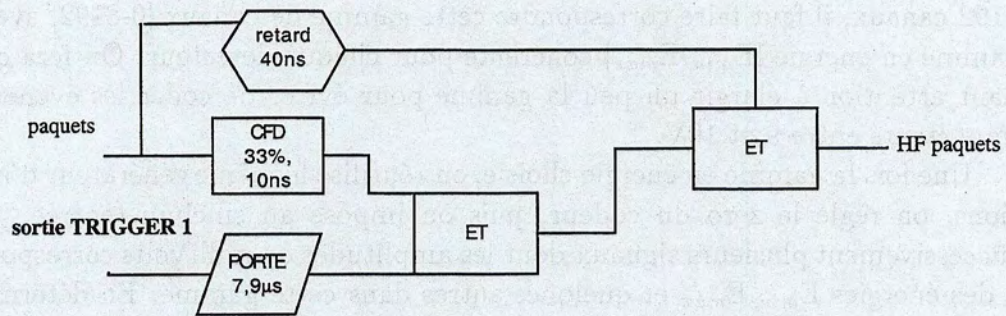
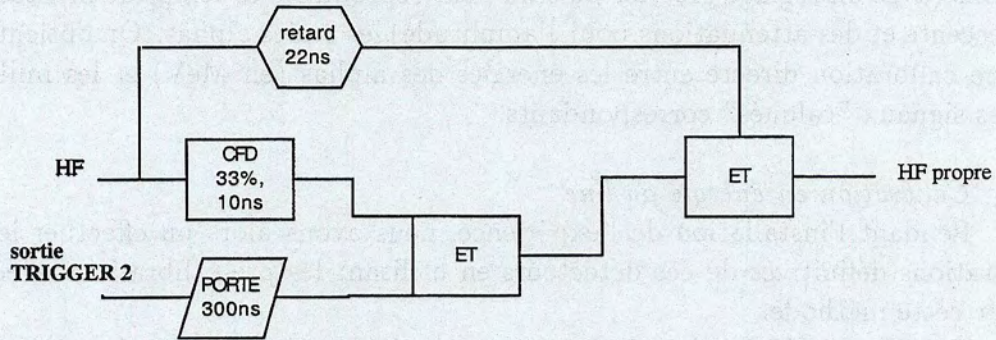
DETECTION DANS LA SONDE RADIALE DE CSS2:**DETECTION AU NIVEAU DE LA CIBLE:****DETECTION DE LA LIGNE L2:**

Figure 3.14: Schéma d'électronique.

SIGNAUX TEMPS:



TRIGGER:

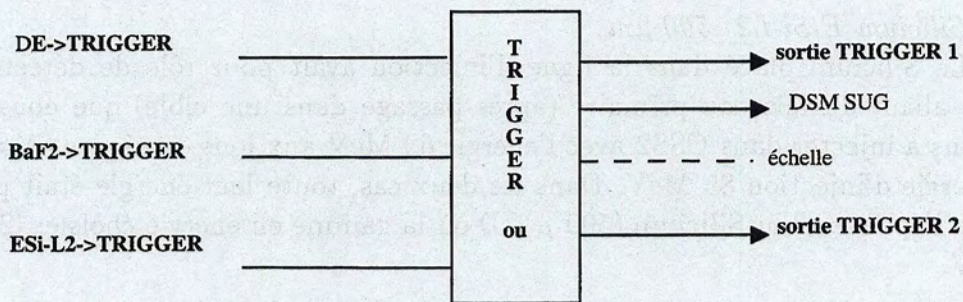


Figure 3.15: Schéma d'électronique (suite).

Si on relie un générateur d'impulsions à cette entrée "test", le PA délivrera en sortie des images de ces impulsions, en plus des impulsions "réelles" provenant des α de la source. Le but de cette manoeuvre est, en regardant sur l'oscilloscope les impulsions générées et celles "réelles", de reproduire avec ce générateur d'impulsions (avec un réglage grossier puis fin pour reproduire les temps de montée et de descente et des atténuations pour l'amplitude) les 3 pics alphas. On obtient alors une calibration directe entre les énergies des alphas (en MeV) et les milliVolts des signaux "calqués" correspondants.

Calibration en énergie on-line

Pendant l'installation de l'expérience, nous avons alors pu effectuer les calibrations définitives de ces détecteurs en utilisant les pré-calibrations effectuées par cette méthode.

En effet, il s'agit d'un étalonnage entre l'énergie (MeV) et les canaux des spectres. Sachant que les codeurs utilisés (ADC 1610 20 MHz A/D Converter) convertissent des signaux analogiques de 1 à 10 Volts en signaux digitaux sur 8192 canaux, il faut faire correspondre cette gamme de canaux [0-8192] avec une gamme en énergie [E_{min} - E_{max}] cohérente pour chaque détecteur. On fera cependant attention à élargir un peu la gamme pour éviter de coder les événements importants entre 9 et 10V.

Une fois la gamme en énergie choisie, on réutilise le même générateur d'impulsions, on règle le zéro du codeur, puis on impose au silicium (entrée "test") successivement plusieurs signaux dont les amplitudes en milliVolts correspondent à des énergies E_{min}, E_{max} et quelques autres dans cette gamme. En déterminant la position des pics obtenus sur les spectres monodimensionnels mis en forme par le système d'acquisition, on en déduit rapidement par une relation linéaire l'étalonnage entre les énergie en MeV et les canaux correspondants.

Silicium E(Si-L2) 500 μ m

Le Silicium placé dans la ligne d'injection avait pour rôle de détecter des ions allant du faisceau primaire (après passage dans une cible) que nous cherchions à injecter dans CSS2 avec l'énergie 62 MeV aux ions exotiques ($A=80$), à l'énergie d'injection 85 MeV. Dans les deux cas, toute leur énergie était perdue dans l'épaisseur du Silicium (500 μ). D'où la gamme en énergie choisie: [20-120] MeV.

Les ions que l'on cherche à détecter ont, en fin d'accélération dans CSS2, une énergie maximale de l'ordre de $E_{max}=6.0$ MeV/A, soit pour $A=80$, $E_{max}=480$ MeV. Ils sont tout d'abord détectés dans le Silicium ΔE (sonde) puis dans le détecteur E (sonde).

Silicium ΔE (sonde) 30 μm

Quand des ions traversent le détecteur ΔE , ils perdent une énergie maximale d'environ 315 MeV (pour le ^{80}Sr) d'où la gamme explorée: 35 MeV (1 Volt) à 350 MeV (10 Volts).

Une vérification a été effectuée ensuite avec les états de charge du faisceau primaire ralenti $^{58}\text{Ni}^{15+}$, qui sera expliquée dans la partie 4.2.

Silicium E (sonde) 300 μm

La détection des ions se faisant entre l'injection dans CSS2 ($E_{min}=20$ MeV environ) et le rayon d'extraction ($E_{max} = E_{extrCSS2} - \Delta E_{max}=480-330$ MeV=150 MeV), on a utilisé la gamme en énergie: [20-187] MeV.

Calibration en temps

La gamme de temps pour les signaux pris entre les détecteurs et le signal HF (de période 131.58 ns), était de 200 ns pour 8192 canaux. La calibration en temps des détecteurs a été effectuée avec un "Timing Calibrator" imposant un signal tous les $\Delta t=20$ ns. La détermination de la position des pics correspondants sur les spectres monodimensionnels conduit à l'étalonnage du détecteur.

3.7 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre toutes les étapes nécessaires à l'optimisation de la méthode de mesure de masses de noyaux autour de $N=Z=40$ avec CSS2. La réaction adéquate pour produire les noyaux de ^{80}Zr , ^{76}Sr est la réaction de fusion-évaporation d'un faisceau de ^{58}Ni sur une cible de ^{24}Mg à 4.3 MeV/A. Des codes de fusion-évaporation ont été utilisés pour avoir une production maximale de ces noyaux riches en protons; leurs résultats ont été couplés avec une simulation cinématique pour déterminer l'épaisseur de cible nécessaire pour faciliter leur injection dans le cyclotron.

Leur accélération a été ensuite simulée pour séparer les différents ions (résultant de la réaction) en énergie et en phase. Il résulte de cette étude qu'il sera nécessaire de les accélérer de façon non isochrone, c'est-à-dire avec un déphasage maximum, car leurs différences de masses sont très proches. La détection est assurée par un télescope placé sur une sonde radiale dans une cavité de CSS2.

Chapitre 4

Analyse et résultats de la mesure

4.1 Introduction

Nous allons présenter dans ce chapitre les principales étapes de l'expérience de mesure de masses puis de son analyse. Un pré réglage du cyclotron s'est avéré nécessaire, effectué à l'aide du faisceau primaire ralenti, il a conduit à un réglage proche de celui des noyaux exotiques. Les noyaux étant accélérés jusqu'au rayon d'extraction, nous verrons comment nous les avons identifié, puis les méthodes employées pour déduire les masses inconnues à partir des masses des noyaux de référence en résolvant la problématique du nombre de tours. Une contre-vérification par une méthode de sauts en champ est également présentée pour la masse d'un des noyaux $N=Z$. Les résultats de cette expérience conduisent ensuite à des discussions sur les problématiques liées à ces mesures de masses.

4.2 Préréglage de CSS2 avec le faisceau primaire ralenti

L'expérience consiste à utiliser le cyclotron CSS2 avec un faisceau de noyaux exotiques, allant de Sr à Zr pour les masses 80, de Kr à Sr pour les masses 76, de Se à Kr pour les masses 72 et de Ge à Se pour les masses 68. Leurs sections efficaces sont relativement faibles, de l'ordre d'une dizaine de millibarns pour les noyaux de référence, donc l'intensité de ce faisceau secondaire sera nécessairement faible. Or il est difficile, avec les sondes disponibles à l'injection, de régler ce cyclotron avec de faibles intensités. D'où l'idée de prérégler CSS2 avec un faisceau intense, mais le plus proche du réglage "exotique".

Le plus simple était alors de régler CSS2 avec le faisceau primaire, à condition de changer son état de charge et sa vitesse par traversée dans une cible servant de ralentisseur et d'éplucheur, pour avoir une rigidité magnétique la plus proche possible de celle qui nous intéresse.

Pour maintenir une rigidité magnétique proche de celle correspondant au réglage du $^{80}\text{Sr}^{20+}$ (c'est-à-dire avec $A/q=4$ et $v_2=1.44 \text{ cm.ns}^{-1}$), deux possibilités de valeurs ($A/q; v_2$) sont possibles avec le faisceau de Ni:

$$\frac{A}{q} = \frac{58}{15} \text{ et } v_2^{\text{Ni}} = 1.49 \text{ cm.ns}^{-1}$$

ou

$$\frac{58}{14} \text{ et } v_2^{\text{Ni}} = 1.39 \text{ cm.ns}^{-1}.$$

Les états de charge du nickel les plus élevés étant favorisés, après traversée d'une feuille de carbone, nous avons choisi le 15^+ (10% contre 4% pour le 14^+ , d'après le calcul de distributions d'états de charge de E. Baron). Ceci implique qu'un changement de $B\rho$ de 3.5% sera nécessaire pour passer de ce préréglage à celui adapté à l'accélération des noyaux d'intérêt (en prenant comme référence le noyau de $^{80}\text{Sr}^{20+}$).

Pour ralentir le ^{58}Ni à la vitesse $v_2^{\text{Ni}}=1.49 \text{ cm.ns}^{-1}$, une cible de carbone de 4 mg.cm^{-2} a été employée, telle que la distribution en vitesse du nickel à la sortie de la cible soit centrée autour de 1.65 cm.ns^{-1} pour une inclinaison nulle, et de 1.20 cm.ns^{-1} pour 35 degrés d'inclinaison par rapport à l'axe du faisceau.

Nous avons donc tout d'abord réglé la ligne après la cible avec ce faisceau de nickel ralenti en plaçant le détecteur Silicium L2 dans la ligne (et en diminuant l'intensité primaire à l'aide de hacheurs et réducteurs, appelés "pepperpots", pour ne pas exposer la jonction à un trop fort taux de comptage).

Le passage du faisceau dans la cible épaisse de carbone a donné une distribution assez large en états de charge du projectile incident; étant donnée la large acceptation des dipôles de la ligne L2, 12 états de charge ont été interceptés. Le fait d'avoir pu augmenter l'épaisseur de la cible par inclinaison de celle-ci par rapport à la direction du faisceau nous a permis de modifier cette distribution de façon à favoriser les états de charge plus élevés.

Pour les identifier sans ambiguïté, nous les avons injectés dans le cyclotron en réglant les différents éléments de la ligne: inflecteur (Pos1, Pos2), les aimants (Mi1, Mi2, Mi3 et Mi4) et la phase d'injection, qui sont représentés sur la Figure 4.1. Au premier rayon d'injection, une distribution d'états de charge a été interceptée par le Silicium ΔE de la sonde. Mais une fois imposée la tension accélératrice, le début d'accélération de ces ions a permis de sélectionner le seul état de charge susceptible de passer avec la rigidité magnétique fixée sur le $^{58}\text{Ni}^{15+}$, comme prévu dans les calculs. Pour accélérer ce faisceau de nickel ralenti, il a fallu établir les valeurs du champ principal, de la tension HF et de la phase d'injection adéquates, puis on a ajusté plus finement le champ à l'aide des bobines d'isochronisme de façon à obtenir au final l'accélération du nickel.

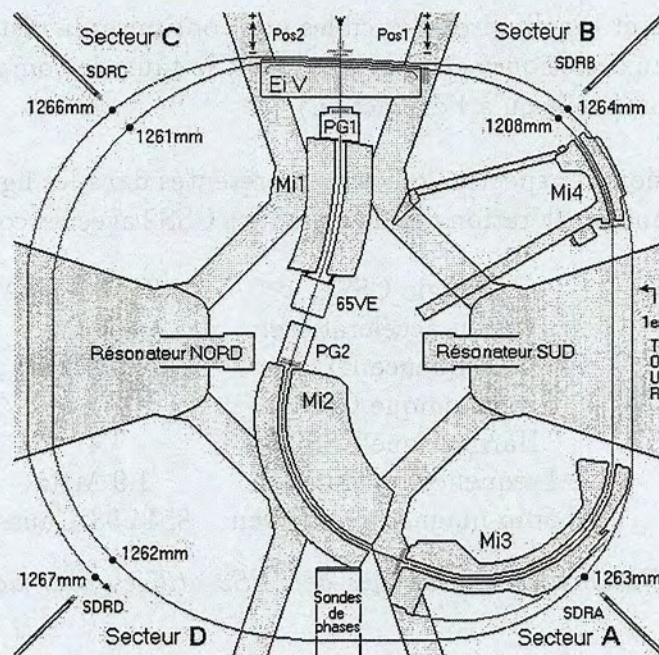


Figure 4.1: Système d'injection de CSS2.

En outre, au premier tour nous avons ainsi pu identifier les états de charge vus par le ΔE et leur attribuer leurs énergies en MeV (grâce au $B\rho$ fixé sur $^{58}\text{Ni}^{15+}$): la distribution des états de charge, avec l'identification sur le seul état de charge accéléré, a servi de calibration absolue au détecteur ΔE .

4.3 Accélération des noyaux exotiques

Une fois ce pré réglage de CSS2 obtenu avec le faisceau incident épluché et ralenti, nous sommes passés au réglage du faisceau exotique par un saut en $B\rho$ de 3.5%, puis nous avons optimisé les paramètres c'est-à-dire:

- la phase d'injection telle que le déphasage progressif des noyaux n'atteigne pas la phase de décélération;
- le champ principal au moyen de petites variations pour ajuster le réglage sur les noyaux d'intérêt et arriver à les accélérer;
- la nature et l'inclinaison des cibles pour optimiser la distribution en vitesse des noyaux exotiques et par conséquent le taux de comptage des noyaux à l'injection (et jusqu'à l'extraction);

En conclusion, les spectres qui seront présentés dans les figures suivantes correspondent à une accélération des noyaux dans CSS2 avec les conditions suivantes:

Energie CSS1:	4.318 MeV/A
Tension accélératrice:	58 kV
Fréquence HF:	7.6 MHz
Harmonique CSS1:	5
Harmonique CSS2:	4
Fréquence révolution:	1.9 MHz
Champ magnétique moyen:	8544.98 Gauss

Tableau 4.1: Paramètres de réglages de CSS2 utilisés pour accélérer les noyaux exotiques.

Lorsque la sonde parcourt les rayons de 2.25 à 3.0 m, on observe l'évolution de la phase avec le rayon (ou l'énergie) présentée sur la Figure 4.2. Comme nous pouvons le constater, les ions ne sont pas isochrones dans le cyclotron puisque leur phase n'est pas constante. Certains noyaux atteignent la phase de décélération: leurs trajectoires sont interrompues avant le rayon d'extraction. La largeur en phase des paquets est d'environ 30 degrés à l'injection.

Ce réglage non isochrone permet une bonne séparation en Energie et en Phase des noyaux d'intérêt, comme nous le verrons dans les spectres suivants, pour lesquels la sonde est placée au rayon 3.0 m. L'étape suivante est alors l'identification des noyaux obtenus.

Remarque: Les noyaux "les plus isochrones" sont ceux qui se déphasent le moins, donc ceux de phases inférieures au rayon d'extraction.

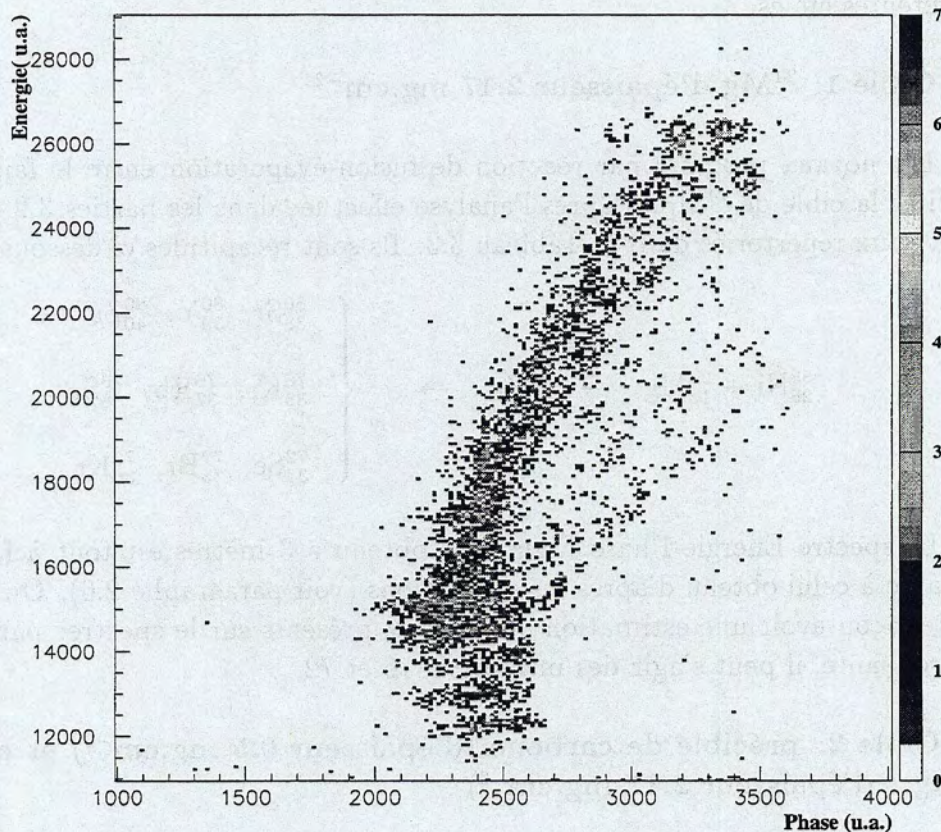


Figure 4.2: Spectre Energie-Phase obtenu en promenant le détecteur radialement dans CSS2, de 2.25 m à 3.0 m. La cible utilisée est: ^{12}C (0.5mg.cm^{-2}) et ^{24}Mg (2.17mg.cm^{-2}).

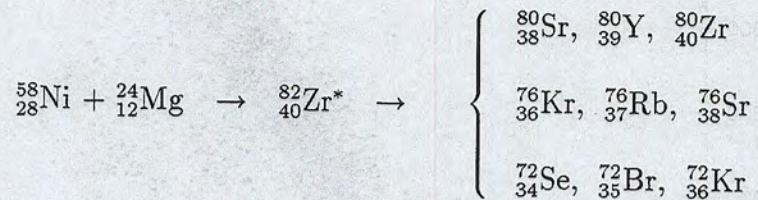
4.4 Analyse des résultats

4.4.1 Identification des noyaux

Au cours de l'expérience nous avons utilisé des cibles de types différents. Ce choix de cibles, de natures et d'épaisseurs différentes a été discuté dans le paragraphe 3.4. L'identification repose en partie sur les spectres obtenus avec ces différentes cibles.

Cible 1: ^{24}Mg d'épaisseur 2.17 mg.cm^{-2}

Les noyaux produits par réaction de fusion-évaporation entre le faisceau de ^{58}Ni et la cible de ^{24}Mg , d'après l'analyse effectuée dans les parties 3.2 puis 3.4, sont ceux répertoriés dans le Tableau 3.3. Ils sont récapitulés ci-dessous:



Le spectre Energie-Phase Figure 4.3 obtenu à 3 mètres est tout à fait comparable à celui obtenu d'après les simulations (voir paragraphe 2.6). On peut de cette façon avoir une estimation des noyaux présents sur le spectre: par énergie décroissante, il peut s'agir des masses 80, 76 et 72.

Cible 2: précible de carbone (d'épaisseur 0.5 mg.cm^{-2}) et cible de ^{24}Mg (d'épaisseur 2.17 mg.cm^{-2})

L'ajout de cette précible de carbone induit des réactions de fusion-évaporation (paragraphe 3.4.2) qui sont répertoriées ci-dessous:



Le spectre Energie-Phase obtenu avec cette deuxième cible est représenté sur la Figure 4.4. On y voit clairement l'apparition d'une masse supplémentaire à plus basse énergie correspondant à la masse 68.

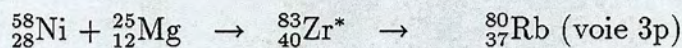
A $E(^{58}\text{Ni}) = 249 \text{ MeV}$ d'énergie incidente, la réaction $^{12}\text{C} + ^{58}\text{Ni}$ conduit au noyau composé ^{70}Se à une énergie d'excitation maximale de 44.4 MeV , ce qui favorise la production des masses 68 (fonction d'excitation maximale à 32

MeV) par rapport à celle des masses 64 (fonction d'excitation maximale à 48 MeV). En outre, la distribution de vitesse en sortie de cible des masses 64 est peu compatible avec la vitesse imposée d'injection dans CSS2. Ces deux raisons expliquent l'absence des masses 64 sur ce spectre.

On peut alors reconstituer aisément l'identification en masse: pour les énergies décroissantes, il s'agit bien des masses 80, 76, 72 et 68. Pour l'identification en numéro atomique, des éléments supplémentaires sont nécessaires pour ôter toute ambiguïté à l'identification.

Cible 3: précible de carbone (d'épaisseur 0.5 mg.cm^{-2}) et cible de $^{24,25,26}\text{Mg}$ (d'épaisseur 2 mg.cm^{-2})

Avec une cible de magnésium naturel (composition isotopique (10% de $A=25$ et 11.01% de $A=26$), d'autres noyaux composés sont formés et leurs résidus peuvent être accélérés (voir paragraphe 3.4.2) tels que:



Sur la Figure 4.5 ces noyaux sont maintenant présents et une identification en numéro atomique des noyaux est alors possible sans ambiguïté, qui est représentée sur cette même figure.

En conclusion, l'analyse des différentes cibles associée au fait que les noyaux ne peuvent pas avoir une masse supérieure à $A=80$ (le noyau composé est $A=82$) permet d'attribuer les masses et les charges des noyaux telles que $A/q=4$. Ces identifications sont évidemment identiques sur la Figure 4.4 concernant la cible composée de carbone et de magnésium isotopique ^{24}Mg qui sera celle utilisée pour les mesures de masse proprement dite. La comparaison des Figures 4.3 et 4.4 montre aussi que l'isotope se trouvant au-dessus (à la même phase) que le noyau ^{68}As comporte une large traîne de celui-ci. En effet, il n'apparaît pas avec la cible de magnésium (cf. Figure 4.3) sans carbone. Par contre, le noyau voisin de même masse attribué au ^{72}Kr est quant-à-lui bien présent, avec deux taches symétriques.

Remarque: D'après la remarque de la Figure 4.2, les noyaux de ^{80}Zr étaient mieux accélérés que ceux de ^{80}Sr , car leur déphasage est moindre au cours des de l'accélération. Cependant, cette accélération des ions ne s'est pas effectuée de manière isochrone, donc il est peu probable qu'un seul tour soit intercepté pour ces noyaux.

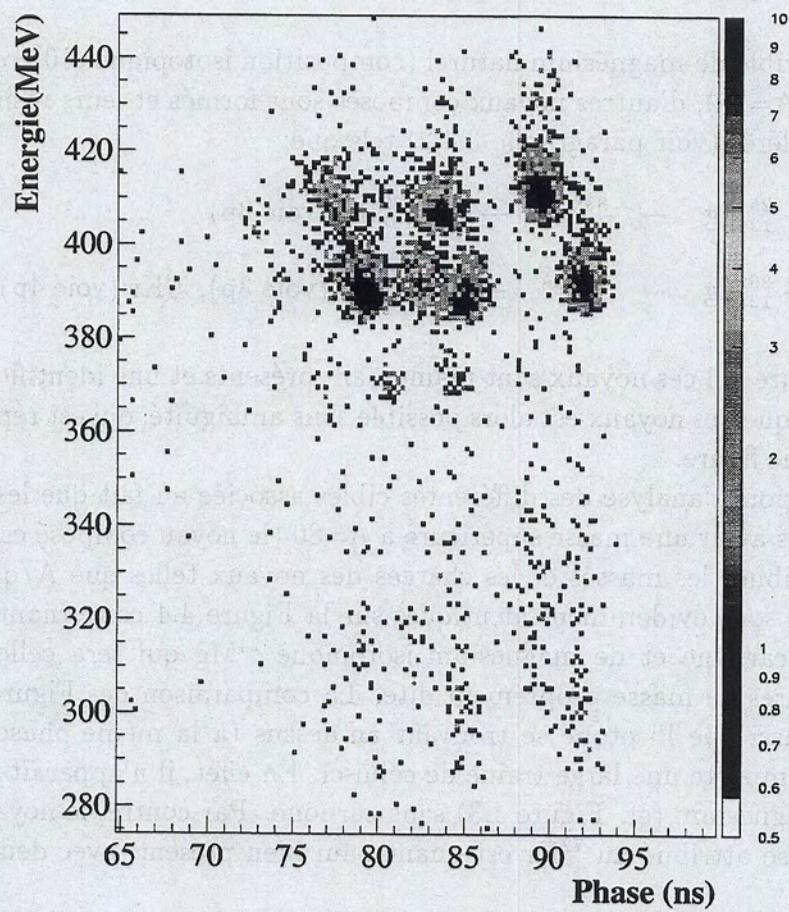
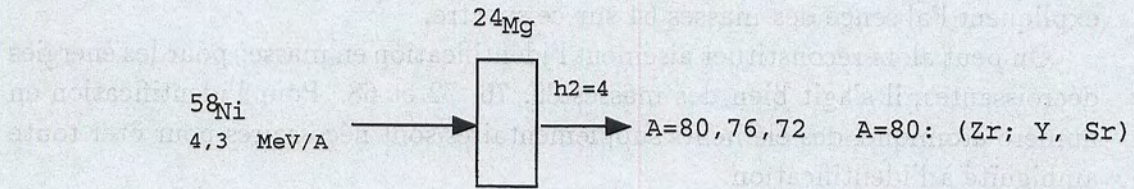


Figure 4.3: Spectre Energie-Phase obtenu avec la Cible 1: de ^{24}Mg . On identifie les masses $A=80, 76$ et 72 résultant des réactions de fusion-évaporation du faisceau de nickel sur cette cible de magnésium, d'énergies décroissantes.

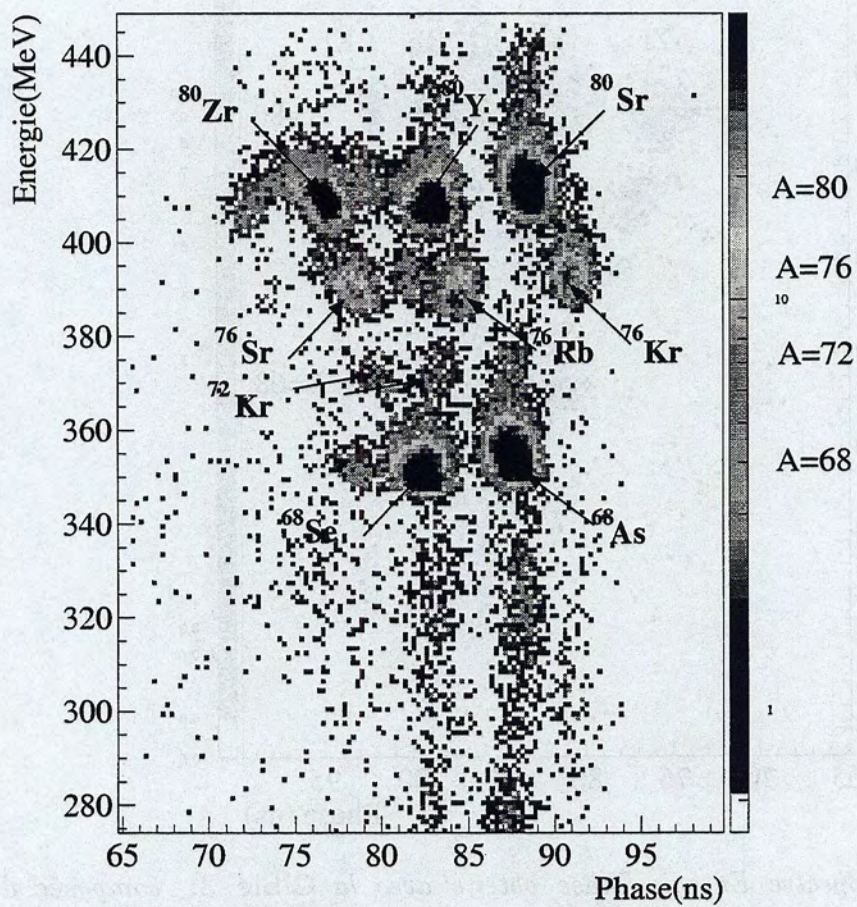
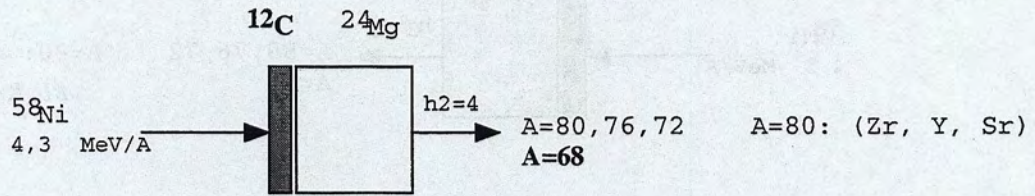


Figure 4.4: Spectre Energie-Phase obtenu avec la Cible 2: composée d'une précible de carbone et d'une cible de ^{24}Mg . On identifie les masses $A=80, 76, 72$ et 68 (résultant des réactions de fusion-évaporation dans le carbone) d'énergies décroissantes.

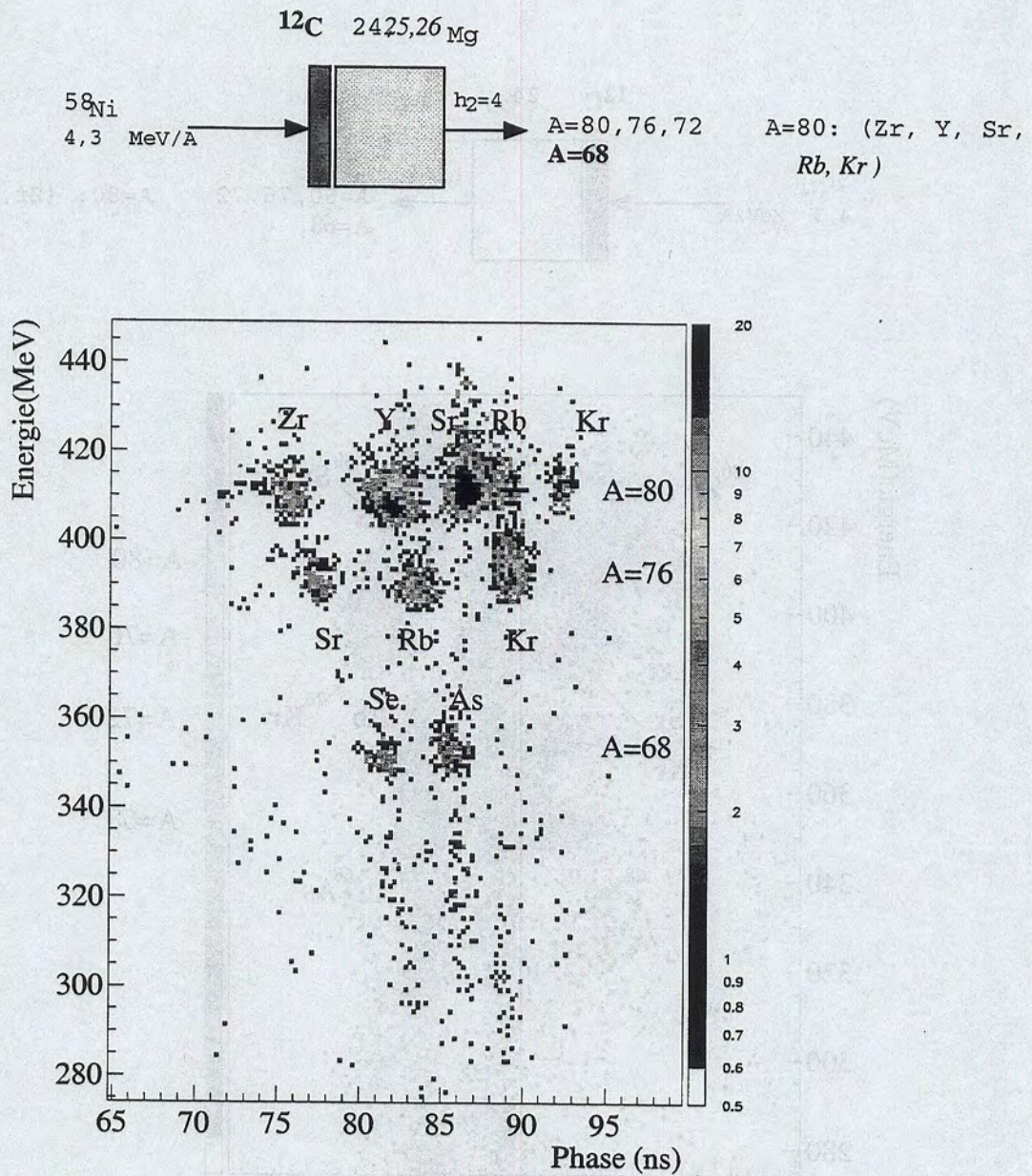


Figure 4.5: Spectre Energie-Phase obtenu avec la Cible 3: composée d'une précible de carbone et d'une cible de magnésium naturel ($^{24,25,26}\text{Mg}$) On identifie les masses $A=80, 76, 72$ et 68 d'énergies décroissantes et en particulier les noyaux isobares $^{80}\text{Zr}, ^{80}\text{Y}, ^{80}\text{Sr}, ^{80}\text{Rb}$ et ^{80}Kr de phase croissante (ces deux derniers provenant des réactions de fusion-évaporation dans le $^{25,26}\text{Mg}$). D'après les différences relatives de phase, on identifie également, toujours dans l'ordre croissant de Phase, les isobares $^{76}\text{Sr}, ^{76}\text{Rb}$ et ^{76}Kr pour les masses 76 et les noyaux ^{68}Se et ^{68}As pour les masses 68.

Etant donné que les noyaux sont distinctement identifiés et séparés, nous pouvons extraire directement sur la Figure 4.4 (utilisant la **Cible 2**) la phase moyenne des noyaux de masse connues (et donc le déphasage Δt) en fonction du rapport $\Delta m/m$ en prenant comme référence un des noyaux (en l'occurrence le ^{76}Rb). On obtient les résultats présentés sur la Figure 4.6.

Remarque: Pour faciliter la notation nous considérerons dans ce chapitre que $\frac{\Delta m}{m}$ correspond en réalité à $\frac{\delta(m/q)}{m/q}$.

Cette figure montre que les trois noyaux de ^{76}Kr , ^{80}Sr et ^{68}As s'alignent parfaitement sur une droite tandis que les deux noyaux ^{76}Rb et ^{80}Y sont à l'extérieur. La pente étant reliée au temps de vol effectué par les ions $\Delta t = t \times \frac{\Delta m}{m}$, cela permet de déduire premièrement que ces deux classes de noyaux n'ont pas effectué le même temps de vol moyen et deuxièmement d'avoir une indication sur ce temps de vol par la pente de la droite associée aux noyaux ^{76}Kr , ^{80}Sr et ^{68}As soit $77.221(577) \mu\text{s}$.

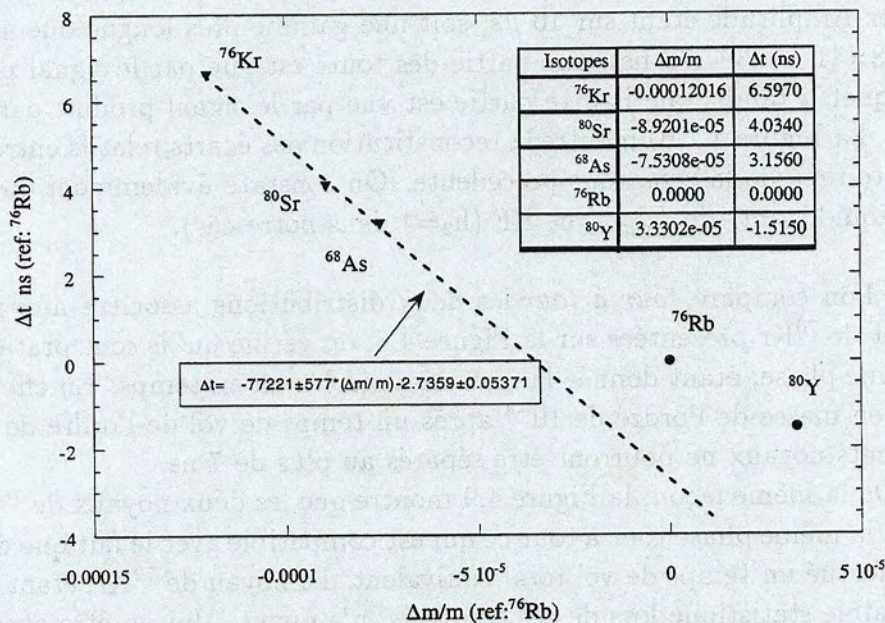


Figure 4.6: Relation entre le déphasage Δt et le rapport $\Delta m/m$ en prenant comme référence le noyau ^{76}Rb : si les trois noyaux ^{76}Kr , ^{80}Sr et ^{68}As respectent bien la linéarité, les deux autres noyaux ^{76}Rb et ^{80}Y ne s'inscrivent pas sur cette même pente. En encadré: les valeurs du déphasage et différences relatives de masse/charge correspondant aux différents ions qui seront données dans le Tableau 4.2.

4.4.2 Utilisation des coupures de faisceau

Comme nous l'avons explicité dans le Chapitre 2, nous avons utilisé une coupure du faisceau de telle sorte qu'un seul "pulse" de faisceau physique était présent toutes les 41 HF et 51 HF. Cette mesure a été effectuée avec la **Cible 3** (^{12}C et ^{nat}Mg).

La Figure 4.7 a) correspond à l'enregistrement des différents tours interceptés dans le cas de la coupure 1/41 par la sonde placée à 3 mètres pour le ^{80}Sr . A cause de la forme des paquets d'ions, très large en phase et de la géométrie du détecteur, celui-ci n'intercepte qu'une partie du paquet d'ions. Le "reste" du paquet (non intercepté) peut donc continuer sa trajectoire, être accéléré encore une fois et donc avoir un autre signal $t_{\text{sonde-paq}}$ lorsqu'il atteint à son tour le télescope. C'est l'effet observé et expliqué dans la partie 3.5.

La forme du spectre, c'est-à-dire la présence de tours situés soit à gauche soit à droite de la figure s'explique facilement. La gamme en temps du Convertisseur Temps-Amplitude étant sur $10 \mu\text{s}$, soit une gamme plus longue que 41 HF (soit $131.58 \times 41 = 5394.78 \text{ ns}$), une partie des tours est vue par le signal produit par le paquet n tandis que l'autre partie est vue par le signal produit par le paquet $n+1$. La Figure 4.7 b) montre la reconstitution des écarts relatifs entre les tours, compte-tenu de la remarque précédente. On constate évidemment que les tours sont équidistants de $T_{\text{cyclo}} = h_2 \text{ HF}$ ($h_2 = 4$ dans notre cas).

Si l'on compare *tour à tour* les deux distributions associées aux noyaux de ^{80}Sr et de ^{76}Kr présentées sur la Figure 4.8, on vérifie qu'ils sont pratiquement à la même phase, étant donnée la mauvaise résolution en temps. En effet, pour un écart en masse de l'ordre de 10^{-4} après un temps de vol de l'ordre de $70 \mu\text{s}$, les différents noyaux ne pourront être séparés au plus de 7 ns.

De la même façon, la Figure 4.9 montre que les deux noyaux de ^{76}Rb et ^{80}Y sont à la même phase tour à tour ce qui est compatible avec le fait que ces noyaux ont effectué un temps de vol total équivalent. Le noyau de ^{72}Kr , étant donnée la trop faible statistique lors de ces coupures, n'a quant-à-lui pu être observé.

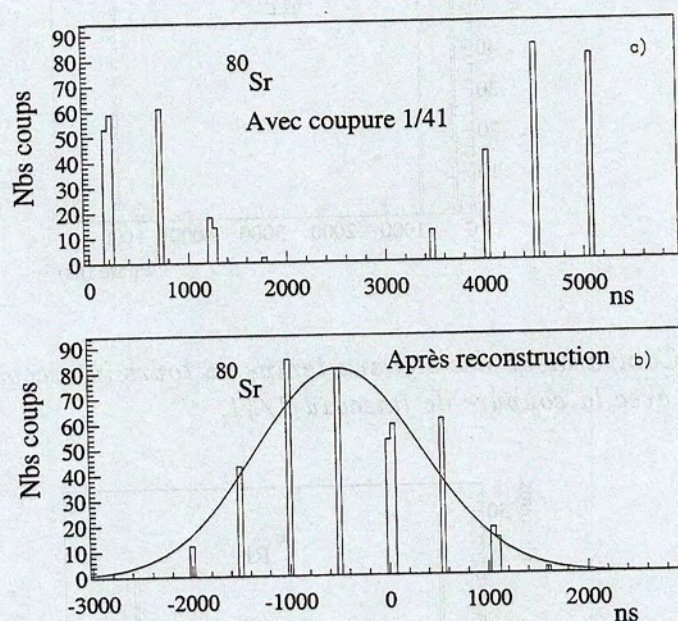


Figure 4.7: a) Distribution des tours du signal "paquets" ($t_{\text{sonde_paq}}$) avec coupure 1/41 avant reconstitution. b) Reconstitution de la distribution gaussienne des tours interceptés pour le ^{80}Sr (le start et le stop étant inversés, le temps "réel" se lit de droite à gauche).

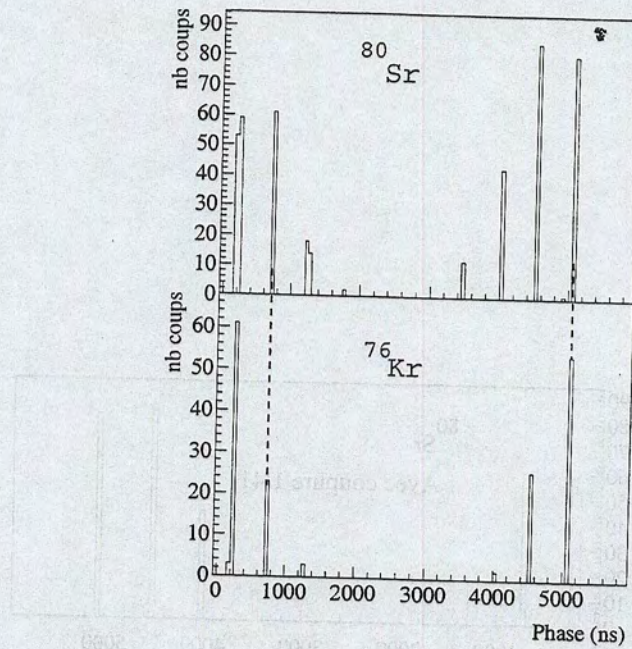


Figure 4.8: Comparaison des signaux temps de tours interceptés pour les noyaux ^{80}Sr et ^{76}Kr avec la coupure de faisceau 1/41.

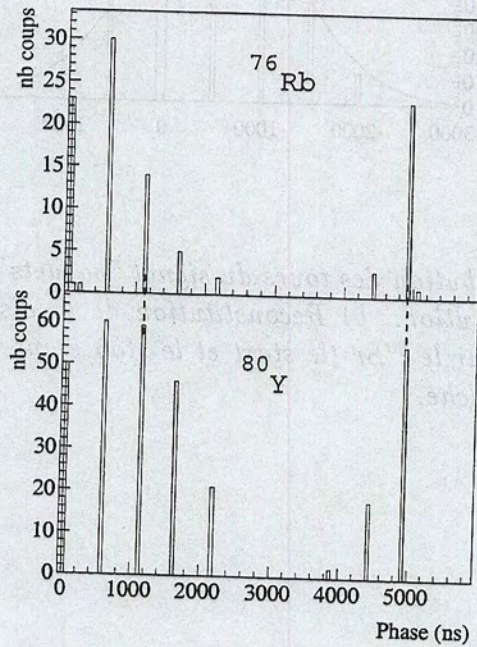


Figure 4.9: Comparaison des signaux temps de tours interceptés pour les noyaux ^{80}Y et ^{76}Rb avec la coupure de faisceau 1/41.

L'examen de la Figure 4.10 qui compare les tours interceptés pour deux noyaux ^{80}Sr et ^{76}Rb appartenant aux deux classes (cf. Figure 4.6) montre que les tours sont distants d'environ 131 ns soit 1 période HF. Cette valeur est évidemment tout à fait incompatible avec leurs différences de masses, il faut donc en conclure qu'ils n'ont pas effectué le même temps de vol total moyen comme montré précédemment.

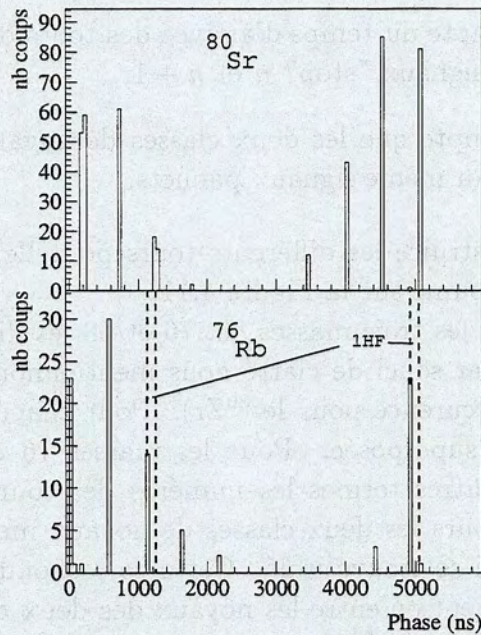


Figure 4.10: Comparaison des signaux temps de tours interceptés pour les noyaux ^{80}Sr et ^{76}Rb avec la coupure de faisceau 1/41.

Cette valeur, de l'ordre d'une période HF, permet d'avoir une estimation de leurs différence de temps de vol ou plus explicitement de leur différence de nombre de tours. En effet, considérons que les deux noyaux mentionnés ont fait respectivement n_1 et n_2 tours avant d'être détectés, leur différence en temps s'écrit simplement par $\Delta t = (n_1 - n_2) * 4 \text{ HF}$, avec n_1 et n_2 entiers.

Sachant de plus que le signal "stop" du Convertisseur Temps-Amplitude se présente toutes les 41 HF, il faut nécessairement pour que la différence soit de l'ordre de 1 HF que $n_1 - n_2$ soit au minimum de 10 tours (soit 40 HF). Ce n'est que dans le cas où cette différence serait d'au moins 50 tours que les deux spectres redeviendraient équivalents. Mais une différence de plus de 50 tours semble totalement irréaliste compte-tenu des simulations que nous avons effectuées. La même analyse avec une coupure de faisceau toutes les 51 HF cette fois a confirmé les résultats en montrant une différence entre ces deux mêmes noyaux de 3 HF (c'est-à-dire $\frac{51\text{HF}}{4} = 12$ avec un reste de 3 HF).

Remarquons toutefois que dans cette analyse nous n'avons jamais tenu compte des différences en temps dues aux seules différences en masse entre les noyaux qui sont trop faibles pour pouvoir être mises en évidence dans cette mesure avec cette grande base de temps et la résolution en temps du Codeur Temps-Amplitude.

L'ensemble des considérations précédentes c'est-à-dire:

- la prise en compte du temps d'arrivée des tours d'un même noyau pris par rapport à des signaux "stop" n et $n + 1$;
- la prise en compte que les deux classes de noyaux mentionnées ne correspondent pas au même signaux paquets.

permet de reconstruire les différents tours pour l'ensemble des noyaux considérés, ce qui est résumé sur la Figure 4.11.

On y voit pour les trois masses 80, 76 et 68 les différents tours interceptés de chaque noyau. Par souci de clarté nous mentionnons le premier tour vu par le numéro 1 (en l'occurrence pour le ^{80}Zr). Pour chacun des noyaux, une fonction gaussienne est superposée. Pour les masses 76 et 68, les notations sont équivalentes, en d'autres termes les numéros des tours se correspondent. On remarque donc toujours les deux classes de noyaux mentionnées précédemment ainsi que le ^{80}Kr qui se trouve isolé. Cette correspondance tour à tour permet de compter précisément qu'entre les noyaux des deux classes, il y a 11 tours de décalage et 26 tours pour le ^{80}Kr . Les trois noyaux ^{80}Sr , ^{76}Kr et ^{68}As ont permis de définir un temps de vol moyen de $76.616 \mu\text{s}$ ($\pm 0.430 \mu\text{s}$) ce que nous avons indiqué sur cette même figure. Ce temps correspond approximativement à 147 ± 1 tour. On remarque aussi que la forme gaussienne de la distribution des tours interceptés par la sonde permet donc de déterminer la différence de temps Δt entre les noyaux hors coupure et donc directement avec la HF; la résolution étant alors de 25.561 ps.

Remarque: Cette différence pour des noyaux proches en masse de 11 et 15 tours peut sembler surprenante. Mais dans CSS2, la période de la précession est de 13 tours et nous sommes dans le cas d'une configuration du cyclotron particulièrement *exotique* et avec un détecteur placé de telle manière que l'on intercepte au mieux les noyaux accélérés.

Cette reconstitution montre, avec une grande précision, la différence en nombre de tours pour les différents noyaux, par contre le temps de vol total est entaché d'une erreur correspondant à ± 1 tour.

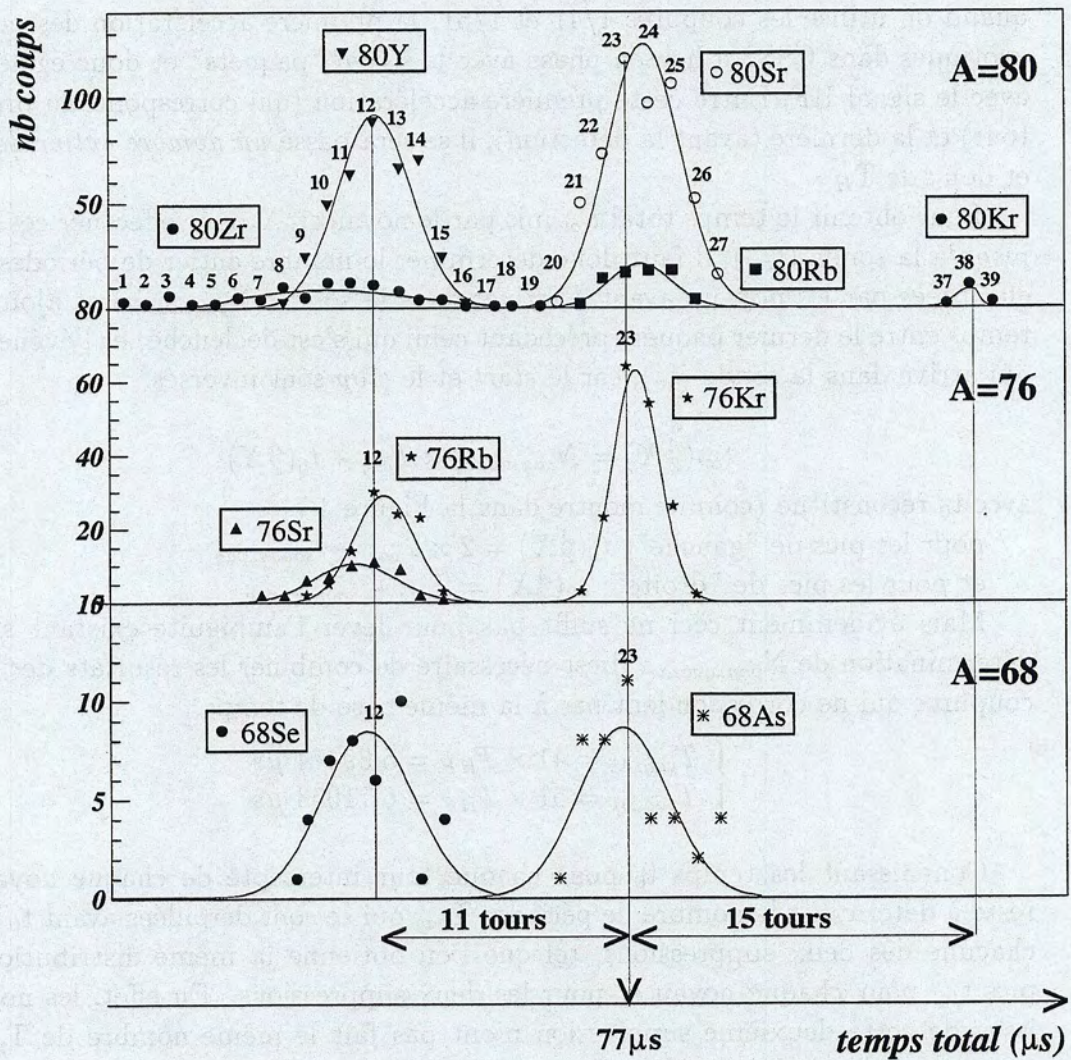


Figure 4.11: Tours interceptés pour chaque noyau au rayon 3 m par la sonde, obtenu par les coupures de faisceau (et avec la cible 3), représentés séparément pour les masses 80, 76 et 68. Le premier tour vu est indiqué par le numéro 1. Les tours pour les différentes masses se correspondent un à un.

4.4.3 Une estimation du temps total

Si l'on appelle "paquets" le signal correspondant au faisceau délivré par CSS1 quand on utilise les coupures 1/41 et 1/51, la première accélération des noyaux exotiques dans CSS2 a lieu en phase avec le signal "paquets" et donc également avec le signal HF. Entre cette première accélération (qui correspond au premier tour) et la dernière (avant la détection), il se sera passé un nombre entier de T_{paq} et donc de T_{HF} .

Pour obtenir le temps total t_{tot} mis par le noyau A_ZX pour effectuer ces tours jusqu'à la sonde (t_{tot}), il faut donc déterminer le nombre entier de périodes T_{paq} effectuées par les noyaux avant d'arriver dans la sonde (N_{paq_avant}) et ajouter le temps entre le dernier paquet (précédant celui qui s'est déclenché) et l'événement qui arrive dans la sonde (t_0), car le *start* et le *stop* sont inversés:

$$t_{tot}({}^A_ZX) = N_{paq_avant} \times T_{paq} + t_0({}^A_ZX) \quad (4.1)$$

avec t_0 reconstitué (comme montré dans la Figure 4.7):

pour les pics de "gauche": $t_0({}^A_ZX) = 2 \times T_{paq} - t_{sonde_paq}$

et pour les pics de "droite": $t_0({}^A_ZX) = T_{paq} - t_{sonde_paq}$

Mais évidemment ceci ne suffit pas pour lever l'ambiguïté existant sur la détermination de N_{paq_avant} . Il est nécessaire de combiner les résultats des deux coupures qui ne correspondent pas à la même base de temps.

$$\begin{cases} T_{paq_41} = 41 \times T_{HF} = 5.39474 \mu s \\ T_{paq_51} = 51 \times T_{HF} = 6.71053 \mu s \end{cases}$$

Connaissant les temps t_0 pour chaque tour intercepté de chaque noyau, il reste à déterminer le nombre de périodes T_{paq} qui se sont déroulées avant t_0 pour chacune des deux suppressions, tel que l'on obtienne la même distribution de pics t_{tot} pour chaque noyau et pour les deux suppressions. En effet, les noyaux issus de cette deuxième suppression n'ont pas fait le même nombre de T_{paq_51} que ceux issus de la première T_{paq_41} avant d'arriver dans notre sonde: on doit donc déterminer un couple de valeurs ($N_{paq_avant_41}$, $N_{paq_avant_51}$) correspondant au même temps total effectué par les noyaux.

Nous obtenons donc le système d'équations suivant à résoudre pour chaque noyau:

$$\begin{cases} t_{tot}^{41}({}^A_ZX) = N_{paq_avant_41} \times T_{paq_41} + t_0^{41}({}^A_ZX) \\ t_{tot}^{51}({}^A_ZX) = N_{paq_avant_51} \times T_{paq_51} + t_0^{51}({}^A_ZX) \end{cases} \quad (4.2)$$

avec $t_0({}^A_ZX)$ défini précédemment, tel que l'on trouve $t_{tot}^{41}({}^A_ZX) = t_{tot}^{51}({}^A_ZX)$ où maintenant ces temps sont pris par rapport à la reconstruction comme explicité précédemment.

En superposant les deux distributions pour chaque noyaux et pour les deux distributions, il en résulte la seule solution:

Pour ^{80}Zr , ^{76}Sr , ^{80}Y , ^{68}Se , ^{76}Rb :

$$\begin{cases} N_{paq_avant_41} = 13 \\ N_{paq_avant_51} = 10 \end{cases}$$

Pour ^{80}Sr , ^{76}Kr , ^{80}Rb , ^{68}As :

$$\begin{cases} N_{paq_avant_41} = 14 \\ N_{paq_avant_51} = 11 \end{cases}$$

Pour ^{80}Kr :

$$\begin{cases} N_{paq_avant_41} = 15 \\ N_{paq_avant_51} = 12 \end{cases}$$

Pour déduire le temps total, on admet ici que le temps de révolution de chaque noyau est égal à une période de révolution (soit 4 HF ou 526.32 ns), ce qui constitue une très faible approximation sachant que cela joue uniquement sur la détermination de $t_{0.41}$ et $t_{0.51}$. Par exemple, le temps total moyen effectué par le ^{80}Sr est égal à 75.745 μs à comparer à 77.221 μs obtenu précédemment. Cette écart (correspondant au plus à deux tours) est certainement dû à une méconnaissance d'un "offset" électronique dans la technologie des coupures de faisceau utilisé.

4.4.4 Détermination des masses par calibration avec les masses connues

Fort des résultats de la première partie de l'analyse, nous avons ensuite pris la distribution en temps par rapport à la HF, qui reconstitue la gaussienne des différents pics interceptés du signal t_{sonde_paq} . Il s'agit donc d'une mesure de phase moyenne, à un nombre de tours moyen. Cependant pour avoir une meilleure statistique sur les noyaux d'intérêt, nous avons utilisé les résultats obtenus avec la **cible 2** correspondant à une précible de ^{12}C suivi de ^{24}Mg qui produisent en plus les noyaux de ^{68}Se et de ^{68}As , mais évidemment avec les même réglage du cyclotron (cf. Figure 4.4).

On obtient, une fois la sélection en masse effectuée par conditionnement sur l'énergie du spectre, les distributions en Phase de la Figure 4.12. On y voit les noyaux clairement séparés.

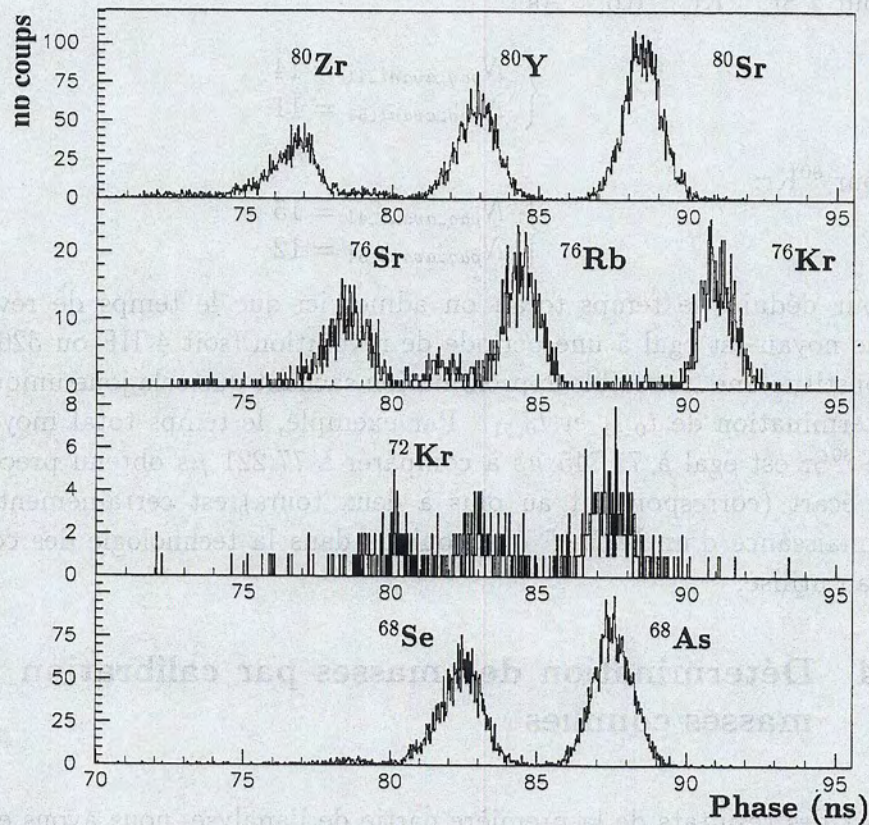


Figure 4.12: Distribution en Temps (ou Phase) pris par rapport à la HF, pour les noyaux isobares $A=80$ (en haut), 76, 72 et 68 (en bas). La cible utilisée était du ^{12}C et ^{24}Mg (Cible 2, projection en phase de la Figure 4.4).

Le Tableau 4.2 récapitule les différences relatives masse/charge des ions par rapport à ^{76}Rb (avec leur valeur expérimentale si connue, sinon la valeur proposée dans la Table de G. Audi et al. [97Aud]), les centroïdes et leur erreur associée $\frac{\sigma}{\sqrt{N}}$ de leur distribution en Phase et le nombre de coups correspondant.

Ion	$\frac{\delta m/q}{m/q}$ Réf: ^{76}Rb	Phase (ns)	Nombre de coups
$^{76}_{36}\text{Kr}^{19+}$	$-1.2016 \cdot 10^{-4} \pm 1.92 \cdot 10^{-7}$	91.019 ± 0.0140	1542
$^{80}_{38}\text{Sr}^{20+}$	$-8.9201 \cdot 10^{-5} \pm 1.56 \cdot 10^{-7}$	88.456 ± 0.0080	5996
$^{68}_{33}\text{As}^{17+}$	$-7.5308 \cdot 10^{-5} \pm 1.58 \cdot 10^{-6}$	87.578 ± 0.0068	8197
$^{76}_{37}\text{Rb}^{19+}$	$0. \pm 1.59 \cdot 10^{-7}$	84.422 ± 0.0147	1595
$^{80}_{39}\text{Y}^{20+}$	$3.3302 \cdot 10^{-5} \pm 2.29 \cdot 10^{-6}$	82.907 ± 0.0086	6227
$^{68}_{34}\text{Se}^{17+}$	$-5.5853 \cdot 10^{-7*}$	82.402 ± 0.0091	6394
$^{72}_{36}\text{Kr}^{18+}$	$4.7578 \cdot 10^{-5} \pm 4.03 \cdot 10^{-6}$	81.285 ± 0.1000	412
$^{76}_{38}\text{Sr}^{19+}$	$8.6124 \cdot 10^{-5*}$	78.473 ± 0.0200	1301
$^{80}_{40}\text{Zr}^{20+}$	$1.11279 \cdot 10^{-4*}$	76.638 ± 0.0120	4400

Tableau 4.2: Ions accélérés dans CSS2, notés par ordre de leur rapport masse-charge croissant si connu (sinon est notée en astérisque la prédiction de G. Audi et al. 1997). Distribution en Phase des différents noyaux et nombre de coups associés.

Les centroïdes ont été déterminées pour les noyaux de ^{80}Y , ^{80}Sr , ^{76}Sr , ^{76}Kr , ^{68}Se et ^{68}As par ajustement d'une distribution gaussienne.

Pour les deux noyaux de ^{76}Rb et ^{80}Zr l'observation des Figures 4.4, 4.11 et des projections en phase de la Figure 4.12 montre que l'interception par la sonde du nombre de tours est plus important pour ces deux noyaux. Il n'empêche que la statistique maximum se trouve être centrée sur des temps moyens équivalents, qui est la condition nécessaire pour comparer les déphasages, c'est la raison pour laquelle la centroïde pour ces deux noyaux a été déterminée sur la distribution présentant le maximum d'intensité.

Pour les noyaux de masse 72, il est impossible d'extraire de la "traîne" de détection de l' ^{68}As la présence du possible ^{72}Br qui, si l'on se réfère aux prédictions du code CASCADE (voir 3.1) serait très peu produit dans le domaine en énergie d'excitation couvert par l'épaisseur de la cible. Pour le noyau de ^{72}Kr la centroïde a été obtenue sur la moyenne des deux distributions, ce qui a priori peut sembler inadéquat, en fait le réglage du cyclotron rapproche ce noyau de l'isochronisme donc d'une forme d'interception des tours proche de celle observée dans la Figure 3.12 (cf. Chapitre 3).

Comme nous l'a montré la suppression dans la Figure 4.11, l'ensemble des noyaux n'a pas effectué le même nombre de tours moyen.

Les deux suppressions ont permis de définir les classes de noyaux qui ont effectué le même temps de vol total, ce qui est la condition nécessaire pour appliquer $\Delta t/t = \Delta m/m$. Malheureusement les noyaux dont on cherche à déterminer la masse c'est-à-dire ^{80}Zr , ^{76}Sr , et ^{68}Se appartiennent à une classe qui n'ont en fait qu'un seul noyau de référence (cf. Figure 4.11). Pour pallier à ce problème, il suffit de ramener l'ensemble des deux classes de noyaux sur la même base de temps total.

Soient trois noyaux A, B et X de rapports masse/charge notés (pour simplifier) $m_{(a)}$, $m_{(b)}$ et $m_{(x)}$ qui ont effectué N_0 tours pour A et X et N_1 tours pour B, on note $t_{(a,b,x)}^{N_0,1}$ leurs temps respectifs donc

$$\begin{aligned} t_{(x)}^{N_0} - t_{(b)}^{N_1} &= t^{N_0} - t_{(a)}^{N_0} + t_{(a)}^{N_0} - t_{(b)}^{N_1} \\ &= t_{(a)}^{N_0} * \frac{m_{(x)} - m_{(a)}}{m_{(a)}} + t_{(a)}^{N_0} - t_{(b)}^{N_1} \\ &= t_{(a)}^{N_0} * \left(\frac{m_{(x)} - m_{(b)}}{m_{(b)}} * \frac{m_{(b)}}{m_{(a)}} + \frac{m_{(b)} - m_{(a)}}{m_{(a)}} \right) + t_{(a)}^{N_0} - t_{(b)}^{N_1} \\ &= t_{(a)}^{N_0} * \frac{m_{(b)}}{m_{(a)}} * \left(\frac{m_{(x)} - m_{(b)}}{m_{(b)}} \right) + \underbrace{t_{(a)}^{N_0} * \frac{m_{(b)}}{m_{(a)}} - t_{(b)}^{N_1}} \end{aligned}$$

La première partie correspond à la pente, la deuxième à l'ordonnée à l'origine. L'ordonnée à l'origine contient d'une part le déphasage entre les deux noyaux aux mêmes nombres de tours ainsi que le déphasage dû à la différence de tours moyenné sur l'ensemble des tours.

On écrira par la suite le terme : $t_{(a)}^{N_0} * \frac{m_{(b)}}{m_{(a)}} - t_{(b)}^{N_1} = \Delta t^{N_0 N_1}$

Ce terme, si l'on examine la Figure 3.9, a un comportement linéaire en fonction du nombre de tours effectué (en fonction du temps de vol total).

En outre, $\frac{m_{(x)} - m_{(b)}}{m_{(b)}} = \frac{t_{(x)}^{N_1} - t_{(b)}^{N_1}}{t_{(b)}^{N_1}}$

Ce qui permet d'écrire

$$\underbrace{t_{(x)}^{N_1} - t_{(b)}^{N_1}} = \underbrace{\left(t_{(x)}^{N_0} - t_{(b)}^{N_1} \right)} - \Delta t^{N_0 N_1} * \frac{t_{(b)}^{N_1}}{t_{(a)}^{N_0}} * \frac{m_{(a)}}{m_{(b)}} \quad (4.3)$$

De plus $\frac{m_{(a)}}{m_{(b)}} \approx 1$ (dans notre cas: l'ion A est $^{80}\text{Sr}^{20+}$ et le noyau B le $^{76}\text{Rb}^{19+}$, soit 0.9999108).

Dans cette expérience on connaît donc $t_{(x)}^{N_0} - t_{(b)}^{N_1}$, l'équation 4.3 permet donc, en prenant le terme $\frac{m_{(a)}}{m_{(b)}} = 1$ de calculer la différence de temps $t_{(x)}^{N_1} - t_{(b)}^{N_1}$ au même nombre de tours.

On vérifie aisément sur la Figure 4.13 que pour les trois noyaux de ^{80}Sr , ^{68}As et ^{76}Kr en prenant comme référence le ^{80}Sr que l'ordonnée à l'origine est bien égale à 0. Ce n'est qu'en prenant la référence par rapport à un noyau de l'autre groupe, en l'occurrence le ^{76}Rb qu'apparaît une ordonnée à l'origine de 2.7359 ns correspondant à $\Delta t^{N_0, N_1}$ (cf. Figure 4.6).

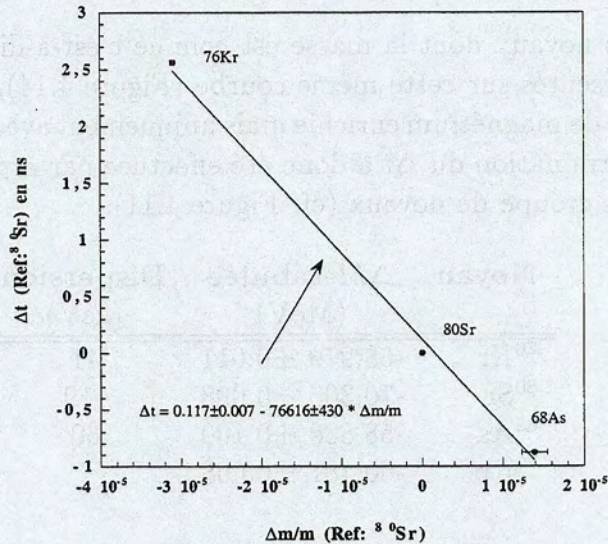


Figure 4.13: Relation $t(X) - t(^{80}\text{Sr}) = f\left(\frac{\Delta m}{m} = \frac{m(X)/q - m(^{80}\text{Sr})/20}{m(^{80}\text{Sr})/20}\right)$.

Le temps total applicable à l'ensemble des noyaux est donc égale à $t^{N_1} - 11$ tours avec un tour égale à $4 * 131.58 = 526.32$ ns. Cela évidemment, implique une erreur car en fait ce temps pour un tour est strictement valable pour la particule isochrone, mais elle sera de toute façon très largement inférieure à celle engendrée par la détermination du temps total.

Une erreur systématique (de 0.1 ns) est ajoutée à l'erreur statistique contenue dans le Tableau 4.2, due essentiellement à deux effets:

- une erreur sur la détermination du temps total;
- une erreur systématique due à la détermination du nombre moyens de tours interceptés.

La méthode employée consiste à augmenter les erreurs sur les temps de telle sorte que l'on obtienne un χ^2 satisfaisant pour la droite de calibration.

La Figure 4.14 montre le résultat de cette calibration, les 4 noyaux de ^{80}Sr , ^{68}As , ^{76}Kr , ^{76}Rb qui ont servi de calibration s'alignent parfaitement.

La calibration obtenue est:

$$\frac{\delta m/q}{m/q} = -9.2491 \cdot 10^{-8} (1.3513 \cdot 10^{-6}) - 1.3974 \cdot 10^{-5} (2.2564 \cdot 10^{-7}) \times \delta t^{\text{corrigé}}$$

avec un $\chi^2=1.89$ et un coefficient de corrélation de 0.99975.

Deux autres noyaux dont la masse est connue c'est-à-dire le ^{72}Kr et le ^{80}Rb sont aussi représentés sur cette même courbe (Figure 4.14). Le ^{80}Rb n'apparaît pas avec la cible de magnésium enrichie mais uniquement avec la cible de magnésium naturel, la détermination du Δt a donc été effectuée par rapport au ^{80}Sr qui fait partie du même groupe de noyaux (cf. Figure 4.11).

Noyau	ΔM tabulée (MeV)	Dispersion (keV)
^{76}Kr	-68.979 ± 0.011	41
^{80}Sr	-70.305 ± 0.008	119
^{68}As	-58.880 ± 0.100	60
^{76}Rb	-60.481 ± 0.008	7

Tableau 4.3: Dispersion entre les excès de masses expérimentaux pour les noyaux ayant servi de référence. Sont indiqués les excès de masse tabulés dans [97Aud].

Le noyau de ^{80}Rb a une phase de 90.732 ± 0.128 ns, ce qui donne un excès de masse expérimental de -72.376 ± 0.169 MeV (erreur calculée en ne prenant en compte que $\sigma/\sqrt{N}=0.162$ ns, soit la somme quadratique de l'erreur statistique et systématique $\sqrt{0.128^2 + 0.1^2}$, en admettant que l'erreur systématique est la même pour ce noyau) à comparer avec -72.173 ± 0.007 MeV tabulé. Cette mesure est compatible avec la mesure précédente.

Le noyau de ^{72}Kr a un excès de masse obtenu avec cette droite de calibration de -54.366 ± 0.133 MeV (erreur calculée comme précédemment) compatible avec la mesure précédente de -54.110 ± 0.270 MeV.

Ceci permet de confirmer la validité de la droite de calibration que nous avons obtenue.

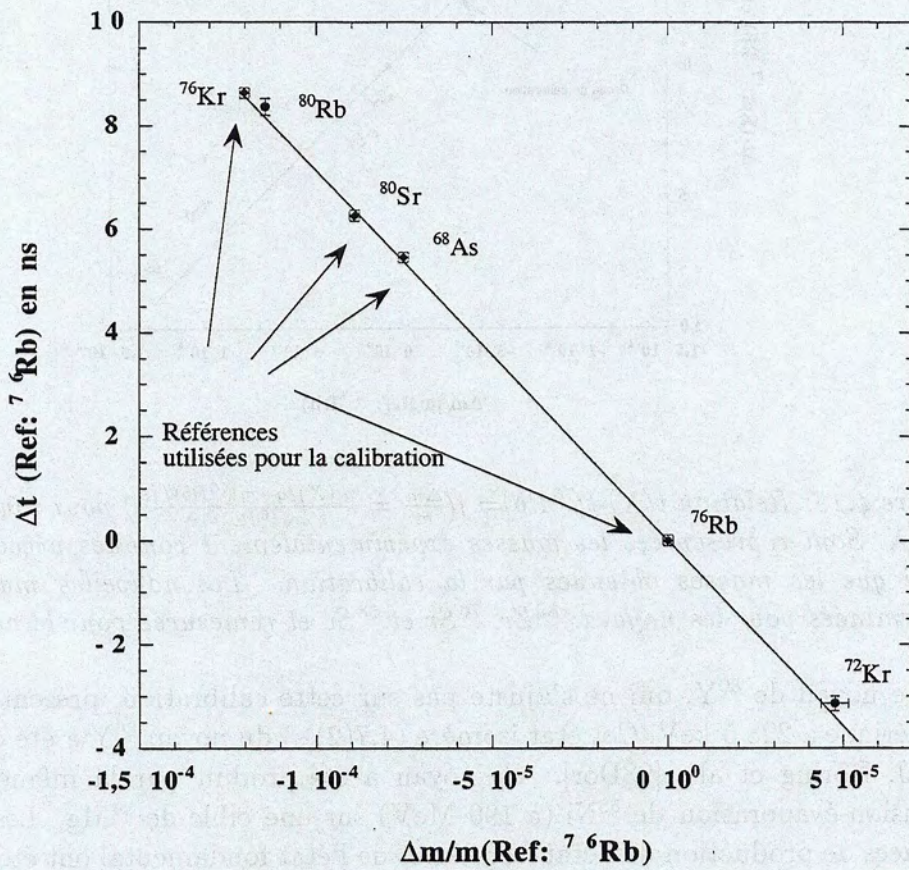


Figure 4.14: Relation $t(X)-t(^{76}\text{Rb}) = f(\frac{\Delta m}{m} = \frac{m(X)/q-m(^{76}\text{Rb})/19}{m(^{76}\text{Rb})/19})$.

Sur la Figure 4.15 les noyaux de ^{80}Zr , ^{76}Sr , ^{68}Se et ^{80}Y sont répertoriés par rapport à cette calibration.

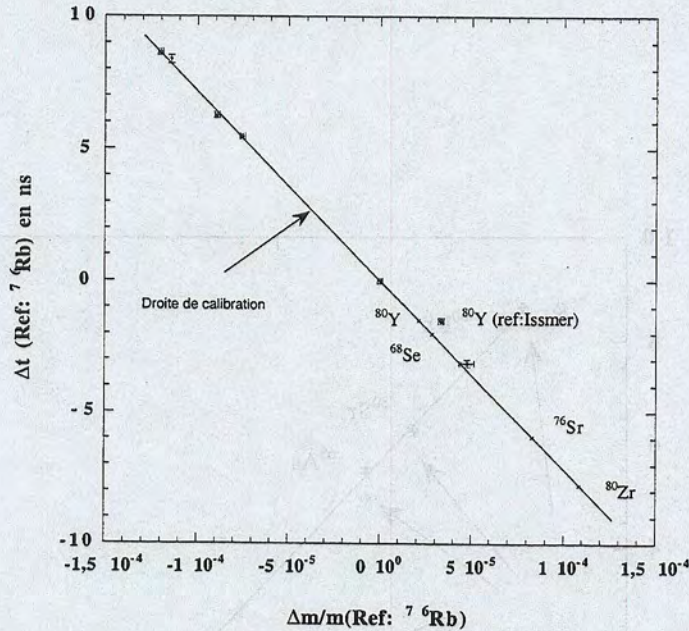


Figure 4.15: Relation $t(X) - t(^{76}\text{Rb}) = f\left(\frac{\Delta m}{m} = \frac{m(X)/q - m(^{76}\text{Rb})/19}{m(^{76}\text{Rb})/19}\right)$ pour tous les noyaux X . Sont représentées les masses expérimentalement connues précédemment ainsi que les masses obtenues par la calibration. Les nouvelles masses sont déterminées pour les noyaux: ^{80}Zr , ^{76}Sr et ^{68}Se et remesurée pour le noyau ^{80}Y .

Le noyau de ^{80}Y , qui ne s'ajuste pas sur cette calibration, présente un état isomérique à 228.5 keV. Cet état isomère (4.7(2) s) du noyau ^{80}Y a été découvert par J. Döring et al. [98Dor]. Ce noyau a été produit par la même réaction de fusion-évaporation de ^{58}Ni (à 190 MeV) sur une cible de ^{24}Mg . Les sections efficaces de production de l'état isomère et de l'état fondamental ont été estimées égales par les auteurs. Le spin de cet état isomère (1^-) et de l'état fondamental (4^-) ont également été assignés lors de la production de ce noyau par fusion-évaporation [99Dor]. La forme de cette distribution en phase (Figure 4.12) est équivalente aux autres noyaux, rien ne permet donc de conclure si l'observation que l'on fait de ce noyau est dans son état fondamental ou isomérique. En outre, plusieurs mesures de sa masse sont très contradictoires. La dernière, effectuée par S. Issmer et al. [98Iss], a conduit à un excès de masse: -61.185(170) MeV. Les précédentes mesures donnaient des résultats différents de 2 MeV. En effet, C. J. Lister et al. [81Lis] a trouvé -63.353 MeV \pm 152 keV; S. Della Negra et al. [82Del]: -63.371 MeV \pm 242 keV; et M. Shibata et al. [96Shi]: -64.105 MeV \pm 600 keV.

Lors de l'expérience, de légers sauts en champ magnétique autour de la valeur initiale ont été effectués. Ces sauts en champ modifient évidemment la trajectoire des ions, en particulier des ions non accélérés précédemment bien que produits dans la cible sont maintenant détectés sur la sonde toujours placée à 3 m. C'est le cas du ^{68}Ge produit dans la précible de carbone lors d'une modification du champ de $-9.34 \cdot 10^{-5}$. La masse de ce noyau étant parfaitement connue (± 6 keV), il constitue donc une excellente référence. Lors de ces excursions en champ magnétique, la technique de coupure de faisceau n'a pu, faute de temps être utilisée. Il n'empêche que la modification très faible du champ ne doit pas changer la précession des ions. Il est donc justifié d'utiliser la même technique que précédemment, c'est-à-dire corriger des 11 tours supplémentaires les ions bien distincts ^{68}Ge , ^{76}Kr , ^{80}Sr par rapport au ^{76}Rb et déduire les masses inconnues. La Figure 4.16 présente les résultats de cette autre calibration. Comme précédemment le noyau de ^{80}Y avec la valeur mesurée [98Iss] se trouve à l'écart. L'erreur systématique estimée est 0.12 ns, comparable à celle de la calibration antérieure.

La calibration donne:

$$\frac{\delta m/q}{m/q} = -9.1434 \cdot 10^{-7} (1.4451 \cdot 10^{-6}) - 1.3821 \cdot 10^{-5} (1.605 \cdot 10^{-7}) \times \delta t^{\text{corrigé}}$$

avec un $\chi^2=1.80$ et un coefficient de corrélation de 0.99988.

Noyau	ΔM tabulée (MeV)	Dispersion (keV)
^{76}Kr	-68.979 ± 0.011	117
^{80}Sr	-70.305 ± 0.008	30
^{68}Ge	-66.977 ± 0.006	75
^{76}Rb	-60.481 ± 0.008	65

Tableau 4.4: Dispersion entre les excès de masses expérimentaux pour les noyaux ayant servi de référence. Sont indiqués les excès de masse tabulés dans [97Aud].

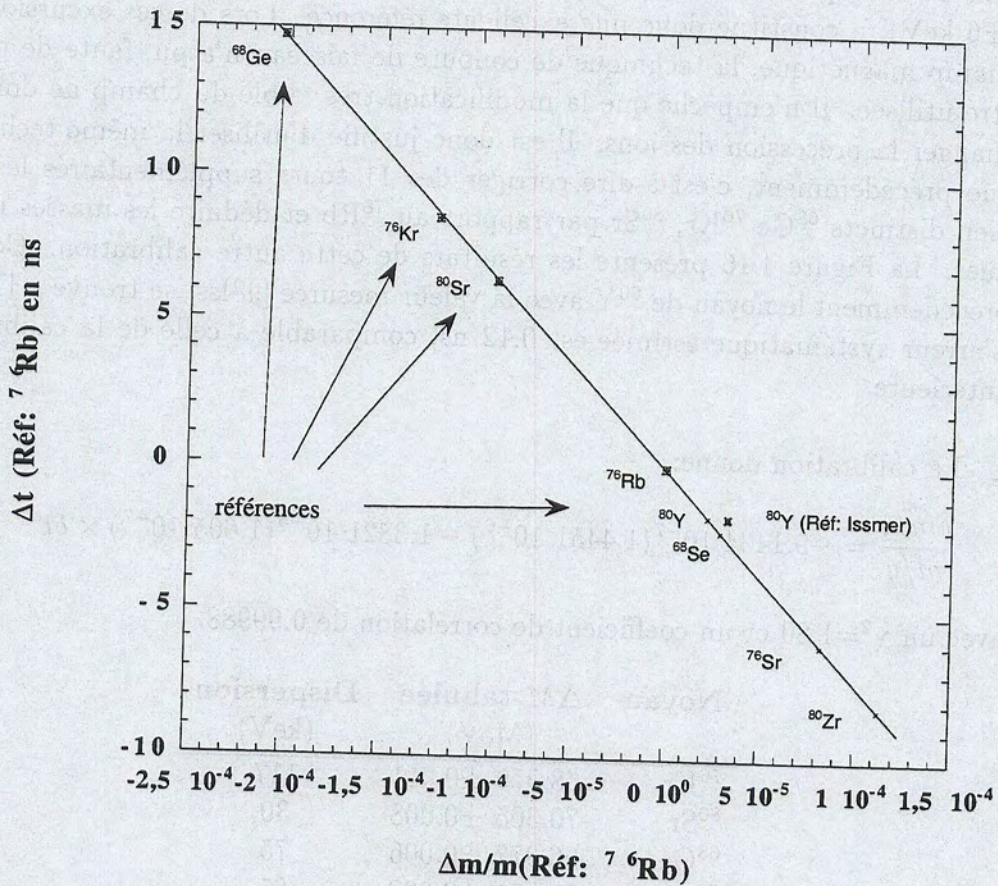


Figure 4.16: Après un saut en champ de $\frac{\Delta B}{B} = -9.34 \cdot 10^{-5}$: nouvelle relation $t(X) - t(^{76}\text{Rb}) = f\left(\frac{\Delta m}{m} = \frac{m(X)/q - m(^{76}\text{Rb})/19}{m(^{76}\text{Rb})/19}\right)$. Sont représentées les masses expérimentalement connues précédemment (tabulées) ainsi que les masses obtenues par la calibration. Les nouvelles masses sont déterminées pour les noyaux: ^{80}Zr , ^{76}Sr et ^{68}Se et remesurée pour le noyau ^{80}Y .

Le Tableau 4.5 récapitule les excès de masse obtenus à partir de la valeur moyenne résultant des deux calibrations ainsi que les erreurs associées. Nous pouvons les comparer avec les prédictions de la Table de Audi et al. [97Aud].

Noyau	ΔM exp. (MeV)	Prédictions de Audi [97Aud] (MeV)
${}^{80}_{40}\text{Zr}$	-55.647 ± 0.150	-55.380
${}^{76}_{38}\text{Sr}$	-54.784 ± 0.100	-54.390
${}^{68}_{34}\text{Se}$	-52.347 ± 0.080	-54.150
${}^{80}_{39}\text{Y}$	-62.097 ± 0.080	-61.170

Tableau 4.5: Résultats: valeurs des excès de masse (et erreurs associées) obtenues avec les deux calibrations.

Les erreurs sont estimées de la façon suivante : d'après [69Bev], l'erreur due à la calibration, dans le cas d'une droite d'équation $y=ax+b$ s'écrit:

$$\sigma^2 = \sigma_a^2 x^2 + \sigma_b^2 + 2\sigma_{ab} p_x$$

avec $\sigma_{ab}^2 = \frac{1}{N} \sum (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})$ où N est le nombre de points de calibration, \bar{x} et \bar{y} sont les distances par rapport à la droite de calibration des points x_i et y_i et p_x l'ordonnée du point cherché.

Cette méthode est comparable à celle qui consiste à imposer une erreur systématique sur Δt sur les noyaux inconnus équivalente à celle utilisée lors de la calibration. Cette erreur prend aussi bien en compte l'erreur statistique que l'erreur systématique de la méthode, cette dernière étant la plus importante.

Remarque: La valeur trouvée pour l'excès de masse du noyau ${}^{68}\text{Se}$ s'écarte de 2 MeV par rapport à la prédiction de G. Audi (-54.150 MeV [97Aud]) contrairement aux autres noyaux $N=Z$, ce qui est particulièrement important. Toutefois lors de l'étude de la spectroscopie de ce noyau [98Sko] les auteurs ont cherché à montrer qu'il existe un état isomérique qu'ils n'ont pu mettre en évidence. Il n'empêche que cette hypothèse doit être considérée, ce qui expliquerait cette importante différence, sachant toutefois que cet état isomérique devrait avoir une période supérieure au temps de vol ($71\mu\text{s}$).

Dans le Tableau 4.6 sont résumés tous les états isomériques connus des noyaux que nous avons produits avec leur énergie et temps de vie, ainsi que le temps du vie du niveau fondamental.

Noyau	E^{iso} (keV)	τ^{iso}	τ^{fdm}
^{80}Y (1)	228.50	4.7(3) s	30.1(5) s
^{80}Y (2)	312.	6.8(5) μs	30.1(5) s
^{76}Rb	316.93	3.20 μs	36.5(6) s
^{80}Rb	494.40	1.6 μs	34 s
^{68}As (1)	111.36	107(20) ns	156.6(8) s
^{68}As (2)	2156.9	37 ns	156.6(8) s

Tableau 4.6: Etats isomères connus dans les noyaux produits dans l'expérience, avec leur énergie E^{iso} et leur temps de vie τ^{iso} , ainsi que celui de l'état fondamental τ^{fdm} .

Le temps de vol expérimental de ces ions étant de l'ordre de 71 μs pour certains et 77 μs pour les autres, seuls les états isomères de temps de vie minimum 23 μs (soit un tiers du temps de vol total) pourraient être vus, à la condition que nous les peuplions par réaction de fusion-évaporation.

Seul le noyau ^{80}Y qui est expérimentalement connu présente cette caractéristique et nous avons largement discuté ce point précédemment.

Pour le noyau ^{68}Se , nous avons mentionné auparavant l'éventualité d'avoir produit ce noyau dans un état isomère de haut spin et de long temps de vie (supérieur au temps de vol), ce qu'il serait nécessaire de vérifier expérimentalement.

4.5 Discussion sur les sections efficaces obtenues

Si l'on déduit la production (en pourcentage) des différents ions formés et accélérés à partir du nombre de coups obtenus expérimentalement (cf. Tableau 4.2) on trouve les résultats présentés dans le Tableau 4.7. Nous pouvons comparer ces taux de production de manière directe avec les résultats de la simulation du Tableau 3.4 qui prenait en compte l'intégration de la fonction d'excitation (prédite par CASCADE) de chaque noyau dans la gamme d'énergie d'excitation explorée, ainsi que l'acceptance en vitesse du cyclotron.

Noyau	production exp. (%)
^{80}Sr	16.5
^{80}Y	17
^{80}Zr	12
^{76}Kr	4.2
^{76}Rb	4.4
^{76}Sr	3.6
^{68}As	22.6
^{68}Se	17.6

Tableau 4.7: Production expérimentale de chaque ion (exprimée en %).

Etant donnée la perte par transmission des ions dans le cyclotron qui est fortement dépendante de leur phase (elle sera forte si la phase est proche de la phase de décélération), il est préférable de comparer les taux de production des noyaux aux mêmes phases entre eux. C'est le cas des noyaux les mieux accélérés (avec un minimum de pertes): ^{80}Zr et ^{76}Sr pour lesquels le calcul a été réalisé, ainsi que ^{76}Rb et ^{80}Y , puis pour finir ^{80}Sr et ^{76}Kr proches de la phase de décélération. On remarque que les taux de production relatifs expérimentaux et calculés sont proches à un facteur 4 maximum près.

Ce facteur peut provenir de trois causes principales:

- l'écart éventuel entre l'état de charge choisi expérimentalement et l'état de charge moyen de la distribution calculée à un état de charge près;
- l'estimation des fonctions d'excitation prédites par CASCADE qui peut générer une source d'erreur dans le calcul pour les noyaux de faibles sections efficaces;
- et le calcul de la distribution en vitesse en sortie de cible qui nécessite des calculs de perte d'énergie délicats à cette faible énergie.

Pour conclure, les simulations cinématiques et de production des ions reflétaient bien dans l'ensemble la dynamique de la réaction. Cependant, il semble difficile dans ce type d'expérience d'estimer en absolu des sections efficaces de production de ces noyaux.

4.6 Conclusion

Nous venons de voir les différentes étapes qui ont conduit à mesurer expérimentalement les masses de noyaux $N=Z$. L'identification des noyaux a permis de confirmer les différentes simulations de production des noyaux par fusion-évaporation et de la cinématique de la réaction présentées dans le chapitre précédent.

D'autre part, pour résoudre la problématique du nombre de tours effectués par les ions dans le cyclotron, nous avons utilisé une méthode consistant à couper le faisceau sur une longue période afin d'avoir des informations sur les derniers tours interceptés. Cette méthode a été cruciale et a conduit à la détermination du nombre de tours relatifs entre les différents ions. Couplée à la calibration entre les différences de temps de vol et les différences relatives de masses des 4 noyaux pris comme référence, elle a abouti à la détermination avec une grande précision des nouvelles masses de 3 noyaux $N=Z$: ^{80}Zr , ^{76}Sr et ^{68}Se ainsi qu'à l'amélioration de la précision sur la masse du noyau $N\approx Z$: ^{80}Y . Des points essentiels ont été discutés concernant les états isomères des noyaux de cette région et les sections efficaces obtenues expérimentalement en accord avec les simulations.

Pour conclure, cette expérience a prouvé la haute résolution sur la masse, de l'ordre de 1 à $2 \cdot 10^{-6}$ pour les noyaux exotiques, de cette méthode de mesure de masse appliquée aux noyaux de la région de masse $A=68-80$.

Une discussion des résultats trouvés sera présentée dans le chapitre suivant.

Chapitre 5

Interprétation des résultats

5.1 Introduction

Différentes prédictions ont été présentées dans le Chapitre 1 (cf. Tableau 1.1), pour les excès de masses des noyaux ^{80}Zr , ^{76}Sr et ^{68}Se . Après avoir mesuré leur masses, nous constatons que les prédictions de G. Audi [97Aud] sont les plus proches (à environ 200 keV) pour les deux premiers noyaux, mais avec un écart de 2 MeV pour le dernier. Les modèles macro-microscopiques FRDM et FRLDM [95Mol] présentent entre 400 et 700 keV pour les deux premiers et 1.2 MeV pour le dernier. Le schéma de corrélation [96Apr], SU(4) [97Van] et ETFSI-1 [95Abo] sous-estiment dans l'ensemble la forte liaison de ces noyaux $N=Z$, par conséquent ils décrivent mieux l'excès de masse du noyau ^{68}Se trouvé peu lié expérimentalement.

L'étude de l'interprétation théorique des masses mesurées en terme de test de la symétrie SU(4) d'une part et de la comparaison des bilans énergétiques intervenant dans les calculs de nucléosynthèse d'autre part est présentée dans ce Chapitre en partant de l'hypothèse que ces résultats représentent les masses des états fondamentaux des noyaux, ce qu'une expérience ultérieure seule permettrait de valider, en particulier concernant le ^{68}Se (cf. discussions dans le Chapitre précédent).

L'impact de ces masses sur les calculs d'abondance de ces noyaux $N=Z=[34;40]$ résultant de la modélisation du processus rp sous des conditions relatives à des Sursauts X (*XRay Bursts*) sera ensuite examiné.

5.2 Interaction résiduelle neutron-proton: δV_{np}

L'interaction résiduelle entre le dernier proton et le dernier neutron $\delta V_{np}(Z,N)$ (définie dans le Chapitre 1) est un moyen de mettre en évidence l'effet $N=Z$ et de tester la validité de la symétrie $SU(4)$ de spin-isospin dans les noyaux. En particulier, nos résultats permettent d'accéder à de nouvelles valeurs du δV_{np} à $N=Z$ et $N \neq Z$ dans la couche fp .

Cette quantité est un double différence des excès de masse des noyaux autour d'un noyau (Z,N) , comme indiqué dans la Formule (1.1) pour les noyaux pair-pair, dans (1.2) pour les noyaux impair-impair, dans (1.3) pour les noyaux pair-impair et dans (1.4) pour les noyaux impair-pair en neutron et proton respectivement.

5.2.1 Calcul du déplacement d'excès de masse dans les noyaux miroir

En particulier le calcul de cette interaction correspondant à un nombre égal de protons et de neutrons $Z=N$ dans les cas pair-pair ou impair-impair fait appel à deux masses de noyaux $N=Z$ et les 2 noyaux introduits au centre de la formule sont miroirs l'un de l'autre, c'est-à-dire deux noyaux ${}^A_{Z_1}X_{N_1}$ et ${}^A_{Z_2}Y_{N_2}$ tels que le nombre de protons de l'un corresponde au nombre de neutrons de l'autre: $Z_1 = N_2$ et $Z_2 = N_1$.

Ayant mesuré expérimentalement les masses des noyaux $N=Z$ de 34 à 40, nous pouvons maintenant déterminer les δV_{np} associés, à condition de connaître les masses des noyaux miroirs à deux neutrons et protons de différence. Or parmi ces deux noyaux miroirs, nous avons affaire à

${}^{78}\text{Zr}$ et ${}^{78}\text{Sr}$, ${}^{74}\text{Sr}$ et ${}^{74}\text{Kr}$, ${}^{70}\text{Kr}$ et ${}^{70}\text{Se}$, ${}^{66}\text{Se}$ et ${}^{66}\text{Ge}$ pour les noyaux pair-pair, ${}^{73}\text{Rb}$ et ${}^{73}\text{Kr}$, ${}^{61}\text{Ga}$ et ${}^{61}\text{Zn}$ pour les noyaux impair-impair.

les premiers ont une masse inconnue car ils sont particulièrement exotiques (avec $Z > N$). De plus, d'autres δV_{np} , cette fois pour $N \neq Z$, font intervenir les noyaux dont nous avons mesuré la masse et des noyaux dont la masse manque encore. Afin de s'affranchir de ces inconnues, nous avons estimé les masses de ces noyaux à partir de celles de leurs miroirs qui sont connues.

Pour ce faire, nous avons déterminé toutes les différences d'excès de masse connues entre les noyaux miroirs pair-pair, impair-impair, pair-impair et impair-pair autour de $N=Z$, avec $N=Z \pm 1$ ou 2, en fonction de la masse. Cela donne directement accès à la différence de masse due à l'interaction coulombienne (déplacement coulombien) entre ces noyaux, qui est proportionnelle à $A^{2/3}$. Plus précisément on peut le déduire de la soustraction des termes dans l'énergie de liaison de la formule de Weiszacker donnée par l'équation (1.5) puisque tous les termes s'annulent

(par conservation de la masse) hormis le terme coulombien. En toute généralité, soient les noyaux miroirs (Z_1, N_1) et (Z_2, N_2) , leur différence d'énergie de liaison vaut:

$$B_L(Z_1, N_1) - B_L(Z_2, N_2) = B_{L_1} - B_{L_2} = a_c \frac{Z_1^2 - N_1^2}{A^{1/3}} = a_c (Z_1 - N_1) A^{2/3} \quad (5.1)$$

avec le coefficient a_c de l'ordre de -0.710 MeV.

Alors le déplacement coulombien moyen dans l'échange de nucléons DE_c correspond à cette différence divisée par $(Z_1 - N_1)$. Celui-ci est représenté sur la Figure 5.1 en fonction de la masse. Dans le cas des noyaux pair-pair et impair-impair, la différence $Z_1 - N_1$ vaut 2 et dans le cas des noyaux pair-impair ou pair-impair, elle vaut 1. Ce deuxième cas a été traité dans la mesure où les δV_{np} impair-pair et pair-impair proches de $N=Z$ à un nucléon près nécessitent la masse de noyaux très exotiques que leur noyau miroir permet d'estimer.

Est également représentée sur cette figure la dispersion entre les valeurs obtenues par l'ajustement et les valeurs expérimentales. Comme on peut le voir, cette erreur n'excède pas 300 keV, sauf pour les effets de couches très forts. Pour la région qui nous intéresse, c'est-à-dire en milieu de couche fp , on peut considérer qu'ils seront négligeables.

Cette courbe peut être décrite par la relation en $A^{2/3}$ et donne globalement, en keV:

$$DE_c = \frac{\Delta M_1 - \Delta M_2}{N_1 - Z_1} = -713.75(4.46)A^{2/3} - 1777.3(44.3) \quad (5.2)$$

L'ordonnée à l'origine est due au fait que l'on soustrait ici les excès de masses atomiques et non les énergies de liaison comme avec la formule de Weiszäcker précédente. Les excès de masses sont ceux répertoriés dans la Table de G. Audi [97Aud]. La relation entre les deux est:

$$\begin{aligned} \Delta M_1 - \Delta M_2 &= -(B_{L_1} - B_{L_2}) + (Z_1 - Z_2) \times \Delta M_H + (N_1 - N_2) \times \Delta M_n \\ &= -(B_{L_1} - B_{L_2}) + (Z_1 - N_1) \times (\Delta M_H - \Delta M_n) \end{aligned}$$

soit

$$\frac{\Delta M_1 - \Delta M_2}{|Z_1 - N_1|} = -a_c A^{2/3} + (\Delta M_H - \Delta M_n)$$

avec l'équation (5.1) et $(\Delta M_H - \Delta M_n) = -782$ keV.

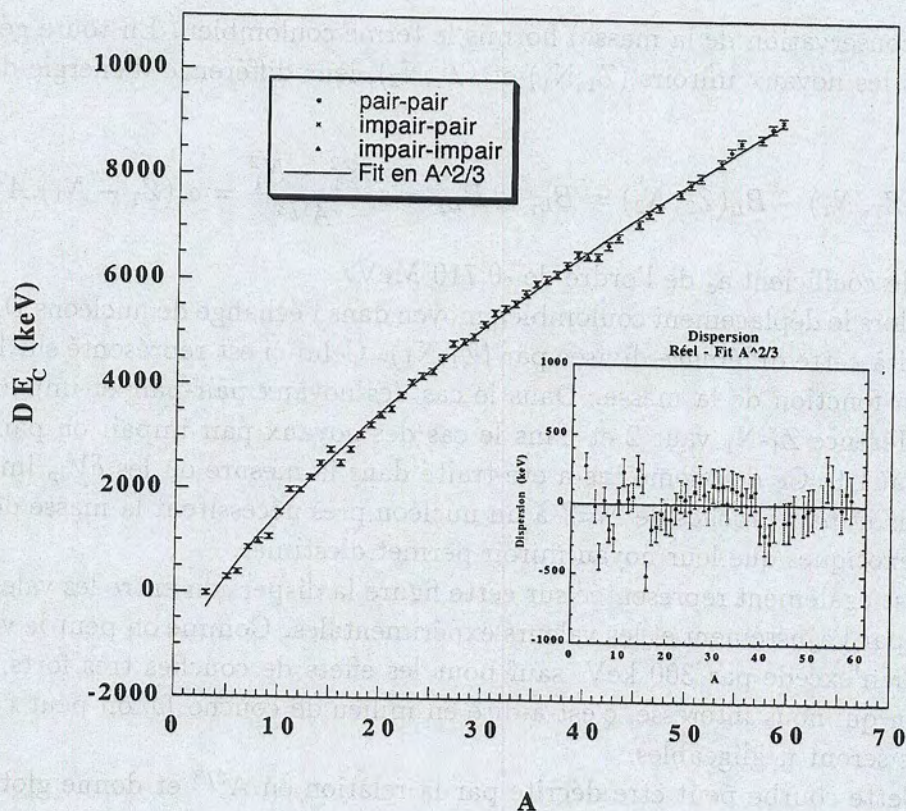


Figure 5.1: Déplacement Coulombien moyen DE_c (calculé à partir de la différence des excès de masse connus des noyaux miroirs pair-pair et impair-impair avec $|N - Z| = 2$ et des noyaux impair-pair avec $|N - Z| = 1$) en fonction de leur masse. Un ajustement de DE_c est alors donné correspondant à une fonction en $A^{2/3}$. En zoom est représentée la dispersion entre cet ajustement et les valeurs expérimentales.

Si l'on compare cette équation avec l'équation (5.2), on voit que la pente trouvée est en accord avec la valeur du coefficient $a_c = 710$ keV généralement utilisée. Les prédictions obtenues pour ces noyaux très exotiques sont compatibles avec les prédictions de G. Audi à 200-300 keV près.

A partir de cette équation et connaissant la masse d'un des deux noyaux miroirs à un ou 2 nucléons de différence, on peut en déduire l'excès de masse du deuxième. Toutes les données sont donc réunies pour déterminer les δV_{np} dans la région de masse 68-80.

5.2.2 Nouvelles valeurs du δV_{np}

Les nouvelles valeurs obtenues pour δV_{np} sont données ici, avec les nouvelles données expérimentales (exp) et les masses calculées par déplacement coulombien (Cb).

Pour les noyaux $N=Z$ pair-pair:

$$\begin{aligned}\delta V_{np}(N = Z = 40) &= \frac{1}{4}\{\Delta M(^{80}Zr)^{exp} - \Delta M(^{78}Zr)^{Cb} - \Delta M(^{78}Sr) + \Delta M(^{76}Sr)^{exp}\} \\ &= \frac{1}{4}\{-55.647(150) + 40.670(185) + 63.175(008) - 54.784(100)\} \\ &= -1.646(065)MeV\end{aligned}\quad (5.3)$$

$$\begin{aligned}\delta V_{np}(N = Z = 38) &= \frac{1}{4}\{\Delta M(^{76}Sr)^{exp} - \Delta M(^{74}Sr)^{Cb} - \Delta M(^{74}Kr) + \Delta M(^{72}Kr)\} \\ &= \frac{1}{4}\{-54.784(100) + 40.563(109) + 62.170(060) - 54.110(270)\} \\ &= -1.540(078)MeV\end{aligned}\quad (5.4)$$

$$\begin{aligned}\delta V_{np}(N = Z = 36) &= \frac{1}{4}\{\Delta M(^{72}Kr) - \Delta M(^{70}Kr)^{Cb} - \Delta M(^{70}Se^*) + \Delta M(^{68}Se)^{exp}\} \\ &= \frac{1}{4}\{-54.110(270) + 41.618(673) + 62.310(650) - 52.347(80)\} \\ &= -0.632(244)MeV\end{aligned}\quad (5.5)$$

$$\begin{aligned}\delta V_{np}(N = Z = 34) &= \frac{1}{4}\{\Delta M(^{68}Se)^{exp} - \Delta M(^{66}Se)^{Cb} - \Delta M(^{66}Ge) + \Delta M(^{64}Ge)\} \\ &= \frac{1}{4}\{-52.347(80) + 41.861(173) + 61.620(030) - 54.420(250)\} \\ &= -0.821(079)MeV\end{aligned}\quad (5.6)$$

$$\begin{aligned}\delta V_{np}(N = Z = 32) &= \frac{1}{4}\{\Delta M(^{64}Ge) - \Delta M(^{62}Ge)^{Cb} - \Delta M(^{62}Zn) + \Delta M(^{60}Zn)\} \\ &= \frac{1}{4}\{-54.420(250) + 42.360(165) + 61.167(010) - 54.183(011)\} \\ &= -1.269(075)MeV\end{aligned}\quad (5.7)$$

Pour les noyaux $N=Z$ impair-impair:

$$\begin{aligned}\delta V_{np}(N = Z = 37) &= \{\Delta M(^{74}Rb) - \Delta M(^{73}Rb)^{Cb} - \Delta M(^{73}Kr) + \Delta M(^{72}Kr)\} \\ &= -51.730(720) + 46.237(189) + 56.890(140) - 54.110(270) \\ &= -2.713(804)MeV\end{aligned}\quad (5.8)$$

$$\begin{aligned}
\delta V_{np}(N = Z = 31) &= \{\Delta M(^{62}\text{Ga}) - \Delta M(^{61}\text{Ga})^{Cb} - \Delta M(^{61}\text{Zn}) + \Delta M(^{60}\text{Zn})\} \\
&= -51.996(028) + 47.085(118) + 56.342(016) - 54.183(011) \\
&= -2.752(123)\text{MeV}
\end{aligned} \tag{5.9}$$

Pour les noyaux $N \neq Z$ pair-pair:

$$\begin{aligned}
\delta V_{np}(Z = 34, N = 36) &= \frac{1}{4}\{\Delta M(^{70}\text{Se}^*) - \Delta M(^{68}\text{Se})^{exp} - \Delta M(^{68}\text{Ge}) + \Delta M(^{66}\text{Ge})\} \\
&= -1.151(164)\text{MeV}
\end{aligned} \tag{5.10}$$

$$\begin{aligned}
\delta V_{np}(Z = 38, N = 40) &= \frac{1}{4}\{\Delta M(^{78}\text{Sr}) - \Delta M(^{76}\text{Sr})^{exp} - \Delta M(^{76}\text{Kr}) + \Delta M(^{74}\text{Kr})\} \\
&= -0.395(029)\text{MeV}
\end{aligned} \tag{5.11}$$

$$\begin{aligned}
\delta V_{np}(Z = 40, N = 42) &= \frac{1}{4}\{\Delta M(^{82}\text{Zr}) - \Delta M(^{80}\text{Zr})^{exp} - \Delta M(^{80}\text{Sr}) + \Delta M(^{78}\text{Sr})\} \\
&= -0.342(133)\text{MeV}
\end{aligned} \tag{5.12}$$

Pour les noyaux $N \neq Z$ impair-impair:

$$\begin{aligned}
\delta V_{np}(Z = 39, N = 41) &= \{\Delta M(^{80}\text{Y})^{exp} - \Delta M(^{79}\text{Y}) - \Delta M(^{79}\text{Sr}) + \Delta M(^{78}\text{Sr})\} \\
&= -1.440(453)\text{MeV}
\end{aligned} \tag{5.13}$$

Pour les noyaux $N \neq Z$ pair-impair:

$$\begin{aligned}
\delta V_{np}(Z = 38, N = 37) &= \frac{1}{2}\{\Delta M(^{75}\text{Sr})^{Cb} - \Delta M(^{74}\text{Sr})^{Cb} - \Delta M(^{73}\text{Kr}) + \Delta M(^{72}\text{Kr})\} \\
&= -1.481(185)\text{MeV}
\end{aligned} \tag{5.14}$$

$$\begin{aligned}
\delta V_{np}(Z = 38, N = 39) &= \frac{1}{2}\{\Delta M(^{77}\text{Sr}) - \Delta M(^{76}\text{Sr})^{exp} - \Delta M(^{75}\text{Kr}) + \Delta M(^{74}\text{Kr})\} \\
&= -0.557(095)\text{MeV}
\end{aligned} \tag{5.15}$$

$$\begin{aligned}
\delta V_{np}(Z = 40, N = 39) &= \frac{1}{2}\{\Delta M(^{79}\text{Zr})^{Cb} - \Delta M(^{78}\text{Zr})^{Cb} - \Delta M(^{77}\text{Sr}) + \Delta M(^{76}\text{Sr})^{exp}\} \\
&= -1.570(264)\text{MeV}
\end{aligned} \tag{5.16}$$

$$\begin{aligned}
\delta V_{np}(Z = 40, N = 41) &= \frac{1}{2}\{\Delta M(^{81}\text{Zr}) - \Delta M(^{80}\text{Zr})^{exp} - \Delta M(^{79}\text{Sr}) + \Delta M(^{78}\text{Sr})\} \\
&= -0.455(168)\text{MeV}
\end{aligned} \tag{5.17}$$

Pour les noyaux $N \neq Z$ impair-pair:

$$\begin{aligned} \delta V_{np}(Z = 37, N = 38) &= \frac{1}{2} \{ \Delta M(^{75}\text{Rb}) - \Delta M(^{73}\text{Rb})^{Cb} - \Delta M(^{74}\text{Kr}) + \Delta M(^{72}\text{Kr}) \} \\ &= -1.476(161) \text{ MeV} \end{aligned} \quad (5.18)$$

$$\begin{aligned} \delta V_{np}(Z = 39, N = 40) &= \frac{1}{2} \{ \Delta M(^{79}\text{Y}) - \Delta M(^{77}\text{Y})^{Cb} - \Delta M(^{78}\text{Sr}) + \Delta M(^{76}\text{Sr})^{exp} \} \\ &= -1.570(247) \text{ MeV} \end{aligned} \quad (5.19)$$

$$\begin{aligned} \delta V_{np}(Z = 41, N = 42) &= \frac{1}{2} \{ \Delta M(^{83}\text{Nb}) - \Delta M(^{81}\text{Nb})^{Cb} - \Delta M(^{82}\text{Zr}) + \Delta M(^{80}\text{Zr})^{exp} \} \\ &= -1.571(346) \text{ MeV} \end{aligned} \quad (5.20)$$

* *Remarque:* Concernant la masse du ^{70}Se dont la valeur expérimentale ne figure pas dans la Table de G. Audi et al. [97Aud], nous avons pris la valeur mesurée dans la référence [98Cha].

Les nouvelles valeurs de $\delta V_{np}(Z \neq N)$ pour les noyaux pair-impair et impair-pair sont en accord avec celles connues auparavant et présentées sur la Figure 1.5 c'est-à-dire qu'elles sont inférieures aux valeurs de $\delta V_{np}(N=Z)$ pour les $N \neq Z$ pair-pair et impair-impair. Pour les noyaux Z impair et N pair tels que $N-Z=1$, on retrouve un comportement proche des $\delta V_{np}(N=Z)$ comme observé précédemment avec une valeur de l'ordre de -1.5 MeV.

Les δV_{np} pour $N=Z$ et $N \neq Z$ pair-pair et impair-impair quant à eux sont reportés en fonction de Z sur les Figures 5.2 et 5.3.

On constate que la forte différence entre les δV_{np} ayant $N \neq Z$ et $N=Z$ s'amenuise jusqu'à devenir nulle à $N=Z=34, 36$. De plus, le $\delta V_{np}(Z=34, N=36) = -1.151(164)$ MeV est abaissé (en valeur absolue) par rapport au $\delta V_{np}(Z=N=34)$ correspondant. Or ces dernières valeurs dépendent fortement de la faible énergie de liaison mesurée pour le noyau ^{68}Se . On pourrait penser que cela provient d'une éventuelle inversion de niveaux dans cette région, mais ce n'est pas le cas puisque les spins des niveaux fondamentaux des noyaux autour du $^{68}_{34}\text{Se}_{34}$ correspondent bien aux valeurs attendues par le remplissage des couches données dans la Figure 1.2 du Chapitre 1.

La prise en compte de la masse prédite par G. Audi et al. pour le noyau ^{68}Se conduit à un δV_{np} égal à -1.27 MeV pour $N=Z=34$ et -1.14 MeV pour $N=Z=36$, donc également inférieurs à ceux pour $N=Z=38$ et 40 (autour de -1.6 MeV).

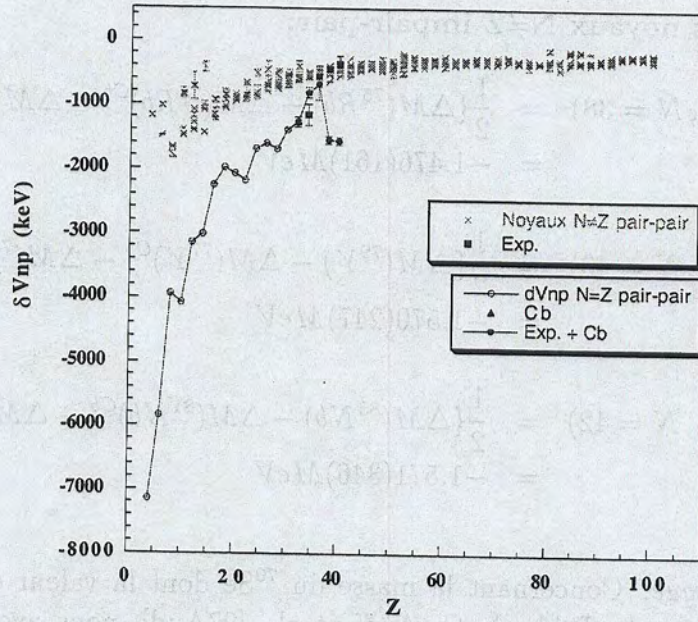


Figure 5.2: Interaction résiduelle entre le dernier proton et le dernier neutron $\delta V_{np}(Z,N)$ pair-pair ($N=Z$ et $N \neq Z$) avec les nouvelles valeurs expérimentales (Exp.) et/ou faisant intervenir le calcul par noyau miroir (Cb ou Exp+Cb).

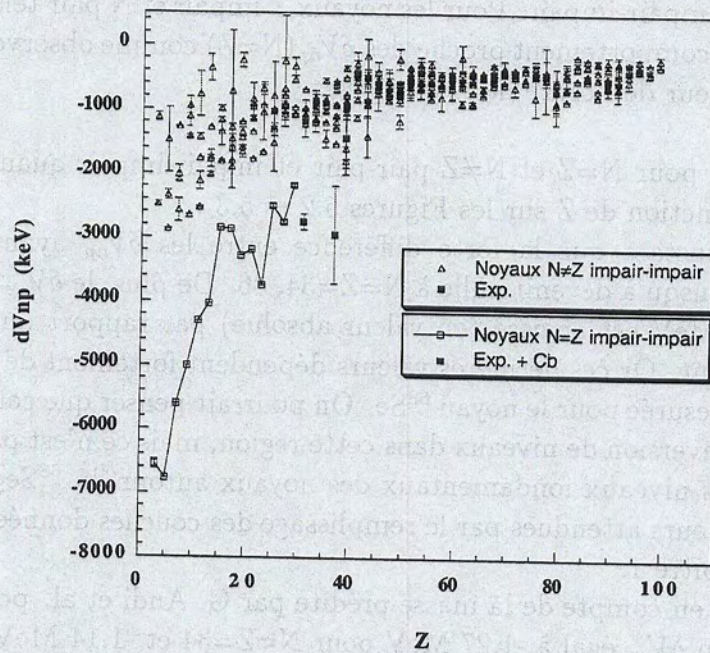


Figure 5.3: Interaction résiduelle entre le dernier proton et le dernier neutron $\delta V_{np}(Z,N)$ impair-impair ($N=Z$ et $N \neq Z$) avec les nouvelles valeurs expérimentales (Exp.) et/ou faisant intervenir le calcul par noyau miroir (Cb ou Exp+Cb).

Cela peut être dû à une forte brisure de symétrie SU(4) pour N=Z=34-36 et une éventuelle restauration de celle-ci pour N=Z=38-40 (en milieu de couche *fp*) puisqu'il semble bien y avoir une forte diminution de δV_{np} pour N=Z=38-40, comme prédit à l'aide de la symétrie pseudo-SU(4). On pourrait alors penser que la symétrie est restaurée en milieu de couche *fp*, cependant la valeur trouvée (-1.646(65) MeV) est plus faible (en valeur absolue) que celle attendue (-2 MeV). Cela pourrait être dû à la couche $g_{9/2}$ qui a une énergie plus faible et vient perturber la couche *fp* à partir du remplissage de 38-40 protons ou neutrons.

Il semblerait important de pouvoir prendre en compte le spin-orbite (puisque SU(4) ne le fait pas), dont l'effet est important pour les noyaux de la couche *fp*. Un calcul a été effectué récemment dans ce sens [00Jui] dans lequel le potentiel spin-orbite est traité en perturbation dans une approche du calcul de l'interaction d'appariement en bosons, dans le cas où les appariements T=0 et T=1 sont considérés égaux. L'effet sur l'interaction résiduelle entre le dernier proton et le dernier neutron δV_{np} est qu'il possède toujours une singularité pour N=Z réduite par le couplage spin-orbite et qu'il se comporte linéairement dans les couches de l'oscillateur harmonique (données dans la Figure 1.2) avec une pente décroissante lorsque la masse croît. Ces résultats sont compatibles avec le fait que l'on distingue une pente pour les $\delta V_{np}(Z=N)$ pair-pair entre 28 et 36. On observe expérimentalement un changement de pente qui s'amorce à partir de Z=N=38 au lieu de 40.

Une remarque importante concerne également la différence entre les δV_{np} (N=Z) pair-pair et impair-impair. Les tendances sont sensiblement identiques en fonction du numéro atomique, cependant les valeurs sont nettement plus faibles dans le cas des noyaux impair-impair. L'interaction "moyenne" entre les deux derniers protons et les deux derniers neutrons est donc différente de celle entre un proton et un neutron célibataire.

En conclusion, l'apport des nouvelles masses de noyaux N=Z, couplé avec l'utilisation de la différence de masse entre les noyaux miroirs pour estimer celle des noyaux Z=N-2 dans cette région a conduit à la détermination de 5 nouvelles valeurs de l'interaction résiduelle entre le dernier proton et le dernier neutron δV_{np} pour les noyaux N=Z pair-pair et 2 autres pour les noyaux impair-impair. Nous avons eu également accès à de nombreux autres ayant N≠Z. A la lumière des résultats obtenus, la brisure de la symétrie pseudo-SU(4) semble s'accroître au début de la couche *fp* tandis qu'une restauration partielle se dégage vers N=Z=38-40.

Etudier cette interaction dans la fin de la couche fp permettrait dans l'avenir d'approfondir ces résultats pour tester les limites de validité de la symétrie $SU(4)$. De même, la mesure des masses des noyaux $N=Z$ impair-impair au-delà du gallium ($Z=31$) semble indispensable pour compléter cette étude et mieux comprendre le rôle de l'interaction résiduelle entre un proton et un neutron célibataires.

Comme nous avons pu le voir dans le Chapitre 1, le processus rp peut s'étendre au-delà du ^{56}Ni sous certaines conditions de température et de pression et sa modélisation nécessite des mesures expérimentales de masses intervenant dans les bilans énergétiques de capture de proton(s) et les bilans de désintégration. Ceux-ci sont étudiés ici avec l'apport des masses que nous avons mesurées.

5.3 Etude des bilans énergétiques

Les noyaux pair-pair dans la région $N=Z=[34,40]$ peuvent être des *waiting points* du processus rp . Ils présentent des temps de vie de l'ordre de quelques secondes à quelques dizaines de secondes (cf. Figure 1.7) et leur caractère *waiting point* sera affirmé si la capture d'un (ou plusieurs) proton(s) supplémentaire(s) est énergétiquement interdite. La mesure des masses s'avère essentielle pour déterminer si la capture d'un ou deux protons par ces noyaux est énergétiquement favorisée ou interdite, ce qui a des répercussions sur les calculs de taux de réaction associés. De plus, elle permet d'estimer l'importance des décroissances (β et α) en compétition avec ces réactions de capture.

Les masses interviennent sous forme de différence dans le calcul des bilans énergétiques des réactions intervenant dans les calculs de taux de réaction. Nous avons donc calculé ces nouveaux bilans impliquant les noyaux $N=Z$ dont nous avons mesuré les masses et étudié leur implication directe sur le chemin du processus rp le long de la ligne $N=Z$.

Nous distinguerons les bilans énergétiques de capture d'un proton *par un noyau* $N=Z$, noté Q_{p1} , de celui *conduisant à un noyau* $N=Z$, noté Q_{p2} . Les bilans énergétiques de décroissance β et α sont également calculés. Leurs définitions ont été données par les formules (1.7), (1.8) et (1.9).

5.3.1 Nouveaux bilans énergétiques

$^{67}\text{As}(p, \gamma)^{68}\text{Se}$ et décroissances associées

Le bilan énergétique de la réaction de capture d'un proton par le ^{67}As , menant au noyau $N=Z$ ^{68}Se a pu être déterminé expérimentalement et il vaut $Q_{p2}=+2.995$ (128) MeV. Cette capture de proton est donc largement favorisée. Elle ne semble pas pouvoir être suivie d'une décroissance α car la valeur Q_α issue de l'expérience vaut -2.325 (262)MeV. En revanche la décroissance β est très favorisée car $Q_\beta=+5.511$ (128) MeV.

$^{68}\text{Se}(2p, \gamma)^{70}\text{Kr}$

Dans le cas du ^{68}Se dont nous avons mesuré la masse, la capture de proton conduira à la formation du noyau ^{69}Br dont la masse est encore inconnue. Plusieurs expériences ont été effectuées pour tenter de savoir s'il est lié ou non en proton: une première expérience a été réalisée auprès du séparateur de fragments A1200 à MSU (Michigan, USA) [91Moh] qui a identifié et conclu sur un état faiblement lié pour le ^{69}Br . Lors d'une expérience réalisée auprès du spectromètre LISE du GANIL[95Bla], le noyau n'a pas été observé et la limite supérieure en temps de vie a été estimée à partir du temps de vol de l'expérience, soit 24 ns, ce qui laisse supposer qu'il soit non lié. Une autre expérience réalisée avec A1200 à MSU a par la suite validé ces résultats en 1996 [96Pfa]. Considérant qu'il n'est pas lié, il faut alors envisager une capture radiative de 2 protons par le ^{68}Se , conduisant au noyau ^{70}Kr pour établir si le processus rp dépasse ce *waiting point*. Sa masse n'est pas actuellement connue, ce qui empêche la détermination du bilan énergétique de capture $2p$.

$^{71}\text{Br}(p, \gamma)^{72}\text{Kr}$ et décroissances associées

La capture radiative menant au noyau ^{72}Kr ne peut pas être à l'heure actuelle expérimentalement déterminée car la masse du ^{71}Br n'a pas été mesurée. En revanche, le bilan connu précédemment était $Q_\beta=4.018$ (396) MeV et nous pouvons apporter des renseignements concernant la décroissance α , dont le bilan a pu être établi et vaut $Q_\alpha=-4.188$ (282) MeV (défavorisé).

$^{72}\text{Kr}(2p, \gamma)^{74}\text{Sr}$

Pour outrepasser cet éventuel *waiting point*, seule une réaction de capture radiative de 2 protons est envisageable car la capture d'un proton mènerait au noyau de ^{73}Rb qui n'est pas lié. Cependant, la masse de ^{74}Sr n'est pas mesurée et nous ne pouvons pas déterminer le bilan énergétique correspondant.

$^{75}\text{Rb}(p, \gamma)^{76}\text{Sr}$ et décroissances associées

Les nouvelles valeurs apportées par l'expérience sont les suivantes concernant la capture radiative d'un proton menant au noyau $N=Z$ ^{76}Sr : $Q_{p2}=4.850(100)$ MeV, suivie principalement d'une désintégration β avec $Q_{\beta}=4.675(100)$ MeV plutôt qu'une désintégration α avec $Q_{\alpha}=-3.099(288)$ MeV.

$^{76}\text{Sr}(p, \gamma)^{77}\text{Y}$

La capture radiative d'un proton peut être envisagée dans le cas du ^{76}Sr car le noyau de ^{77}Y est lié. Par contre, la détermination du Q_{p1} n'est actuellement pas possible car la masse de ce dernier n'est pas connue.

$^{79}\text{Y}(p, \gamma)^{80}\text{Zr}$ et décroissances associées

Le bilan énergétique de la capture radiative de proton menant au ^{80}Zr a pu être déterminé par l'expérience et vaut $Q_{p2}=4.575(474)$ MeV. Les décroissances β et α ont des bilans valant respectivement $Q_{\beta}=5.428(158)$ MeV et $Q_{\alpha}=-3.288(180)$ MeV.

$^{80}\text{Zr}(p, \gamma)^{81}\text{Nb}$

La masse du ^{81}Nb n'est pas actuellement connue donc le bilan de capture d'un proton par le ^{80}Zr ne peut être déterminé.

En conclusion, l'apport des bilans Q_{p2} menant aux noyaux de ^{68}Se , ^{76}Sr et ^{80}Zr , qui sont positifs, nous apporte l'information que le processus *rp* peut passer à travers ces *waiting points*. Il manque cependant le bilan de la réaction de capture d'un proton menant au ^{72}Kr , ainsi que tous les bilans Q_{p1} (et 2 protons) associés à ces noyaux $N=Z$ qui serait le moyen pour le processus *rp* d'outrepasser ces *waiting points*.

5.3.2 Prédictions des bilans énergétiques manquants

On voit nettement le rôle des mesures des masses des noyaux proches de $N=Z$ (à un proton près) qui permettent d'évaluer expérimentalement les Q_{p2} et Q_{p1} de captures de proton par les noyaux $N=Z$ ou menant à eux. En particulier, l'étude (et en particulier la détermination de la masse) des noyaux de ^{70}Kr , ^{74}Sr , ^{77}Y et ^{81}Nb est nécessaire; à défaut, des prédictions sont utilisées pour évaluer les taux de réaction de capture d'un ou 2 protons par un noyau $N=Z$.

Une étude a été menée pour comparer les prédictions de modèles: FRDM de Möller et Nix [95Mol], le schéma $N_p N_n$ [96Apr], les prédictions de G. Audi et al. [95Aud] et l'approche utilisant la symétrie $SU(4)$ [97Van] présentés dans le Chapitre 1, pour les valeurs Q_{p1} , Q_{p2} , Q_β et Q_α faisant intervenir les noyaux $N=Z$ dans la région $Z=[28;50]$.

Deux approches ont alors été tentées: la première consiste à comparer les prédictions de chaque modèle sur les deux valeurs de masses nécessaires. Ce sont les Q_{p1} et Q_{p2} représentés sur la Figure 5.4 en fonction du numéro atomique Z . Sont notés comme prédictions de G. Audi les calculs faisant appel à au moins une prédiction sur les deux excès de masse nécessaires; les quelques points expérimentaux sont représentés avec leur barre d'erreur associée. La deuxième consiste à comparer ces bilans avec les nouvelles masses mesurées et la prédiction du modèle pour la deuxième masse. Les bilans sont alors notés Q_{p1} et Q_{p2} "expérimental-extrapolé" et reportés sur la Figure 5.5. La comparaison de ces deux approches permet de cette manière de voir l'effet des nouvelles masses mesurées et s'il reste de grands désaccords entre les modèles sur les Q_p estimés.

Les Q_{p1} et Q_{p2} ont été représentés au-delà du $^{58}_{29}\text{Cu}$ où ils ne sont pas connus expérimentalement. De plus, jusqu'à $Z=40$, une des deux masses manque pour sa détermination. Globalement, on voit sur la première figure pour Q_{p1} des écarts d'1 MeV en moyenne entre les différentes prédictions pour les noyaux de Z pairs et plus accentuée encore pour les Z impairs. Les deux modèles FRDM et $N_p N_n$ sont relativement proches du fait qu'ils possèdent la même partie macroscopique. Quant à l'approche $SU(4)$, elle semble en accord avec les autres modèles en début et fin de couche, soit pour $Z:[31;35]$ pour les impairs et $Z:[44;48]$ pour les pairs. Un écart de 500 keV à 1 MeV persiste entre les prédictions de G. Audi (contenant une valeur expérimentale sur les 2 pour Z inférieur à 40) et les modèles FRDM et $N_p N_n$.

Localement la capture d'un proton par les noyaux $N=Z$ ^{68}Se et ^{72}Kr présente des désaccords importants par les modèles (plus de 1.5 MeV de différence), notamment autour de la valeur 0 qui reflète le caractère lié ou non des noyaux ^{69}Br et ^{73}Rb respectivement. Cet effet a déjà été discuté dans la partie 1.3.2 pour le noyau ^{68}Se et rend bien compte des divergences de prédictions autour de ce noyau.

Le fait d'introduire la valeur expérimentale de sa masse avec une prédiction pour la masse du ^{69}Br sur la Figure 5.5 rend le $Q_{p1} \text{exp} - \text{extr}$ positif (alors que le ^{69}Br n'est pas lié) quelle que soit la prédiction utilisée, ce qui montre clairement l'ambiguïté résultant de l'utilisation conjointe d'une valeur expérimentale avec des prédictions utilisées de façon absolue. D'ailleurs, on remarque également que les deux approches FRDM et NpNn s'éloignent l'une de l'autre lorsqu'on prend en compte une valeur expérimentale dans la détermination de ces bilans énergétiques.

Par contre, le caractère non lié du ^{73}Rb est clairement mis en évidence par les différents modèles (sauf avec l'approche SU(4)) en utilisant la masse expérimentale du ^{72}Kr , il faut donc envisager une capture de 2 protons par ce noyau.

On peut noter également qu'un écart de plus de 2 MeV se creuse entre les prédictions et la masse du ^{80}Zr sur la Figure 5.5.

Une tendance similaire se dégage dans la Figure 5.4 pour les Q_{p2} avec 500 keV d'écart entre les modèles (excepté SU(4) pour les Z pairs). Des points de divergence apparaissent localement pour $Z=34$, c'est-à-dire la réaction $^{67}\text{As}(p, \gamma)^{68}\text{Se}$, jusqu'à 2 MeV, ainsi que pour la réaction de capture radiative du ^{83}Nb conduisant au $^{84}_{42}\text{Mo}$. Ces écarts s'estompent cette fois lorsqu'on introduit la masse expérimentale du ^{68}Se .

En conclusion, si l'on introduit la valeur expérimentale aux côtés d'une valeur de masse prédite pour le calcul de ces bilans énergétiques, il reste un écart d'environ 1 MeV entre les différentes prédictions (voire 2 MeV pour le ^{80}Zr).

Les bilans énergétiques de désintégration β et α expérimentaux ou prédits par les mêmes modèles sont représentés sur la Figure 5.6 en fonction de Z. On remarque que les Q_{β} sont maintenant presque tous expérimentalement connus jusqu'à $Z=40$, ainsi que tous les Q_{α} à l'exception du ^{66}As et du ^{74}Rb (car la masse du noyau fils ^{70}Br n'est pas connue).

Les différentes prédictions pour les Q_{β} de Z impairs diffèrent de 500 keV à 1 MeV tandis que pour les Z pairs le schéma NpNn ainsi que SU(4) divergent complètement de FRDM ou des prédictions de G. Audi. SU(4) prend trop faiblement en compte l'effet pair-impair. FRDM et les prédictions de G. Audi semblent les plus appropriés dans cette région.

Si l'on regarde maintenant les valeurs prédites pour Q_{α} , on s'aperçoit que globalement les prédictions des différents modèles sont divergentes de plus de 1 à 2 MeV en dehors des points expérimentalement connus et de 2 MeV pour $N=Z=34, 36, 40$ connus. Cependant, toutes les valeurs sont globalement très négatives ce qui entraîne une décroissance α interdite. A l'exception du ^{84}Mo pour lequel FRDM prédit un Q_{α} d'environ 500 keV et donc cette décroissance autorisée. Cela implique l'existence du cycle Zr-Nb discuté dans le Chapitre 1. Il faut noter que tous les autres modèles sont en profond désaccord avec cette

valeur, de plus de 2 MeV. La mesure de la masse du ^{84}Mo semble indispensable pour valider ou non l'existence de ce cycle. Quant à l'approche $\text{SU}(4)$, elle prédit une décroissance possible des noyaux $N=Z=48, 49$ et 50 par α , ce qui est contraire aux autres prédictions.

On se rend bien compte que les prédictions sont nécessaires dans cette région pour modéliser le chemin pris par le processus rp le long de la ligne $N=Z$, où beaucoup de données manquent encore. Cependant, les différents modèles étudiés ont des divergences dans leurs prédictions de minimum 1 MeV pour les masses des noyaux de la couche fp , ce qui a de fortes répercussions sur tous les calculs de taux de réaction.

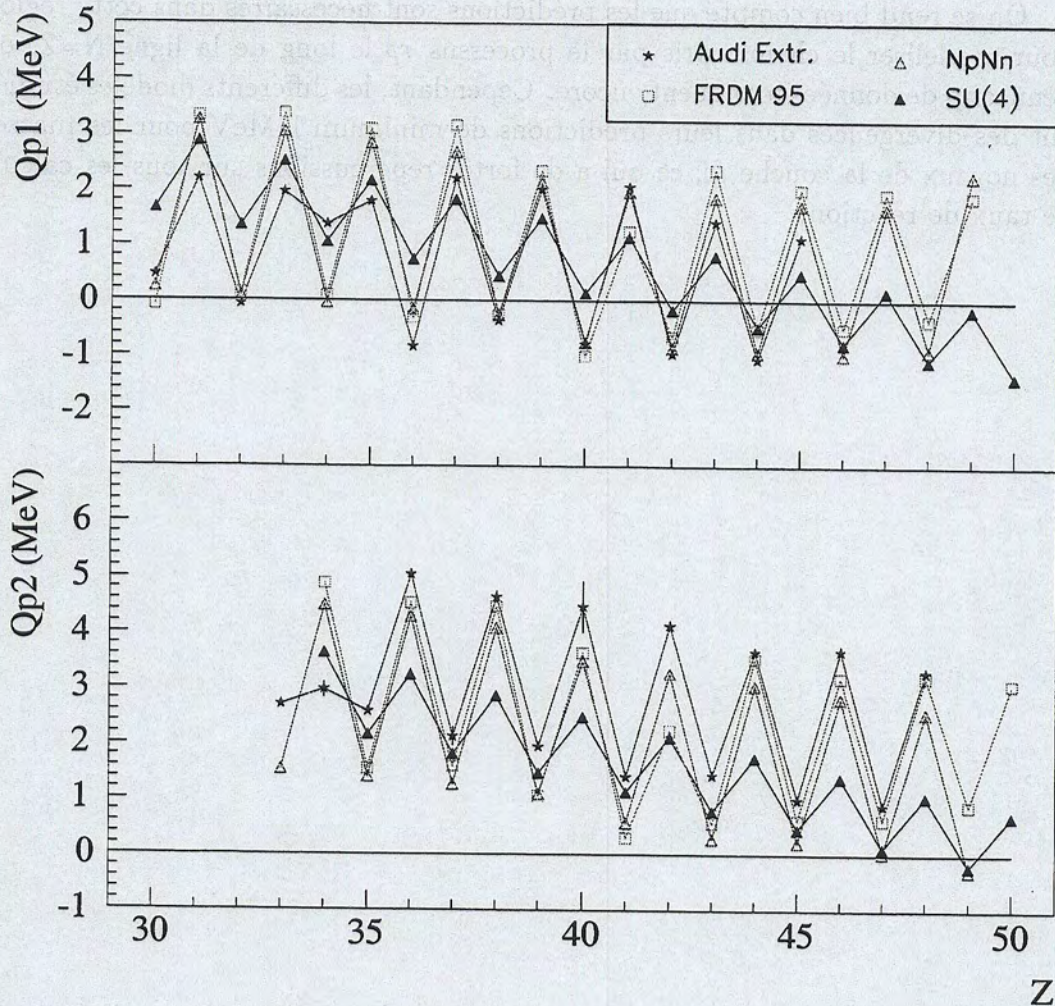


Figure 5.4: Comparaison entre les bilans énergétiques expérimentalement connus et prédits par les prédictions de G. Audi(1997), FRDM(1995), Schéma NpNn et SU(4) pour la capture d'un proton par un noyau $N=Z$ (Q_{p1}) et conduisant à un noyau $N=Z$ (Q_{p2}) en fonction du numéro atomique.

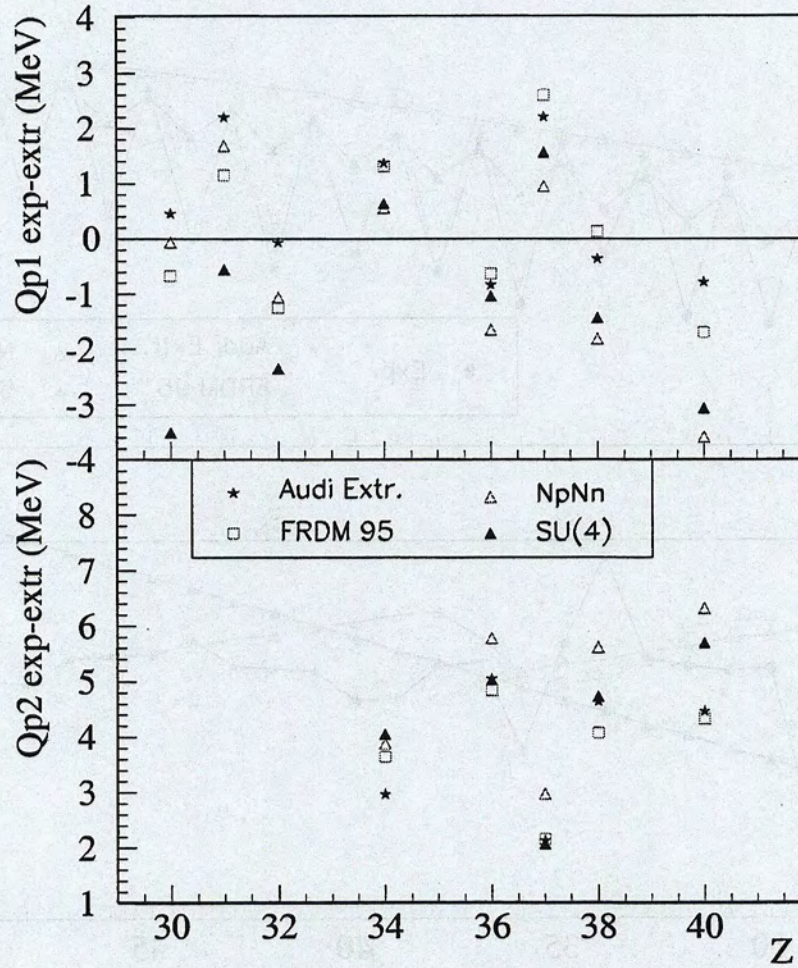


Figure 5.5: Comparaison entre les bilans énergétiques avec une des deux masses expérimentales et l'autre prédite par FRDM(1995) et prédictions de G. Audi(1997) pour la capture d'un proton par un noyau $N=Z$ (Q_{p1}) et conduisant à un noyau $N=Z$ (Q_{p2}) en fonction du numéro atomique.

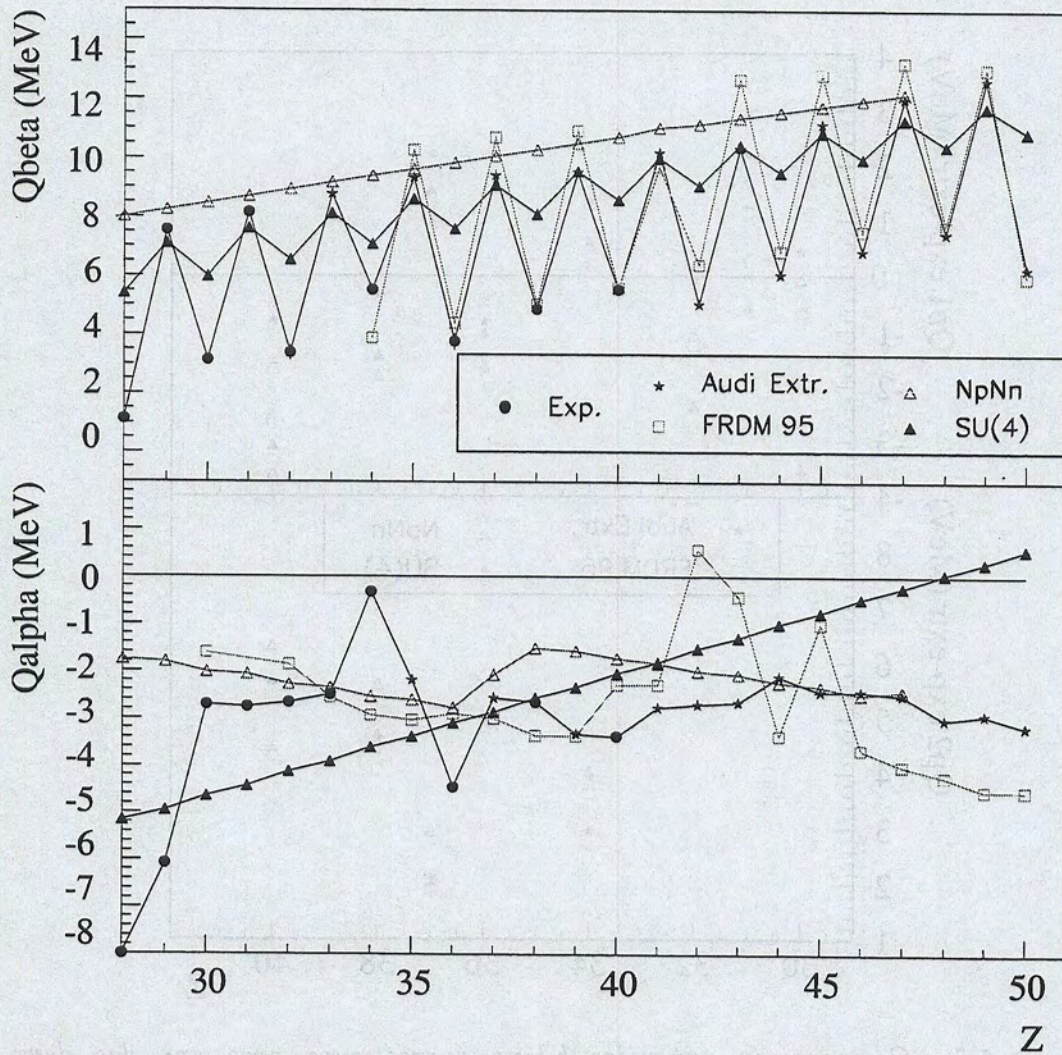


Figure 5.6: Comparaison entre les bilans énergétiques expérimentalement connus et prédits par FRDM(1995), le schéma NpNn, SU(4) et prédictions de G. Audi(1997) pour la désintégration α et β (respectivement Q_{β} et Q_{α}) en fonction du numéro atomique.

5.4 Comparaison des parties microscopiques de différents modèles de masse

Maintenant, afin de s'affranchir de la partie macroscopique de l'interaction, qui est sensiblement identique dans ces différents modèles et ne considérer que les effets de structure, les prédictions des excès de masse données par ces modèles ont été étudiées en soustrayant la partie macroscopique de Möller-Nix (FRDM, [95Mol]) en fonction du paramètre de Promiscuité P discuté auparavant. La partie restante est appelée partie Microscopique Semi-Empirique (SEM) pour un noyau A_ZX :

$$SEM({}^A_ZX) = \Delta M^{pred}({}^A_ZX) - M_{macro}^{FRDM}({}^A_ZX)$$

Ce facteur P est relié aux nombres de protons et neutrons de valence (N_p et N_n) du noyau considéré, suivant la convention: il s'agit du nombre de particules de valence dans la première moitié d'une couche ou du nombre de trous dans la deuxième moitié de la couche. Par exemple pour la région $Z=[28-50]$, la moitié de la couche se situe à $\frac{50-28}{2} = 11$ nucléons dans la couche donc:

$$\text{si } Z \leq 28+11 \text{ alors } N_p = Z-28;$$

$$\text{si } Z \geq 28+11 \text{ alors } N_p = 50-Z;$$

de même pour les neutrons de valence N_n . P vaut alors: $\frac{N_p N_n}{N_p + N_n}$.

Etudier tous ces modèles en fonction de cette variable P permet de comparer la prise en compte des effets de structure des différents modèles dans une région donnée, telle que P est identique (et minimum) en début et fin de couche et maximal à mi-couche. En particulier pour la couche *fp*, les différentes parties microscopiques SEM sont présentées pour les noyaux de cette région en fonction de P sur la Figure 5.7.

D'après cette figure, on remarque que les parties microscopiques de FRDM et $N_p N_n$ suivent relativement bien les points expérimentaux jusqu'en milieu de couche quand P varie de 0 à 5 et SEM est maximal mais avec un écart non négligeable de 2 MeV. Cependant dans la seconde partie de la couche, donc au-delà de la limite des noyaux de masse connues, ceux-ci divergent puisque $N_p N_n$ progresse de la même manière qu'en début de couche, tandis que la partie SEM de FRDM tend à fortement diminuer et rejoint la partie SEM des prédictions de G. Audi, à l'exception de $Z=42$ et 43 où la partie SEM est très supérieure à celle pour $P=4$ en début de couche.

Cela s'explique par le fait que cette approche $N_p N_n$ part de l'hypothèse que les effets de structure en début et en fin de couche sont identiques et nuls au milieu de la couche.

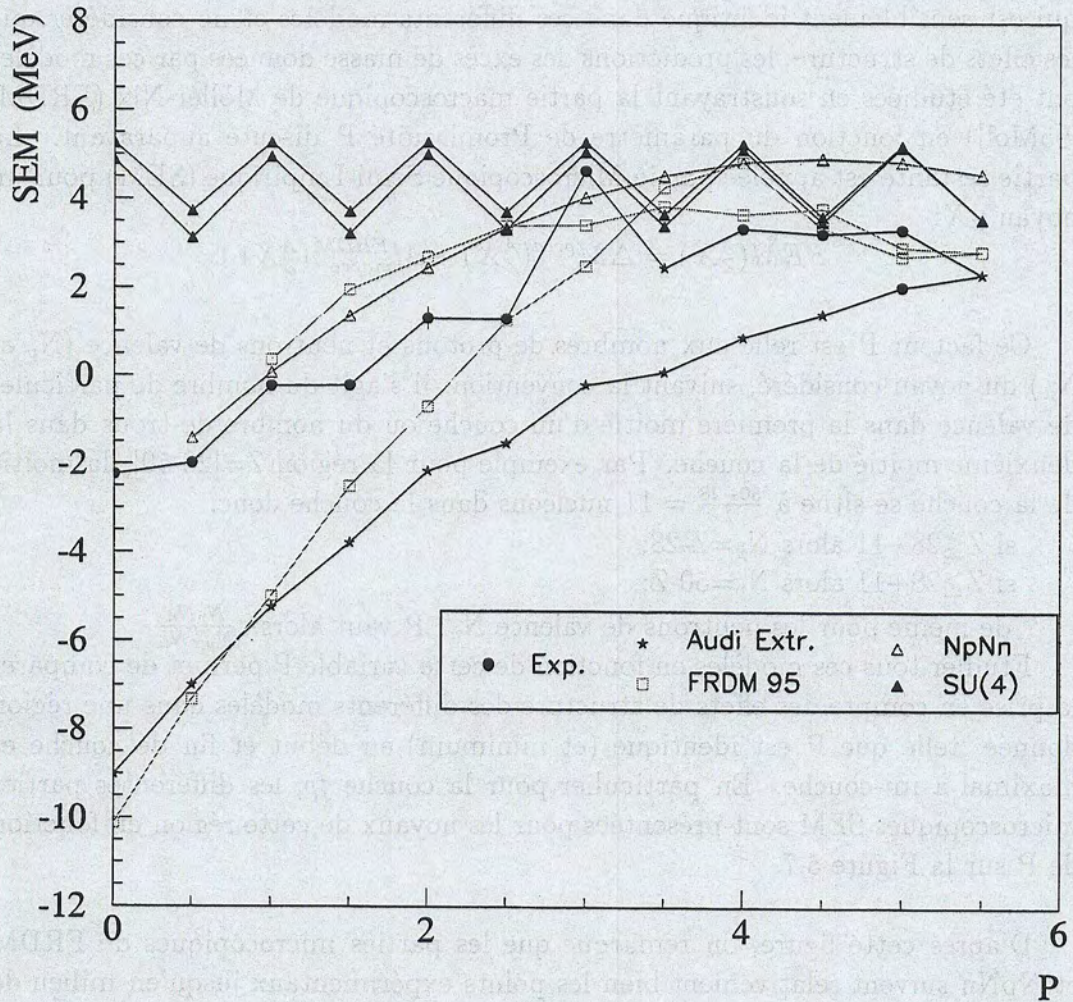


Figure 5.7: Partie Semi-Empirique Microscopique (SEM) déduites par différentes formules de masses (FRDM, prédictions de G. Audi, schéma NpNn, SU(4)) en fonction du paramètre de Promiscuité nucléonique P pour tous les noyaux de la couche fp.

La partie microscopique de $SU(4)$ est relativement constante pour des noyaux Z pairs ou Z impairs dans toute cette couche. Seule une légère augmentation apparaît aux fin de couches par rapport aux débuts de la couche (quand P est minimum).

On voit bien par cette comparaison des parties microscopiques de plusieurs modèles que les prises en compte des effets de structure sont différentes, il en résulte des prédictions absolues de masse disparates.

5.5 Impact des nouvelles données expérimentales sur le processus rp

L'impact des nouvelles masses est mis en évidence par les calculs d'abondance des *waiting points* réalisés à partir des taux de capture d'un proton. Des calculs ont donc été réalisés récemment par M. Wiescher, A. Aprahamian et V. Barnard (Université de Notre-Dame, USA) avec le code SMOKER, utilisant trois différents jeux de masses:

- les prédictions FRDM [95Mol];
- les prédictions du schéma de corrélation $NpNn$ [96Apr];
- les nouvelles masses expérimentales et les prédictions $NpNn$ pour celles qui ne sont pas mesurées.

Les calculs de taux de réaction ont été effectués pour chacune des réactions mentionnées précédemment faisant intervenir les noyaux $N=Z=[34;40]$. Sont alors calculés à partir de ces derniers les abondances des noyaux $N=Z$ ^{80}Zr , ^{76}Sr , ^{72}Kr et ^{68}Se (en unité de fraction de masse) dans le cas de conditions astrophysiques des Sursauts X, à partir de 100 secondes, ce qui correspond à la phase de dépassement du ^{56}Ni par le processus rp .

Les résultats sont présentés sur la Figure 5.8 pour les calculs utilisant FRDM, sur la Figure 5.9 pour ceux utilisant les prédictions $NpNn$ et sur la Figure 5.10 pour ceux utilisant les valeurs expérimentales et les prédictions $NpNn$.

La dernière figure montre un écart notable concernant l'évolution de l'abondance du noyau ^{68}Se par rapport aux deux autres. Comme on l'a vu dans les études précédentes, les modèles de masses divergent à son sujet, en particulier sur la réaction de capture d'un proton par celui-ci, donnant lieu au noyau ^{69}Br . On rappelle que le schéma de corrélation $NpNn$ considère ce noyau non lié, tandis que les prédictions de FRDM considèrent le ^{69}Br très faiblement lié. Cependant les calculs d'abondance du ^{68}Se résultants sont finalement peu différents.

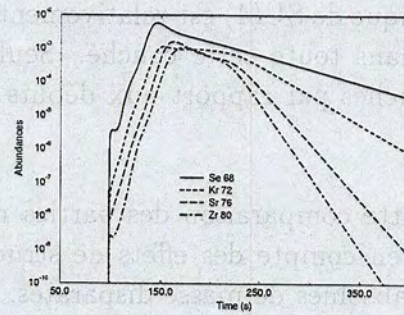


Figure 5.8: Calculs d'abondance des noyaux $N=Z$ sous des conditions relatives à un Sursaut X, réalisés en utilisant les prédictions de masse de FRDM [95Mol]. Source:[00Wie]

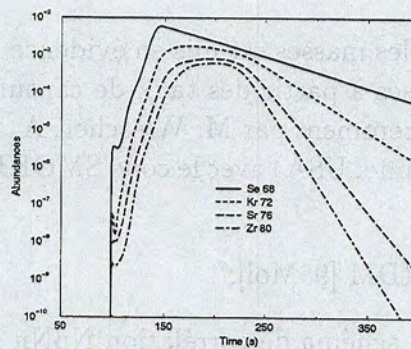


Figure 5.9: Calculs d'abondance des noyaux $N=Z$ sous des conditions relatives à un Sursaut X, réalisés en utilisant les prédictions de masse du schéma de corrélation NpNn [96Apr]. Source:[00Wie]

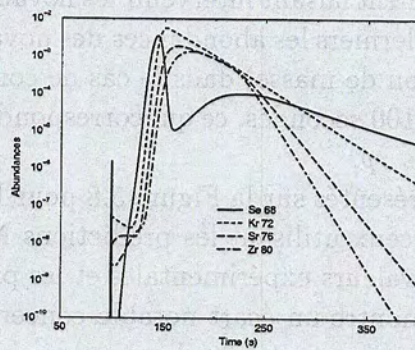


Figure 5.10: Calculs d'abondance des noyaux $N=Z$ sous des conditions relatives à un Sursaut X, réalisés en utilisant les nouvelles masses mesurées dans cette expérience et les prédictions de masse du schéma de corrélation NpNn pour celles qui ne sont pas connues. Source:[00Wie]

Expérimentalement, le noyau ^{68}Se est trouvé moins lié que les prédictions. Si les modèles divergeaient sur la réaction $^{68}\text{Se}(p,\gamma)^{69}\text{Br}$, le bilan résultant de l'apport de la masse expérimentale du ^{68}Se et de la prédiction de NpNn sur celle du ^{69}Br est cette fois positif, considérant donc le ^{69}Br lié. De plus, la capture de 2 protons par le ^{68}Se est également favorisée.

Il en résulte sur la Figure 5.10 un affaiblissement considérable de l'abondance du ^{68}Se au temps 100 secondes, dû à son temps de vie effectif qui est très court dans les conditions de hautes températures (de l'ordre de 2 GK). Cette diminution engendre une baisse de l'abondance des noyaux plus lourds ^{72}Kr , ^{76}Sr et ^{80}Zr . Moins d'une dizaine de secondes plus tard, de nouveaux noyaux de ^{68}Se sont formés, mais avec le déclin de la température, l'abondance du ^{68}Se subit une diminution moins brutale. Au bout de 400 secondes, l'abondance du ^{68}Se calculée avec ces masses (expérimentales et prédictions NpNn) est plus faible (d'un facteur 10) que celle calculée avec FRDM ou NpNn seuls. Cet effet est un peu moins sensible sur les abondances des autres noyaux $N=Z$ considérés (^{72}Kr , ^{76}Sr et ^{80}Zr).

En conclusion, les mesures de masses des noyaux exotiques sont importantes dans la modélisation du processus rp car elles restreignent l'utilisation de formules de masses qui donnent des résultats assez différents comme nous avons pu le constater dans cette étude. Une excellente résolution sur les masses (de l'ordre de 50 keV) est requise dans le cas où les points d'accumulation du processus rp appelés *waiting points* peuvent être outrepassés par une possible capture de proton(s) par ce noyau, ce qui dépend fortement du caractère positif du bilan énergétique. Pour le noyau de ^{68}Se en particulier, le cas se pose où l'utilisation de différentes prédictions sont en désaccord. La prise en compte des résultats expérimentaux comparée aux calculs précédents utilisant des prédictions de masse des noyaux $N=Z$ ^{80}Zr , ^{76}Sr , ^{68}Se montre clairement des conséquences non négligeables sur les calculs d'abondance de ces noyaux dans un site astrophysique de type Sursauts X.

Conclusion

A l'issue de ce travail, les masses de trois noyaux pair-pair $N=Z$ ^{68}Se , ^{76}Sr et ^{80}Zr ont été déterminées pour la première fois avec une précision de l'ordre de 10^{-6} , ainsi qu'une deuxième mesure de la masse du ^{80}Y .

Les excès de masse des noyaux ^{80}Zr et ^{76}Sr trouvés sont en bon accord avec diverses prédictions de masses, tandis que celui du ^{68}Se s'en écarte d'environ 1 à 2 MeV. Celui-ci est moins lié que prévu, ce qui provoque un affaiblissement notable de l'effet $N=Z$ mis en évidence par la détermination des $\delta V_{np}(N=Z=34,36)$ en comparaison avec les $\delta V_{np}(N \neq Z)$. Cet effet reste très localisé et peut résulter d'une brisure partielle de la symétrie de spin-isospin $SU(4)$, qui est ensuite en partie restaurée pour $N=Z=38-40$. L'étude de l'évolution de cette interaction résiduelle entre le dernier proton et le dernier neutron au-delà du ^{80}Zr permettrait de mieux comprendre l'effet $N=Z$ jusqu'à la fermeture de couche 50, et de considérer les rôles joués par le spin-orbite et la couche $g_{9/2}$. D'autre part beaucoup de données manquent également dans les masses des noyaux $N=Z$ impair-impair (au-delà du ^{62}Ga) pour étudier l'évolution de cette interaction pour les noyaux impair-impair.

L'impact des nouvelles masses des noyaux $N=Z$ pair-pair d'un point de vue modélisation du processus rp dans un site astrophysique explosif de type Sursaut X a été étudié. En effet, ces noyaux ont l'intérêt particulier d'être des *waiting points* de ce processus. La faible liaison du ^{68}Se trouvée expérimentalement a induit des conséquences non négligeables sur le calcul de son abondance dans ce site. Cependant, la plupart des bilans énergétiques de capture radiative d'un proton par les noyaux $N=Z$ au-delà du ^{56}Ni sont encore inconnus car ils nécessitent la connaissance des masses de noyaux avec $Z=N+1$ particulièrement exotiques. Or ces bilans sont essentiels pour déterminer le chemin suivi par le flux de matière dans ce processus.

Beaucoup de données expérimentales manquent encore le long de la ligne $N=Z$ que suit le chemin du processus rp pour pouvoir s'affranchir des prédictions de masses qui sont utilisées dans de nombreux calculs et conduisent à des résultats différents.

D'autres études complémentaires aux mesures de masses semblent indispensables dans cette région concernant la structure des noyaux $N=Z$, notamment la recherche d'états isomères de hauts spins et de durée de vie de l'ordre d'une dizaine de seconde et leur population par réaction de fusion-évaporation, qui pourrait expliquer l'écart rencontré sur la masse du ^{68}Se . En effet, bien que les états isomères de haut spin soient plus fréquents dans les noyaux impair-impair, il n'en demeure pas moins possible d'en trouver dans les noyaux pair-pair (comme le prouve cet état isomérique de 6.820 MeV et de période 45.9 s trouvé pour le $^{52}_{26}\text{Fe}$).

Dans ce sens, une expérience a été proposée par W.Korten et al. au Comité d'Expérience du GANIL de Janvier 2000 et sera prochainement réalisée auprès du spectromètre LISE3 pour explorer cette région de déformation autour des noyaux ^{72}Kr , ^{66}As , ^{68}As par réaction de fragmentation du ^{78}Kr à 73 MeV/A.

Egalement le noyau ^{80}Y , qui présente deux états isomériques dont un de longue période (4.7 s) à 228 keV, reflète une structure complexe. L'excès de masse trouvé dans notre expérience est en désaccord (de 900 keV) avec celui déterminé par une mesure précédente. D'autres expériences précédentes par la méthode Q_β donnaient également une valeur différente de 2 MeV. Une expérience sera réalisée prochainement auprès du séparateur ISOLTRAP au CERN qui a pour but de mesurer les masses (ou améliorer la précision de celles connues) des noyaux $^{76-77}\text{Sr}$ et $^{79-85}\text{Y}$ et d'étudier la spectroscopie d'autres noyaux dans cette région. Cette expérience fournira par conséquent une troisième mesure du ^{80}Y .

Comme nous l'avons largement discuté dans ce rapport, l'utilisation du deuxième cyclotron du GANIL, CSS2, comme spectromètre de haute résolution a permis d'explorer une région de noyaux particulièrement exotiques. L'accélération simultanée d'ions de masses connues et inconnues a permis d'obtenir une mesure des masses inconnues avec les masses servant de référence. Le réglage de CSS2 a été choisi non-isochrone afin de bien séparer les différents ions de masses $A=[68;80]$ au cours de leur accélération.

Dans l'avenir, le cyclotron compact -CIME- du GANIL comme spectromètre de masse, couplé aux possibilités de faisceaux radioactifs délivrés par SPIRAL sera utilisé pour mesurer la masse du ^{31}Ar . De légers sauts en fréquence seront utilisés du fait que CIME n'est pas couplé en fréquence avec le dispositif accélérateur principal. Les contraintes rencontrées avec la méthode CSS2 seront donc en partie réduites. Cette expérience déterminera si cette méthode permet d'accéder à des régions toujours plus exotiques et la résolution qu'on peut atteindre avec un tel dispositif.

Bibliographie

- [37Hun] F. Hund *Z. Phys.* 105(1937)202.
- [37Wig] E.P. Wigner, *Phys. Rev.* 51(1937)106.
- [66Mye] W.D. Myers et W.J. Swiatecki, *Nucl. Phys.* 81(1966)1.
- [69Bev] P. R. Bevington, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, Ed. McGraw-Hill (1969).
- [76Hil] E.R. Hilf, H. von Groote et K. Takahashi, *Atom. Data and Nucl. Data Table* 17(1976)418.
- [77Pul] F. Pulhofer *et al.* *Nucl Phys A*280(1977)267.
- [80Cha] A. Chabert Rapport GANIL 80R/132/TP06 (1980).
- [80Gav] A. Gavron *et al.* *Phys. Rev. C*21(1980)230.
- [80Hub] F. Hubert *et al.* *Annales de Physique*, Ed. Masson, Vol 5 Suppl.(1980)1.
- [81Lis] C.J. Lister *et al.* *Phys. Rev. C*24(1981)260.
- [81Wal] R. Wallace et S.E. Woosley *Ap.J.Suppl.* 45(389).
- [82Del] S. Della Negra *et al.* *Z. Phys.* A307(1982)305.
- [82Shi] K. Shima *et al.* *Nucl. Instru. Methods* 200(1982)605.
- [85Cas] R.F. Casten *et al.* *Nucl Phys.* A443(1985)1.
- [85Hil] E.R. Hilf *et al.* *Atom. Data and Nucl. Data Table* 59(1985).
- [85Mola] P. Möller, J.R. Nix, D. Myers et W.J. Swiatecki *Atom. Data and Nucl. Data Table* 59(1985).
- [87Cas] R.F. Casten, D.S. Brenner et P.E. Haustein *Phys. Rev. Lett.* 58(1987)658.
- [87Lis] C.J. Lister *et al.* *Phys. Rev. Lett.* Vol59 Num12 (1987)1270.

- [87Var] B.J. Varley *et al.* Phys. Lett. B Vol194 Num4 (1987)463.
- [88Jan] J. Janěcke et P.J. Masson *et al.* Atom. Data and Nucl. Data Table 39(1988)265.
- [88Mola] P. Möller et J.R. Nix Atom. Data and Nucl. Data Table 39(1988)213.
- [88Molb] P. Möller, W.D. Myers, W.J. Swiatecki et J. Treiner Atom. Data and Nucl. Data Table 39(1988)225.
- [89Zha] J-Y. Zhang, R.F.Casten et D.S.Brenner Phys. Lett. B Vol227 Num1 (1989)1.
- [90Ash] K. Ashktorab *et al.* Nucl. Phys. A517(1990)27.
- [90Bre] D.S. Brenner, C. Wesselborg, R.F. Casten et J-Y. Zhang, Phys. Lett. B Vol243 Num 1,2 (1990)1.
- [90Lis] C.J. Lister *et al.* Phys. Rev. C42(1990)1191.
- [91Moh] M.F. Mohar *et al.* Phys. Rev. Lett. 66(1991)1571.
- [92Abo] Y. Aboussir, J.M. Pearson et A.K. Dutta Nucl. Phys. A549(1992)155.
- [93Aud] G. Audi et A.H. Wapstra Nucl. Phys. A565(1993)1.
- [93Vog] P. Vogel et W.E. Ormand Phys. Rev C47(1993)623.
- [94Aug] G. Auger *et al.* Nucl. Instr. Methods A350(1994)235.
- [94Wor] L. Van Wormer *et al.* Ap. J. 432(1994)326.
- [95Abo] Y. Aboussir, J.M.Pearson, A.K. Dutta et F. Tondeur Atom. Data and Nucl. Data Table 61(1995)127.
- [95Aud] G. Audi et A.H.Wapstra Nucl. Phys. A595(1995)409.
- [95Bla] B.Blank *et al.* Phys. Rev. Lett. 74(1995)4611.
- [95Mol] P. Möller, J.R. Nix *et al.* Atom. Data and Nucl. Data Table 59(1995)185.
- [95Fer] J. Fermé Rapport GANIL R95 02(1995).
- [95Van] P. Van Isacker *et al.* Phys. Rev. Lett. 74(1995)4607.
- [96Apr] A. Aprahamian, A. Gadala-Maria et N. Cuka Revista Mexicana de Física 42, suppl1(1996)1.
- [96Chaa] M. Chartier Thèse Université de Caen, GANIL T96 06 (1996).

- [96Chab] M. Chartier *et al.* Phys. Rev. Lett. Vol77 Num12 (1996)2400.
- [96Pfa] R. Pfaff *et al.* Phys. Rev. C53(1996)1753.
- [96Shi] M. Shibata *et al.* J. of the Phys. Soc. of Japan 65(1996)3172.
- [96Zel] N. Zeldes Handbook of Nuclear Properties, édité par D.N. Poenaru et W. Greiner, Clarendon Press, Oxford, 1996, p12.
- [97Aud] G. Audi *et al.* Nucl. Phys. A624(1997)1.
- [97Goo] Goodfellow SARL, 76 Bd J-B Lebas, 59000 Lille, France.
<http://www.goodfellow.com>
- [97Mit] W. Mittig, A. Lépine-Szily et N. Orr Annu. Rev. Nucl. Part. Science (1997)47:27-66.
- [97Sat] W. Satula *et al.* Phys. Lett. A407(1997)103.
- [97Van] P. Van Isacker, O. Juillet et B.K.Gjelsten Foundations of Physics 27(1997)1047.
- [98Cha] M. Chartier *et al.* Nucl. Phys. A637(1998)3-14.
- [98Dor] J. Döring *et al.* Phys. Rev. C57(1998)1159.
- [98Iss] S. Issmer *et al.* Eur. Phys. J. A2(1998)173.
- [98Lic] R. Lichtenchtäler, P. Foury *et al.* Nucl. Instru. Methods in Phys. Res. B140(1998)415-425.
- [98Mau] L. Maunoury Thèse de l'Université de Caen, GANIL T98 01 (1998).
- [98Sch] H. Schatz *et al.* Phys. Reports 294(1998)167.
- [98Sko] S. Skoda *et al.* Phys. Rev. C58(1998)1.
- [98Zel] N. Zeldes Phys. Lett. B429(1998)20.
- [98Wie] M. Wiescher, H. Schatz et A.E. Champagne Phil. Trans. Roy. Soc. 356(1998)1949.
- [99Dor] J. Döring et al Phys. Rev. C59(1999)59.
- [99Lab] M. Labiche Thèse de l'Université de Caen, LPCC T99-03 (1999).
- [99Nin] V. Ninoz *et al.* Phys. Rev. Lett. 83(1999)1108.
- [99Res] J.J. Ressler, A. Piechaczek *et al.* soumis à Phys. Rev. Lett. (1999).

- [99Sar] F. Sarazin Thèse de l'Université de Caen, GANIL T99 03 (1999).
- [99Van] P. Van Isacker, O. Juillet et F. Novacki Phys. Rev. Lett. 82(1999)2060.
- [00Apr] A. Aprahamian, communication.
- [00Bla] B. Blank *et al.* Phys. Rev. Lett. Vol84 Num6 (2000)1116.
- [00Jui] O. Juillet et S. Josse, soumis à Phys. Rev. B(2000).
- [00Sar] F. Sarazin, soumis à Phys. Rev. Lett. (2000).
- [00Wie] M. Wiescher, communication (2000).

Résumé

La mesure des masses des noyaux très riches en protons est un moyen d'étudier la cohésion nucléaire à la limite de la stabilité. En particulier, les noyaux $N=Z$ présentent des propriétés d'appariement singulières, appelées effets de Wigner. Ces effets peuvent être mis en évidence par l'étude de l'interaction résiduelle entre le dernier proton et le dernier neutron, directement accessible par les masses, et permet de tester la symétrie de spin-isospin $SU(4)$ dans les noyaux. Egalement dans la région $N=Z=[34;40]$ les noyaux ont un intérêt particulier dans la modélisation du processus rp en astrophysique nucléaire.

Une expérience a été réalisée en utilisant le deuxième cyclotron du GANIL -CSS2- comme spectromètre de masse de haute résolution. Les noyaux exotiques sont produits par réaction de fusion-évaporation entre un faisceau de ^{58}Ni à 4.3 MeV/A et des cibles de ^{24}Mg et ^{12}C . Ils sont injectés dans CSS2 simultanément à des noyaux de masses connues, servant de référence pour la mesure. Les ions sont séparés en temps au cours de leur accélération et leurs différence relative de masses se déduisent directement de leur différence relative de temps de vol. Leur détection se fait par un télescope interceptif situé sur une sonde radiale mobile placée à l'intérieur du cyclotron.

Des simulations ont été réalisées auparavant concernant chaque étape de la méthode afin d'optimiser la production, l'injection simultanée des ions, leur séparation et leur identification pour l'appliquer à cette gamme de masses. L'analyse de l'expérience a conduit, avec 4 noyaux de référence, à la détermination des masses des noyaux $N=Z$: ^{80}Zr , ^{76}Sr , ^{68}Se et à la deuxième mesure de celle du noyau ^{80}Y , avec une précision de l'ordre de 10^{-6} .

Ces mesures ont permis de tester la validité de la symétrie $SU(4)$ dans la couche fp et de montrer l'impact des nouvelles masses sur la modélisation du processus rp par la comparaison avec différents modèles de masse.

Abstract

Mass measurement of very proton rich nuclei is a way to study nuclear pairing far from stability. In particular, $N=Z$ nuclei present strong effects called Wigner effects. Determination of the residual interaction between the last proton and the last neutron, by measuring masses, leads to a better understanding of these characteristics and a test of spin-isospin $SU(4)$ symmetry. In the region $N=Z=[34;40]$ nuclei have also an astrophysical interest in the modelling of the rp process.

The second cyclotron of GANIL -CSS2- has been used as a mass spectrometer of high resolution. Exotic nuclei were produced by a fusion-evaporation reaction between a ^{58}Ni (4.3 MeV.A) beam and ^{24}Mg and ^{12}C targets. They are injected simultaneously with ions with well-known masses which constitute references for the measurement. Ions are time-separated as they are accelerated and their relative mass difference are linearly related to their relative difference of total time-of-flight into CSS2. They are detected in an interceptive telescope placed on a radially moving rod inside the cyclotron.

Simulations were previously used to optimise different parts of the method for this range of masses: production, simultaneous injection, time-separation and identification of the ions. Experiment analysis then leads to the new mass determination, with 4 reference nuclei, of 3 $N=Z$ nuclei: ^{80}Zr , ^{76}Sr , ^{68}Se and a second mass measurement for ^{80}Y , with a precision of 10^{-6} . Validity of $SU(4)$ symmetry is tested in the fp shell and the new masses importance in terms of rp process path is highlighted, in comparison with some mass models.