

UNIVERSITÉ PARIS 7

THÈSE

présentée

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES

par

GAIMARD Jean-Jacques

SUJET : ÉLABORATION D'UN MODÈLE DE LA FRAGMENTATION
NUCLÉAIRE ET APPLICATION À LA MÉTHODE DE
SÉPARATION ISOTOPIQUE DE FRAGMENTS PROJECTILES.

soutenue le 22 novembre 1990 devant la Commission d'examen :

MM	J.-P.	Briand	Président
	P.	Armbruster	} Examineurs
	C.	Détraz	
	J.-P.	Dufour	
	X.	Campi	
	B.	Grossetête	
	K.-H.	Schmidt	

Remerciements

Je remercie tout d'abord Monsieur J.-P. Briand pour avoir accepté d'être le directeur de cette thèse et d'en présider le Jury.

Cette thèse a été réalisée au Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) à Darmstadt en RFA au sein du groupe du séparateur de fragments. J'exprime toute ma reconnaissance envers Monsieur K.-H. Schmidt pour m'avoir suivi et guidé avec beaucoup de patience dans l'élaboration de ce travail.

Je voudrais exprimer ma sincère gratitude à Monsieur P. Armbruster, Monsieur C. Détraz, Monsieur J.-P. Dufour, Monsieur X. Campi et Monsieur B. Grossetête qui m'ont fait l'honneur d'être membres du Jury.

J'exprime ma reconnaissance envers Monsieur A.V. Ignatyuk qui lors de son séjour au GSI a contribué à cette étude. Je remercie également Monsieur J. Hüfner de m'avoir gentiment reçu et avec qui j'ai eu des discussions encourageantes, ainsi que Monsieur H.-G. Clerc qui à plusieurs reprises a soigneusement regardé mes travaux et m'a donné ses avis.

Enfin je remercie toutes les personnes du groupe du séparateur de fragments de GSI, ainsi que du groupe de physique nucléaire de TH-Darmstadt de Monsieur H.-G. Clerc, qui m'ont toujours apporté un soutien permanent.

Table des matières

1	Introduction	9
2	Première application du principe de la séparation isotopique aux énergies relativistes	13
2.1	Description du montage	13
2.1.1	Le spectromètre	13
2.1.2	Cible et dégradeur	14
2.1.3	Détecteurs	15
2.1.4	Télescope de parcours	16
2.2	Résultats de l'expérience	17
2.2.1	Sélection magnétique dipolaire	17
2.2.2	Sélection par le parcours	20
2.2.3	Sélection sur le principe de la séparation isotopique	20
2.3	Conclusion	22
3	Quelques rappels sur les interactions inélastiques noyau-noyau aux énergies relativistes	23
3.1	Un mécanisme en deux étapes	23
3.2	Les modèles sur la fragmentation nucléaire	26
3.3	Le modèle d'abrasion	27
3.3.1	Nucléons participants et spectateurs	27
3.3.2	Description par des considérations géométriques	28
3.3.3	Distribution en charge du préfragment	29
3.3.4	Extension du modèle	31
3.4	Le modèle d'évaporation de Campi et Hüfner	32
3.4.1	Introduction	32

3.4.2	Point de départ et développement du modèle	33
3.4.3	Expressions analytiques du modèle	35
3.4.4	Sens physique	35
3.4.5	Calcul du facteur de densité d'états	38
4	Elaborations et modifications de quelques modèles sur la fragmentation nucléaire	41
4.1	Introduction	41
4.2	Energie d'excitation du préfragment	42
4.3	Approche statistique pour le moment angulaire du préfragment	49
4.4	Cheminement du processus d'évaporation traité comme un processus de diffusion	50
4.5	Structures microscopiques dans les densités d'états	55
5	Comparaisons entre modèles - Comparaisons aux données expérimentales - Discussions	71
5.1	Influence de l'évaporation sur les distributions isotopiques	72
5.2	Influence de l'énergie d'excitation et de la distribution en charge du préfragment sur les sections efficaces	77
5.3	Structure microscopique des sections efficaces	84
5.4	Structure pair-impair des sections efficaces de production des fragments légers de masse paire	91
6	Application du modèle pour une étude des réactions nucléaires multiples	95
6.1	Utilisation des fentes aux énergies relativistes	96
6.2	Contamination par le dégradeur intermédiaire	102
7	Conclusion	109
A	Modèle modifié sur la fragmentation nucléaire	113
A.1	L'abrasion	114
A.2	L'évaporation	117
A.3	Calculs des énergies de séparation	119
A.4	Calculs des barrières coulombiennes effectives pour l'émission des particules chargées	120
A.5	Formule de l'excès de masse avec corrections microscopiques	121

B Simulation Monte-Carlo des réactions nucléaires multiples dans la matière	124
B.1 Description	124
B.2 Dispersion de réaction nucléaire	126
B.3 Perte d'énergie et parcours	127
B.4 Dispersion de perte d'énergie	128
B.5 Dispersion angulaire	129

Chapitre 1

Introduction

La production de faisceaux secondaires par la fragmentation nucléaire de noyaux projectiles a depuis quelques années pris beaucoup d'importance. Elle s'est révélée un outil très performant dans l'étude des noyaux exotiques [Sym79, Dét89]. Par la grande gamme de noyaux accessibles par la fragmentation, l'utilisation de ces faisceaux secondaires devient une opportunité pour l'étude de la structure nucléaire. Une revue sur les faisceaux secondaires loin de la vallée de stabilité bêta est présentée dans la référence [Tan89]. De plus ces faisceaux secondaires ouvrent de nouvelles perspectives comme outil dans d'autres champs de recherche tel que la physique atomique, la physique des solides et la biomédecine.

La fragmentation de noyaux projectiles produit des isotopes de tous les éléments de masse inférieure à celle du projectile avec des vitesses proches de celles des noyaux du faisceau primaire. L'étude des noyaux loin de la vallée de stabilité bêta dépend de leur production, de leur détection et également de leur séparation isotopique. Les faisceaux secondaires produits par la fragmentation de projectiles peuvent être purifiés par une sélection magnétique. Cette méthode de séparation a été appliquée par Alonso et al. [Alo79] pour des préparations de faisceaux secondaires à des expériences biomédicales au BEVALAC, par Fleury et al. [Fle85] pour produire des faisceaux secondaires de ^{17}N et ^{16}C au CERN, et par un groupe au cyclotron supraconducteur de l'Université du Michigan pour la séparation de plusieurs faisceaux secondaires exotiques [Cur86].

Une séparation plus raffinée consiste à ajouter, derrière une première sélection magnétique, une couche de matière épaisse (dégradeur) et à refocaliser de manière achromatique le faisceau secondaire. Cette méthode a été développée et expérimentée aux énergies intermédiaires (10-100 MeV/uma) au spectromètre LISE au GANIL à Caen sous le nom de séparation isotopique de fragments du projectile [Duf86], et s'est révélée performante dans l'étude des noyaux loin de la vallée de stabilité bêta. L'étude de cette méthode a été étendue théoriquement aux énergies relativistes sous le nom de "momentum-loss achromat" [Sch87] pour être appliquée à ces nouvelles énergies au nouveau séparateur de fragments FRS [Gei87] placé à la

sortie du nouveau synchrotron SIS à ions lourds relativistes au GSI à Darmstadt.

Afin de vérifier les prédictions théoriques de cette méthode aux énergies relativistes, et entre autres les éventuelles contaminations sur lesquelles nous allons revenir lors de l'application de cette méthode à ces énergies, la première expérience test a été réalisée au SPES I au SATURNE à Saclay.

Le principe de la séparation isotopique est le suivant : Un faisceau incident est projeté sur une cible. Une grande variété de fragments projectiles est produite. Une première section magnétique dipolaire permet une sélection en p/q , où p et q sont respectivement la quantité de mouvement et la charge ionique du fragment. Le processus de fragmentation conserve approximativement la vitesse du projectile. De plus aux énergies relativistes, la cible joue le rôle d'éplucheur pour d'éventuels ions partiellement épluchés. Aussi cette première sélection est finalement une sélection en A/Z où A et Z sont respectivement le nombre de masse et le numéro atomique du fragment. Les fragments projectiles d'un même rapport A/Z passent ensuite à travers une couche de matière, le dégradeur, et perdent une fraction de leur énergie cinétique. La perte d'énergie dépend de l'énergie cinétique, de la charge et également de la masse du fragment. A la sortie du dégradeur, seul un isotope possède la bonne rigidité magnétique correspondant au réglage d'une deuxième section magnétique dipolaire. Ainsi un seul isotope est sélectionné au bout du séparateur.

Le séparateur de fragments est donc une combinaison alternée de couches de matières et de sections magnétiques dipolaires. Ces couches de matière sont la cible pour la production de noyaux, le dégradeur comme élément d'optique ionique, et éventuellement un ralentisseur placé à la sortie du spectromètre pour des études spectroscopiques. Des fentes sont également insérées aux différents points focaux du système.

Les interactions des noyaux dans la matière sont donc les processus essentiels de cette méthode de séparation. La qualité de la séparation nécessite par conséquent une bonne connaissance de ces différentes interactions. Les interactions élastiques ion-électron et noyau-noyau sont suffisamment bien estimées par la théorie [Ahl80]. Aux énergies relativistes, l'étude des propriétés de la méthode de séparation présentée dans la référence [Sch87] traite ces interactions de manière explicite. Le but de cette thèse a été l'étude expérimentale et théorique des interactions nucléaires afin de compléter la compréhension de la production des faisceaux secondaires.

Les taux de noyaux produits dans les cibles définissent les conditions de base pour les réalisations des expériences, tout particulièrement pour des études de noyaux loin de la vallée de stabilité bêta. De plus les réactions nucléaires secondaires ¹ dans la matière peuvent nuire à la qualité de la séparation isotopique des fragments projectiles, spécialement celles produites dans le dégradeur, puisque les produits

¹Nous appelons réactions secondaires toutes les réactions nucléaires autres que la première réaction nucléaire du projectile dans la cible.

de ces réactions ne subissent pas de première sélection magnétique. Les premières expériences aux énergies intermédiaires de la séparation isotopique au spectromètre LISE ont montré des contaminations correspondant à des fragments légers essentiellement dues aux réactions secondaires dans le dégradeur. Se fiant à ces résultats, le problème devrait devenir plus important aux énergies relativistes, puisque les épaisseurs de la cible et du dégradeur augmentent avec les parcours respectifs du projectile et du fragment sélectionné dans la matière [Han87].

Il est donc important d'avoir un modèle permettant d'une part de prédire les faibles sections efficaces de production des noyaux loin de la vallée de stabilité bêta, là où il n'y a pas de données expérimentales, et d'autre part de calculer des réactions nucléaires multiples dans la matière.

Motivé par ces aspects, nous nous sommes intéressés à la fragmentation nucléaire des noyaux projectiles, réaction nucléaire la plus importante pour la production et la séparation isotopique des faisceaux secondaires. Notre étude des modèles existants sur la fragmentation aux énergies relativistes nous a amené à introduire quelques modifications ainsi qu'à développer d'autres points pour finalement proposer un "nouveau" modèle sur la fragmentation. Ce dernier sera comparé aux modèles d'origine ainsi qu'à des données expérimentales de collisions périphériques noyau-noyau aux énergies relativistes. Une partie de cette thèse est donc consacrée à la compréhension de la physique du processus de la fragmentation nucléaire, processus intéressant en lui-même. Pour finir, nous avons appliqué notre modèle de la fragmentation à des calculs de réactions nucléaires multiples dans la matière, d'une part pour mieux comprendre le résultat du taux de contamination de l'expérience test, et d'autre part pour une étude plus générale des réactions secondaires dans le séparateur de fragments projectiles relativistes.

Quelques résultats de l'expérience test aux énergies relativistes ainsi que des calculs de simulation ont récemment fait l'objet de publication [Bla90a].

Chapitre 2

Première application du principe de la séparation isotopique aux énergies relativistes

La première application [Bla90a] du principe de la séparation isotopique des fragments du projectile aux énergies relativistes a été réalisée, il y a maintenant deux ans, au SATURNE à Saclay. Le spectromètre SPES I [Beu75] a été choisi pour fonctionner suivant cette méthode de séparation. Le faisceau primaire ^{40}Ar provenant du synchrotron avec une énergie cinétique de 403 MeV/uma avait une intensité de 10^6 particules/s. Due à l'intensité de ce faisceau primaire, la séparation du noyau riche en neutron ^{36}P a été choisie comme test expérimental. En plus de cette méthode et indépendamment de celle-ci, nous avons réalisé une sélection par le parcours à l'aide d'un télescope de parcours. Une telle sélection par le parcours avait déjà été réalisée aux énergies intermédiaires au GANIL à Caen. Il a été important d'expérimenter cette méthode de sélection aux énergies relativistes, comme une sélection supplémentaire à celle de la séparation isotopique, dans le cas d'un éventuel taux élevé de contamination par réactions secondaires. Les réglages du spectromètre ainsi que les épaisseurs de la cible et du dégradeur ont été calculées à partir des relations décrites dans les références [Sch87, Han90a]. Plusieurs détecteurs ont été installés au plan focal intermédiaire et à la sortie du spectromètre afin de déterminer la qualité de la séparation isotopique.

2.1 Description du montage

2.1.1 Le spectromètre

Le spectromètre SPES I est généralement utilisé comme un spectromètre de perte d'énergie avec la cible placée dans le plan focal intermédiaire. Afin d'appliquer

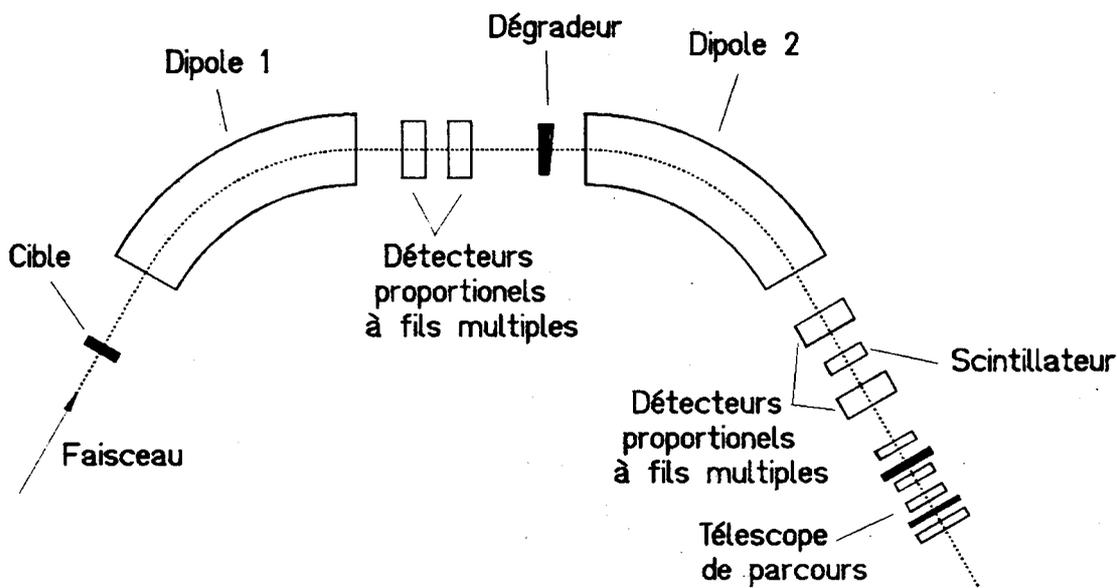


Figure 2.1: Représentation schématique du spectromètre SPES I avec ses dipôles magnétiques et le système de détection utilisé pour l'expérience test. Les quadrupoles ainsi que les sextupoles du spectromètre ne sont pas représentés.

le principe de la séparation isotopique, nous avons modifié cette installation en plaçant la cible et le dégradeur respectivement devant la première et la deuxième sections magnétiques comme le montre la figure 2.1. Due aux 4,4 mm de diamètre de la tache du faisceau sur la cible, la résolution en moment était $B\rho/\Delta B\rho \approx 1100$. La dispersion de la première section magnétique pouvait être modifiée par les réglages de quelques quadrupoles, tandis que celle de la deuxième section magnétique était fixée à environ 12 cm/%, dépendant seulement de la position derrière le deuxième dipôle. Les propriétés d'optique ionique du spectromètre ont été étudiées et optimisées d'après les programmes informatiques TRANSPORT [Bro80a], ENVEL [Bed88] et MOCADI [Sch88, Gei88]. Ce dernier a été développé afin d'incorporer la couche de matière du plan focal intermédiaire du spectromètre comme un élément d'optique ionique.

2.1.2 Cible et dégradeur

Les matériaux et les épaisseurs de la cible et du dégradeur sont des paramètres essentiels pour la séparation isotopique. En prenant un matériau léger pour la cible, nous augmentons le nombre d'interactions nucléaires et diminuons l'importance des interactions coulombiennes, réduisant ainsi le pouvoir d'arrêt de la cible. Une cible de carbone de 1,964 g/cm² a été choisie pour maximiser la transmission de ³⁶P à travers

le spectromètre. Cette épaisseur correspond à environ 17% du parcours des projectiles ^{40}Ar de 403 MeV/uma dans le carbone. Contrairement à la cible, le dégradeur doit être constitué d'un matériau de charge atomique élevée afin d'augmenter le pouvoir d'arrêt et de minimiser le nombre d'interactions nucléaires. Un dégradeur en aluminium, plutôt qu'en plomb, a été choisi d'une part pour minimiser les pertes par la dispersion angulaire des noyaux dans le dégradeur due aux interactions ion-électron, et d'autre part pour la maniabilité du matériau, puisque le dégradeur doit également être taillé avec une grande précision. Sa surface doit être parfaitement lisse, et sa forme profilée doit conserver l'achromaticité du système ou rendre ce dernier achromatique dans le cas où le spectromètre ne le serait pas à l'origine. Pour optimiser la résolution [Duf86], l'épaisseur du dégradeur sur l'axe central a été prise égale à $5,787\text{ g/cm}^2$, ce qui correspond à environ 41% du parcours dans l'aluminium des noyaux ^{36}P issus de la cible.

2.1.3 Détecteurs

Des profileurs standards mobiles [Ann77] permettaient d'obtenir la position et un profil du faisceau primaire. Un de ces détecteurs était installé devant la cible de production et un autre près de l'emplacement du dégradeur.

Les positions du passage des fragments ont été déterminées par quatre compteurs proportionnels à fils multiples (MWPCs) [Ste88], constitués chacun de cinq plans de fils avec préamplification, opérant dans du gaz mixte P10 (90% Ar et 10% CH_4) à 1 bar, et couvrant chacun une surface active de $240 \times 240\text{ mm}^2$. Deux de ces détecteurs étaient localisés dans l'intervalle d'air du plan focal intermédiaire et les deux autres près du point focal final (voir figure 2.1). Ces détecteurs permettaient de déterminer les positions horizontales et verticales des noyaux les traversant avec une précision de 1 mm, et les angles avec une précision de 2 mrad. Cependant les plans de fils de ces détecteurs (quatre plans de fils de $50\ \mu\text{m}$ et un plan de fils de $20\ \mu\text{m}$ par détecteur) ont introduit une inhomogénéité non désirée dans l'épaisseur de matière au plan focal intermédiaire. L'information des positions des fragments a donc contribué à une perte de la résolution d'optique ionique du système.

Pour mesurer la charge nucléaire Z des noyaux atteignant la sortie du spectromètre, nous avons placé un scintillateur plastique [Vos89] avec une grande surface active (200 mm en horizontal et 80 mm en vertical) entre les deux compteurs proportionnels à fils multiples localisés près du point focal final (voir figure 2.1). Dans ce dernier, la lumière générée au passage des noyaux dans les 5 mm d'épaisseur de plastique (bicron BC 420) fut recueillie par deux photomultiplicateurs rapides (Hamamatsu H 2431) par l'intermédiaire de guides de lumière connectés aux deux cotés verticales du scintillateur plastique. Le signal de perte d'énergie a donc été obtenu par la somme des signaux des deux photomultiplicateurs, et la résolution, c'est-à-dire la largeur à mi-hauteur du signal, c'est révélée être $0,7 \pm 0,1$ unité de charge pour les fragments compris entre l'oxygène et l'argon.

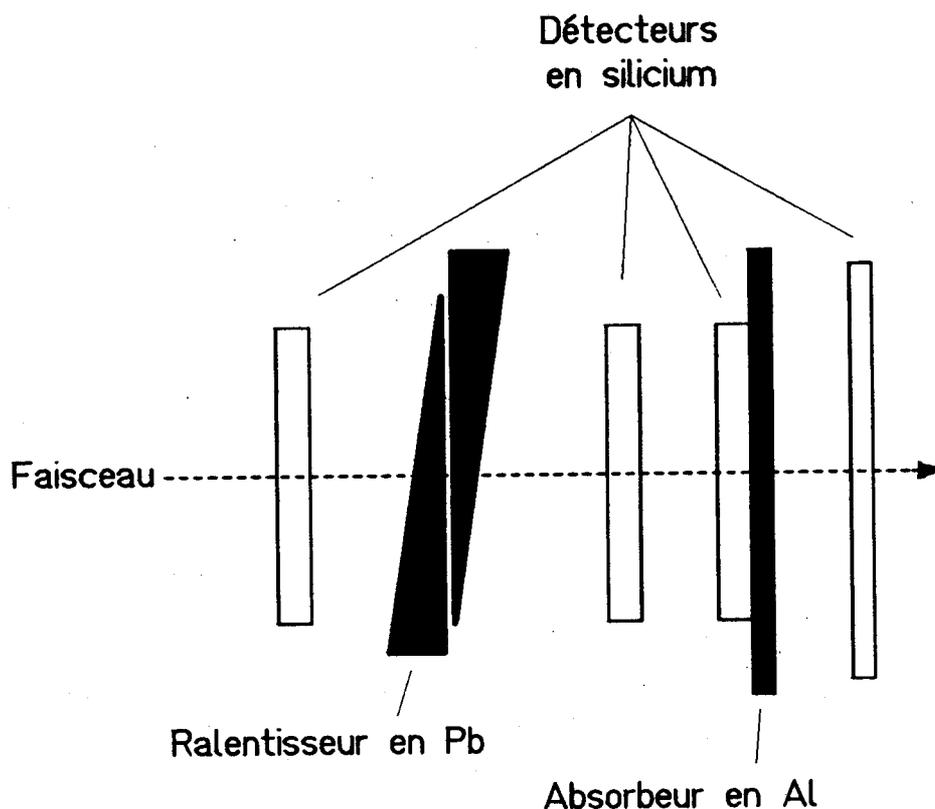


Figure 2.2: Télescope de parcours constitué de quatre détecteurs à barrière de surface en silicium, d'un ralentisseur ajustable en *Pb* et d'un absorbeur en *Al*. En ajustant l'épaisseur du ralentisseur un isotope peut être implanté dans le troisième détecteur en silicium ou dans l'absorbeur.

2.1.4 Télescope de parcours

Le télescope de parcours, représenté sur la figure 2.2, a été monté derrière le spectromètre. Il est constitué de quatre détecteurs à barrière de surface en silicium. Ces détecteurs n'ont pas d'excellente résolution en énergie [Gui86], mais suffisent pour détecter le passage des noyaux. Entre le premier et le deuxième détecteurs est placé un ralentisseur en plomb construit de deux morceaux taillés en biseau dont l'un est mobile afin de pouvoir varier l'épaisseur de celui-ci pour implanter l'isotope sélectionné dans le troisième détecteur en silicium ainsi que dans une plaque en aluminium de 1 mm d'épaisseur juste accolée derrière ce dernier. Le quatrième et dernier détecteur en silicium placé au bout du télescope sert de compteur véto. Les trois premiers détecteurs en silicium ont une épaisseur de $300 \mu\text{m}$ chacun, alors que le dernier a une épaisseur de $100 \mu\text{m}$. Par contre la surface active de ce dernier détecteur est appréciablement supérieure (900 mm^2) à celles des trois

autres détecteurs du télescope (450 mm^2) afin que ce dernier détecteur puisse remplir correctement son rôle de compteur véto. La plaque en aluminium a été insérée dans le télescope afin de couvrir la distribution en parcours de l'isotope sélectionné.

2.2 Résultats de l'expérience

En accord avec les objectifs de notre expérience, nous avons procédé en quatre étapes. La première a été la vérification de la formule de la perte d'énergie décrite dans la référence [Sch87] à partir des mesures expérimentales de perte d'énergie du faisceau primaire dans différentes cibles [Bla90b]. La deuxième a été la sélection magnétique par le spectromètre SPES I de tous les fragments projectiles tels que le rapport masse sur charge soit $A/Z = 2$, la troisième la sélection par le parcours, et la quatrième la sélection sur le principe de la séparation isotopique. Ce sont les résultats de ces trois modes de sélection que nous présentons maintenant.

2.2.1 Sélection magnétique dipolaire

Afin de tester la résolution en charge du scintillateur plastique, puis de démontrer la séparation par le parcours des isotopiques dans notre télescope, nous avons sélectionné les fragments projectiles suivant leur rigidité magnétique, c'est-à-dire suivant le rapport A/Z pour des fragments relativistes totalement épluchés où A et Z sont respectivement le nombre de masse et le numéro atomique du fragment. Avec les réglages de SPES I présentés dans la colonne (1) du tableau 2.1, principalement tous les noyaux tels que $A/Z = 2$ (^{36}Ar , ^{34}Cl , ^{32}S , etc...) ont été transmis. Le dégradeur du plan focal intermédiaire n'ayant pas été introduit, tous ces noyaux ont donc atteint le point focal final ainsi que les détecteurs montés autour de ce point focal. Les valeurs du tableau 2.1(1) montrent cependant que les rigidités magnétiques des première et deuxième sections magnétiques sont sensiblement différentes. Cette différence provient de la perte d'énergie inévitable des fragments dans l'intervalle d'air, les fenêtres et les détecteurs entre les deux dipôles, constituant à eux seuls une épaisseur de $0,274 \text{ g/cm}^2$ en équivalence aluminium. Les valeurs du tableau 2.1(1) montrent également que le spectromètre est au premier ordre achromatique, c'est-à-dire que la relation $D_2 = -D_1 V_2$ est approximativement vérifiée.

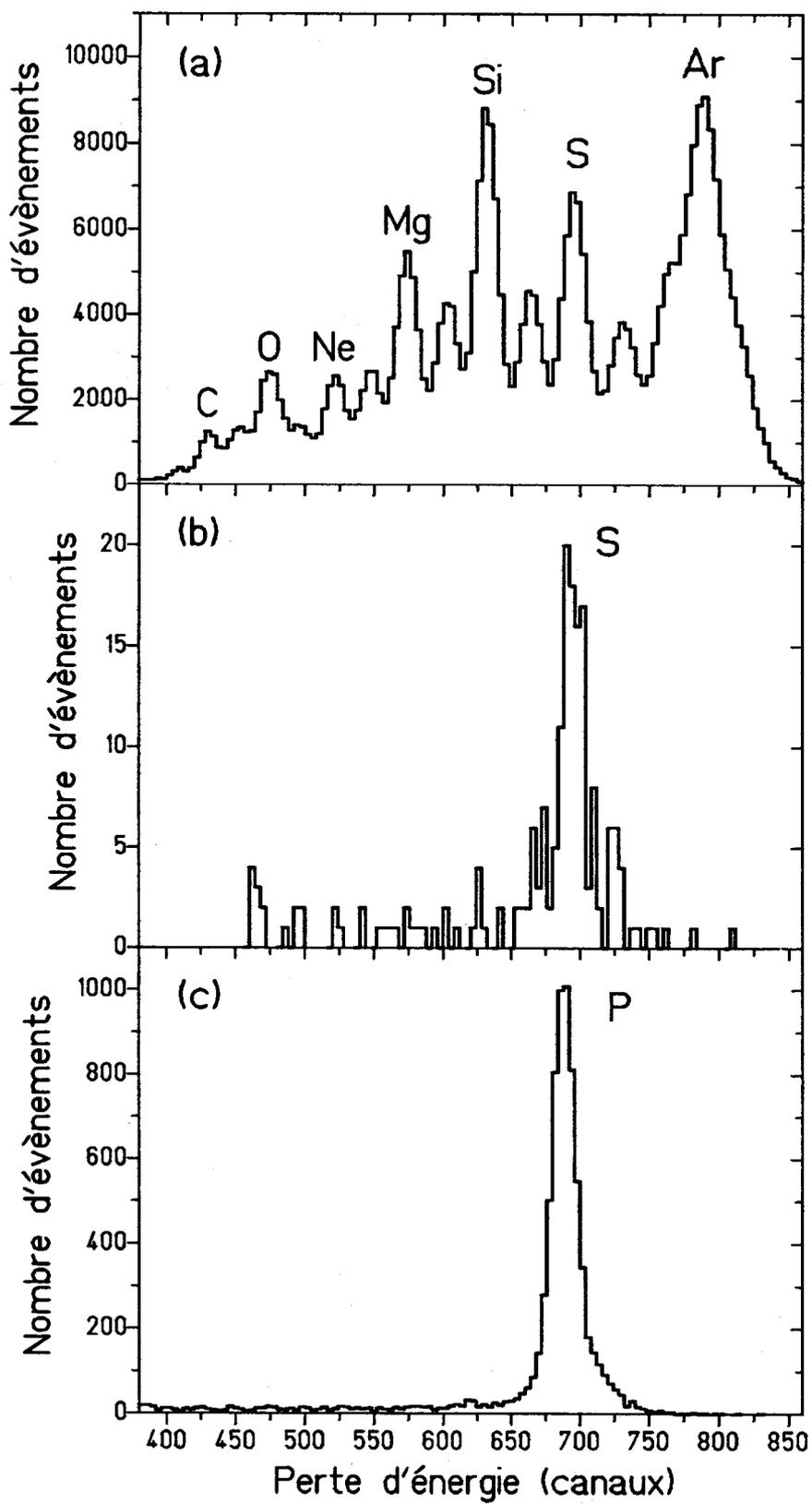
La figure 2.3.a montre le spectre des noyaux atteignant le point focal final et détectés par le scintillateur plastique. Les différents éléments sont clairement distingués, et identifiés sans ambiguïté. La largeur à mi-hauteur de ces pics est de 0,7 unité de charge pour $8 \leq Z \leq 17$.

Les sections efficaces de production de ces différents noyaux montrent une structure en dents de scie liée à la parité des noyaux. Ce fait expérimental n'est pas nouveau, mais il est très prononcé dans le cas du spectre montré sur la figure 2.3.a.

Faisceau :	^{40}Ar	402.66 MeV/u	10^6 particules/s
Cible :	^{12}C	1.964 g/cm ²	
	(1)	(2)	(3)
1 ^{ère} section dip. :			
Rigidité mag.	$B\rho_1 = 5,9152 \text{ Tm}$	$B\rho_1 = 7,1863 \text{ Tm}$	$B\rho_1 = 7,1863 \text{ Tm}$
Dispersion	$D_1 = 13,8 \text{ cm}/\%$	$D_1 = 11,6 \text{ cm}/\%$	$D_1 = 4,7 \text{ cm}/\%$
Grandissement	$V_1 = -2,71$	$V_1 = -2,35$	$V_1 = -0,96$
Dégradeur : ^{27}Al	0,274 g/cm ²	5,787 g/cm ²	5,787 g/cm ²
2 ^{ème} section dip. :			
Rigidité mag.	$B\rho_2 = 5,8520 \text{ Tm}$	$B\rho_2 = 5,9542 \text{ Tm}$	$B\rho_2 = 5,9542 \text{ Tm}$
Dispersion	$D_2 = 12,5 \text{ cm}/\%$	$D_2 = 11,3 \text{ cm}/\%$	$D_2 = 11,3 \text{ cm}/\%$
Grandissement	$V_2 = -0,92$	$V_2 = -1,00$	$V_2 = -1,00$

Tableau 2.1: Paramètres du spectromètre SPES I lors des différents tests expérimentaux. Les données de la colonne (1) correspondent aux paramètres de la sélection magnétique dipolaire, donc du test sans dégradeur intermédiaire (partie 2.2.1), ceux des colonnes (2) et (3) à ceux de la sélection sur le principe de la séparation isotopique. Le dégradeur de la colonne (3) était profilé afin de restaurer l'achromaticité de l'ensemble du système (partie 2.2.3). Les caractéristiques du faisceau et de la cible sont respectivement mentionnées dans les première et deuxième lignes du tableau. Les épaisseurs de la cible et des dégradeurs reportées sur ce tableau prennent en compte les contributions dues aux intervalles d'air, aux fenêtres et aux détecteurs, qui introduisent une perte d'énergie supplémentaire.

Figure 2.3: Spectre du scintillateur au plan focal final pour les trois modes différents de séparation. (a) Les fragments projectiles sont séparés suivant leur rigidité magnétique. Le spectromètre a été ajusté pour sélectionner les isotopes tels que $A/Z = 2$. Les différentes charges de $Z = 6$ à $Z = 18$ sont séparées par le scintillateur. (b) Due à une séparation supplémentaire avec le télescope de parcours, le soufre est essentiellement sélectionné. (c) Sans séparation supplémentaire avec le télescope de parcours, mais en introduisant le dégradeur au plan focal intermédiaire et pour un autre ajustement du spectromètre, le phosphore est pratiquement séparé sans contaminants. Due à la perte d'énergie dans le dégradeur, la perte d'énergie dans le scintillateur du phosphore est comparable à celle du soufre lors de la séparation précédente.



Ce spectre d'une part, les calculs de perte d'énergie des différents noyaux dans le matériau plastique d'autre part, permettent de calibrer la réponse du scintillateur. Ainsi la charge nucléaire d'un unique isotope séparé à l'aide de l'insertion du dégradeur dans le plan focal intermédiaire, tel que nous le verrons dans la partie 2.2.3, pourra être identifiée.

2.2.2 Sélection par le parcours

Nous avons profité de la diversité des noyaux sélectionnés par la séparation magnétique pour tester notre télescope de parcours. La figure 2.3.b montre comment les parcours résiduels des fragments peuvent être utilisés pour rejeter des noyaux contaminants. L'épaisseur du ralentisseur ajustable en plomb du télescope (voir figure 2.2) a été ajustée afin d'être égale à $12,369 \text{ g/cm}^2$. Cette épaisseur additionnée de celles des autres couches de matière (scintillateur, intervalle d'air), dont ces dernières correspondent à une épaisseur totale en équivalence aluminium égale à $2,907 \text{ g/cm}^2$, a été suffisante pour arrêter de manière sélective l'isotope ^{32}S dans l'absorbeur constitué du troisième détecteur en silicium et de la plaque d'aluminium juste accolée derrière ce dernier. Les noyaux de charge nucléaire Z plus élevée, c'est-à-dire ^{36}Ar et ^{34}Cl , n'atteignent pas l'absorbeur, tandis que les noyaux de charge Z plus légère, c'est-à-dire ^{30}P , ^{28}Si , etc..., donnent un signal dans le détecteur véto. La figure 2.3.b montre les signaux de perte d'énergie dans le scintillateur des fragments arrêtés dans l'absorbeur. Le seul pic observé est identifié sans ambiguïté comme étant du soufre. Le nombre d'évènements du spectre sur la figure 2.3.b est très inférieur à celui sur la figure 2.3.a. Ceci provient des faibles surfaces actives des détecteurs en silicium et de la position du télescope à 125 cm du point focal final.

2.2.3 Sélection sur le principe de la séparation isotopique

Dans cette dernière étape le dégradeur est inséré dans le plan focal intermédiaire du spectromètre SPES I. Les réglages des dipôles et la forme profilée du dégradeur ont été ajustés d'après les calculs [Sch87] pour sélectionner le ^{36}P .

Les conditions pour que le séparateur soit achromatique même avec un dégradeur épais inséré peuvent être réalisées en partant d'un système achromatique. En général, le système de départ (sans dégradeur) n'est pas achromatique, ce qui signifie que les dispersions des deux sections magnétiques ne sont pas égales. Dans cette situation la forme du dégradeur peut être choisie de manière à rendre le système achromatique pour un isotope spécifique. Nous avons testé les deux possibilités et avons eu une résolution comparable pour les deux systèmes. Les paramètres de ces réglages du spectromètre sont présentés dans les colonnes (2) et (3) du tableau 2.1.

La figure 2.3.c représente le spectre enregistré dans le scintillateur dans le cas du spectromètre avec dégradeur inséré, ajusté suivant les valeurs de la colonne (3)

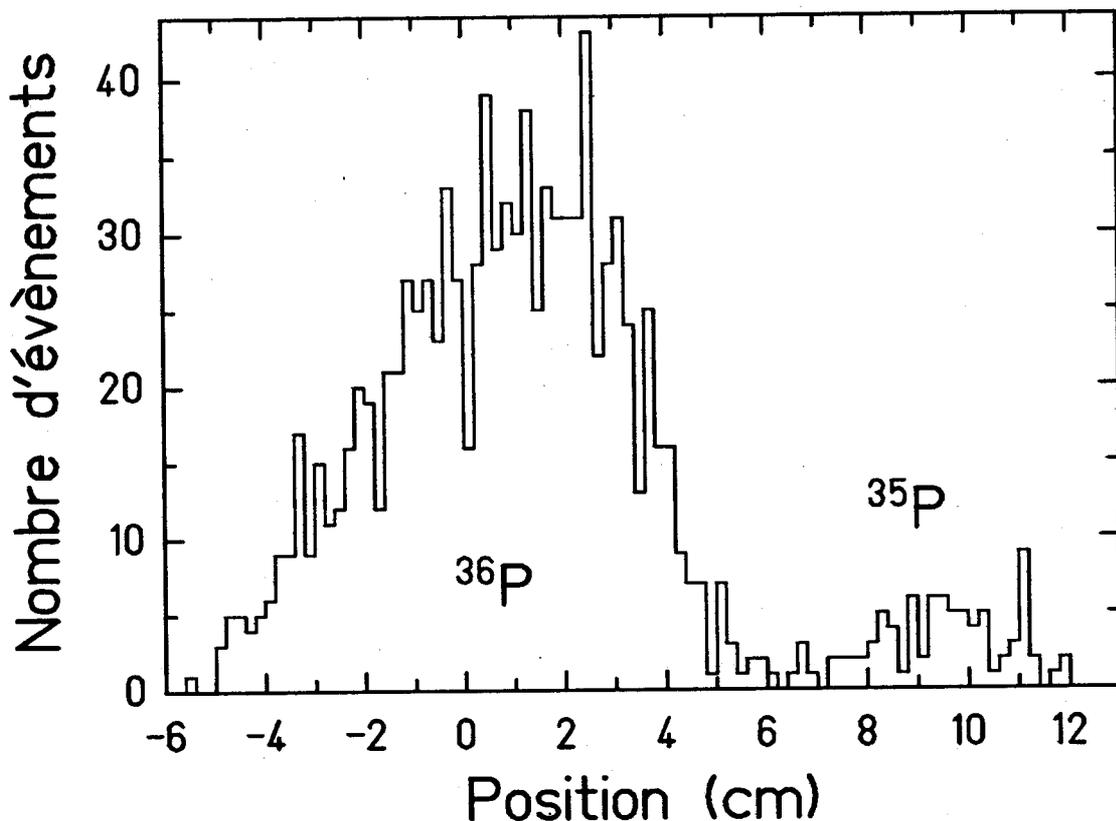


Figure 2.4: Positions mesurées des fragments au plan final du spectromètre. Avec le dégradeur intermédiaire les isotopes ^{36}P et ^{35}P sont distinctement séparés.

du tableau 2.1. Seuls les noyaux avec une même charge nucléaire Z ont été transmis pratiquement sans bruit de fond à travers le spectromètre. A l'aide de la calibration en perte d'énergie du scintillateur, mentionnée dans la partie 2.2.1, les noyaux ont été identifiés comme étant des isotopes du phosphore.

La distribution en position des ces isotopes dans le plan focal final du spectromètre, figure 2.4, montre que la distribution de l'isotope sélectionné ^{36}P est accompagnée d'une autre distribution, de faible contribution et distinctement séparée de la première, provenant du ^{35}P . Ces deux isotopes ont été identifiés à l'aide des calculs [Sch87], calculs en accord avec les valeurs expérimentales de perte d'énergie mesurées durant cette expérience [Bla90b]. La disymétrie dans la distribution en position du ^{36}P provient de l'introduction des détecteurs proportionnels à fils multiples (fils montés sur plusieurs plans) dans le plan focal intermédiaire du spectromètre. En effet, ces derniers augmentent sensiblement la perte d'énergie des isotopes qui touchent un ou plusieurs fils de ces détecteurs, et modifient ainsi légèrement la position de ces isotopes à la sortie du deuxième dipole par rapport aux isotopes qui

n'ont touchés aucun fil de ces détecteurs.

Une sélection supplémentaire par le parcours n'a pas pu être réalisée à cause des faibles surface actives des détecteurs du télescope de parcours, et de la position de ce dernier à 125 cm du point focal final.

2.3 Conclusion

La première application du principe de la séparation isotopique des fragments du projectile aux énergies relativistes a démontré l'efficacité de la méthode. L'isotope sélectionné a été séparé pratiquement sans bruit de fond. Le taux de contaminants transmis jusqu'à la sortie du spectromètre, pouvant principalement provenir des réactions secondaires dans le dégradeur placé au plan focal intermédiaire, s'est avéré très faible, et ceci malgré les épaisseurs relativement importantes de la cible et surtout du dégradeur lors de l'application de cette méthode de séparation aux énergies relativistes.

La méthode de sélection par le parcours (télescope de parcours) a été testée avec succès, indépendamment de la sélection sur le principe de la séparation isotopique. Cette méthode constitue donc un outil supplémentaire idéal de sélection pour la suppression des éventuels contaminants de la méthode de la séparation isotopique.

De plus, lors de la sélection magnétique, les fragments sélectionnés avec un $A/Z = 2$ ont montré une structure de parité très prononcée. Ce résultat expérimental n'est pas nouveau, cette structure de parité pouvait déjà être vue dans les données expérimentales de Viyogi et al. [Viy79]. Cette structure est donc une exigence supplémentaire pour la description théorique de la fragmentation nucléaire.

Chapitre 3

Quelques rappels sur les interactions inélastiques noyau-noyau aux énergies relativistes

3.1 Un mécanisme en deux étapes

Aux énergies relativistes les différents types d'interactions inélastiques sont gouvernés par un mécanisme en deux étapes. Ce mécanisme en deux étapes a été proposé pour la première fois par Serber [Ser47] et est devenu une hypothèse de base bien justifiée. Les deux étapes, dont l'une est la conséquence de l'autre, s'effectuent dans des échelles de temps très différentes, ce qui nous permet de les séparer. La première étape est ce que nous pourrions appeler l'interaction spontanée. Elle peut modifier la composition des partenaires de la réaction mais a pour conséquence d'introduire dans ces derniers de l'énergie d'excitation. Un temps caractéristique t_1 de cette étape est égal dans le cas d'une interaction nucléaire périphérique, c'est-à-dire d'une collision avec un grand paramètre d'impact, à l/v , où l est la plus grande distance de matière nucléaire de l'un des deux noyaux traversée par l'autre, et v la vitesse relative de l'un des deux noyaux par rapport à l'autre. Cette vitesse v se conserve pendant la traversée du noyau car elle est aux énergies relativistes largement supérieure à la vitesse de propagation du son dans la matière nucléaire. Un ordre de grandeur de ce temps caractéristique t_1 est de $2 \cdot 10^{-23}$ à $5 \cdot 10^{-23}$ seconde (des calculs exacts de différents systèmes projectiles cibles sont montrés dans le tableau de la partie 4.2). La seconde étape est la réorganisation du système, c'est-à-dire la thermalisation suivie de la désexcitation des produits de la réaction. Cette désexcitation se fait par évaporation de neutrons, de protons, de particules alpha, de deutérons ainsi que d'autres particules plus lourdes, par fission et par émission gamma. Durant toute la désexcitation il y a une compétition entre ces différents

processus. D'après le modèle statistique du noyau composé, pour des noyaux faiblement excités, de l'ordre de 10 à 20 MeV, le temps caractéristique correspondant à l'émission d'une particule est de 10^{-16} à 10^{-18} seconde. Pour des noyaux beaucoup plus excités, de l'ordre de 100 à 200 MeV, ce temps est de 10^{-19} à 10^{-21} seconde [Lef74]. Il y a donc au minimum, aux énergies relativistes, un facteur pratiquement égal à 100 entre les échelles de temps de ces deux étapes, ce qui justifie la séparation des deux étapes.

Les différents processus de la première étape peuvent se classer suivant le paramètre d'impact des deux noyaux. Lorsque le paramètre d'impact est supérieur à la somme des rayons des deux noyaux, le processus d'interaction spontanée est l'excitation coulombienne. Une description simple de celle-ci passe par la théorie d'échange d'un photon virtuel [Fer24]. D'après cette théorie, un ou plusieurs photons virtuels du champ coulombien du noyau cible sont absorbés par le noyau projectile et vice versa. A la fin de cette première étape le noyau est généralement excité dans un état d'excitation relativement bas tel que celui dû à une résonance géante multipolaire. Lors de réactions nucléaires, le processus précédent devient négligeable devant l'interaction forte. Pour des collisions périphériques, c'est-à-dire lorsque le paramètre d'impact est inférieur à la somme des rayons des deux noyaux mais relativement proche de celle-ci, l'interaction spontanée est l'interaction nucléaire qui arrache dans la plupart des cas un à plusieurs nucléons. A l'issue de cette première étape, le noyau est excité, conséquence de la rupture de liaisons nucléon-nucléon. Pour des collisions centrales ou quasi-centrales, c'est-à-dire avec des paramètres d'impacts nuls ou très petits, il y a recouvrement total ou quasi-total des deux noyaux lors de l'interaction nucléaire qui engendre une zone très dense et très chaude se désagrégant en particules légères.

En plus de ce dernier processus, il a été proposé, ces dernières années, un autre processus pour les collisions quasi-centrales [Nem86, Bar87, Koo87, Zha87]. Celui-ci par la violence de la collision provoquerait à l'issue de la première étape une cassure quasi-instantanée du noyau en plusieurs morceaux, d'un nombre supérieur à trois, dans des états d'énergie excités. Ce processus, appelé multifragmentation nucléaire et non prouvé expérimentalement, est toujours un sujet d'âpres discussions. Friedman [Fri88] et Moretto [Mor88] interprètent le domaine où la multifragmentation est susceptible d'exister comme la désexcitation de noyaux très excités par une chaîne de fission consécutive accompagnée éventuellement d'évaporation. En effet, s'il y a suffisamment d'énergie d'excitation, les produits primaires de fission sont également très excités et peuvent de ce fait fissionner à leur tour. Ce mécanisme concurrençant la multifragmentation nucléaire est appelé désagrégation séquentielle binaire.

La figure 3.1 issue de la référence [Por79] montre les productions expérimentales en masse des fragments (donc après désexcitation) issus d'une cible d'argent ($A \simeq 110$) respectivement après projection de protons et de noyaux de carbone. La forme des deux distributions est pratiquement similaire sur toute l'échelle de masse. Nous nous intéressons à celle obtenue avec le faisceau de noyaux de carbone. Les différents

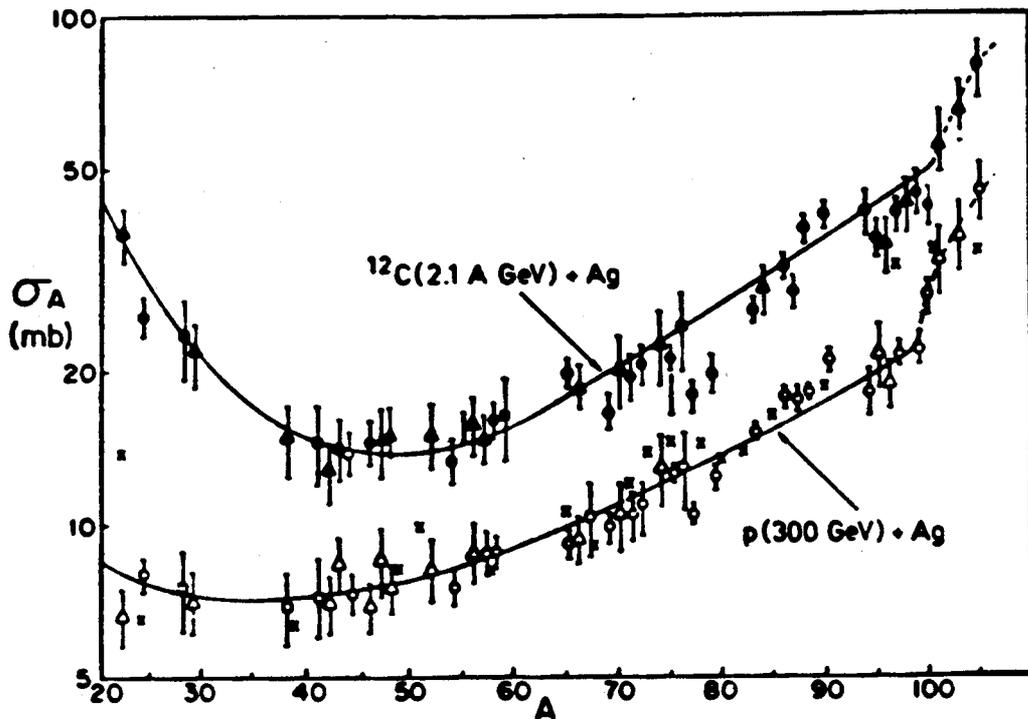


Figure 3.1: Productions expérimentales en masse des fragments issus d'une cible d'argent ($A \simeq 110$) respectivement après projection de protons et de noyaux de carbone. Les deux courbes sont des paramétrisations des données expérimentales. Cette figure est issue de la référence [Por79]. Les différentes interactions nucléaires inélastiques ressortent de ces distributions. Pour des explications, se référer au texte.

processus mentionnés précédemment ressortent relativement clairement à partir de cette distribution. Nous pouvons dire, en partant de la masse 110 vers les masses inférieures, que la partie décroissante, minimum inclus, de cette distribution (donc jusqu'à $A \simeq 40$), correspond essentiellement à des préfragments produits par interaction nucléaire lors de la première étape et par évaporation lors de la deuxième étape. Il faut ajouter à ces fragments, pour le tout début de la distribution, aux environs des masses 110 à 100, ceux provenant de l'excitation coulombienne lors de la première étape et de l'évaporation lors de la deuxième étape, et pour le minimum de la distribution, aux environs des masses 50 à 40, ceux provenant de la fission de noyaux excités par interaction nucléaire ou par excitation coulombienne. Toutefois ces derniers sont relativement peu nombreux dans ce cas présent. La partie croissante de la distribution (donc pour des masses $A < 40$) ne peut s'interpréter par les processus déjà mentionnés dans le cadre de cette figure. Elle serait pour la plus grande partie due à des fragments produits soit par multifragmentation nucléaire,

soit par désagrégation séquentielle binaire. Pour être complet, il faut mentionner une production très élevée de noyaux de masses inférieures approximativement à 10, donc en-dehors de l'échelle de la figure 3.1, qui correspondent aux particules évaporées et aux particules issues de la désagrégation des zones de recouvrement des noyaux lors des interactions nucléaires.

Dans le cadre de notre étude sur le séparateur de fragments, nous nous intéressons au mécanisme conduisant à la production des fragments de masse proche de celle du noyau projectile. Nous nous restreignons donc au mécanisme en deux étapes dont la première est l'interaction nucléaire à large paramètre d'impact (collision périphérique) et la seconde l'évaporation. Ce mécanisme nous l'appellerons par la suite fragmentation nucléaire. Nous n'avons pas tenu compte, dans le cadre de cette thèse, de la fission comme voie de désexcitation. Celle-ci ne se justifie essentiellement que pour des noyaux très lourds, de masse généralement supérieure à 200.

3.2 Les modèles sur la fragmentation nucléaire

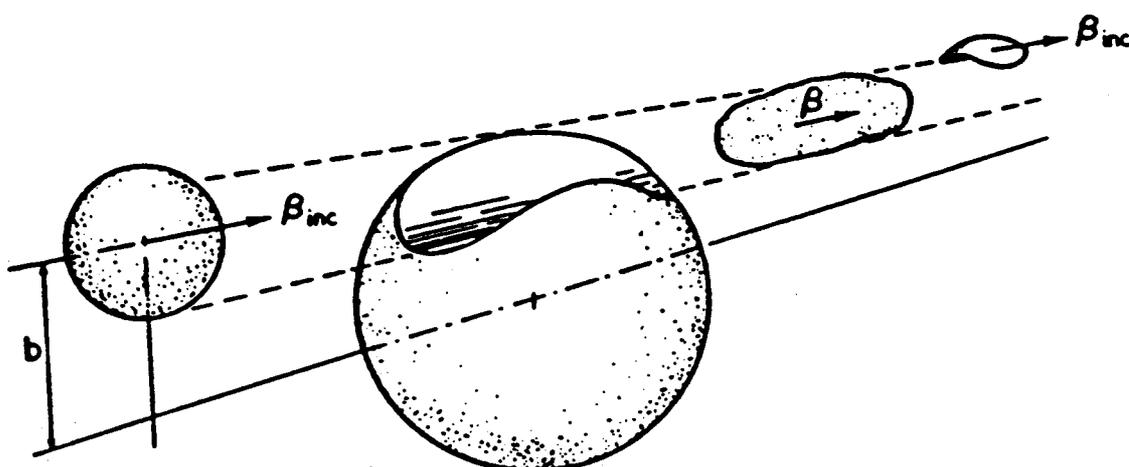


Figure 3.2: Coupures franches des noyaux projectile et cible dans le modèle d'abrasion. Cette figure est issue de la référence [Wes76]. b est le paramètre d'impact de la collision et β_{inc} la vitesse incidente du noyau projectile.

Il y a plusieurs modèles nucléaires décrivant la première étape du processus de fragmentation. Parmi les plus utilisés, nous y trouvons le modèle de la cascade intranucléaire [Met58] et le modèle d'abrasion [Bow73].

La cascade intranucléaire est un modèle microscopique. La réaction nucléaire y est traitée par une série d'interactions nucléon individuel - nucléon individuel. Le code de la cascade intranucléaire est généralement du type Monte-Carlo. Il

existe maintenant de nombreuses versions de la cascade intranucléaire, dont les plus récentes sont plus complexes et sophistiquées que les versions ultérieures. Les dernières versions [Aic85, Kru85] de ce modèle font intervenir des calculs du type Boltzmann Uehling Uhlenbeck (B U U) ou Vlasov Uehling Uhlenbeck (V U U), versions qui se distinguent des autres par l'incorporation d'un champ moyen self-consistant et du principe de Pauli.

Le modèle d'abrasion est un modèle macroscopique. Il repose sur l'image d'une coupure franche de la cible par le projectile et inversement. La figure 3.2 représente cette image. Ce modèle géométrique a été confirmé par des calculs du type Glauber [Gla70] par Hüfner et al. [Hüf75].

La deuxième étape du processus de fragmentation se traite généralement de façon plus ou moins sophistiquée par le modèle statistique. Toutefois Campi et Hüfner ont traité cette seconde étape de manière macroscopique à partir d'une équation maîtresse qui les a amenés à une équation de diffusion [Cam81].

Dans la suite de ce chapitre, nous allons présenter le modèle d'abrasion et le modèle d'évaporation de Campi et Hüfner. Les motivations qui nous ont poussé à choisir ces deux modèles sont similaires à celles qui ont motivé Campi et Hüfner à proposer une approche macroscopique de l'évaporation : Un modèle simple pour une meilleure transparence de la physique. De plus, les temps de calcul de ces deux modèles sont courts. Cet argument, non physique, ne doit pas être négligé car nous sommes intéressés d'une part à calculer les sections efficaces de production des fragments de différents systèmes projectile-cible, et d'autre part à simuler dans la matière des réactions nucléaires multiples.

3.3 Le modèle d'abrasion

3.3.1 Nucléons participants et spectateurs

Dans le modèle d'abrasion, la trajectoire rectiligne et la vitesse du projectile dans le référentiel du laboratoire se conservent pendant la collision. Cette approximation se justifie aux énergies relativistes puisque la vitesse du projectile est largement supérieure à la vitesse de propagation du son dans la matière nucléaire. Dès lors, suivant le paramètre d'impact de la collision, on peut différencier, pour chacun des deux noyaux supposés sphériques, les nucléons participants, ceux qui vont se trouver dans la région de recouvrement des deux sphères lors de la collision et les autres nucléons dits nucléons spectateurs. Lors de la collision, les deux noyaux sphériques s'interpénètrent et se font mutuellement une coupure cylindrique franche. A la fin de cette étape nous sommes donc en présence d'une partie très chaude formée des nucléons participants des deux noyaux, et de deux autres parties plus froides, formées pour l'une des nucléons spectateurs du projectile et pour l'autre des nucléons spectateurs de la cible. Ces deux dernières parties sont appelées respec-

tivement préfragment projectile et préfragment cible. La partie très chaude formée des nucléons participants des deux noyaux est appelée "fireball" [Wes76] ou "fire-streak" [Mye78]. La première appellation se réfère à l'image d'un amas se déplaçant avec une vitesse intermédiaire entre celles du préfragment cible et du préfragment projectile, comme c'est le cas sur la figure 3.2. La seconde à l'image plus réaliste d'une zone étendue, découpée en lamelles dans le sens du déplacement du projectile et dont les vitesses moyennes de ces lamelles varient de façon progressive entre celles du préfragment projectile et du préfragment cible suivant le rapport nucléons participants projectiles sur nucléons participants cibles de chacune de ces lamelles.

Ce qui nous intéresse c'est la fragmentation du projectile, aussi nous nous restreindrons dans ce qui suit à l'étude du préfragment projectile. Mais il est évident, de par la symétrie de la collision par changement de référentiel, que la physique décrite pour le préfragment projectile est la même pour le préfragment cible.

3.3.2 Description par des considérations géométriques

Le formalisme de cette description est décrit dans les références [Bow73, Mor78, Oli79]. Le noyau projectile de nombre de masse A_p et le noyau cible de nombre de masse A_c sont sphériques de rayons respectifs $R_p = r_0 A_p^{1/3}$ et $R_c = r_0 A_c^{1/3}$, où r_0 est la constante du rayon de Fermi. Le paramètre d'impact maximum pour qu'il y ait collision est donc $b_{max} = R_p + R_c$. Le nombre de nucléons a arrachés au projectile dépend, pour un système projectile-cible donné, uniquement du paramètre d'impact b de la collision. La valeur a se calcule de façon exacte par une intégration numérique du volume de recouvrement entre un cylindre (résultat dans le projectile de la coupure due à la sphère cible) et de la sphère projectile. D'autre part cette valeur se calcule de façon approximative à partir des formules analytiques proposées par Swiatecki [Swi76]. Selon Morrissey et al. [Mor78], elles constituent une bonne approximation pour des grands paramètres d'impacts, c'est-à-dire pour des collisions périphériques. Par conséquent, le nombre de nucléons A' du préfragment projectile dépend également du paramètre d'impact b :

$$A'(b) = A_p - a(b) . \quad (3.1)$$

A partir de cette équation, nous pouvons déduire la fonction inverse $b(A')$. Ainsi, la section efficace $\sigma(A')$ de production en masse du préfragment est déterminée par la relation :

$$\sigma(A') = \pi [b^2(A' + 0,5) - b^2(A' - 0,5)] . \quad (3.2)$$

La coupure cylindrique dans la sphère a provoqué la rupture d'un certain nombre de liaisons nucléon-nucléon. Dans le concept géométrique de ce modèle, l'énergie d'excitation du préfragment est liée à la déformation de celui-ci. La surface sphérique étant considérée comme celle d'un noyau dans son état fondamental, la différence ΔS , entre la surface déformée du préfragment et la surface sphérique de même volume, constitue l'excès de surface du préfragment. Cet excès de surface, purement

géométrique, dépend uniquement du paramètre d'impact b et se calcule également, soit de façon exacte par intégration numérique, soit de façon approximative par les formules de Swiatecki [Swi76]. L'énergie d'excitation E' du préfragment est liée à l'excès de surface par le coefficient d'énergie nucléaire de surface, égal à $0,95 \text{ MeV/fm}^2$ (coefficient calculé par le modèle de la goutte liquide pour un noyau non déformé), soit :

$$E'(b) = 0,95 \Delta S(b). \quad (3.3)$$

Cette description assez simple peut être affinée, d'une part, en traitant les rayons des noyaux d'une manière plus réaliste [Mye83] à partir du "droplet model" [Mye74], une extension du modèle de la goutte liquide, et d'autre part, en considérant les noyaux également de manière plus réaliste avec des surfaces diffuses [Mye78].

3.3.3 Distribution en charge du préfragment

L'étape de l'abrasion décrite précédemment ne détermine que le nombre de nucléons $a(b)$ arrachés au noyau initial, et ne précise pas le rapport protons sur neutrons de la partie de masse coupée du noyau. Cependant, avant l'étape de l'évaporation, il est nécessaire de préciser ce rapport. Nous présentons ici trois manières de le faire.

La première, utilisée dans la référence [Wes76], suppose que le rapport protons sur neutrons du préfragment projectile est exactement le même que celui du noyau projectile initial. Ceci implique, pour un paramètre d'impact b donné, que le nombre de protons $z(b)$ et le nombre de neutrons $n(b)$ arrachés par abrasion sont déterminés par:

$$z(b) = \frac{Z_p}{A_p} a(b) \quad (3.4)$$

$$n(b) = \frac{N_p}{A_p} a(b), \quad (3.5)$$

où Z_p , N_p et A_p sont respectivement le nombre de protons, le nombre de neutrons et le nombre de masse du noyau projectile initial. Ce premier modèle correspond à une situation limite où tous les nucléons sont complètement corrélés entre eux.

La seconde manière de calculer la distribution en charge du préfragment [Hüf75, Oli79] est de supposer que chaque nucléon du noyau projectile a une probabilité Z_p/A_p d'être un proton. Ainsi lorsque a nucléons sont arrachés du projectile de masse A_p , ceci équivaut, pour la mathématique des probabilités, au tirage de a boules d'un ensemble de A_p boules où Z_p boules sont de couleur noire et N_p boules de couleur blanche. Aussi, la probabilité pour que la première boule tirée soit noire est Z_p/A_p , la probabilité pour que la deuxième boule tirée soit également noire est $(Z_p - 1)/(A_p - 1)$ si la première boule était noire et $Z_p/(A_p - 1)$ si la première était blanche, et ainsi de suite. Avec cette hypothèse, la section efficace isobarique

$\sigma(A', Z')$ du préfragment projectile est liée à la section efficace $\sigma(A')$ de production en masse du préfragment projectile de la façon suivante :

$$\sigma(A', Z') = \frac{C_{Z_p}^z C_{N_p}^n}{C_{A_p}^a} \sigma(A'), \quad (3.6)$$

où $z = Z_p - Z'$, $n = N_p - N'$ et $a = z + n$ sont respectivement le nombre de protons, neutrons et nucléons arrachés par abrasion du noyau projectile. Ce deuxième modèle correspond à la situation limite et opposée à celle du premier modèle. Ce modèle suppose qu'il n'y a pas, le temps de la coupure par abrasion, de corrélation du tout entre les protons et les neutrons du noyau. Cette distribution est large et est appelée distribution hypergéométrique.

La troisième manière de calculer la distribution en charge du préfragment est celle proposée par Morrissey et al. [Mor78]. Ils supposent que la fluctuation du nombre de protons participants du noyau (c'est-à-dire du nombre de protons qui vont être arrachés par abrasion) est issue du point zéro de vibration de la résonance géante dipolaire. La résonance géante dipolaire est un état collectif d'excitation correspondant à la vibration en opposition de phase des neutrons et des protons du noyau excité. Myers et al. [Mye77] ont traité la résonance géante dipolaire dans un noyau à partir du "droplet model" [Mye74], une extension du modèle de la goutte liquide. Ils ont montré que la résonance géante dipolaire peut se décrire comme la superposition de deux modes de vibration, et ont assimilé le mouvement des neutrons par rapport aux protons à un oscillateur harmonique. Le premier mode de vibration est celui de Goldhaber-Teller [Gol48] où les protons et les neutrons se comportent comme deux distributions de densité rigides et distinctes mais interpénétrables. Le deuxième mode est celui de Steinwedel-Jensen [Ste50] où les protons et les neutrons se comportent comme deux fluides enfermés dans une même sphère. Toutefois, Morrissey et al., dans leur modèle de distribution en charge du préfragment, ont essentiellement tenu compte du mode de vibration de Goldhaber-Teller. La distribution en charge du préfragment, déduite de cette analyse, est une gaussienne. Aussi la section efficace isobarique $\sigma(A', Z')$ du préfragment est liée à la section efficace $\sigma(A')$ de production en masse de la façon suivante :

$$\sigma(A', Z') = \left[\frac{1}{(2 \pi \sigma_z^2)^{1/2}} \left[\exp \frac{-(Z' - A' (Z_p/A_p))^2}{2 \sigma_z^2} \right] \right] \sigma(A'), \quad (3.7)$$

où l'écart quadratique moyen σ_z est déterminé par :

$$\sigma_z^2 = \sigma_d \left(\frac{da}{db} \right) \frac{Z_p}{A_p}, \quad (3.8)$$

avec $a = A_p - A'$ le nombre de nucléons arrachés au projectile par abrasion et b le paramètre d'impact de la collision. Aussi da/db est le taux de nucléons arrachés par paramètre d'impact. La largeur σ_d est proportionnelle au déplacement relatif (assimilé à celui d'un oscillateur harmonique) des centres des deux sphères (l'une

renfermant les neutrons et l'autre les protons) du mode de vibration de Goldhaber-Teller. Ce troisième modèle correspond à une situation intermédiaire entre celles des modèles précédents. Sa distribution en charge du préfragment, dite distribution GDR ("Giant Dipole Resonance"), est beaucoup plus étroite que la distribution hypergéométrique.

Ces trois modèles de distribution de charge du préfragment ne sont pas les seuls mais sont les plus classiques. Il existe, entre autre, un modèle hydrodynamique, proposé par Bondorf et al. [Bon78], qui décrit également la corrélation protons-neutrons des noyaux.

3.3.4 Extension du modèle

Dès les débuts du modèle d'abrasion, les calculs issus de celui-ci, bien que globalement en accord avec les données expérimentales, montrent cependant des différences systématiques. Ces différences sont interprétées par un manque d'énergie d'excitation des préfragments dans le modèle d'abrasion. Aussi un mécanisme déposant de l'énergie d'excitation dans le préfragment autre que celle due à l'excès de surface est proposé. Ce mécanisme supplémentaire est le suivant : Les nucléons participants arrachés au projectile par abrasion vont, dans certains cas, pénétrer la matière nucléaire du préfragment. Avant de quitter celle-ci, ces nucléons participants très énergétiques vont déposer, par collisions nucléon-nucléon, une partie de leur énergie cinétique dans la matière nucléaire. Ce mécanisme, connu sous les initiales FSI pour "Final-State Interaction" [Hüf75] et repris plus tard sous le nom de "Frictional Spectator Interaction" [Oli79], dépose une énergie d'excitation supplémentaire dans le préfragment. Nous appellerons ce mécanisme simplement celui de friction par interaction. Hüfner et al. [Hüf75] ont posé les bases de ce mécanisme qui semblent être le point de départ de l'ensemble des modèles sur la friction par interaction. Ces bases sont les suivantes : Abrasion signifie que le nucléon participant projectile heurte un nucléon participant cible et est arraché hors de son orbite liée. Lors du choc, une impulsion est donc transférée au nucléon participant projectile. En se plaçant dans le référentiel du projectile, l'impulsion transférée est essentiellement perpendiculaire au sens de déplacement du projectile. Aussi, le nucléon participant projectile a deux possibilités : Soit il s'échappe directement du projectile (sans friction avec la matière); soit il doit traverser la matière du projectile (celle qui constituera le préfragment projectile) avant de lui échapper. A partir de simples considérations géométriques, les auteurs ont estimé que ces deux possibilités ont en moyenne chacune une probabilité égale à 0,5.

Il est souvent appelé "modèle d'abrasion étendu", un modèle qui, en plus de l'énergie d'excitation due à l'excès de surface, tient compte de celle déposée par friction. Les modèles de friction par interaction sont variés. Hüfner et al. [Hüf75] poursuivent leurs idées (celles mentionnées précédemment) en se guidant à partir des résultats du calcul Monte-Carlo de Metropolis et al. [Met58]. Dans

un autre modèle, Oliveira et al. [Oli79], à partir des mêmes bases mentionnées précédemment, déduisent pour chaque préfragment, une distribution binomiale du nombre de nucléons participants qui vont le traverser, et calculent une énergie moyenne déposée par friction. Un autre modèle, essentiellement géométrique et issu du modèle semi-empirique de la fragmentation nucléaire de Wilson et al. [Wil87], est le suivant : L'énergie perdue lors du passage d'un nucléon participant relativiste dans la matière nucléaire de la zone d'interpénétration des deux noyaux, est estimée à 13 MeV/fm [Wes79a]. Aussi, à partir des idées de base mentionnées précédemment, ils arrivent au résultat suivant : L'énergie d'excitation déposée par friction dans le préfragment projectile est, soit nulle avec une probabilité égale à 0,5, soit égale à

$$13 C_t + \frac{1}{3} 13 C_t (C_t - 1,5), \quad (3.9)$$

avec une probabilité égale à 0,5, où C_t est la plus grande distance traversée par le noyau cible à l'intérieur du projectile et C_l la plus grande distance, de la partie de recouvrement des deux noyaux, perpendiculaire à la vitesse du projectile.

3.4 Le modèle d'évaporation de Campi et Hüfner

3.4.1 Introduction

L'évaporation est généralement traitée de manière plus ou moins sophistiquée et complexe à partir du modèle statistique, dans lequel les probabilités d'émissions sont caractérisées par les largeurs des transitions d'émission.

Campi et Hüfner, dont l'intention n'était pas d'élaborer un modèle plus sophistiqué ou plus juste que les modèles déjà existants, ont traité l'évaporation par une approche différente. Un calcul complexe tel que celui de la cascade intranucléaire suivi d'un calcul non moins complexe d'évaporation statistique du type Monte-Carlo, permet de reproduire une grande partie des caractéristiques des données expérimentales. Mais pour Campi et Hüfner, la complexité de ces calculs numériques ne permet pas suffisamment d'entrer en profondeur dans la physique. Par exemple, quels sont les hypothèses et paramètres importants ou superflus dans de tels calculs ? Aussi, ils proposent une description simple pour un processus extrêmement compliqué et insistent sur l'expression sous forme analytique des résultats. De même que la thermodynamique permet de très bien décrire le comportement de quelques variables macroscopiques, Campi et Hüfner ont voulu réaliser une situation similaire pour le processus d'évaporation qui détermine en grande partie la distribution isotopique finale. Ainsi l'utilisation d'une équation maîtresse, et la limitation à quelques variables macroscopiques sont les bases de leur modèle d'évaporation.

3.4.2 Point de départ et développement du modèle

Après la première étape de la réaction, les préfragments sont dans des états quantiques différents. Ceux-ci caractérisent des propriétés que nous ne connaissons pas. Cependant les préfragments peuvent être considérés comme un ensemble et classés suivant quelques variables macroscopiques. Celles-ci sont le nombre de masse A , le nombre d'excès de neutrons I défini comme la différence entre le nombre de neutrons et celui de protons du noyau, et l'énergie d'excitation E . La probabilité de trouver le système dans l'état caractérisé par (A, I, E) est :

$$P(A, I, E; t = 0) = \frac{1}{\sigma_R} \frac{d\sigma_{préf.}}{dE}(A, I, E), \quad (3.10)$$

où σ_R est la section efficace de réaction nucléaire totale, et $d\sigma_{préf.}/dE$ la section efficace de formation d'un préfragment dans cet état (A, I, E) . Nous indiquons par "t = 0" le temps correspondant à la fin de la première étape de la réaction.

Lorsque ($t > 0$), le système évolue et brûle son énergie d'excitation. L'évolution se décrit par l'équation maîtresse suivante :

$$\frac{dP}{dt}(\vec{x}; t) = -P(\vec{x}; t) \int M(\vec{x} \rightarrow \vec{y}) \Omega(\vec{y}) d\vec{y} + \int P(\vec{y}; t) M(\vec{y} \rightarrow \vec{x}) \Omega(\vec{x}) d\vec{y} \quad (3.11)$$

où $\vec{x} = (A, I, E)$ et $\Omega(\vec{x})$ est la densité d'états. La matrice $M(\vec{x} \rightarrow \vec{y})$ décrit la dynamique pour passer de l'état \vec{x} à l'état \vec{y} . Pour que l'équation maîtresse de variables macroscopiques \vec{x} aboutisse, la dynamique ne doit pas dépendre des propriétés des états quantiques individuels du système, mais seulement de valeurs moyennes telle que \vec{x} . Dans le second membre de l'équation 3.11, le terme précédé du signe négatif exprime la probabilité d'états \vec{x} perdus et le terme précédé du signe positif exprime la probabilité d'états \vec{x} gagnés durant l'évolution du système à l'instant t .

Après un long moment (long par rapport à l'échelle de temps de la première étape), l'évaporation cesse et les fragments finals sont formés. La section efficace d'un fragment est reliée à la solution de l'équation 3.11 par :

$$\sigma(A, I) = \sigma_R \int_{E_0(A, I)}^{E_t(A, I)} P(A, I, E; t \rightarrow \infty) dE, \quad (3.12)$$

où $E_0(A, I)$ et $E_t(A, I)$ sont respectivement l'énergie fondamentale et l'énergie d'évaporation seuil minimale du fragment caractérisé par A et I .

Avant d'aller plus loin, nous présentons, pour une meilleure compréhension des résultats finals, certaines valeurs moyennes calculées par Campi et Hüfner. Pour la dynamique de la matrice $M(\vec{x} \rightarrow \vec{y})$, ils se restreignent à l'évaporation de trois particules, le neutron, le proton et la particule alpha. Aussi, en tenant compte du poids statistique $(2s + 1) / \sum_i (2s_i + 1)$, s étant le spin intrinsèque de la particule et

i l'indice de sommation sur les trois particules à évaporer, respectivement de valeur $\frac{2}{5}$, $\frac{2}{5}$ et $\frac{1}{5}$ pour le neutron, le proton et la particule alpha, ils calculent les valeurs moyennes suivantes :

La valeur moyenne du nombre de nucléons échangés avec le continuum lors d'un pas de l'évaporation est :

$$\alpha = \langle \Delta A \rangle = \frac{2}{5} 1 + \frac{2}{5} 1 + \frac{1}{5} 4 = \frac{8}{5}. \quad (3.13)$$

La valeur moyenne du nombre d'excès de neutrons échangés est :

$$\tau_1 = \langle \Delta I \rangle = \frac{2}{5} (+1) + \frac{2}{5} (-1) + 0 = 0. \quad (3.14)$$

L'écart quadratique moyen du nombre d'excès de neutrons échangés est :

$$\tau_2 = \langle (\Delta I - \langle \Delta I \rangle)^2 \rangle = \frac{2}{5} 1 + \frac{2}{5} 1 + 0 = \frac{4}{5}. \quad (3.15)$$

La valeur moyenne de l'énergie perdue lors d'un pas de l'évaporation est :

$$\epsilon = \langle \Delta E \rangle = \frac{2}{5} (S_n + T) + \frac{2}{5} (S_p + V_c + T) + \frac{1}{5} (S_\alpha + 2 V_c + T) \quad (3.16)$$

où S_i ($i = n, p, \alpha$) est l'énergie de séparation entre la particule et le noyau, V_c la barrière coulombienne et T l'énergie cinétique de la particule libérée. Une valeur typique de ϵ est environ 20 MeV.

Afin de résoudre l'équation maîtresse 3.11, ils l'intègrent suivant la variable t de zéro à l'infini et introduisent la notation :

$$W(\vec{x}) = \int_0^\infty P(\vec{x}; t) dt. \quad (3.17)$$

L'équation qui en résulte peut prendre deux formes différentes suivant que l'énergie d'excitation E du système est supérieure ou inférieure à $E_i(A, I)$. La première équation (celle considérant $E > E_i(A, I)$) aboutit, après plusieurs simplifications, à une équation de diffusion qui, après suppression des termes moins importants, s'écrit :

$$\alpha \frac{\delta}{\delta A} W(A, I) + \frac{\tau_2}{2} \frac{\delta^2}{\delta I^2} W(A, I) = \delta_{A, A'} \delta_{I, I'}, \quad (3.18)$$

où A' et I' sont respectivement le nombre de masse et d'excès de neutrons du préfragment initial. Afin de tenir compte dans l'évolution d'une dépendance du nombre d'excès de neutrons I , ils ont poussé la dérivation au deuxième ordre (puisque $\tau_1 = 0$). Cependant la suppression des dérivées du deuxième ordre autres que $\delta^2/\delta I^2$ est seulement justifiée à posteriori par le succès relatif de leurs résultats comparés à des données expérimentales.

Aussi ils ont su extraire d'une physique complexe un résultat clair. L'idée d'un processus de diffusion dans le mécanisme d'évaporation est séduisante.

Finalement, en introduisant d'une part la solution de cette équation de diffusion dans la deuxième équation (celle considérant $E < E_i(A, I)$), et d'autre part en introduisant ce nouveau résultat dans l'équation 3.12, ils obtiennent des expressions analytiques pour le processus de l'évaporation.

3.4.3 Expressions analytiques du modèle

Les principaux résultats du développement peuvent se résumer par deux expressions analytiques. Elles déterminent l'abondance des fragments finals observables à la fin de l'étape d'évaporation. Soient respectivement A et I le nombre de masse et le nombre d'excès de neutrons de ces fragments.

La section efficace $\sigma(A)$ de production en masse, c'est-à-dire sommée sur tous les isobares, s'écrit :

$$\sigma(A) = \frac{E_t(A)}{\alpha} \frac{d\sigma_{préf.}}{dE}(A', I', \frac{\epsilon}{\alpha} (A' - A)). \quad (3.19)$$

$E_t(A)$ est l'énergie d'évaporation seuil minimale de l'isobare le plus lié. Celle-ci provient de l'intégration sur l'énergie dans l'équation 3.12. $d\sigma_{préf.}/dE$ est la section efficace pour former un préfragment caractérisé par A' , I' et E' qui sont respectivement le nombre de nucléons, le nombre d'excès de neutrons et l'énergie d'excitation du préfragment initial.

La section efficace isobarique $\sigma(A, I)$, c'est-à-dire pour A fixe, s'écrit :

$$\sigma(A, I) = c(A) \frac{\Omega(A, I, E_t(A, I))}{\Omega(A, I_S, E_t(A, I_S))} \left[\exp \frac{-(I - I')^2}{2 \tau_2 (A' - A)/\alpha} \right] \sigma(A) \quad (3.20)$$

où $c(A)$ est la constante de normalisation choisie pour assurer $\sum_I \sigma(A, I) = \sigma(A)$, et $\Omega(A, I, E_t)$ la densité d'états du fragment (caractérisé par A et I) à l'énergie d'évaporation seuil minimale $E_t(A, I)$ de celui-ci, représentatif de l'espace de phase des noyaux finals (voir la discussion dans la partie suivante). Cette densité d'états est divisée par celle de l'isobare le plus lié ($I = I_S$). Nous retrouvons également dans ces deux expressions les valeurs moyennes ϵ , α et τ_2 calculées dans la partie précédente.

Nous remarquerons l'absence de paramètre ajustable dans les équations 3.19 et 3.20. La physique de ces expressions est décrite dans la partie suivante.

3.4.4 Sens physique

La section efficace de production en masse est directement liée à la distribution en énergie d'excitation des préfragments initiaux. Ceci est essentiellement dû à la conservation de la probabilité et de l'énergie. La physique de l'équation 3.19 est très simple. Un préfragment de nombre de masse A' , d'énergie d'excitation E' , produit avec la section efficace $d\sigma_{préf.}/dE$, évapore des particules. A chaque pas de l'évaporation, son énergie est réduite en moyenne de ϵ et son nombre de masse de α . Aussi, celui-ci devient un fragment final de masse A si :

$$\epsilon (A' - A)/\alpha \simeq E'. \quad (3.21)$$

La section efficace isobarique est reliée à la section efficace de production en masse. L'expression 3.20 contient deux facteurs importants.

L'une est la gaussienne dans laquelle sont mémorisées quelques propriétés du préfragment (nombre de masse A' et nombre d'excès de neutrons I' du préfragment). Aussi ce facteur est appelé "facteur de mémoire". Cette gaussienne est la solution issue de l'équation de diffusion 3.18. Elle s'interprète également comme le résultat des produits de convolution de toutes les contributions élémentaires de moment d'ordre un égale à $\tau_1 = 0$ (nombre moyen d'excès de neutrons perdus lors d'un pas du processus d'évaporation), de moment central d'ordre deux (écart quadratique moyen) égale à τ_2 (écart quadratique moyen en nombre d'excès de neutrons perdus lors d'un pas du processus d'évaporation), marquant chacune un événement du processus de diffusion distant chacun de α (nombre moyen de nucléons perdus lors d'un pas du processus d'évaporation). Ce qui en fait une gaussienne centrée sur la valeur initiale du nombre d'excès de neutrons I' du préfragment et d'écart quadratique moyen égale à la somme des écarts quadratiques de toutes les contributions élémentaires, c'est-à-dire égale à $\tau_2(A' - A)/\alpha$ où $(A' - A)/\alpha$ est le nombre de pas du processus de diffusion. En raison du terme en $(A' - A)$ dans le dénominateur de l'exponentielle, le facteur mémoire devient négligeable lorsque le fragment final est loin du préfragment, et c'est le cas lorsque les préfragments sont très excités.

L'autre facteur comprend le rapport des deux densités d'états. Aussi il est appelé "facteur de densité d'états". Celui-ci ne dépend que des propriétés des fragments finals observables et ne contient aucune trace de "l'histoire" de la formation de ces fragments telle que, de quel projectile il est issu, par quelle chaîne d'évaporation il a été formé, etc... Bien que ce facteur ne se déduise pas de façon directe des équations du développement de Campi et Hüfner, il a une réalité physique plus évidente que le facteur de mémoire. Une manière de s'en convaincre est la suivante [Hüf85] : Si nous admettons que tous les états excités stables des fragments observés sont obtenus avec la même probabilité, alors la section efficace d'obtenir un fragment caractérisé par A, I est proportionnelle au nombre de ces états excités stables :

$$\sigma(A, I) \propto \int_0^{E_t(A, I)} \Omega(A, I, E) dE, \quad (3.22)$$

où Ω est la densité d'états et E_t l'énergie seuil minimale d'émission de particules du fragment caractérisé par A et I . Comme la densité d'états Ω croît en première approximation exponentiellement avec la racine carrée de l'énergie E , le résultat de l'intégrale dans l'expression 3.22 est dominé par le comportement à l'énergie $E = E_t$, soit :

$$\sigma(A, I) \propto \Omega(A, I, E_t(A, I)). \quad (3.23)$$

La relation 3.22 est similaire à l'équation 3.12 du développement de Campi et Hüfner où la densité d'états est incluse dans la probabilité $P(t \rightarrow \infty)$ par l'équation maîtresse 3.11. En se rapportant à une carte des nuclides, le facteur de densité d'états détermine un couloir que nous appellerons "couloir des résidus à l'équilibre"

[Duf82]. Ce couloir est centré essentiellement sur la ligne d'équiprobabilité d'émission d'un neutron et d'un proton des nuclides. Aussi le couloir des résidus à l'équilibre coïncide, pour des nuclides légers, au minimum de la vallée de stabilité par désintégration bêta, et est décalé vers le côté déficient en neutrons pour des nuclides plus lourds. Ce décalage est causé par la barrière coulombienne des protons.

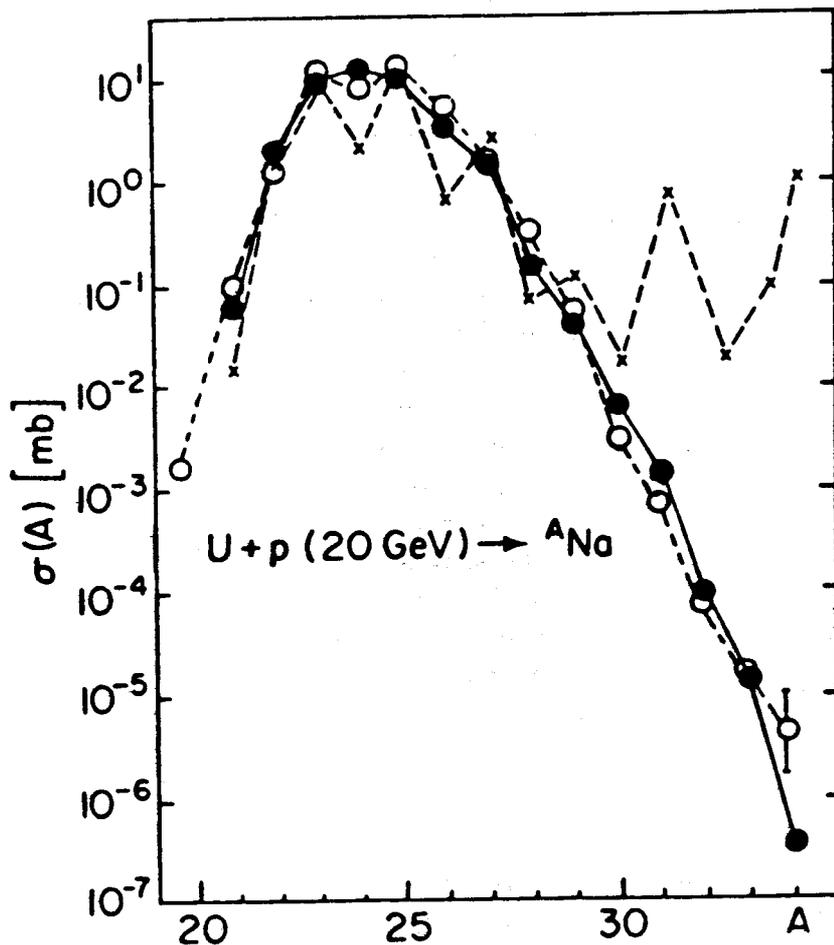


Figure 3.3: Sections efficaces isotopiques de production du ${}_{11}\text{Na}$. Cette figure est issue de la référence [Cam81]. Les \bullet correspondent aux données expérimentales [Thi80]. Les valeurs calculées par Campi et Hüfner [Cam81] à partir de l'expression de la densité d'états du modèle du gaz de Fermi avec des énergies seuils minimales expérimentales d'émission de particules (\times) et à partir d'une expression thermodynamique paramétrique (équation 3.26) de la densité d'états (\circ) sont également indiquées.

En résumé, lors de l'évaporation, un préfragment excité subit un processus de diffusion vers le couloir des résidus à l'équilibre. Si l'énergie d'excitation du

préfragment n'est pas assez élevée, ce processus de diffusion est stoppé avant que le noyau n'ait atteint le couloir des résidus à l'équilibre. Ainsi le fragment résultant contient des propriétés rappelant sa formation (ce qui correspond à un facteur mémoire dominant). Si l'énergie d'excitation du préfragment est assez élevée, le processus de diffusion devient très large et le noyau atteint le couloir des résidus à l'équilibre. Le fragment résultant ne contient alors plus d'information sur sa formation (ce qui correspond à un facteur densité d'états dominant).

3.4.5 Calcul du facteur de densité d'états

Campi et Hüfner ont eu un certain succès en comparant les résultats de leur modèle (modèle d'abrasion développé [Cam81, Abu86] à partir de la diffusion multiple de Glauber [Gla70] suivi du modèle d'évaporation que nous venons de décrire) à des mesures expérimentales de sections efficaces issues de la fragmentation nucléaire de cibles induite par des protons à des énergies relativistes. Ils ont mis en évidence le rôle du facteur de densité d'états en comparant directement les calculs de celui-ci à des distributions isotopiques expérimentales d'éléments loin du noyau d'origine, là où le facteur de mémoire n'est plus, d'après la théorie, influent. C'est le cas de la réaction : $p(20 \text{ GeV}) + U \rightarrow Na$. Ce résultat est montré sur la figure 3.3. Les données expérimentales sont issues de la référence [Thi80]. Compter les niveaux expérimentaux à partir du niveau fondamental n'est pas toujours possible par manque d'information, aussi ils se sont penchés sur les calculs des densités d'états. Dans un premier calcul, ils ont utilisé l'expression de la densité d'états du modèle du gaz de Fermi, soit :

$$\Omega(Z, N, E_t) = \Omega(Z, N, 0) \exp(2(a E_t)^{1/2}), \quad (3.24)$$

où le coefficient $\Omega(Z, N, 0)$ a été pris constant, et le paramètre de densité d'états a égal à $2,25 \text{ MeV}^{-1}$ (ce paramètre se comporte grossièrement comme $A/8 \text{ MeV}^{-1}$, la valeur choisie pour a est donc celle correspondant à une masse $A = 18$). Les énergies seuils minimales E_t d'émission de particules utilisées dans le calcul sont expérimentales [Wap77]. Dans la plupart des cas, les sections efficaces calculées (voir figure 3.3) suivent le comportement de celles mesurées expérimentalement. Cependant les effets pair-impair des sections efficaces sont plus prononcés dans le calcul que dans l'expérience. D'autre part, pour les isotopes très riches en neutrons (plus lourds que ^{30}Na), ils constatent que leurs valeurs calculées divergent des données expérimentales. Aussi Campi et Hüfner ont développé une expression paramétrique de la densité d'états en utilisant les relations thermodynamiques. L'entropie $S(Z, N, E_t)$ est reliée à la densité d'états $\Omega(Z, N, E_t)$ par :

$$S(Z, N, E_t) = \ln \Omega(Z, N, E_t). \quad (3.25)$$

L'équation inverse de l'équation 3.25 suivi d'un développement de Taylor sur l'entropie S conduit à l'expression suivante :

$$\frac{\Omega(Z, N, E_t(Z, N))}{\Omega(Z, N_S, E_t(Z, N_S))} = \exp[\beta[E_t(Z, N) - E_t(Z, N_S)] - \mu[N - N_S]] \quad (3.26)$$

où

$$\beta = (\delta S / \delta E)_{Z, N_S} \quad \text{et} \quad -\beta \mu = (\delta S / \delta N)_{Z, E_t(Z, N_S)}. \quad (3.27)$$

β et μ sont respectivement, en thermodynamique, l'inverse de la température et le potentiel chimique. Ces deux paramètres sont dans l'expression 3.26 deux paramètres ajustables. Ainsi pour $\beta = 0,5 \text{ MeV}^{-1}$ et $\mu = 7,8 \text{ MeV}$, les sections efficaces calculées reproduisent bien celles mesurées expérimentalement (voir figure 3.3). La valeur du potentiel chimique μ correspond à l'énergie de liaison des noyaux de la vallée de stabilité bêta, tandis que la température $T = \beta^{-1}$ serait celle du fragment final. Aussi cette dernière expression de la densité d'états a deux inconvénients. D'une part la paramétrisation est à réajuster pour reproduire d'autres sections efficaces expérimentales, spécialement celles de masses élevées, et d'autre part il subsiste toujours l'ambiguïté de l'interprétation physique des valeurs obtenues pour les deux paramètres β et μ .

Chapitre 4

Elaborations et modifications de quelques modèles sur la fragmentation nucléaire

4.1 Introduction

Nous proposons dans ce chapitre des nouveaux développements et des modifications sur certains points du modèle d'abrasion et du modèle d'évaporation décrits dans le chapitre précédent.

Un premier point concerne l'énergie d'excitation des préfragments dans le modèle d'abrasion. Très tôt, les théoriciens et les utilisateurs de ce modèle se sont aperçus que l'énergie d'excitation due à l'excès de surface était parfois insuffisante pour reproduire les données expérimentales. Certains ont compensé ce manque d'énergie en proposant des modèles déposant une énergie supplémentaire dans le préfragment par la friction des nucléons participants de la réaction (voir partie 3.3.4). Cependant nous pensons que le tout n'est pas toujours bien justifié. Nous proposons un nouveau modèle pour le calcul de l'énergie d'excitation des préfragments que nous développerons dans une première partie.

Dans une deuxième partie, nous ferons des considérations sur le moment angulaire du préfragment à partir d'une approche statistique similaire à un modèle de Goldhaber.

Un autre point concerne le calcul de la particule moyenne évaporée dans le modèle de Campi et Hüfner. Cette particule est fixe dans ce modèle quelles que soient les propriétés du noyau. Ceci ne nous paraît pas réaliste lorsque deux noyaux de propriétés très différentes tels qu'un noyau riche en neutrons et un noyau déficient en neutrons évaporent des particules. Aussi dans une deuxième partie, nous modifierons ce calcul à partir du modèle statistique et répercuterons ces modifications jusque dans les expressions analytiques des sections efficaces.

Un dernier point concerne les corrections microscopiques dans les densités d'états. Une nouvelle analyse de quelques données expérimentales, que nous présenterons dans une troisième partie, montre l'importance de traiter correctement les effets microscopiques dans les densités d'états.

4.2 Energie d'excitation du préfragment

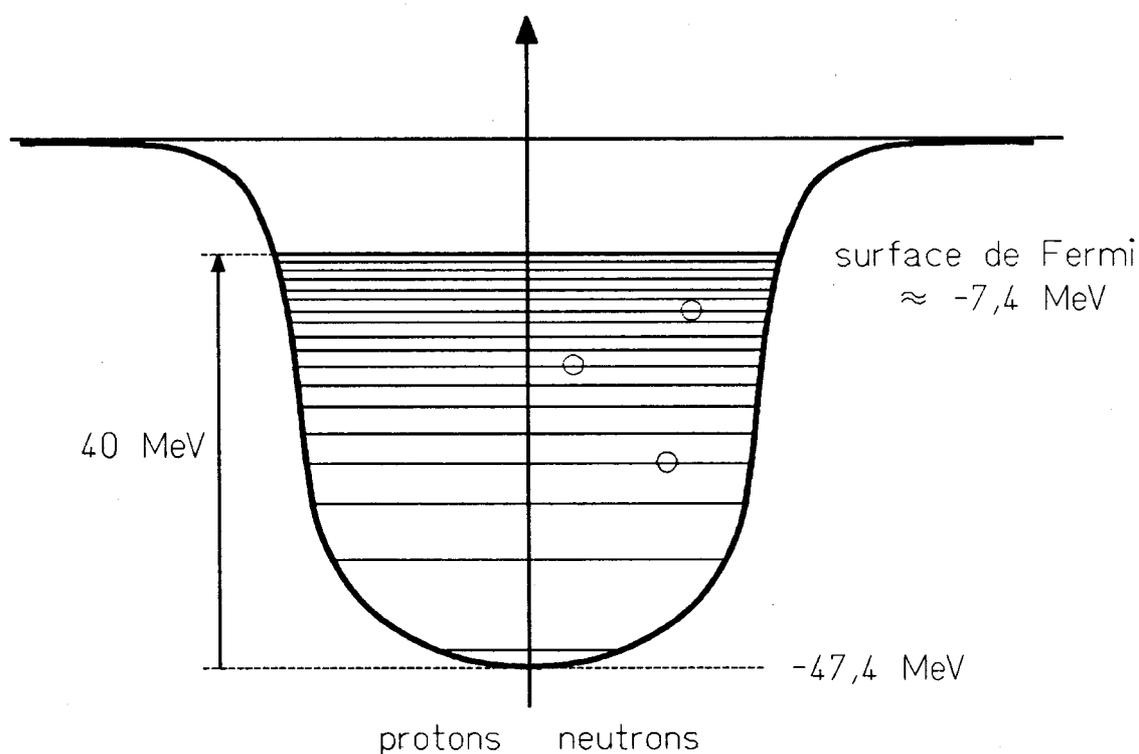


Figure 4.1: Puits de potentiel schématisique du noyau. Les niveaux à une particule en dessous de la surface de Fermi sont représentés dans ce puits. Lors de l'abrasion du noyau dans une collision périphérique relativiste, les nucléons arrachés peuvent être représentés dans le puits de potentiel du noyau initial par des trous (○) sur ces différents niveaux à une particule.

Dans le modèle d'abrasion décrit précédemment, le nombre de nucléons arrachés au noyau projectile ainsi que l'énergie d'excitation du préfragment qui en résulte sont calculés par rapport à l'image de la coupure cylindrique franche du noyau projectile. Ce modèle lie l'énergie d'excitation du préfragment à la déformation (juste après coupure) de celui-ci. Cette énergie est ainsi appelée énergie d'excès de surface. Si l'image du modèle d'abrasion [Bow73] nous semble un bon moyen d'estimer le nombre de nucléons arrachés au noyau projectile lors de la collision [Hüf75], par

contre prendre l'énergie de surface comme énergie d'excitation due à la rupture des liaisons nucléon-nucléon nous semble incorrect. En effet, les nucléons arrachés lors des collisions périphériques aux énergies relativistes sont ceux localisés dans une région du noyau à un instant très ponctuel dans le temps. C'est ce que suggère l'image du modèle d'abrasion. Cependant les nucléons du préfragment ne sont pas ou peu perturbés par cette coupure, les trajectoires ou orbites de ces derniers n'ont donc pas de raison de s'adapter à une quelconque déformation. Ceci parce que le temps de la coupure est très bref, de l'ordre de $2 \cdot 10^{-23}$ à $5 \cdot 10^{-23}$ seconde. Un préfragment déformé tel que la forme suggérée par l'image du modèle d'abrasion suppose un processus adiabatique, ce qui n'est à priori pas justifié. Par contre un préfragment gardant pratiquement le même espace géométrique que celui du noyau d'origine, donc avec une densité volumique moindre, provient d'un processus diabatique sur lequel nous reviendrons.

Les modèles d'abrasion étendus, qui compensent le manque d'énergie du modèle géométrique d'abrasion par une énergie supplémentaire déposée par friction des nucléons participants traversant le préfragment projectile [Hüf75, Oli79, Wil87], font l'hypothèse que chaque nucléon participant projectile a une probabilité de 0,5 de traverser le préfragment projectile. Ceci ne nous semble pas réaliste si nous nous fions au modèle du "firestreak". Ce dernier, modèle traitant les nucléons participants des deux noyaux lors d'une collision, prévoit pour ces nucléons une distribution moyenne en vitesse parallèle au sens de déplacement du projectile variant progressivement de la vitesse du préfragment projectile à celle du préfragment cible (voir partie 3.3.1). Aussi, même si un nucléon participant projectile a en moyenne une probabilité de 0,5 d'avoir une impulsion transverse orientée vers le préfragment projectile, de par la distribution moyenne en vitesse de ces nucléons participants, sa probabilité pour qu'il traverse et ainsi dépose de l'énergie d'excitation dans le préfragment projectile est fortement réduite. Aussi nous pensons que les modèles sur l'énergie d'excitation déposée par friction décrits précédemment (partie 3.3.4) surestiment ce mécanisme.

Nous proposons donc pour calculer l'énergie d'excitation du préfragment une nouvelle approche. Les nucléons du noyau peuvent être représentés dans un puits de potentiel moyen créé par l'ensemble des nucléons du noyau. Lors de l'abrasion les orbites des nucléons non arrachés sont conservées. Ceci se justifie par la rapidité, de l'ordre de $2 \cdot 10^{-23}$ à $5 \cdot 10^{-23}$ seconde, de la première étape du processus de la fragmentation. Aussi le puits de potentiel n'est pas ou peu modifié. Due à l'abrasion un certain nombre de nucléons (nucléons arrachés du noyau) vont donc manquer dans le puits de potentiel. Ces nucléons arrachés du noyau peuvent se représenter dans le puits de potentiel par des trous sur les différents niveaux à une particule en dessous de la surface de Fermi. Aussi nous proposons de calculer l'énergie d'excitation du préfragment comme l'énergie générée par la création de ces trous dans le puits de potentiel du noyau initial. Le puits de potentiel du noyau initial est pris par approximation égal à un potentiel du type Woods-Saxon. D'après le modèle en couche de Ross et al. [Ros56], la profondeur des puits de potentiel créés par les neutrons des noyaux est de $-42,8$ MeV, et la profondeur des puits de potentiel

créés par les protons des noyaux est en moyenne de -52 MeV. Aussi nous prendrons une profondeur moyenne du puits de potentiel de $-47,4$ MeV pour les neutrons et les protons du noyau. L'énergie pouvant être générée par la création d'un trou (nucléon arraché du noyau) varie donc de 0 à environ 40 MeV suivant que le trou est créé à la surface de Fermi ou au fond du puits de potentiel. Les 40 MeV correspondent à l'écart en énergie entre le fond du puits de potentiel et la surface de Fermi (environ de -7 MeV à -8 MeV, voir figure 4.1). Pour estimer l'énergie moyenne générée par un trou en dessous de la surface de Fermi dans le puits de potentiel, nous utilisons la densité de niveaux à une particule et nous faisons également l'hypothèse que chacun des niveaux à une particule a une égale probabilité d'avoir un trou. Notre calcul de l'énergie moyenne générée par trou est donc très dépendant de l'expression choisie de la densité de niveaux g à une particule. Cette dernière dans le cas d'un potentiel du type Woods-Saxon est approximativement proportionnelle à l'énergie ($g \propto \epsilon$) [Sch82]. Ainsi nous obtenons une énergie moyenne générée par trou, donc une énergie moyenne d'excitation par nucléon arraché, de $13,3$ MeV.

La formulation quantitative de ce nouveau modèle d'énergie d'excitation du préfragment est encore assez grossière. Plusieurs corrections pourraient être appliquées pour rendre le calcul plus réaliste, par exemple le déplacement du centre de masse du système [Hüf75], les distributions de probabilité de présence des nucléons sur les différents orbites. Cependant, nous sommes persuadés que la formulation actuelle donne déjà une bonne estimation de l'énergie d'excitation induite par l'abrasion du noyau.

La figure 4.2 montre deux courbes de cette énergie d'excitation en fonction de la masse du préfragment calculées respectivement pour deux systèmes différents, $^{48}\text{Ca} + ^9\text{Be}$ et $^{209}\text{Bi} + ^{12}\text{C}$. Ces courbes sont comparées à celles calculées avec le modèle géométrique d'abrasion (dans lequel l'énergie d'excitation d'excès de surface est calculée par l'expression 3.3), et avec une des versions du modèle étendu d'abrasion (dans lequel l'énergie d'excitation supplémentaire déposée par friction est calculée par l'expression 3.9). Notre modèle dépose donc dans les préfragments une énergie intermédiaire entre celle du modèle géométrique d'abrasion et celle du modèle d'abrasion étendu pour des collisions très périphériques (nombre de nucléons arrachés inférieur à quatre), et une énergie comparable à celle du modèle d'abrasion étendu pour des collisions plus centrales.

Chaque préfragment a également, par ce nouveau modèle, une distribution en énergie d'excitation relativement large. Cette distribution est linéaire dans le cas d'un seul nucléon arraché, puisque celle-ci dépend de la densité de niveaux g à une particule prise proportionnelle à l'énergie. La distribution en énergie d'excitation du préfragment avec deux nucléons arrachés est obtenue par la convolution de la distribution linéaire précédente par elle-même, etc... La figure 4.3 montre les largeurs des distributions en énergie d'excitation pour des préfragments avec différents nombres de nucléons arrachés.

Ce nouveau modèle laisse les trajectoires des nucléons du préfragment, juste

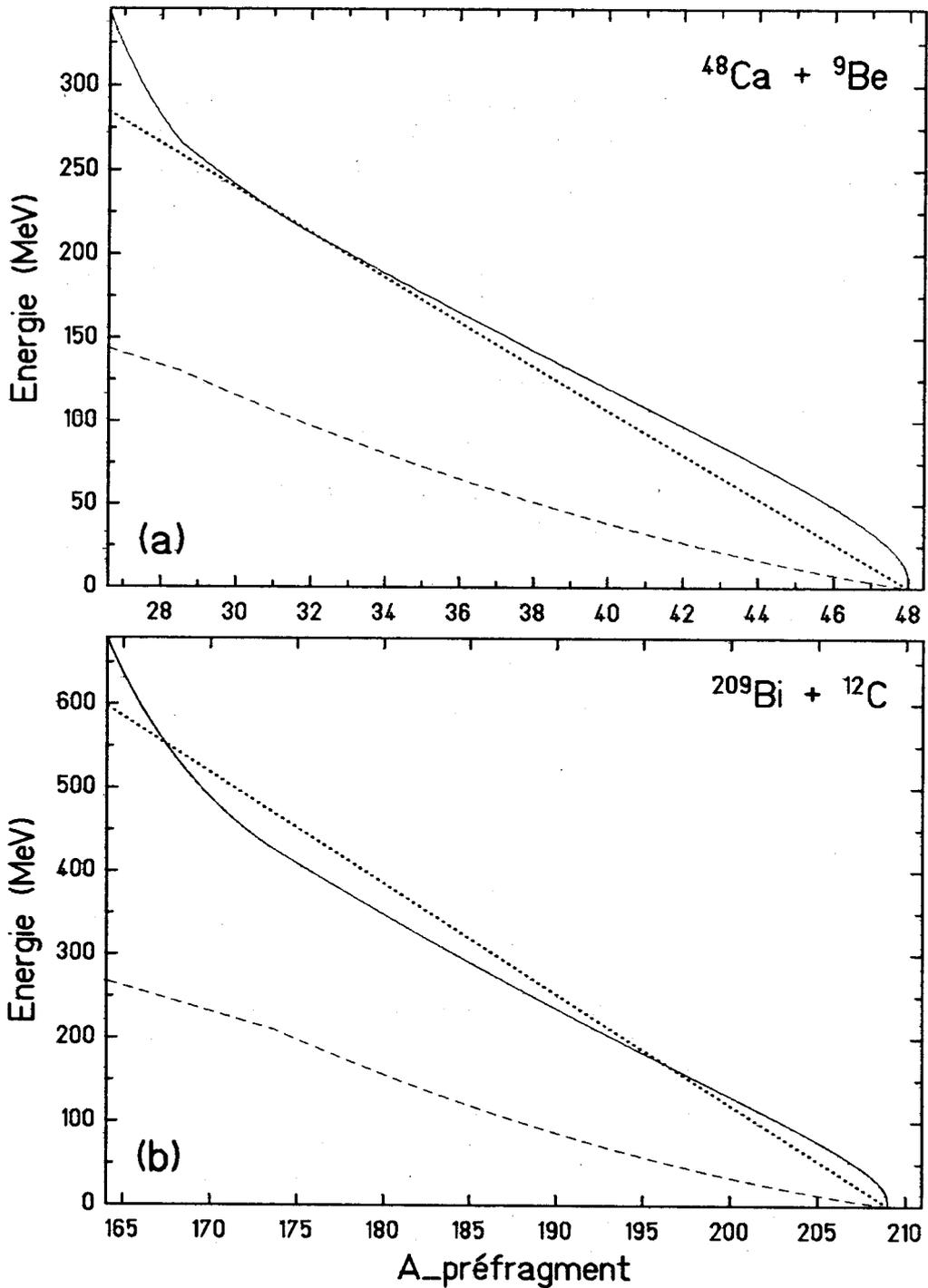


Figure 4.2: Energies d'excitation calculées par trois modèles différents en fonction de la masse du préfragment, et celles-ci respectivement pour deux systèmes différents : (a) $^{48}\text{Ca} + ^9\text{Be}$ et (b) $^{209}\text{Bi} + ^{12}\text{C}$. Les courbes ----, — et ···· représentent respectivement les calculs d'énergie d'excitation d'excès de surface du modèle géométrique d'abrasion [Bow73], les calculs d'une des versions du modèle étendu d'abrasion dans lequel une énergie d'excitation supplémentaire est déposée par friction (expression 3.9) [Wil87], et les calculs d'énergie moyenne d'excitation générée par la création des trous sur les différents niveaux à une particule en dessous de la surface de Fermi dans le puits de potentiel du noyau initial [ce travail].

après abrasion, intactes. Par ce fait, le préfragment garde à priori pratiquement le même espace géométrique que le noyau d'origine. Ceci suppose que le processus d'abrasion aux énergies relativistes est adiabatique. Pour s'en convaincre nous pro-

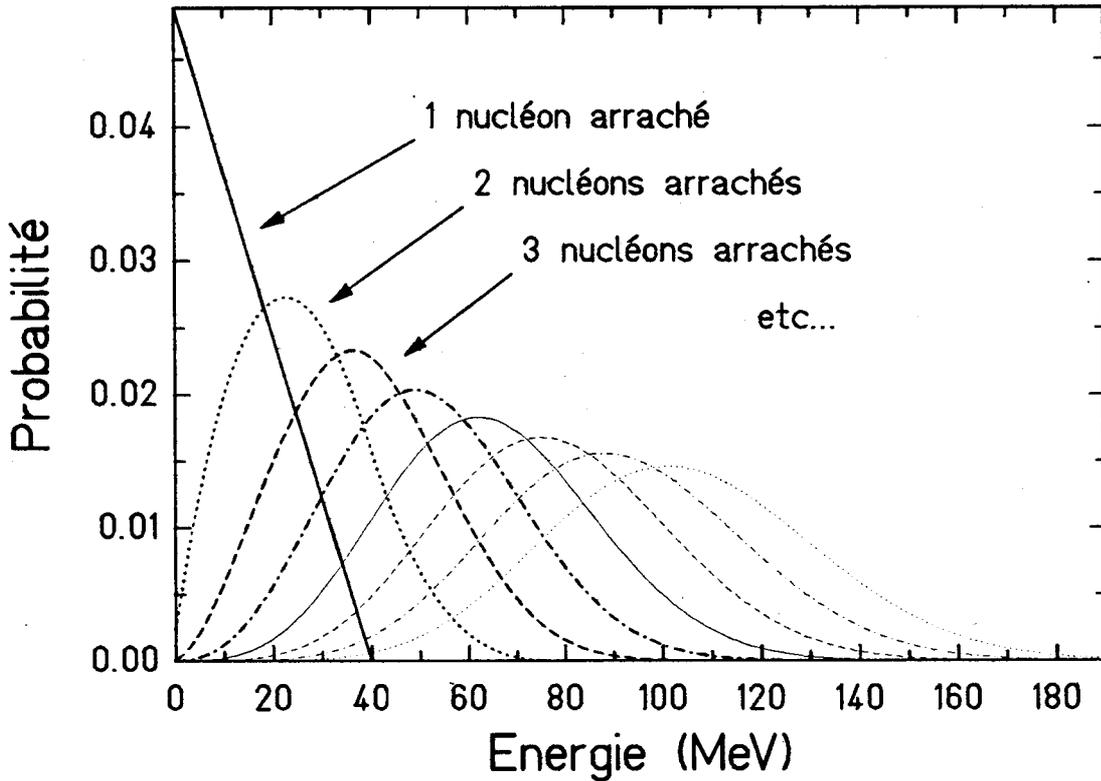


Figure 4.3: Distributions en énergie d'excitation pour différents préfragments dans le modèle d'énergie calculée par les niveaux vacants à une particule en dessous de la surface de Fermi dans le puits de potentiel du noyau initial [ce travail]. La densité de niveaux à une particule est prise proportionnelle à l'énergie [Sch82]. Ces distributions en énergie d'excitation sont celles des préfragments correspondant respectivement à des noyaux auxquels 1 à 8 nucléons ont été arrachés.

posons la démarche suivante : L'énergie d'excitation introduite par notre modèle est d'origine adiabatique. Si le processus dure, une partie de cette énergie est "thermalisée", c'est-à-dire qu'elle s'équilibre dans tout le volume du préfragment, ce qui modifie les orbites des nucléons du préfragment. Aussi nous proposons de calculer, pour des collisions périphériques aux énergies relativistes, la quantité d'énergie d'excitation qui s'équilibre par thermalisation dans le préfragment durant le processus d'abrasion. Un temps intrinsèque pour la thermalisation, également appelé

temps intrinsèque d'équilibration, est formulé par Nörenberg [Nör88] d'après des calculs de Bertsch [Ber78] comme suit :

$$\tau_{intr}(t) = 2 \cdot 10^{-22} \text{ MeV seconde} / \epsilon^*(t), \quad (4.1)$$

où ϵ^* est l'énergie d'excitation par nucléon du système en fonction du temps t . Afin de simplifier le calcul nous supposons, pour des collisions périphériques, donc pour des pertes faibles de masse, que l'énergie d'excitation par nucléon déposée dans le préfragment, durant le processus d'abrasion, est linéaire en fonction du temps, soit :

$$\epsilon^*(t) = C_1 t, \quad (4.2)$$

avec

$$C_1 = \frac{E'}{A' t_1}, \quad (4.3)$$

où E' et A' sont respectivement l'énergie d'excitation totale et la masse du préfragment juste après abrasion, et t_1 le temps de la coupure. L'expression du temps intrinsèque d'équilibration pour notre système devient donc :

$$\frac{1}{\tau_{intr}(t)} = C_2 t, \quad (4.4)$$

avec

$$C_2 = \frac{1}{2 \cdot 10^{-22} \text{ MeV seconde}} \frac{E'}{A' t_1}, \quad (4.5)$$

Aussi la variation en fonction du temps de l'énergie d'excitation par nucléon ϵ non thermalisée s'écrit :

$$\frac{d\epsilon}{dt} = C_1 - \frac{\epsilon}{\tau_{intr}}, \quad (4.6)$$

où le terme $-\epsilon/\tau_{intr}$ représente la fraction d'énergie disparaissant en énergie thermalisée. La résolution de l'équation 4.6 avec la condition à la limite $\epsilon(t=0) = 0$, conduit à l'expression suivante de l'énergie d'excitation par nucléon non thermalisée durant le processus d'abrasion :

$$\epsilon(t) = C_1 \left(\int_0^t \exp[0,5 C_2 t'^2] dt' \right) \exp[-0,5 C_2 t^2]. \quad (4.7)$$

Dans le tableau 4.1 sont reproduits les résultats de nos calculs obtenus pour différents systèmes. L'énergie d'excitation totale E' déposée dans le préfragment est calculée d'après notre nouveau modèle et le nombre de nucléon arraché au noyau projectile dépendant du paramètre d'impact b de la collision est calculé par le modèle géométrique d'abrasion. Le temps t_1 de la coupure, correspondant dans le référentiel du noyau projectile au temps de traversée du noyau cible de rayon R_c dans le noyau projectile de rayon R_p pour le paramètre d'impact de collision b , est calculé dans le cas des collisions périphériques par l'expression suivante :

$$t_1 = \frac{2 R_p}{v} \sin \left[\arccos \left[\frac{b - R_c}{R_p} \right] \right], \quad (4.8)$$

Projectile (énergie cinétique) + cible	A'	t_1 en seconde	$\epsilon^*(t_1)$ en MeV/uma	$\epsilon(t_1)$ en MeV/uma	f en %
^{48}Ca (1 GeV/uma) + ^9Be	46	$2,9 \cdot 10^{-23}$	0,578	0,562	2,7
^{48}Ca (1 GeV/uma) + ^9Be	38	$3,9 \cdot 10^{-23}$	3,495	2,799	19,9
^{100}Mo (1 GeV/uma) + ^{12}C	98	$3,2 \cdot 10^{-23}$	0,270	0,266	1,4
^{100}Mo (1 GeV/uma) + ^{12}C	90	$4,5 \cdot 10^{-23}$	1,481	1,327	10,4

Tableau 4.1: Résultats des calculs sur la détermination de la fraction d'énergie qui s'est équilibrée par thermalisation durant le processus de l'étape d'abrasion, pour quatre systèmes différents. A' est la masse du préfragment projectile après coupure, t_1 le temps de la coupure, donc de l'étape d'abrasion, $\epsilon^*(t_1)$ l'énergie d'excitation par nucléon introduite dans le noyau préfragment durant le processus d'abrasion, $\epsilon(t_1)$ l'énergie d'excitation par nucléon non thermalisée juste après abrasion, et f la fraction en pourcent d'énergie qui s'est équilibrée par thermalisation dans le noyau préfragment juste après abrasion. Pour les détails des calculs, voir le texte.

où v est la vitesse du noyau projectile par rapport au noyau cible et réciproquement.

Ainsi la fraction d'énergie d'excitation qui s'est thermalisée donc équilibrée dans le préfragment durant le processus d'abrasion est relativement faible pour des collisions périphériques aux énergies relativistes. Ce résultat justifie à posteriori les fondements de notre nouveau modèle : Le processus d'abrasion est un processus diabatique ne modifiant pas ou peu les trajectoires ou orbites des nucléons dans le préfragment.

Ce nouveau modèle de calcul de l'énergie d'excitation du préfragment a finalement trois avantages. D'une part il est relativement simple, d'autre part il est en accord avec l'exigence que l'abrasion est un processus diabatique. De plus il a une certaine homogénéité avec le modèle de la distribution en moment du fragment de Goldhaber [Gol74]. En effet, dans le modèle de Goldhaber, la largeur de la distribution en moment du fragment de masse K est calculée en prenant au hasard K moments microscopiques parmi les A moments microscopiques qui constituaient le moment total du noyau initial de masse A , égal à zéro dans le référentiel du noyau initial.

Il est bien évident que la formulation présentée ici de ce nouveau modèle représente une approximation du vrai processus physique, mais nous croyons que l'approche proposée est principalement plus adaptée et homogène à ce que nous connaissons de la fragmentation nucléaire que le sont les modèles précédents.

4.3 Approche statistique pour le moment angulaire du préfragment

Avec une approche statistique similaire à celle du modèle de Goldhaber [Gol74] sur le moment (quantité de mouvement) du fragment final, il est possible d'estimer, sans prendre en compte les contraintes de la mécanique quantique, le moment angulaire du préfragment.

Goldhaber obtient pour le fragment une distribution gaussienne et isotrope en moment, qui reflète le mouvement de Fermi des nucléons dans le noyau. Dans le modèle de ce dernier et en se plaçant dans le référentiel lié au projectile, le moment P du fragment est nul en moyenne seulement. Sa valeur quadratique moyenne, correspondant à l'écart quadratique moyen de la distribution en moment du fragment, a pour expression :

$$\langle P^2 \rangle = \langle p^2 \rangle \frac{A(A_p - A)}{A_p - 1}, \quad (4.9)$$

où A et A_p sont respectivement les nombres de masse du fragment et du noyau initial, et $\langle p^2 \rangle$ la valeur quadratique moyenne de la quantité de mouvement des nucléons dans le noyau. Dans le modèle de Fermi, $\langle p^2 \rangle$ est égale à $3p_F^2/5$, où p_F est le moment de Fermi. Expérimentalement, ce que nous mesurons c'est la projection du moment du fragment sur l'un des axes cartésiens. La quantité la plus facile à mesurer est la composante sur l'axe correspondant à la direction du projectile. Aussi pour la projection de la distribution en moment du fragment sur l'un des axes cartésiens, $\langle p^2 \rangle$, dans l'expression 4.9, est à remplacer par $\sigma_0^2 = \langle p^2 \rangle / 3$. Expérimentalement, σ_0 est trouvé constant, comme le prévoit la théorie, et inférieur de 10 % à la valeur théorique [Gol74]. Cet écart pourrait être dû à l'étape de désexcitation du préfragment par évaporation. En effet, Goldhaber ne différencie pas dans son modèle l'étape d'évaporation de l'étape d'abrasion. Après une coupure franche telle que celle de l'abrasion, nous nous attendons en effet à ce que la distribution en moment du noyau qui en résulte (le préfragment) reflète le mouvement de Fermi des nucléons dans le noyau. Par contre avec le processus d'évaporation, dans lequel une particule est émise avec une énergie cinétique en moyenne égale à deux fois la température du noyau (plus la barrière coulombienne effective dans le cas des particules chargées), la distribution en moment due au recul du noyau est plus étroite. W. Friedman propose un modèle plus élaboré [Fri83] en incluant des effets d'absorption et obtient des distributions en moment plus étroites que celle de la description de Goldhaber.

Ainsi, de la même façon, par un modèle classique statistique similaire, mais en se limitant au préfragment, la valeur quadratique moyenne du moment angulaire du préfragment, dans le référentiel lié au projectile, a pour expression :

$$\langle J^2 \rangle = \langle j^2 \rangle \frac{A'(A_p - A')}{A_p - 1}, \quad (4.10)$$

où A' et A_p sont respectivement les nombres de masse du préfragment et du noyau initial, et $\langle j^2 \rangle$ la valeur quadratique moyenne du moment angulaire des nucléons dans le noyau. D'après le modèle en couche, la valeur de $\langle j^2 \rangle$ est par exemple de $1,3\hbar^2$ pour le noyau ${}^8_8\text{O}$, de $4,4\hbar^2$ pour le noyau ${}^{48}_{20}\text{Ca}$, de $6,9\hbar^2$ pour le noyau ${}^{88}_{38}\text{Sr}$, de $9,8\hbar^2$ pour le noyau ${}^{138}_{56}\text{Ba}$, et de $13,3\hbar^2$ pour le noyau ${}^{208}_{82}\text{Pb}$. Aussi la racine carrée de la valeur quadratique moyenne du moment angulaire, $\sqrt{\langle J^2 \rangle}$, du préfragment ${}^{46}_{20}\text{Ca}$ issu du noyau ${}^{48}_{20}\text{Ca}$ est de $2,9\hbar$, celui du préfragment ${}^{84}_{36}\text{Kr}$ issu du noyau ${}^{88}_{38}\text{Sr}$ est de $5,2\hbar$, celui du préfragment ${}^{132}_{54}\text{Xe}$ issu du noyau ${}^{138}_{56}\text{Ba}$ est de $7,5\hbar$, et celui du préfragment ${}^{200}_{79}\text{Au}$ issu du noyau ${}^{208}_{82}\text{Pb}$ est de $10,1\hbar$. Dans notre estimation nous avons toutefois omis les contraintes de la mécanique quantique ainsi que l'anisotropie de la direction qui est explicitement utilisée pour la production de faisceaux secondaires polarisés [Asa90a, Asa90b].

Ainsi cette approche montre, pour des collisions périphériques, que les moments angulaires des préfragments sont de l'ordre de $3\hbar$ à $10\hbar$. Le processus d'évaporation qui conduit au fragment final, conserve en grande partie le moment angulaire du préfragment. Ceci puisque la barrière centrifuge favorise plutôt l'évaporation de particules de faibles moments angulaires.

4.4 Cheminement du processus d'évaporation traité comme un processus de diffusion

Nous proposons de prendre les probabilités d'émission de particules comme nouveaux poids statistiques pour le calcul des propriétés de la particule moyenne évaporée dans le processus d'évaporation du modèle de Campi et Hüfner.

L'émission d'une particule i lors du processus d'évaporation d'un noyau excité de nombre de neutrons N , de nombre de protons Z et d'énergie d'excitation E , est caractérisée par la largeur de sa transition d'émission Γ_i . Celle-ci peut se calculer à partir de la théorie statistique du modèle du noyau composé. Dans ce modèle le noyau joue le rôle du noyau composé, d'énergie d'excitation E , auquel nous attribuons un moment cinétique angulaire J . Les deux composantes après évaporation sont le noyau résiduel de moment cinétique angulaire S' et d'énergie d'excitation E' , et la particule émise i de spin s' , de moment cinétique orbital l' et d'énergie cinétique ϵ'_i . Les expressions de la mécanique quantique appropriées à l'émission de la particule i dans le cadre de la théorie statistique sont :

$$J = |\vec{I}' + \vec{l}'| \quad \text{avec} \quad \vec{I}' = \vec{S}' + \vec{s}', \quad (4.11)$$

et

$$\gamma_i(N, Z, J, E) = \sum_{l'=0}^{\infty} \sum_{l'=|l'-J|}^{l'+J} \sum_{s'=|l'-s'|}^{l'+s'} \int_0^{E'_{\text{max}}} T_i(N, Z, l', \epsilon'_i) \omega(N', Z', S', E') dE' \quad (4.12)$$

$$\text{avec } E = Q + E' + \epsilon'_i. \quad (4.13)$$

$\gamma_i(N, Z, J, E)$ correspond à toutes les possibilités pour le noyau composé de moment angulaire J à émettre la particule i . $\omega(N', Z', S', E')$ est la densité de niveaux du noyau résiduel à l'énergie d'excitation E' et de moment angulaire S' , $T_i(N, Z, l', \epsilon'_i)$ le coefficient de transmission de la particule émise avec une énergie cinétique ϵ'_i et un moment orbital l' , et Q l'énergie de séparation de la particule i du noyau composé. En supposant que la particule i est émise avec un moment orbital nul et d'autre part en sommant l'expression 4.12 sur tous les moments angulaires possibles du noyau composé, nous obtenons :

$$\Gamma_i(N, Z, E) \propto \sum_{J=0}^{J_{max}} \gamma_i(N, Z, J, E) = (2s' + 1) \int_0^{E'_{max}} T_i(N, Z, \epsilon'_i) \Omega(N', Z', E') dE' \quad (4.14)$$

où $\Omega(N', Z', E')$ est la densité d'états du noyau résiduel à l'énergie d'excitation E' . $\Gamma_i(N, Z, E)$ est appelé largeur de la transition du noyau "père" caractérisé par (N, Z, E) vers le noyau "fils" par émission de la particule i . Ainsi, suivant la théorie statistique, cette valeur est étroitement liée à la possibilité d'occuper l'espace des phases du noyau fils. La probabilité d'émission de la particule i est déterminée par :

$$W_i(N, Z, E) = \frac{\Gamma_i(N, Z, E)}{\Gamma(N, Z, E)}, \quad (4.15)$$

où $\Gamma(N, Z, E) = \sum_i \Gamma_i(N, Z, E)$ est la somme sur toutes les particules susceptibles d'être évaporées.

Dans ce qui suit nous nous restreignons à l'évaporation des neutrons, des protons et des particules alpha. Les probabilités $W_i(N, Z, E)$ où $i = n, p, \alpha$ se calculent facilement avec les rapports suivants :

$$\frac{\Gamma_p}{\Gamma_n}(N, Z, E) = \frac{\int_0^{E'_{1max}} T_p(N, Z, \epsilon'_p) \Omega(N, Z - 1, E'_1) dE'_1}{\int_0^{E'_{2max}} T_n(N, Z, \epsilon'_n) \Omega(N - 1, Z, E'_2) dE'_2} \quad (4.16)$$

$$\frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma_n}(N, Z, E) = \frac{\int_0^{E'_{3max}} T_\alpha(N, Z, \epsilon'_\alpha) \Omega(N - 2, Z - 2, E'_3) dE'_3}{2 \int_0^{E'_{2max}} T_n(N, Z, \epsilon'_n) \Omega(N - 1, Z, E'_2) dE'_2}, \quad (4.17)$$

et avec

$$E = S_p + E'_1 + \epsilon'_p = S_n + E'_2 + \epsilon'_n = S_\alpha + E'_3 + \epsilon'_\alpha, \quad (4.18)$$

où S_i avec $i = n, p, \alpha$ sont respectivement les énergies de séparation du dernier neutron, du dernier proton, des deux derniers neutrons et des deux derniers protons constituant une particule alpha. Ces expressions peuvent par approximation se simplifier. En effet la densité d'états croît en première approximation exponentiellement avec la racine carrée de l'énergie, aussi le rapport des intégrales sur les densités d'états est approximativement égal au rapport des densités d'états prises aux

énergies maximales. Le coefficient de transmission $T(N, Z, \epsilon'_i)$ dépend de l'énergie cinétique de la particule émise; l'énergie d'excitation du noyau résiduel est reliée à l'énergie cinétique de la particule émise par la relation 4.18. E et S_i étant fixes, l'énergie d'excitation maximum E'_{max} du noyau résiduel est donc égale à $E - S_i$, ce qui correspond à une énergie cinétique ϵ'_i nulle de la particule émise. Or le coefficient de transmission $T(\epsilon'_i = 0)$ est pratiquement nul pour cette valeur de l'énergie cinétique, mais croît rapidement de 0 à 1 pour une certaine valeur non nulle de l'énergie cinétique de la particule émise. Ainsi les expressions 4.16 et 4.17 équivalent aux rapports des densités d'états aux énergies $E - S_i - \bar{\epsilon}'_i$, où $\bar{\epsilon}'_i$ est l'énergie cinétique la plus probable de la particule. Celle-ci, par approximation, peut être prise égale à l'énergie moyenne $\langle \epsilon'_i \rangle$ qui correspond respectivement à $2t$, $2t + B_{p\,eff}$ et $2t + B_{\alpha\,eff}$ pour le neutron, le proton et la particule alpha. B_{eff} est la barrière coulombienne effective. Elle correspond à une barrière coulombienne réduite due à la transmission des particules par effet tunnel (effet pris en compte par le coefficient de transmission). t correspond à la température du noyau "père" prise égale à $\sqrt{E/\bar{a}}$ où \bar{a} est le facteur de densité d'états. Les expressions 4.16 et 4.17 équivalent donc respectivement à :

$$\frac{\Gamma_p}{\Gamma_n}(N, Z, E) = \frac{\Omega(N, Z - 1, E - S_p - B_{p\,eff} - 2t)}{\Omega(N - 1, Z, E - S_n - 2t)} \quad (4.19)$$

et

$$\frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma_n}(N, Z, E) = \frac{\Omega(N - 2, Z - 2, E - S_\alpha - B_{\alpha\,eff} - 2t)}{2 \Omega(N - 1, Z, E - S_n - 2t)} \quad (4.20)$$

$$\text{avec } t = \sqrt{\frac{E}{\bar{a}}} \quad (4.21)$$

Nous utilisons donc les probabilités d'émission du neutron, du proton, de la particule alpha comme nouveaux poids statistiques pour le calcul des valeurs moyennes α , ϵ , τ_1 et τ_2 du modèle d'évaporation de Campi et Hüfner. Nous rappelons que ces valeurs moyennes correspondent respectivement au nombre moyen de masse, à l'énergie moyenne, au nombre moyen d'excès de neutrons et à l'écart quadratique moyen du nombre d'excès de neutrons perdus par le système noyau caractérisé par (A, I, E) lors d'un pas du processus d'évaporation. Cependant, le fait d'utiliser ces probabilités d'émission de particules comme poids statistiques nous oblige à calculer les valeurs moyennes α_i , ϵ_i , τ_{1i} et τ_{2i} pour chaque pas du processus d'évaporation, où i symbolise le $i^{\text{ième}}$ pas du processus. Ainsi pour un système défini après le $(i - 1)^{\text{ième}}$ pas du processus d'évaporation par $(A_{i-1}, I_{i-1}, E_{i-1})$, les valeurs moyennes perdues par le système lors du $i^{\text{ième}}$ pas sont :

$$\alpha_i = \langle \Delta A \rangle_i = W_{n_i} 1 + W_{p_i} 1 + W_{\alpha_i} 4 \quad (4.22)$$

$$\epsilon_i = \langle \Delta E \rangle_i = W_{n_i} S_n(A_{i-1}, I_{i-1})$$

$$\begin{aligned}
& + W_{p_i} [S_p(A_{i-1}, I_{i-1}) + B_{p\text{ eff}}(A_{i-1}, I_{i-1})] \\
& + W_{\alpha_i} [S_\alpha(A_{i-1}, I_{i-1}) + B_{\alpha\text{ eff}}(A_{i-1}, I_{i-1})] \\
& + 2 \sqrt{E_{i-1}/\tilde{\alpha}(A_{i-1})}
\end{aligned} \tag{4.23}$$

$$\tau_{1i} = \langle \Delta I \rangle_i = W_{n_i} (+1) + W_{p_i} (-1) + W_{\alpha_i} 0 \tag{4.24}$$

$$\begin{aligned}
\tau_{2i} = \langle (\Delta I - \langle \Delta I \rangle_i)^2 \rangle_i = & W_{n_i} (1 - \langle \Delta I \rangle_i)^2 \\
& + W_{p_i} (-1 - \langle \Delta I \rangle_i)^2 \\
& + W_{\alpha_i} (0 - \langle \Delta I \rangle_i)^2
\end{aligned} \tag{4.25}$$

où $W_{j_i} = W_j(A_{i-1}, I_{i-1}, E_{i-1})$ avec $j = n, p, \alpha$, et le système après ce $i^{\text{ème}}$ pas est défini par (A_i, I_i, E_i) tel que :

$$A_i = A_{i-1} - \alpha_i \tag{4.26}$$

$$I_i = I_{i-1} - \tau_{1i} \tag{4.27}$$

$$E_i = E_{i-1} - \epsilon_i. \tag{4.28}$$

Ces valeurs moyennes dépendent donc des propriétés du noyau d'origine ainsi que du noyau obtenu après chaque pas du processus d'évaporation, c'est-à-dire du nombre de masse, du nombre de neutrons et de l'énergie d'excitation du noyau. Elles prennent donc des valeurs différentes des valeurs moyennes fixes du modèle de Campi et Hüfner. Le tableau 4.2 montre ces valeurs moyennes calculées pour quelques noyaux différents et également à des énergies d'excitation différentes, ainsi que les valeurs moyennes fixes du modèle d'origine.

Entre autres, le nombre moyen d'excès de neutrons de la particule moyenne évaporée, calculé à partir des probabilités d'émission, est très différent suivant que le noyau est ^{48}Ca ou ^{40}Ca , et varie également en fonction de l'énergie d'excitation du noyau (voir tableau 4.2). Ce nombre moyen d'excès de neutrons perdus à chaque pas du processus d'évaporation est très important puisqu'il détermine la direction prise par le noyau dans le processus d'évaporation, c'est-à-dire si le noyau se désexcite en un noyau plus riche ou en un noyau moins riche en neutrons.

En tenant compte de ces nouvelles valeurs moyennes α_i , ϵ_i , τ_{1i} et τ_{2i} , calculées à partir des probabilités d'émission comme nouveau poids statistique, le modèle basé sur le processus de diffusion devient le suivant : La masse A du fragment final après évaporation est reliée à la masse A' du préfragment par :

$$A = A' - \sum_{i=1}^{i_{\text{max}}} \alpha_i \tag{4.29}$$

où i_{max} est déterminé par la relation :

$$E' - E_t < \sum_{i=1}^{i_{\text{max}}} \epsilon_i \leq E' , \tag{4.30}$$

Noyau (énergie d'excitation)	Valeurs moyennes du 1 ^{er} pas ($i = 1$) du nouveau modèle			
	α_i	ϵ_i	τ_{1i}	τ_{2i}
⁴⁸ Ca (200 MeV)	1,05	16,41	0,69	0,51
⁴⁸ Ca (150 MeV)	1,05	15,26	0,76	0,42
⁴⁸ Ca (100 MeV)	1,04	13,90	0,84	0,28
⁴⁸ Ca (50 MeV)	1,02	12,07	0,95	0,09
⁴² Ca (50 MeV)	1,16	10,80	-0,10	0,94
⁴⁰ Ca (50 MeV)	1,14	8,03	-0,65	0,53
Noyau (énergie d'excitation)	Valeurs moyennes fixes du modèle de Campi et Hüfner			
	α	ϵ	τ_1	τ_2
- (-)	1,6	20	0	0,8

Tableau 4.2: Valeurs des propriétés de la particule moyenne évaporée lors du premier pas ($i = 1$) du processus d'évaporation du nouveau modèle, ainsi que celles fixes du modèle de Campi et Hüfner. Ces valeurs sont calculées pour différents noyaux et à différentes énergies d'excitation. $\alpha_{(i)}$ est le nombre moyen de nucléons, $\epsilon_{(i)}$ l'énergie moyenne, $\tau_{1(i)}$ le nombre moyen d'excès de neutrons, et $\tau_{2(i)}$ l'écart quadratique moyen du nombre d'excès de neutrons de la particule moyenne évaporée.

où E_i est l'énergie seuil minimale d'évaporation des particules du noyau final.

La gaussienne, résultat du processus de diffusion et également facteur mémoire de l'expression 3.20 de la section efficace isobarique (c'est-à-dire pour A fixe) du modèle de Campi et Hüfner, devient :

$$\exp \frac{- \left[I - (I' - \sum_{i=1}^{i_{max}} \tau_{1i}) \right]^2}{2 \sum_{i=1}^{i_{max}} \tau_{2i}} \quad (4.31)$$

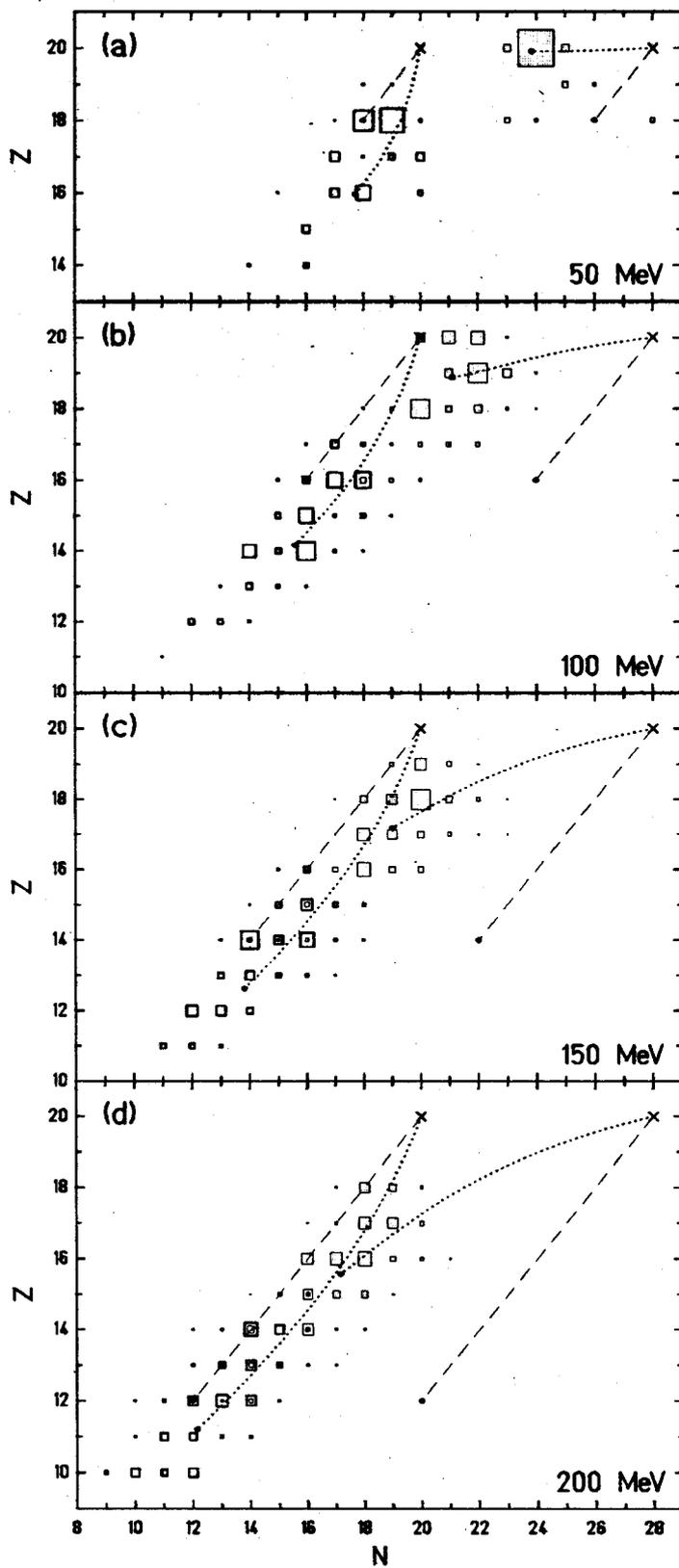
où I et I' sont respectivement les excès de neutrons du fragment final et du préfragment. Cette gaussienne est le résultat des produits de convolution des différentes contributions élémentaires de moment d'ordre un égale à τ_{1i} et de moment central d'ordre deux égale à τ_{2i} où i varie de 1 à i_{max} . Le reste de l'expression 3.20 est conservé, tel que le facteur de densité d'états qui détermine le couloir des résidus à l'équilibre. Avec cette nouvelle expression, le noyau excité brûlant son énergie d'excitation par évaporation converge très vite, grâce au nouveau processus de diffusion, vers le couloir des résidus à l'équilibre.

Nous avons comparé ce nouveau modèle d'évaporation, ainsi que celui de Campi

et Hüfner, à un modèle d'évaporation statistique. La figure 4.4 synthétise les calculs issus de ces trois modèles. Pour cela nous avons considéré deux noyaux, ^{40}Ca et ^{48}Ca , à quatre énergies d'excitation différentes, 50 MeV, 100 MeV, 150 MeV et 200 MeV. Les résultats des calculs sont donc les distributions des fragments finals après évaporation. Aussi seul le processus d'évaporation est mis en jeu. Les calculs du modèle d'évaporation de Campi et Hüfner sont déterminés par les équations 3.20 et 3.21, ceux du nouveau modèle d'évaporation par l'équation 3.20 dans laquelle le facteur mémoire est remplacé par le nouveau facteur mémoire 4.31, et par les relations 4.29 et 4.30. Les distributions statistiques sont obtenues à partir du programme CODEX [Gol86]. Ce dernier est un programme classique du type Monte-Carlo traitant l'évaporation de façon statistique à partir du modèle du noyau composé. La direction d'évaporation du nouveau modèle coïncide bien avec celle du modèle d'évaporation statistique. Nous constatons également que les calculs de ces deux modèles convergent vers un couloir commun (couloir des résidus à l'équilibre). Par contre les calculs du modèle d'évaporation de Campi et Hüfner ne permettent pas aux fragments résultants des noyaux excités ^{40}Ca et ^{48}Ca de converger vers un couloir commun. L'existence du couloir unique de résidus à l'équilibre est un fait observé expérimentalement, ainsi nous pensons avoir apporté une correction essentielle au modèle d'évaporation de Campi et Hüfner.

4.5 Structures microscopiques dans les densités d'états

L'observation expérimentale montre qu'il y a correspondance étroite entre les corrections microscopiques des masses (donc des énergies de liaison) des noyaux dans leur état fondamental et celles des densités d'états des noyaux. Les figures 4.5, 4.6 et 4.7 illustrent cette corrélation. La première illustre celle des corrections microscopiques (corrections de couche et d'appariement) observées pour des noyaux légers, la seconde celle des corrections de couche pour des noyaux lourds, et la dernière celle des corrections dues à l'appariement pour ces noyaux lourds. Comme noyaux légers nous avons choisi les noyaux tels que $A/Z = 2$ du C à Ar permettant ainsi d'observer non seulement la structure due à l'appariement mais également celle de couche du nombre magique 8 et éventuellement 14. Pour les corrections de couche dans les noyaux lourds, nous avons choisi les isotopes de deux éléments, ^{36}Kr et ^{42}Mo , dont les nombres de neutrons sont respectivement inférieurs et supérieurs au nombre magique 50. De plus nous avons pris un isotope sur deux afin de ne pas tenir compte des effets d'appariement. Par contre, pour les corrections dues à l'appariement dans les noyaux lourds, nous avons pris les isotopes de masses paires et impaires de l'élément ^{36}Kr là où les corrections de couche nous ont paru les moins prononcées. Sur ces figures sont représentées d'une part les corrections microscopiques expérimentales des masses des noyaux dans leur état fondamental, et d'autre part les énergies d'excitation expérimentales nécessaires pour obtenir le 2^{ème}



niveau, le 21^{ème} niveau, et également sur la figure 4.7 celles pour obtenir le 44^{ème} niveau et sur la la figure 4.5 celles des 60^{ème}, 93^{ème} et 151^{ème} niveaux. Les corrections microscopiques expérimentales des masses sont obtenues par les différences entre les masses expérimentales [Wap85] et les masses du modèle de la goutte liquide calculées dans le cas présent d'après le modèle semi-empirique de la goutte liquide paramétrisé par Myers et Swiatecki [Mye66] (voir l'appendice A.5). Les énergies expérimentales d'excitation des différents noyaux sont celles des tables de spectroscopie [Koc74, End78, Mül79, Luk80, Sin80, Sin81, Gel82, Mül82, Sin82a, Sin82b, Ajz83, Mül83, Bla84, Sin84, Ajz85, Mül85a, Mül85b, Ajz86a, Ajz86b, Mül87, Sin87, Mül88] correspondant respectivement aux différents niveaux mentionnés juste précédemment et comptés à partir des états d'énergie, états fondamentaux inclus, en tenant compte des dégénérescences de ces états introduites par les moments cinétiques angulaires. Ces énergies expérimentales d'excitation sont, sur les figures 4.5, 4.6 et 4.7, additionnées aux corrections microscopiques des masses des noyaux. Les 21^{ème}, 44^{ème} et 60^{ème} niveaux correspondent respectivement au dernier niveau expérimental pouvant être compté pour l'ensemble des noyaux représentés sur les figures 4.5, 4.6 et 4.7. Les 93^{ème} et 151^{ème} niveaux peuvent seulement être comptés pour certains noyaux parmi les noyaux légers choisis. Nous constatons d'après ces figures que la structure des énergies d'excitation des noyaux nécessaires pour obtenir un $i^{\text{ème}}$ niveau compense de manière plus ou moins prononcée la structure microscopique des masses des noyaux. Expérimentalement, la structure microscopique des noyaux dans leur état fondamental s'efface lorsque la valeur du niveau croît. En d'autre terme, il y a destruction des effets microscopiques dans les densités d'états lorsque l'énergie croît. D'après la figure 4.5, l'essentiel de la structure microscopique des noyaux légers est détruit dès le 21^{ème} niveau. Cependant une structure persiste au-delà de ce niveau, donc pour des énergies d'excitations plus élevées. Cette structure ne peut que provenir des effets d'appariement dans les noyaux. Nous observons donc une structure "fine" due aux effets d'appariement dans les noyaux

Figure 4.4: Synthèse sur des cartes bidimensionnelles (N,Z) des calculs d'évaporation de trois modèles pour deux noyaux, ^{40}Ca et ^{48}Ca , à quatre énergies d'excitation différentes, (a) 50 MeV, (b) 100 MeV, (c) 150 MeV, (d) 200 MeV. Les deux \times représentent respectivement les noyaux ^{40}Ca et ^{48}Ca . Les courbes ---- représentent les cheminements du processus d'évaporation du modèle de Campi et Hüfner [Cam81], les courbes celles du modèle modifié [ce travail]. Les \bullet au bout de ces courbes correspondent donc aux centroïdes des distributions isobariques finales. Les différents carrés aux contours plus et moins prononcés représentent les distributions statistiques finales calculées à partir du modèle statistique respectivement pour les noyaux excités ^{40}Ca et ^{48}Ca . La statistique de chacune de ces distributions est de mille points et la surface de chaque carré est proportionnel à son nombre de points.

légers excités, qui semble se conserver à des énergies relativement élevées. Nous remarquons d'autre part, d'après cette même figure, que la structure de couche des nombres magiques 8 et 14 est absorbée par la structure due à l'appariement. En ce qui concerne l'appariement, il en est de même, d'après la figure 4.7, pour les noy-

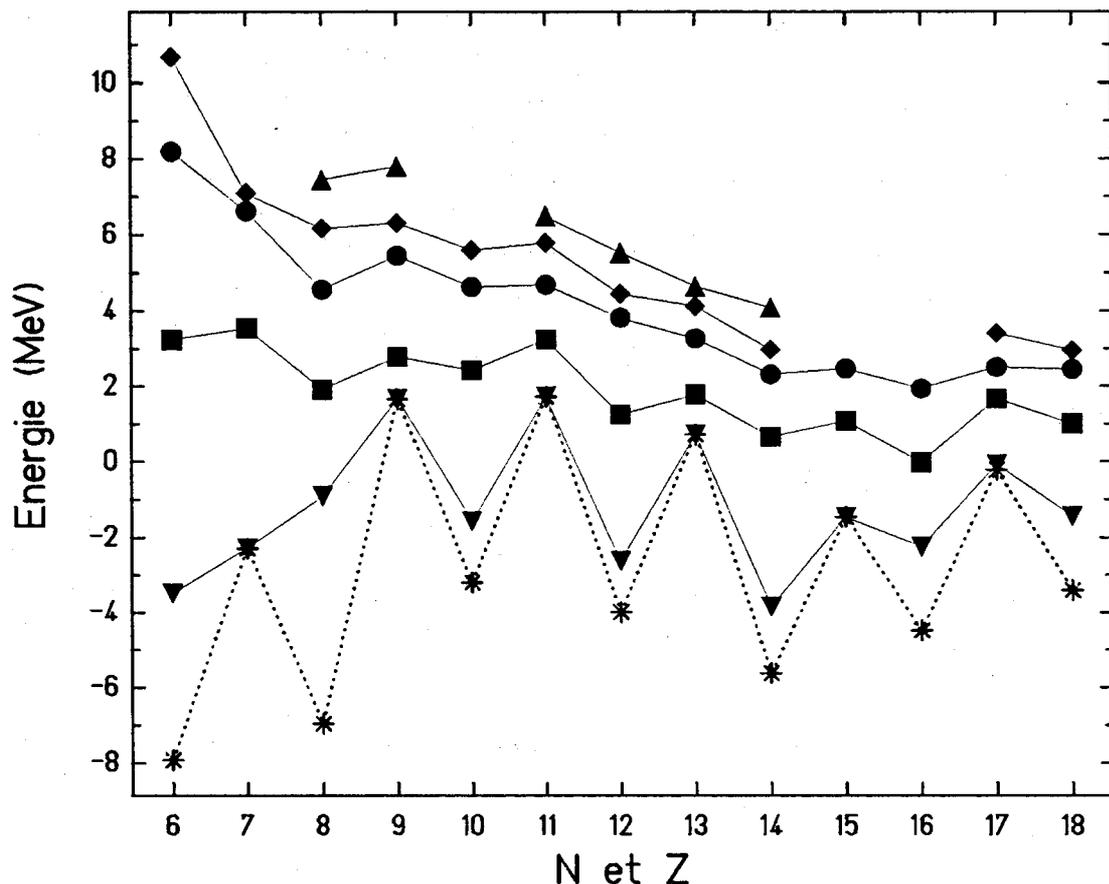


Figure 4.5: Représentation des corrections microscopiques expérimentales des masses et des densités d'états des noyaux légers de masse paire. Ces noyaux sont ceux tels que $A/Z = 2$ du carbone à l'argon. Les corrections microscopiques expérimentales des masses (*) des noyaux dans leur état fondamental sont obtenues par les différences entre les masses expérimentales [Wap85] et les masses du modèle de la goutte liquide de Myers et Swiatecki [Mye66]. A ces corrections microscopiques sont respectivement additionnées les énergies d'excitation expérimentales des 2^{ème} (▼), 21^{ème} (■), 60^{ème} (●) et parfois des 93^{ème} (◆) et 151^{ème} (▲) niveaux des tables de spectroscopie [End78, Ajz83, Ajz85, Ajz86a, Ajz86b]. Les lignes et — servent seulement de guide pour les yeux.

aux plus lourds. La structure due à l'appariement est effacée dès le 44^{ème} niveau, ce qui correspond à des énergies d'excitation faibles. Cependant nous n'avons pas à notre disponibilité suffisamment de données expérimentales pour observer si une

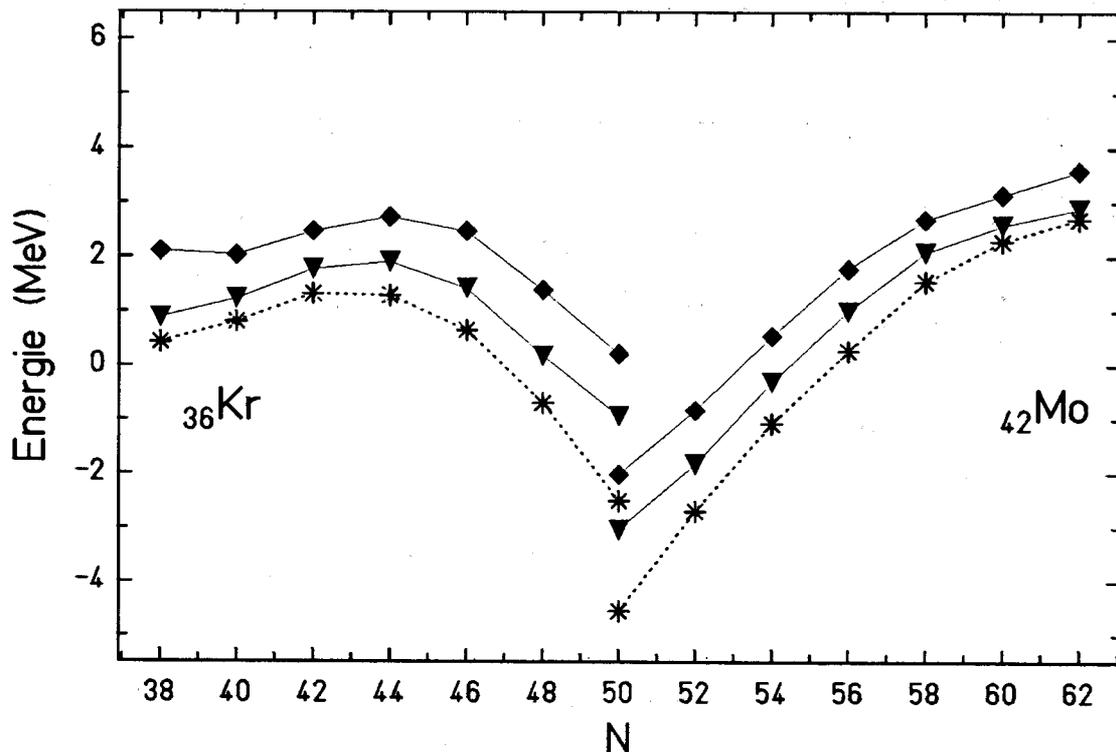


Figure 4.6: Représentation des corrections de couche expérimentales des masses et des densités d'états des isotopes du ${}_{36}\text{Kr}$ et ${}_{42}\text{Mo}$. Les nombres de neutrons de ces deux isotopes sont respectivement inférieurs et supérieurs au nombre magique 50. Seulement un isotope sur deux est représenté afin de ne pas prendre en compte la structure due à l'appariement. Les corrections microscopiques expérimentales des masses (*) des noyaux dans leur état fondamental sont obtenues par les différences entre les masses expérimentales [Wap85] et les masses du modèle de la goutte liquide de Myers et Swiatecki [Mye66]. A ces corrections microscopiques sont respectivement additionnées les énergies d'excitation expérimentales des 2^{ème} (▼) et 21^{ème} (◆) niveaux des tables de spectroscopie [Koc74, Mül79, Luk80, Sin81, Gel82, Mül82, Sin82a, Mül83, Bla84, Sin84, Mül85a, Mül87, Sin87, Mül88]. Les lignes et — servent seulement de guide pour les yeux.

structure fine, telle que celle observée pour les noyaux légers, existe pour les noyaux lourds à des énergies plus élevées. Contrairement à la structure due à l'appariement,

l'effacement de la structure de couche du nombre magique 50, lorsque l'énergie croît, se réalise, d'après la figure 4.6, de manière beaucoup plus lente.

De nombreux modèles numériques, utilisant les versions les plus réalistes du modèle de la densité de niveaux à une particule, incorporent ainsi les effets microscopiques dans les densités d'états des noyaux (pour une revue de ces modèles

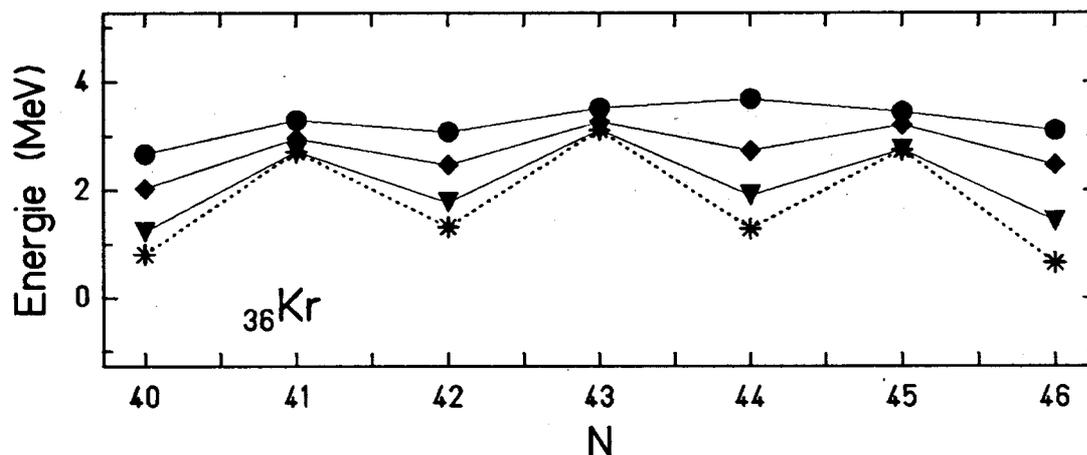


Figure 4.7: Représentation des corrections expérimentales des effets d'appariement des masses et des densités d'états des isotopes du ${}_{36}\text{Kr}$. Ces isotopes sont des noyaux de masses paires et impaires là où les corrections de couche nous ont paru les moins prononcées. Les corrections microscopiques expérimentales des masses (*) des noyaux dans leur état fondamental sont obtenues par les différences entre les masses expérimentales [Wap85] et les masses du modèle de la goutte liquide de Myers et Swiatecki [Mye66]. A ces corrections microscopiques sont respectivement additionnées les énergies d'excitation expérimentales des 2^{ième} (▼), 21^{ième} (◆) et 44^{ième} (●) niveaux des tables de spectroscopie [Sin80, Sin81, Sin82a, Sin82b, Sin84, Mül85b, Mül87]. Les lignes et — servent seulement de guide pour les yeux.

voir la référence [Hui72]). Un effacement progressif des effets de couche en fonction de l'énergie d'excitation ressort de ces modèles numériques [Hui72, Mor73]. Ignatyuk et al. [Ign75] prédisent une diminution exponentielle des corrections de couche avec l'énergie d'excitation. Les densités d'états de ces modèles sont souvent comparées et en accord avec celles déduites expérimentalement [Bel86] à l'énergie de séparation du dernier neutron en comptant les résonances neutroniques comprises dans un certain intervalle en énergie. Ces modèles numériques prédisent également une destruction avec l'énergie des effets d'appariement, mais de manière beaucoup plus rapide, ainsi qu'une disparition complète de l'appariement entre les nucléons

identiques du noyau au-dessus d'une énergie critique. Ce dernier point est décrit par exemple par la théorie BCS [Bar57], originalement développée pour des systèmes infinis dans le cadre de la supraconductivité, et appliquée par Bohr, Mottelson et Pines [Boh58] aux noyaux de dimension finie. De même que nous observons et calculons une transition de phase du supraconducteur vers un conducteur normal pour un champ magnétique suffisamment élevé et une température croissante, il a été calculé pour la matière nucléaire superfluide que l'appariement entre nucléons disparaît pour des moments angulaires élevés et également de manière relativement brutale lorsque la température croît. Cependant, Ignatuyk et al. [Ign74], en utilisant un modèle de thermodynamique statistique pour un nombre fini de quasiparticules, et également Egido et al. [Egi85], en introduisant des fluctuations dans une théorie du champ moyen (formalisme Hartree-Fock-Bogoliubov), ont trouvé que la transition brutale de phase superfluide - état normal, pour des systèmes finis, disparaît considérablement. Il y aurait donc encore appariement entre des nucléons identiques à des températures élevées.

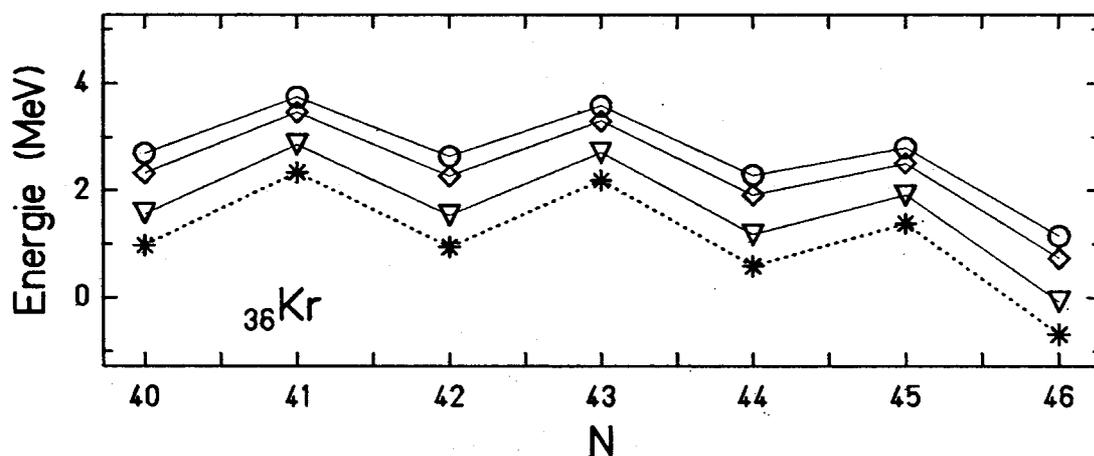


Figure 4.8: Représentation des corrections calculées des effets d'appariement des masses et des densités d'états des isotopes du ${}_{36}\text{Kr}$. Les corrections microscopiques des masses (*) des noyaux dans leur état fondamental sont calculées avec le modèle de masse de Myers et Swiatecki [Mye66]. A ces corrections microscopiques sont respectivement additionnées les énergies d'excitation des 2^{ème} (▽), 21^{ème} (◇) et 44^{ème} (○) niveaux calculées avec le modèle de densité d'états de Schmidt et al. [Sch82]. Les lignes et — servent seulement de guide pour les yeux. Ces valeurs calculées sont à comparer aux données expérimentales de la figure 4.7.

Pour reproduire les structures expérimentales montrées sur les figures 4.5, 4.6 et 4.7, nous utiliserons, par souci de simplification, un modèle analytique de den-

sité d'états. Ce modèle est celui de Schmidt et al. [Sch82], qui guidés à partir de calculs microscopiques, proposent une expression analytique des corrections microscopiques de la densité d'états du noyau corrélant ces dernières à celles de la masse. Cependant la dépendance avec l'énergie de la structure d'appariement est mal reproduite. La figure 4.8 montre que ce modèle efface de manière beaucoup trop lente, par rapport aux données expérimentales de la figure 4.7, la structure d'appariement de l'état fondamental des noyaux. Aussi nous nous sommes inspirés, pour les différences entre noyaux impair-impair, A-impair et pair-pair, du modèle d'Ignatyuk et al. [Ign79], qui introduit respectivement, dans l'énergie effective de la densité d'états, pour les noyaux A-impair et pair-pair (le noyau impair-impair étant celui de référence) un intervalle en énergie de $-\Delta_0$ et de $-2\Delta_0$. Δ_0 est le paramètre du "gap" en énergie de la structure d'appariement des masses. Ce modèle détruit donc toute structure due à l'appariement dès les premiers niveaux des noyaux. La figure 4.9 montre les résultats des calculs de ce modèle pour les noyaux légers. Une structure résiduelle due à l'appariement est cependant expérimentalement observée aux différents niveaux (voir figure 4.5). Nous avons introduit cette structure dans le modèle d'Ignatyuk, avec l'aide de l'auteur, en modifiant les intervalles en énergie, dans l'énergie effective de la densité d'états, entre les noyaux de parité différente. Nous présentons maintenant l'expression du nouveau modèle analytique de la densité d'états.

Sans correction microscopique, notre modèle est le modèle équidistant. Dans ce dernier les niveaux à une particule sont équidistants et non dégénérés. La densité d'états d'un système composé de deux sortes de particules, telles que les neutrons et les protons d'un noyau, est donnée par la formule analytique suivante :

$$\Omega(E) = \frac{\sqrt{\pi} \exp(S)}{12 E^{5/4} \tilde{a}^{1/4}}, \quad (4.32)$$

où l'entropie S équivaut à $2\sqrt{\tilde{a}E}$. Le paramètre de la densité d'états est $\tilde{a} = 1/6 \pi^2 g$ où g est la densité de niveaux à une particule. Cette expression est seulement une approximation de la densité d'états d'un gaz de Fermi. En effet, dans un gaz de Fermi, la densité de niveaux g à une particule croît approximativement avec la racine carrée de l'énergie cinétique de la particule, alors que dans le modèle présent celle-ci est une constante. Cette simple expression possède cependant une singularité à $E = 0$. Aussi, aux basses énergies d'excitation, nous utiliserons les expressions d'un gaz de Fermi non interactif proposées par Grossjean et Feldmeier [Gro85] qui permettent de lever cette singularité en $E^{-5/4}$.

Le paramètre de la densité d'états \tilde{a} est calculé à partir d'une expression prenant en compte la zone de diffusivité à la surface du noyau [Tök81]. Pour ce calcul nous considérerons les noyaux tous sphériques, aussi cette expression s'écrit :

$$\tilde{a} \simeq \frac{A}{14,61} (1 + 3,114 A^{-1/3} + 5,626 A^{-2/3}) \text{ MeV}^{-1}, \quad (4.33)$$

où A est la masse du noyau. \tilde{a} varie donc de $4,92 \text{ MeV}^{-1}$ (pour $A = 27$) à $24,77 \text{ MeV}^{-1}$ (pour $A = 216$). L'expression 4.33 devrait contribuer à de meilleurs résultats lors de son application que la valeur empirique bien connue $A/8,5 \text{ MeV}^{-1}$ obtenue pour des noyaux lourds.

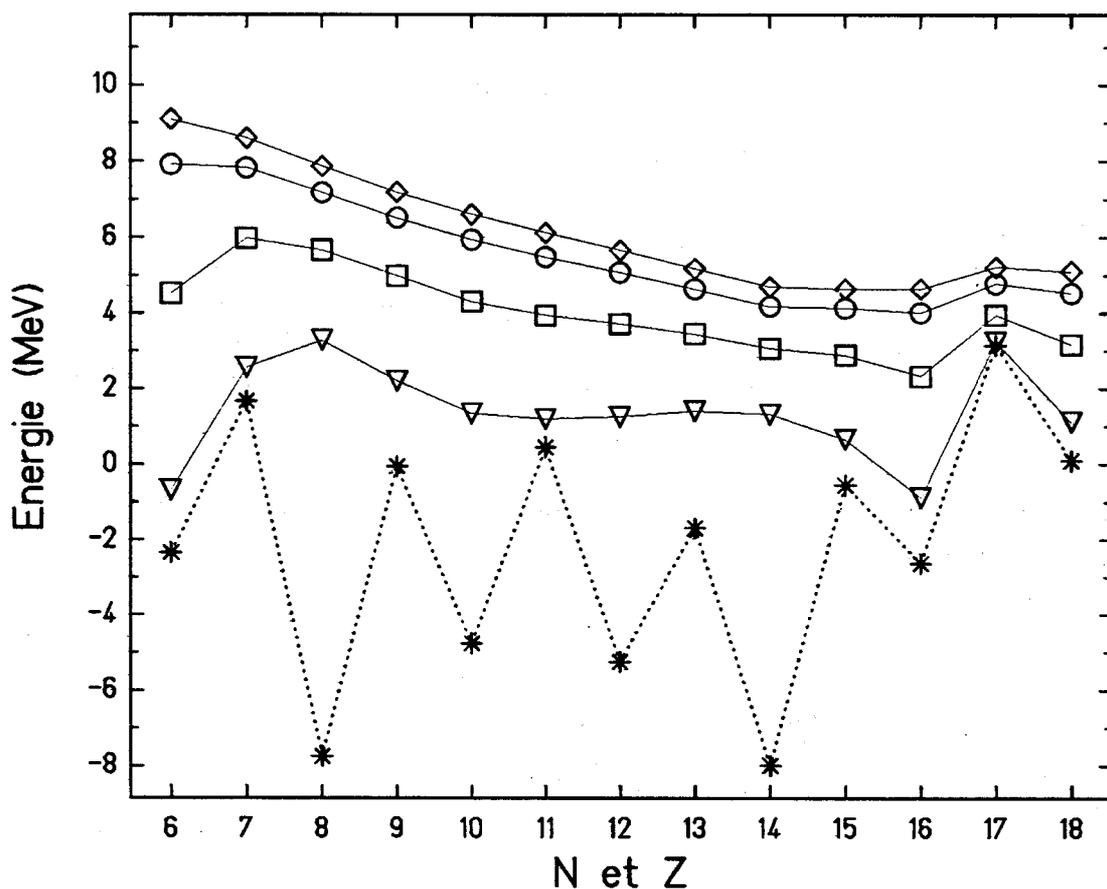


Figure 4.9: Représentation des corrections microscopiques calculées des masses et des densités d'états des noyaux légers de masse paire. Les corrections microscopiques des masses (*) des noyaux dans leur état fondamental sont calculées avec le modèle de masse de Myers et Swiatecki [Mye66]. A ces corrections microscopiques sont respectivement additionnées les énergies d'excitation des 2^{ème} (▽), 21^{ème} (□), 60^{ème} (○) et 93^{ème} (◇) niveaux calculées avec le modèle de densité d'états d'Ignatuyk et al. [Ign75, Ign79]. Les lignes et — servent seulement de guide pour les yeux. Ces valeurs calculées sont à comparer aux données expérimentales de la figure 4.5.

Les corrections microscopiques sont introduites dans l'expression de la densité

d'états 4.32 en remplaçant l'expression précédente de l'entropie S par :

$$S = 2 \sqrt{\tilde{\alpha} (E^* + U' f(E^*) - \delta' h(E^*))}, \quad (4.34)$$

où U' est la correction de couche de l'énergie de liaison du noyau dans son état fondamental, et δ' est égale à $2\Delta_0$, Δ_0 étant le "gap" en énergie de la structure d'appariement des masses. E^* est l'énergie effective de la densité d'états définie comme suit [Ign90] :

$$\begin{aligned} E^* &= E && \text{pour un noyau pair-pair} \\ &= E + \Delta_0 - \delta'' && \text{pour un noyau A-impair} \\ &= E + 2\Delta_0 - 2\delta'' && \text{pour un noyau impair-impair,} \end{aligned}$$

où δ'' est notre paramètre introduisant une structure fine d'appariement. L'expression utilisée des corrections de couche U' est présentée dans l'appendice A.5 avec la formule de masse de Myers et Swiatecki, et le paramètre Δ_0 est pris égal en MeV à $12/\sqrt{A}$. Les dépendances en énergie des corrections microscopiques de la densité d'états sont déterminées par les fonctions $f(E^*)$ et $h(E^*)$. La fonction $f(E^*)$ a pour expression [Ign75] :

$$f(E^*) = 1 - \exp(-\gamma E^*), \quad (4.35)$$

où le paramètre γ est relié au paramètre de la densité d'états $\tilde{\alpha}$ à l'aide de calculs microscopiques comme suit [Sch82] :

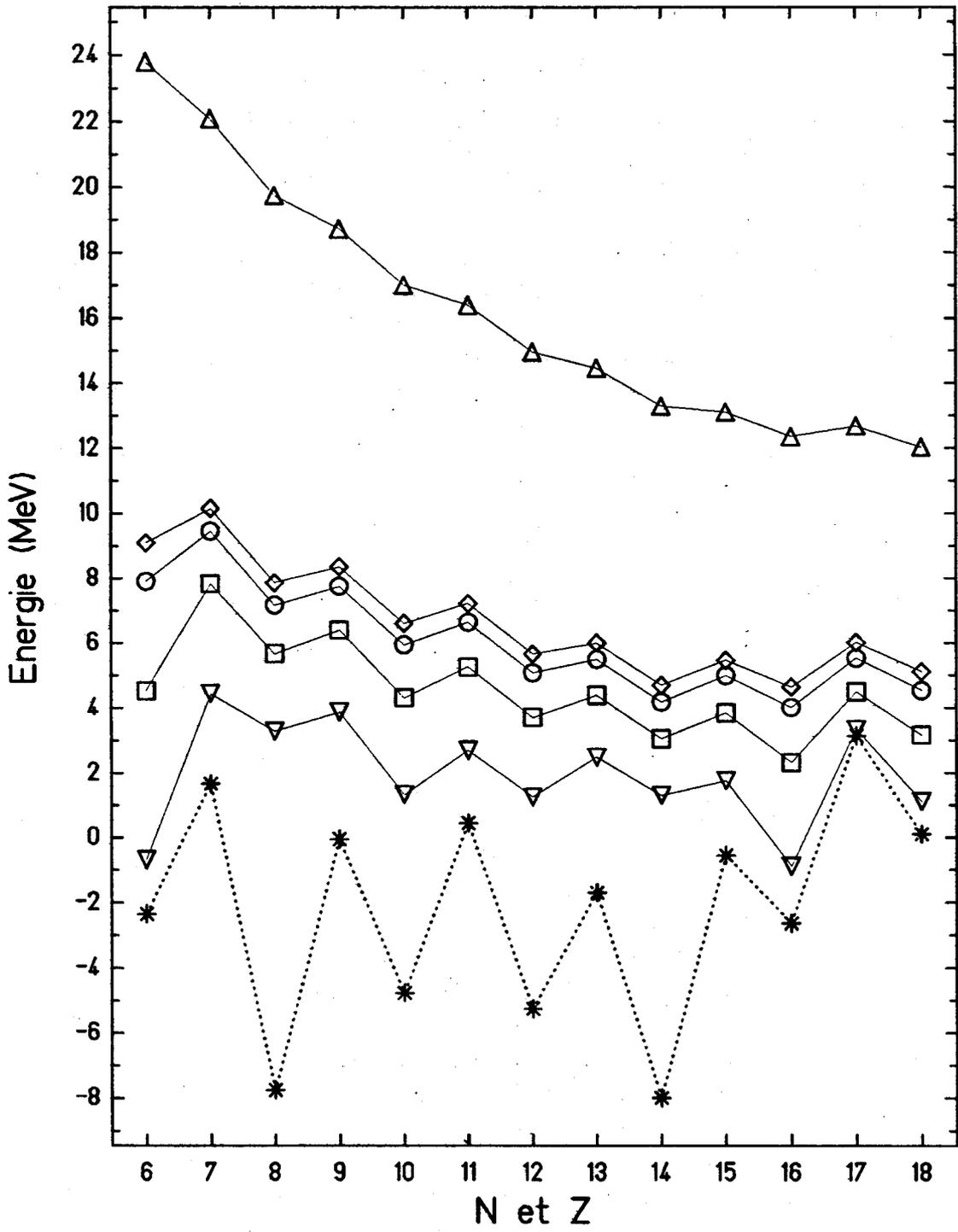
$$\frac{1}{\gamma} \simeq 0,4 \frac{A^{4/3}}{\tilde{\alpha}}. \quad (4.36)$$

La fonction $h(E^*)$ a pour expression [Ign79] :

$$\begin{aligned} h(E^*) &= E^*/2\Delta_0 + (1 - E_c/2\Delta_0) E^{*2}/E_c^2 && \text{pour } E^* < E_c \\ &= 1 && \text{pour } E^* \geq E_c, \end{aligned}$$

où E_c est l'énergie critique de la transition de phase superfluide - état normal. Cette énergie critique est prise égale à 10 MeV [Ign77].

Figure 4.10: Mêmes calculs, représentés sur la figure par les mêmes symboles, que ceux de la figure 4.9, pour lesquels le modèle de densité d'états d'Ignatuyk et al. [Ign75, Ign79] a été modifié en incluant une structure fine d'appariement [ce travail]. Les calculs des énergies d'excitation du $3 \cdot 10^4$ ^{ième} (Δ) niveau sont de plus représentées sur cette figure, toujours additionnées aux corrections microscopiques des masses. Les lignes \cdots et --- servent seulement de guide pour les yeux. Ces valeurs calculées sont à comparer aux données expérimentales de la figure 4.5.



Le paramètre δ'' a pour expression en MeV :

$$\delta'' = 28 h'(E)/A^{1.1}, \quad (4.37)$$

dans laquelle la fonction $h'(E)$ dépendant de l'énergie a l'expression suivante :

$$h'(E) = \exp(-E/E_c). \quad (4.38)$$

La décroissance exponentielle dans l'expression de δ'' permet d'effacer, aux énergies élevées, la structure fine d'appariement dans la densité d'états des noyaux. L'introduction du paramètre δ'' dans le modèle adoucit ainsi considérablement la transition brutale de phase superfluide - état normal.

Les calculs de ce modèle de densité d'états sont représentés sur les figures 4.10, 4.11 et 4.12. Le choix des noyaux étudiés sont ceux mentionnés précédemment lors des observations expérimentales. Les figures 4.10, 4.11.a et 4.12.a sont à comparer respectivement aux figures 4.5, 4.6 et 4.7 montrant les données expérimentales. La structure microscopique expérimentale en fonction des niveaux des noyaux est reproduite de manière satisfaisante par les calculs. La structure résiduelle calculée au trente millième niveau pour les noyaux légers et celle au milliardième niveau pour les noyaux lourds, sont représentées pour la première sur la figure 4.10, et pour la seconde sur les figures 4.11.b et 4.12.b. A ces niveaux, la structure microscopique initiale des masses a pratiquement disparu. Seule est très prononcée la dépendance due au paramètre de densité d'états \bar{a} .

Les densités d'états sont constamment impliquées dans les analyses des réactions nucléaires. Elles le sont également dans le modèle d'évaporation de Campi et Hüfner. Les sections efficaces isobariques du modèle de ces derniers sont fortement liées à l'espace de phase des noyaux finals observables. Aussi le calcul des sections efficaces nécessite un modèle de densité d'états capable de reproduire la structure microscopique observée expérimentalement aux différents niveaux. Par exemple, nous pensons, dans le cadre du modèle de ces derniers et concernant les résultats montrés sur la figure 3.3, que les différences entre les valeurs des sections efficaces calculées, en ayant utilisé comme expression de la densité d'états le modèle du gaz de Fermi, et celles des sections efficaces expérimentales proviennent d'une inhomogénéité dans le calcul. En effet, ces valeurs ont été calculées avec des énergies expérimentales seuils d'émission de particules, donc des énergies contenant des effets microscopiques, alors que l'expression 3.24 utilisée pour la densité d'états ne tient compte d'aucune correction microscopique.

Un autre point intéressant est la modification éventuelle de la structure microscopique due à l'appariement en fonction du moment angulaire du noyau. Ceci est d'autant plus intéressant que les fragments finals observés après évaporation sont des noyaux avec des moments angulaires de l'ordre de $3\hbar$ à $10\hbar$. Cet ordre de grandeur est celui des moments angulaires des préfragments (voir partie 4.3), approximativement conservé au cours de l'évaporation. La figure 4.13 montre la structure microscopique expérimentale d'une part aux moments angulaires

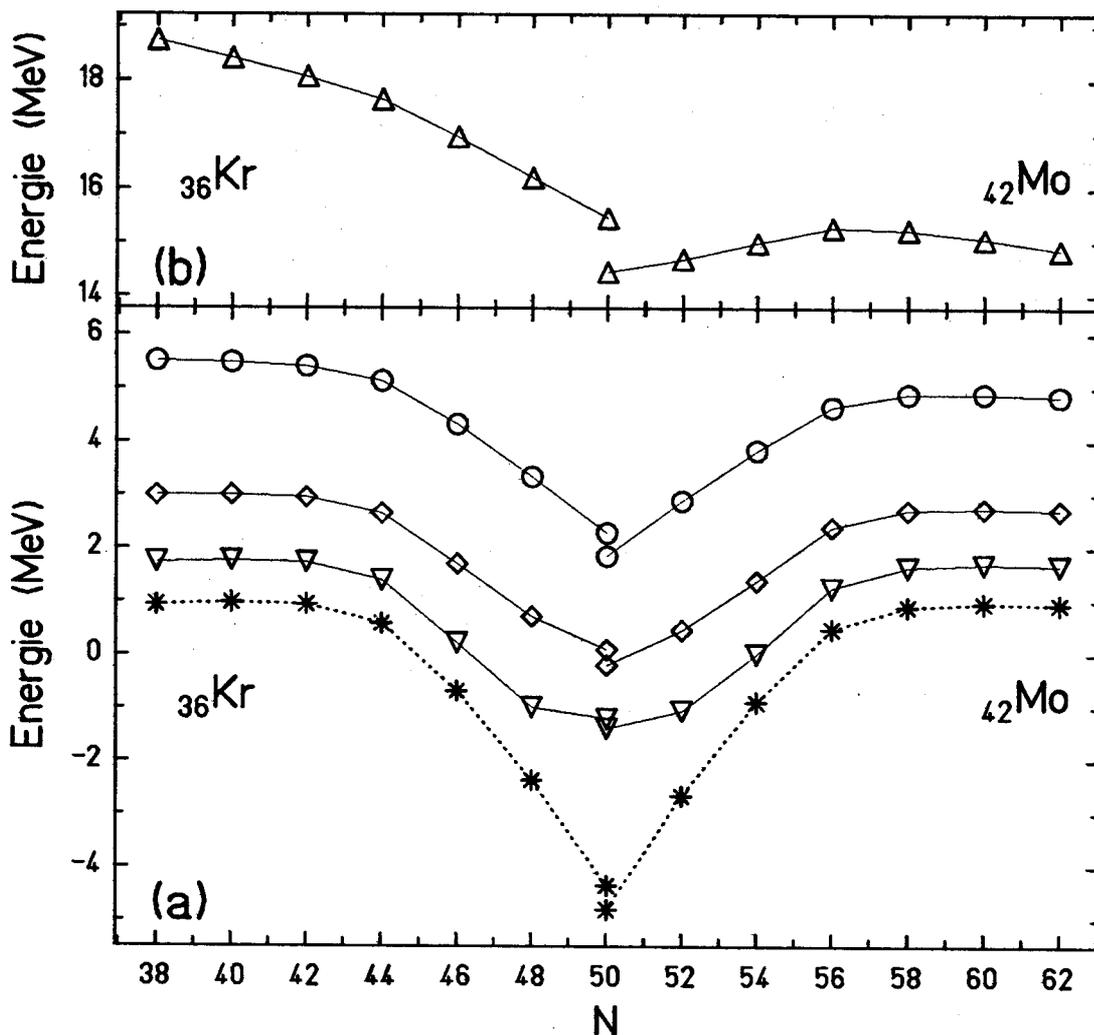


Figure 4.11: Représentation des corrections de couche calculées des masses et des densités d'états des isotopes du ${}^{36}\text{Kr}$ et ${}^{42}\text{Mo}$. Les corrections microscopiques des masses (*) des noyaux dans leur état fondamental sont calculées avec le modèle de masse de Myers et Swiatecki [Mye66]. A ces corrections microscopiques sont respectivement additionnées les énergies d'excitation (a) des 2^{ième} (▽), 21^{ième} (◇), 400^{ième} (○) niveaux et (b) du 10⁹^{ième} (△) niveau calculées avec le modèle de densité d'états d'Ignatuyk et al. [Ign75, Ign79] modifié. Les lignes ···· et — servent seulement de guide pour les yeux. Ces valeurs calculées sont à comparer aux données expérimentales de la figure 4.6.

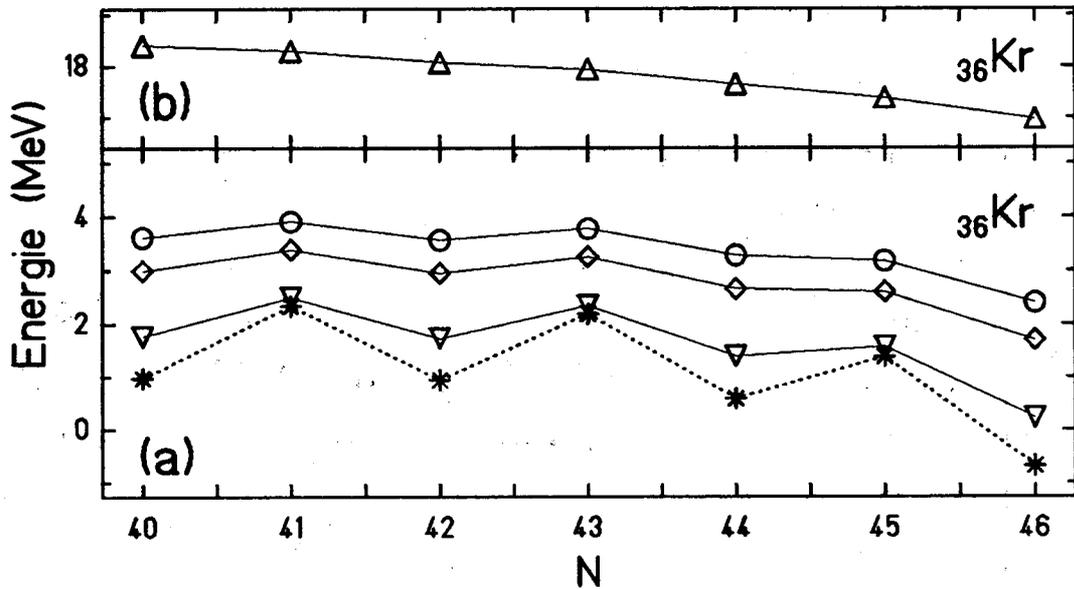
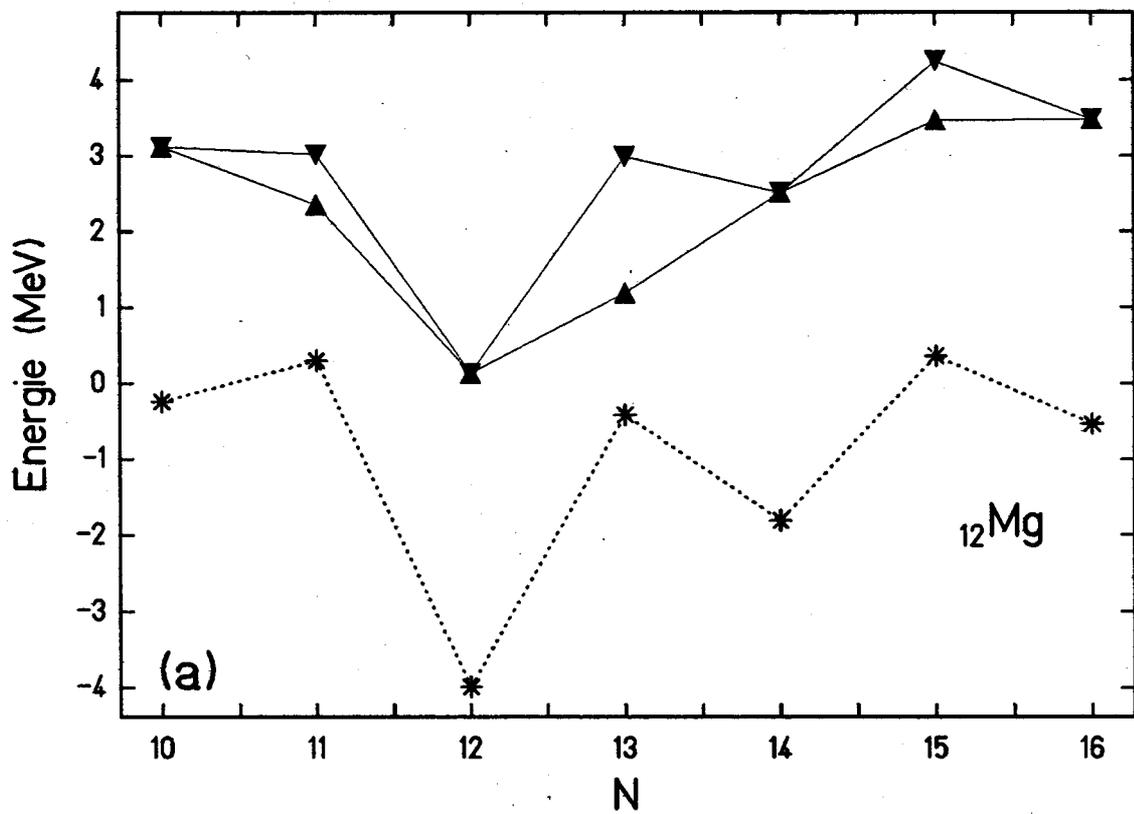
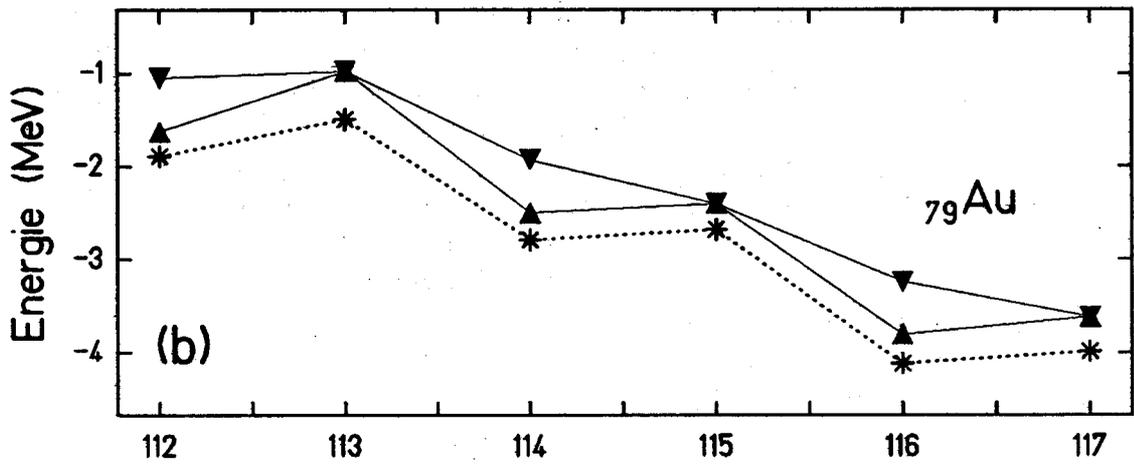


Figure 4.12: Représentation des corrections calculées des effets d'appariement des masses et des densités d'états des isotopes du ${}^{36}\text{Kr}$. Les corrections microscopiques des masses (*) des noyaux dans leur état fondamental sont calculées avec le modèle de masse de Myers et Swiatecki [Mye66]. A ces corrections microscopiques sont respectivement additionnées les énergies d'excitation (a) des 2^{ième} (∇), 21^{ième} (◇), 44^{ième} (○) niveaux et (b) du 10⁹^{ième} (△) niveau calculées avec le modèle de densité d'états d'Ignatuyk et al. [Ign75, Ign79] modifié. Les lignes ···· et — servent seulement de guide pour les yeux. Ces valeurs calculées sont à comparer aux données expérimentales de la figure 4.7.

Figure 4.13: Structure pair-impair expérimentale des isotopes du ${}^{12}\text{Mg}$ (a) et ${}^{79}\text{Au}$ (b) pour des différents moments angulaires. Les corrections microscopiques expérimentales des masses (*) des noyaux dans leur état fondamental sont obtenues par les différences entre les masses expérimentales [Wap85] et les masses du modèle de la goutte liquide de Myers et Swiatecki [Mye66]. A ces corrections microscopiques sont respectivement additionnées les énergies d'excitation expérimentales minimales [Har77, End78, Har78, Hal79, Bro80b, Shi81, Shi83] afin d'obtenir d'une part (a) les moments angulaires $4\hbar$ - $7\hbar/2$ (▲), $4\hbar$ - $9\hbar/2$ (▼), et d'autre part (b) les moments angulaires $6\hbar$ - $11\hbar/2$ (▲), $6\hbar$ - $13\hbar/2$ (▼). Les lignes ···· et — servent seulement de guide pour les yeux.



$6\hbar$ et $11\hbar/2$ et $6\hbar$ et $13\hbar/2$ aux énergies d'excitation les plus basses pour des isotopes de parité différente de l'élément lourd ${}_{79}\text{Au}$, et d'autre part aux moments angulaires $4\hbar$ et $7\hbar/2$ et $4\hbar$ et $9\hbar/2$ aux énergies d'excitation les plus basses pour des isotopes de parité différente de l'élément léger ${}_{12}\text{Mg}$, ainsi que celle de l'état fondamental de ces noyaux. Ces données expérimentales sont tirées des tables de spectroscopie [Har77, End78, Har78, Hal79, Bro80b, Shi81, Shi83]. Les énergies expérimentales d'excitation, additionnées à la structure microscopique de l'état fondamental des noyaux, correspondent ainsi à celles des moments angulaires des courbes Yrast des noyaux. De plus les isotopes de parité paire, de moment angulaire $6\hbar$ pour ${}_{79}\text{Au}$ et $4\hbar$ pour ${}_{12}\text{Mg}$, sont les noyaux "pères", et les isotopes de parité impaire, de moments angulaires $11\hbar/2$ et $13\hbar/2$ pour ${}_{79}\text{Au}$ et $7\hbar/2$ et $9\hbar/2$ pour ${}_{12}\text{Mg}$, sont les noyaux "fils" par rapport à l'émission d'un neutron ou d'un proton. Les données expérimentales (figure 4.13) des isotopes de ${}_{79}\text{Au}$ aux moments angulaires $6\hbar$ et $13\hbar/2$, et des isotopes de ${}_{12}\text{Mg}$ aux moments angulaires $4\hbar$ et $7\hbar/2$, montrent un effacement prononcé de la structure microscopique d'appariement. Par contre les données expérimentales des isotopes de ${}_{79}\text{Au}$ aux moments angulaires $6\hbar$ et $11\hbar/2$, et des isotopes de ${}_{12}\text{Mg}$ aux moments angulaires $4\hbar$ et $9\hbar/2$, montrent respectivement une structure microscopique d'appariement identique et partiellement effacée par rapport à celle de l'état fondamental des noyaux. Aussi en moyenne, la structure microscopique d'appariement de l'état fondamental des noyaux disparaît en partie aux moments angulaires plus élevés. Les données expérimentales manquent pour des moments angulaires plus élevés que ceux présentés sur la figure 4.13.

Chapitre 5

Comparaisons entre modèles Comparaisons aux données expérimentales – Discussions

Les sections efficaces expérimentales de production d'isotopes par collisions noyau-noyau aux énergies relativistes, auxquelles les calculs du nouveau modèle de la fragmentation nucléaire vont être comparés, sont essentiellement tirées de la littérature scientifique. Elles sont peu nombreuses, et il n'y a pas de données pour les isotopes déficients en neutrons. Le nouveau modèle, ayant comme origine le modèle géométrique d'abrasion pour la première étape et le modèle d'évaporation de Campi et Hüfner pour la seconde étape, inclut les nouveaux développements et les corrections présentés dans le chapitre 4. Ce modèle peut se résumer ainsi : La masse du préfragment est calculée à partir de la cassure franche du modèle géométrique d'abrasion, sa section efficace est obtenue à partir de la section efficace géométrique partielle. La distribution en charge du préfragment est celle du modèle hypergéométrique (distribution large), et sa distribution en énergie d'excitation est calculée à partir de l'énergie générée par la création des trous sur les différents niveaux à une particule en dessous de la surface de Fermi dans le puits de potentiel du noyau initial (partie 4.2). L'évaporation est faite de manière macroscopique par le modèle de Campi et Hüfner dans lequel la "direction" du processus de diffusion est calculée avec l'aide du modèle statistique (partie 4.4). Enfin la densité d'états très déterminante pour l'obtention des sections efficaces isobariques finales est calculée d'après un modèle similaire à celui d'Ignatyuk incorporant les effets microscopiques (partie 4.5). Toutefois le moment angulaire du préfragment n'est pas pris en compte dans ce modèle de la fragmentation. Une description de ce modèle est présentée dans l'appendice A. En même temps que la comparaison entre valeurs calculées et données expérimentales, notre modèle sera comparé aux modèles d'origine.

Ce chapitre est présenté de la manière suivante : Dans la première partie, l'attention est portée sur le modèle d'évaporation. Dans la deuxième partie, elle l'est

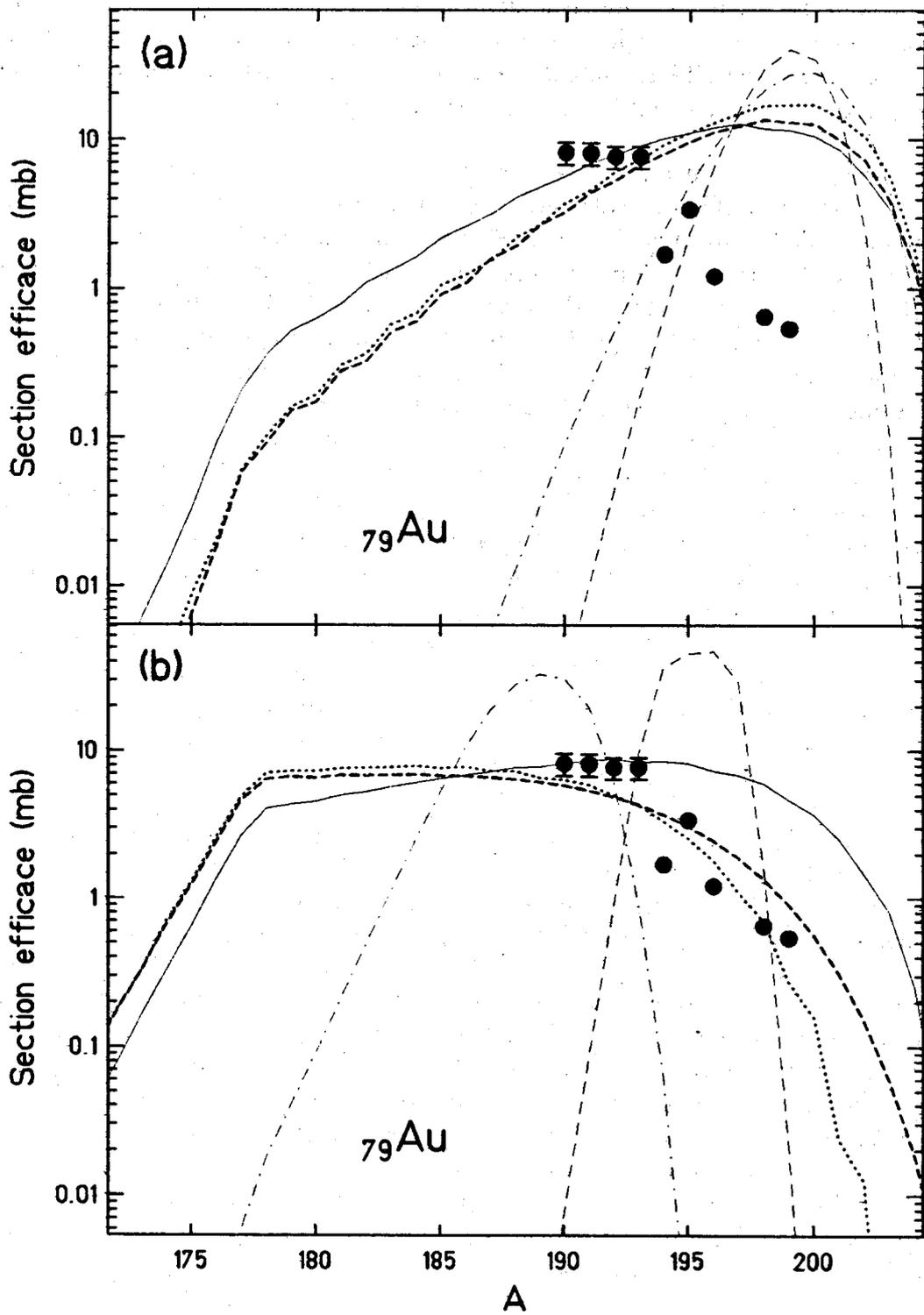
sur les modèles d'énergie d'excitation et de distribution en charge du préfragment. Dans la troisième partie nous discutons des corrections microscopiques introduites dans les calculs. Et pour finir, nous commentons dans une quatrième partie la structure dans la production des noyaux légers de masse paire.

Toutes les sections efficaces calculées et montrées sur les figures, le sont sans aucun coefficient d'ajustement.

5.1 Influence de l'évaporation sur les distributions isotopiques

Les premières données expérimentales, auxquelles les valeurs calculées vont être comparées, sont des sections efficaces de production d'isotopes riches en neutrons de l'élément ${}_{79}\text{Au}$ obtenues par fragmentation d'une cible ${}^{209}_{83}\text{Bi}$ à partir d'un faisceau de ${}^{12}\text{C}$ à 400 MeV/uma [Ale81]. La fragmentation du ${}^{209}\text{Bi}$ est pour notre modèle un test très intéressant. En effet, ce noyau est très loin du couloir des résidus à l'équilibre. Il est important de noter que ce noyau très lourd se trouve à quatre charges en dessous de la ligne d'égalité probabilité entre l'évaporation de neutrons et la fission nucléaire [Kel86] (ligne définie par $S_n = B_f$ où S_n est l'énergie de liaison du dernier neutron des noyaux et B_f la barrière de fission des noyaux). Aussi, lors de la désexcitation des préfragments du ${}^{209}\text{Bi}$ (donc de noyaux excités de masses

Figure 5.1: Sections efficaces isotopiques de production de ${}_{79}\text{Au}$ pour la réaction ${}^{209}\text{Bi} + {}^{12}\text{C}$. Les ● représentent les données expérimentales de la fragmentation cible du ${}^{209}\text{Bi}$ par du ${}^{12}\text{C}$ à 400 MeV/uma [Ale81]. Les sections efficaces calculées le sont d'une part (a) avec le modèle macroscopique d'évaporation de Campi et Hüfner [Cam81], et d'autre part (b) avec le modèle macroscopique corrigé d'évaporation [ce travail]. Les résultats des calculs avec l'énergie d'excitation d'excès de surface [Bow73] respectivement avec des distributions hypergéométrique (—) et GDR [Mor78] (----) en charge du préfragment sont présentés. Les résultats des calculs avec l'énergie d'excitation d'excès de surface additionnée d'une énergie supplémentaire déposée par friction (expression 3.9) [Wil87] respectivement avec des distributions hypergéométrique (.....) et GDR (---) en charge du préfragment sont également montrés. Enfin les courbes ---- représentent les calculs avec l'énergie d'excitation des niveaux vacants à une particule [ce travail] et avec une distribution hypergéométrique en charge du préfragment.



inférieures à 209), il n'y a pas ou peu de compétition entre fission et évaporation, seule l'évaporation domine le processus de désexcitation. La distribution isotopique expérimentale de l'élément ${}_{79}\text{Au}$ issue de la fragmentation du ${}_{83}^{209}\text{Bi}$, où seulement un écart de quatre charges sépare ces deux éléments, est donc un excellent test de l'influence et de la validité du facteur mémoire de notre modèle, facteur conservant des propriétés du préfragment lorsque ce dernier est peu excité.

Sur la figure 5.1 sont représentées ces données expérimentales. Elles sont comparées aux sections efficaces calculées, d'une part avec le modèle macroscopique d'évaporation de Campi et Hüfner [Cam81] pour différents modèles d'énergie d'excitation et de distribution en charge du préfragment (figure 5.1.a), et d'autre part avec le modèle macroscopique corrigé d'évaporation (figure 5.1.b). Le désaccord entre le modèle d'évaporation de Campi et Hüfner et ces données expérimentales provient du nombre moyen d'excès de neutrons de la particule moyenne évaporée pris égal, dans ce modèle, à zéro. Le modèle d'évaporation corrigé, formulé dans la partie 4.4, dans lequel sont introduits des calculs du modèle statistique, reproduit bien les données expérimentales lorsque l'énergie d'excitation déposée dans le préfragment est importante et lorsque la distribution en charge de ce dernier est large. C'est le cas lorsque l'énergie d'excitation calculée à partir de l'excès de surface du préfragment (modèle géométrique d'abrasion) est additionnée d'une énergie déposée par friction, mais également lorsque l'énergie d'excitation est celle calculée à partir des niveaux vacants à une particule en dessous de la surface de Fermi dans le puits de potentiel du noyau initial. La distribution en charge du préfragment utilisée est celle du modèle hypergéométrique. Une distribution en charge du préfragment étroite telle que la distribution GDR ne peut pas reproduire la pente de la distribution isotopique expérimentale des sections efficaces des noyaux observés.

Pour les calculs des sections efficaces de production des isotopes très déficients en neutrons, il faudrait toutefois prendre en compte la compétition entre la fission nucléaire et l'évaporation de particule. En effet, entre les éléments ${}_{82}\text{Pb}$ et ${}_{79}\text{Au}$, cette dernière devient importante pour les noyaux excités très déficients en neutrons.

La figure 5.2 montre sur la carte des nuclides les productions des noyaux finals calculées respectivement avec le modèle macroscopique de Campi et Hüfner, et avec le modèle macroscopique corrigé d'évaporation. Avec ce dernier, l'évaporation de neutrons est très prononcée, et la distribution rejoint rapidement le couloir des résidus à l'équilibre (couloir centré sur la ligne d'égale probabilité entre l'évaporation de neutrons et de protons). La figure 5.3 illustre, pour deux distributions isotopiques, l'influence des différents facteurs dans le modèle macroscopique corrigé d'évaporation, le facteur de mémoire et le facteur de densité d'états représentatif de l'espace de phase des noyaux finals.

Nous ne présentons à partir de maintenant que des calculs avec le modèle macroscopique corrigé d'évaporation.

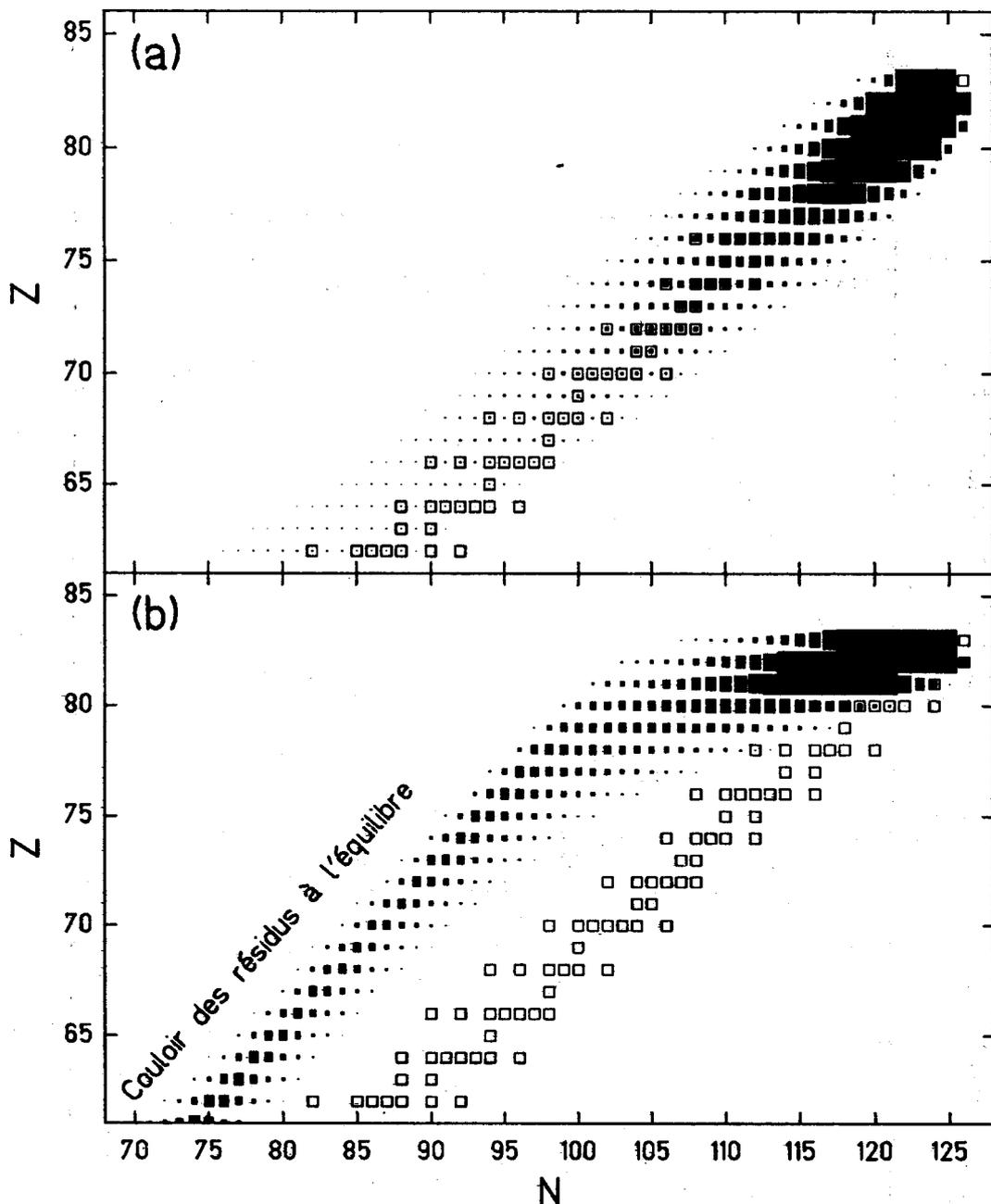


Figure 5.2: Représentation, sur cartes bidimensionnelles des nuclides, des productions de noyaux (■) calculés pour la réaction $^{209}\text{Bi} + ^{12}\text{C}$ d'une part (a) avec le modèle macroscopique d'évaporation de Campi et Hüfner [Cam81], et d'autre part (b) avec le modèle macroscopique corrigé d'évaporation [ce travail]. Ces deux calculs sont d'autre part entrepris avec le modèle d'énergie d'excitation des niveaux vacants à une particule [ce travail] et avec une distribution hypergéométrique en charge du préfragment. Les résultats des calculs ne dépendent pas de l'énergie cinétique du projectile. Les sections efficaces de production sont proportionnelles aux surfaces des ■. La plus petite section efficace représentée sur ces cartes est égale à 2 mb. Les □ représentent les noyaux primordiaux de la vallée de stabilité bêta.

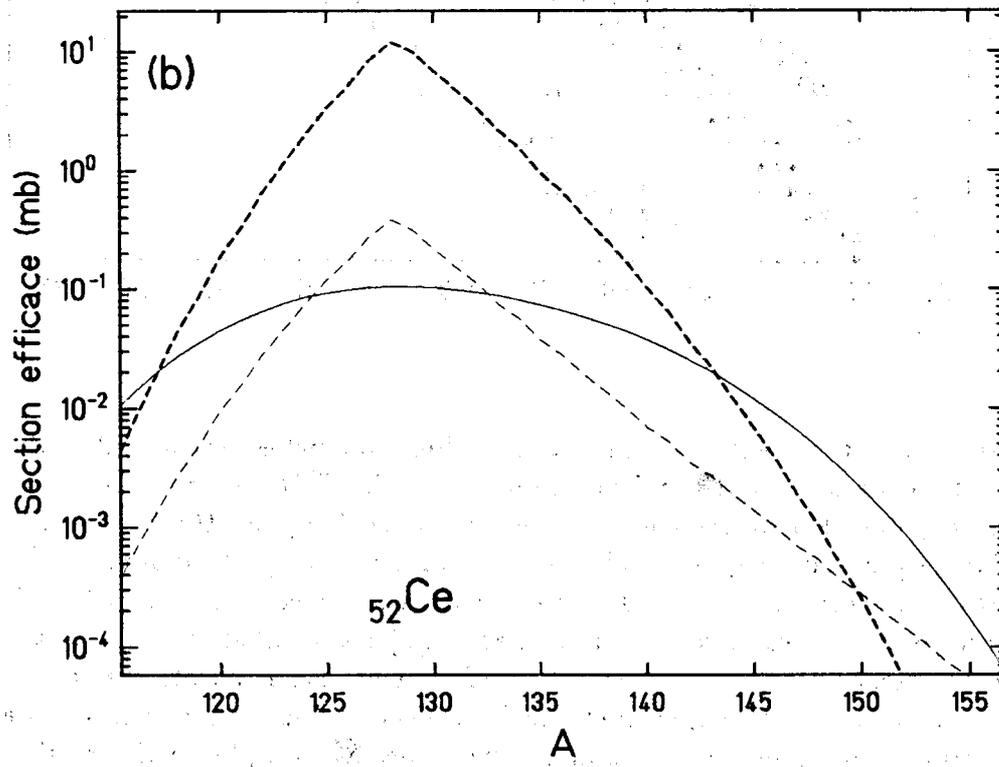
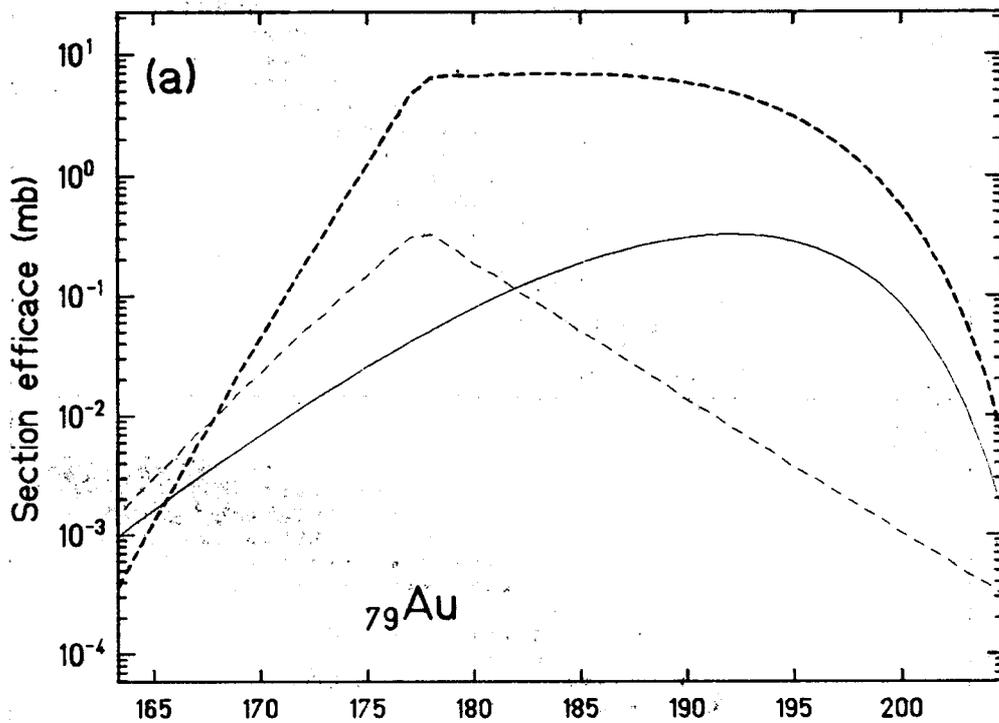


Figure 5.3: Influence des facteurs de densité d'états (----) et de mémoire (—) du modèle macroscopique corrigé d'évaporation [ce travail] sur le calcul des sections efficaces isotopiques du ${}_{79}\text{Au}$ (a) et ${}_{52}\text{Ce}$ (b), représentés par les courbes ----, pour la réaction ${}^{209}\text{Bi} + {}^{12}\text{C}$. Les échelles des ordonnées des deux facteurs du modèle sont arbitraires.

5.2 Influence de l'énergie d'excitation et de la distribution en charge du préfragment sur les sections efficaces

Les sections efficaces expérimentales montrées sur les figures 5.4, 5.5, 5.6, 5.7 et 5.8, sont des distributions isotopiques de cinq éléments issus de la fragmentation des projectiles de deux réactions nucléaires différentes. La première est celle d'un faisceau ${}^{40}_{18}\text{Ar}$ de 213 MeV/uma [Viy79] ou de 600 MeV/uma [Web90] sur une cible ${}^{12}\text{C}$, et la seconde d'un faisceau ${}^{48}_{20}\text{Ca}$ de 212 MeV/uma sur une cible ${}^9\text{Be}$ [Wes79b]. Les cinq éléments représentés sont ${}_{17}\text{Cl}$, ${}_{16}\text{S}$, ${}_{13}\text{Al}$, ${}_{12}\text{Mg}$, et ${}_8\text{O}$. Ces données sont très intéressantes car elles proviennent de la fragmentation de deux noyaux de propriétés différentes. En effet, ${}^{48}\text{Ca}$ est un noyau riche en neutrons contrairement à ${}^{40}\text{Ar}$. L'observation de ces données expérimentales montre que les distributions isotopiques du ${}_{17}\text{Cl}$ et du ${}_{16}\text{S}$ issues du noyau ${}^{48}\text{Ca}$ conserve une composition riche en neutrons, propriété du noyau d'origine. Cette composition riche en neutrons dans les distributions expérimentales issues du noyau ${}^{48}\text{Ca}$ s'efface progressivement pour des éléments de charge inférieure à 16. Pour l'élément ${}_8\text{O}$ les deux distributions isotopiques expérimentales, l'une issue du noyau ${}^{40}\text{Ar}$ et l'autre du noyau ${}^{48}\text{Ca}$, se confondent. Les noyaux de ces deux distributions sont donc dans le couloir des résidus à l'équilibre.

Sur les figures 5.4, 5.5, 5.6, 5.7 et 5.8 sont comparés aux sections efficaces isotopiques expérimentales les résultats des calculs entrepris, avec notre modèle d'énergie d'excitation des niveaux vacants à une particule (partie (a) des figures), et avec le modèle d'énergie d'excitation d'excès de surface avec et sans supplément d'une énergie déposée par friction (partie (b) des figures). Les sections efficaces des isotopes du ${}_{17}\text{Cl}$ et du ${}_{16}\text{S}$ riches en neutrons calculées à partir de la fragmentation du noyau ${}^{48}\text{Ca}$ avec le modèle d'énergie d'excitation d'excès de surface additionnée d'une énergie déposée par friction s'effondrent littéralement. Celles calculées simplement avec le modèle d'énergie d'excitation d'excès de surface et également celles calculées avec notre modèle d'énergie d'excitation des niveaux vacants à une particule se rapprochent des données expérimentales. Cependant un désaccord, pour lequel

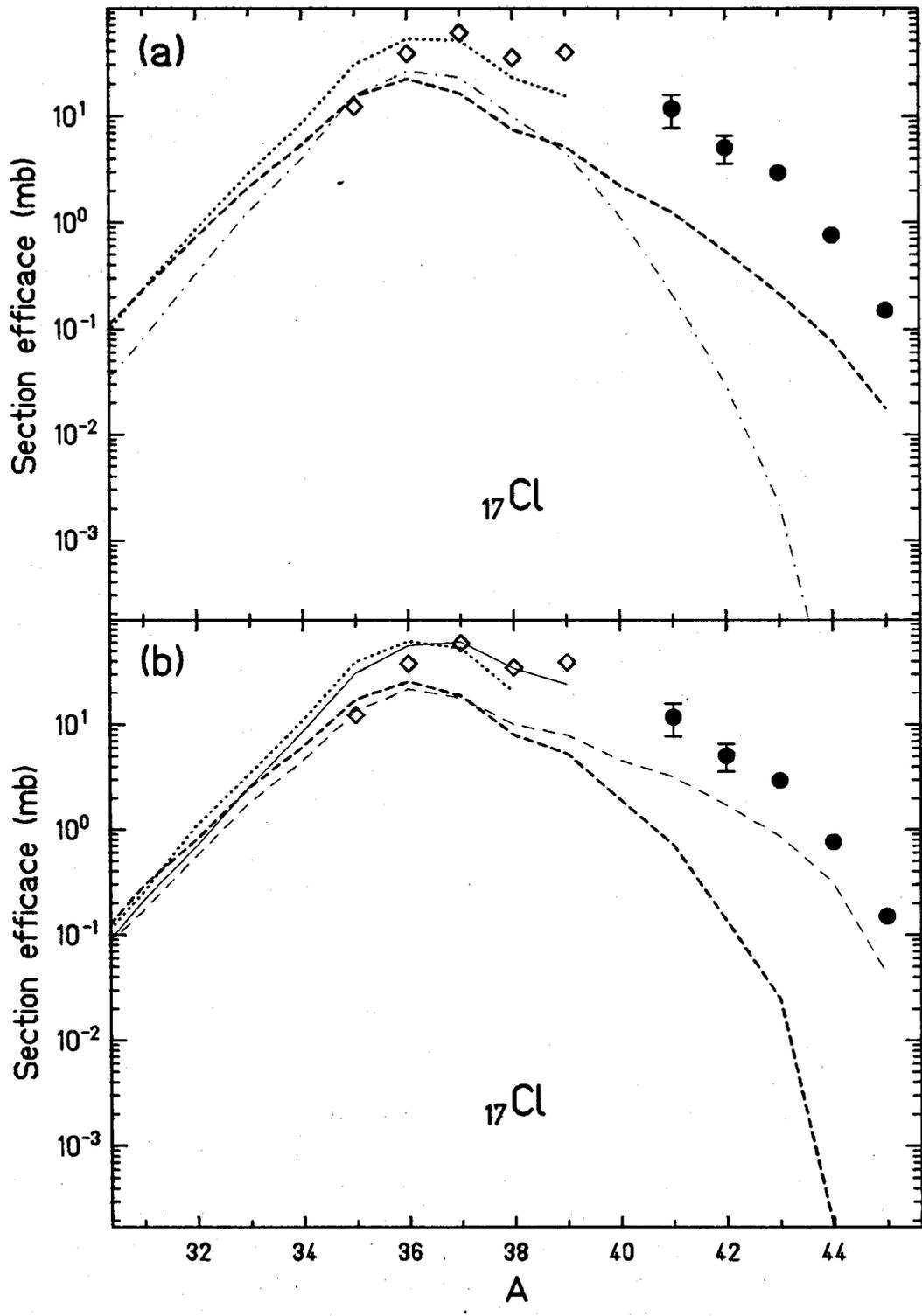


Figure 5.4: Sections efficaces isotopiques de production du ${}_{17}\text{Cl}$ pour les réactions ${}^{40}\text{Ar} + {}^{12}\text{C}$ et ${}^{48}\text{Ca} + {}^9\text{Be}$. Les \diamond représentent les données expérimentales de la fragmentation projectile de ${}^{40}\text{Ar}$ à 600 MeV/uma sur du ${}^{12}\text{C}$ [Web90], et les \bullet celles de la fragmentation projectile du ${}^{48}\text{Ca}$ à 212 MeV/uma sur du ${}^9\text{Be}$ [Wes79b]. Les courbes représentent les distributions isotopiques calculées avec le modèle macroscopique corrigé d'évaporation [ce travail]. Les autres détails des calculs sont les suivants : **Partie (a)** : Les courbes \cdots et $----$ représentent les calculs avec l'énergie d'excitation des niveaux vacants à une particule [ce travail] et avec une distribution hypergéométrique en charge du préfragment respectivement issus des réactions ${}^{40}\text{Ar} + {}^{12}\text{C}$ et ${}^{48}\text{Ca} + {}^9\text{Be}$. La courbe $----$ représente un calcul analogue à la courbe $----$ mais avec une distribution GDR en charge du préfragment [Mor78]. **Partie (b)** : Les courbes $---$ et $----$ représentent les calculs avec l'énergie d'excitation d'excès de surface [ce travail] et avec une distribution hypergéométrique en charge du préfragment respectivement issus des réactions ${}^{40}\text{Ar} + {}^{12}\text{C}$ et ${}^{48}\text{Ca} + {}^9\text{Be}$. Enfin les courbes \cdots et $----$ représentent les calculs avec l'énergie d'excitation d'excès de surface additionné d'une énergie supplémentaire déposée par friction (expression 3.9) [Wil87] et avec une distribution hypergéométrique en charge du préfragment respectivement issus des réactions ${}^{40}\text{Ar} + {}^{12}\text{C}$ et ${}^{48}\text{Ca} + {}^9\text{Be}$.

nous n'avons pas de réponse, persiste entre les sections efficaces expérimentales des isotopes du ${}_{17}\text{Cl}$ produit par la fragmentation du ${}^{48}\text{Ca}$ et les valeurs calculées, et ceci malgré un calcul incluant un modèle avec peu d'énergie d'excitation tel que le modèle d'énergie d'excitation d'excès de surface. Les sections efficaces isotopiques de ${}_{13}\text{Al}$ et du ${}_{12}\text{Mg}$ sont bien reproduites quels que soient les modèles d'énergie d'excitation du préfragment. Les distributions isotopiques calculées pour l'élément ${}_8\text{O}$, que ce soit à partir de la fragmentation du projectile ${}^{40}\text{Ar}$ ou à partir de celle du projectile ${}^{48}\text{Ca}$, se confondent et ne varient que très peu suivant les différents modèles d'énergie d'excitation du préfragment. Ainsi ces noyaux après une longue chaîne d'évaporation ont perdu les propriétés de leur noyau d'origine et se trouvent dans le couloir des résidus à l'équilibre. Cependant ces distributions isotopiques calculées semblent plus larges que les deux distributions isotopiques expérimentales. Ceci proviendrait du modèle de la goutte liquide utilisé dans notre modèle pour le calcul des énergies seuils minimales d'émission, qui reproduit mal les masses des noyaux légers. Aussi le calcul de l'espace de phase de ces noyaux légers n'est pas assez réaliste.

Les résultats des comparaisons, d'une part entre les sections efficaces expérimentales et celles calculées avec le modèle d'énergie d'excitation d'excès de surface, et d'autre part entre ces mêmes sections efficaces expérimentales et celles calculées avec le modèle d'énergie d'excitation d'excès de surface additionné d'un modèle déposant

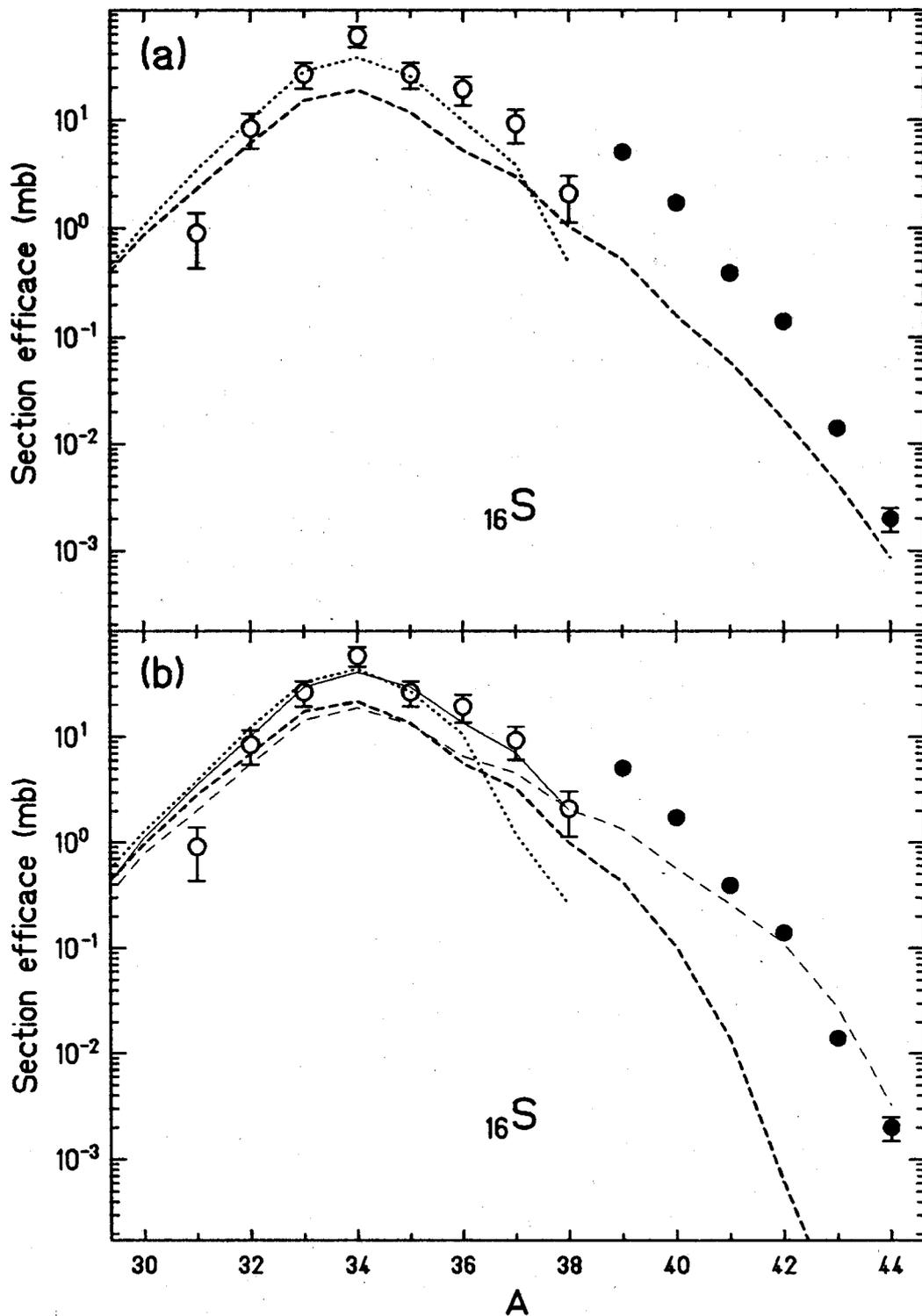


Figure 5.5: Sections efficaces isotopiques de production du ^{16}S pour les réactions $^{40}\text{Ar} + ^{12}\text{C}$ et $^{48}\text{Ca} + ^9\text{Be}$. Les \circ représentent les données expérimentales de la fragmentation projectile de ^{40}Ar à 213 MeV/uma sur du ^{12}C [Viy79], et les \bullet celles de la fragmentation projectile du ^{48}Ca à 212 MeV/uma sur du ^9Be [Wes79b]. Les courbes représentent les distributions isotopiques calculées (voir les explications dans le commentaire de la figure 5.4).

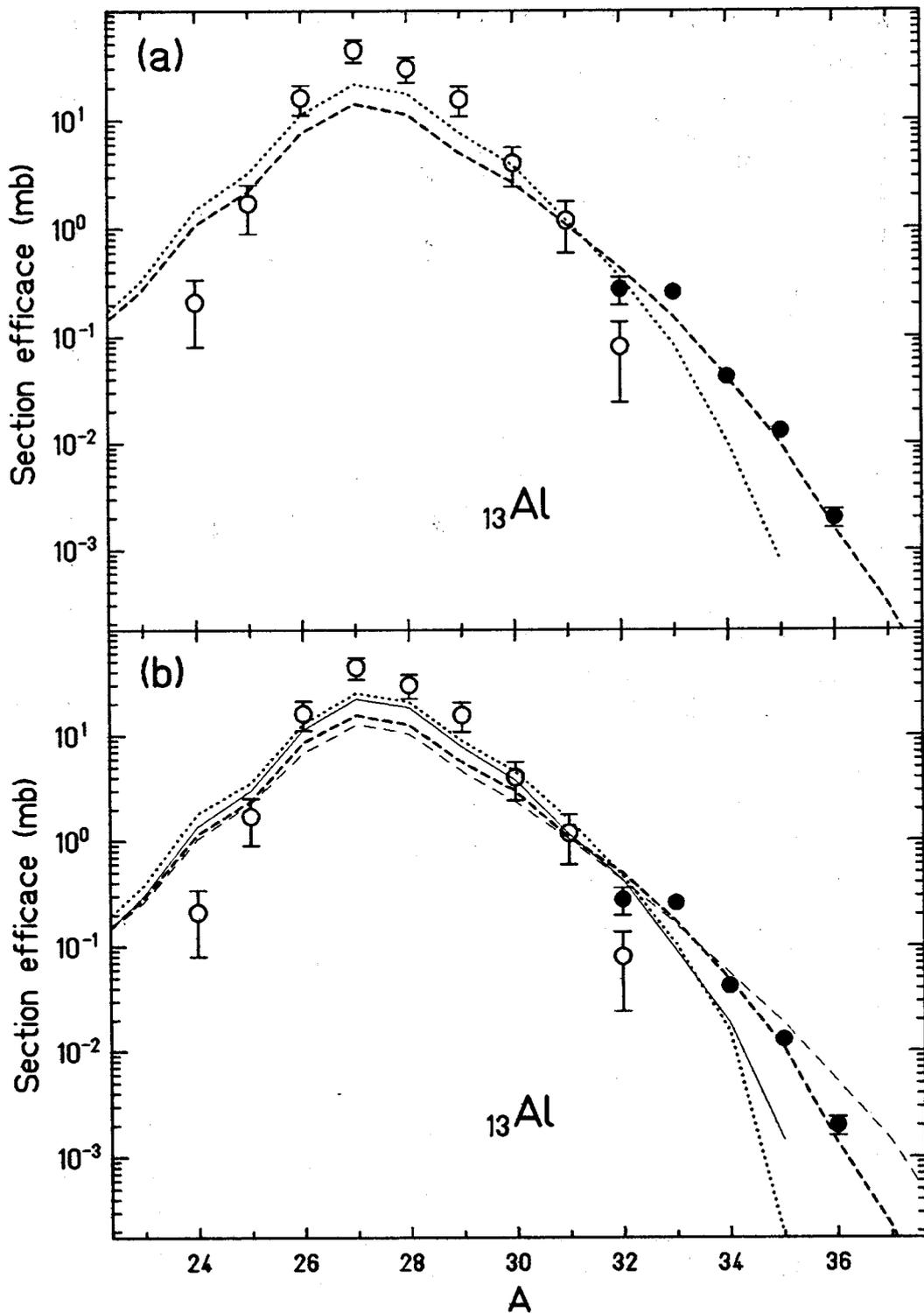


Figure 5.6: Sections efficaces isotopiques de production de ^{13}Al pour les réactions $^{40}\text{Ar} + ^{12}\text{C}$ et $^{48}\text{Ca} + ^9\text{Be}$. Les \circ représentent les données expérimentales de la fragmentation projectile de ^{40}Ar à 213 MeV/uma sur du ^{12}C [Viy79], et les \bullet celles de la fragmentation projectile du ^{48}Ca à 212 MeV/uma sur du ^9Be [Wes79b]. Les courbes représentent les distributions isotopiques calculées (voir les explications dans le commentaire de la figure 5.4).

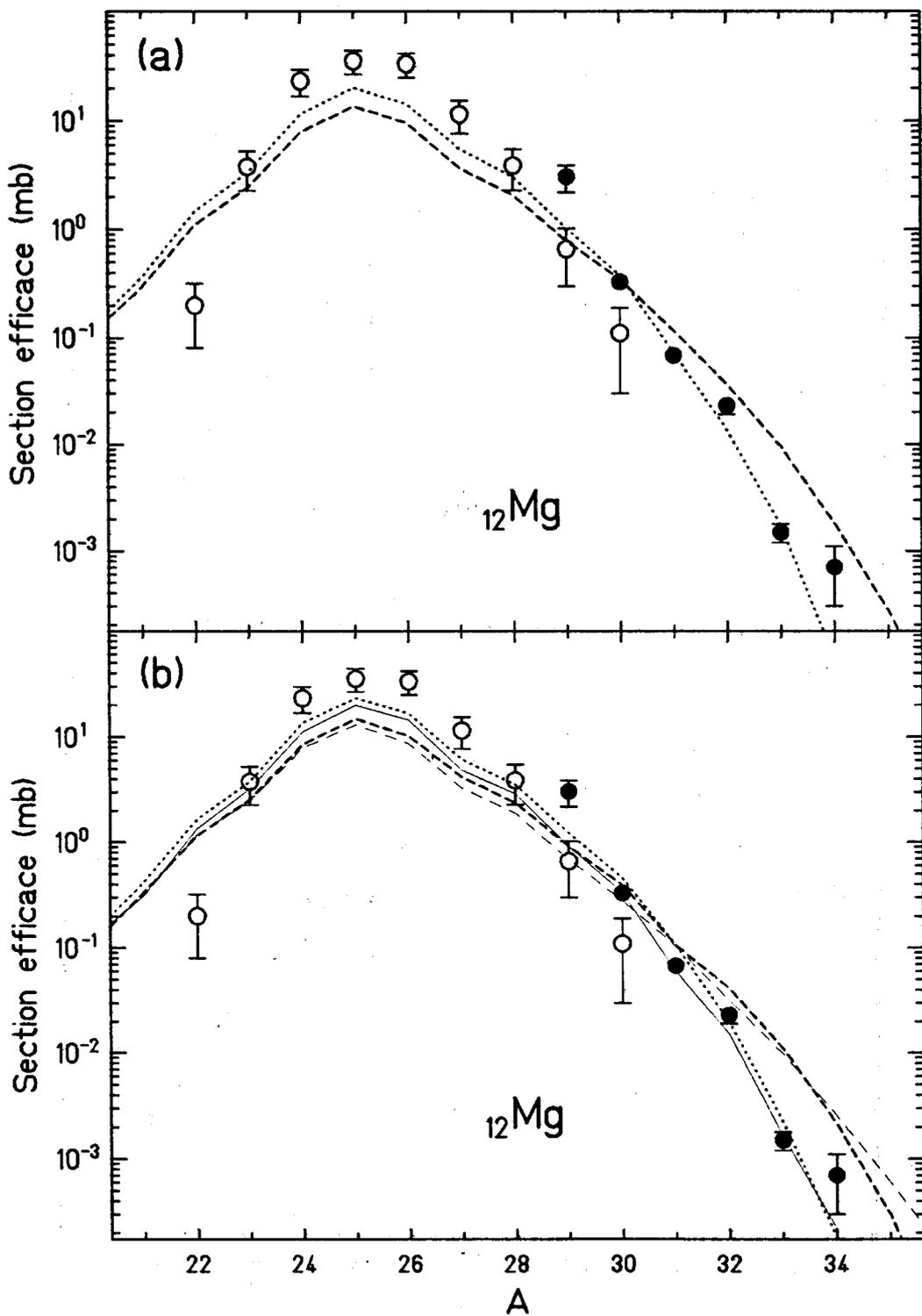


Figure 5.7: Sections efficaces isotopiques de production du ^{12}Mg pour les réactions $^{40}\text{Ar} + ^{12}\text{C}$ et $^{48}\text{Ca} + ^9\text{Be}$. Les \circ représentent les données expérimentales de la fragmentation projectile de ^{40}Ar à 213 MeV/uma sur du ^{12}C [Viy79], et les \bullet celles de la fragmentation projectile du ^{48}Ca à 212 MeV/uma sur du ^9Be [Wes79b]. Les courbes représentent les distributions isotopiques calculées (voir les explications dans le commentaire de la figure 5.4).

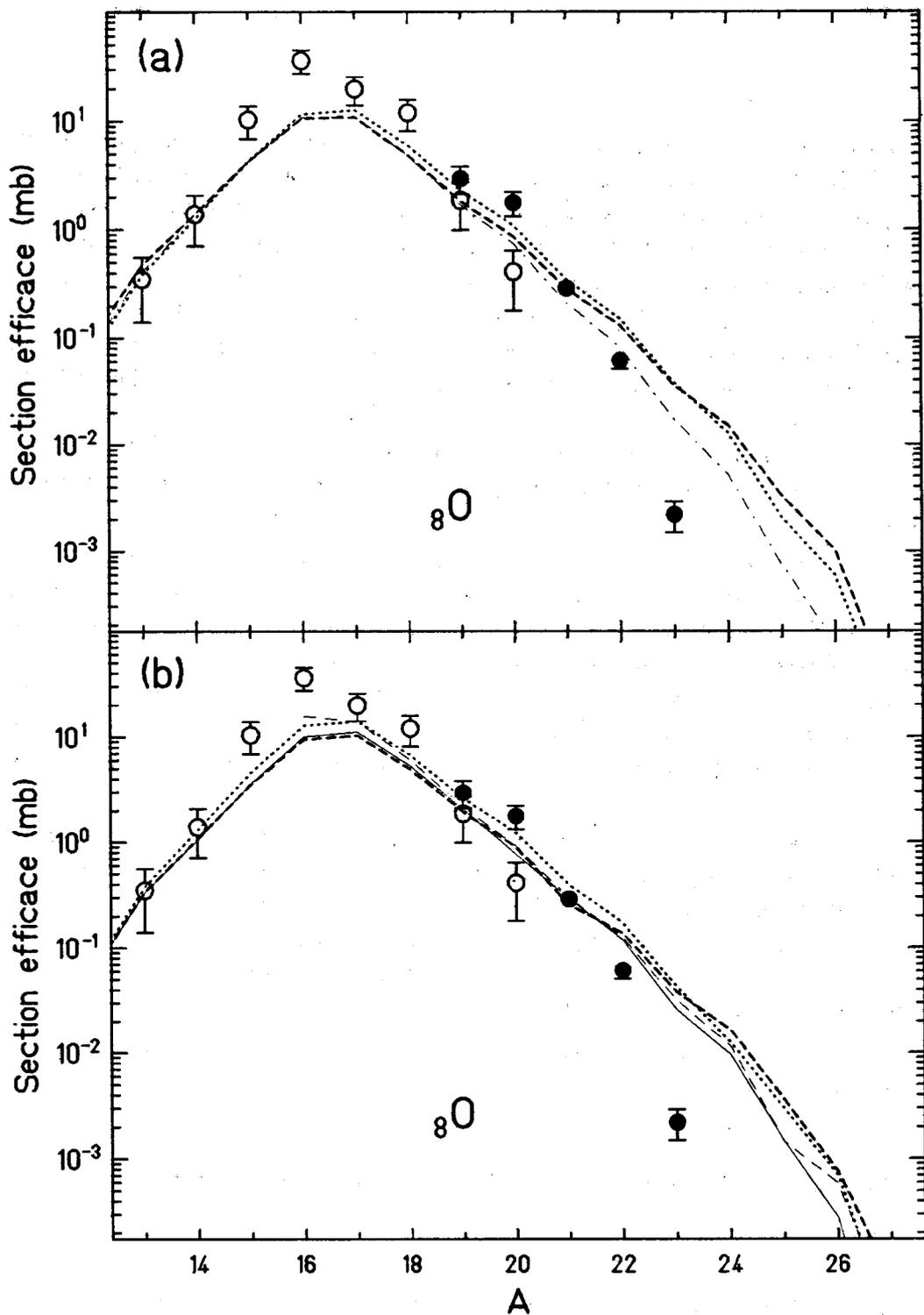


Figure 5.8: Sections efficaces isotopiques de production du ${}^8\text{O}$ pour les réactions ${}^{40}\text{Ar} + {}^{12}\text{C}$ et ${}^{48}\text{Ca} + {}^9\text{Be}$. Les \circ représentent les données expérimentales de la fragmentation projectile de ${}^{40}\text{Ar}$ à 213 MeV/uma sur du ${}^{12}\text{C}$ [Viy79], et les \bullet celles de la fragmentation projectile du ${}^{48}\text{Ca}$ à 212 MeV/uma sur du ${}^9\text{Be}$ [Wes79b]. Les courbes représentent les distributions isotopiques calculées (voir les explications dans le commentaire de la figure 5.4).

de l'énergie par friction, se contredisent. En effet, dans le cas de la fragmentation du noyau $^{209}_{83}\text{Bi}$, la distribution isotopique expérimentale de l'élément $_{79}\text{Au}$ est reproduite par les valeurs calculées avec le modèle d'énergie d'excitation d'excès de surface additionné d'un modèle déposant de l'énergies par friction, alors que dans le cas de la fragmentation du noyau $^{48}_{20}\text{Ca}$, les distributions isotopiques expérimentales des éléments $_{17}\text{Cl}$ et $_{16}\text{S}$ sont pratiquement reproduites par les valeurs calculées avec le modèle d'énergie d'excitation d'excès de surface. Ceci renforce donc nos réserves à l'égard de ces modèles d'énergie d'excitation (voir partie 4.2). Les valeurs calculées avec le modèle d'énergie d'excitation des niveaux vacants à une particule reproduisent l'ensemble des données expérimentales. Pour appuyer ce fait, la figure 5.9 montre les sections efficaces calculées par notre modèle pour d'autres réactions nucléaires.

Des calculs de sections efficaces entrepris avec une distribution étroite en charge du préfragment telle que celle du modèle de la distribution GDR sont également montrés sur les figures 5.4.a et 5.8.a. Ces calculs montrent un désaccord flagrant avec les sections efficaces expérimentales de la distribution isotopique riche en neutrons du $_{17}\text{Cl}$ issue du noyau ^{48}Ca . Ils sont toutefois pratiquement en accord avec celles de la distribution isotopique du $_{8}\text{O}$ issue du noyau ^{48}Ca , là où les sections efficaces de production de ces isotopes sont essentiellement déterminées à partir de leur espace de phase.

Aussi, que ce soient pour les fragments issus du noyau ^{209}Bi ou ceux issus du noyau ^{48}Ca , nous remarquons qu'une distribution large en charge du préfragment comme celle de la distribution hypergéométrique est nécessaire pour reproduire les données expérimentales. Nous rappelons que le modèle hypergéométrique suppose qu'il n'y a pas de corrélation, le temps de la coupure du noyau par abrasion, entre les neutrons et les protons du noyau.

Nous ne présentons à partir de maintenant que des calculs issus de notre modèle de la fragmentation nucléaire.

5.3 Structure microscopique des sections efficaces

Dans notre modèle de la fragmentation nucléaire, les corrections microscopiques sont introduites dans le facteur de densité d'états du modèle d'évaporation, facteur représentatif de l'espace de phase des noyaux finals. Ces corrections microscopiques sont introduites à deux niveaux. D'une part elles le sont dans les énergies seuils minimales d'émission de particules des noyaux finals par l'intermédiaire du calcul des masses, et d'autre part dans le modèle de densité d'états. Les corrections dues à l'appariement, telle que nous les avons introduites dans les masses constituent des corrections extrêmes. En effet, ces corrections sont celles des noyaux dans leur état fondamental, donc des noyaux de moment angulaire faible, alors que le noyau après

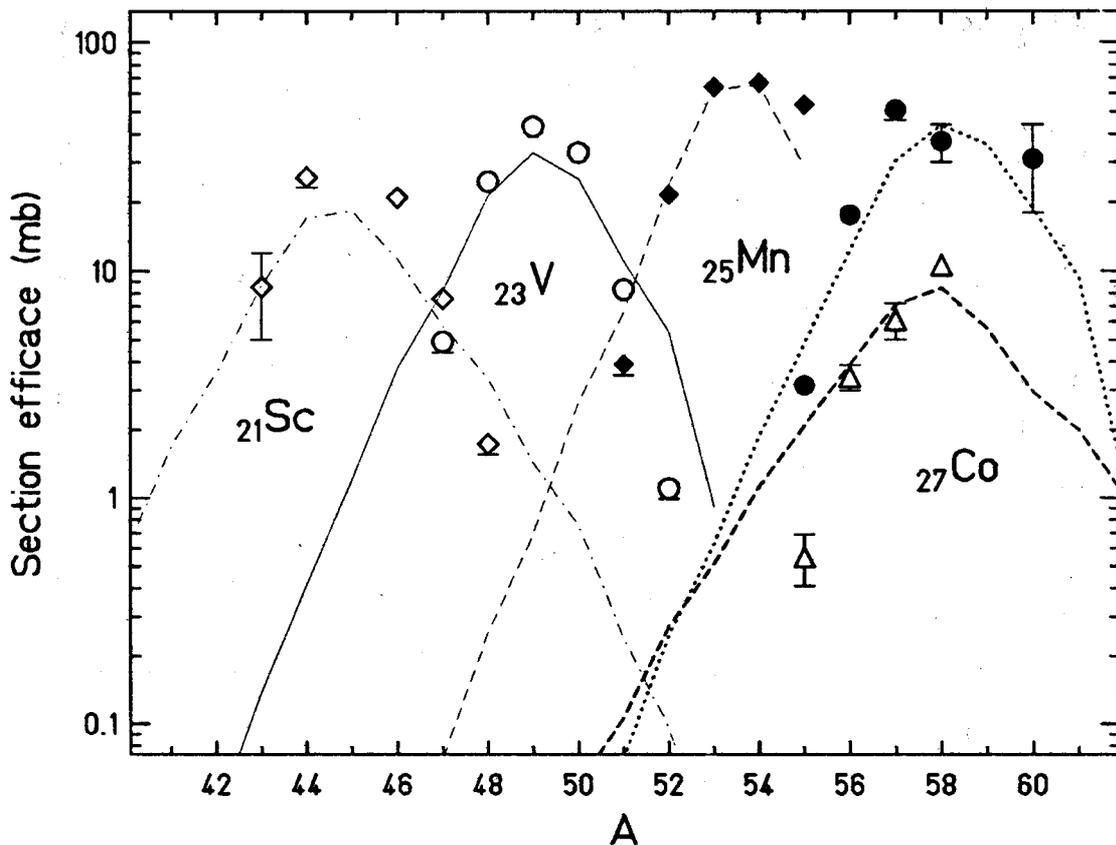


Figure 5.9: Sections efficaces isotopiques de production. Les \diamond et \bullet représentent respectivement les données expérimentales du ^{21}Sc et ^{27}Co obtenues par la fragmentation cible du ^{64}Cu par de ^{40}Ar à 2 GeV/uma [Cum78], les \circ et \blacklozenge respectivement celles du ^{23}V et ^{25}Mn obtenues par la fragmentation projectile du ^{56}Fe à 600 MeV/uma sur du ^{12}C [Web90], et les \triangle celles du ^{27}Co obtenues par la fragmentation cible de ^{108}Ag par de ^{12}C à 2,1 GeV/uma [Por79]. Les courbes représentent les distributions isotopiques calculées avec l'énergie d'excitation des niveaux vacants à une particule [ce travail], avec une distribution hypergéométrique en charge du préfragment, et avec le modèle macroscopique corrigé d'évaporation [ce travail]. Les courbes —, ----, -·-·-, ···· et - - - - sont respectivement issues de la réaction $^{56}\text{Fe} + ^{12}\text{C}$ pour les deux premières, de la réaction $^{64}\text{Cu} + ^{40}\text{Ar}$ pour les deux suivantes, et de la réaction $^{108}\text{Ag} + ^{12}\text{C}$ pour la dernière.

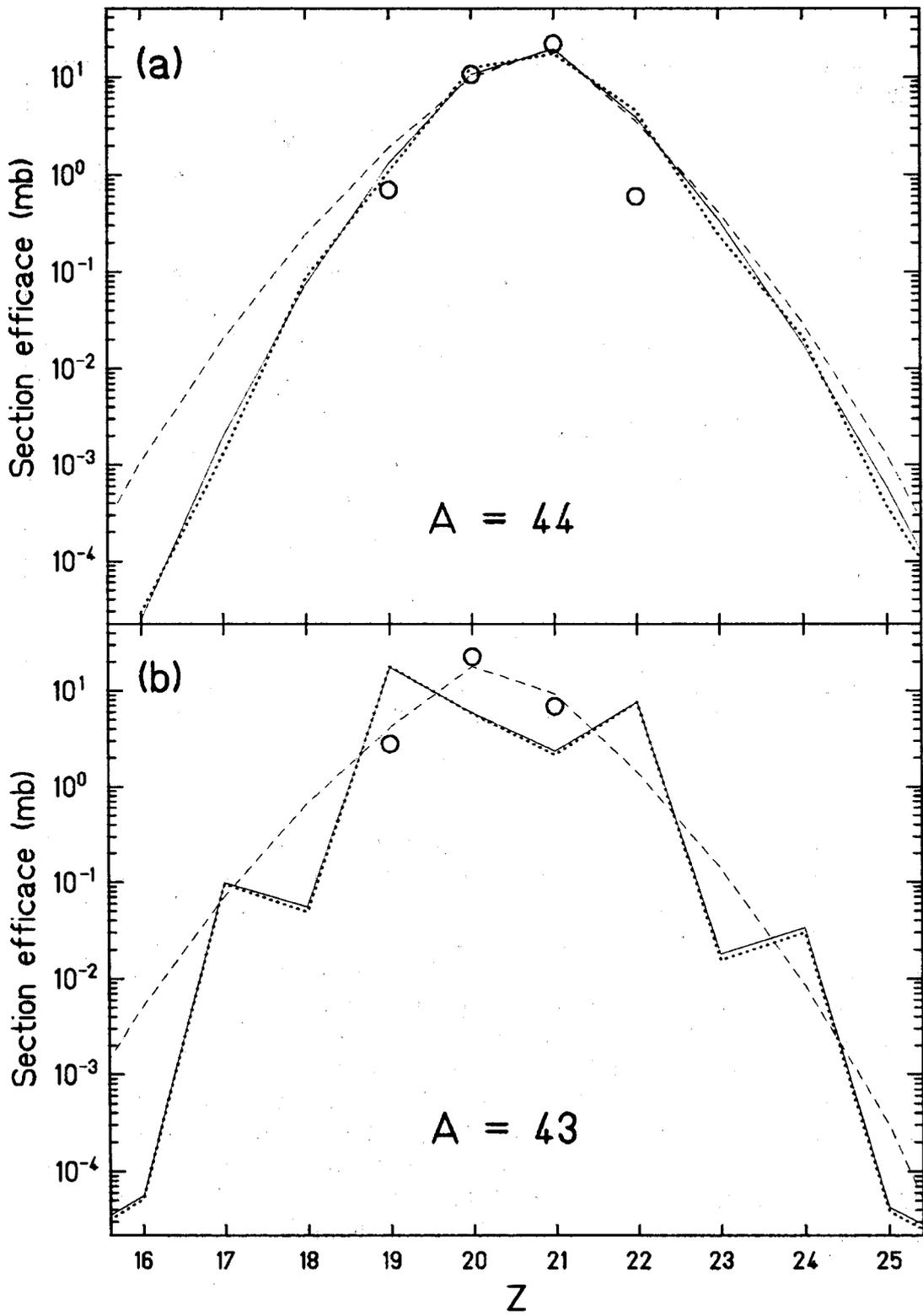


Figure 5.10: Sections efficaces de production des isobares de masses 44 (a) et 43 (b) pour la réaction $^{56}\text{Fe} + ^{12}\text{C}$. Les \circ représentent les données expérimentales de la fragmentation projectile du ^{56}Fe à 600 MeV/uma sur du ^{12}C [Web90]. Les courbes ---- représentent les distributions isobariques calculées avec l'énergie d'excitation des niveaux vacants à une particule [ce travail], avec une distribution hypergéométrique en charge du préfragment, et avec le modèle macroscopique corrigé d'évaporation [ce travail]. Les courbes et ——— représentent des calculs analogues à la courbe ----, mais dans lesquels les corrections microscopiques (corrections de couche et d'appariement) sont introduites dans le facteur de densité d'états du modèle d'évaporation respectivement avec et sans le paramètre δ'' de la structure fine d'appariement (voir partie 4.5).

abrasion et évaporation possède un moment angulaire plus élevé (voir partie 4.3). Il faut donc s'attendre à une structure plus prononcée dans les sections efficaces calculées que dans celle des sections efficaces expérimentales.

La figure 5.10 montre les calculs avec et sans correction microscopique des sections efficaces de production des isobares de masses 44 et 43 issus de la fragmentation du ^{56}Fe par du ^{12}C . La distribution des sections efficaces des isobares de masse paire (figure 5.10.a) calculées avec les corrections microscopiques, est plus étroite que celle des sections efficaces calculées sans correction microscopique, mais ne montre pas de structure d'appariement. Par contre les sections efficaces des isobares de masse impaire (figure 5.10.b) calculées avec les corrections microscopiques, montrent une structure d'appariement très prononcée. Cette structure dans les calculs est comprise de manière simple comme suit : Elle provient de l'espace de phase des noyaux finals déterminé par l'énergie seuil minimale d'émission de particules, donc déterminé par l'énergie minimale de séparation des particules. Il faut également tenir compte de la barrière coulombienne effective dans le cas des émissions de particules chargées (voir appendice A.3). Cette énergie de séparation S est définie par les excès ΔM de masse des noyaux dans leur état fondamental comme la différence suivante :

$$S = [\Delta M_{\text{noyau fils}} + \Delta M_{\text{particule émise}}] - \Delta M_{\text{noyau père}} \quad (5.1)$$

La densité d'états pour le calcul de l'espace de phase est celle du noyau père, donc efface au-delà de quelque MeV (voir partie 4.5) l'essentiel de la structure d'appariement de l'état fondamental du noyau père. Aussi la structure observée dans le calcul des sections efficaces est celle des corrections d'appariement de l'état fondamental des noyaux fils liés à l'émission de la particule nécessitant le moins d'énergie d'excitation. Cette émission est essentiellement celle d'un neutron ou d'un

proton. Les sections efficaces des isobares de masse paire calculées avec les corrections microscopiques ne montrent donc pas de structure (figure 5.10.a), puisque les noyaux fils liés aux émissions d'un neutron ou d'un proton sont des noyaux de masse impaire, donc possédant une correction d'appariement égale à zéro dans la description de la goutte liquide. Par contre les sections efficaces des isobares de masse impaire calculées avec les corrections microscopiques montrent une structure (figure 5.10.b), puisque les noyaux fils liés aux émissions d'un neutron ou d'un proton sont des noyaux pair-pair ou impair-impair, donc avec des corrections dues à l'appariement égales à $\pm\Delta_0$ (Δ_0 étant le paramètre du "gap" en énergie). De plus, la structure dans le calcul de ces sections efficaces isobariques est inversée entre noyaux pair-pair et impair-impair suivant que les isobares sont déficients en neutrons ou riches en neutrons. En effet, les isobares déficients en neutrons sont plutôt disposés à émettre un proton alors que ceux riches en neutrons à émettre un neutron.

Cette structure, nous la retrouvons donc dans les calculs des sections efficaces isotopiques. Les figures 5.11 et 5.12, montrent respectivement les calculs des sections efficaces des isotopes des éléments ${}_{79}\text{Au}$, ${}_{13}\text{Al}$ et ${}_{12}\text{Mg}$ obtenus, pour les uns, par la fragmentation du ${}^{209}\text{Bi}$ par du ${}^{12}\text{C}$ et, pour les autres, par la fragmentation du ${}^{48}\text{Ca}$ sur du ${}^9\text{Be}$. Ces calculs sont comparés à des données expérimentales. L'accord entre les sections efficaces expérimentales des isotopes de l'élément ${}_{79}\text{Au}$ obtenus par des procédés chimiques à partir de la fragmentation cible du ${}^{209}\text{Bi}$ [Ale81] et les sections efficaces isotopiques calculées avec les corrections microscopiques (figure 5.11) est a priori assez surprenant. Cependant les valeurs expérimentales des isotopes ${}^{190}\text{Au}$ à ${}^{193}\text{Au}$ et celle de l'isotope ${}^{195}\text{Au}$ sont des données corrigées [Ale81] dues à l'accumulation par désintégration bêta des autres produits. Par la correction de ces données expérimentales [Mor79] la structure éventuelle des sections efficaces de ces cinq isotopes pourrait être effacée, ce qui a également l'effet de rendre la structure, sur l'ensemble des données expérimentales, incertaine. La structure des sections efficaces isotopiques des éléments ${}_{13}\text{Al}$ et ${}_{12}\text{Mg}$ calculées avec les corrections microscopiques est beaucoup plus prononcée que celle des sections efficaces isotopiques expérimentales de ces deux éléments, obtenus par la fragmentation projectile du ${}^{48}\text{Ca}$ (figure 5.12). Pour le calcul des sections efficaces de ces isotopes légers, nous avons pris, comme corrections microscopiques, uniquement les corrections dues à l'appariement, les corrections de couche des noyaux légers étant mal reproduites par le modèle de masse utilisé (voir appendice A.5).

Le désaccord entre les sections efficaces calculées avec les corrections microscopiques et celles expérimentales, très flagrant dans le cas des noyaux légers, peut s'expliquer par l'absence des considérations du moment angulaire dans nos calculs. En effet, un moment angulaire plus élevé pour les noyaux (partie 4.3) réduit la structure d'appariement des noyaux (voir figure 4.13), et par ce fait celle des énergies seuils minimales d'émission de particules. De plus nous n'avons pas pris en compte la désexcitation par émission gamma, un processus qui entre en compétition, près de l'énergie seuil minimale, avec l'évaporation de particules et qui pourrait augmenter les seuils effectifs des noyaux et réduire la structure dans les sections efficaces. Aussi

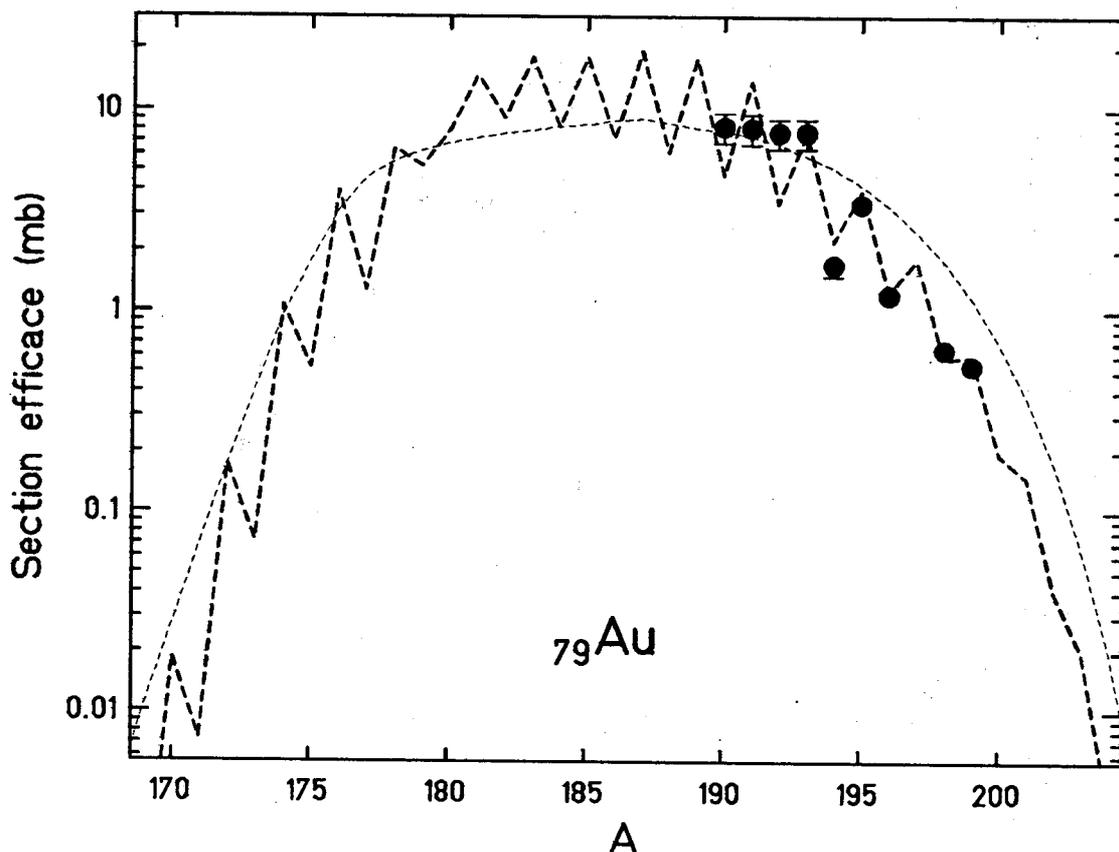
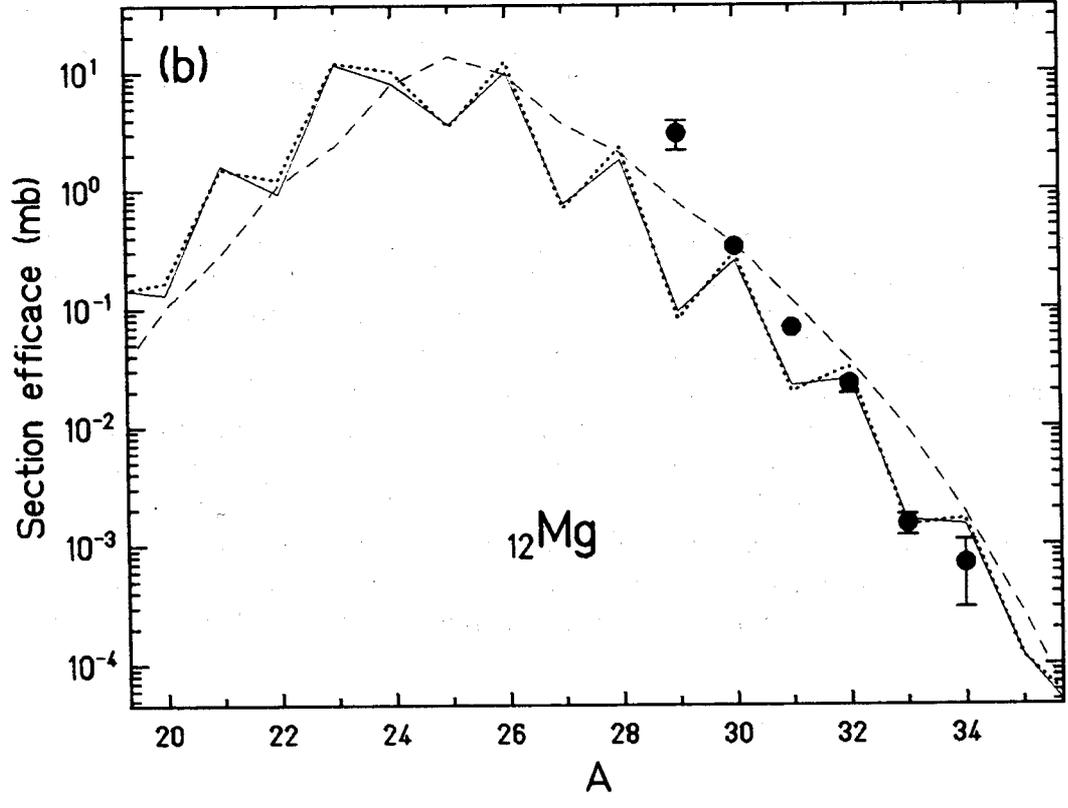
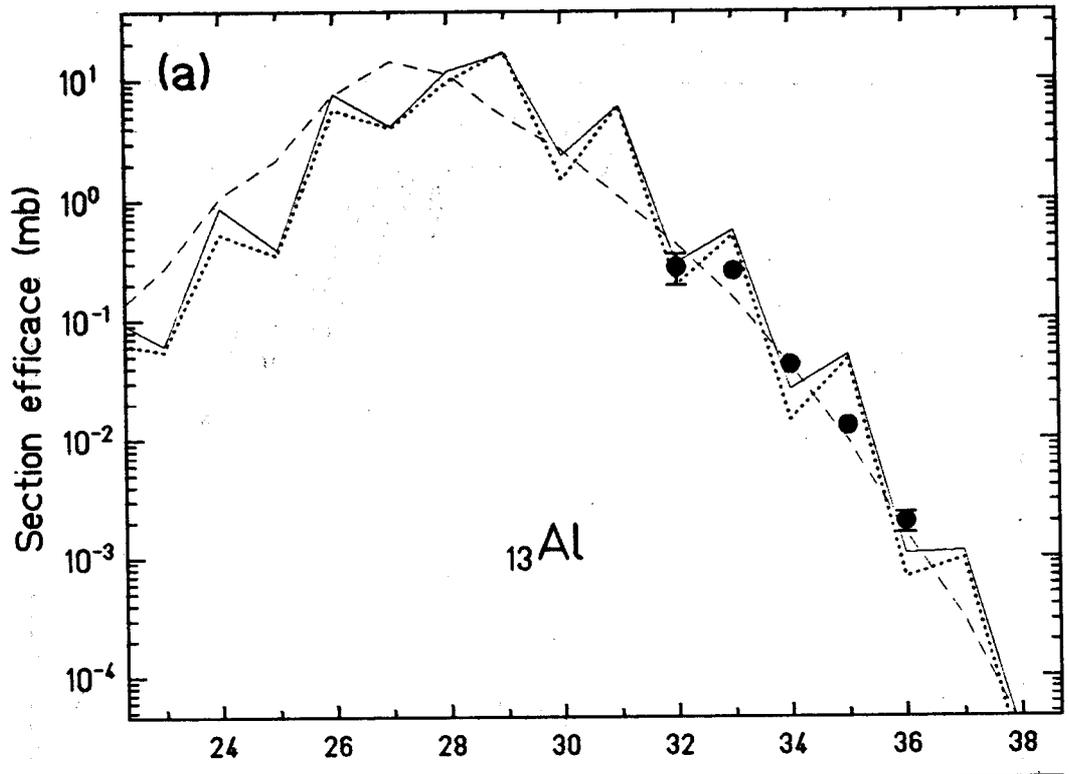


Figure 5.11: Sections efficaces isotopiques de production de ${}_{79}\text{Au}$ pour la réaction ${}^{209}\text{Bi} + {}^{12}\text{C}$. Les ● représentent les données expérimentales de la fragmentation cible du ${}^{209}\text{Bi}$ par du ${}^{12}\text{C}$ à 400 MeV/uma [Ale81]. Les courbes représentent les distributions isotopiques calculées avec l'énergie d'excitation des niveaux vacants à une particule [ce travail], avec une distribution hypergéométrique en charge du préfragment, et avec le modèle macroscopique corrigé d'évaporation [ce travail] dans lequel des corrections microscopiques sont introduites dans le facteur de densité d'états. Pour la courbe ----, ces corrections microscopiques sont seulement les corrections de couche. Pour la courbe —, ces corrections microscopiques sont les corrections de couche additionnées des corrections d'appariement, structure fine incluse (voir partie 4.5).



les calculs des sections efficaces sans correction microscopique ou seulement avec les corrections de couche, et celles avec toutes les corrections microscopiques, considération du moment angulaire exclus, représentent deux calculs "extrêmes" vis à vis de la structure d'appariement dans les sections efficaces.

5.4 Structure pair-impair des sections efficaces de production des fragments légers de masse paire

Là où nous ne nous attendons pas à trouver de structure d'appariement dans les sections efficaces, c'est-à-dire pour les noyaux de masse paire, le spectre expérimental (figure 2.3.a) de l'expérience de SATURNE (chapitre 2) montre distinctement une structure dans la production des noyaux tels que $A/Z = 2$ produits par la fragmentation de ^{40}Ar à 403 MeV/uma par une cible de ^{12}C . Sur la figure 5.13 sont représentées les valeurs relatives R de ces données expérimentales définies comme suit :

$$R(A, Z) = 1 - \frac{f(A-2, Z-1) + f(A+2, Z+1)}{2 f(A, Z)}, \quad (5.2)$$

où $f(A, Z)$ est l'intensité du noyau (A, Z) . La structure observée pouvait déjà être vue avec les données expérimentales de Viyogi et al. [Viy79]. Les valeurs relatives des sections efficaces de production des noyaux tels que $A = 2Z + 2$ obtenus par la fragmentation du ^{56}Fe à 600 MeV/uma par une cible de ^{12}C [Web90], ainsi que les calculs de notre modèle sont également représentés sur cette figure. Les données expérimentales ne sont reproduites que lorsque le paramètre δ'' de la structure fine d'appariement de la densité d'états (partie 4.5) est pris en compte dans le facteur densité d'états représentatif de l'espace de phase des noyaux. La structure expérimentale des noyaux tels que $A = 2Z + 2$ est plus réduite que celle des noyaux tels que $A/Z = 2$. Le calcul reproduit cette différence par la dépendance en $1/A^{1.1}$ du paramètre δ'' . Le paramètre δ'' reproduit donc simultanément une structure fine d'appariement observée expérimentalement dans les densités d'états des noyaux (partie 4.5) et une structure d'appariement également observée dans les sections efficaces de production de ces noyaux (figure 5.13). C'est la première fois, à notre connaissance, que la structure pair-impair des sections efficaces de production

Figure 5.12: Sections efficaces isotopiques de production de ^{13}Al et du ^{12}Mg pour la réaction $^{48}\text{Ca} + ^9\text{Be}$. Les ● représentent les données expérimentales de la fragmentation projectile du ^{48}Ca à 212 MeV/uma sur du ^9Be [Wes79b]. Les courbes représentent les distributions isotopiques calculées (voir les explications dans le commentaire de la figure 5.10), cependant les corrections microscopiques sont pour ces calculs uniquement celles des effets d'appariement.

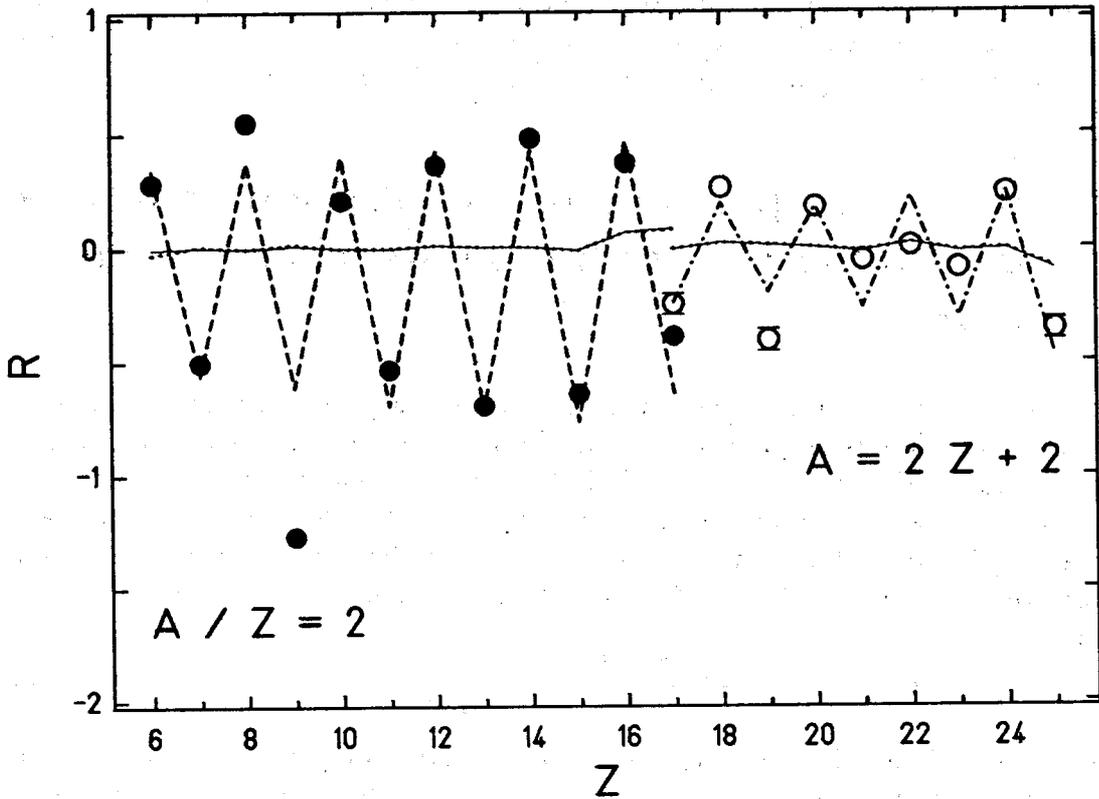


Figure 5.13: Structure pair-impair des sections efficaces de production des fragments légers de masse paire. Les ● et ○ représentent respectivement les valeurs relatives, définies par l'expression 5.2, des données expérimentales de production des noyaux tels que $A/Z = 2$ de la fragmentation projectile de ^{40}Ar à 403 MeV/uma sur du ^{12}C [ce travail], et telles que $A = 2 Z + 2$ de la fragmentation projectile de ^{56}Fe à 600 MeV/uma sur du ^{12}C [Web90]. Les courbes — représentent celles des valeurs calculées avec l'énergie d'excitation des niveaux vacants à une particule [ce travail], avec une distribution hypergéométrique en charge du préfragment, et avec le modèle macroscopique corrigé d'évaporation [ce travail]. Les courbes ···· représentent des calculs analogues à la courbe — dans lesquels les corrections d'appariement, paramètre δ'' de la structure fine d'appariement non inclus, sont introduites dans le facteur de densité d'états du modèle d'évaporation. Les courbes - - - et - · - · - représentent des calculs analogues à la courbe — dans lesquels les corrections d'appariement, paramètre δ'' de la structure fine d'appariement inclus [ce travail] déduit des données de spectroscopie (figure 4.5), sont introduites dans le facteur de densité d'états du modèle d'évaporation, respectivement pour les noyaux tels que $A/Z = 2$ de la réaction $^{40}\text{Ar} + ^{12}\text{C}$ et pour les noyaux tels que $A = 2 Z + 2$ de la réaction $^{56}\text{Fe} + ^{12}\text{C}$.

des fragments légers de masse paire est directement reliée à celle des densités d'états des noyaux. Ces résultats confirment le rôle déterminant de l'espace de phase des noyaux finals dans les sections efficaces de production. Les énergies seuils minimales d'émissions de particules des noyaux représentés sur la figure 5.13, varient autour de 10 MeV. Ces sections efficaces sont donc sensibles à la structure nucléaire aux énergies autour de 10 MeV. Cette dernière correspond approximativement à l'énergie critique de la transition de phase superfluide - état normal. La structure observée sur ces sections efficaces constitue donc une information expérimentale sur les effets résiduels d'appariement dans les noyaux pairs-pairs et impairs-impairs près de l'énergie critique.

La disparition de la structure pair-impair dans les densités d'états avait été prédite [Ign74] à des énergies très faibles, bien inférieures à l'énergie critique à laquelle les corrélations d'appariement disparaissent d'après le modèle BCS [Bar57, Boh58]. Cependant la figure 5.13 montre qu'une structure pair-impair résiduelle importante persiste jusqu'à une énergie autour de 10 MeV. Nous devons même nous attendre à ce qu'une partie de cette structure persiste à des énergies d'excitation encore plus élevées, puisque des calculs microscopiques [Ign74, Egi85] pour des systèmes finis, tels que les noyaux légers, prédisent une transition de phase superfluide - état normal avec l'énergie beaucoup plus douce que celle prédite par la théorie BCS qui s'applique à des systèmes infinis. Due à la dépendance en $1/A^{1,1}$ du paramètre δ'' , nous nous attendons également à ce que cette structure résiduelle d'appariement disparaisse pour les noyaux lourds.

Chapitre 6

Application du modèle pour une étude des réactions nucléaires multiples

L'étude des réactions nucléaires multiples dans la matière que nous présentons dans ce chapitre, se limite au modèle de la fragmentation nucléaire longuement étudié dans cette thèse. Ce dernier ne tient donc pas compte des particules légères issues des collisions centrales et des zones chaudes de recouvrement des noyaux lors des collisions périphériques (voir chapitre 3). Le temps de calcul de notre modèle de la fragmentation nucléaire est très court. Avec un IBM3090-60J, le temps de calcul des sections efficaces de production de tous les fragments du projectile ^{48}Ca dans une cible de ^9Be est de 7 secondes CPU, celui des sections efficaces de production de tous les fragments du projectile ^{209}Bi dans une cible de ^{12}C est de 45 secondes CPU. Ce modèle est donc un atout pour une étude des réactions nucléaires multiples. Cette étude est réalisée au moyen d'un programme de simulation du type Monte-Carlo. Celui-ci, en plus des réactions nucléaires traitées à partir du modèle de la fragmentation nucléaire décrit dans l'appendice A et dans lequel nous n'introduirons pas les corrections microscopiques, traite les pertes d'énergie des noyaux ainsi que leur dispersion en moment après leurs différentes interactions dans la matière. La déflexion des noyaux dans des éventuelles sections magnétiques dipolaires est également traitée. Une description plus explicite du modèle de la simulation est présentée dans l'appendice B.

Dans ce chapitre, l'étude des réactions nucléaires multiples est appliquée à l'utilisation des fentes et d'un dégradeur intermédiaire dans un système tel que le séparateur isotopique de fragments aux énergies relativistes.

6.1 Utilisation des fentes aux énergies relativistes

Dans un spectromètre de masse ou un séparateur isotopique de fragments, des fentes sont insérées aux différents plans focaux du système. Devant la cible, une fente sert à réduire l'espace de phase du faisceau primaire. Aux autres plans focaux les fentes servent à réduire le nombre de faisceaux secondaires ¹, coupant l'espace de phase d'un certain nombre de ces faisceaux, afin de sélectionner les faisceaux secondaires ayant la rigidité magnétique du fragment projectile souhaité être transmis à travers le système.

Ce qui est déterminant pour le choix du matériau des deux blocs formant une fente, c'est le rapport des interactions coulombiennes entre le projectile et les électrons de la matière sur les interactions nucléaires, le premier déterminant le pouvoir d'arrêt, le second la production de faisceaux secondaires.

Aux énergies suffisamment élevées pour que le projectile soit totalement épluché, le pouvoir d'arrêt du matériau dépend approximativement de la nature du projectile et de la matière de la façon suivante :

$$\frac{dE}{dx} \propto \left(\frac{A_m}{Z_m Z_p^2} \right)^{-1} \quad (6.1)$$

où x est mesuré en densité superficielle de matière, et Z_m , Z_p et A_m sont respectivement les numéros atomiques de la matière et du projectile, et le nombre de masse des noyaux de la matière.

Le parcours des projectiles de même vitesse est donc grossièrement proportionnel à :

$$r \propto \frac{A_m A_p}{Z_m Z_p^2}, \quad (6.2)$$

où r est également donné en densité superficielle de matière, et A_p est le nombre de masse du projectile. Une paramétrisation plus réaliste du parcours est présentée dans l'appendice B.3.

La fraction n_1/n_0 de noyaux projectiles non modifiés dans leur composition nucléaire dans une couche x est :

$$\frac{n_1}{n_0} = \exp(-\mu x) \quad (6.3)$$

avec

$$\mu = \frac{N_A}{A_m} (\sigma_{\text{nucléaire}} + \sigma_{\text{d.e.}}), \quad (6.4)$$

¹Un faisceau secondaire est limité par l'espace de phase dans lequel évoluent les noyaux fragments de mêmes nombre de masse et numéro atomique. Il y a donc un nombre élevé de faisceaux secondaires après le passage du faisceau primaire dans une cible.

Matériau	Densité en g/cm ³ du matériau	Parcours en cm	Épaisseur en cm pour détruire 10 % du faisceau incident	Fraction en % de noyaux ¹² C incidents en fin de parcours
bérylium	1,85	71,44	0,96	0,04
carbone	2,26	52,81	0,95	0,28
aluminium	2,70	49,87	1,34	1,93
cuivre	8,96	17,33	0,67	6,36
tungstène	19,3	10,09	0,56	15,01
plomb	11,4	17,68	1,01	15,81

Tableau 6.1: Propriétés déterminantes de quelques matériaux pour le choix des blocs de matière des fentes. Ces propriétés sont obtenues avec un faisceau de ¹²C de 1 GeV/uma d'énergie cinétique. Le parcours est calculé par la paramétrisation présentée dans l'appendice B.3. L'épaisseur de matière pour détruire 10 % de l'intensité du faisceau primaire de ¹²C est obtenue par l'équation $\exp(-\mu d) = 0,9$. Le taux de noyaux projectiles arrêtés dans le matériau sans être modifiés dans leur composition nucléaire est calculé par l'expression 6.5. μ , dans le calcul des deux dernières expressions, est le coefficient d'absorption nucléaire d'expression 6.4 dans lequel la dissociation électromagnétique n'a pas été prise en compte.

où $\sigma_{\text{nucléaire}}$ et $\sigma_{\text{d.e.}}$ sont respectivement les sections efficaces d'interaction nucléaire et de dissociation électromagnétique, prises toutes deux constantes dans la couche de matière, et N_A le nombre d'Avogadro.

Le nombre de noyaux projectiles qui peuvent être arrêtés dans un matériau sans être modifiés dans leur composition nucléaire est donné par :

$$\frac{n_p}{n_0} = \exp(-\mu r). \quad (6.5)$$

La quantité μr , d'après les expressions 6.2 et 6.4, sans prendre en compte la dissociation électromagnétique, est donc grossièrement proportionnelle à :

$$\mu r \propto \frac{(A_m^{1/3} + A_p^{1/3})^2 A_p}{Z_m Z_p^2}. \quad (6.6)$$

Le tableau 6.1 montre les propriétés essentielles de quelques matériaux pour le choix des blocs de matière des fentes. Ces propriétés ont été calculées pour un faisceau de ¹²C de 1 GeV/uma d'énergie cinétique. Le choix d'un matériau très lourd de densité élevée est donc préférable. Un tel matériau par rapport aux autres réduit le taux de réactions nucléaires et augmente le pouvoir d'arrêt.

La figure 6.1 montre, pour des projectiles de ¹²C de 1 GeV/uma simulés à travers différentes épaisseurs de plomb, la production de fragments projectiles obtenue à la

sortie de ces différentes épaisseurs. L'intensité du faisceau primaire éventuellement transmis à travers ces épaisseurs de plomb y est également représentée. De plus, les rigidités magnétiques des noyaux obtenus à la sortie de ces différentes épaisseurs sont indiquées en fonction de leur charge nucléaire sur cette figure. Toutefois les réactions nucléaires dans notre modèle sont celles du modèle de la fragmentation nucléaire. Aussi pour la fragmentation du ^{12}C nous omettons volontairement les productions de neutrons et de protons transmises à travers ces épaisseurs de matière, puisque celles-ci sont sous-estimées dans la simulation. De plus la stabilité des noyaux est déterminée d'après le modèle semi-empirique de la goutte liquide de Myers et Swiatecki [Mye66] (voir appendice A.5), ce qui a éventuellement pour effet de produire des fragments légers qui dans la nature sont instables, mais ceci ne change pas ou peu l'intensité totale des fragments obtenue à la sortie des épaisseurs de matière. Ces fragments seront dans la suite généralement appelés contaminants car se sont des noyaux indésirés pour la qualité de la séparation du noyau sélectionné.

Nous remarquons sur la figure 6.1 que les rigidités magnétiques des fragments ^2H et ^3H sont très distinctement séparées pour une épaisseur de plomb de 7 cm. Ceci s'explique par la dépendance en A_p/Z_p^2 du noyau ou fragment projectile dans l'expression du parcours (voir appendice B.3), ce qui a pour conséquence d'augmenter nettement la différence de parcours entre deux isotopes voisins d'un élément très léger. Le parcours étant lié à la perte d'énergie dans la matière, ces deux isotopes, ^2H et ^3H , ont des distributions en moment, à la sortie de la couche de matière, distinctement séparées, donc deux distributions en rigidité magnétique également distinctement séparées. Cette propriété disparaît avec une épaisseur croissante de la matière puisque les distributions en moment de deux isotopes dues à l'épaisseur de la cible, dont les deux extrémités des distributions correspondent respectivement aux cas des réactions nucléaires survenant au début et à la fin de l'épaisseur de matière, se recouvrent.

Les résultats de l'analyse des calculs montrés sur la figure 6.1 sont présentés dans le tableau 6.2. Plus l'élément est léger plus son parcours dans la matière est grand. Aussi, malgré une épaisseur en plomb de 25 cm correspondant à 141 % du parcours du projectile ^{12}C incident, 6,9 % de l'intensité initiale est transmise sous forme de fragments obtenus par réactions nucléaires. Parmi ces fragments, 38,5 % proviennent de réactions multiples. Il faut donc des épaisseurs de plomb importantes pour arrêter les noyaux très légers produits par la fragmentation du projectile dans la matière. Il faut par exemple 1,07 m de plomb pour arrêter un noyau ^2H produit dès le début de l'épaisseur de matière.

Cependant le taux de contaminants ayant approximativement la même rigidité magnétique que le faisceau incident est réduit (voir tableau 6.2). Aussi lorsque les fentes sont combinées à des sections magnétiques dipolaires, nous réduisons considérablement le nombre de contaminants transmis à travers le système. Par exemple, pour la sélection du faisceau de ^{12}C de 1 GeV/uma d'énergie cinétique par des fentes dont les blocs en plomb respectivement de 7 cm et de 14 cm d'épaisseur

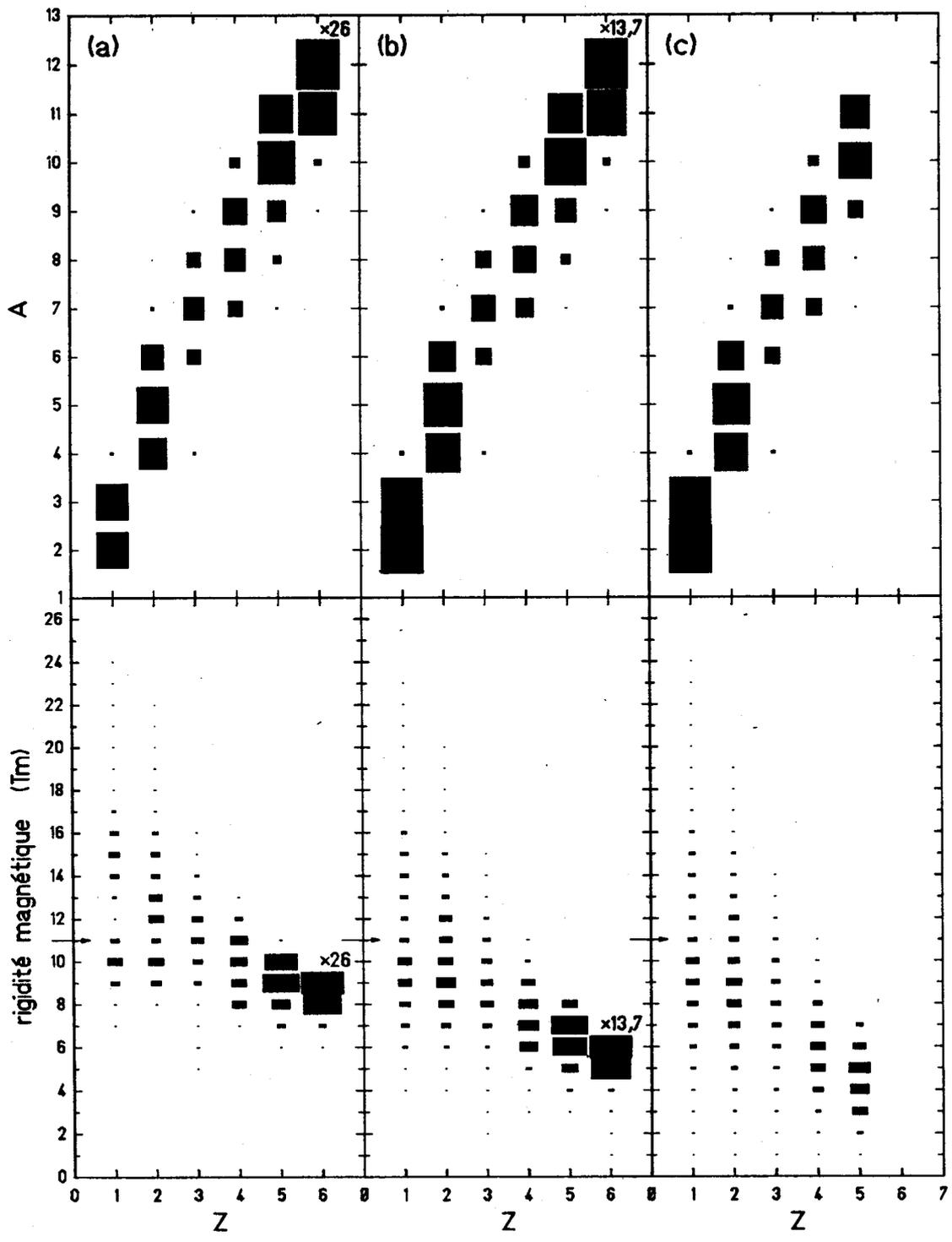
coupent une partie de l'espace de phase du faisceau incident, seuls 2,1 % et 1,3 % de l'intensité du faisceau incident touchant la matière, sous forme de noyaux contaminants, sont transmis en même temps que le faisceau primaire à travers la section magnétique dipolaire, de $\pm 4,5$ % d'acceptance en moment, placée en aval des fentes.

Epaisseur de <i>Pb</i> en cm	Epaisseur en % du parcours	Intensité (en %) du faisceau primaire transmis	Intensité (en %) sortant sous forme de contaminants	Taux (en %) de contaminants obtenus par réactions nucléaires multiples	Intensité (en %) sortant sous forme de contaminants avec un $B\rho = 11 \pm 0,5$ Tm
7	40	52,3	18,7	9,1	2,1
14	79	27,4	22,2	17,5	1,3
18	102	-	18,0	24,3	0,8
19,5	110	-	14,1	28,3	0,7
25	141	-	6,9	38,5	0,4

Tableau 6.2: Résultats de l'analyse des calculs montrés sur la figure 6.1. Dans la première colonne en partant de la gauche sont présentées les différentes épaisseurs de *Pb* sur lesquelles est projeté le faisceau incident de ^{12}C de 1 GeV/uma d'énergie cinétique. Dans la deuxième colonne sont mentionnées les mêmes épaisseurs en % du parcours du noyau incident dans le plomb. Dans les colonnes suivantes sont respectivement présentés le pourcentage d'intensité du faisceau primaire éventuellement transmis à travers le *Pb*, le pourcentage d'intensité sortant du *Pb* sous forme de noyaux fragments, le taux en % de fragments obtenu par réactions nucléaires multiples (ce taux est à chaque fois normalisé au nombre total de fragments sortant de chaque épaisseur de matière), et le pourcentage d'intensité sortant du *Pb* sous forme de noyaux fragments ayant approximativement la même rigidité magnétique que le faisceau incident dans une acceptance en moment de $\pm 4,5$ %.

La réalité peut cependant sembler plus complexe que le simple exemple mentionné au-dessus. Il faut par exemple, suivant le plan focal, prendre en compte l'éventuelle couche de matière volontairement insérée, telle que la cible ou le dégradateur, généralement placée entre les fentes et la section magnétique dipolaire; il faut également tenir compte, pour les plans focaux en aval de la cible, des différents faisceaux secondaires susceptibles d'atteindre les blocs des fentes de par les acceptances en moment, généralement de quelques pourcents, des sections magnétiques dipolaires.

Malgré cela l'essentiel de l'information ressort des calculs précédents. Il n'est pas nécessaire que les blocs des fentes absorbent entièrement l'intensité du faisceau



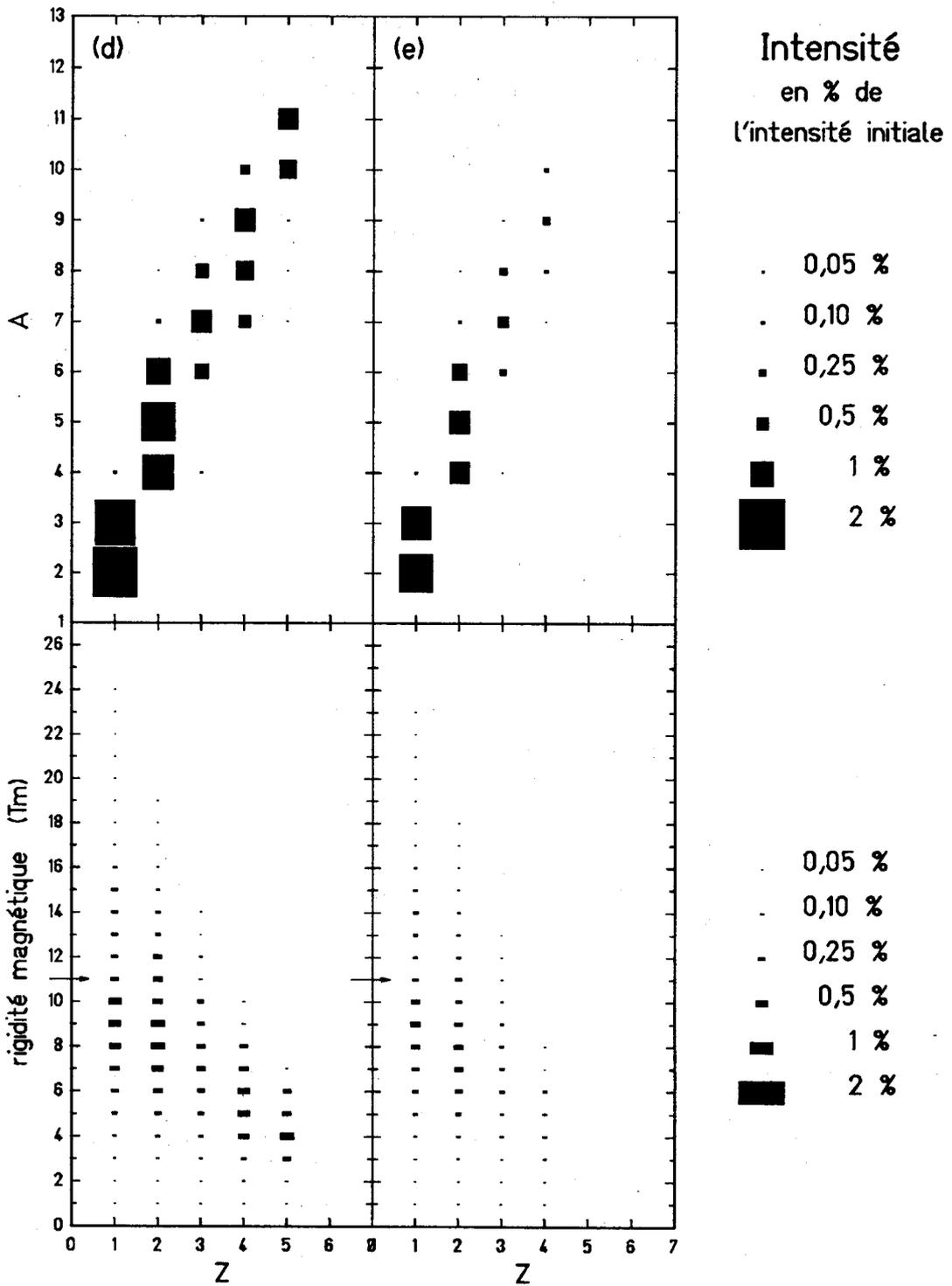


Figure 6.1: Productions de fragments projectiles calculées par simulation pour un faisceau de ^{12}C de 1 GeV/uma d'énergie d'excitation sur différentes épaisseurs de plomb. Ces productions sont celles obtenues à la sortie de ces différentes épaisseurs. Les carrés sont proportionnels aux nombres de noyaux et normalisés à l'intensité du faisceau incident. Les représentations de dessus sont des cartes bidimensionnelles (Z,A) identifiant les noyaux produits, et les représentations de dessous montrent les rigidités magnétiques (approximées aux valeurs entières) des noyaux produits en fonction de leur numéro atomique. Les colonnes (a), (b), (c), (d) et (e) sont les résultats obtenus respectivement pour des épaisseurs de plomb de 7, 14, 18, 19,5 et 25 cm. La simulation calcule les réactions multiples, les masses des noyaux sont celles du modèle de la goutte liquide de Myers et Swiatecki [Mye66]. L'intensité du faisceau incident éventuellement transmise à travers les épaisseurs de plomb est également représentée (cette intensité est toutefois réduite sur ces représentations d'un facteur indiqué près du noyau).

incident. Aux énergies relativistes, cela demande des épaisseurs importantes de matière. Une grande partie de l'intensité des contaminants sortant des blocs des fentes ne peut pas être transmise à travers des dipôles magnétiques de quelques pourcents d'acceptance en moment.

Nous allons dans la partie suivante nous intéresser à un problème similaire, ce sont les contaminants produits par réactions nucléaires dans le dégradeur intermédiaire et transmis jusqu'à la sortie du système.

6.2 Contamination par le dégradeur intermédiaire

Un spectromètre fonctionnant par le principe de la séparation isotopique est un système constitué d'une alternance de couches de matière et de sections magnétiques dipolaires. Aux énergies relativistes ces couches de matière sont relativement épaisses (voir chapitre 1). Les contaminants produits par réactions secondaires ², spécialement ceux produits dans le dégradeur intermédiaire du système, puisque ces noyaux ne subissent pas de première sélection magnétique dipolaire, semblent donc à priori être un des inconvénients de cette méthode de sélection.

L'expérience test aux énergies relativistes réalisée au spectromètre SPES I au

²Dans un système tel que le séparateur, nous appelons réactions secondaires toutes les réactions nucléaires autres que la première réaction nucléaire du projectile dans la cible.

SATURNE à Saclay a consisté en la séparation à la sortie du spectromètre de l'isotope ^{36}P à partir d'un faisceau ^{40}Ar de 403 MeV/uma, d'une cible de carbone d'épaisseur égale à 17% du parcours de ^{40}Ar incident de 403 MeV/uma dans le carbone, et d'un dégradeur en aluminium d'épaisseur sur l'axe central égale approximativement à 41% du parcours dans l'aluminium du ^{36}P quittant la cible (voir chapitre 2). Le ^{36}P a été séparé à la sortie du spectromètre pratiquement sans contamination. Un faible taux de contaminants de charges nucléaires différentes de celle de l'élément phosphore a été observé à la sortie du spectromètre. La figure 6.2 montre le spectre expérimental obtenu à la sortie du spectromètre (spectre déjà montré dans le chapitre 2), ainsi que les résultats des simulations avec et sans la prise en compte de la production des réactions secondaires dans la matière. Le spectre expérimental et ceux simulés de la figure 6.2 sont ceux des pertes d'énergie des noyaux dans le scintillateur plastique placé à la sortie du spectromètre (voir figure 2.1). L'origine du bruit de fond provient donc bien des contaminants dus aux réactions secondaires. La pureté du pic de l'élément phosphore ainsi que le faible taux de contaminants sont parfaitement bien reproduits par la simulation dans laquelle la production des réactions secondaires est prise en compte. L'intensité de ces contaminants de charges nucléaires différentes de celle de l'élément phosphore transmise jusqu'à la sortie du spectromètre, est égale d'après notre modèle de calcul en accord avec le résultat expérimental à 11% de celle de l'élément phosphore transmis et à 14% de celle de l'isotope ^{36}P transmis. Elle provient des produits des réactions secondaires dans le dégradeur intermédiaire. Cette contamination s'ajoute donc à celle du ^{35}P , essentiellement produite dans la cible et transmise à travers le système, et constituent à elles deux une intensité égale à 40% de celle du ^{36}P . Toutefois le ^{36}P a expérimentalement été distinctement séparé du ^{35}P par sa position à la sortie du spectromètre (voir figure 2.4). Aussi la contamination par le ^{35}P peut être facilement supprimée en réduisant l'acceptance à la sortie du spectromètre.

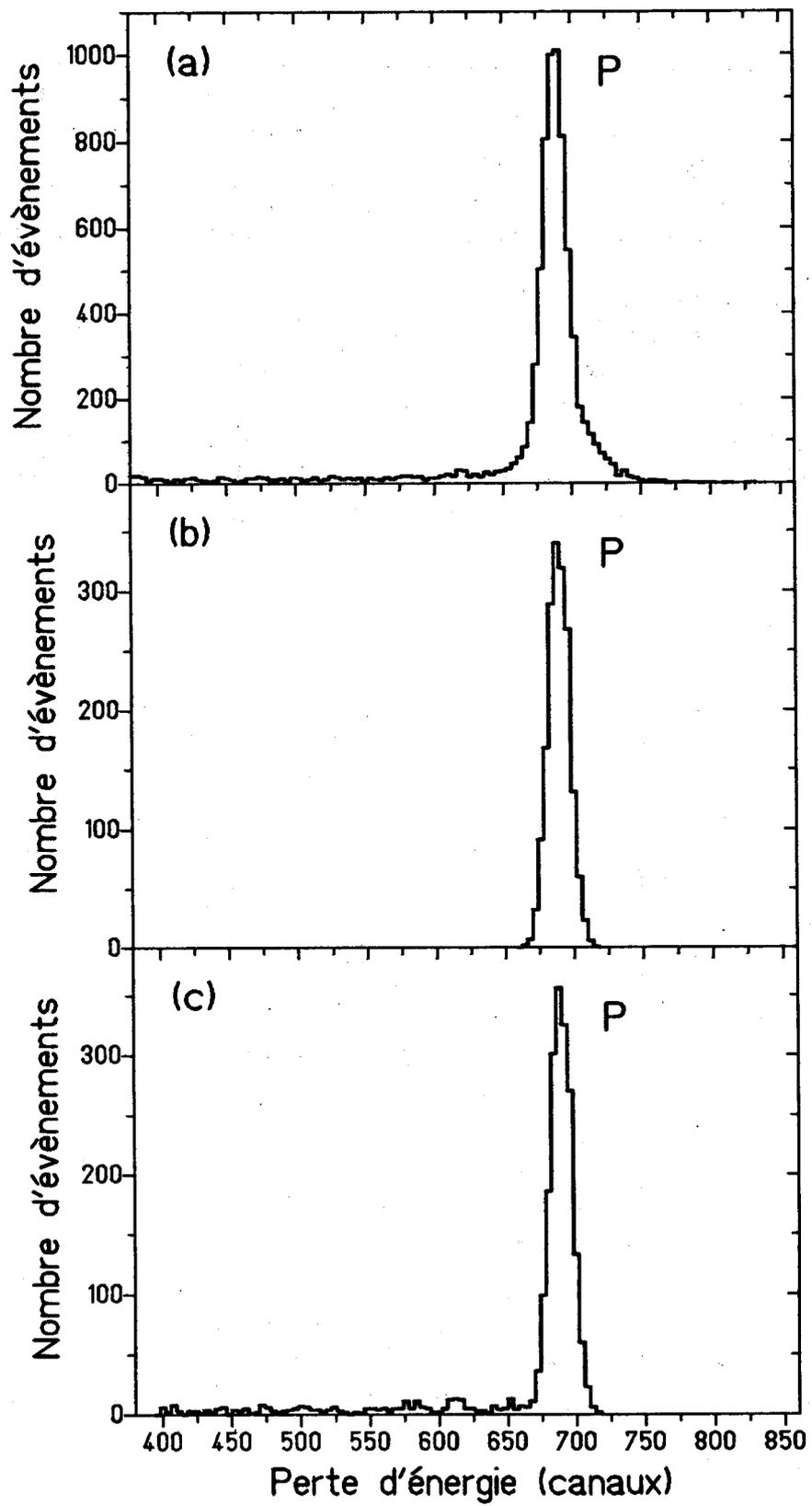
Le faible taux de contaminants par réactions secondaires observés à la sortie du spectromètre est dans un premier temps surprenant, puisque les épaisseurs de matière sont importantes pour le fonctionnement de la séparation isotopique aux énergies relativistes. En effet les premières expériences sur cette méthode réalisées au spectromètre LISE au GANIL à Caen aux énergies intermédiaires ont montré des taux similaires de contaminants [Han87, Han90a]. Se fiant à ces résultats, le problème semblait devenir plus important aux énergies relativistes, puisque les épaisseurs de la cible et du dégradeur augmentent avec les parcours respectifs du projectile et du fragment sélectionné dans la matière [Han87]. Ceci est maintenant bien compris. La figure 6.3 montre les deux sélections consécutives de la séparation isotopique sur la carte bidimensionnelle des nuclides pour les cas des transmissions du ^{36}P par le spectromètre LISE aux énergies intermédiaires et par le spectromètre SPES I aux énergies relativistes. Ces deux sélections consécutives sont respectivement la sélection par la première section magnétique dipolaire et la sélection due à la perte d'énergie des noyaux dans le dégradeur combinée à la déflexion des noyaux dans la seconde section magnétique dipolaire. Celles représentées sur la figure 6.3

sont calculées par le programme LIESCHEN [Han90b], programme calculant les propriétés d'optique ionique d'un instrument fonctionnant sur le principe de la séparation isotopique. Ainsi la résolution de la première sélection magnétique dipolaire du spectromètre SPES I est supérieure à celle du spectromètre LISE.

Ceci provient, dans une faible mesure, des différentes acceptances entre les deux systèmes. Elles sont mentionnées dans le tableau 6.3. Par contre ce résultat provient essentiellement de la dispersion en moment de la réaction de fragmentation nucléaire (dispersion de Goldhaber) dont la valeur en absolue est indépendante de l'énergie cinétique du noyau initial [Gol74]. Aussi par cette dernière, la dispersion relative $\Delta p/p$ de la réaction diminue lorsque l'énergie cinétique croît. Cela réduit donc, lorsque l'énergie cinétique croît, le nombre de fragments atteignant le dégradeur intermédiaire. Ainsi, bien que le dégradeur soit très épais pour les applications aux énergies relativistes, le taux de réactions nucléaires dans ce dernier est limité par le nombre de fragments atteignant celui-ci.

Cependant la sélection du ^{36}P , isotope riche en neutrons, peut être un cas favorable, puisque la première section dipolaire ne sélectionne que des noyaux produits avec des sections efficaces comparables. Pour la sélection d'un isotope déficient en neutrons d'un élément lourd, la première section magnétique sélectionnerait des noyaux plus légers près de la courbure de la vallée de stabilité bêta, dans le couloir des résidus à l'équilibre, là où les sections efficaces de production des noyaux sont plus élevées. Ceci causerait, à la sortie du séparateur, une plus large contamination due aux réactions secondaires dans le dégradeur. Par exemple dans le cas défavorable de la sélection de l'isotope ^{183}Pb à partir d'un faisceau ^{238}U de 1 GeV/uma d'énergie cinétique, d'une cible de carbone d'épaisseur égale à 15% du parcours de ^{238}U incident de 1 GeV/uma dans le carbone, et d'un dégradeur en aluminium d'épaisseur sur l'axe centrale égale approximativement à 50% du parcours dans l'aluminium du ^{183}Pb quittant la cible, les résultats obtenus par notre simulation sont les suivants : Les isotopes ^{182}Pb et ^{184}Pb , produits dans la cible, sont transmis à travers le système au même titre que le ^{183}Pb , mais avec des intensités appréciablement

Figure 6.2: Spectres expérimental et simulés de perte d'énergie dans le scintillateur placé à la sortie du spectromètre lors de l'expérience test de la séparation isotopique décrite dans le chapitre 2. Le spectre expérimental (a) est le même que celui montré sur la figure 2.3.c. Les spectres calculés sont les résultats des simulations des noyaux et fragments projectiles à travers les différentes couches de matières et les sections magnétiques dipolaires du spectromètre respectivement avec (c) et sans (b) la prise en compte des produits des réactions secondaires.



	LISE	SPES I
1 ^{ère} section dipolaire :		
Acceptance en moment	2,5 %	0,5 %
Acceptance angulaire	10 mrad	12 mrad
2 ^{ème} section dipolaire :		
Acceptance en moment	2,5 %	0,5 %
Acceptance angulaire	15 mrad	21 mrad

Tableau 6.3: Acceptances angulaires et en moment des sections dipolaires des spectromètres LISE (énergies intermédiaires) et SPES I (énergies relativistes) ajustés pour fonctionner comme un séparateur de fragments.

moindres. L'intensité des contaminants de charges nucléaires différentes de celle de l'élément *Pb*, obtenue à la sortie du système, provient des réactions secondaires dans le dégradeur. Elle est égale à 17% de celle de l'élément *Pb* transmis, et à 24% de celle de l'isotope ^{183}Pb transmis. Ce calcul tient compte d'une ouverture dans le plan focal intermédiaire de ± 6 cm et d'une zone de détection à la sortie du spectromètre de $\pm 2,5$ cm. Ainsi même pour ce cas défavorable, le taux de contaminants causé par réactions secondaires dans le dégradeur intermédiaire ne s'avère pas si élevé. Cette contamination ajoutée à celles du ^{182}Pb et du ^{184}Pb constitue une intensité égale à 65% de celle du ^{183}Pb transmis. Les différents états de charge possible du noyau ne sont pas pris en compte dans le calcul. Même avec 1 GeV/uma d'énergie cinétique, les noyaux fragments de numéro atomique élevé quittant la cible ne sont pas toujours totalement épluchés, ce qui cause un autre type de contamination.

Ces résultats apportent une perspective optimiste aux problèmes des réactions secondaires dans le dégradeur intermédiaire qui, suivant les observations des résultats des expériences au GANIL, devait être une limitation sévère à l'application de la méthode de la séparation isotopique aux énergies relativistes.

De plus, pour les cas où ce faible taux de contaminants constituerait encore un inconvénient, une sélection supplémentaire par le parcours peut être envisagée à la sortie du séparateur. Une sélection par le parcours à partir de fragments relativistes a été réalisée avec succès durant l'expérience test au SATURNE (voir chapitre 2). Une telle sélection supplémentaire séparerait donc le noyau sélectionné d'une grande partie des contaminants.

La fraction des isotopes produits qui est transmise à travers le séparateur est une caractéristique importante de la méthode de séparation. Cette quantité n'a

pas été mesurée durant l'expérience de SATURNE. Ainsi nous donnons les résultats calculés à partir de notre modèle, résultats toujours normalisés au nombre d'isotopes

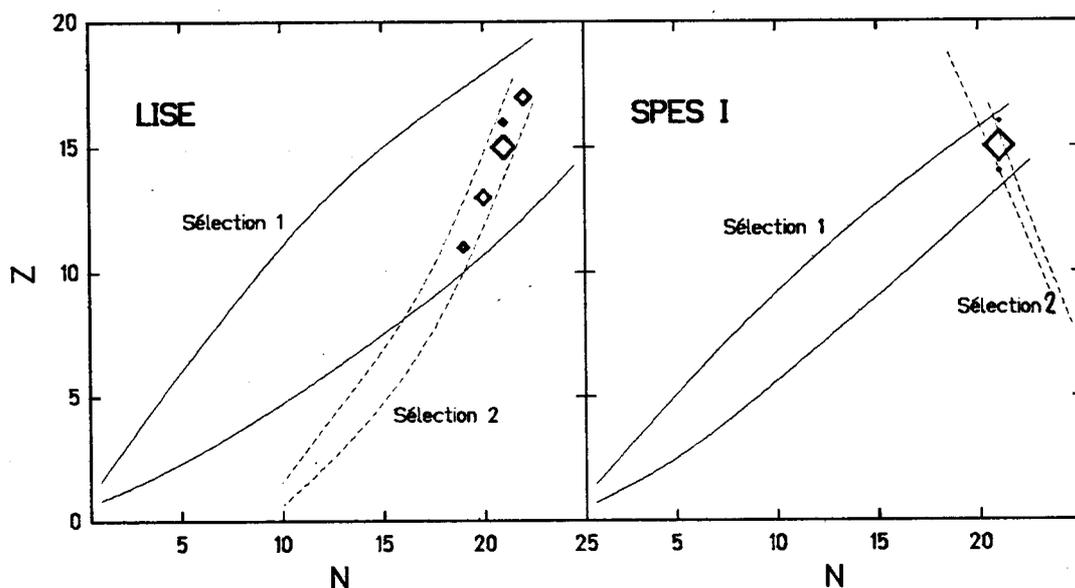


Figure 6.3: Représentation sur cartes bidimensionnelles (N, Z) des fragments projectiles prédits d'être transmis par la méthode de la séparation isotopique aux énergies intermédiaires (60 MeV/uma) au spectromètre LISE de GANIL et aux énergies relativistes (400 MeV/uma) au spectromètre SPES I de SATURNE. Le calcul provient d'un programme sur les propriétés de la séparation isotopique. Les conditions sur les spectromètres sont choisies pour sélectionner l'isotope ^{36}P à partir d'un faisceau ^{40}Ar sur une cible de carbone et avec un dégradeur en aluminium. Sur les deux cartes bidimensionnelles (N, Z) sont représentés les deux sélections, la première sélection magnétique dipolaire et la deuxième sélection due à la perte d'énergie dans le dégradeur intermédiaire combinée avec la deuxième sélection magnétique dipolaire. Les lignes continues visualisent les noyaux transmis à 0,5% à travers la première section magnétique dipolaire, et celles en tirets ceux à travers la deuxième section magnétique dipolaire. Les losanges représentent les noyaux transmis à la sortie du spectromètre et leur surfaces sont proportionnelles aux intensités transmises.

^{36}P quittant la cible : Due à l'acceptance réduite en angle et en moment de la première section dipolaire du spectromètre, une fraction de 70% des isotopes ^{36}P atteint le dégradeur intermédiaire. Due essentiellement aux réactions secondaires dans le dégradeur, une fraction de 54% des isotopes ^{36}P est transmise jusqu'à la sortie du séparateur. Finalement dans un stoppeur en Pb , 47% des isotopes ^{36}P quittant la cible peuvent être arrêtés sans être détruits par réactions secondaires.

La probabilité de production du ^{36}P dans la cible de carbone est d'environ $4 \cdot 10^{-5}$ par noyau projectile ^{40}Ar incident.

Chapitre 7

Conclusion

Le processus de la fragmentation nucléaire, réalisé lors des collisions périphériques noyau-noyau aux énergies relativistes, a été le sujet central de cette thèse. Nous nous sommes particulièrement intéressés à la zone "spectatrice" de la collision du noyau projectile, respectivement du noyau cible, ainsi que de son évolution jusqu'au fragment projectile final, respectivement fragment cible. Après une analyse des modèles théoriques, nous avons choisi, pour une meilleure transparence de la physique, le modèle géométrique d'abrasion pour la première étape du processus de la fragmentation, combiné avec le modèle d'évaporation de Campi et Hüfner pour la deuxième étape. Un nouvel examen de ces deux modèles nous a conduit à proposer des améliorations et à résoudre les inconsistances de certains points de ces modèles. Ces points spécifiques sont l'énergie d'excitation du préfragment, le moment angulaire du préfragment, le cheminement du processus de diffusion de l'étape d'évaporation, et la structure microscopique dans les sections efficaces. Ainsi l'énergie d'excitation d'excès de surface du modèle d'abrasion d'origine, correspondant à un processus adiabatique, est remplacée par un modèle diabatique qui calcule l'énergie d'excitation à partir de l'énergie générée par la création des trous sur les différents niveaux à une particule en dessous de la surface de Fermi dans le puits de potentiel du noyau initial. Le moment angulaire du préfragment, même si celui-ci n'est pas explicitement traité dans la version présente du modèle, est estimé par un modèle statistique similaire à celui de Goldhaber sur la quantité de mouvement. Pour améliorer le cheminement du processus de diffusion du modèle d'évaporation de Campi et Hüfner, nous avons introduit les probabilités d'émission de particules du modèle statistique comme nouveaux poids statistiques pour le calcul des propriétés de la particule moyenne évaporée. Les structures microscopiques (corrections de couche et d'appariement) sont introduites de manière consistante dans les masses et dans les densités d'états des noyaux avec un modèle similaire au modèle d'Ignatyuk et al. Ceci est d'autant plus important que les densités d'états permettent de calculer l'espace de phase des noyaux, quantité déterminante pour le calcul de la distribution des sections efficaces isobariques de production.

Notre modèle sur la fragmentation reproduit de manière satisfaisante, sans aucun coefficient d'ajustement, l'ensemble des sections efficaces expérimentales de production. Avec l'énergie d'excitation calculée à partir des niveaux vacants à une particule en dessous de la surface de Fermi dans le puits de potentiel, les sections efficaces de production des fragments légers et lourds sont reproduites sans introduction d'un terme supplémentaire de friction. La structure pair-impair des sections efficaces calculées avec les corrections microscopiques est relativement faible dans le cas des isobares de masse paire, et est très prononcée dans le cas des isobares de masse impaire. Cette structure prononcée se retrouve donc pour les sections efficaces isotopiques calculées. Cependant, expérimentalement, cette structure est moins prononcée. Ce désaccord provient du calcul de l'énergie seuil minimale d'émission de particules (valeur indispensable pour le calcul de l'espace de phase du fragment), dans lequel d'une part la désexcitation par émission gamma qui est un processus entrant en compétition près du seuil avec l'évaporation de particules, et d'autre part le moment angulaire du fragment n'ont pas été pris en compte. Une structure expérimentale résiduelle paire-impair des sections efficaces de production des noyaux légers de masse paire est observée et est bien reproduite par le calcul. Elle constitue une information sur les effets résiduels d'appariement dans les noyaux pair-pair et impair-impair près de l'énergie critique. Elle est, par le calcul, pour la première fois directement reliée à une structure fine d'appariement dans les densités d'états, structure également observée à partir des données expérimentales de spectroscopie des niveaux excités.

Pour améliorer la description du processus, nous pouvons bien évidemment prendre dans l'étape d'abrasion, des noyaux plus réalistes avec des surfaces diffuses et des rayons calculés à partir du "droplet model". Mais nous pouvons également prendre en compte, pour le calcul de l'énergie d'excitation, la probabilité de présence des nucléons sur les différents orbites ainsi que le déplacement du centre de masse du système après abrasion. Pour le calcul des sections efficaces de production avec corrections microscopiques, il faudrait introduire dans le calcul de l'énergie seuil minimale d'émission de particules, le moment angulaire, ainsi que la compétition près du seuil entre l'évaporation de particules et la désexcitation par émission gamma. Nous pouvons également affiner le modèle au détriment du temps de calcul en utilisant explicitement les coefficients de transmission des particules chargées au lieu de prendre des barrières coulombiennes effectives. Mais nous sommes persuadés que l'essentiel de la physique sur la fragmentation nucléaire est inclus dans le modèle, toujours simplifié au maximum au profit d'une meilleure transparence de la physique.

De plus ce modèle de la fragmentation nucléaire est particulièrement bien adapté, par son temps de calcul, aux prédictions de sections efficaces de production aux énergies relativistes; comme processus unique et d'une importance capitale, pour la préparation des faisceaux secondaires liés aux expériences de physique. Pour l'utilisation du séparateur de fragments comme instrument de préparation des faisceaux secondaires, suivant les transmissions des différents noyaux à travers le séparateur, le modèle sur la fragmentation nucléaire peut donc prédire les intensités

des différents faisceaux secondaires à la sortie du séparateur, ainsi que les limites accessibles dans les productions des isotopes riches ou déficients en neutrons par le processus de la fragmentation.

Ce modèle a d'autre part été utilisé pour le calcul des réactions nucléaires secondaires dans les différentes couches de matière insérées dans le séparateur. Celui-ci montre finalement que le faisceau secondaire est, à la sortie du séparateur, relativement peu contaminé par les produits des réactions nucléaires secondaires, et ceci malgré les épaisseurs importantes de matière, spécialement celle du dégradeur intermédiaire, nécessaire pour l'application de la méthode de séparation isotopique aux énergies relativistes. Ce résultat est essentiellement dû à la dispersion en moment de la réaction de fragmentation qui, en absolu, est pratiquement constante et dont la valeur relative diminue lorsque l'énergie cinétique croît.

Afin de vérifier l'ensemble des calculs sur la méthode de la séparation isotopique aux énergies relativistes, une expérience test a été réalisée au spectromètre SPES I au SATURNE à Saclay. Cette expérience a largement été satisfaisante. A partir d'un faisceau primaire ^{40}Ar de 403 MeV/uma d'énergie cinétique, un faisceau secondaire d'isotopes ^{36}P a été sélectionné à la sortie du système avec une pureté surprenante. Le taux de contaminants dû aux réactions secondaires dans le dégradeur intermédiaire a été faible et est très bien reproduit par le calcul. L'isotope voisin, ^{35}P , produit également dans la cible a aussi été transmis à travers le système mais avec une intensité beaucoup moindre, comme le prévoyait le calcul, et distinctement séparé du ^{36}P par sa position à la sortie du système. De plus, indépendamment de cette méthode, une sélection des fragments relativistes par le parcours a expérimentalement été réalisée avec succès, et constitue ainsi en aval du séparateur un outil idéal supplémentaire de tri du noyau désiré des contaminants.

Les études accomplies dans cette thèse ont fourni un modèle de fragmentation nucléaire élaboré. Cela nous permet de prédire des sections efficaces de production ainsi que les effets des réactions multiples pour la méthode de séparation isotopique de faisceaux secondaires. Nous avons appris par nos études expérimentales et théoriques que cette méthode est bien adaptée aux énergies entre 400 et 1000 MeV/uma pour fournir des faisceaux secondaires mono-isotopiques. Les instruments comme le séparateur de fragments au GSI vont donc être à ces énergies, les outils importants pour les expériences futures avec des faisceaux secondaires.

Appendice A

Modèle modifié sur la fragmentation nucléaire

Le nouveau modèle de la fragmentation nucléaire que nous présentons maintenant est la réunion du modèle d'abrasion et du modèle d'évaporation décrits dans le chapitre 3 auxquels sont inclus les développements du chapitre 4. Toutefois les considérations sur le moment angulaire du préfragment ne sont pas incluses dans ce modèle. Nous reprenons donc dans cet appendice les principaux résultats des chapitres 3 et 4, et présentons les détails complémentaires nécessaires pour l'utilisation de ce nouveau modèle.

Le modèle est essentiellement analytique, les valeurs intermédiaires ainsi que celles des résultats finals sont donc des valeurs continues. Les nombres de masse des noyaux ainsi que les nombres de nucléons arrachés par abrasion ou évaporés n'ont un sens physique que lorsqu'ils sont entiers. Cependant la transformation des distributions continues en distributions discrètes peut introduire une structure artificielle. La seule structure éventuelle que nous voulons observer est celle provenant des corrections microscopiques (corrections de couche et d'appariement) dans le facteur de densité d'états du modèle d'évaporation, facteur représentatif de l'espace de phase du noyau final, que nous pensons déterminant pour la section efficace de production du noyau. Aussi les distributions continues sont conservées, et seuls les noyaux finals aux nombres entiers de masse sont pris en compte après désexcitation complète des systèmes. Ceci s'obtient généralement, dans ce modèle, avec des préfragments aux nombres réels de masse, entraînant ainsi des approximations sur les distributions en énergie d'excitation et en charge du préfragment.

A.1 L'abrasion

La masse A' du préfragment projectile obtenue après abrasion dépend du paramètre d'impact b et se calcule de la façon suivante :

$$A'(b) = A_p - a(b), \quad (\text{A.1})$$

où A_p est la masse du projectile incident et a le nombre de nucléons coupés par abrasion que nous calculons à partir de la formulation de Swiatecki [Swi76]. Cette formulation est la suivante : Le nombre de nucléons coupés par abrasion a est égal à $A_p F(\nu, \beta)$, où F est une fonction dépendant du paramètre ν et de la variable β , qui sont respectivement la dimension relative du noyau projectile et le paramètre d'impact relatif aux système projectile-cible, définis comme suit :

$$\nu = \frac{R_p}{R_p + R_c} \quad (\text{A.2})$$

$$\beta = \frac{b}{R_p + R_c}, \quad (\text{A.3})$$

R_p et R_c étant respectivement le rayon du noyau projectile et celui du noyau cible. Le paramètre ν et la variable β prennent donc des valeurs entre zéro et un. L'abréviation $\mu = 1/\nu - 1 = R_p/R_c$ est également utilisée dans les expressions de la fonction F . Les expressions de la fonction F varient de la manière suivante en fonction de la géométrie du système :

Si $R_p < R_c$ et si $R_c - R_p \leq b \leq R_p + R_c$ (collision périphérique), nous avons :

$$F = 0,75 (1 - \nu)^{1/2} \left(\frac{1 - \beta}{\nu} \right)^2 - 0,125 [3 (1 - \nu)^{1/2} - 1] \left(\frac{1 - \beta}{\nu} \right)^3. \quad (\text{A.4})$$

Si $R_p < R_c$ et si $0 \leq b < R_c - R_p$ (collision centrale), nous avons :

$$F = 1. \quad (\text{A.5})$$

Si $R_p \geq R_c$ et si $R_p - R_c \leq b \leq R_p + R_c$ (collision périphérique), nous avons :

$$F = 0,75 (1 - \nu)^{1/2} \left(\frac{1 - \beta}{\nu} \right)^2 - 0,125 \left[\frac{3 (1 - \nu)^{1/2}}{\mu} - \frac{[1 - (1 - \mu^2)^{3/2}] [1 - (1 - \mu^2)^{1/2}]}{\mu^3} \right] \left(\frac{1 - \beta}{\nu} \right)^3 \quad (\text{A.6})$$

Si $R_p \geq R_c$ et si $0 \leq b < R_p - R_c$ (collision centrale), nous avons :

$$F = [1 - (1 - \mu^2)^{3/2}] \left[1 - \frac{\beta^2}{\nu} \right]^{1/2}. \quad (\text{A.7})$$

La section efficace géométrique partielle en fonction du paramètre d'impact b de la collision est :

$$\frac{\delta\sigma}{\delta b} = 2\pi b. \quad (\text{A.8})$$

Nous retrouvons donc avec cette expression la section efficace géométrique totale $\sigma_{tot} = \pi b_{max}^2$ où b_{max} est la somme $R_p + R_c$ des rayons du noyau projectile et du noyau cible pris égaux respectivement à $r_0 A_p^{1/3}$ et à $r_0 A_c^{1/3}$ où A_c est la masse du noyau cible et r_0 la constante du rayon de Fermi prise égale à 1,22 fm. Cette valeur de 1,22 fm est celle issue du modèle de masse de Myers et de Swiatecki [Mye66] que nous utiliserons par la suite pour le calcul de certaines valeurs liées aux masses des noyaux sur lesquelles nous reviendrons. Aussi nous déduisons de l'expression A.8 la section efficace géométrique pour produire un préfragment de masse A' , soit :

$$\sigma(A') = 2\pi b(A') \frac{db(A')}{dA'}. \quad (\text{A.9})$$

Cette expression est donc peu différente de l'expression 3.2.

La transition entre les collisions périphériques et les collisions centrales est réalisée dans les formules de Swiatecki par la continuité de la fonction $F(\nu, \beta)$ décrite précédemment. Cependant elle possède au point de jonction une légère inflexion, que nous retrouvons sur la fonction $A'(b)$ déterminant la masse du préfragment suivant le paramètre d'impact de la collision. Celle-ci crée une discontinuité, montrée par Morrissey et al. [Mor78], dans la distribution des sections efficaces $\sigma(A')$ de production en masse des préfragments. Cette inflexion, non physique, due à des approximations dans les formules de Swiatecki, est supprimée par l'utilisation d'un polynôme du troisième degré, qui rend finalement la distribution $\sigma(A')$ continue (voir figure A.1). La distribution en charge du préfragment utilisée dans notre modèle est la distribution hypergéométrique (expression 3.6). C'est donc une distribution large mais centrée sur la charge Z' telle que le rapport Z'/A' soit égal à celui du noyau projectile incident, c'est à dire à Z_p/A_p . La distribution hypergéométrique a été assimilée à une gaussienne, ceci afin de simplifier les calculs. Les bords de la gaussienne sont cependant coupés afin de respecter les limites dues aux nombres de protons et neutrons du noyau initial.

L'énergie d'excitation du préfragment est calculée à partir de l'énergie générée, lors de l'abrasion, par la création des trous (nucléons arrachés au noyau) sur les différents niveaux à une particule en dessous de la surface de Fermi dans le puits de potentiel du noyau initial. Aussi nous avons une énergie moyenne générée par trou, donc une énergie moyenne d'excitation par nucléon arraché, de 13,3 MeV (voir partie 4.2). L'énergie moyenne d'excitation du préfragment a donc pour expression (en MeV) :

$$E'_{moy}(b) = 13,3 a(b). \quad (\text{A.10})$$

La distribution en énergie d'excitation du préfragment autour de la valeur moyenne E'_{moy} est également réalisée par une gaussienne dont les bords sont coupés suivant

la gamme d'énergie d'excitation disponible. Cette approximation permet d'étendre le calcul aux nombres réels de masse des préfragments (voir introduction de cet appendice).

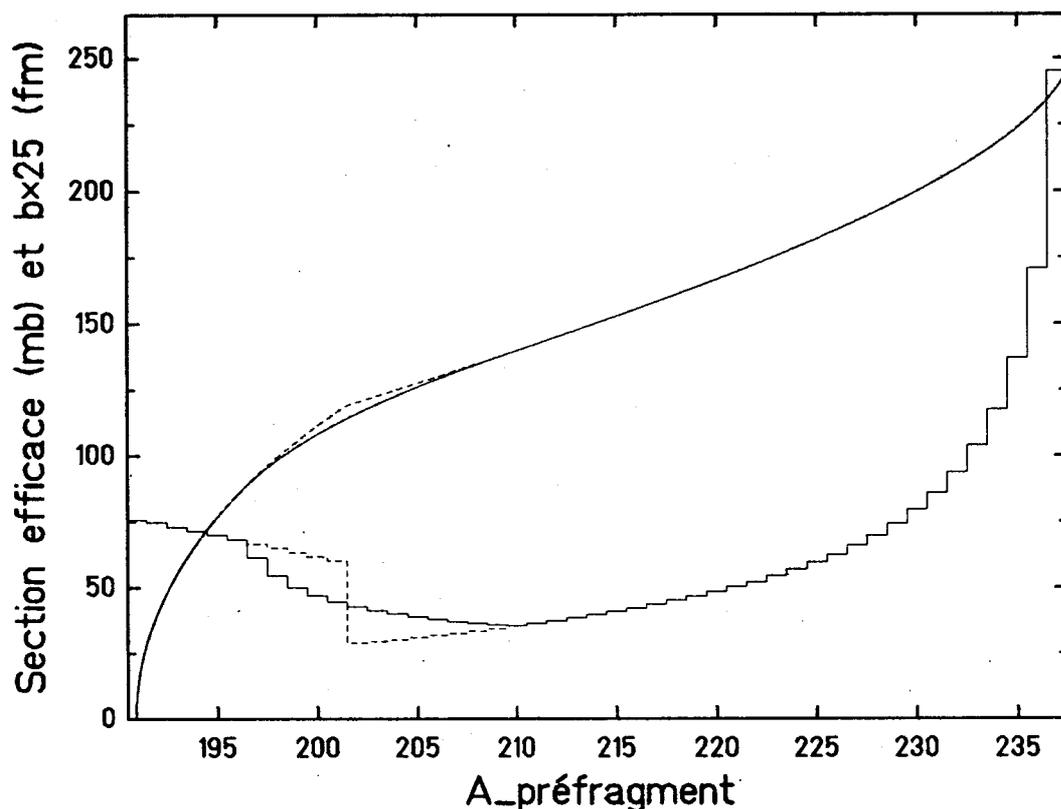


Figure A.1: Transition, dans le calcul, entre les collisions périphériques et les collisions centrales. La courbe ---- représente la masse du préfragment en fonction du paramètre d'impact b calculée par les formules de Swiatecki [Swi76]. Elle possède un point d'inflexion. Cette dernière crée une discontinuité dans le calcul des sections efficaces de production en masse des préfragments (histogramme ----). En introduisant localement une fonction continuellement dérivable (polynôme du troisième degré) dans le calcul de la masse du préfragment en fonction du paramètre d'impact b (courbe —), la discontinuité dans le calcul des sections efficaces de production en masse du préfragment disparaît (histogramme —).

A.2 L'évaporation

Le processus d'évaporation cesse lorsque le système, le noyau, a brûlé pratiquement toute son énergie d'excitation, ce qui correspond à un noyau proche de son état fondamental. Un fragment final de masse A est donc directement relié à un préfragment de masse A' d'énergie d'excitation E' , d'après la simple chaîne d'évaporation décrite dans la partie 4.4. Cependant la distribution en énergie d'excitation du préfragment, supprime la corrélation stricte du modèle d'origine entre la masse finale du fragment et la masse du préfragment. La section efficace de distribution en masse des fragments est relié à celle des préfragments (expression A.9) suivant la relation :

$$\sigma(A) = \sum_j p_j \frac{dA'_j}{dA} \sigma(A'_j), \quad (\text{A.11})$$

où la masse A du fragment est reliée à la masse A'_j du préfragment d'indice j , d'énergie d'excitation E'_j obtenue avec la probabilité p_j d'après la distribution en énergie d'excitation, par :

$$A = A'_j - \sum_{i=1}^{i_{\max}(j)} \alpha_i \quad (\text{A.12})$$

avec $i_{\max}(j)$, le nombre de pas du processus de diffusion, déterminé par la relation :

$$\sum_{i=1}^{i_{\max}(j)} \epsilon_i \simeq E'_j. \quad (\text{A.13})$$

La sommation sur les j est celle sur tous les préfragments (A'_j, E'_j) conduisant après évaporation au fragment de masse A .

Cependant l'insertion des probabilités d'émission des particules dans le calcul des valeurs moyennes discrètes α_i et ϵ_i avec i variant de 1 à $i_{\max}(j)$ (voir partie 4.4), introduit quelques fluctuations dans les pentes dA'_j/dA de la relation A.11. Afin de remédier à cela et de conserver l'essentiel de nos résultats, nous prendrons pour chaque préfragment issu du même système projectile-cible et pour chaque pas du processus d'évaporation (c'est-à-dire pour i variant de 1 à $i_{\max}(j)$) les valeurs α_i et ϵ_i constantes. Ces deux constantes, respectivement égales à α_c et ϵ_c , sont déterminées d'après les probabilités d'émission de particules d'un préfragment moyen ($\bar{A}, \bar{I}, \bar{E}$) déterminé à partir du calcul de tous les préfragments issus du même système projectile-cible. Les valeurs α_c et ϵ_c se calculent respectivement d'après les expressions 4.22 et 4.23 en remplaçant $(A_{i-1}, I_{i-1}, E_{i-1})$ par $(\bar{A}, \bar{I}, \bar{E})$. Cette simplification permet un meilleur emploi de la relation A.11 et ne change pratiquement pas les autres résultats déjà acquis. Aussi dans l'expression A.11, la masse A du fragment final est reliée à la masse A'_j du préfragment d'indice j par la simple relation :

$$\epsilon_c (A'_j - A)/\alpha_c \simeq E'_j, \quad (\text{A.14})$$

où E'_j est l'énergie d'excitation, obtenue avec la probabilité p_j , du préfragment. Cette relation est similaire à celle 3.21 du modèle d'origine. Cette simplification fixe donc le pas du processus de diffusion à la valeur α_c mais ne modifie ni la direction ni la largeur du processus de diffusion. Les valeurs τ_{1i} et τ_{2i} pour i variant de 1 à i_{max} se calculent toujours respectivement à partir des relations 4.24 et 4.25.

La gaussienne (expression 4.31), résultat du processus de diffusion de l'étape d'évaporation et également facteur mémoire du modèle, est convoluée à la distribution en charge du préfragment. La section efficace isobarique (c'est-à-dire pour A fixe) de notre modèle devient, en incluant les modifications précédentes :

$$\sigma(A, I) = c(A) \frac{\Omega(A, I, E_i(A, I))}{\Omega(A, I_S, E_i(A, I_S))} \left(\sum_j p_j \left[\exp \frac{- \left[I - (I'_j - \sum_{i=1}^{i_{max}(j)} c_i \tau_{1i}) \right]^2}{2 (\eta_j^2 + \sum_{i=1}^{i_{max}(j)} c_i^2 \tau_{2i})} \right] \right) \sigma(A) \quad (\text{A.15})$$

où $i_{max}(j)$, le nombre de pas du processus de diffusion, est déterminé par :

$$i_{max}(j) \simeq E'_j / \epsilon_c. \quad (\text{A.16})$$

La sommation sur les j est toujours celle sur tous les préfragments (A'_j, E'_j) conduisant après évaporation au fragment de masse A . I est le nombre d'excès de neutrons du fragment final, η_j^2 est l'écart quadratique moyen de la distribution en charge du préfragment d'indice j , I'_j le nombre d'excès de neutrons du préfragment tel que le rapport I'_j/N'_j (où N'_j est le nombre de neutrons de ce préfragment) soit égal à celui du noyau projectile incident, c'est-à-dire à I_p/N_p . c_i est le $i^{\text{ème}}$ coefficient égale à α_c/α_i normalisant le $i^{\text{ème}}$ pas α_i du processus de diffusion au nouveau pas fixe α_c de ce processus de diffusion. Pour des explications concernant l'origine et le sens physique des différents facteurs, se rapporter aux parties 3.4 et 4.4.

Ainsi le calcul du processus d'évaporation de notre modèle modifié se résume par les équations A.11, A.14, A.15 et A.16.

L'expression de la densité d'états, avec et sans correction microscopique, utilisée d'une part pour les probabilités d'émission de particules dans les calculs des valeurs moyennes α_c , ϵ_c et des valeurs moyennes discrètes α_i , τ_{1i} et τ_{2i} avec i variant de 1 à i_{max} , et d'autre part pour le calcul des distributions du facteur de densité d'états (facteur représentatif de l'espace de phase des noyaux finals), est celle présentée dans la parties 4.5. Toutefois, le pas du processus de diffusion étant généralement une valeur non entière, et seule la masse du noyau en fin du processus étant entière, aussi le facteur de densité d'états peut seul bénéficier des corrections microscopiques.

Nous avons donc un processus macroscopique d'évaporation dans lequel les effets microscopiques sont introduits dans le facteur de densité d'états, facteur représentatif de l'espace de phase des noyaux finals.

Il est donc nécessaire, dans ce modèle, de calculer les énergies de séparation des particules avec et sans correction microscopique, telles que celles du neutron, du proton, de la particule alpha pour le calcul des probabilités d'émission, mais

également celles de deux protons, de deux neutrons, de la particule deutéron, pour le calcul de l'énergie seuil minimale E_t d'émission de particules de chaque noyau, valeur essentielle dans le calcul du facteur densité d'états. Ceci nous oblige donc à utiliser une formule de masse avec et sans insertion des corrections microscopiques. De plus, il est également nécessaire de définir les expressions des barrières coulombiennes effectives d'émission de particules. Nous présentons donc maintenant respectivement dans l'ordre suivant, les calculs des énergies de séparation, les calculs des barrières coulombiennes, et la formule de masse choisie pour le calcul des excès de masse.

A.3 Calculs des énergies de séparation

L'énergie de séparation d'une particule correspond à son énergie de liaison dans le noyau. Les quantités S_n , S_{2n} , S_p , S_{2p} , S_d et S_α , qui sont respectivement l'énergie de séparation du dernier neutron, des deux derniers neutrons, du dernier proton, des deux derniers protons, du dernier neutron et du dernier proton constituant une particule deutéron, et des derniers neutrons et protons constituant une particule alpha, sont obtenues par les relations suivantes :

$$S_n = [\Delta M(Z, N - 1) + \Delta M(n)] - \Delta M(Z, N) \quad (\text{A.17})$$

$$S_{2n} = [\Delta M(Z, N - 2) + 2 \Delta M(n)] - \Delta M(Z, N) \quad (\text{A.18})$$

$$S_p = [\Delta M(Z - 1, N) + \Delta M(p)] - \Delta M(Z, N) \quad (\text{A.19})$$

$$S_{2p} = [\Delta M(Z - 2, N) + 2 \Delta M(p)] - \Delta M(Z, N) \quad (\text{A.20})$$

$$S_d = [\Delta M(Z - 1, N - 1) + \Delta M(^2H)] - \Delta M(Z, N) \quad (\text{A.21})$$

$$S_\alpha = [\Delta M(Z - 2, N - 2) + \Delta M(^4He)] - \Delta M(Z, N) \quad (\text{A.22})$$

où $\Delta M(Z, N)$ est l'excès de masse atomique du noyau (Z, N)

$\Delta M(n)$ est l'excès de masse du neutron, soit 8,072 MeV

$\Delta M(p)$ est l'excès de masse du proton, soit 7,289 MeV

$\Delta M(^2H)$ est l'excès de masse du deutéron, soit 13,136 MeV

$\Delta M(^4He)$ est l'excès de masse de la particule alpha, soit 2,425 MeV.

L'excès de masse atomique ΔM de l'atome (Z, N) de masse M est défini par :

$$\Delta M(Z, N) = M(Z, N) - A u, \quad (\text{A.23})$$

où A est le nombre de nucléons de l'atome, u l'unité de masse atomique (uma) égale à 931,5 MeV. Cette expression a pour référence la masse du ^{12}C qui est définie comme égale à 12 uma.

Un noyau sera donc lié ou non suivant les signes des six quantités mentionnées précédemment. Si une de ces six quantités est négative le noyau sera non lié. Les noyaux bêta stables sont ceux qui ont les excès de masses les plus faibles et forment le

fond de la vallée de stabilité bêta. Les autres se désintègrent spontanément vers des noyaux d'excès de masses plus faibles. L'annulation des six quantités mentionnées précédemment, mais plus spécialement des termes S_n , S_{2n} , S_p et S_{2p} , définissent les deux limites des noyaux liés. L'une est la "neutron drip-line" pour les noyaux excédentaires en neutrons et l'autre est la "proton drip-line" pour les noyaux déficients en neutrons. Cependant un noyau observable expérimentalement n'est pas toujours un noyau lié. En effet pour les noyaux déficients en neutrons, si la barrière coulombienne est suffisamment haute, elle peut ralentir l'émission de particules et assurer une certaine durée de vie au noyau. Ceci nous amène donc à considérer pour nos calculs les quantités S_n , S_{2n} , $S_p + B_{p\ eff}$, $S_{2p} + 2 B_{p\ eff}$, $S_d + B_{d\ eff}$ et $S_\alpha + B_{\alpha\ eff}$, sachant qu'un noyau sera considéré comme pouvant être observé si aucune de ces six quantités n'est négative. B_{eff} est la barrière coulombienne effective. Il n'a pas été tenu compte dans nos calculs de la barrière centrifuge.

A.4 Calculs des barrières coulombiennes effectives pour l'émission des particules chargées

Dans notre modèle nous évitons de traiter l'effet tunnel explicitement. C'est pourquoi nous choisissons des barrières coulombiennes effectives, définies dans les relations 4.19 et 4.20. L'expression de ces barrières coulombiennes est prise similaire à une formulation de Blatt et Weisskopf [Bla52], soit :

$$B = 1,44 \frac{Z_1 Z_2}{r A_1^{1/3} + c} \text{ MeV}, \quad (\text{A.24})$$

où Z_1 , Z_2 , sont respectivement les charges nucléaires du noyau après émission et de la particule émise, A_1 le nombre de masse du noyau après émission, r et c deux paramètres libres que nous allons déterminer. Le dénominateur dans l'expression A.24 correspond donc à une distance effective.

Pour déterminer les paramètres libres dans les expressions des barrières coulombiennes effectives d'émission d'un proton et d'une particule alpha, deux observations expérimentales vont nous guider. La première est issue de l'expérience de fusion à basse énergie de deux noyaux ^{90}Zr [Kel86]. Cette fusion forme le noyau ^{180}Hg dans un état excité conduisant à l'émission de particules. Les spectres d'émissions d'un seul neutron, d'un seul proton et d'une seule particule alpha montrent qu'il y a pratiquement équiprobabilité pour le noyau ^{180}Hg d'évaporer un neutron, un proton ou une particule alpha. En effet, les section efficaces maximums d'émission de ces trois particules sont toutes égales à 1 mb et correspondent à des particules émises d'énergie cinétique comprise entre 25 MeV et 30 MeV. La deuxième provient de l'observation systématique des distributions isobariques expérimentales des produits issus de la fragmentation par cible pour des cibles près de la vallée de stabilité bêta. Il en ressort que les maximums de ces distributions suivent une fonction Z_{prob} qui

dépend seulement de la masse A [Süm89] et coïncide avec la ligne de stabilité bêta pour des masses A inférieures à 32. Aussi nous admettrons que la ligne définissant l'équiprobabilité d'évaporer un neutron et un proton coïncide pour des noyaux légers ($A < 32$) à la ligne expérimentale Z_{prob} donc à la ligne de stabilité bêta.

Avec ces deux observations, et à partir des égalités $\Gamma_p = \Gamma_n$ et $\Gamma_\alpha = \Gamma_n$ dans les expressions 4.19 et 4.20, nous obtenons les barrières coulombiennes effectives suivantes :

$$B_{p\,eff} = \frac{1,44 (Z - 1)}{1,22 (A - 1)^{1/3} + 5,6} \text{ MeV} \quad (\text{A.25})$$

$$B_{\alpha\,eff} = \frac{1,44 \cdot 2 (Z - 2)}{1,22 (A - 4)^{1/3} + 6,7} \text{ MeV} , \quad (\text{A.26})$$

correspondant respectivement à l'émission d'un proton et d'une particule alpha. Toutefois la valeur de 1,22 obtenue pour r dans l'expression de la barrière coulombienne effective $B_{p\,eff}$ et qui correspond au rayon de Fermi est arbitrairement conservée dans l'expression de la barrière coulombienne effective $B_{\alpha\,eff}$. Ceci a été fait afin de réduire le nombre d'inconnues dans nos équations. L'expression de la barrière coulombienne effective d'émission d'un deutéron est déduite de celle de l'émission d'une particule alpha, soit :

$$B_{d\,eff} = \frac{1,44 (Z - 1)}{1,22 (A - 2)^{1/3} + 6,7} \text{ MeV} . \quad (\text{A.27})$$

A.5 Formule de l'excès de masse avec corrections microscopiques

Nous utilisons pour le calcul des excès de masse des noyaux, la formule de masse semi-empirique de Myers et Swiatecki [Mye66]. Celle-ci tient largement compte de la structure en couche de la matière nucléaire et de la déformation des noyaux. L'idée centrale de ce traitement repose sur une énergie du noyau issue du modèle de la goutte liquide et des corrections de couche. Aussi sans tenir compte de la structure en couche le noyau est stable avec une forme sphérique (modèle de la goutte liquide). Si, dans cette forme sphérique, l'apport dû à la structure en couche est négatif et c'est le cas pour des noyaux contenant un nombre magique de neutrons ou de protons, le noyau conserve sa forme sphérique et sa stabilité est renforcée. Par contre, si l'apport dû à la structure en couche est suffisamment positif et c'est le cas pour des noyaux dont les nombres de protons et de neutrons sont éloignés des nombres magiques, le noyau se déforme pour trouver la stabilité. Une large déformation du noyau tend d'ailleurs à faire disparaître la structure en couche. La correction de couche est une conséquence du regroupement des niveaux en bandes correspondant aux nombres magiques. Elle est donc très prononcée (correction de couche négative) pour les noyaux magiques et surtout doublement magiques, et moins prononcée (correction

de couche positive) pour les noyaux loin des noyaux magiques, spécialement lorsque le noyau est déformé puisque la structure de couche y est partiellement effacée. Il y a donc par exemple lorsque nous suivons les noyaux le long de la vallée de stabilité bêta, une périodicité dans la structure des corrections de couche due aux nombres magiques.

Cette formule de masse semi-empirique, où le traitement des corrections de couche est astucieux, reproduit dans son ensemble relativement bien les masses expérimentales des noyaux, à l'exception cependant des masses légères (noyaux avec des nombres de neutrons inférieurs à 20). Nous n'avons pas jugé nécessaire une formule de masse plus précise et par ce fait plus complexe comme celles du modèle macroscopique-microscopique de Möller et Nix [Möl81] ou du modèle microscopique de Dobaczewski et al. [Dob84].

L'excès de masse ΔM du noyau issu de la formule de masse de Myers et Swiatecki [Mye66] s'écrit, en fonction du facteur de déformation θ du noyau, de la façon suivante :

$$\Delta M(\theta) = \Delta M_{GL} + E \theta^2 - F \cos 3\gamma \theta^3 + U (1 - 2 \theta^2) \exp(-\theta^2) + \delta, \quad (\text{A.28})$$

où ΔM_{GL} est l'excès de masse issue de la goutte liquide sans déformation :

$$\Delta M_{GL} = \Delta M_n N + \Delta M_p Z + D. \quad (\text{A.29})$$

ΔM_n et ΔM_p sont respectivement les excès de masse du neutron et du proton, N et Z les nombres de neutrons et de protons du noyau, γ un paramètre d'ellipsoïde.

D , E , F sont les termes déduits de la goutte liquide et paramétrisés aux masses expérimentales par Myers et Swiatecki, soient :

$$D = -c_1 A + c_2 A^{2/3} + c_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - c_4 \frac{Z^2}{A} \quad (\text{A.30})$$

$$E = \left(\frac{2}{5} c_2 A^{2/3} - \frac{1}{5} c_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} \right) \alpha_0^2 \quad (\text{A.31})$$

$$F = \frac{4}{105} \left(c_2 A^{2/3} - c_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} \right) \alpha_0^3 \quad (\text{A.32})$$

avec

$$c_1 = a_1 \left(1 - 1,7826 \left(\frac{N - Z}{A} \right)^2 \right) \quad (\text{A.33})$$

$$c_2 = a_2 \left(1 - 1,7826 \left(\frac{N - Z}{A} \right)^2 \right) \quad (\text{A.34})$$

$$\alpha_0 = \sqrt{5} \, 0,444 A^{-1/3} \quad (\text{A.35})$$

et

$$a_1 = 15,4941 \text{ MeV} \quad (\text{A.36})$$

$$a_2 = 17,9439 \text{ MeV} \quad (\text{A.37})$$

$$c_3 = 0,7053 \text{ MeV} \quad (\text{A.38})$$

$$c_4 = 1,1530 \text{ MeV} , \quad (\text{A.39})$$

ce qui correspond a une constante r_0 du rayon de Fermi égale à 1,2249 fm.

δ est le terme d'appariement du noyau pris égal en MeV à :

$$\begin{aligned} -12/\sqrt{A} & \text{ pour un noyau pair-pair} \\ 0 & \text{ pour un noyau A-impair} \\ +12/\sqrt{A} & \text{ pour un noyau impair-impair.} \end{aligned}$$

U est l'apport dû à la structure en couche, calculé comme suit :

$$U = 5,8 \left[\frac{F(N) + F(Z)}{(1/2 A)^{2/3}} - 0,325 A^{1/3} \right] \text{ MeV} , \quad (\text{A.40})$$

où

$$F(N) = q_i (N - M_{i-1}) - \frac{3}{5} (N^{2/3} - M_{i-1}^{5/3}) \quad (\text{A.41})$$

avec

$$q_i = \frac{3}{5} \frac{M_i^{5/3} - M_{i-1}^{5/3}}{M_i - M_{i-1}} \quad (\text{A.42})$$

pour $M_{i-1} < N < M_i$, où les quatités M_i sont les nombres magiques correspondant aux nombres 2, 8, 14, 50, 82, 126, 184 et 258. Il en est de même pour la fonction $F(Z)$.

La correction de couche U' se calcule donc d'après l'expression A.28 comme suit :

$$U' = E \theta_o^2 - F \theta_o^3 + U (1 - 2 \theta_o) \exp(-\theta_o^2) , \quad (\text{A.43})$$

où θ_o est le facteur de déformation du noyau dans son état fondamental, égal à zéro dans le cas d'un noyau sphérique. La condition pour que le noyau soit déformé dans son état fondamental est $\delta^2 \Delta M / \delta \theta^2 < 0$, et les conditions de stabilité sont obtenues pour $\delta \Delta M / \delta \gamma = 0$ et $\delta \Delta M / \delta \theta = 0$.

Appendice B

Simulation Monte-Carlo des réactions nucléaires multiples dans la matière

Pour étudier les réactions nucléaires multiples dans les couches épaisses de matière, nous avons développé une simulation du type Monte-Carlo. Dans cette dernière la réaction nucléaire est limitée à la fragmentation nucléaire. La simulation suit, l'un après l'autre à travers le système, les noyaux projectiles ainsi que chaque noyau fragment projectile produit après chaque réaction nucléaire. Le système peut soit être constitué d'une ou plusieurs couches de matière, soit être un spectromètre fonctionnant sur le principe de la séparation isotopique. Ce dernier est une combinaison de couches de matière et de sections magnétiques. Les couches de matière sont la cible, le dégradeur intermédiaire, ainsi que les matériaux de l'éventuel dispositif de détection ou d'étude spectroscopique placé à la sortie du spectromètre. La déflexion des noyaux dans les sections magnétiques est traitée au premier ordre.

Nous présentons maintenant notre modèle des réactions nucléaires multiples dans la matière.

B.1 Description

Le modèle de notre simulation se décrit de la façon suivante : Tous les noyaux en mouvement, incluant chaque noyau fragment produit après chaque réaction nucléaire, sont suivis l'un après l'autre à travers le séparateur de fragments ainsi qu'à travers les éventuelles couches de matière placées à sa sortie (système de détection, système d'étude spectroscopique). La simulation est du type Monte-Carlo, c'est-à-dire que les propriétés propres à chaque noyau (nombre de masse, charge nucléaire) après chaque réaction nucléaire ainsi que leurs propriétés dynamiques (coordonnées du vecteur moment) après chaque réaction nucléaire ou après les interactions ion-

électron dans une couche de matière sont prises de façon aléatoire. Cependant ces valeurs aléatoires sont prises à l'intérieur de distributions déterminées par la théorie et correspondant aux différents processus physiques. Nous allons par la suite préciser les distributions utilisées dans la simulation Monte-Carlo.

Tout d'abord, nous calculons la probabilité d'obtenir une réaction nucléaire dans une couche de matière d'épaisseur d . Celle-ci est déterminée à partir de la section efficace géométrique totale de réaction nucléaire σ_{tot} comme suit :

$$P_{réac}(d) = 1 - \exp[-n_t \sigma_{tot} d] , \quad (B.1)$$

où n_t est la densité volumique d'atomes dans la matière. S'il y a réaction nucléaire, c'est-à-dire si la valeur prise de manière aléatoire par une distribution équiprobable est inférieure à $P_{réac}(d)$, le processus de la fragmentation nucléaire utilisé est celui du modèle modifié (appendice A) dans lequel le paramètre d'impact de la collision, l'énergie d'excitation du préfragment, et la charge nucléaire du fragment final, sont respectivement pris de manière aléatoire à partir de la distribution A.8 de la section efficace géométrique partielle, de la distribution en énergie d'excitation de ce modèle, et de l'expression A.15 de la distribution isobarique finale.

La localisation de la réaction nucléaire dans la couche de matière est déterminée de façon aléatoire en tenant compte de la décroissance exponentielle du nombre de noyaux incidents en fonction de la distance l parcourue dans la matière, c'est-à-dire à $\exp[-n_t \sigma_{tot} l]$.

La perte moyenne d'énergie cinétique donc de moment du noyau dans la matière avant la réaction nucléaire est calculée à partir des parcours du noyau dans la matière. Ce calcul est précisé dans la partie B.3.

Le processus décrit jusqu'à maintenant est repris pour le noyau fragment dans le cas d'une éventuelle seconde réaction nucléaire dans l'épaisseur de matière restant à parcourir, et ceci jusqu'à ce que le noyau en mouvement sorte de la couche de matière ou est arrêté.

Jusqu'à maintenant, nous n'avons pas tenu compte des effets de dispersion en énergie (donc en moment) dus aux différentes interactions dans la matière. Ces effets dispersifs sont, aux énergies relativistes, relativement faibles. Cependant pour reproduire le processus de séparation des fragments, il est nécessaire de tenir compte de ces effets dispersifs. Nous avons vu dans le chapitre 3 que la fragmentation nucléaire conserve approximativement la vitesse et la direction du noyau incident. Cependant en se plaçant dans le référentiel du noyau incident, les fragments de même masse sont sujets à une dispersion isotropique en moment, appelée dispersion de réaction nucléaire. La description utilisée dans notre modèle pour reproduire cette dispersion est présentée dans la partie B.2. Lors de la traversée d'une couche de matière par des noyaux de mêmes masse et charge nucléaire, les interactions ion-électron, responsables de la perte d'énergie donc de moment, introduisent également une dispersion en moment essentiellement parallèle au sens de déplacement des noyaux incidents. De plus, la diffusion élastique multiple noyau-noyau, entre le noyau

projectile et les noyaux de la matière, introduisent une dispersion en moment essentiellement transverse de manière isotropique au sens de déplacement des noyaux incidents. Ces dispersions sont respectivement appelées dans la littérature dispersion de perte d'énergie et dispersion angulaire. Les descriptions utilisées dans notre modèle pour ces dernières sont respectivement présentées dans les parties B.4 et B.5. Dans notre modèle, les effets dispersifs sont pris en compte après chaque couche de matière par deux distributions gaussiennes résultant chacune des produits de convolution des contributions gaussiennes des différents processus dispersifs, pour l'une parallèle, et pour l'autre transverse au sens de déplacement du noyau incident. Ces deux distributions en moment ont après chaque couche de matière les expressions suivantes :

$$f_{\parallel}(p_z) \propto \exp \left[\frac{[p_z - p_{o,z}]^2}{2 \left[\sum_{i=1}^n \gamma_i^2 \sigma_{réac\ i}^2 + \sum_{i=1}^{n+1} \sigma_{para\ i}^2 \right]} \right] \quad (\text{B.2})$$

$$f_{\perp}(p_{x,y}) \propto \exp \left[\frac{[p_{x,y} - p_{o,x,y}]^2}{2 \left[\sum_{i=1}^n \sigma_{réac\ i}^2 + \sum_{i=1}^{n+1} \sigma_{orth\ i}^2 \right]} \right], \quad (\text{B.3})$$

où $p_{x,y,z}$ et $p_{o,x,y,z}$ sont respectivement les trois coordonnées des vecteurs moments \vec{p} et \vec{p}_o qui correspondent respectivement aux vecteurs moments après la perte moyenne d'énergie dans la couche de matière (voir partie B.3), avec et sans la prise en compte des effets dispersifs. La valeur n correspond au nombre de réactions nucléaires subies par le noyau. $\sigma_{réac\ i}$ est l'écart quadratique moyen de la distribution en moment due à la $i^{\text{ème}}$ réaction nucléaire (voir partie B.2). $\sigma_{para\ i}$ et $\sigma_{orth\ i}$ sont les écarts quadratiques moyens des distributions en moment respectivement parallèle et orthogonale au sens de déplacement du noyau incident, dues à la dispersion dans le processus de perte d'énergie cinétique du noyau dans la matière avant la $i^{\text{ème}}$ réaction nucléaire (voir respectivement les parties B.4 et B.5). Dans les expressions B.2 et B.3, les sommations sur les $\sigma_{para\ i}$ et $\sigma_{orth\ i}$ se prolongent jusqu'à $n+1$, prenant ainsi en compte la dispersion en moment due à la perte d'énergie du noyau entre la dernière réaction nucléaire et la sortie du noyau de la couche de matière. γ_i est le facteur relativiste des transformations de Lorentz juste avant la $i^{\text{ème}}$ réaction nucléaire. Ainsi les coordonnées du vecteur moment de chaque noyau prenant en compte les effets dispersifs sont déterminées de manière aléatoire, à la fin de la traversée de la couche de matière, à partir des expressions gaussiennes B.2 et B.3.

B.2 Dispersion de réaction nucléaire

La distribution en moment du fragment projectile après une réaction nucléaire est calculée par le modèle de Goldhaber [Gol74]. Ce dernier, déjà discuté dans les parties 4.2 et 4.3, est un modèle statistique reflétant le mouvement de Fermi des nucléons dans le noyau. La distribution en moment du fragment projectile de masse

A après réaction nucléaire est calculée en prenant au hasard A moments microscopiques parmi les A_p moments microscopiques du noyau initial de masse A_p . La distribution isotropique en moment en résultant est une gaussienne centrée sur zéro dans le référentiel du noyau projectile initial, dont l'écart quadratique moyen de la distribution projetée sur l'un des axes cartésiens a pour expression :

$$\sigma(p)_{r\acute{e}ac}^2 = \sigma_0^2 \frac{A(A_p - A)}{A_p - 1}, \quad (\text{B.4})$$

avec $\sigma_0 \approx 90$ MeV/c. Cette valeur de 90 MeV/c est expérimentale, et est inférieure de 10 % à la valeur théorique [Gol74].

B.3 Perte d'énergie et parcours

La perte d'énergie des noyaux lourds relativistes dans la matière est généralement calculée à partir de la formule du pouvoir d'arrêt aux énergies relativistes de Bethe additionnée de termes correctifs dépendant de la charge nucléaire du noyau projectile. Les aspects théoriques de cette formule, termes correctifs inclus, sont discutés dans l'article de Ahlen [Ahl80]. Ces termes correctifs dépendent de la charge du projectile jusqu'à l'ordre cinq. Cette formule est la suivante :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N Z_p^2 e^4 Z_m}{m_e c^2 \beta^2} \left[\ln \left(\frac{2 m_e c^2 \beta^2}{I (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 - \frac{C}{Z_m} - \frac{\delta}{2} + M - B_{nr} + B_r \right] J, \quad (\text{B.5})$$

où Z_p et Z_m sont respectivement les charges nucléaires du projectile et de la matière, e et m_e la charge et la masse électronique, βc la vitesse du projectile, N le nombre d'atomes par unité de volume dans la matière, et I l'énergie d'ionisation moyenne de la matière atomique. Les termes correctifs sont les suivants : C/Z_m est le terme des corrections de couche [Ahl80], $\delta/2$ le terme de densité, M le terme de Mott tenant compte de la dimension finie de la distribution en charge [Ahl80], B_{nr} et B_r les deux termes de Bloch [Ahl82] décrivant les liaisons des électrons lors des collisions très rapprochées, et J le terme des faibles vitesses de Barkas [Jac72].

Aussi le parcours dans la matière atomique du projectile relativiste d'énergie cinétique initiale E_i se calcule par l'intégration suivante :

$$r(E_i) = \int_0^{E_i} \frac{1}{dE/dx(E)} dE. \quad (\text{B.6})$$

avec dE/dx défini par l'équation B.5.

Dans notre modèle nous calculons les parcours des projectiles à partir d'une paramétrisation des calculs des équations B.6 et B.5. Cette paramétrisation est la suivante [Han90a] :

$$r(Z_p, A_p, E_i) = k \frac{A_p}{Z_p^2} 10^{\kappa(Z_p, E_i)} \text{ mg/cm}^2, \quad (\text{B.7})$$

où Z_p , A_p et E_i sont respectivement la charge nucléaire, le nombre de masse et l'énergie cinétique initiale du projectile. k et $\kappa(Z_p, E_i)$ sont respectivement un coefficient et une fonction polynomiale en $\log(E_i)$ à l'ordre deux et en Z_p à l'ordre cinq [Han90a], le coefficient k et ceux du polynôme $\kappa(Z_p, E_i)$ variant suivant la matière utilisée.

Avec l'aide du calcul des parcours et de la paramétrisation inverse de l'équation B.7, nous pouvons également calculer l'énergie cinétique perdue dans une couche de matière. Si d est l'épaisseur de la couche de matière, l'énergie cinétique perdue par un fragment projectile d'énergie cinétique initiale E_i est :

$$\Delta E(d) = E_i - E_f , \quad (\text{B.8})$$

où E_f est l'énergie cinétique du fragment projectile après la couche de matière, calculée à partir de la paramétrisation inverse de l'équation B.7 :

$$E_f = r^{-1}(Z_p, A_p, E_f) , \quad (\text{B.9})$$

où le parcours $r(E_f)$ du fragment projectile après la couche de matière est calculée comme suit :

$$r(E_f) = r(E_i) - d . \quad (\text{B.10})$$

Les expressions reliant l'énergie cinétique E en MeV au moment pc en MeV et vice versa sont respectivement :

$$E = 931,5 A_p \left(\sqrt{\left(\frac{pc}{931,5 A_p} \right)^2 + 1} - 1 \right) \quad (\text{B.11})$$

et

$$pc = 931,5 A_p \sqrt{\left(\frac{E}{931,5 A_p} + 1 \right)^2 - 1} . \quad (\text{B.12})$$

B.4 Dispersion de perte d'énergie

La dispersion de perte d'énergie, c'est-à-dire la dispersion en énergie cinétique due essentiellement aux interactions ion-électrons lors de la traversée du projectile dans une couche de matière, est relativement faible aux énergies relativistes. L'écart quadratique moyen de la distribution gaussienne résultant de cette dispersion en énergie se calcule pour des fines couches de matière d'après la formule de Bohr [Boh48] :

$$\sigma(E)_{Bohr}^2 = 0,157 Z_p^2 \frac{Z_m}{A_m} \frac{1 - \beta^2/2}{1 - \beta^2} d \text{ MeV}^2 , \quad (\text{B.13})$$

où d est l'épaisseur de la couche de matière en g/cm^2 . Pour des couches plus épaisses, l'écart quadratique moyen du processus de dispersion de perte d'énergie se calcule d'après l'intégration de la formule de Bohr :

$$\sigma(E_f)^2 = \left(\frac{dE}{dx}(E_f) \right)^2 \int_{E_i}^{E_f} \frac{d\sigma(E)_{Bohr}^2 / dx}{(dE/dx(E))^3} dE \quad , \quad (\text{B.14})$$

où E_i et E_f sont respectivement l'énergie cinétique du projectile avant et après la couche de matière.

Dans notre modèle, afin de simplifier les calculs, nous calculons l'écart quadratique moyen du processus de dispersion de perte d'énergie pour des couches épaisses de matière à partir de la formule de Bichsel [Bic72], approximation de l'intégration B.14 :

$$\sigma(E)_{disp} = \sqrt{\sigma(E)_{Bohr}^2 Q} \quad , \quad (\text{B.15})$$

où

$$Q = 0,985 \left(\frac{E_i}{E_f} \right)^{2/3} \quad \text{pour} \quad \frac{B}{Z_m} \approx 6,9 \quad \text{et} \quad \frac{E_f}{E_i} > 0,6 \quad , \quad (\text{B.16})$$

où B est l'énergie moyenne transférée sur un électron de la cible. Le facteur relativiste $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ des transformations de Lorentz nécessaire dans l'expression B.13 est calculée avec l'énergie moyenne $(E_i + E_f)/2$, soit :

$$\gamma = 1 + \frac{E_i + E_f}{2 A_p 931,5} \quad \text{avec} \quad E_i \text{ et } E_f \text{ en MeV.} \quad (\text{B.17})$$

La dispersion de perte d'énergie que nous venons de décrire contribue à une distribution en moment du projectile dans le sens parallèle au déplacement incident du noyau projectile. L'écart quadratique moyen de cette distribution gaussienne en moment est relié à l'écart quadratique moyen de la distribution en énergie cinétique comme suit :

$$\sigma_{para}(p) \simeq \frac{1}{\beta} \sigma_{disp}(E) \quad . \quad (\text{B.18})$$

B.5 Dispersion angulaire

La dispersion angulaire, due essentiellement à la diffusion élastique multiple noyau-noyau lors de la traversée du projectile dans une couche de matière, est également relativement faible aux énergies relativistes. L'écart quadratique moyen de la distribution gaussienne résultant de cette dispersion angulaire est calculée à partir de la relation suivante [Han90a] :

$$\sigma(\theta) = \frac{14.1}{\sqrt{\beta_i p_i c \beta_f p_f c}} Z_p \sqrt{\frac{d}{L_r}} \left(1 + \frac{1}{9} \log_{10}\left(\frac{d}{L_r}\right) \right) \quad \text{rad} \quad , \quad (\text{B.19})$$

version modifiée de l'expression d'origine [Par84], dans laquelle $p_i c$ et $p_f c$ sont respectivement les moments en MeV du projectile avant et après la couche de matière d'épaisseur d . L_r est la longueur de radiation ayant pour expression [Tsa74] :

$$L_r = \frac{716,405 A_m}{Z_m^2} \left[\ln \left(\frac{184,15}{Z_m^{1/3}} \right) + \frac{1}{Z_m} \ln \left(\frac{1194}{Z_m^{2/3}} \right) - 1,202 \alpha^2 Z_m^2 + 1,0369 \alpha^4 Z_m^4 - \frac{1,008 \alpha^6 Z_m^6}{1 + \alpha^2 Z_m^2} \right]^{-1} \text{ g/cm}^2 \quad (\text{B.20})$$

avec $\alpha = 1/137$.

L'écart quadratique moyen de la distribution gaussienne en moment dans le sens orthogonal au déplacement incident du noyau projectile est relié avec l'approximation des petits angles à l'écart quadratique moyen de la distribution angulaire comme suit :

$$\sigma_{orth}(p) \simeq \sigma(\theta) p_f, \quad (\text{B.21})$$

où p_f est le moment du projectile après la perte moyenne d'énergie dans la couche de matière calculée dans la partie B.3.

Bibliographie

- [Abu86] A.Y. Abul-Magd, W.A. Friedman, J. Hüfner, Phys. Rev. C34 (1986) 113
- [Ahl80] S.P. Ahlen, Rev. Mod. Phys. 52 (1980) 121
- [Ahl82] S.P. Ahlen, Phys. Rev. A25 (1982) 1856
- [Aic85] J. Aichelin, G. Bertsch, Phys. Rev. C13 (1985) 1730
- [Ajz83] F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A392 (1983) 1, 120
- [Ajz85] F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A433 (1985) 43
- [Ajz86a] F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A449 (1986) 53
- [Ajz86b] F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A460 (1986) 1
- [Ale81] K. Aleklett, D.J. Morrissey, W. Loveland, P.L. McGaughey, G.T. Seaborg, Phys. Rev. C23 (1981) 1044
- [Alo79] J.R. Alonso, A. Chatterjee, C.A. Tobias, IEEE Trans. Nucl. Sci. 26 (1979) 3003
- [Ann77] R. Anne, G. Milleret, A. Giuliani, A. Lefol, R. Perret, J. Poupard, A. Trogno, M. Van Den Bossche, N'Guyen Sien Viet, Rapport CEA R-4857, 1977
- [Asa90a] K. Asahi, M. Ishihara, T. Ichihara, M. Fukuda, T. Kubo, Y. Gono, A.C. Mueller, R. Anne, D. Bazin, D. Guillemaud-Mueller, R. Bimbot, W.D. Schmidt-Ott, J. Kagasi, RIKEN Report AF-NP-86, 1990
- [Asa90b] K. Asahi, M. Ishihara, N. Inabe, T. Ichihara, T. Kubo, M. Adachi, H. Takanashi, M. Kouguchi, M. Fukuda, D. Mikolas, D.J. Morrissey, D. Beaumel, T. Shimoda, H. Miyatake, N. Takahashi, RIKEN Report AF-NP-87, 1990
- [Bar57] J. Bardeen, L.N. Cooper, J.R. Schrieffer, Phys. Rev. 108 (1957) 1157

- [Bar87] H.W. Barz, J. Bondorf, R. Donangelo, J.A. Lopez, H. Schulz, Phys. Lett. B194 (1987) 459
- [Bed88] Y. Bedfer, Internal Report LNS/AIRES 88.01 SAP.07, Saclay, 1988
- [Bel86] T.S. Belanova et al., Radiative Capture of Neutrons, Energaatomizdat, 1986
- [Ber78] G. Bertsch, Z. Phys. A289 (1978) 103
- [Beu75] R. Beurtey, Summer School on Nuclear and Particle Physics at Intermediate Energies, Brentwood College School, Canada, 1975
- [Bic72] H. Bichsel, A.I.P. Handbook, ed. D.E. Gray, 1972, p.8
- [Bla52] J. Blatt, V.F. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics, ed. J. Wiley and Sons, New York, 1952
- [Bla84] J. Blachot, J.P. Husson, J. Oms, G. Berrier, Nucl. Data Sheets 41 (1984) 325
- [Bla90a] B. Blank, J.-J. Gaimard, H. Geissel, G. Münzenberg, K.-H. Schmidt, H. Stelzer, K. Sümmerer, H.-G. Clerc, E. Hanelt, B. Voss, D. Bazin, R. Del Moral, J.-P. Dufour, A. Fleury, M.S. Pravikoff, Nucl. Instr. Meth. A286 (1990) 160
- [Bla90b] B. Blank, J.-J. Gaimard, H. Geissel, G. Münzenberg, K.-H. Schmidt, H. Stelzer, K. Sümmerer, H.-G. Clerc, E. Hanelt, M. Steiner, B. Voss, D. Bazin, R. Del Moral, J.-P. Dufour, A. Fleury, F. Hubert, M.S. Pravikoff, Nucl. Instr. Meth. B51 (1990) 85
- [Bon78] J.P. Bondorf, G. Fai, O.B. Nielsen, Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 391
- [Boh48] N. Bohr, Dan. Mat. Fys. Medd. 18 n° 8, 1948
- [Boh58] A. Bohr, B.R. Mottelson, D. Pines, Phys. Rev. 110 (1958) 936
- [Bow73] J.D. Bowman, W.J. Swiatecki, C.E. Tsang, LBL Report 2908, 1973
- [Bro80a] K.L. Brown, D.C. Carey, Ch. Isolin, F. Rothacker, CERN Report 80-04, 1980
- [Bro80b] E. Browne, Nucl. Data Sheets 30 (1980) 653
- [Cam81] X. Campi, J. Hüfner, Phys. Rev. C24 (1981) 2199
- [Cum78] J.B. Cumming, P.E. Haustein, T.J. Ruth, G.J. Virtes, Phys. Rev. C17 (1978) 1632

- [Cur86] M.S. Curint, L.H. Harwood, J.A. Nolen, B. Sherrill, Z.Z.Q. Xie, B.A. Brown, Phys. Rev. Lett. 65 (1986) 34
- [Dét89] C. Détraz, D.J. Vieira, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 39 (1989) 407
- [Dob84] J. Dobaczewski, H. Flocard, J. Treiner, Nucl. Phys. A422 (1984) 103
- [Duf82] J.P. Dufour, H. Delagrange, R. Del Moral, A. Fleury, F. Hubert, Y. Llabador, M.B. Mauhourat, K.-H. Schmidt, A. Lleres, Nucl. Phys. A387 (1982) 157c
- [Duf86] J.P. Dufour, R. Del Moral, H. Emmermann, F. Hubert, D. Jean, C. Poinot, M.S. Pravikoff, A. Fleury, H. Delagrange, K.-H. Schmidt, Nucl. Instr. Meth. A248 (1986) 2 67
- [Egi85] J.L. Egido, P. Ring, S. Iwasaki, H.J. Mang, Phys. Lett. B154 (1985) 1
- [End78] P.M. Endt, C. Van Der Leun, Nucl. Phys. A310 (1978) 1
- [Fer24] E. Fermi, Z. Phys. 29 (1924) 315
- [Fle85] A. Fleury, R. Del Moral, J.-P. Dufour, H. Emmermann, F. Hubert, C. Poinot, M.S. Pravikoff, H. Delagrange, R. Bimbot, Nucl. Instr. Meth. B10/11 (1985) 369
- [Fri83] W.A. Friedman, Phys. Rev. C27 (1983) 569
- [Fri88] W.A. Friedman, Phys. Rev. Lett. 60 (1988) 2125
- [Gei87] H. Geissel, P. Armbruster, B. Franczak, B. Langenbeck, O. Klepper, F. Nickel, E. Roeckl, D. Schardt, K.-H. Schmidt, D. Schüll, K. Sümmerer, G. Münzenberg, J.P. Dufour, M.S. Pravikoff, H.-G. Clerc, E. Hanelt, T. Schwab, H. Wollnik, B. Sherrill, Projectile Fragment Separator, A proposal for the SIS-ESR experimental program, GSI, Darmstadt, 1987
- [Gei88] H. Geissel, T. Schwab, P. Armbruster, J.P. Dufour, E. Hanelt, K.-H. Schmidt, B. Sherrill, G. Münzenberg, GSI Preprint 88-55, 1988; à paraître dans Nucl. Instr. Meth. A
- [Gel82] P. De Gelder, D. de Frenne, E. Jacobs, Nucl. Data Sheets 35 (1982) 443
- [Gla70] R.J. Glauber, G. Matthiae, Nucl. Phys. B21 (1970) 135
- [Gol48] M. Goldhaber, E. Teller, Phys. Rev. 74 (1948) 1046
- [Gol74] A.S. Goldhaber, Phys. Lett. B53 (1974) 306
- [Gol86] U. Gollerthan, K.-H. Schmidt, GSI Scientific Report 1985 (1986) 63

- [Gro85] M.K. Grossjean, H. Feldmeier, Nucl. Phys. A444 (1985) 113
- [Gui86] D. Guillemaud-Mueller, M.O. Lampert, D. Pons, M. Langevin, IEEE Trans. Nucl. Sci. 33 (1986) 343
- [Hal79] J. Halperin, Nucl. Data Sheets 28 (1979) 485
- [Han87] E. Hanelt, H.-G. Clerc, H. Delagrange, R. Del Moral, J.P. Dufour, A. Fleury, H. Geissel, F. Hubert, D. Jean, M.S. Pravikoff, K.-H. Schmidt, GSI Scientific Report 1986 (1987) 359
- [Han90a] E. Hanelt, communication privée
- [Han90b] E. Hanelt, Thèse de Doctorat en préparation, Institut für Kernphysik, TH-Darmstadt, 1990
- [Har77] B. Harmatz, Nucl. Data Sheets 22 (1977) 433
- [Har78] B. Harmatz, Nucl. Data Sheets 23 (1978) 607
- [Hüf75] J. Hüfner, K. Schäfer, B. Schürmann, Phys. Rev. C12 (1975) 1888
- [Hüf85] J. Hüfner, Phys. Rep. 125 (1985) 129
- [Hui72] J.R. Huizenga, L.G. Moretto, Annu. Rev. Nucl. Sci. 22 (1972) 427
- [Ign74] A.V. Ignatyuk, Yu.V. Sokolov, Yad. Fiz. 19 (1974) 1229 (Sov. J. Nucl. Phys. 19 (1974) 628)
- [Ign75] A.V. Ignatyuk, G.N. Smirenkin, A.S. Tiskin, Yad. Fiz. 21 (1975) 485 (Sov. J. Nucl. Phys. 21 (1975) 255)
- [Ign77] A.V. Ignatyuk, M.G. Itkis, V.N. Okolovich, G.R. Rus'kina, G.N. Smirenkin, A.S. Tishin, Yad. Fiz. 25 (1977) 25 (Sov. J. Nucl. Phys. 25 (1977) 13)
- [Ign79] A.V. Ignatyuk, K.K. Istekov, G.N. Smirenkin, Yad. Fiz. 29 (1979) 875 (Sov. J. Nucl. Phys. 29 (1979) 450)
- [Ign90] A.V. Ignatyuk, communication privée
- [Jac72] J.D. Jackson, R.L. McCarthy, Phys. Rev. B6 (1972) 4131
- [Jen78] A.S. Jensen, J. Sandberg, Phys. Scr. 17 (1978) 107
- [Kel86] J.G. Keller, K.H. Schmidt, F.P. Hessberger, G. Münzenberg, W. Reisdorf, H.-G. Clerc, C.-C. Sahm, Nucl. Phys. A452 (1986) 173
- [Koc74] D.C. Kocher, Nucl. Data Sheets 11 (1974) 279
- [Koo87] S.E. Koonin, J. Randrup, Nucl. Phys. A471 (1987) 355c

- [Kru85] H. Kruse, B.V. Jacak, H. Stöcker, Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 289
- [Lef74] M. Lefort, Proceedings of the International School of Physics Enrico Fermi, Varenna, 1974, p.139
- [Luk80] P. Luksch, Nucl. Data Sheets 30 (1980) 573
- [Met58] N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, A. Turkevich, J.M. Miller, G. Friedlander, Phys. Rev. 110 (1958) 185, 204
- [Möl81] P. Möller, J.R. Nix, Nucl. Phys. A361 (1981) 117
- [Mor73] L.G. Moretto, Proceedings of the Third IAEA Symposium on the Physics and Chemistry of Fission, Rochester, 1973, Vol.1, p.329
- [Mor78] D.J. Morrissey, W.R. Marsh, R.J. Otto, W. Loveland, G.T. Seaborg, Phys. Rev. C18 (1978) 1267
- [Mor79] D.J. Morrissey, D. Lee, R.J. Otto, G.T. Seaborg, Nucl. Inst. Meth. 158 (1979) 499
- [Mor88] L.G. Moretto, G.J. Wozniak, Nucl. Phys. A488 (1988) 337c
- [Mül79] H.W. Müller, J.W. Tepel, Nucl. Data Sheets 27 (1979) 339
- [Mül82] H.W. Müller, Nucl. Data Sheets 35 (1982) 281
- [Mül83] H.W. Müller, Nucl. Data Sheets 39 (1983) 467
- [Mül85a] H.W. Müller, Nucl. Data Sheets 44 (1985) 277
- [Mül85b] J. Müller, Nucl. Data Sheets 46 (1985) 487
- [Mül87] H.W. Müller, Nucl. Data Sheets 50 (1987) 1
- [Mül88] H.W. Müller, J.W. Tepel, Nucl. Data Sheets 54 (1988) 527
- [Mye66] W.D. Myers, W.J. Swiatecki, Nucl. Phys. 81 (1966) 1; correction et nouvelle paramétrisation dans : W.D. Myers, W.J. Swiatecki, Proceedings of the International Symposium on Nuclides far off the Stability Line, Lysekil, 1966, p.343
- [Mye74] W.D. Myers, W.J. Swiatecki, Ann. of Phys. 84 (1974) 186
- [Mye77] W.D. Myers, W.J. Swiatecki, T. Kodama, L.J. El-Jaick, E.R. Hilf, Phys. Rev. C15 (1977) 2032
- [Mye78] W.D. Myers, Nucl. Phys. A296 (1978) 177
- [Mye83] W.D. Myers, K.-H. Schmidt, Nucl. Phys. A410 (1983) 61

- [Nem86] J. Nemeth, M. Barranco, J. Desbois, C. Ngô, Z. Phys. A325 (1986) 347; voir également : J. Desbois, R. Boisgard, C. Ngô, J. Nemeth, Z. Phys. A328 (1987) 101
- [Nör88] W. Nörenberg, Nucl. Phys. A482 (1988) 221c
- [Oli79] L.F. Oliveira, R. Donangelo, J.O. Rasmussen, Phys. Rev. C19 (1979) 826
- [Par84] Particle Data Group, Rev. Mod. Phys. 56 n° 2 Part II, 1984
- [Por79] N.T. Porile, G.D. Cole, C.R. Rudy, Phys. Rev. C19 (1979) 2288
- [Ros56] A.A. Ross, H. Mark, R.D. Lawson, Phys. Rev. 102 (1956) 1613
- [Sch82] K.-H. Schmidt, H. Delagrange, J.P. Dufour, N. Cârjan, A. Fleury, Z. Phys. A308 (1982) 215
- [Sch87] K.-H. Schmidt, E. Hanelt, H. Geissel, G. Münzenberg, J.P. Dufour, Nucl. Instr. Meth. A260 (1987) 287
- [Sch88] Th. Schwab, H. Geissel, G. Münzenberg, K.-H. Schmidt, B. Sherrill, H. Wollnik, GSI Scientific Report 1987 (1988) 284
- [Ser47] R. Serber, Phys. Rev. 72 (1947) 1114
- [Shi81] V.S. Shirley, Nucl. Data Sheets 32 (1981) 593
- [Shi83] V.S. Shirley, J.M. Dairiki, Nucl. Data Sheets 40 (1983) 425
- [Sin80] B. Singh, D.A. Viggars, Phys. Rev. 29 (1980) 75
- [Sin81] B. Singh, D.A. Viggars, Nucl. Data Sheets 33 (1981) 189
- [Sin82a] B. Singh, D.A. Viggars, Nucl. Data Sheets 36 (1982) 127
- [Sin82b] B. Singh, D.A. Viggars, Nucl. Data Sheets 37 (1982) 393
- [Sin84] B. Singh, D.A. Viggars, Nucl. Data Sheets 42 (1984) 233
- [Sin87] B. Singh, D.A. Viggars, Nucl. Data Sheets 51 (1987) 225
- [Ste50] H. Steinwedel, J.H. Jensen, Z. Naturforsch. 52 (1950) 413
- [Ste88] H. Stelzer, H.W. Daues, GSI Scientific Report 1987 (1988) 305
- [Süm89] K. Sümmerer, D.J. Morrissey, Proceedings of the First International Conference on Radioactive Nuclear Beams, Berkeley, 1989, p.122
- [Swi76] W.J. Swiatecki, rapport, 1976 (non publié); publié en appendice dans : J. Gosset, H.H. Gutbrod, W.G. Meyer, A.M. Poskanzer, A. Sandoval, R. Stock, G.D. Westfall, Phys. Rev. C16 (1977) 629

- [Sym79] T.J.M. Symons, Y.P. Viyogi, G.D. Westfall, P. Doll, D.E. Greiner, H. Faraggi, P.J. Lindstrom, D.K. Scott, *Phys. Rev. Lett.* 42 (1979) 40
- [Tan89] I. Tanihata, *Treatise on Heavy-Ion Science*, Vol.8, ed. D.A. Bromley, Plenum P.C., 1989
- [Thi80] C. Thibault, M. Epherre, G. Audi, R. Klapisch, G. Huber, F. Tourchard, D. Guillemaud, F. Naulin, *Atomic Masses and Fundamental Constants 6*, ed. J.A. Nolen and W. Beneson, Plenum, New York, 1980, p.291
- [Tök81] J. Töke, W.J. Swiatecki, *Nucl. Phys.* A372 (1981) 141
- [Tsa74] Y.S. Tsai, *Rev. Mod. Phys.* 46 (1974) 815
- [Viy79] Y.P. Viyogi, T.J.M. Symons, P. Doll, D.E. Greiner, H.H. Heckman, D.L. Hendrie, P.J. Lindstrom, J. Mahoney, D.K. Scott, K. Van Bibber, G.D. Westfall, H. Wieman, H.J. Crawford, C. McParland, C.K. Gelbke, *Phys. Rev. Lett.* 42 (1979) 33
- [Vos89] B. Voss, *Diplomarbeit*, Institut für Kernphysik, TH-Darmstadt, 1989
- [Wap77] A.H. Wapstra, K. Bos, *At. Data Nucl. Data Tables* 19 (1977) 173
- [Wap85] A.H. Wapstra, G. Audi, *Nucl. Phys.* A432 (1985) 1
- [Web90] W.R. Webber, J.C. Kish, D.A. Schrier, *Phys. Rev.* C41 (1990) 547
- [Wes76] G.D. Westfall, J. Gosset, P.J. Johansen, A.M. Poskanzer, W.G. Meyer, H.H. Gutbrod, A. Sandoval, R. Stock, *Phys. Rev. Lett.* 37 (1976) 1202
- [Wes79a] G.D. Westfall, L.W. Wilson, P.J. Lindstrom, H.J. Crawford, D.E. Greiner, H.H. Heckman *Phys. Rev.* C19 (1979) 1309
- [Wes79b] G.D. Westfall, T.J.M. Symons, D.E. Greiner, H.H. Heckman, P.J. Lindstrom, J. Mahoney, A.C. Shotton, D.K. Scott, H.J. Crawford, C. McParland, T.C. Awes, C.K. Gelbke, J.M. Kidd, *Phys. Rev. Lett.* 43 (1979) 1859
- [Wil87] J.W. Wilson, L.W. Townsend, F.F. Badavi, *Nucl. Instr. Meth.* B18 (1987) 225
- [Zha87] Zhang Xiao-Ze, D.H.E. Gross, Xu Shu-Yan, Zheng Yu-Ming, *Nucl. Phys.* A461 (1987) 641, 668

Liste des figures

2.1	Représentation schématique du spectromètre SPES I	14
2.2	Télescope de parcours	16
2.3	Spectre du scintillateur au plan focal final pour les trois modes différents de séparation	18
2.4	Positions mesurées des fragments au plan final du spectromètre	21
3.1	Productions expérimentales en masse des fragments	25
3.2	Coupures franches des noyaux projectile et cible dans le modèle d'abrasion	26
3.3	Sections efficaces isotopiques de production du ${}_{11}\text{Na}$	37
4.1	Puits de potentiel schématique du noyau	42
4.2	Energies d'excitation calculées par trois modèles différents en fonction de la masse du préfragment	45
4.3	Distributions en énergie d'excitation pour différents préfragments dans le nouveau modèle	46
4.4	Synthèse sur des cartes bidimensionnelles (N,Z) des calculs d'évaporation de trois modèles	57
4.5	Représentation des corrections microscopiques calculées des masses et des densités d'états des noyaux légers de masse paire	58
4.6	Représentation des corrections de couche expérimentales des masses et des densités d'états des isotopes du ${}_{36}\text{Kr}$ et ${}_{42}\text{Mo}$	59
4.7	Représentation des corrections expérimentales des effets d'appariement des masses et des densités d'états des isotopes du ${}_{36}\text{Kr}$	60
4.8	Représentation des corrections calculées des effets d'appariement des masses et des densités d'états des isotopes du ${}_{36}\text{Kr}$	61
4.9	Représentation des corrections microscopiques calculées des masses et des densités d'états des noyaux légers de masse paire	63
4.10	Représentation des corrections microscopiques calculées des masses et des densités d'états des noyaux légers de masse paire	64

4.11	Représentation des corrections de couche calculées des masses et des densités d'états des isotopes du ${}_{36}\text{Kr}$ et ${}_{42}\text{Mo}$	67
4.12	Représentation des corrections calculées des effets d'appariement des masses et des densités d'états des isotopes du ${}_{36}\text{Kr}$	68
4.13	Structure pair-impair expérimentale des isotopes du ${}_{12}\text{Mg}$ et ${}_{79}\text{Au}$ pour des différents moments angulaires	68
5.1	Sections efficaces isotopiques de production de ${}_{79}\text{Au}$ pour la réaction ${}^{209}\text{Bi} + {}^{12}\text{C}$	72
5.2	Représentation, sur cartes bidimensionnelles des nuclides, des productions de noyaux calculés pour la réaction ${}^{209}\text{Bi} + {}^{12}\text{C}$	75
5.3	Influence des facteurs de densité d'états et de mémoire du modèle macroscopique corrigé d'évaporation sur le calcul des sections efficaces isotopiques	77
5.4	Sections efficaces isotopiques de production du ${}_{17}\text{Cl}$ pour les réactions ${}^{40}\text{Ar} + {}^{12}\text{C}$ et ${}^{48}\text{Ca} + {}^9\text{Be}$	79
5.5	Sections efficaces isotopiques de production du ${}_{16}\text{S}$ pour les réactions ${}^{40}\text{Ar} + {}^{12}\text{C}$ et ${}^{48}\text{Ca} + {}^9\text{Be}$	80
5.6	Sections efficaces isotopiques de production de ${}_{13}\text{Al}$ pour les réactions ${}^{40}\text{Ar} + {}^{12}\text{C}$ et ${}^{48}\text{Ca} + {}^9\text{Be}$	81
5.7	Sections efficaces isotopiques de production du ${}_{12}\text{Mg}$ pour les réactions ${}^{40}\text{Ar} + {}^{12}\text{C}$ et ${}^{48}\text{Ca} + {}^9\text{Be}$	82
5.8	Sections efficaces isotopiques de production du ${}_8\text{O}$ pour les réactions ${}^{40}\text{Ar} + {}^{12}\text{C}$ et ${}^{48}\text{Ca} + {}^9\text{Be}$	83
5.9	Sections efficaces isotopiques de production	85
5.10	Sections efficaces de production des isobares de masses 44 et 43 pour la réaction ${}^{56}\text{Fe} + {}^{12}\text{C}$	87
5.11	Sections efficaces isotopiques de production de ${}_{79}\text{Au}$ pour la réaction ${}^{209}\text{Bi} + {}^{12}\text{C}$	89
5.12	Sections efficaces isotopiques de production de ${}_{13}\text{Al}$ et du ${}_{12}\text{Mg}$ pour la réaction ${}^{48}\text{Ca} + {}^9\text{Be}$	91
5.13	Structure pair-impair des sections efficaces de production des fragments légers de masse paire	92
6.1	Productions de fragments projectiles calculées par simulation pour un faisceau de ${}^{12}\text{C}$ de 1 GeV/uma d'énergie d'excitation sur différentes épaisseur de plomb	102
6.2	Spectres expérimental et simulés de perte d'énergie dans le scintillateur	104

6.3	Fragments projectiles prédits d'être transmis par la méthode de la séparation isotopique aux énergies intermédiaires au spectromètre LISE de GANIL et aux énergies relativistes au spectromètre SPES I de SATURNE	107
A.1	Transition, dans le calcul, entre les collisions périphériques et les collisions centrales	116

Liste des tableaux

2.1	Paramètres du spectromètre SPES I lors des différents tests expérimentaux	18
4.1	Fraction d'énergie qui s'est équilibrée par thermalisation durant le processus de l'étape d'abrasion	48
4.2	Valeurs des propriétés de la particule moyenne évaporée lors du premier pas du processus d'évaporation du nouveau modèle	54
6.1	Propriétés déterminantes de quelques matériaux pour le choix des blocs de matière des fentes	97
6.2	Résultats de l'analyse des calculs montrés sur la figure 6.1	99
6.3	Acceptances angulaires et en moment des sections dipolaires des spectromètres LISE et SPES I ajustés pour fonctionner comme un séparateur de fragments	106

Abstract : The nuclear fragmentation reaction is studied as an important production mechanism for secondary beams. The geometrical abrasion model and a macroscopic evaporation model which describe the two steps of the reaction are reexamined. Several improvements and modifications of these models are discussed and a new model description incorporating these elements is proposed. In particular, the excitation energy and the angular momentum distribution of the prefragments, the formulation of evaporation as a diffusion process and the role of microscopic structure in the production cross section are considered. The new model description preserves the simplicity and the transparency of the original models. The predictions of the new model are compared to those of the original models and to experimental cross sections.

In order to study the characteristics of the isotopic separation of relativistic projectile fragments in the production of secondary beams, a Monte-Carlo-type simulation of multiple nuclear reactions is developed. In particular, the amount of cross contaminants which are created in the material layers of this device is estimated.

A first test experiment of an isotopically-separated secondary beam at relativistic energies was performed with the spectrometer SPES I at SATURNE in Saclay, France. Using a primary beam of ^{40}Ar with an energy of 403 MeV/u, a secondary beam of ^{36}P was prepared at the exit of the system. In agreement with our calculations, the amount of cross contaminants was found to be small. In addition, an independent selection of isotopes was successfully realized by means of the range in matter of the relativistic fragments.

Résumé : La fragmentation nucléaire a été étudiée comme un mécanisme important de production pour les faisceaux secondaires. Le modèle géométrique d'abrasion et un modèle macroscopique d'évaporation, qui décrivent les deux étapes du processus de la fragmentation, ont été réexaminés. Plusieurs améliorations et modifications ont été proposées, et un nouveau modèle les incorporant a été élaboré. Les points spécifiques améliorés ou modifiés ont été l'énergie d'excitation et le moment angulaire du préfragment, la formulation de l'évaporation comme un processus de diffusion et le rôle de la structure microscopique dans les sections efficaces de production. La description du nouveau modèle conserve la simplicité et la transparence des modèles d'origine. Les prédictions du nouveau modèle ont été comparées à celles des modèles d'origine ainsi qu'à des données expérimentales de sections efficaces de production.

Afin d'étudier certaines caractéristiques de la séparation isotopique de fragments projectiles relativistes comme moyen de préparation des faisceaux secondaires, une simulation du type Monte-Carlo des réactions nucléaires multiples a été développée. En particulier, le taux de noyaux contaminants créés dans les couches de matière insérées dans le séparateur a été estimé.

La première expérience test de cette méthode aux énergies relativistes a été réalisée au spectromètre SPES I au SATURNE à Saclay. A partir d'un faisceau primaire ^{40}Ar d'énergie cinétique de 403 MeV/uma, un faisceau secondaire d'isotopes ^{36}P a été sélectionné à la sortie du système. En accord avec les calculs, le taux de contaminants s'est avéré faible. De plus, indépendamment de cette méthode, une sélection des fragments relativistes par le parcours dans la matière a expérimentalement été réalisée avec succès.

Mots clés : Fragmentation nucléaire, modèles macroscopiques, corrections microscopiques, faisceaux secondaires, séparation isotopique, énergies relativistes.