



Mesures de temps de fission par la technique d'ombre dans les monocristaux: un accès à la dissipation nucléaire

S. Basnary

► **To cite this version:**

S. Basnary. Mesures de temps de fission par la technique d'ombre dans les monocristaux: un accès à la dissipation nucléaire. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Caen, 2002. Français. <tel-00002018v2>

HAL Id: tel-00002018

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00002018v2>

Submitted on 31 Mar 2003

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

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

UNIVERSITE de CAEN/BASSE-NORMANDIE

U.F.R. : Sciences
ECOLE DOCTORALE : S.I.M.E.M.

THESE

présentée par

Stéphane BASNARY

et soutenue

le 18 Octobre 2002

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de L'UNIVERSITE de CAEN

Spécialité : Constituants élémentaires

(Arrêté du 30 mars 1992)

Titre :

**Mesures de temps de fission par la
technique d'ombre dans les monocristaux :
un accès à la dissipation nucléaire**

MEMBRES du JURY :

Mr Joseph REMILLIEUX, professeur, IPNL-Lyon (Rapporteur)

Mr Claude VOLANT, docteur d'état, ingénieur CEA, DAPNIA/SPhN-Saclay (Rapporteur)

Mr Camille COHEN, directeur de recherche au CNRS, GPS-Paris

Mr Jean-François LECOLLEY, professeur, LPC-Caen

Mr Maurice MORJEAN, H.D.R., ingénieur CEA, GANIL-Caen (Directeur de thèse)

A mon père,
A ma mère,
A ceux que j'aime.

Remerciements

Avec le temps...

Hé ! Hé ! Déboulonnons le sempiternel archétype de l'incipit des remerciements avec un petit peu de changement. Me voici ainsi comme tant d'autres devant cette page vierge réservée aux remerciements, tiraillé par les affres de l'absence d'inspiration et d'originalité créative, en proie aux déchirements les plus brûlants, consumé par l'idée de n'oublier personne sur cette page qui constitue le point d'orgue d'une expérience professionnelle de trois années extrêmement riche bien évidemment sur le plan professionnel mais également sur le plan humain et qui se trouve être lue par le plus grand nombre d'entre vous.

Je tiens tout d'abord à remercier, comme le veut la tradition, les différentes directions qui se sont succédées à la tête du laboratoire GANIL et m'ont permis d'effectuer ma thèse au sein de celui-ci : Messieurs D. Guerreau et J.P. Fouan d'une part et messieurs D. Goutte et M. Lewitowicz d'autre part.

Je tiens également à remercier les différents membres composant le jury. Mes remerciements vont tout d'abord à messieurs J. Remillieux et C. Volant pour avoir accepté d'être les rapporteurs de mes travaux et de recevoir le manuscrit en pleine période estivale ! Je remercie également messieurs C. Cohen et J.F. Lecolley de leur présence, ainsi que mon directeur de thèse monsieur M. Morjean. Leur présence respective m'a permis d'obtenir le fameux sésame.

Ces trois années d'expériences sont le fruit d'une collaboration étroite avec mon directeur de thèse Maurice Morjean depuis la réalisation de l'expérience dès mon arrivée au GANIL jusqu'à la soutenance de mes travaux. Je tiens à le remercier pour la présence et l'encadrement dont il a fait preuve à mon égard au cours de cette thèse et plus particulièrement dans les quelques périodes de doute traversées, ainsi que pour sa rigueur scientifique et toutes les discussions que nous avons menées notamment pendant la rédaction de ce manuscrit.

Cette expérience est également le fruit d'une collaboration avec des personnes externes au GANIL. J'ai eu le plaisir de travailler avec Camille Cohen et Alain L'Hoir, enthousiasmé par leur humour et par les joutes oratoires sur le cyclisme notamment (Qui a gagné la dix-huitième étape Grenoble-Briançon du Tour de France 1954 ? Louison Bobet devant Ferdi Kubler. Et la neuvième étape Briançon-Monaco du Tour 1955 ? Raphaël Géminiani bien sûr.). Je pense également à mon confrère de Lyon Frédéric Barrué avec lequel j'ai partagé les données de l'expérience support de mes travaux de thèse (Bon Baisers du Gabon ??), ainsi qu'aux autres membres de la collaboration lyonnaise que j'ai eu le plaisir de rencontrer : Michel Chevallier, Denis Dauvergne, Robert Kirsch et Jean-Claude Poizat. Quelques mots vont aussi pour Dominique Jacquet et Marcel Toulemonde, ainsi qu'à John et Abdou.

Je voudrais remercier ici les différentes personnes des secteurs administratifs et techniques du GANIL qui ont participé de près ou de loin d'une part au bon déroulement de l'expérience : entre autres messieurs P. Bourgault, G. Frémont et C. Spitaels du secteur électronique, et d'autre part au bon déroulement de mon arrivée et de ma vie professionnelle au sein du laboratoire GANIL : Monsieur A. Kahwati, Armelle Latour pour sa gentillesse et Madame Ygouf pour notamment l'efficacité du transfert de dossier universitaire.

L'intégration au sein du laboratoire et à la vie caennaise a été rendue plus rapide et plus agréable grâce à de nombreuses activités extra-professionnelles de détente, de loisirs ou culturelles, faites en compagnie des thésards déjà présents. Je remercie aussi tout particulièrement les "plus anciens" (partis très rapidement) pour leur accueil à commencer par Anne, Anne-Sophie, Karim, Jean-Michel, Maria, Alain et Frédéric B. (de Caen) pour les parties de ping-pong, de badminton ou de tennis endiablées.

Je remercie également les "moins anciens" à savoir Bertrand (pour la qualité "vitellieusesque" de ses repas), Jacques (qui réapparaîtra dans le carnet de route du vendredi soir), Sylvie et Olivier pour les bbcs rue des tulipes et pour avoir accueilli momentanément un SDF de la FdS édition 2000 après la perte fâcheuse d'une banane.

Enfin, les amis de la même promotion avec lesquels j'ai partagé quelques fortunes et infortunes diverses (ma voiture transformée en chambre à étincelles à 2H00 du matin !!) ou ceux avec lesquels j'ai partagé les pérégrinations nocturnes du vendredi soir ou du week-end: Benoit (l'éternel Poulidor du mini-golf, le régional expatrié tout comme moi), Jacques (c'est pour quand le vernissage de tes exquises esquisses, portraits et autres photos et c'est pour Quand...??), Jean-Luc (le trublion du discours ratiocinant, le chantre de l'utilisation de la falsification de K.R.P. en dernier recours, dont nous attendons toujours une démo d'open-tunning à l'aide d'amplis à ampoules et que je mets en garde contre la cristallisation stendhalienne !!), Carmen et J.C. (je sais que Patata est confiée en de bonnes mains), Jos (le mélomane, l'égorgeur de leffes...) et Pierre (pour le tir groupé et le costard de la soutenance. Quel est le programme TV ce soir?).

Je pense également aux autres condisciples ou post-docs que j'ai côtoyé de près ou de loin: les deux autres Stéphane (l'agent G. et l'agent P. du trio du stand de la FdS 2000), les deux Nicolas (l'agent M. et l'agent L.), Ettore, Frank, Carlos, Mihai et Iolanda. Il en est de même aux futurs impétrants auxquels je souhaite bonne chance: Lydie, Charles-Edouard, Alexis, Cédric, Abdendi, Jos (de nouveau), Vincent, Jimmy et Carmen (également de nouveau).

Je voudrais ici remercier l'ensemble des personnes qui n'ont pas été nommément citées, que j'ai rencontré au cours de ces trois années aussi bien dans le cadre de mon travail ou bien hors-cadre et avec lesquelles j'ai pu réaliser des activités extra-professionnelles de vulgarisation scientifique (Merci M. Gallis), d'enseignement ou sportives (un mot pour l'ensemble des membres de l'équipe de volley (et de tennis) du GANIL en espérant que chacun se reconnaitra). Sachez que vous avez contribué de près ou de loin à mes trois années de vie professionnelle et sociale dans la région bas-normande.

Je reviens ici, songeant à une personne écrivant le dernier paragraphe de ses remerciements de thèse et se demandant comment extraire la substantifique moelle de ses trois années riches d'expériences diverses, une petite voix lui susurrant à son esprit de rester sobre et de privilégier le retour aux sources malgré ses velléités de terminer par un feu d'artifice de philanthropie profilactique (bel exemple de mise en abyme, n'est-il-pas?). Je respecterai donc les conseils de cette petite voix et je terminerai en réservant et en adressant mes pensées à mes parents, à Géraldine ainsi qu'à une autre personne que je remercie profondément.

Babas.

Table des matières

1	Introduction	11
2	Dissipation et fission	13
2.1	La dissipation	13
2.2	Approches expérimentales de la dissipation	18
2.3	Modèles de fission	24
2.3.1	Modèles dynamiques	24
	a) Équations de Langevin	24
	b) Équation de Fokker-Planck - Mise en évidence de la modification des largeurs statistiques de fission	25
	c) Mise en évidence d'un temps transitoire	26
	d) Le programme CDSM	27
2.3.2	Modèles statistiques	30
	a) Théorie statistique	31
	b) Le programme SIMDEC	33
	(i) Largeurs d'évaporation de particules	33
	(ii) Largeur de fission	34
	(iii) Barrière de fission	36
	(iv) Procédure de calcul	36
	(v) Résumé des paramètres d'entrée de SIMDEC	37
2.4	Effet de la dissipation sur la fission de l'uranium et du plomb	38
2.4.1	Résultats de CDSM: taux de fissions, temps transitoires et temps point selle-point de scission	38
2.4.2	Modèle <i>statistique-standard</i> et modèle <i>statistique-dynamique</i>	40
2.4.3	Sensibilité de différentes approches expérimentales à la dissipation	45
	a) Les probabilités de fission	45
	b) Les multiplicités de neutrons de pré-fission	47
	c) Les temps de fission	50
3	Comment mesurer des temps de fission?	57
3.1	Méthodes indirectes	57
3.2	Accès direct par la technique d'ombre dans les monocristaux	61
3.2.1	Principe de la technique	61
3.2.2	Limites de sensibilité et définition des composantes de temps de vie long	64
3.3	Comparaison des mesures existantes	66

4	Dispositif expérimental	71
4.1	Système et techniques expérimentales	71
4.1.1	Présentation du système expérimental	72
4.2	ORION: “ORganic Interceptor Of Neutrons”	74
4.2.1	Détection des neutrons: <i>lumière prompte et retardée</i>	74
4.2.2	Bruit de fond	77
4.2.3	Efficacité de détection	78
	a) La réponse lente	78
	b) La réponse rapide	80
4.3	Le goniomètre	80
4.4	Les télescopes T_1 , T_2 , T_4 et T_5	82
4.5	Conditions de prises de données	84
4.5.1	Spécificités de l’expérience $Pb + Si$	86
4.5.2	Alternance $T_1 T_2$	87
4.6	Partie électronique et acquisition	88
4.6.1	Les télescopes T_1 à T_5	88
4.6.2	L’électronique d’ORION	90
4.6.3	La logique de décision	92
4.6.4	L’informatique d’acquisition	93
5	Analyses	95
5.1	Détermination de l’énergie d’excitation	95
5.1.1	Méthode employée	95
5.1.2	Corrélation entre multiplicité de neutrons émis et énergie d’excitation.	96
5.1.3	Détermination de la <i>lumière prompte</i>	97
	a) Calibration des PM d’un même secteur	97
	b) Calibration des secteurs entre eux	99
5.1.4	Corrélation entre la <i>lumière prompte</i> et la multiplicité de neutrons mesurés	101
5.1.5	Prise en compte de l’efficacité de détection des neutrons	103
5.1.6	Corrélation entre la <i>lumière prompte</i> et la multiplicité de neutrons émis	106
	a) Obtention des spectres de multiplicité de neutrons émis	107
	b) Test de la méthode, stabilité de la méthode	109
5.2	Détermination du numéro atomique	111
5.2.1	Identification en Z sur les télescopes	111
5.2.2	Influence de la masse des fragments sur l’identification en Z	113
5.2.3	Résolution	114
5.3	Détermination de l’énergie cinétique	114
5.4	Détermination des creux de blocage	115
5.5	Simulation des effets d’ombre	116
6	Résultats	119
6.1	Corrélations lumière-multiplicité de neutrons	119
6.2	Distribution d’énergie d’excitation	121
6.3	Distributions en Z	125
6.3.1	Distributions en Z	125

6.3.2	Distributions en $Z_1 + Z_2$	127
6.3.3	Effets des seuils de détection	131
6.4	Les effets d'ombre dans le monocristal	134
6.4.1	Résultats sur la diffusion élastique	134
6.4.2	Résultats sur la fission	136
	a) Sélection en énergie d'excitation	136
	b) Effet d'ombre associé à la fission	138
	c) Le taux de blocage	140
	(i) Définition	141
	(ii) Évolution de \mathcal{B} pour l'ensemble des événements de fission	142
	(iii) Évolution de \mathcal{B} en fonction de la sélection en $Z_1 + Z_2$	142
	d) Les distributions des temps de scission	145
	(i) Domaine des sensibilité en temps de vie de l'expérience	147
	(ii) Distribution des temps de scission	149
	(iii) Temps moyens de scission	154
7	Interprétation - discussion	157
7.1	Comparaison des données sur le plomb et l'uranium	157
7.1.1	Évolution des Taux de blocage	157
7.1.2	Distribution en $Z_1 + Z_2$	159
	a) Uranium	159
	b) Plomb	160
7.1.3	Temps moyen de scission τ_{sc}	163
7.1.4	En Résumé...	166
7.2	Conditions initiales des calculs	167
7.2.1	Uranium	167
7.2.2	Plomb	170
7.3	Comparaisons aux calculs	171
7.3.1	Uranium	171
7.3.2	Plomb et bismuth	175
7.3.3	Effets des indéterminations expérimentales	180
	a) Effet de l'isotope	180
	b) Effet du moment angulaire	180
7.3.4	Autre effet: les effets de couches	182
7.4	Discussion	182
8	Conclusion	189

Chapitre 1

Introduction

La dissipation d'énergie dans la matière nucléaire peut jouer un rôle déterminant lors de la désexcitation des noyaux lourds dans la compétition entre fission et émission de particules. C'est une des raisons pour lesquelles l'étude de la dissipation nucléaire demeure un enjeu majeur de la physique nucléaire. Depuis la mise en évidence d'effets liés à la dissipation nucléaire autour des années 1980, de nombreuses expériences sur la fission se sont attachées à déterminer l'amplitude de la dissipation. Cependant, le problème reste entier tant les approches théoriques et expérimentales donnent des résultats contradictoires aussi bien sur cette amplitude que sur son éventuelle évolution avec la température ou la déformation du noyau. Cette indétermination de l'amplitude de la dissipation nucléaire rend problématique le caractère prédictif des modèles de désexcitation de noyaux lourds.

Une dissipation d'énergie importante dans la matière nucléaire devrait se traduire par un allongement notable des temps de déformation du noyau. Le processus de fission est avant tout un processus dynamique mettant en jeu de grandes déformations. Des mesures de temps de fission constituent donc certainement un outil très bien adapté à l'étude de la dissipation. Cependant, de telles mesures sont relativement délicates à mettre en oeuvre et très peu de mesures ont été effectuées jusqu'à présent. La plupart des informations disponibles sur les temps de fission sont en fait des données indirectes, obtenues à l'aide de modèles contenant de nombreuses hypothèses. La technique d'ombre dans les monocristaux permet une mesure directe de temps de fission longs tels que ceux susceptibles d'être observés pour des dissipations modérées ou fortes. Un programme original de mesures de temps de fission a été entrepris à GANIL à l'aide de cette technique et nous avons réalisé dans le cadre de ce programme une expérience visant à mesurer les temps de fission de noyaux excités dans la région du plomb.

Nous commencerons ce mémoire par quelques rappels liés à la dissipation nucléaire et au processus de fission, puis nous décrirons la technique d'ombre dans les monocristaux utilisée ainsi que notre expérience. Nous présenterons alors nos résultats et montrerons que les données obtenues à GANIL dans le cadre de ce programme de mesures de temps de fission ne sont compatibles qu'avec de fortes dissipations nucléaires.

Chapitre 2

Dissipation et fission

Dans ce chapitre, nous allons dans la première section introduire la notion de dissipation en physique nucléaire, puis nous ferons dans la seconde section un bref bilan des résultats obtenus suivant différentes approches expérimentales, résultats principalement obtenus en analysant des données sur le processus de fission. Nous verrons dans cette section que ces différentes approches conduisent à des conclusions souvent très contradictoires sur l'amplitude de la dissipation à prendre en compte. Dans la section 2.3, nous décrirons en détail les modèles de fission dynamiques et statistiques généralement utilisés pour analyser les expériences. Nous y présenterons les deux programmes que nous utiliserons par la suite pour analyser nos données. Enfin, ces programmes seront également utilisés dans la section 2.4 pour donner à travers deux exemples, la fission de noyaux d'uranium et de plomb, des estimations réalistes de la sensibilité à la dissipation de différentes approches expérimentales. Nous soulignerons dans cette dernière section l'importance des hypothèses faites sur les ingrédients indispensables aux modèles dans l'analyse de données.

2.1 La dissipation

La dissipation d'énergie en physique nucléaire (transformation de degrés de liberté collectifs en degrés de liberté intrinsèques) peut être introduite par analogie avec une grandeur microscopique qui est la viscosité. La viscosité de la matière nucléaire va induire un ralentissement de l'évolution de n'importe quel mouvement collectif et, en particulier, du mouvement lié à la déformation du noyau jusqu'à la scission en deux fragments. La fission est donc un des mouvements collectifs qui permet de mettre en évidence la dissipation nucléaire [Hil92] (les vibrations quadrupolaires peuvent servir également par exemple à mettre en évidence la dissipation [Gri86]). L'influence de la dissipation d'énergie sur le processus de fission est une notion ancienne puisqu'elle a été introduite dès 1940 par H.A. Kramers [Kra40]. Cependant, elle a longtemps été oubliée tant la théorie de la fission nucléaire développée un an plus tôt par Bohr et Wheeler [Boh39] donnait pleine satisfaction. Il a fallu attendre le début des années 1980 pour que cette théorie soit mise en défaut par des expériences de mesures de multiplicités de neutrons de pré-scission sur des fissions induites par ions lourds.

La fission est un phénomène dynamique de déformation du noyau conduisant à une

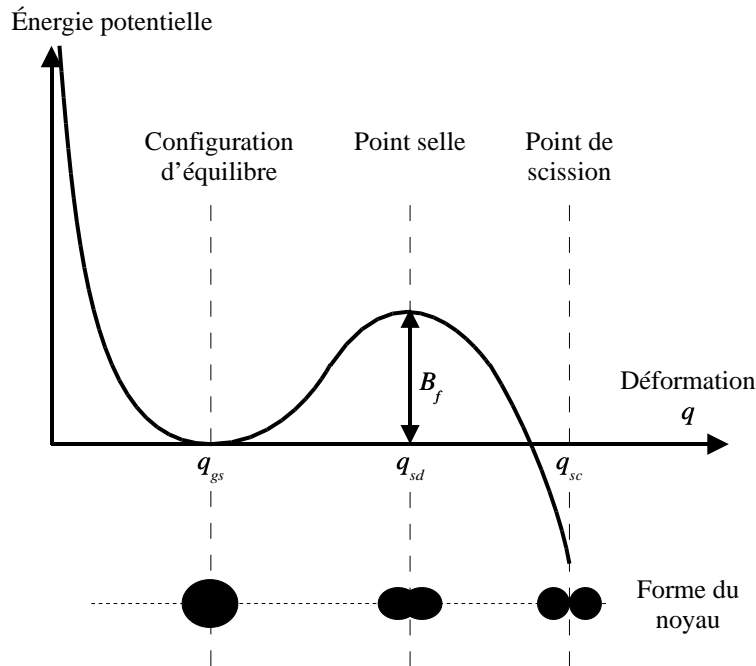


FIG. 2.1 – Représentation schématique de l'énergie potentielle en fonction de la déformation. Sont indiquées les positions des configurations à l'équilibre (au minimum de l'énergie potentielle), du point selle, du point de scission, ainsi que la hauteur de la barrière de fission B_f .

scission en deux fragments. Cette évolution est régie par l'évolution de l'énergie potentielle avec la déformation : l'énergie potentielle présente un maximum à une déformation spécifique, appelée déformation au point selle, conformément à la figure 2.1. Une fois le point selle passé, le noyau ne peut, en l'absence de fluctuations sur les forces, qu'évoluer vers la scission. La dissipation va provoquer un ralentissement de la déformation du noyau depuis le point d'équilibre jusqu'au point de scission. Les travaux tant théoriques qu'expérimentaux menés aujourd'hui visent à déterminer l'amplitude de la dissipation à considérer au cours du processus de fission, son origine physique (éventuellement différente selon que le noyau est ou n'est pas à l'intérieur de la poche de potentiel définie par le point selle) et sa possible dépendance avec les caractéristiques du noyau (masse, température, déformation...).

Pour un milieu constitué de gaz dont un plan de surface S , situé à une distance z d'un mur, se déplace à une vitesse v_z parallèle au mur, l'énergie dissipée dE/dt peut s'écrire [Lam75] sous la forme :

$$\frac{dE}{dt} = \eta \frac{S}{z} v_z^2$$

où η représente le coefficient de viscosité du gaz. Pour un gaz constitué de particules de masse m dont le libre parcours moyen est λ , la vitesse thermique v_{th} et la densité ρ , la viscosité est donnée par la formule suivante [Hil92] :

$$\eta = \frac{1}{3} \rho v_{th} m \lambda$$

Pour appliquer cette relation à la matière nucléaire, l'unité la plus appropriée est le "terra poise (TP)" ($16 TP = 10^{-20} MeV s fm^{-3}$). Il faut souligner que, introduite de cette manière, la dissipation d'énergie résulterait uniquement des collisions entre les particules constituantes du gaz. Les premiers travaux théoriques [Weg74, Blo78] sur la formulation de la dissipation au sein de la matière nucléaire ont proposé deux descriptions distinctes provenant de collisions: la dissipation à deux corps et la dissipation à un corps.

La dissipation à deux corps résulte des collisions nucléon-nucléon au sein du noyau. Ce formalisme suppose que le libre parcours moyen λ reste faible au regard des dimensions du noyau. G. Wegmann [Weg74] a déterminé un coefficient de viscosité η pour un gaz de Fermi dégénéré et a obtenu $\eta = 3.0 TP$. Cette valeur ne s'applique que pour la matière nucléaire infinie et surestime fortement la viscosité pour la matière nucléaire finie à température inférieure à $4 MeV$. Peu de temps après, K.T.R. Davies et collaborateurs [Dav76, Dav77] ont exploré les effets de la dissipation à deux corps sur la forme des noyaux au point de scission. Ils ont montré que les configurations au point de scission étaient de plus en plus étirées avec l'amplitude de la dissipation. Cet effet se reflète au niveau des énergies cinétiques des fragments de fission, déterminées à partir de la répulsion coulombienne. A partir d'une étude systématique de ces énergies sur une large gamme de noyaux, ils ont déduit un coefficient de viscosité $\eta = 0.03 TP$, valeur bien inférieure à celle déduite des travaux de G. Wegmann. Cette dissipation à deux corps semble cependant peu réaliste pour des noyaux à énergies d'excitation modérées pour lesquelles le principe de Pauli inhibe fortement les collisions nucléon-nucléon.

A l'opposé, la dissipation à un corps [Blo78, Ran80, Blo86] est basée sur un libre parcours moyen élevé comparé à la dimension du noyau. Ceci résulte du principe d'exclusion de Pauli qui interdit certaines collisions nucléon-nucléon pour un gaz de Fermi à température finie. Avec cette description, la dissipation résulte de collisions entre les nucléons et la surface du noyau en mouvement. Pour un système di-nucléaire qui va se scinder en deux, et qui fait apparaître un col de matière entre les deux futurs fragments, un second terme dissipatif provient de l'échange de nucléons entre les deux futurs fragments à travers ce col de matière. Ce terme s'ajoute aux dissipations d'énergie provenant des collisions des nucléons de chaque fragment avec leur surface respective. Le terme de "mur+fenêtre" est utilisé dans la littérature pour qualifier la dissipation à un corps, le terme "fenêtre" étant associé à la dissipation d'énergie via le col de matière. Pour prendre en compte des effets quantiques dans cette description, J.J. Griffin et M. Dworzecka [Gri86] ont introduit un facteur multiplicatif k_s sur le terme "mur" de cette dissipation. L'introduction d'un facteur multiplicatif à l'ensemble des termes dissipatifs ("mur+fenêtre" [Wil96]) ou simplement au terme "mur" [Nix86, Gon02] conduit systématiquement à un facteur k_s inférieur à un.

Plus récemment, la dissipation a été traitée théoriquement à l'aide d'approches microscopiques quantiques [Yam97, Iva01, Hof02]. Nous avons montré sur les figures 2.2 et 2.3 les évolutions prédites par ces théories microscopiques pour le coefficient β en fonction de la température et en fonction de la déformation du noyau. Le coefficient β caractérise l'amplitude de la dissipation, comme nous le verrons plus loin. Nous voyons sur la figure 2.2 une augmentation sensible du paramètre β avec la température, ainsi qu'une évolution faiblement dépendante du moment angulaire. La prédiction de ces théories microscopiques d'une forte augmentation de la dissipation quand la température augmente va à l'encontre des prédictions des modèles à un corps, qui ne peuvent prévoir que de

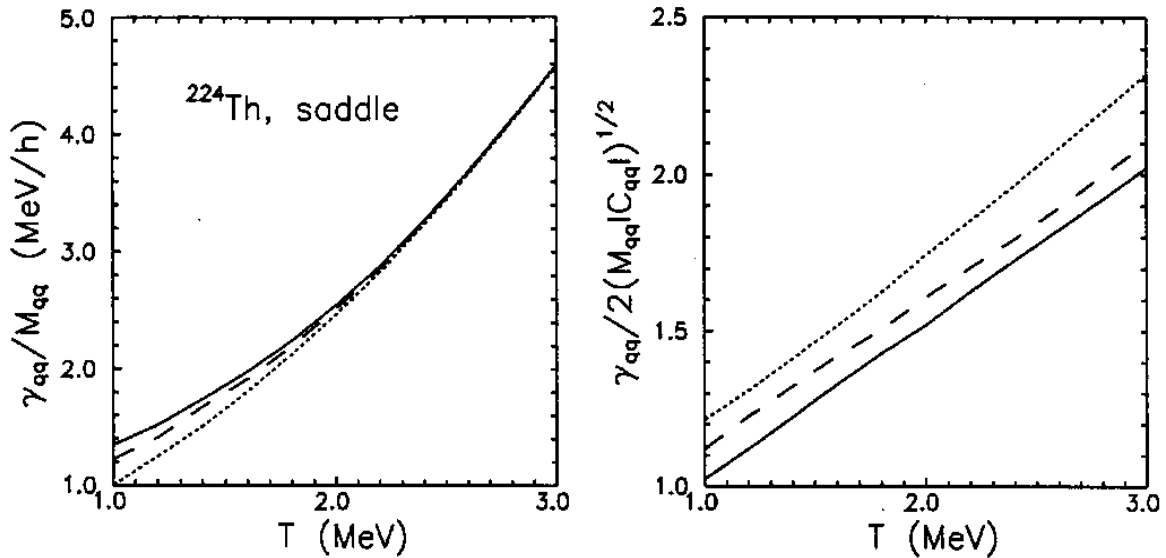


FIG. 2.2 - Évolution du coefficient $\beta = \gamma_{qq}/M_{qq}$ (à gauche) et de $\beta/(2\omega_{sd}) = \gamma_{qq}/(2\sqrt{M_{qq}|C_{qq}|})$ (à droite) en fonction de la température. Les différentes lignes correspondent à différentes valeurs du moment angulaire (ligne en pointillés pour $J = 0\hbar$, en tirets pour $J = 40\hbar$, continue pour $J = 60\hbar$) (figures extraites de [Iva01]).

faibles variations avec la température, et des modèles à deux corps qui prévoient une forte diminution de la dissipation avec la température, diminution de la forme $1/T^2$. Pour reprendre une analogie désormais célèbre, ces modèles microscopiques prévoient pour la matière nucléaire un comportement opposé à celui du miel : plus on chaufferait un noyau, plus il deviendrait visqueux. Ces théories prévoient également que les phénomènes dissipatifs ne se manifestent qu'à partir d'une température de l'ordre de 1 MeV . Cette limite de 1 MeV qui correspondrait à un seuil pour lequel la dissipation d'énergie doit être introduite dans les modèles de fission semble en accord avec des études systématiques de multiplicités de neutrons de pré-scission [Tho93, Rud01]. La figure 2.3 met également en évidence une relativement forte dépendance de la dissipation avec la déformation. Ces prédictions diffèrent complètement des conclusions de la description phénoménologique utilisée par P. Fröbrich [Frö93, Frö98], représentée également sur la même figure.

La comparaison entre les ordres de grandeurs des dissipations prévues par les différentes approches théoriques n'est pas toujours très aisée. Comme nous l'avons vu, certaines approches quantifient la dissipation à l'aide d'un paramètre de viscosité η , d'autres à l'aide d'un facteur k_s de réduction de la dissipation à un corps. Les coefficients les plus employés que nous utiliserons par la suite car intervenant directement dans les équations de mouvement (cf. section 2.3.1) et dans les modèles statistiques (cf. section 2.3.2) sont le paramètre réduit de friction β (en unités 10^{21} s^{-1}), relié au paramètre de friction Γ par l'inertie M :

$$\beta = \Gamma/M \quad (2.1)$$

et un paramètre γ sans dimension relié à β par (cf. section 2.3.1.b) page 25) :

$$\gamma = \frac{\beta}{2\omega_{sd}} \quad (2.2)$$

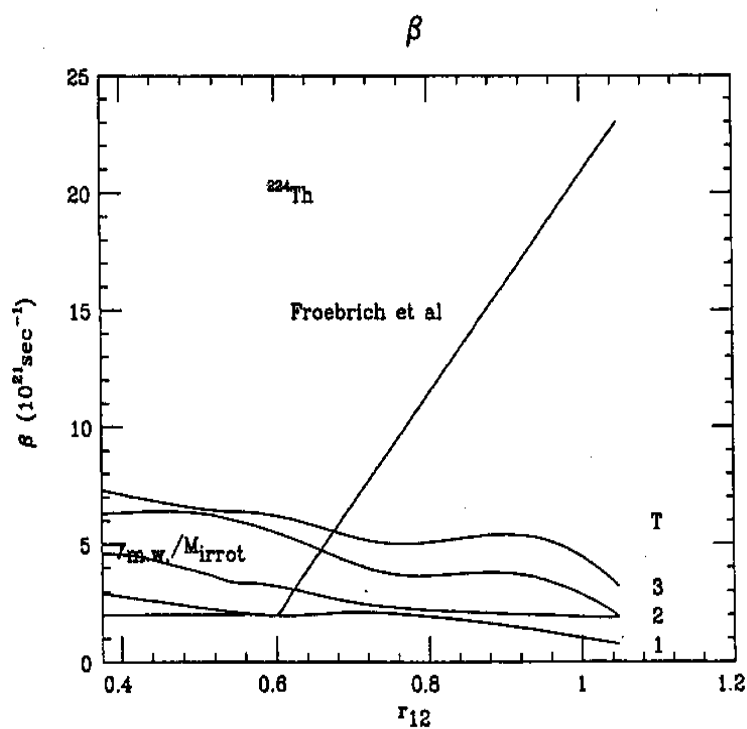


FIG. 2.3 – Évolution du coefficient β en fonction de la déformation du noyau pour différentes températures (figure extraite de [Yam97]). La déformation r_{12} est définie comme la demi-distance entre les centres de masses des fragments rapportée au rayon de la configuration à l'équilibre, supposée sphérique (voir aussi section 2.3.1.d) page 27). La paramétrisation de P. Fröbrich [Frö93, Frö98] résulte d'une description phénoménologique de l'évolution de β avec la déformation.

où ω_{sd} est la fréquence du potentiel au point selle. Une approximation grossière souvent faite pour relier γ et β consiste à considérer ω_{sd} comme une constante égale à $1 \times 10^{21} s^{-1}$.

En résumé, les différentes théories sur la dissipation nucléaire conduisent à des dissipations d'amplitudes très incertaines et à des évolutions avec la température ou la déformation très différentes. Pour ces raisons, des efforts expérimentaux importants ont été entrepris afin de mieux définir les phénomènes de dissipation.

2.2 Approches expérimentales de la dissipation

Historiquement, les premières données interprétées comme des signatures probables d'effets dus à la dissipation ont été les mesures de multiplicité de neutrons émis au cours de réactions de fusion-fission et plus particulièrement les multiplicités de neutrons de pré-scission [Hil92]. Nous ne rentrerons pas ici en détail dans la façon d'extraire la contribution des neutrons de pré-scission mais le principe en est simple et peut se résumer en deux étapes :

1. D'une part mesurer en coïncidence avec les fragments de fission les distributions angulaires et en énergie des neutrons émis.
2. D'autre part extraire les contributions des différentes sources d'émission de neutrons à partir des sections efficaces doublement différentielles d'émission de neutrons $d\sigma^2/dEd\Omega$ en coïncidence avec des fragments de fission. Dans une formulation simple, nous pouvons considérer quatre sources d'émission possibles qui sont le noyau composé, les deux fragments de fission et une composante dite de pré-équilibre. En ajustant le poids de chacune de ces composantes, avec différentes hypothèses sur les caractéristiques des sources de neutrons (masse, énergie d'excitation, vitesse, distributions angulaires des neutrons émis...), il est possible de reproduire les distributions angulaires des neutrons et d'accéder ainsi à la contribution de pré-scission.

La figure 2.4 est une compilation [Hil92] de mesures de multiplicité de neutrons de pré-scission pour une large gamme de noyaux composés et également une large gamme en énergie d'excitation. Cette figure montre l'augmentation de la multiplicité de neutrons de pré-scission avec l'énergie d'excitation. Cette évolution traduit le fait que les neutrons de pré-scission emportent une grande part de l'énergie d'excitation initiale, donnant des fragments de fission relativement peu excités. Ces multiplicités de pré-scission sont incompatibles avec un traitement purement statistique de la fission sans dissipation, pour lequel les multiplicités de neutrons sont fortement sous-estimées, comme le montre la figure 2.5 : pour reproduire les données, les auteurs ont dû utiliser dans un calcul statistique une dissipation relativement élevée, paramétrisée ici par un coefficient de dissipation $\gamma = 10$.

Les premières données mettant en évidence des multiplicités de neutrons de pré-scission très élevées ont été interprétées dans les années 1980 par P. Grangé [Gra80, Gra83, Gra86]

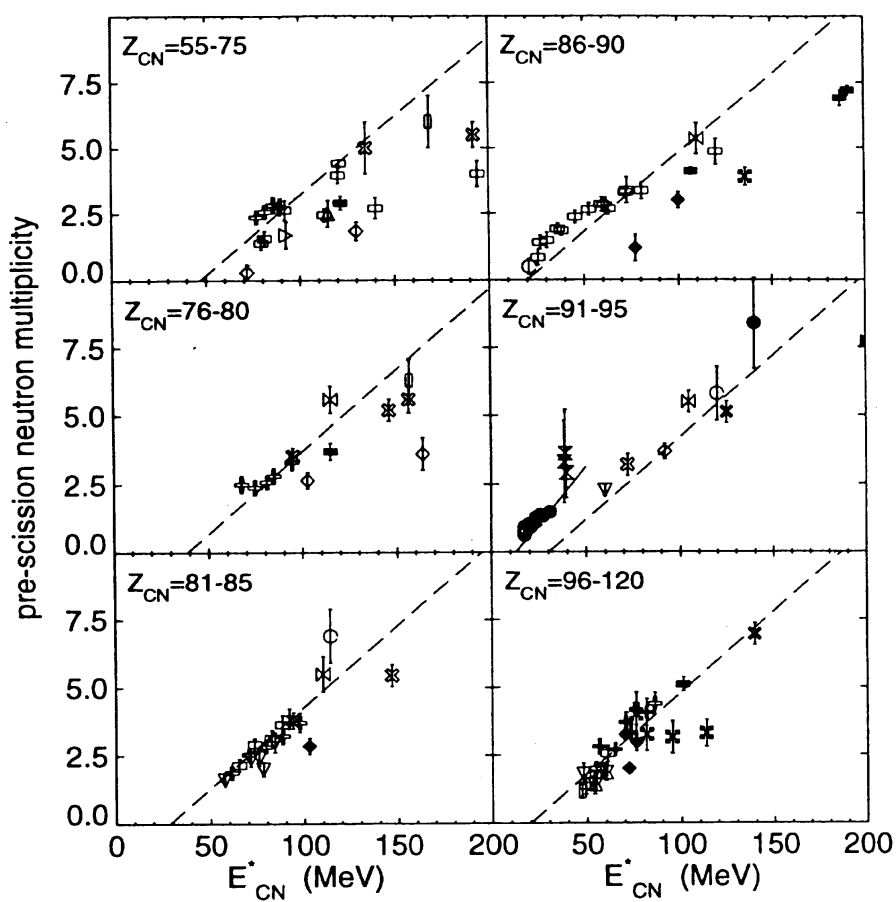


FIG. 2.4 – Multiplicité de neutrons de pré-scission en fonction de l'énergie d'excitation pour différents domaines de charge du noyau fissionnant (figure extraite de [Hil92]).

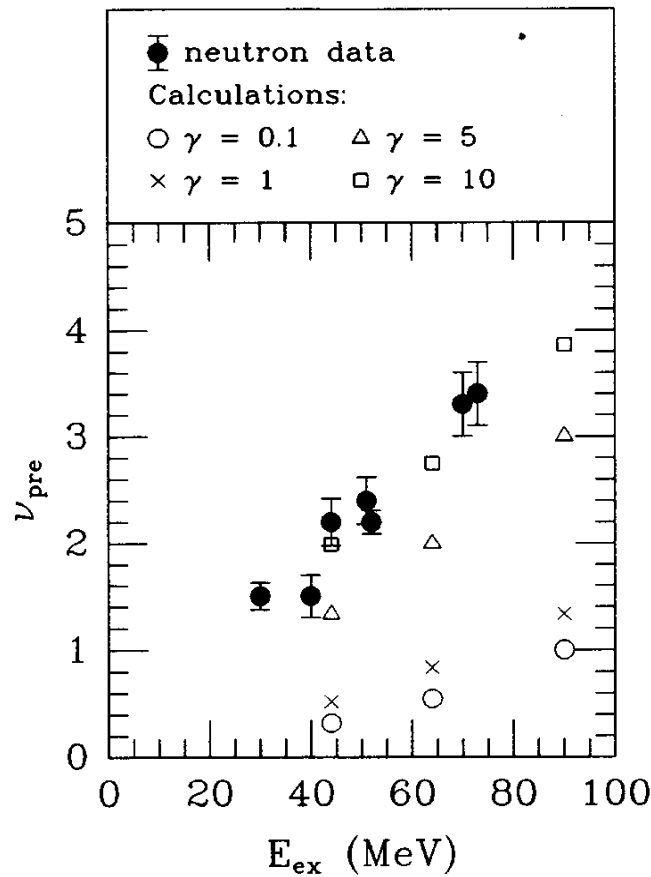


FIG. 2.5 – Comparaison entre les multiplicités de pré-scission mesurées et calculées à l'aide d'un modèle statistique incluant de la dissipation, pour des réactions de fusion-fission (figure extraite de [But91]. Les données proviennent de [Hin89]).

qui, dans la continuité des travaux de H.A. Kramers, a montré à l'aide de calculs dynamiques du processus de fission les deux points suivants :

1. Le taux de fissions R_f (voir l'équation 2.8 page 26 pour sa définition) n'atteint pas une valeur stationnaire instantanément : il faut un certain temps aux noyaux pour accéder à l'ensemble des configurations accessibles au point selle pour lequel un traitement statistique de la fission devient valable. Pendant ce temps transitoire τ_{tr} , le processus de fission est défavorisé au profit du processus d'évaporation de particules. Si le temps d'émission du premier neutron $\tau_n = \hbar/\Gamma_n$ est du même ordre de grandeur ou plus court que le temps transitoire, alors un accroissement de la multiplicité de neutrons de pré-scission se produit.
2. Le taux stationnaire R_f s'établit à une valeur sensiblement plus faible qu'en l'absence de viscosité. Cette valeur est voisine de celle prévue par H.A. Kramers [Kra40]. Cette diminution de R_f correspond dans une approche statistique à une diminution de la largeur statistique associée à la fission, donc à une augmentation d'émission de particules de pré-scission.

Cependant, ces considérations dynamiques soulignées par P. Grangé ne sont peut être pas les seules responsables des multiplicités de pré-scission élevées mesurées. En effet,

puisque le processus de fission se décide au point selle, l'émission de particules est toujours possible pendant la descente entre le point selle et le point de scission. Les neutrons émis pendant la descente du point selle au point de scission sont des neutrons de pré-scission et contribuent à une augmentation de la multiplicité de neutrons de pré-scission. La forme des noyaux durant la descente jusqu'au point de scission correspond à des déformations très importantes, pour lesquelles les densités de niveaux à considérer sont très mal définies et pour lesquelles de très fortes probabilités d'émission de neutrons de pré-scission pourraient résulter.

Depuis les travaux de P. Grangé, de nombreuses expériences visant à mesurer des multiplicités de neutrons de pré-scission ont été entreprises pour déterminer le paramètre de dissipation. En parallèle, des études sur d'autres observables liées au processus de fission (mesure de multiplicité de particules chargées [Les93, Mde97], de γ [But91, Dió92, Hof95, Hof96], de section efficace de fission [Eck90, Mor95a, Mor95b, Jah99, Jin01], de section efficace de résidus d'évaporation [Bac99, Tai00] furent menées pour mettre en évidence et quantifier le phénomène de dissipation.

Nous allons donner quelques uns de ces résultats expérimentaux qui mettent en lumière toute la difficulté dans la détermination de l'amplitude de la dissipation. En effet, certaines mesures seraient reproductibles en appliquant le modèle statistique sans aucune dissipation, tandis que d'autres mesures nécessitent d'inclure un paramètre β élevé (de l'ordre de $20 \times 10^{21} s^{-1}$) pour reproduire les données. Citons tout d'abord les travaux de L.G. Moretto et collaborateurs [Mor95a, Mor95b, Jin01] mesurant les probabilités de fission d'une large gamme de noyaux (${}_{76}Os$ jusqu'à ${}_{85}At$) pour des énergies d'excitation inférieures à $125 MeV$. La fission se décidant au point selle, la mesure des probabilités de fission, contrairement aux mesures de multiplicités de pré-scission, ne dépend que des caractéristiques du noyau (densité de niveaux, viscosité...) pour des déformations inférieures à celle du point selle. La conclusion tirée par les auteurs de ces travaux est que les données sont tout au plus compatibles avec de très faibles valeurs de dissipation et qu'elles peuvent très bien être reproduites sans considérer aucune dissipation. Ils en déduisent donc que les grandes multiplicités de pré-scission mesurées proviennent d'émissions importantes lors de la descente du point selle vers le point de scission. Des valeurs de dissipation faibles ont également été estimées par U. Jahnke et collaborateurs [Jah99], à partir des probabilités de fission pour des noyaux à beaucoup plus hautes énergies d'excitation. J.P. Lestone [Les99] arrive également à la conclusion que l'amplitude de la dissipation doit être faible en incluant dans un modèle statistique de désexcitation les taux de fissions calculés en sommant toutes les rotations possibles du noyau. À l'aide de son modèle, J.P. Lestone reproduit, sans considérer de dissipation, à la fois les sections efficaces de fission, les sections efficaces de formation de résidus et les multiplicités de pré-scission.

À l'opposé, des mesures récentes de section efficace sur des réactions de spallations de type ${}^{197}Au(800 MeV/u) + p$ [Ben02] ou bien avec des projectiles d'uranium [Ign95, Tai00, Jur02] semble indiquer la nécessité d'introduire de la dissipation pour reproduire les données. Nous avons représenté sur la figure 2.6 la section efficace isobarique des résidus produits par la réaction ${}^{197}Au(800 MeV/u) + p$, ainsi que les différents calculs (avec et sans dissipation). Cette figure montre qu'il faut une valeur relativement importante ($\beta = 2 \times 10^{21} s^{-1}$) du paramètre β pour reproduire ces données. Des données récentes de multiplicités de pré-scission [Don99] sur le système $Ni + Pb$ conduisent à l'introduction

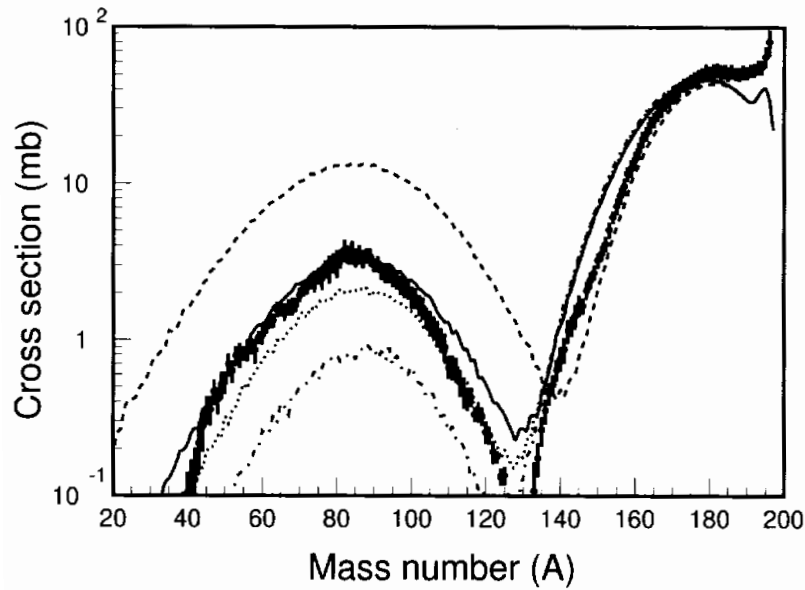


FIG. 2.6 - *Section efficace isobarique des résidus produits par la réaction $^{197}\text{Au}(800 \text{ MeV}/u) + p$ (figure extraite de [Ben02]). Les points noirs sont les données expérimentales, les différentes courbes correspondent respectivement, de la courbe la plus élevée à la courbe la plus basse pour $A \approx 90$, à un traitement statistique sans dissipation, et à trois traitements avec des coefficients de dissipation de plus en plus élevés ($\beta = 2 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$, $\beta = 3 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$ et $\beta = 5 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$).*

d'un paramètre de dissipation encore plus élevé ($\beta = 23 \pm_{12}^{23} \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$), paramètre compatible avec des analyses précédentes [Wil96] sur le même système. Une étude équivalente sur le noyau composé $^{188}_{76}\text{Pt}$ à $E^* = 100 \text{ MeV}$ [Bad01] fournit également un paramètre β de l'ordre de $24 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$.

Enfin, nous avons présenté sur la figure 2.7 des résultats qui proviennent à la fois de la mesure de la multiplicité de gammas de pré-scission, de neutrons de pré-scission, de sections efficaces de fission et de sections efficaces de formation de résidus d'évaporation. Cette étude porte sur un travail complet sur la réaction $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$ à diverses énergies d'excitation. Les études intensives sur les mesures de multiplicités de gammas de pré-scission sur le thorium depuis le début des années 1990 [But91, Dió92, Hof95, Bac99] s'étaient focalisées sur la nécessité d'introduire de la dissipation pour reproduire les spectres énergétiques des gammas émis en coïncidence avec de la fission. Toutes ces études avaient conclu à une évolution du paramètre γ avec la température (avec une valeur de γ proche de zéro pour une température $T = 1 \text{ MeV}$ et $\gamma \approx 10$ pour une température $T = 1.7 \text{ MeV}$). Or, récemment, une analyse nouvelle des données [Dió00, Sha00] vient de mettre en doute cette évolution de γ avec la température. Une description pour laquelle γ est fixé à deux valeurs différentes en fonction de la déformation et pour laquelle est incluse une dépendance en température du paramètre de densité de niveaux $a(q, T)$ permettrait également de reproduire l'ensemble des observables. Les lignes représentées sur la figure 2.7 proviennent de cette description avec $a(q, T)$ et $\gamma = \gamma_i = 2$ lorsque la déformation est inférieure au point selle, $\gamma = \gamma_o = 10$ pour une déformation au delà du point selle. Une telle description a permis également de reproduire des spectres mesurés de gammas émis

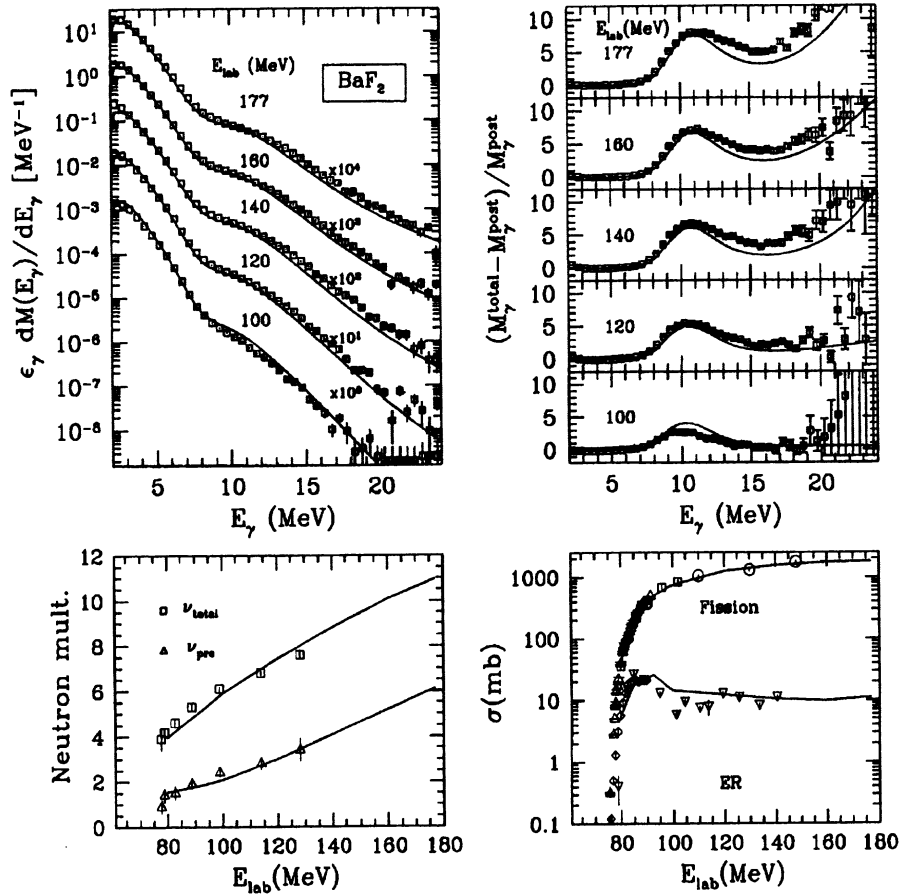


FIG. 2.7 – Étude complète de la réaction $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$ pour diverses énergies. Les quatre figures sont respectivement : (a) les spectres énergétiques des γ émis en coïncidence avec de la fission, (b) les mêmes spectres énergétiques dans une représentation comparée aux contributions des γ émis par les fragments (notées M_{γ}^{post}), (c) les multiplicités totales et de pré-scission et (d) les sections efficaces de fission et de formation de résidus d'évaporation. Les lignes proviennent d'un calcul incluant une dissipation dépendante de la déformation (voir texte) (figure extraite de [Di00]).

en coïncidence avec la fission d'un noyau de plomb [Dió01]. Cette dernière constatation souligne les rôles similaires que peuvent jouer le paramètre de densité de niveaux a et le paramètre de dissipation γ dans la description de la largeur de fission.

En résumé, les différentes approches expérimentales récentes conduisent à des conclusions discordantes quant à l'importance de la dissipation dans le processus de fission et dans la compétition entre l'évaporation et la fission. De plus, comme nous venons de le montrer ces conclusions dépendent fortement des modèles utilisés dans les analyses et des paramètres inclus dans ces modèles. Toutes les études faites pour mettre en évidence des effets de la dissipation dans le processus de fission l'ont été en utilisant un formalisme qui intègre les effets dynamiques dans un traitement statistique de la fission. Nous allons maintenant présenter les modèles statistiques et dynamiques couramment utilisés.

2.3 Modèles de fission

2.3.1 Modèles dynamiques

Le traitement dynamique de la fission impose la résolution des équations de transport de la matière nucléaire. Deux types d'équations sont utilisées couramment : les équations de type Langevin et les équations de type Fokker-Planck.

a) Équations de Langevin

Les équations de type Langevin reposent sur la formulation du mouvement brownien d'un grain de pollen de masse m à la surface de l'eau, finalisée par Langevin au début du siècle [Lan08]. L'équation du mouvement d'un grain de pollen de masse m et de vitesse v est définie selon l'équation de Langevin par :

$$m \frac{dv}{dt} = -\Gamma v + \Omega(t) \quad (2.3)$$

où :

- Γ est le coefficient de friction tel qu'il peut être introduit classiquement comme un terme de frottement. Comme nous l'avons déjà dit, nous utiliserons surtout dans la suite le coefficient de friction réduit β (exprimé en unités $10^{21} s^{-1}$) défini par la relation $\beta = \Gamma/m$.
- $\Omega(t)$ est une force aléatoire (ou force de Langevin) qui modélise les effets des interactions entre le grain de pollen et les molécules d'eau soumises à une certaine agitation thermique définie par une température T . Il est raisonnable de penser que cette force est une force stochastique gaussienne de moyenne nulle, et que l'amplitude de cette force à l'instant t est complètement décorrélée de l'amplitude à l'instant t' . $\Omega(t)$

est alors un processus Markovien (le terme “sans effet de mémoire” est également utilisé) complètement caractérisé par ses deux premiers moments :

$$\begin{aligned} \langle \Omega(t) \rangle &= 0 \\ \langle \Omega(t)\Omega(t') \rangle &= D^2\delta(t-t') \end{aligned} \quad (2.4)$$

Le coefficient de friction réduit β et la force stochastique $\Omega(t)$ proviennent des effets macroscopiques et microscopiques des molécules d’eau sur le grain de pollen. Il est donc tout naturel de penser que l’amplitude de la force (définie par la valeur D^2 du second moment) est reliée au coefficient de friction réduit. Pour cela on utilise une relation simplifiée qui découle du théorème de fluctuation-dissipation :

$$D^2 = 2\Gamma T = 2m\beta T \quad (2.5)$$

Il semble normal de constater que plus l’agitation thermique des molécules d’eau est élevée, plus l’amplitude de la force stochastique est élevée.

La transcription de l’équation de Langevin au processus de fission permet de suivre l’évolution de la déformation du noyau. La déformation du noyau peut être représentée par exemple par une variable à une dimension q liée à l’élongation du noyau. L’équation obtenue fait intervenir un terme supplémentaire lié à l’évolution du potentiel U avec la déformation (terme $-\frac{dU}{dq}$) comparée à l’équation de Langevin (cf. équation 2.3). Nous obtenons finalement l’équation :

$$m \frac{d^2q}{dt^2} = -\frac{dU}{dq} - \beta m \frac{dq}{dt} + \Omega(t) \quad (2.6)$$

où $\Omega(t)$ possède les caractéristiques des équations 2.4 et 2.5. C’est une équation avec un terme stochastique $\Omega(t)$. Bien que le formalisme de l’équation de Langevin (équation 2.3) date du début du siècle, sa résolution s’effectue par un traitement numérique nécessitant le calcul d’un grand nombre de trajectoires pour accéder par exemple au taux de fissions $R_f(t)$ dans le cas de la fission. C’est pourquoi ce traitement n’a pris véritablement son essor qu’avec l’augmentation de la puissance de calcul des ordinateurs.

b) Équation de Fokker-Planck - Mise en évidence de la modification des largeurs statistiques de fission

Historiquement, c’est une équation de Fokker-Planck réduite qui a été utilisée pour la toute première fois par H.A. Kramers [Kra40] dans une étude générale sur les phénomènes liés à la viscosité. Cette équation donne l’évolution temporelle de la distribution $w(q, p, t)$ où les variables q et p représentent l’espace des phases. La variable q définit toujours la déformation du système de masse m , la variable p étant la variable conjuguée à q ($p = m \times dq/dt$). L’équation de Fokker-Planck est une équation déterministe pour laquelle, sous certaines conditions simplificatrices [Kra40, Abe96], une solution analytique peut être donnée. L’équation de Fokker-Planck est la suivante :

$$\frac{\delta}{\delta t} w(q, p, t) = \left\{ -\frac{\delta}{\delta q} \frac{p}{m} + \frac{\delta}{\delta p} \frac{\delta U}{\delta q} + \frac{\delta}{\delta p} \left(\beta p + m\beta T \frac{\delta}{\delta p} \right) \right\} w(q, p, t) \quad (2.7)$$

Bien que les équations de Fokker-Planck et de Langevin s'attachent à décrire des aspects différents de la fission, elles sont équivalentes en ce qui concerne leur contenu physique. D'ailleurs, nous pouvons trouver dans la référence [Abe96] une méthode qui présente l'équivalence des deux équations. H.A. Kramers a déterminé le taux de fissions R_f^{Kr} d'un noyau de température T donnée à partir de la solution analytique de l'équation de Fokker-Planck. Le taux de fissions est défini par la relation suivante :

$$R_f(t) = -\frac{1}{N(t)} \times \frac{dN(t)}{dt} \quad (2.8)$$

où $N(t)$ est le nombre de noyaux dont la déformation est inférieure à celle définie pour le point selle. Pour calculer le taux de fissions R_f^{Kr} , H.A. Kramers a fait l'approximation parabolique de la forme du potentiel aux voisinages du point selle ($q = q_{sd}$) et du point de configuration à l'équilibre ($q = q_{gs}$). En introduisant les pulsations propres d'oscillations au voisinage du point selle (ω_{sd}) et du point à l'équilibre (ω_{gs}), le potentiel peut s'écrire :

$$U(q) = \begin{cases} \frac{1}{2}m\omega_{gs}^2 q^2 & \text{pour } q \approx q_{gs} \\ B_f - \frac{1}{2}m\omega_{sd}^2 (q - q_{sd})^2 & \text{pour } q \approx q_{sd} \end{cases}$$

Le taux de fissions d'un noyau à température T , avec une barrière de fission B_f et pour un coefficient réduit de friction β , déduit par H.A. Kramers est le suivant :

$$R_f^{Kr} = \frac{\omega_{gs}}{2\pi} \exp(-B_f/T) \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\beta}{2\omega_{sd}} \right)^2} - \frac{\beta}{2\omega_{sd}} \right) \quad (2.9)$$

En introduisant le coefficient de dissipation $\gamma = \beta/2\omega_{sd}$ (le coefficient γ est sans dimension), alors l'expression ci-dessus se réécrit suivant l'expression suivante :

$$R_f^{Kr} = R_f^{BW} \times \frac{\hbar\omega_{gs}}{T} \times \left(\sqrt{1 + \gamma^2} - \gamma \right) \quad (2.10)$$

où R_f^{BW} est le taux de fissions prévu par le modèle statistique de Bohr et Wheeler [Boh39] (cf. équation 2.16 page 32). Avant la mise en évidence expérimentale des phénomènes de dissipation dans les années 1980, l'approche statistique de Bohr et Wheeler [Boh39] utilisée ne tenait pas compte de la dissipation. Aujourd'hui, dans la plupart des analyses de données de fission, un traitement statistique de la compétition entre la fission et l'évaporation est effectué, mais le taux de fissions prévu par le modèle de Bohr et Wheeler est remplacé par celui prévu par H.A. Kramers, avec l'approximation $\hbar\omega_{gs}/T = 1$. Cette approximation, présente dans la quasi-totalité des travaux, est peut-être réaliste dans un domaine limité de températures et de noyaux, mais semble difficilement justifiable dans tous les cas. Faire cette approximation revient à réduire les largeurs statistiques de Bohr et Wheeler par le facteur $(\sqrt{1 + \gamma^2} - \gamma)$ qui tend vers 1 lorsque γ tend vers 0 et tend vers $1/(2\gamma)$ lorsque γ devient très grand. Dans la section 2.4 de ce chapitre, nous soulignerons les incertitudes parfois très importantes impliquées par cette approximation.

c) Mise en évidence d'un temps transitoire

Après la mise en évidence expérimentale de multiplicités de pré-scission anormalement élevées, P. Grangé et collaborateurs, reprenant les travaux de H.A. Kramers, ont mis en

évidence un deuxième effet lié à la viscosité : l'existence d'un temps transitoire τ_{tr} indispensable pour que le taux de fissions atteigne une valeur stationnaire. Pendant ce temps transitoire, l'évaporation de particules est favorisée par rapport à la fission, conduisant ainsi, entre autre, à une augmentation des multiplicités de neutrons. Ce deuxième effet dynamique est aujourd'hui généralement introduit dans les calculs statistiques utilisés pour analyser les données. Cependant, ce temps transitoire est, fréquemment, abusivement assimilé au temps de fission, conduisant ainsi à de nombreuses confusions sur les ordres de grandeurs de ces temps. Le temps transitoire est également fréquemment considéré dans ces calculs statistiques comme indépendant du noyau considéré ou de sa température. Nous verrons dans la section 2.4 que ces approximations ne sont sans doute pas justifiées.

En résumé, les modèles dynamiques de fission ont apporté deux informations fondamentales :

1. Les taux stationnaires de fissions doivent être modifiés dans les modèles statistiques,
2. Il faut considérer un temps transitoire non négligeable.

Les modèles dynamiques les plus récents [Pom96, Ari99, Gon00, Pom00, Kar01] considèrent des dimensions supplémentaires (autres que la déformation à une dimension) au processus de fission (asymétrie de fission, déformations quadrupolaires. . .) et traitent également l'émission de particules au cours de la déformation, soit dynamiquement, soit statistiquement.

Nous allons maintenant décrire le modèle CDSM qui est un modèle dynamique de fission simple, à une dimension, traitant de façon statistique l'évaporation de particules. Les résultats de ce modèle nous serviront dans la section 2.4 à discuter pour les modèles statistiques la validité des différentes approximations que nous avons soulignées dans les parties b) et c) de cette section.

d) Le programme CDSM

CDSM, acronyme de "Combined Dynamical and Statistical Model", est un code qui combine l'évolution dynamique du processus de fission d'un noyau chaud avec la désexcitation statistique par particules légères et par gammas. Il a été développé par P. Fröbrich et I.I. Gontchar. Une étude détaillée des ingrédients de calcul liés à ce code peut être trouvée dans les références [Gon97, Frö98]. Dans sa version complète, CDSM suit la désexcitation d'un noyau excité soit jusqu'à sa fission, supposée toujours symétrique, soit jusqu'à son refroidissement total. Pour cela, après un temps suffisamment long pour que toutes les grandeurs dynamiques soient à leur valeur stationnaire, le programme bascule automatiquement d'un calcul dynamique à un calcul statistique fondé sur la théorie du premier passage moyen [Hän90]. Nous ne présenterons ici que la partie liée aux calculs dynamiques dont nous utiliserons les résultats par la suite pour avoir des estimations des temps transitoires et des taux stationnaires de fissions.

L'équation générale qui gouverne le mouvement est une équation de Langevin à une dimension pour une variable q relative au mouvement :

$$M \frac{d^2 q}{dt^2} = -\frac{dF}{dq} - \beta M \frac{dq}{dt} + \sqrt{\beta M T} \times \Omega(t) \quad (2.11)$$

où :

- M est l'inertie du système considéré,
- β est le paramètre de dissipation. Le deuxième terme à droite de l'égalité correspond au terme de friction tel qu'il peut être défini classiquement (i.e. proportionnel à une vitesse). On reconnaît le coefficient de friction $\Gamma = \beta M$ présent dans l'équation de Langevin 2.3 page 24.
- T est la température du système considéré,
- $\Omega(t)$ est une force stochastique. Elle est choisie gaussienne et est définie par ses deux premiers moments $\langle \Omega(t) \rangle = 0$ et $\langle \Omega(t) \Omega(t') \rangle = 2\delta(t - t')$. L'amplitude du second moment respecte le théorème de fluctuation dissipation.
- q est la demi-distance entre les centres de masses des deux futurs fragments de fission rapportée au rayon du noyau fissionnant. Dans une configuration sphérique, les deux futurs fragments sont les deux hémisphères et alors $q = q_{gs} = 0.375$. Avec cette paramétrisation, le point de scission correspond toujours à $q = q_{sc} = 1.2$.
- F est l'énergie libre définie comme $F(q) = U(q) - a(q)T^2$ où U est le potentiel donné par le modèle de la goutte liquide [Mye66] et a le paramètre de densité de niveaux dépendant de la déformation selon la prescription de J. Töke [Tök81]. En effet, pour des systèmes se déformant lentement à température finie, la force directrice à considérer dérive de l'énergie libre F [Boh75] et non pas simplement du potentiel U . Cette caractéristique fait que le potentiel effectivement considéré dans l'équation de Langevin dépend directement de la température du noyau. La position du point selle et la hauteur de la barrière de fission effective, définis tous deux au maximum du potentiel effectif, dépendent donc de la température. Ainsi, les figures 2.8 et 2.9 présentent la dépendance en fonction de l'énergie d'excitation de la barrière de fission effective pour des noyaux de ^{205}Pb et d' ^{235}U . Nous voyons que pour des énergies d'excitation supérieures à environ 350 MeV , les noyaux de plomb n'auront plus que de très faibles barrières de fission effectives, tandis que la barrière de fission effective peut être considérée comme nulle à 350 MeV pour des noyaux d'uranium. De plus, plusieurs études [Gon93a, Gon93b] ont montré que l'utilisation de l'énergie libre F plutôt que du potentiel U permettait de retrouver avec l'équation de Langevin des taux de fissions voisins de ceux prévus par H.A. Kramers pour des noyaux de masse supérieure à environ 200.

L'équation de base du code de calcul CDSM est l'équation 2.11 traitée numériquement dans le cas d'un mouvement en régime suramorti (valable uniquement pour $\beta > 2\omega_{sd}$, soit $\gamma > 1$). Le terme qui comporte la dérivée seconde de la variable de mouvement q est alors négligé. L'équation obtenue est de la forme :

$$\frac{dq}{dt} = -\frac{1}{\beta M} \frac{dF}{dq} + \sqrt{\frac{T}{\beta M}} \times \Omega(t) \quad (2.12)$$

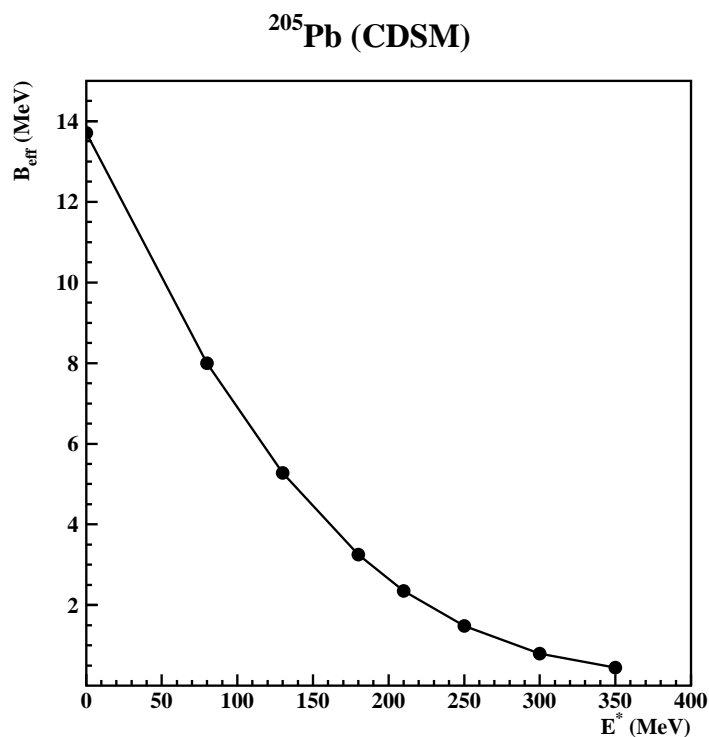


FIG. 2.8 – Évolution de la barrière de fission effective de CDSM en fonction de l'énergie d'excitation pour un noyau de ^{205}Pb .

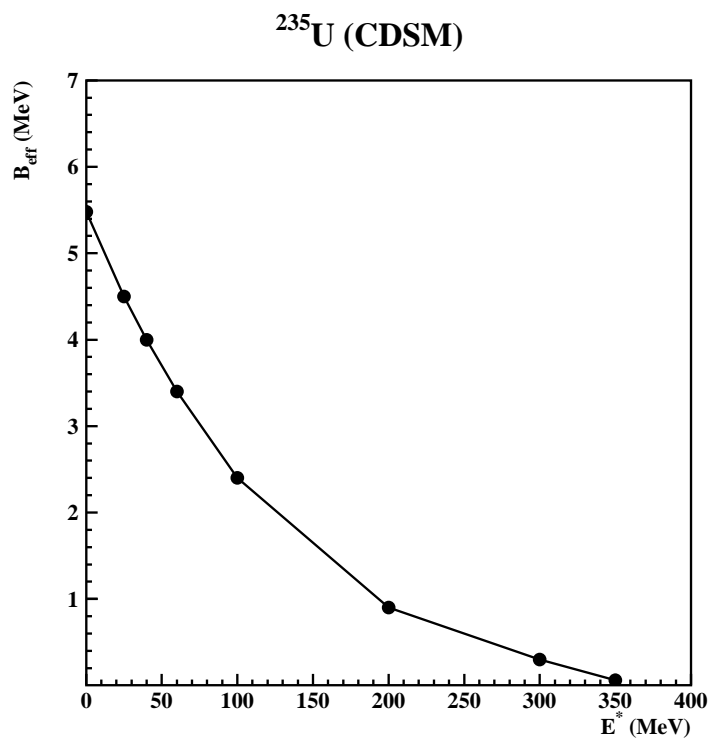


FIG. 2.9 – Évolution de la barrière de fission effective de CDSM en fonction de l'énergie d'excitation pour un noyau de ^{235}U .

L'équation 2.12 est alors résolue numériquement sur un intervalle de temps τ_{Lang} selon la méthode décrite dans [Kli94]. τ_{Lang} a été généralement fixé dans les calculs que nous présenterons par la suite à $3 \times 10^{-22} s$, mais a été diminué jusqu'à environ $3 \times 10^{-23} s$ pour les calculs sur les hautes énergies d'excitation, permettant ainsi de mieux mettre en évidence le régime transitoire du taux de fissions $R_f(t)$.

A chaque intervalle de temps, la probabilité d'évaporation d'une particule (neutron, proton, alpha ou gamma) à partir du noyau supposé équilibré est calculée selon le formalisme de V. Weisskopf (cf. section 2.3.2.a)) Une procédure Monte-Carlo détermine alors la masse, la charge et l'énergie d'excitation du noyau à chaque intervalle de temps τ_{Lang} .

Chaque trajectoire dynamique a été suivie soit jusqu'à ce que le point de scission soit franchi, soit jusqu'à environ $5 \times 10^{-20} s$, dans le cas où le point de scission n'est pas franchi à cet instant. Nous avons suivi jusqu'à 4×10^6 trajectoires pour un jeu donné de conditions initiales afin d'obtenir typiquement 10^4 fissions avant $5 \times 10^{-20} s$. Nous présenterons dans la section 2.4.1 les principaux résultats obtenus pour la fission de noyaux de plomb et d'uranium à partir du code de calcul CDSM.

2.3.2 Modèles statistiques

Le processus de fission est un processus idéal pour l'étude des phénomènes de dissipation. Depuis sa découverte par Lisa Meitner et les travaux de O. Hahn et F. Strassmann en 1938 [Hah39], la compréhension du processus de fission reste difficile et a suscité de nombreuses expériences à ce jour. Il n'en demeure pas moins que la fission est avant tout un processus dynamique d'évolution d'un noyau vers la cassure (scission) en deux noyaux fils.

Au cours du processus de fission, le processus d'évaporation de particules légères (neutrons, protons, alphas...) ou de gammas intervient et ne peut en aucun cas être négligé. Les grandeurs comme l'énergie d'excitation, le moment angulaire, la charge, la masse et la barrière de fission associés au noyau dépendent donc du temps. La façon la plus naturelle de traiter la compétition entre la fission et l'émission de particules semble d'incorporer, comme cela est fait par exemple dans le cas de CDSM (cf. section 2.3.1.d) page 27) ou dans d'autres programmes [Abe96, Pom00], dans des modèles dynamiques performants la désexcitation par émission de particules. Cependant, les temps de calculs nécessaires pour suivre dans de tels programmes l'histoire du noyau jusqu'à son refroidissement total (typiquement des temps de $10^{-12} s$) ou bien jusqu'à sa fission sont aujourd'hui irréalistes. La technique généralement adoptée pour contourner ce problème est d'appliquer un calcul statistique à la fois à la fission et à l'émission de particules, tout en y incorporant aussi bien que possible les aspects purement dynamiques de la fission (temps transitoires, modifications dynamiques des taux de fissions).

Nous allons dans cette section décrire brièvement dans un premier temps les bases de la théorie statistique appliquée à la fission, puis nous montrerons comment les aspects dynamiques de la fission peuvent y être incorporés. Enfin, nous décrirons dans la partie b) le programme SIMDEC [Oht95, Ari99] que nous utiliserons par la suite.

a) Théorie statistique

Le traitement statistique à haute énergie d'excitation suppose d'une part que la distance entre deux niveaux d'énergies contiguës est faible pour que l'on puisse parler de densité d'états et d'autre part que les propriétés quantiques de chaque état pris individuellement sont négligeables. Ceci permet d'obtenir une équiprobabilité des états accessibles.

Le traitement statistique de la fission nécessite de calculer l'ensemble des largeurs liées à chacune des voies possibles de la désexcitation du noyau. Ces largeurs sont les largeurs Γ_μ correspondant à l'évaporation de particules (neutrons, protons, alphas, gammas...) et la largeur de fission Γ_f . La largeur statistique totale $\Gamma_{tot} = \Gamma_f + \sum_\mu \Gamma_\mu$ permet d'accéder au temps de vie du noyau $\tau = \hbar/\Gamma_{tot}$. La probabilité de fission est définie par $P_f = \Gamma_f/\Gamma_{tot}$. Si cette probabilité est calculée aux conditions initiales (énergie d'excitation E_0^*), on parle alors de probabilité de fission de première chance. Cette probabilité est différente de la probabilité totale de fission, qui résulte de toutes les fissions possibles (fissions de premières chances jusqu'aux fissions de dernières chances). De même, le temps de vie du noyau à l'énergie E_0^* correspond au temps moyen de fission de première chance, mais ne correspond pas à haute énergie d'excitation au temps moyen de fission.

Le traitement du processus d'évaporation de particules découle de la théorie statistique de V. Weisskopf [Wei37] reposant sur le principe du bilan détaillé. Il découle de la micro-réversibilité du processus d'évaporation. Soit l'état initial (1) défini par le noyau de charge Z_1 , de masse A_1 et l'état final (2) défini par le noyau (Z_2, A_2) ainsi que la particule μ (z_μ, a_μ) , Le principe du bilan détaillé impose l'égalité suivante :

$$\rho_1 P_{12} = \rho_2 P_{21} \quad (2.13)$$

où :

- ρ_1 (respectivement ρ_2) est la densité d'états pour l'état initial (resp. final),
- P_{12} (resp. P_{21}) est la probabilité par unité de temps de passer de l'état (1) vers l'état (2) (resp. (2) vers (1)).

La probabilité P_{21} est donc la probabilité de capture de la particule μ . Elle s'exprime en fonction de la section efficace de capture (ou section efficace inverse σ_c). La section efficace s'exprime dans le formalisme de Hauser Feshbach [Hau52] à partir des coefficients de transmission $T_l(\epsilon)$ où ϵ est l'énergie de la particule et l son moment angulaire. ρ_1 est la densité de niveaux calculée pour une énergie d'excitation E_1^* avec un modèle de gaz de Fermi. La probabilité totale d'émission de la particule μ s'obtient en intégrant la probabilité P_{12} sur la gamme en énergie ϵ accessible pour la particule μ . Dans le formalisme d'Hauser Feshbach, nous obtenons la formule suivante :

$$\Gamma_\mu = \frac{2s+1}{2\pi\rho_1} \sum_{l=|J_1-J_2|}^{J_1+J_2} \int_0^{E_1^*-B_\mu} \rho_2(E_2^*, J_2) \times T_l(\epsilon) \times d\epsilon \quad (2.14)$$

avec s , l , B_μ et ϵ respectivement le spin, le moment angulaire, l'énergie de séparation (ou barrière d'émission) et l'énergie cinétique de la particule μ . J_1 et J_2 sont respectivement les moments angulaires des noyaux avant et après l'émission de la particule μ .

Pour la fission, la micro-réversibilité n'est plus applicable parce que le processus de fission est un processus dissipatif. La largeur (ou le taux de fissions) ne peut plus être déterminée à partir des états initiaux et finaux puisque c'est le passage au point selle qui conditionne entièrement le processus de fission. Le traitement statistique de la fission [Boh39] est basé sur la méthode de l'état transitoire. La fission est vue comme la transformation du "réactif" en "produits de réaction" par l'intermédiaire du passage au dessus d'une barrière de potentiel au point selle. A cet égard, cette image est proche d'une image de réaction chimique endothermique. Si l'énergie d'excitation thermique E^* est supérieure à la barrière de fission B_f (nous nous placerons systématiquement dans ce cas où nous négligerons la fission sous-coulombienne), le taux de réactions est gouverné par la densité d'états accessibles au point selle ρ_{sd} comparée à celle au minimum du potentiel ρ_{gs} (configuration à l'équilibre du noyau). Le taux de réactions R_f étant défini comme le rapport du flux de particules à travers le point selle au nombre de réactif (voir l'équation 2.8 page 26), il est relié à la largeur de fission par la relation $\Gamma_f = \hbar R_f$. La méthode de l'état transitoire permet de déterminer le taux de réactions et la largeur de fission correspondante, suivant la formulation de Bohr et Wheeler [Boh39]:

$$\Gamma_f = \frac{1}{2\pi\rho_{gs}(E^*)} \int_0^{E^*-B_f} \rho_{sd}(E^* - B_f - \epsilon) d\epsilon \quad (2.15)$$

Le noyau peut également posséder un moment angulaire J non nul, auquel cas la barrière de fission et les densités de niveaux doivent dépendre du moment angulaire.

Nous allons donner une expression approchée du taux de fissions de Bohr et Wheeler R_f^{BW} . Nous prendrons comme évolution des densités de niveaux $\rho = \exp(2\sqrt{aE_{tot}^*})$ avec a le paramètre de densité de niveaux, avec un paramètre de densité de niveaux au point selle a_f qui peut être différent de celui à l'état d'équilibre a_n . A partir de l'approximation de l'intégrale d'une fonction piquée à sa borne inférieure b ,

$$\int_b \exp(g(x)) dx = \frac{\exp(g(b))}{g'(b)}$$

il vient

$$R_f^{BW} = \frac{1}{2\pi\hbar} \sqrt{\frac{E_{tot}^* - B_f}{a_f}} \times \exp\left(2\sqrt{a_f(E_{tot}^* - B_f)} - 2\sqrt{a_n E_{tot}^*}\right)$$

En faisant l'approximation $E_{tot}^* \gg B_f$ dans le terme exponentiel, cela conduit finalement à l'expression :

$$R_f^{BW} = \frac{1}{2\pi\hbar} \sqrt{\frac{E_{tot}^* - B_f}{a_f}} \times \exp\left(-B_f \sqrt{\frac{a_f}{E_{tot}^*}}\right) \times \exp\left(2\sqrt{a_f E_{tot}^*} - 2\sqrt{a_n E_{tot}^*}\right)$$

On retrouve l'expression connue de Bohr et Wheeler dans le cas où $a_f = a_n = a$ avec la relation $E^* = aT^2$ pour un gaz de Fermi :

$$R_f^{BW}(a_f = a_n) = \frac{T}{2\pi\hbar} \exp(-B_f/T) \quad (2.16)$$

Dans le cas où $a_f \approx a_n$, le taux de fissions s'exprime alors sous la forme suivante :

$$R_f^{BW}(a_f \approx a_n) \approx R_f^{BW}(a_f = a_n) \times \exp\left(2a_n T (\sqrt{a_f/a_n} - 1)\right) \quad (2.17)$$

Nous voyons que les deux paramètres cruciaux qui déterminent la largeur de fission sont la barrière de fission B_f et le rapport des paramètres de densité de niveaux a_f/a_n . Une faible variation du rapport a_f/a_n peut induire une grande différence entre les deux taux de fissions. Par exemple pour un noyau d'uranium avec $a_f/a_n = 1.02$, $a_n = 235/11$ et $E_{tot}^* = 100 MeV$, le terme en exponentiel de l'équation 2.17 est égal à 2.5. De même, pour une température $T = 2 MeV$ et une barrière fission de $5 MeV$, une variation de 10% sur la barrière entraîne une variation de 25% sur le taux de fissions, variation qui est proportionnelle à la hauteur de la barrière.

L'approche statistique de Bohr et Wheeler a permis, comme nous l'avons déjà mentionné, de reproduire de façon satisfaisante la plupart des données sur la fission jusque dans les années 1980. Depuis la mise en évidence de l'existence des phénomènes dissipatifs, les largeurs de Bohr et Wheeler sont généralement modifiées dans les approches statistiques et sont remplacées par celles déduites des travaux de H.A. Kramers (cf. équation 2.10 page 26). Le temps transitoire τ_{tr} mis en évidence également par les modèles dynamiques (cf. section 2.3.1.c) page 26) est également incorporé de façon approximative : les largeurs de fission de H.A. Kramers sont multipliées par une fonction $f(t)$ valant 1 pour $t > \tau_d$ (τ_d étant plus ou moins assimilé au temps transitoire) et augmentant selon une forme arbitraire [Ben02, Jur02] entre $t = 0$ et $t = \tau_d$. Pour appliquer la fonction $f(t)$, un temps est généralement tiré aléatoirement à chaque étape de la désexcitation en considérant le temps de vie statistique du noyau ($\tau = \hbar/\Gamma_{tot}$).

b) Le programme SIMDEC

SIMDEC est un code Monte-Carlo qui traite le processus de désexcitation statistique d'un noyau. Il a été développé par M. Ohta et collaborateurs [Oht95]. Il prend en compte les effets de couches ainsi que les effets de la viscosité sur le processus de fission. La prise en compte des effets de couches B_{sh} se fait selon les calculs de P. Möller et collaborateurs [Möl95] en considérant un amortissement avec la température de la forme :

$$B_{sh}(T) = B_{sh}(T = 0) \times \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{T - T_{sh}}{\delta_{sh}}\right)}$$

où T_{sh} et δ_{sh} sont des paramètres. Les valeurs typiques de T_{sh} et δ_{sh} sont respectivement de $1 MeV$ et de $0.3 MeV$ [Oht95]. L'influence des effets de couches sur la fission à haute énergie d'excitation ayant été trouvée très faible (cf. chapitre 7 section 7.3.4), nous présenterons indifféremment les résultats de SIMDEC avec ou sans effet de couches. Nous allons expliciter le calcul des différentes largeurs qui entrent en compte dans ce programme, ainsi que les procédures de calcul liées à la phase transitoire de la largeur de fission. Nous concluons par un résumé des paramètres d'entrée du programme SIMDEC.

(i) Largeurs d'évaporation de particules SIMDEC est un code qui peut traiter l'émission de particules depuis le neutron jusqu'à l'émission d'isotopes de carbone. Dans la pratique, seules les émissions de neutrons, protons et alphas sont traitées selon le formalisme de Hauser Feshbach [Hau52]. Dans ce formalisme, l'état initial est constitué

d'un ensemble de noyaux dont l'énergie est comprise dans la bande d'énergie entre E_i et $E_i + dE_i$ et dont le moment angulaire total est égal à J_i . Ces noyaux vont émettre une particule de type μ . L'état final est constitué d'une part de l'ensemble des particules émises μ dont l'énergie, le spin et le moment angulaire orbital sont respectivement ϵ , s et l et d'autre part par les noyaux résiduels. Ceux-ci possèdent une énergie d'excitation se situant dans la bande d'énergie entre E_f et $E_f + dE_f$ ainsi qu'un moment angulaire J_f . Le taux d'émission de la particule μ , sommé sur l'ensemble des moments angulaires orbitaux l accessibles est défini par la formule suivante :

$$R_\mu(E_i, J_i; E_f, J_f, s) dE = \frac{1}{h} \frac{\rho(E_f, J_f)}{\rho(E_i, J_i)} \sum_{S=|J_f-s|}^{J_f+s} \sum_{l=|J_i-S|}^{J_i+S} T_l(\epsilon) dE \quad (2.18)$$

où S est l'opérateur de spin, $T_l(\epsilon)$ est le coefficient de transmission, $\rho(E_i, J_i)$ (resp. $\rho(E_f, J_f)$) est la densité de niveaux du noyau initial (resp. noyau résiduel). Les énergies d'excitation initiales et finales sont reliées de la façon suivante $E_i = E_f + B_\mu + \epsilon$ où B_μ est l'énergie de séparation de la particule μ . Pour obtenir le taux d'émission total (indépendant de l'état final), il suffit d'intégrer la relation précédente sur l'énergie ϵ emportée par la particule μ :

$$R_\mu(E_i, J_i) = \sum_{J_f, s} \int_0^{E_i - B_\mu} R_\mu(E_i, J_i; E_i - B_\mu - \epsilon, J_f, s) d\epsilon \quad (2.19)$$

La double somme sur J_f et sur s tient compte de la gamme de valeurs que peut prendre le moment angulaire du noyau résiduel suivant le type de particule émise. Pour l'émission de neutrons, protons ou alphas, si le spin de la particule est fixé, le moment angulaire J_f couvre une fenêtre autour de J_i plus ou moins large suivant le type de particule émise. Le moment angulaire orbital l de la particule μ qui apparaît dans l'équation 2.18 est déduit de la conservation du moment angulaire $\vec{J}_f = \vec{J}_i - (\vec{l} + \vec{s})$. Afin de limiter les temps de calculs dans SIMDEC, la variation possible de J_f par rapport à J_i a été limitée à $5\hbar$ pour l'émission de neutrons ou de protons et à $10\hbar$ pour l'émission d'alphas. La relation entre la largeur d'évaporation et le taux d'émission s'exprime toujours par la relation :

$$\Gamma_\mu(E_i, J_i) = \hbar R_\mu(E_i, J_i) \quad (2.20)$$

En ce qui concerne les barrières d'émission des protons et des alphas, la description suivie est celle de L.C. Vaz et J.M. Alexander [Vaz84], qui a été ajustée par des facteurs multiplicatifs (notés *evbp* et *evba*) afin de reproduire à la fois les multiplicités de neutrons, protons et alphas de résidus d'évaporation d' ^{160}Yb [Gon90] et les multiplicités d'alphas associées aux résidus de noyaux de ^{200}Pb [Car00].

(ii) Largeur de fission Pour la fission, le programme calcule d'abord les largeurs de Bohr et Wheeler [Boh39], déterminées par la méthode de l'état transitoire :

$$\Gamma_f^{BW} = \frac{1}{2\pi\rho_{gs}(E^*)} \times \int_0^{E_{tot}^* - B_f} \rho_{sd}(E_{tot}^* - B_f - \epsilon) d\epsilon \quad (2.21)$$

où ρ_{gs} et ρ_{sd} sont respectivement les densités de niveaux à l'état fondamental et au point selle. La densité de niveaux est donnée par les travaux de A. Gilbert et A.G.W. Cameron [Gil65] où la dépendance avec le spin est prise en compte de la manière suivante :

$$\rho = \frac{2J+1}{12} \sqrt{a} \times \left(\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} \right)^{3/2} \times \frac{\exp[2(aU)^{1/2}]}{U^2} \times \exp\left[\frac{-(J+1/2)^2}{2\sigma^2} \right] \quad (2.22)$$

où U est une énergie effective qui tient compte des effets d'appariement, \mathcal{J} est le moment d'inertie rigide du noyau, supposé de forme sphérique et σ est le paramètre de "spin cut-off" (σ^2 est proportionnelle à \sqrt{U}). Cette formule fait également apparaître le paramètre de densité de niveaux a .

Le paramètre de densité de niveaux appliqué dans le code SIMDEC est celui défini par J. Töke et W.J. Swiatecki [Tök81]. Il est fonction de la déformation du noyau. Pour le calcul du paramètre de densité de niveaux au point selle, la forme du noyau est considérée comme une ellipsoïde définie par le paramètre p_{sd} , p_{sd} étant le rapport des axes selon la direction de fission et selon la direction perpendiculaire. Le traitement de la forme du noyau au point selle comme une ellipsoïde possède ses limites. A partir de la forme des noyaux au point selle en fonction de leur fissilité \mathcal{X} , donnée par S. Cohen et W.J. Swiatecki [Coh63], l'approximation ellipsoïde pour le noyau d'uranium ($\mathcal{X} = 0.76$ pour l'uranium 235) est valable alors que pour le plomb ($\mathcal{X} = 0.68$ pour le plomb 208) nous arrivons aux limites de cette approximation. Quoiqu'il en soit, le paramètre p_{sd} fait partie des paramètres d'entrée du code de simulation. Il sera judicieux de voir quelle peut être son influence sur les résultats fournis par SIMDEC. La largeur de fission est alors déduite de Γ_f^{BW} en appliquant le facteur de Kramers (cf. équation 2.10 page 26) :

$$\Gamma_f = \Gamma_f^{BW} \times \frac{\hbar\omega_{gs}}{T} \times \left(\sqrt{1 + \gamma^2} - \gamma \right)$$

avec l'hypothèse $\hbar\omega_{gs}/T = 1$, hypothèse faite dans la quasi-totalité des analyses de données sur la fission.

Pour tester l'importance de cette hypothèse, nous avons comparé dans la suite les résultats de SIMDEC en considérant dans le programme deux types de largeurs de fission :

- La largeur de fission Γ_f telle que définie ci-dessus, avec $\hbar\omega_{gs}/T = 1$. Le modèle statistique avec de telles largeurs de fission sera dénommé par la suite modèle *statistique-standard*.
- La largeur de fission Γ_f^{CDSM} déduite des taux stationnaires de fissions calculés par le code CDSM en fonction de la température. Nous reviendrons plus en détail sur ces largeurs dans la partie 2.4.2. Le modèle statistique avec de telles largeurs de fission sera dénommé par la suite modèle *statistique-dynamique*.

Pour tenir compte du temps transitoire τ_{tr} , la paramétrisation suivante a été adoptée dans SIMDEC :

$$\Gamma_f(t) = \Gamma_f \times f(t) \quad \text{avec} \quad f(t) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{t_{1/2}-t}{\delta t}\right)} \quad (2.23)$$

où :

- $t_{1/2}$ est le temps pour lequel la largeur de fission est égale à la moitié de la largeur stationnaire,

- δt défini la vitesse à laquelle la largeur de fission atteint sa valeur stationnaire. Dans le cas limite $\delta t \rightarrow 0$, la fonction $f(t)$ devient une fonction échelon.

Les différentes paramétrisations de la fonction $f(t)$ que l'on trouve dans la littérature sont des paramétrisations arbitraires de type fonctions en échelons [Ben02] ou exponentielles (par exemple $f(t) = 1 - \exp(t/\tau_d)$ [But91]). L'effet de la forme de la fonction $f(t)$ sur la section efficace de fission σ_f mettant en jeu des noyaux d' ^{238}U à $1 \text{ GeV}/u$ sur des cibles d'or, de plomb ou d'uranium, est discuté dans la référence [Jur02]. Pour ajuster les paramètres de notre fonction $f(t)$, nous avons quant à nous utilisé l'évolution temporelle des taux de fissions tirée des calculs dynamiques (code CDSM) pour chaque noyau et chaque énergie d'excitation.

(iii) Barrière de fission Les barrières de fission prises sont celles définies par A.J. Sierk [Sie86]. Elles sont réduites pour tenir compte de l'énergie de rotation et corrigées d'un facteur qui prend en compte les effets de couches. La réduction due à l'énergie de rotation se fait de la manière suivante :

$$B_f(J) = B_f^{\text{Sierk}}(J=0) - \frac{2\hbar^2 J(J+1)}{3 \cdot 2\mathcal{J}} \quad (2.24)$$

où J est le spin et \mathcal{J} est le moment d'inertie du noyau supposé sphérique. Les barrières de fission $B_f(J)$ sont corrigées des effets de couches, pris selon les calculs de P. Möller et collaborateurs [Möl95] et définis au début de cette section (cf. page 33).

(iv) Procédure de calcul A chaque étape (i) du calcul, le type de désexcitation (n , p , α , γ ou fission) est tirée en fonction des largeurs respectives associées à ces différentes voies. Le calcul s'arrête si la fission est décidée. Dans les autres cas, l'énergie et le moment angulaire de la particule émise sont tirés aléatoirement et les caractéristiques du noyau résiduel (masse, charge, énergie d'excitation, spin) sont déduites. Le temps $\Delta t^{(i)}$ entre les étapes ($i-1$) et (i) dans le processus de désexcitation est tiré aléatoirement suivant une distribution exponentielle définie par le temps de vie calculé à partir de la largeur totale $\Gamma_{tot}^{(i-1)}$ à l'étape ($i-1$). Nous avons donc la relation suivante :

$$\Delta t^{(i)} = t^{(i)} - t^{(i-1)} = \frac{\hbar}{\Gamma_{tot}^{(i-1)}} \times \ln R \quad (0 < R \leq 1)$$

où R est un nombre aléatoire. Lorsque $t < \tau_{tr}$, l'estimation de $\Gamma_{tot}^{(i-1)} = \sum_k \Gamma_k^{(i-1)} + \Gamma_f^{(i-1)}$ implique la connaissance de $\Gamma_f^{(i-1)}$. Comme $\Gamma_f(t)$ n'a pas encore atteint sa valeur stationnaire, $\Gamma_f^{(i-1)}$ est remplacée par la valeur moyenne de $\Gamma_f(t)$ (notée $\bar{\Gamma}_f^{(i-1)}$) sur l'intervalle de temps entre $t^{(i-1)}$ et $t_{max}^{(i)}$, $t_{max}^{(i)}$ étant le temps nécessaire pour avoir une probabilité de désexcitation P_{desexc} égale à 1 (cf. figure 2.10) :

$$P_{desexc} = \frac{1}{\hbar} \int_{t^{(i-1)}}^{t_{max}^{(i)}} \left\{ \sum_{k=n,p,\alpha,\gamma} \Gamma_k^{(i-1)} + \Gamma_f(t) \right\} dt = 1$$

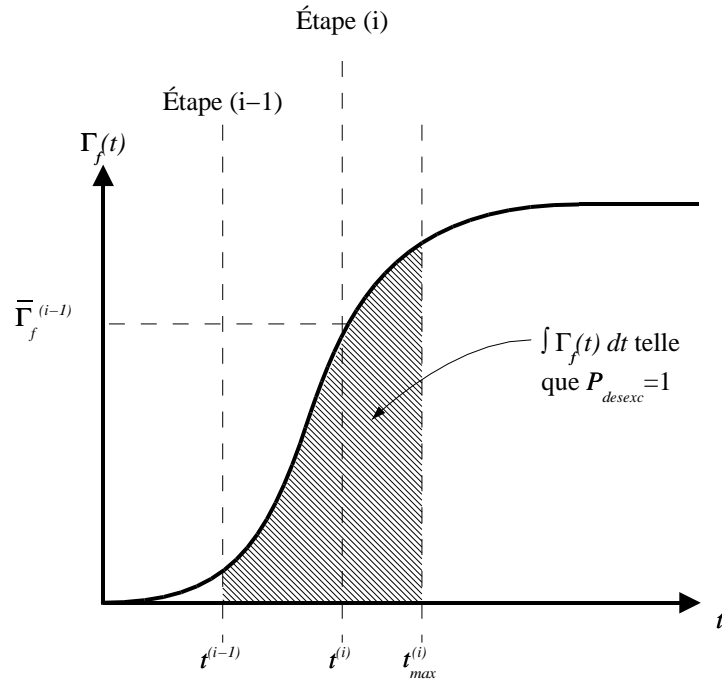


FIG. 2.10 – Procédure de calcul de la largeur de fission à l'étape $(i - 1)$ lorsque le temps $t^{(i-1)}$ est inférieur au temps transitoire τ_{tr} . Sont indiqués les temps $t^{(i-1)}$, $t_{max}^{(i)}$ et $t^{(i)}$.

La largeur moyenne de fission $\bar{\Gamma}_f^{(i-1)}$ peut alors être calculée pour $t < \tau_{tr}$:

$$\bar{\Gamma}_f^{(i-1)} = \frac{1}{t_{max}^{(i)} - t^{(i-1)}} \times \int_{t^{(i-1)}}^{t_{max}^{(i)}} \Gamma_f(t) dt$$

et utilisée pour le calcul du pas de temps $\Delta t^{(i)}$.

(v) **Résumé des paramètres d'entrée de SIMDEC** Le code SIMDEC possède les paramètres d'entrée suivants :

- le nombre de protons et de neutrons du noyau projectile (Z_p, N_p) et du noyau cible (Z_t, N_t) pour la formation du noyau composé,
- le moment angulaire J_0 qui peut être choisi selon une distribution, mais que nous avons fixé à une seule valeur,
- l'énergie disponible dans le centre de masse E_{cm} ,
- les largeurs des fenêtres accessibles pour le moment angulaire J_f du noyau résiduel par rapport au moment angulaire J_i du noyau avant évaporation d'une particule, suivant le type de particule émise,
- le paramètre de friction sans dimension γ ($\gamma = \frac{\beta}{2\omega_{sd}}$). L'approximation $\omega_{sd} = 1 \times 10^{21} s^{-1}$ est utilisée. En exprimant β en unités $10^{21} s^{-1}$, nous avons alors $\gamma = \beta/2$,

- le paramètre de forme p_{sd} du noyau au point selle,
- les paramètres $t_{1/2}$ et δt qui définissent l'évolution temporelle de la largeur de fission dans le régime transitoire,
- Les facteurs multiplicatifs $evbp$ et $evba$ des barrières d'émission des protons et alphas, qui ont été fixées,
- Les paramètres T_{sh} et δ_{sh} réglant l'amortissement des effets de couches avec la température.

2.4 Effet de la dissipation sur la fission de l'uranium et du plomb

Dans cette section, nous allons étudier à travers deux exemples, la fission du ^{205}Pb et de ^{235}U , l'influence de la dissipation sur le processus de fission. Nous verrons par la suite que ces noyaux correspondent aux conditions initiales des calculs utilisés pour interpréter les temps de fission mesurés. Nous allons d'abord présenter les résultats des calculs dynamiques faits avec le programme CDSM. Puis nous donnerons la définition des modèles *statistique-standard* et *statistique-dynamique* que nous avons inclus dans SIMDEC. Ensuite, à l'aide des résultats du programme SIMDEC, nous discuterons la sensibilité des différentes approches expérimentales généralement suivies pour tirer des informations sur la dissipation. Nous discuterons également dans cette partie l'importance des hypothèses généralement faites pour inclure les caractéristiques dynamiques du processus de fission dans les modèles statistiques.

2.4.1 Résultats de CDSM: taux de fissions, temps transitoires et temps point selle-point de scission

CDSM calcule l'évolution dynamique des noyaux avec un pas de temps qui est fixé par défaut à $3 \times 10^{-22}s$ et qui a été diminué pour les calculs aux plus hautes énergies d'excitation, pour mieux suivre le régime transitoire du taux de fissions. A partir de cette évolution temporelle, le taux de fissions $R_f(t)$ est calculé comme suit :

$$R_f(t) = -\frac{1}{P_r(t)} \times \frac{dP_r(t)}{dt} \quad (2.25)$$

où $P_r(t)$ est la probabilité que le noyau soit à l'intérieur de la poche de potentiel à l'instant t (cette équation est strictement équivalente à l'équation 2.8 page 26). Les figures 2.11 et 2.12 présentent à titre d'exemple les taux de fissions en fonction du temps pour un noyau d' ^{235}U et de ^{205}Pb . Pour l'uranium aussi bien que pour le plomb, le taux de fissions part de zéro, passe par un maximum R_{max}^{CDSM} puis diminue. Cette diminution est due à l'évaporation de particules par le noyau qui est en permanence en compétition avec la fission. Le refroidissement des noyaux diminue donc la probabilité instantanée de fission. Cet

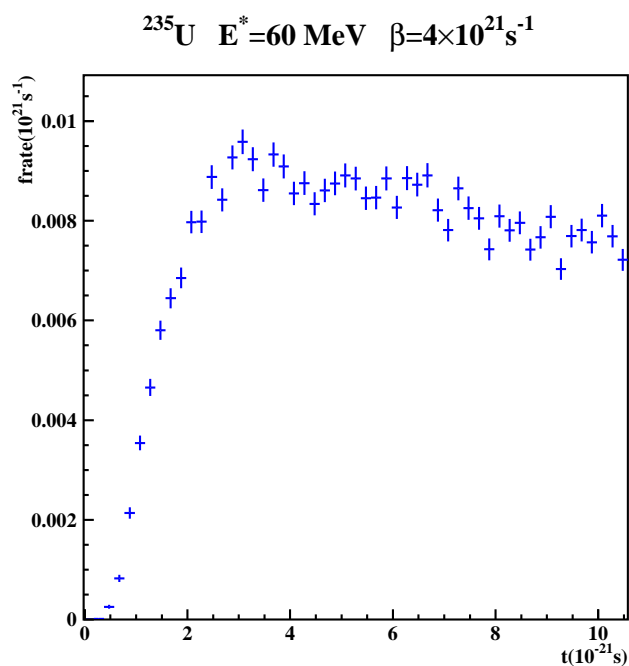


FIG. 2.11 – Évolution du taux de fissions pour un noyau de ^{235}U calculé avec le code CDSM. L'énergie d'excitation initiale est de 60 MeV. La valeur du paramètre β est de $4 \times 10^{21}\text{s}^{-1}$.

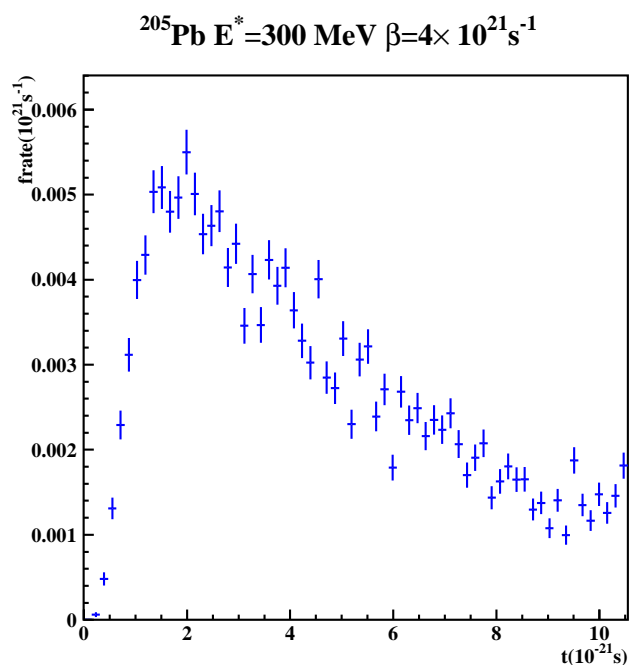


FIG. 2.12 – Évolution du taux de fissions pour un noyau de ^{205}Pb calculé avec le code CDSM. L'énergie d'excitation initiale est de 300 MeV. La valeur du paramètre β est aussi de $4 \times 10^{21}\text{s}^{-1}$.

effet est plus violent sur le plomb que sur l'uranium, indiquant une diminution plus forte de la probabilité de fission avec l'énergie d'excitation pour le plomb que pour l'uranium.

Nous avons défini le temps transitoire τ_{tr} comme le temps nécessaire pour atteindre 90% du taux de fissions maximum R_{max}^{CDSM} . Nous avons représenté sur la figure 2.13 en bas l'évolution du temps transitoire pour les deux noyaux (^{235}U et ^{205}Pb) en fonction du paramètre de dissipation β pour différentes énergies d'excitation initiales. Nous obtenons une évolution croissante du temps transitoire en fonction du paramètre β . Pour une valeur de β donnée, le temps transitoire diminue sensiblement quand l'énergie d'excitation initiale augmente. Nous voyons également que les temps transitoires pour le noyau de plomb sont plus élevés que ceux pour l'uranium pour une même valeur de l'énergie d'excitation initiale.

Une évolution quasi-linéaire du temps transitoire avec le paramètre β a été montrée par P. Grangé et collaborateurs [Gra86] par résolution semi-analytique de l'équation de Fokker-Planck. Pour le domaine suramorti ($\beta > 2\omega_{sd}$) la relation entre le temps transitoire et β est la suivante :

$$\tau_{tr} = \frac{\beta}{2\omega_{gs}^2} \ln\left(\frac{10B_f}{T}\right)$$

Un travail identique [Bha86] pour le domaine sous-amorti ($\beta < 2\omega_{sd}$) a donné la relation suivante :

$$\tau_{tr} = \frac{1}{\beta} \ln\left(\frac{10B_f}{T}\right)$$

La figure 2.13 en haut présente les temps moyens τ_{ssd} de déformation entre le point selle et le point de scission. Comme pour le temps transitoire, ces temps augmentent lorsque la valeur de β augmente. En revanche, ils sont très peu sensibles à l'énergie d'excitation initiale. Contrairement au temps transitoire, τ_{ssd} est plus élevé pour l'uranium que pour le plomb. Cela provient du fait que le point selle pour le plomb est plus éloigné de la configuration d'équilibre que pour l'uranium. Les ordres de grandeurs des temps obtenus par CDSM sont très comparables à ceux obtenus par d'autres modèles dynamiques incluant la dissipation [Wad93, Abe96].

2.4.2 Modèle *statistique-standard* et modèle *statistique-dynamique*

Dans la prochaine section, nous allons utiliser les résultats de SIMDEC pour étudier la sensibilité de différentes approches expérimentales à la fission. Cependant, comme nous l'avons déjà souligné aux sections 2.3.1.b) et 2.3.1.c), la définition des largeurs de fission à considérer dans un modèle statistique pose problème. En effet, selon les calculs de H.A. Kramers, la largeur de fission Γ_f^{Kr} devrait être déduite de celle calculée par Bohr et Wheeler Γ_f^{BW} par :

$$\Gamma_f^{Kr} = \Gamma_f^{BW} \times \frac{\hbar\omega_{gs}}{T} \times \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\beta}{2\omega_{sd}}\right)^2} - \left(\frac{\beta}{2\omega_{sd}}\right) \right)$$

Or, ω_{gs} et ω_{sd} ne sont en général pas connues. De plus, comme nous l'avons montré à la section 2.3.1.d) page 27, le potentiel effectif à considérer pour l'évolution dynamique

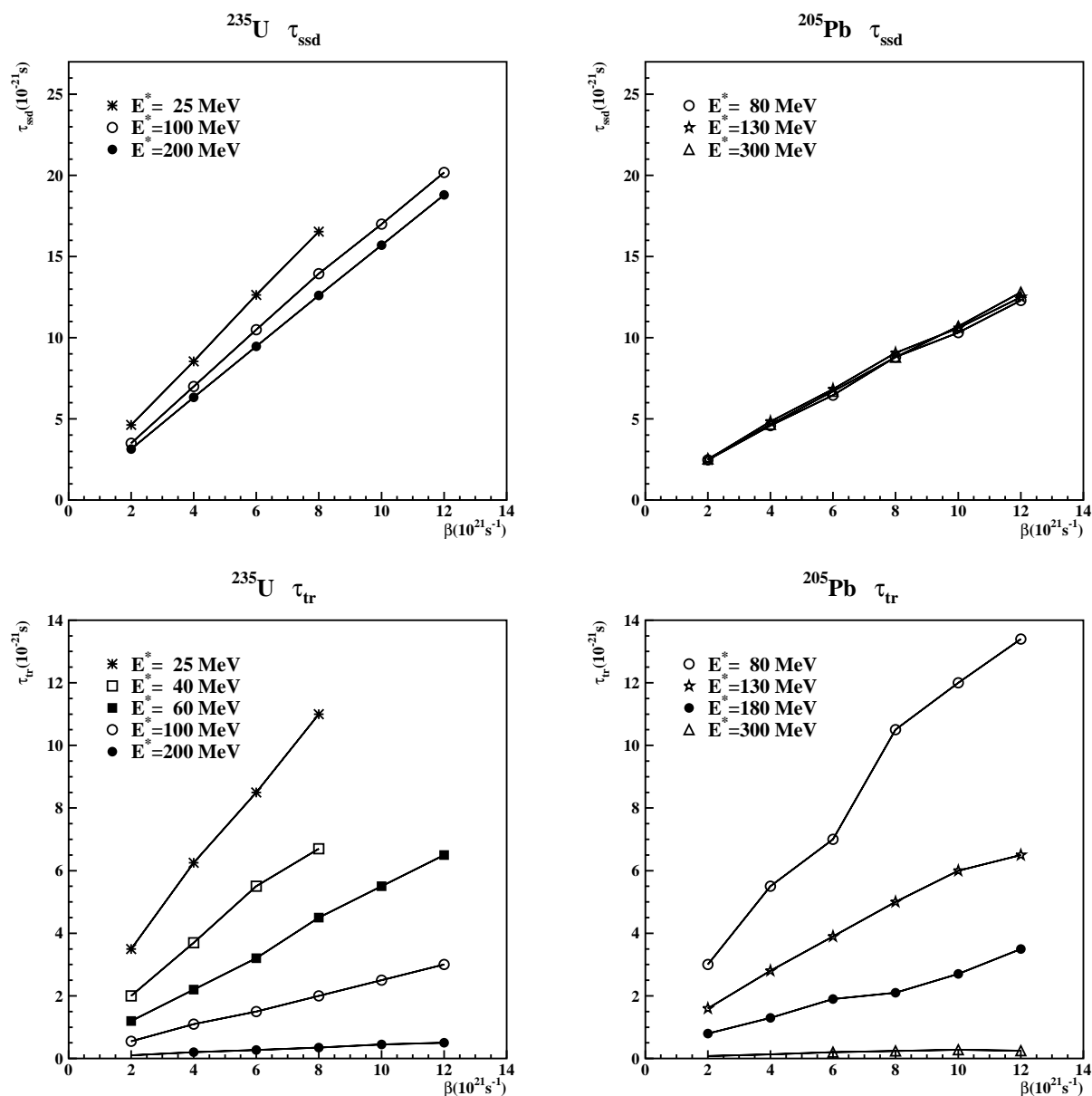


FIG. 2.13 – Évolution des temps transitoires τ_{tr} et des temps moyens point selle-point de scission τ_{ssd} en fonction du paramètre de dissipation β pour différentes valeurs de l'énergie d'excitation initiale et pour les deux noyaux d' ^{235}U et de plomb ^{205}Pb . En haut sont représentés les temps moyens τ_{ssd} , en bas les temps transitoires τ_{tr} , à gauche les temps pour l'uranium, à droite ceux pour le plomb.

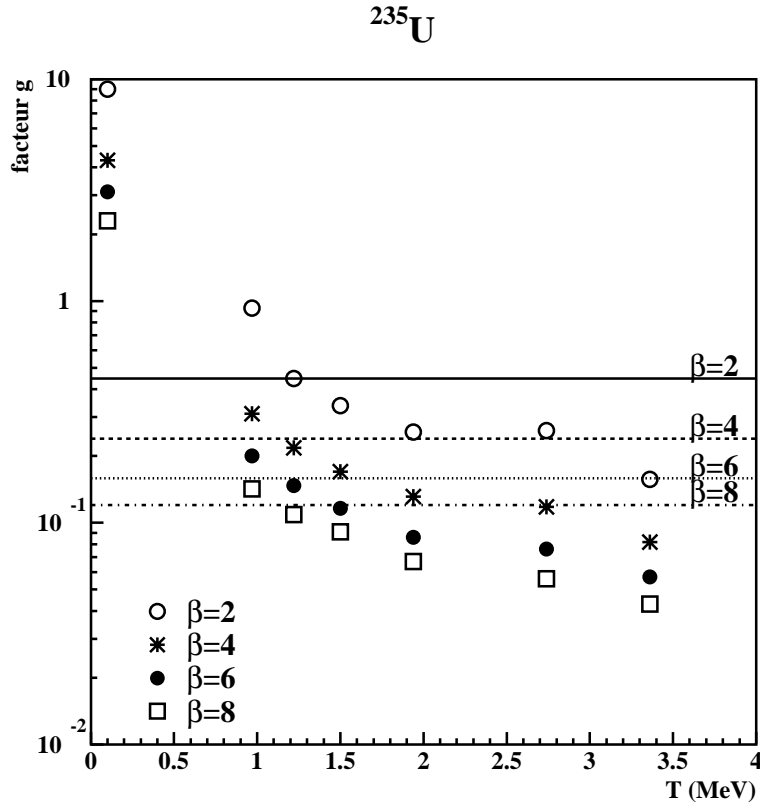


FIG. 2.14 – Évolution du facteur g (défini par l'équation 2.26) en fonction de la température T pour le noyau d' ^{235}U et pour différentes valeurs du paramètre de dissipation β (en unités 10^{21}s^{-1}).

du noyau vers la fission varie avec la température. Par conséquent, ω_{gs} , ω_{sd} , les barrières de fission (cf. figures 2.8 et 2.9 page 29), et les déformations q_{sd} au point selle (pour le calcul de Γ_f^{BW}) vont dépendre de la température. Ce problème est en général contourné en faisant les approximations $\hbar\omega_{gs}/T = 1$, $\omega_{sd} = 1 \times 10^{21} \text{s}^{-1}$ et les barrières et déformations au point selle indépendantes de l'énergie.

L'approximation $\hbar\omega_{gs}/T = 1$ peut-elle être valable sur un grand domaine de température? Nous avons porté sur les figures 2.14 et 2.15 l'évolution avec la température T , pour l' ^{235}U et pour le ^{205}Pb , du rapport g défini par :

$$g = \frac{R_{max}^{CDSM}}{R^{BW}} \quad (2.26)$$

où R_{max}^{CDSM} est le taux de fissions maximum prévu par CDSM et R^{BW} le taux de fissions de Bohr et Wheeler calculé à la température T pour laquelle $R^{CDSM}(t) = R_{max}^{CDSM}$. Dans le calcul de R^{BW} , les barrières et déformations sont indépendantes de la température.

Pour des températures supérieures ou égale à 1 MeV , nous avons relevé R_{max}^{CDSM} sur les courbes calculées par CDSM du taux de fissions en fonction du temps. Nous avons alors déterminé la température T qui correspond à l'énergie d'excitation moyenne pour laquelle R_{max}^{CDSM} était atteint et ainsi le facteur g correspondant. Pour $T < 1 \text{ MeV}$, cette

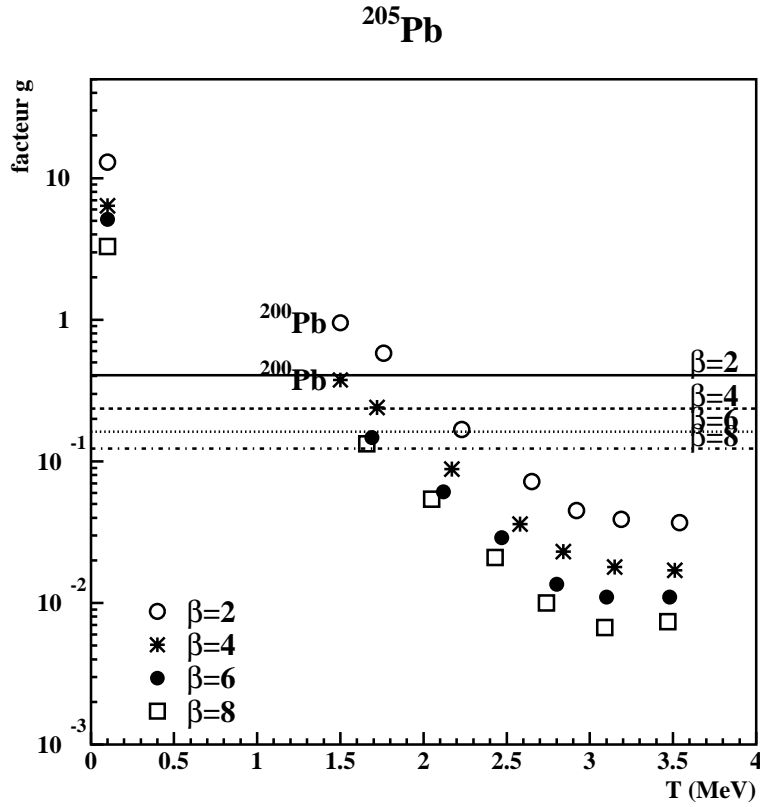


FIG. 2.15 – Figure équivalente à la figure 2.14 pour un noyau de plomb ^{205}Pb .

procédure aurait demandé des temps de calculs prohibitifs à cause des faibles probabilités de fission. Nous avons donc estimé le facteur g pour des températures tendant vers zéro de la façon suivante :

- Quand $T = T_0$ avec T_0 tendant vers zéro, la force directrice $\mathbf{F}(q)$ de CDSM, qui dérive de l'énergie libre $F(q) = U(q) - a(q)T^2$ (cf. section 2.3.1.d), tend vers $\mathbf{F}(q) = -\frac{\delta U(q)}{\delta q}$ pour T_0 tendant vers zéro,
- Pour une température élevée T_1 , la force directrice $\mathbf{F}(q)$ de CDSM vaut :

$$\mathbf{F}(q) = -\frac{\delta U(q)}{\delta q} + \frac{\delta a(q)}{\delta q} T_1^2$$

Il apparaît que la force directrice pour T_1 a la même forme que pour T_0 à condition de prendre un paramètre de densité de niveaux $a = cte$ indépendant de la déformation q pour T_1 : Les pulsations ω_{gs} , ω_{sd} , la barrière B_f et la position du point selle q_{sd} sont alors identiques pour T_1 et pour T_0 . Il est alors possible d'écrire, en supposant que la théorie de H.A. Kramers reste valable même à faible température :

$$T_1 g(T_1, a = cte) = T_0 g(T_0, a(q)) \quad (2.27)$$

Nous avons donc calculé avec CDSM le facteur g à haute température pour une valeur de a constant (valeur à la configuration à l'équilibre) et déduit le facteur g pour de

très faibles températures. Nous avons supposé que cette extrapolation en $1/T$ devenait valable dès les températures inférieures à 1 MeV (dans le cas de l'uranium) et inférieures à 1.5 MeV (dans le cas du plomb). Nous avons porté à titre indicatif sur les figures 2.14 et 2.15 un point à 0.1 MeV calculé par cette méthode.

Nous voyons sur ces deux figures que g présente une évolution très forte avec la température. Dans le cas de ^{235}U , cette évolution correspond approximativement à une évolution en $1/T$ quelle que soit la dissipation, indiquant ainsi une faible variation de ω_{gs} avec la température. Le facteur g dans le cas du ^{205}Pb n'a en revanche pas du tout une telle évolution en $1/T$ pour les hautes températures. Le plomb présente donc des modifications importantes de la forme du potentiel effectif avec la température, rendant ainsi une éventuelle approximation $\omega_{gs} = \text{cte}$ impossible. Nous avons également porté sur la figure 2.15 deux points pour un noyau plus déficient en neutrons que le ^{205}Pb , le ^{200}Pb . Nous voyons que le facteur g ne dépend que faiblement de l'isotope considéré.

Nous avons également indiqué sur les deux figures 2.14 et 2.15 par des lignes horizontales les valeurs des rapports $\Gamma_f^{Kr}/\Gamma_f^{BW} = \left(\sqrt{1 + (\beta/2)^2} - (\beta/2)\right)$ calculés avec les approximations $\hbar\omega_{gs}/T = 1$ et $\omega_{sd} = 1$ (en unités 10^{21}s^{-1}). Nous voyons que ces approximations ne peuvent en toute rigueur être considérées comme réalistes que pour des températures voisines de 1.3 MeV pour l'uranium et 1.5 MeV pour le plomb. Nous voyons également pour le plomb que les largeurs de fission de H.A. Kramers (avec $\hbar\omega_{gs}/T = 1$ et $\omega_{sd} = 1 \times 10^{21}\text{s}^{-1}$) sont beaucoup plus élevées aux hautes énergies d'excitation que les largeurs de fission calculées par le code CDSM.

Nous allons donc dans la suite estimer l'influence de ces approximations en considérant dans les calculs SIMDEC les deux types de largeurs de fissions suivantes :

1. $\Gamma_f = \Gamma_f^{BW} \times \left(\sqrt{1 + (\beta/2)^2} - (\beta/2)\right)$. Ces calculs, correspondant aux approximations les plus souvent trouvées dans la littérature, seront appelés par la suite calculs provenant du modèle *statistique-standard*.
2. Γ_f est déduit du taux de fissions R_{max}^{CDSM} par $\Gamma_f(T) = \hbar R_{max}^{CDSM}(T) = \hbar g R_f^{BW}$ en prenant en compte tout au long de la chaîne de désexcitation calculée par SIMDEC la variation de R_{max}^{CDSM} avec la température. Aux basses températures, nous avons conservé la dépendance en $1/T$ donnée par l'équation 2.27 et, pour les températures plus élevées, nous avons interpolé linéairement entre les valeurs de R_{max}^{CDSM} calculées aux températures des figures 2.14 et 2.15. Nous incluons ainsi dans SIMDEC la dépendance en température telle que calculée par CDSM de ω_{sd} , ω_{gs} , de la barrière de fission et de la déformation au point selle. (Il faut cependant souligner que les valeurs $R_{max}^{CDSM}(T)$ devraient en toute rigueur être celles calculées par CDSM pour la masse, la charge, le spin et la température des noyaux après chaque étape de la désexcitation calculées dans SIMDEC. Dans l'approche que nous avons suivie, nous avons considéré que la température était le facteur dominant pour déterminer Γ_f). Cette procédure nous a donc permis d'inclure dans SIMDEC la modification dynamique des largeurs statistiques de fission telles que calculées par CDSM. Les calculs correspondant à cette approche seront appelés par la suite sous le terme *statistique-dynamique*.

A la fois pour l'approche *statistique-standard* et *statistique-dynamique*, nous avons fait varier le paramètre de friction réduit β et l'énergie d'excitation initiale. Nous avons ajusté dans SIMDEC les paramètres $t_{1/2}$ et δt (cf. section 2.3.2.b) page 33) afin de reproduire au mieux l'évolution temporelle du taux de fissions calculés par CDSM pour chaque valeur de β et chaque énergie d'excitation initiale.

2.4.3 Sensibilité de différentes approches expérimentales à la dissipation

a) Les probabilités de fission

Nous avons représenté sur la figure 2.16 les évolutions de la probabilité de fission pour les noyaux ^{235}U et ^{205}Pb calculées à l'aide des modèles *statistique-standard* et *statistique-dynamique*. Les barres d'erreurs sur les probabilités de fission dues aux incertitudes statistiques sont inférieures à la taille des points. Nous voyons que la probabilité de fission pour le noyau d'uranium n'est sensible au paramètre β que pour de faibles valeurs de l'énergie d'excitation ($E^* < 100 \text{ MeV}$). Pour ces faibles énergies d'excitation, les probabilités de fission calculées dans l'approche *statistique-dynamique* sont supérieures à celles dans l'approche *statistique-standard* quel que soit le paramètre β . Cet effet se reporte sur la détermination de β reproduisant des données. Par exemple, une probabilité de fission $P_f = 30\%$ à 25 MeV donne une valeur de β de 3 à $4 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$ avec le modèle *statistique-standard* et une valeur de β de 8 à $9 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$ avec le modèle *statistique-dynamique*. Cependant, pour des valeurs aussi faibles que 25 MeV , les modèles employés ne sont certainement pas très réalistes (par exemple, ces modèles ne considèrent que de la fission symétrique, alors que pour de telles énergies la fission est asymétrique). Il paraît donc difficile, dans le cas de l'uranium, de déterminer des paramètres de dissipation à partir des probabilités de fission.

La probabilité de fission du noyau de plomb est sensible à β dans une gamme d'énergie beaucoup plus large que l'uranium. Cependant, que ce soit avec le modèle *statistique-standard* ou avec le modèle *statistique-dynamique*, la sensibilité diminue notablement quand l'énergie d'excitation augmente. La probabilité pour le modèle *statistique-dynamique* pour $E^* = 200 \text{ MeV}$ et $\beta = 2$ est de 87% et elle chute à 42% pour $\beta = 8$ (soit une variation supérieure à 100%) tandis que pour une énergie d'excitation $E^* = 300 \text{ MeV}$, elle ne passe que de 100% pour $\beta = 2$ à 90% pour $\beta = 8$. Avec le modèle *statistique-standard*, il n'y a déjà plus aucune sensibilité à $E^* = 300 \text{ MeV}$. Les probabilités de fission obtenues dans l'approche *statistique-standard* sont systématiquement supérieures à celles dans l'approche *statistique-dynamique*. Là encore, pour reproduire une probabilité de fission $P_f = 60\%$ à 200 MeV , les deux approches donnent des résultats différents (environ $8 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$ pour l'approche *statistique-standard*, et environ $4 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$ pour l'approche *statistique-dynamique*).

En résumé, les mesures de probabilités de fission ne sont sensibles à la dissipation ni pour des noyaux hautement fissiles tels l'uranium ni pour des noyaux moins fissiles comme le plomb à hautes énergies d'excitation. De plus, les incertitudes sur les largeurs

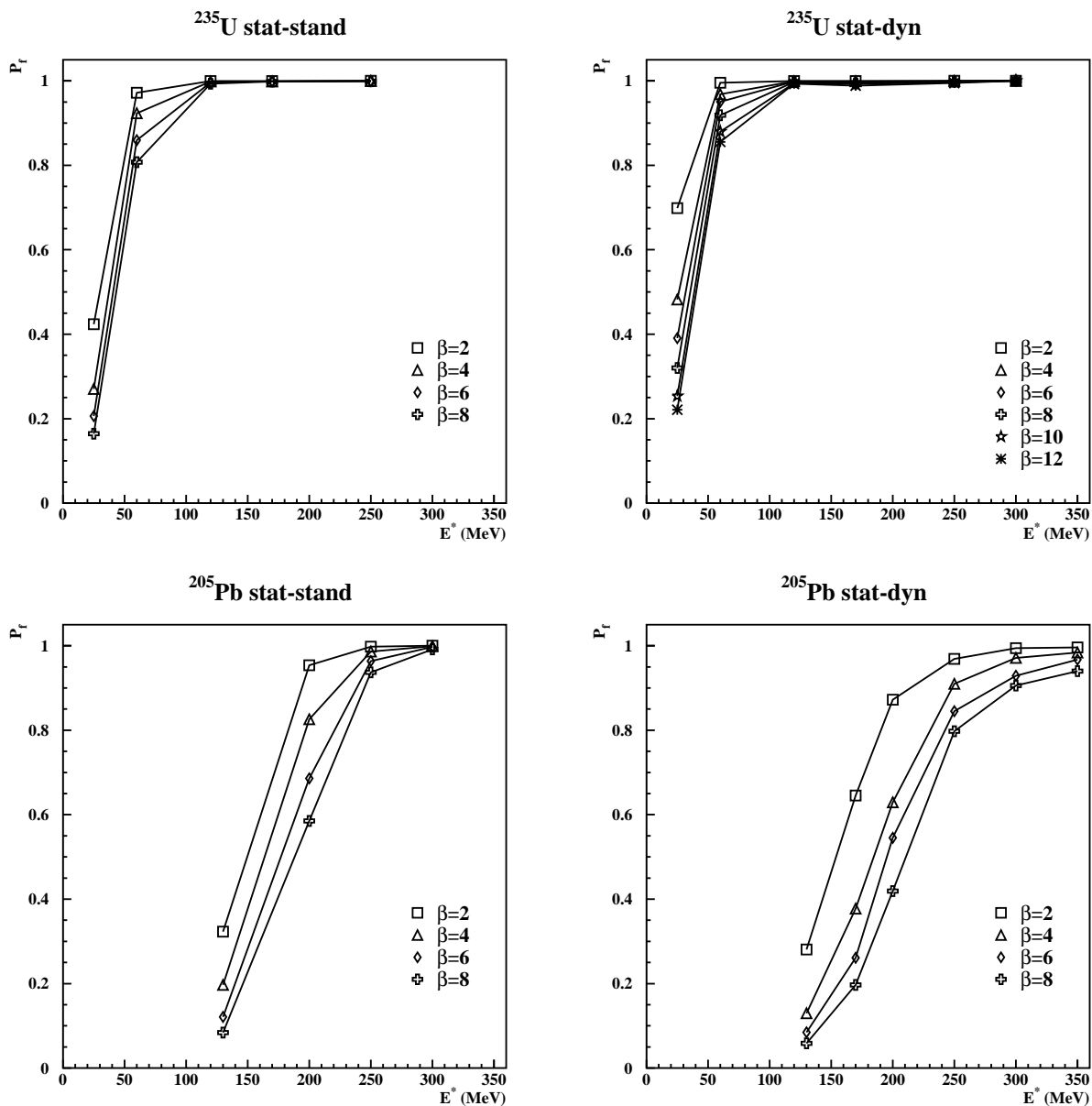


FIG. 2.16 – Évolutions des probabilités de fission P_f en fonction de l'énergie d'excitation initiale E^* pour différentes valeurs de β . Les figures du haut correspondent au noyau d' ^{235}U , celles du bas au noyau de ^{205}Pb . Les figures de gauche correspondent au modèle statistique-standard, celles de droite au modèle statistique-dynamique. Le paramètre β est exprimé en unités 10^{21} s^{-1} .

statistiques de fission impliquent des erreurs sur les valeurs de β déduits des comparaisons, erreurs pouvant atteindre un facteur deux. Pour les noyaux hautement fissiles, il faudrait plutôt étudier les résidus d'évaporation. Mais nos calculs n'ont pas la statistique nécessaire sur les résidus d'évaporation pour entreprendre de telles études.

b) Les multiplicités de neutrons de pré-fission

Nous avons suivi de la même manière que pour les probabilités de fission les évolutions des multiplicités de pré-fission en fonction de l'énergie d'excitation pour différentes valeurs de β . Les résultats sont présentés sur la figure 2.17. Les erreurs statistiques sont inférieures à la taille des points. Nous voyons que la multiplicité de neutrons de pré-fission est sensible au paramètre β dans une large gamme d'énergie d'excitation. Nous voyons également que la multiplicité de neutrons n'évolue pas de façon monotone avec l'énergie d'excitation : elle passe parfois par un maximum. L'existence de ces maxima semble provenir d'une évolution différente avec l'énergie d'excitation des largeurs statistiques associées aux neutrons, aux particules chargées, et à la fission. La probabilité d'émission de particules chargées augmente en effet soudainement et fortement avec l'énergie d'excitation, comme le montre par exemple la figure 2.18 qui présente pour l'uranium dans le cadre du modèle *statistique-standard* les multiplicités de pré-fission de neutrons, de protons et d'alphas. Nous voyons que l'apparition d'une décroissance sur la multiplicité de neutrons s'accompagne d'une relativement forte augmentation des multiplicités de particules chargées.

Le seconde observation faite sur la figure 2.17 est que, dans le cas de l'uranium, les multiplicités de pré-fission pour un β donné sont relativement peu sensibles aux largeurs de fission considérées : les modèles *statistique-standard* et *statistique-dynamique* donnent des valeurs relativement comparables de multiplicités. Par exemple, une mesure de 6.5 neutrons pour une énergie d'excitation initiale de 200 MeV conduit avec le premier modèle à une valeur $\beta = 8 \times 10^{21} s^{-1}$ et avec le deuxième modèle à une valeur $\beta = 6 \times 10^{21} s^{-1}$. De plus, ces erreurs semblant peu varier avec l'énergie d'excitation (dans la gamme $E^* < 200 \text{ MeV}$), cette approche, dans le cas de l'uranium, semble donc meilleure que les mesures de probabilités de fission. En revanche, pour le plomb, les différences entre les deux modèles deviennent énormes et varient très fortement avec l'énergie d'excitation, rendant clairement impossible toute détermination de β et de son évolution avec l'énergie d'excitation. Il faut bien évidemment souligner que, même dans le cas de l'uranium, les valeurs de β qui seraient extraites dépendent fortement de l'émission de particules chargées à haute énergie d'excitation ($E^* \geq 250 \text{ MeV}$), comme le montre les deux images du haut de la figure 2.17.

Enfin, il faut rappeler que les mesures expérimentales ne donnent réellement accès qu'à une estimation des multiplicités de pré-scission et non aux multiplicités de pré-fission que nous venons de discuter. Les multiplicités de pré-scission sont difficilement calculables par une approche statistique telle que celles que nous avons suivies. En effet, elles dépendent entre autres des paramètres de densités de niveaux associés à des déformations très importantes, allant jusqu'aux configurations de scission. Les multiplicités de pré-fission que nous avons discutées pourraient alors peut-être être du même ordre de grandeurs que les émissions faites par des noyaux fortement déformés entre le point selle et le point de scission.

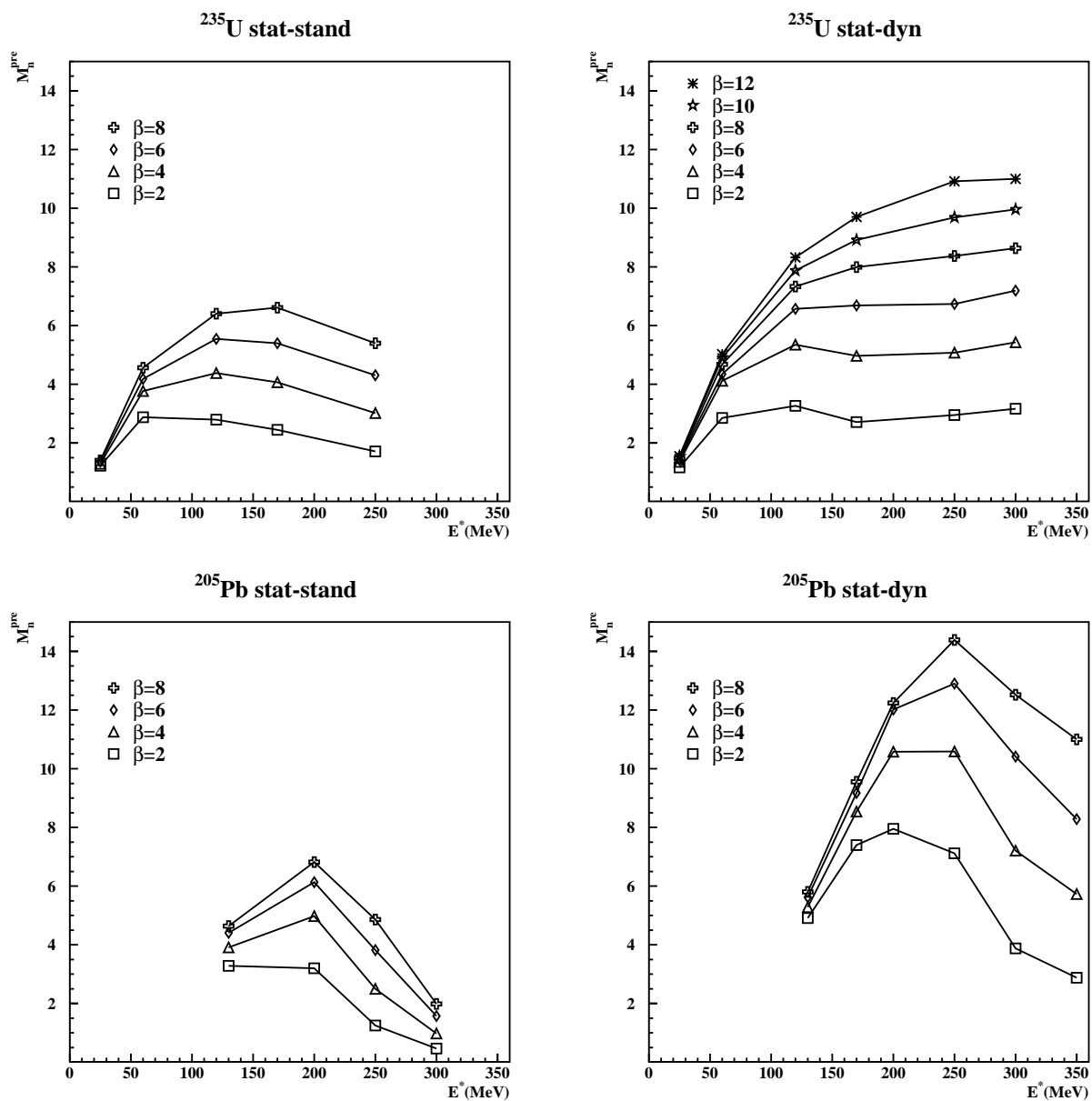


FIG. 2.17 – Évolutions des multiplicités de neutrons de pré-fission pour les deux noyaux d'uranium et de plomb calculées par les modèles statistique-standard et statistique-dynamique. La présentation est identique à la figure 2.16 de la page 46.

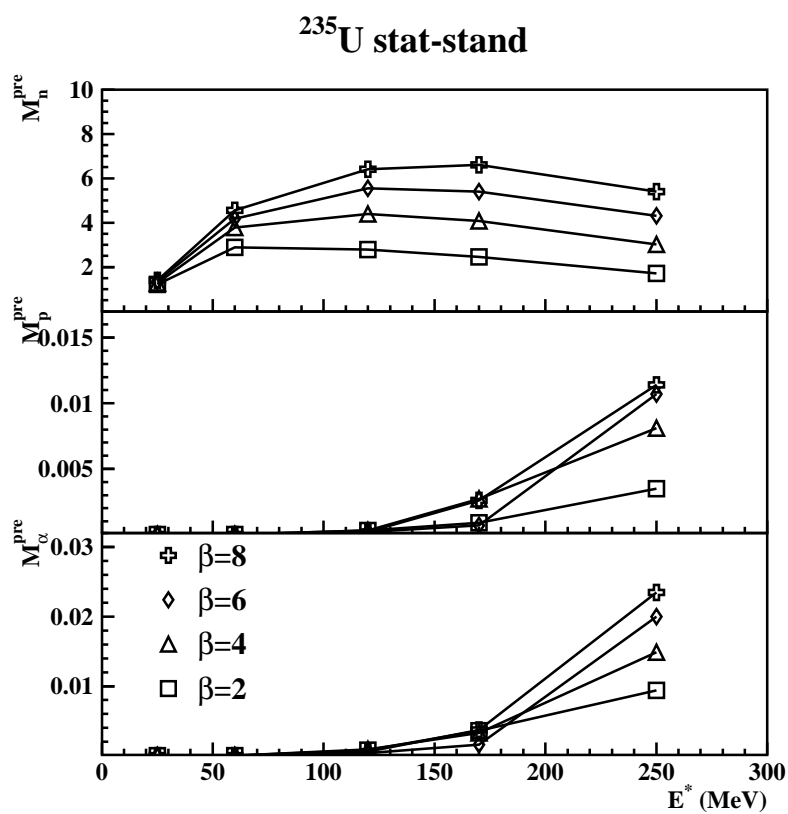


FIG. 2.18 – Évolution des multiplicités de neutrons, de protons et d'alphas de pré-fission en fonction de l'énergie d'excitation pour différentes valeurs du paramètre β , pour un noyau d' ^{235}U dans le cadre du modèle statistique-standard.

En résumé, les mesures de multiplicités de pré-scission semblent être très délicates à interpréter et les conclusions tirées dépendent fortement des modèles considérés et de leurs paramètres, principalement pour des noyaux peu fissiles comme le plomb.

c) Les temps de fission

Nous avons abordé plusieurs notions de temps dans ce chapitre, que ce soit la notion de temps de vie $\tau = \hbar/\Gamma_{tot}$ ou bien les notions de temps transitoire τ_{tr} et de temps point selle-point de scission τ_{ssd} . Nous allons regrouper ces différentes notions pour définir les temps de fission et de scission avant de présenter et commenter les résultats des modèles *statistique-standard* et *statistique-dynamique*.

Les définitions des temps de fission (ou de scission) présentées dans la littérature sont souvent très vagues ou même absentes. Elles correspondent, en général, quand elles sont explicitement données, aux valeurs moyennes des distributions des instants auxquels un noyau excité passe définitivement le point selle (ou de scission). Pour éviter toutes ambiguïtés, nous appellerons dans la suite cette valeur moyenne “temps de fission” (ou “de scission”) et nous utiliserons la notion “instant de fission” (ou de “scission”) pour l’instant auquel un noyau donné franchi le point selle (ou “de scission”). Ces définitions étant données, nous utiliserons par la suite les termes sans guillemets. Les instants de fission, t_f , et de scission, t_{sc} , peuvent se définir de la façon suivante :

$$\begin{aligned} t_f &= t_{reac} + t_{stat} \\ t_{sc} &= t_f + t_{ssd} \end{aligned}$$

où :

- t_{reac} correspond à la durée de la réaction nucléaire, incluant le temps d’équilibration (t_{reac} est typiquement très inférieur à 10^{-22} s et sera négligé par la suite),
- t_{ssd} est la durée nécessaire au noyau pour se déformer depuis le point selle jusqu’au point de scission. Nous avons vu (cf. figure 2.13 page 41) que la valeur moyenne des durées t_{ssd} calculées dynamiquement, notée τ_{ssd} , reste dans la gamme de temps de $10^{-21} - 10^{-20}$ s quelle que soit l’énergie d’excitation ou le paramètre β . Dans la suite, nous nous intéresserons surtout à des temps beaucoup plus longs pour lesquels nous assimilerons temps de fission et temps de scission.
- t_{stat} est le temps nécessaire après la fin de la réaction et l’équilibration au noyau pour franchir définitivement le point selle.

Dans les approches statistiques que nous avons suivies avec SIMDEC, t_{stat} peut s’écrire sous la forme :

$$t_{stat} = \sum_{i=1}^n t_i + t_{n+1} \quad (2.28)$$

où les étapes 1 à n conduisent à de l’évaporation de particules ou de γ et l’étape $(n+1)$ à la fission (si la fission survient dès la première étape, on parle alors de fission de première chance, $n = 0$ et le premier terme de l’expression ci-dessus est nul). Les temps t_i (t_{n+1}

aussi) sont définis par la loi de décroissance exponentielle associée au temps de vie $\tau_i = \hbar/\Gamma_{tot}(E_i^*)$ où E_i^* est l'énergie d'excitation à l'étape i . Le temps de vie τ_i est donc déterminé dans les conditions (énergie d'excitation, masse, charge, moment angulaire) à l'étape i .

Nous avons représenté sur les figures 2.19 et 2.20 les distributions des instants de fission pour un noyau d' ^{235}U et de ^{205}Pb en fonction de l'énergie d'excitation pour deux valeurs de β données ($\beta = 2 \times 10^{21}\text{s}^{-1}$ et $\beta = 8 \times 10^{21}\text{s}^{-1}$). Nous voyons que pour l'uranium et pour $\beta = 2 \times 10^{21}\text{s}^{-1}$, l'approximation consistant à négliger le temps τ_{ssd} n'est certainement pas valable à haute énergie d'excitation, alors que dans tous les autres cas, la valeur moyenne des distributions ne sera que très faiblement affectée. Les distributions calculées sont toujours très larges, s'étendant sur plusieurs ordres de grandeurs, passant par un maximum puis décroissant régulièrement jusqu'à des temps pouvant atteindre, avec de très faibles probabilités, quelques 10^{-15}s . Les parties grisées des distributions correspondent aux instants de fission des noyaux ayant émis au moins une particule chargée de pré-fission, c'est à dire ayant subi une modification soudaine et relativement importante de leur barrière de fission et un refroidissement plus efficace que les autres noyaux (les particules chargées doivent vaincre la barrière coulombienne pour être évaporée). L'émission de particules chargées devient de plus en plus probable quand l'énergie d'excitation augmente et la majorité (ou même parfois la quasi-totalité) des fissions à des instants très longs ont lieu après émission d'une particule chargée.

A partir de ces distributions des instants de fission, nous pouvons déterminer les temps de fission. Nous avons ainsi représenté sur la figure 2.21 l'évolution des temps de fission pour les deux noyaux d'uranium et de plomb et pour les deux modèles considérés. Nous avons ajusté la statistique de chacune des distributions des instants de fission afin d'obtenir une erreur statistique d'un facteur de l'ordre de 2 sur la valeur moyenne. Le facteur 2 dans les erreurs statistiques a été estimé de la façon suivante: l'ajout arbitraire d'un seul événement dans la décade de temps immédiatement supérieure à la dernière décade peuplée par le programme Monte-Carlo modifierait la valeur moyenne d'un facteur 2. A partir de la figure 2.21, nous pouvons faire les observations suivantes sur le noyau d'uranium. D'une part, les évolutions de temps de fission sont globalement comparables pour les deux modèles, bien que certains points soient sensiblement différents (par exemple, à 120MeV d'énergie d'excitation pour $\beta = 2 \times 10^{21}\text{s}^{-1}$, on obtient $\tau_f = 5 \times 10^{-19}\text{s}$ dans le premier cas et $\tau_f = 2 \times 10^{-20}\text{s}$). D'autre part, pour des énergies d'excitation supérieures à environ 100MeV , les temps de fission τ_f sont très sensibles au paramètre de dissipation β (A $E^* = 200\text{MeV}$ par exemple, les temps varient de trois ordres de grandeur lorsque β varie dans la gamme $2 - 8 \times 10^{21}\text{s}^{-1}$).

L'allure de l'évolution avec l'énergie d'excitation des temps de fission est très différente dans le cas du plomb: les temps de fission passent par un maximum situé autour de 200MeV puis décroissent vers les hautes énergies. De plus, les temps calculés par le modèle *statistique-standard* sont beaucoup plus courts quel que soit le paramètre β que ceux calculés par le modèle *statistique-dynamique*. Cette différence est due aux largeurs de fission considérées dans le cas du modèle *statistique-dynamique* (cf. figure 2.15 page 43) qui augmentent les probabilités de fission à très faibles énergies d'excitation résiduelles, donc à des instants très longs. Par ailleurs, la sensibilité à la dissipation est beaucoup plus faible que pour l'uranium, surtout aux faibles énergies ($E^* < 200\text{MeV}$). Les temps

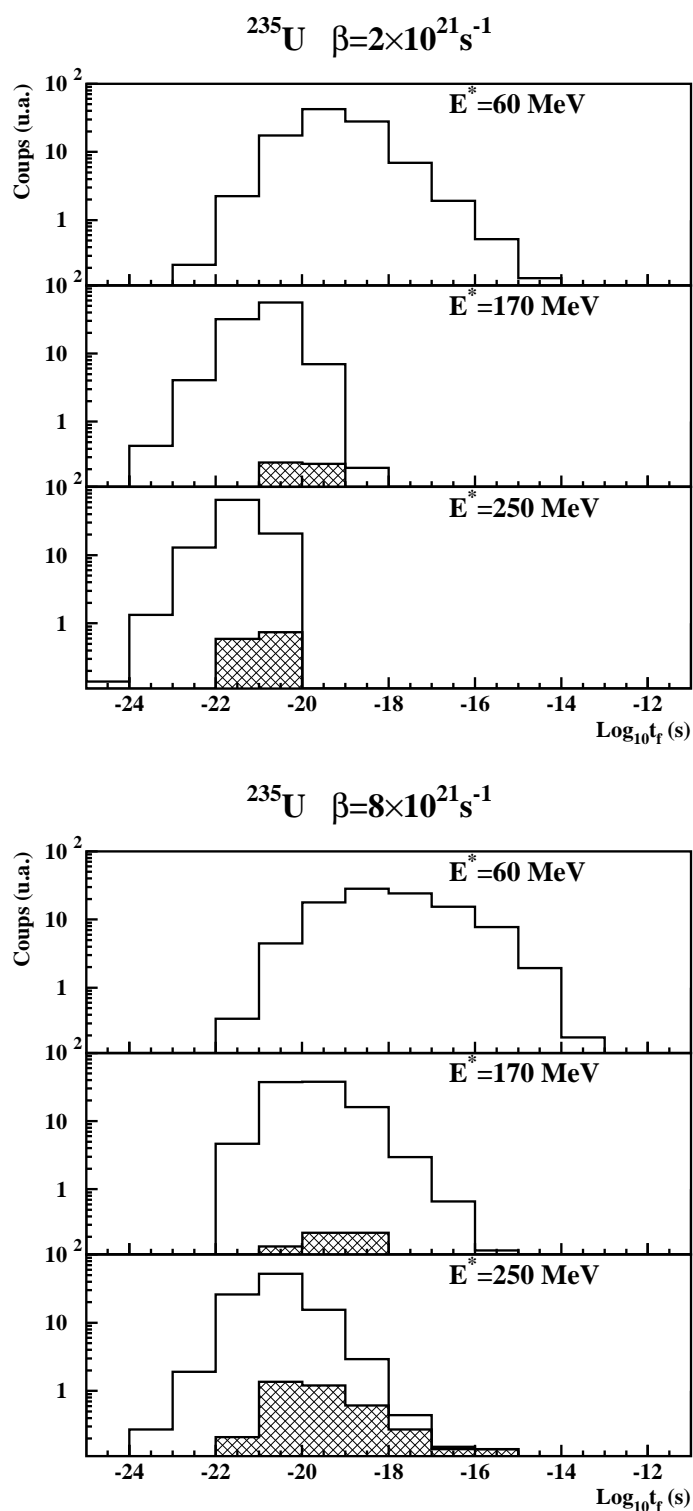


FIG. 2.19 – Distribution des instants de fission t_f pour un noyau d' ^{235}U en fonction de l'énergie d'excitation pour deux valeurs du paramètre β ($\beta = 2 \times 10^{21} \text{s}^{-1}$ et $\beta = 8 \times 10^{21} \text{s}^{-1}$). Les calculs proviennent du modèle statistique-dynamique. L'échelle de temps est une échelle logarithmique. Les histogrammes grisés correspondent à de la fission avec émission de particules chargées de pré-fission.

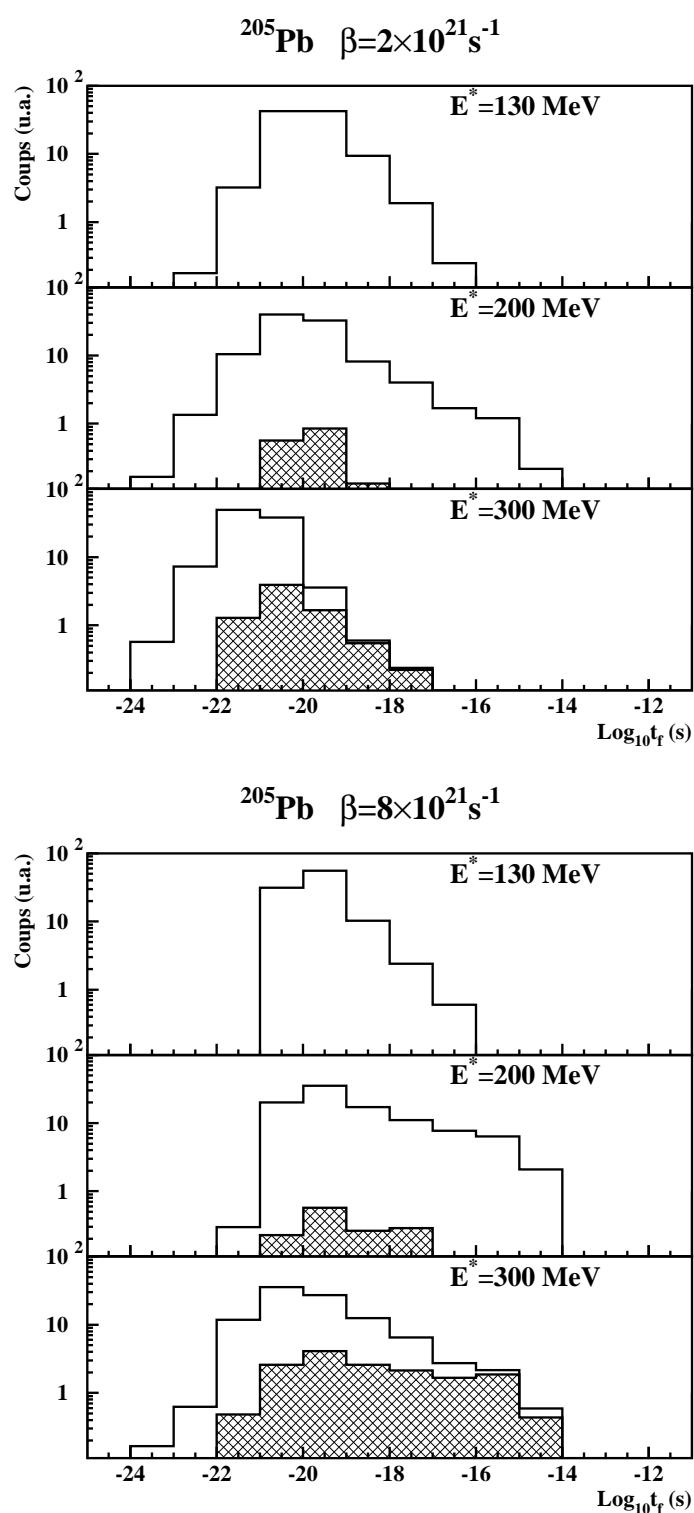


FIG. 2.20 – Distribution des instants de fission t_f pour un noyau de ^{205}Pb en fonction de l'énergie d'excitation pour deux valeurs du paramètre β ($\beta = 2 \times 10^{21} \text{s}^{-1}$ et $\beta = 8 \times 10^{21} \text{s}^{-1}$). Les calculs proviennent du modèle statistique-dynamique. L'échelle de temps est une échelle logarithmique. Les histogrammes grisés correspondent à de la fission avec émission de particules chargées de pré-fission.

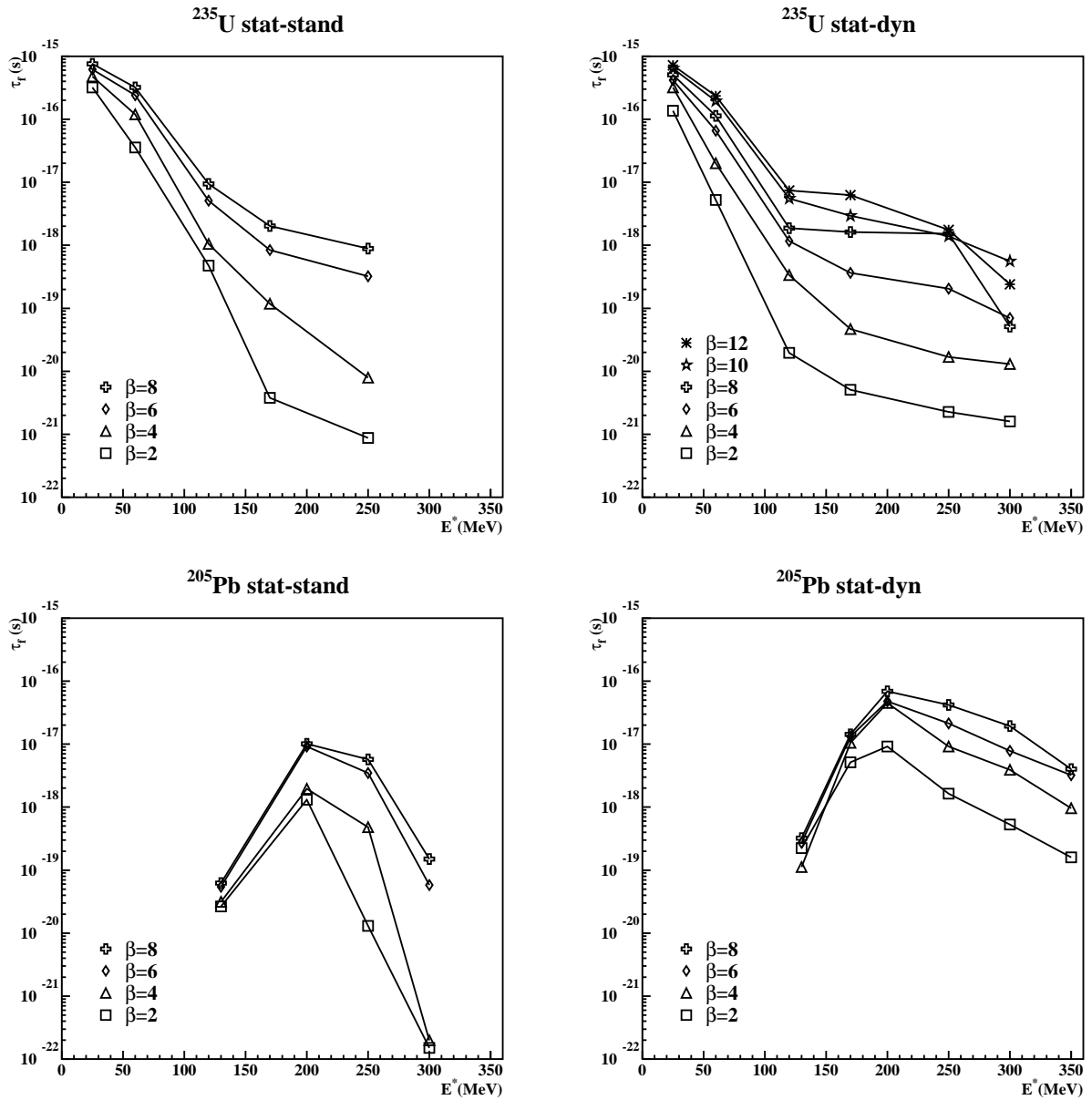


FIG. 2.21 – Figures d'évolution des temps de fission τ_f en fonction de l'énergie d'excitation initiale E^* pour différentes valeurs de β . Les figures du haut correspondent au noyau d' ^{235}U , celles du bas au noyau de ^{205}Pb . Les figures de gauche correspondent aux calculs du modèle statistique-standard, celles de droite du modèle statistique-dynamique. Le paramètre β est exprimé en unités 10^{21}s^{-1} .

de fission sont néanmoins 40 fois plus longs à 300 MeV dans le cas du modèle *statistique-dynamique* pour $\beta = 8 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$ comparé à $\beta = 2 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$. Nous reviendrons plus en détail sur ces temps de fission et leurs évolutions dans le chapitre 7. Les temps de fission sont donc très sensibles à la valeur de β dans le cas de l'uranium et du plomb à haute énergie d'excitation. Les temps calculés dépendent fortement du modèle dans le cas du plomb. Ils sont en revanche très peu sensibles au modèle utilisé dans le cas de l'uranium.

Nous venons de montrer que la probabilité de fission, la multiplicité de particules de pré-scission et que le temps de fission sont des observables permettant chacune dans un domaine d'énergie d'excitation, ou de masse, d'extraire des informations sur l'amplitude et l'évolution de la dissipation dans le processus de fission. Cependant, aucune de ces observables ne permet de déterminer sans ambiguïté les valeurs absolues des paramètres de dissipation ou leurs éventuelles évolutions avec l'énergie d'excitation. Ce n'est qu'en obtenant pour un même jeu de paramètres des coefficients de dissipation compatibles avec toutes les observables que l'on pourra considérer comme fiables les résultats quantitatifs sur la dissipation. De nombreuses données sont disponibles sur les probabilités de fission et sur les multiplicités de pré-scission, mais très peu de mesures directes de temps de fission ont été réalisées. Nous allons donc dans le chapitre suivant nous intéresser plus particulièrement aux mesures de temps de fission, décrire les techniques expérimentales généralement suivies et leurs limitations, et présenter en détail la technique d'ombre dans un monocristal que nous utiliserons par la suite.

Chapitre 3

Comment mesurer des temps de fission ?

Nous avons montré dans le chapitre précédent que la mesure du temps de fission pouvait fournir des informations sur l'amplitude du paramètre de dissipation. La plupart des informations existantes sur les temps de fission ont été obtenues à partir de méthodes indirectes, principalement des mesures de multiplicités de neutrons ou de gammas de pré-scission. Nous discuterons dans la première section de ce chapitre les limitations et les défauts de ces méthodes indirectes. Puis nous présenterons une méthode plus directe basée sur la technique d'ombre dans les monocristaux (nommée également technique de blocage dans les monocristaux), méthode que nous avons employée pour suivre l'évolution du temps de fission avec l'énergie d'excitation de noyaux proches du plomb. Enfin, nous comparerons les données existantes obtenues par des méthodes indirectes et par la technique d'ombre dans les monocristaux.

3.1 Méthodes indirectes

Des temps de scission sont souvent déduits de mesures de multiplicités de neutrons de pré-scission (ou de gammas sur un principe équivalent). Les émissions de pré-scission sont souvent qualifiées dans la littérature de chronomètre du processus de fission. Nous allons montrer qu'il faut être prudent sur ce qualificatif parce que les émissions de pré-scission ne couvrent réellement que des gammes de temps de scission courts et peuvent conduire à des sous-estimations importantes pour des temps très longs.

Le principe de la mesure des multiplicités de neutrons de pré-scission a été présenté à la section 2.2 page 18. Cette technique ne donne généralement accès qu'à une valeur moyenne $\langle M_n^{pre} \rangle$ de la multiplicité de neutrons de pré-scission. Une fois cette valeur $\langle M_n^{pre} \rangle$ extraite, le temps de scission τ_{sc} est estimé par la relation :

$$\tau_{sc} = \frac{\langle M_n^{pre} \rangle}{\sum_{i=1} t_i} \quad (3.1)$$

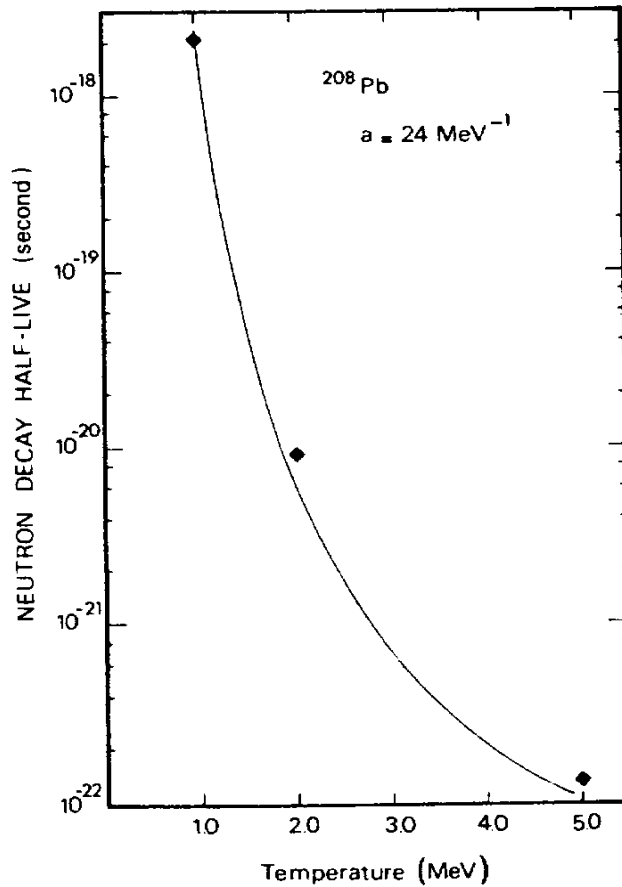


FIG. 3.1 – Évolution du temps moyen d'émission du premier neutron $\tau_n^{(1)}$ pour un noyau de plomb [Del86].

où les différents t_i sont calculés par des modèles statistiques incluant, selon les auteurs, différentes hypothèses. Rappelons ici la formule 2.28 page 50 qui définit le temps statistique du processus de fission :

$$t_{stat} = \sum_{i=1}^n t_i + t_{n+1}$$

où t_{n+1} est la durée de l'étape $(n + 1)$ à laquelle le noyau fissionne.

L'expression du temps statistique t_{stat} souligne par son terme t_{n+1} l'importance de la dernière étape, l'étape où a lieu la fission, pour déterminer la valeur du temps de scission. Pour des noyaux à faible énergie d'excitation résiduelle, l'émission d'un neutron à l'étape $(n + 1)$ peut rendre la fission impossible (ou très peu probable) à cause du refroidissement du noyau après émission. Le neutron émis à l'étape $(n + 1)$ n'est alors plus un neutron de pré-scission, mais un neutron associé à un résidu d'évaporation. La détermination des distributions de neutrons de pré-scission [Don99] et non plus uniquement leurs valeurs moyennes pourrait améliorer notablement la précision obtenue pour t_{n+1} dans les cas où cette étape a lieu à suffisamment haute énergie d'excitation. Cependant, même cette mesure de distributions ne permet pas d'atteindre les très faibles énergies d'excitation pour lesquelles l'émission d'un neutron interdit la fission. L'importance de l'erreur due à l'impossibilité de détecter comme neutrons de pré-scission des neutrons émis à faible

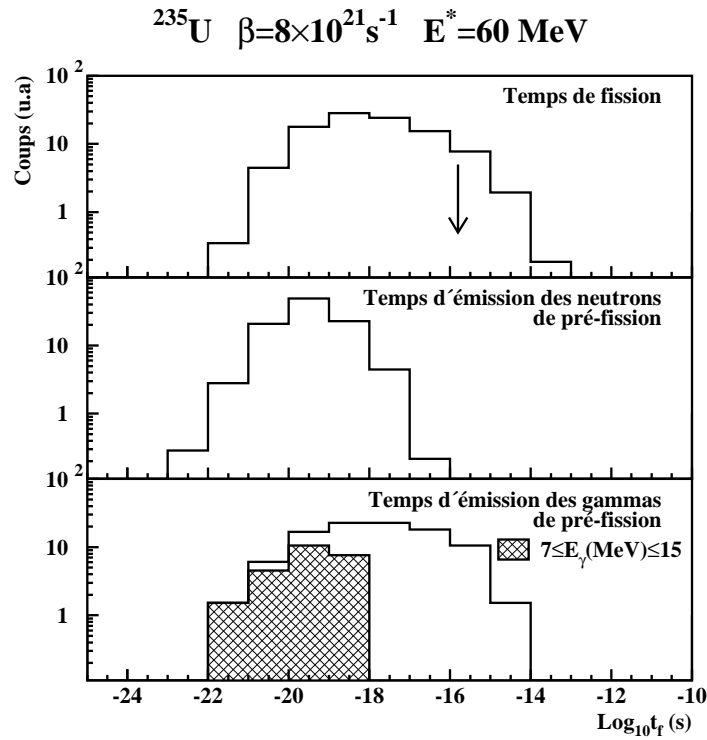


FIG. 3.2 – Distributions des instants de fission t_f , des instants d'émission des neutrons de pré-fission et des instants d'émission des gammas de pré-fission, obtenus à partir du modèle statistique-dynamique pour un noyau d' ^{235}U à 60 MeV avec $\beta = 8 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$. La flèche sur la distribution des instants de fission indique la valeur moyenne ou temps de fission τ_f . La distribution hachurée correspond à une sélection des γ d'énergie comprise entre 7 et 15 MeV (voir texte).

énergie d'excitation résiduelle peut être estimée grâce à la figure 3.1 qui montre l'évolution avec l'énergie d'excitation du temps moyen d'émission du premier neutron $\tau_n^{(1)}$ pour un noyau de plomb [Del86]. Cette figure montre que ce sont les derniers neutrons émis qui vont contribuer majoritairement à l'expression de t_{stat} . Elle montre également que si l'émission du dernier neutron a lieu pour une énergie d'excitation résiduelle relativement faible, les temps d'émission des neutrons varient de plus d'un ordre de grandeur.

Cette disparition de la compétition entre l'émission de neutrons de pré-scission et la fission pour les temps très longs (les faibles énergies d'excitation résiduelles) est illustrée sur les figures 3.2 et 3.3 pour de la fission de l' ^{235}U à 60 MeV et du ^{205}Pb à 300 MeV. Ces calculs ont été réalisés dans le cadre du modèle *statistique-dynamique* en considérant un coefficient de dissipation $\beta = 8 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$. La partie supérieure de la figure présente la distribution des instants de fission et la partie centrale la distribution des instants d'émission des neutrons de pré-fission. La flèche dans la partie supérieure indique le temps de fission (la valeur moyenne de la distribution). Nous voyons que les neutrons de pré-fission ne sont émis avec une probabilité significative que pour des temps inférieurs au temps de fission et l'estimation du temps de fission à partir de leur mesure ne peut que conduire à une sous-estimation importante.

De nombreuses expériences remplacent la mesure de la multiplicité des neutrons de

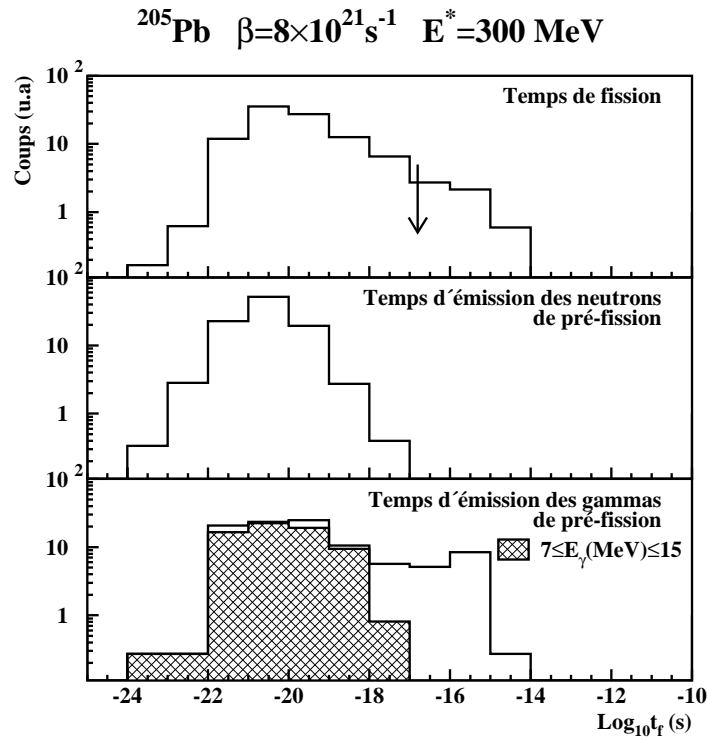


FIG. 3.3 – Figure équivalente à la figure 3.2 pour un noyau de ^{205}Pb à 300 MeV avec $\beta = 8 \times 10^{21}\text{s}^{-1}$.

pré-scission par celle des gammas de pré-scission avec l'argument que les gammas de pré-scission sont émis même à très faible énergie d'excitation résiduelle. Nous avons montré (cf. section 2.2 page 18) que l'extraction des multiplicités moyennes de neutrons de pré-scission $\langle M_n^{pre} \rangle$ était possible via des considérations de focalisation cinématique des neutrons émis par les différentes sources en mouvement. Une méthode similaire ne peut bien sûr pas être appliquée aux émissions de gammas. Les auteurs extraient donc les différentes contributions à l'aide de modèles statistiques qui reproduisent les spectres énergétiques des gammas. Les incertitudes expérimentales liées à cette procédure semblent difficilement estimables à la vue des paramètres sensibles des modèles (description du paramètre de densité de niveaux en fonction de la déformation et de la température, traitement de l'émission de gammas au cours du temps entre le point selle et le point de scission, détermination de la valeur de ce temps dynamique entre le point selle et le point de scission, effet du coefficient de dissipation). En outre, cette procédure ne permet d'extraire les multiplicités de gammas de pré-scission $\langle M_\gamma^{pre} \rangle$ que dans le domaine d'énergie où la résonance géante dipolaire du noyau composé est dominante, c'est à dire pour des énergies de gammas comprises typiquement entre 7 MeV et 15 MeV [But91, Pau94]. La détermination d'un temps de pré-scission s'effectue alors de la même manière que pour les neutrons (analogie entre $\langle M_n^{pre} \rangle$ et $\langle M_\gamma^{pre} \rangle$ dans l'équation 3.1 page 57). Les parties inférieures des deux figures 3.2 et 3.3 montrent les distributions calculées par SIMDEC des instants d'émission des gammas de résonance géante di-polaire pour les noyaux d' ^{235}U et de ^{205}Pb . Ces émissions de gammas couvrent bien la totalité de la distribution des instants de fission et pourraient constituer effectivement un chronomètre idéal du processus de fission. Cependant, l'application de la fenêtre en énergie entre 7 et 15 MeV qui permet

expérimentalement d'éliminer les gammas émis par les fragments de fission conduit aux distributions de temps d'émissions hachurées sur ces deux figures. Ces distributions sont tout à fait comparables aux distributions de neutrons de pré-fission, ne donnant ainsi également accès qu'à une sous-estimation importante du temps de fission. Une analyse comparable faite pour des noyaux de thorium avec d'autres modèles était arrivée aux mêmes conclusions [Gon02].

En résumé, l'émission de pré-scission ne peut être considérée comme un chronomètre fiable du processus de fission que si les probabilités de fission aux faibles énergies d'excitation résiduelles (donc à grand temps) restent négligeables.

D'autres techniques indirectes ont été employées avec plus ou moins de succès pour essayer de remonter au temps de fission, notamment des mesures de lacunes K pour des noyaux d'uranium [Mol93]. Cette méthode utilise une horloge atomique, le temps de vie des lacunes K créées dans la collision. Elle calcule le taux de désexcitation de ces lacunes que devrait avoir le noyau s'il ne fissionnait pas et le compare au taux mesuré en coïncidence avec les fissions, remontant ainsi au temps de fission. Cette méthode, appliqué à des noyaux proches de l'uranium, a mis en évidence l'existence de fissions pour des temps très longs, clairement inaccessibles par la mesure de multiplicité de pré-scission.

Pour atteindre les temps de fission très longs, nous allons maintenant présenter dans la section suivante la technique que nous avons utilisée, une technique simple, reposant sur des interactions atomiques bien maîtrisées, la technique d'ombre dans les monocristaux.

3.2 Accès direct par la technique d'ombre dans les monocristaux

La technique d'ombre dans les monocristaux découle directement de la découverte de l'effet de canalisation, effet qui affecte la trajectoire d'une particule chargée au sein d'un cristal. Pour parler de la technique d'ombre dans les monocristaux, nous emploierons cette expression ou bien "technique de blocage dans les monocristaux", que nous réduirons par abus de langage à "technique de blocage". L'observation et la modélisation de l'effet de canalisation se situe au cours des années 1960 [Lin65]. Peu de temps après, les effets d'ombre dans les monocristaux ont été mis en évidence [Gem65]. Les premières mesures de temps de fission appliquant la technique de blocage ont été effectuées dans les années 1970 [Kam73, And75, And76].

3.2.1 Principe de la technique

Nous avons schématisé sur la figure 3.4 le principe de la technique d'ombre dans les monocristaux appliqué à la fission nucléaire. Un faisceau est envoyé avec un certain angle d'incidence θ non nul par rapport à un axe du réseau monocristallin qui constitue la cible, et une réaction nucléaire conduisant à de la fission a lieu dans le cristal. Le principe de

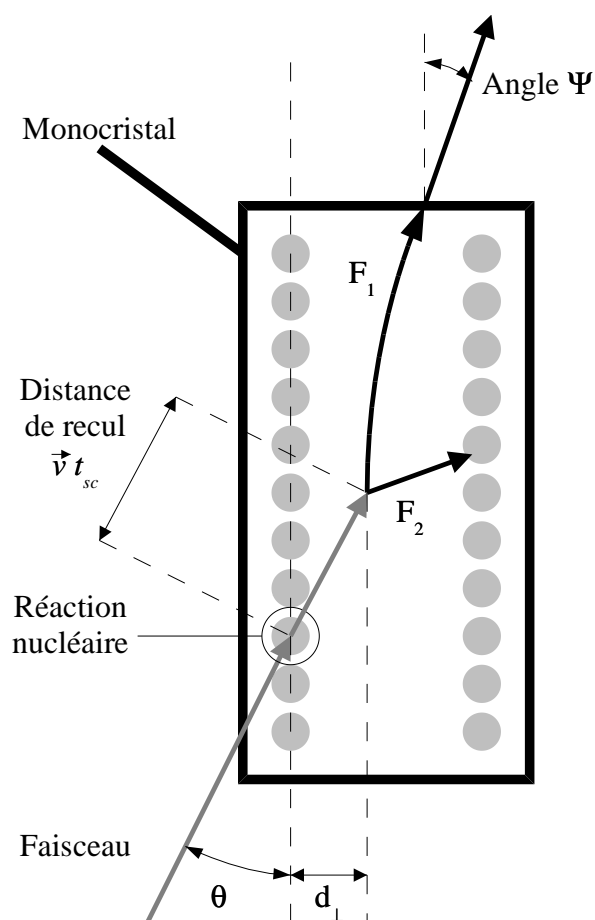


FIG. 3.4 – Description de la technique d'ombre dans les monocristaux. La direction du faisceau incident ainsi que l'orientation du réseau monocristallin sont indiquées. Au cours de la réaction nucléaire entre le projectile et la cible, le noyau créé avec une certaine énergie d'excitation et une quantité de mouvement $M\vec{v}$, va se scinder en deux à l'instant t_{sc} , ayant parcouru la distance $\vec{v}t_{sc}$. Les directions des deux fragments F_1 et F_2 sont indiquées. L'angle Ψ est l'angle entre la direction de la rangée cristalline et la vitesse du fragment F_1 à la sortie du cristal.

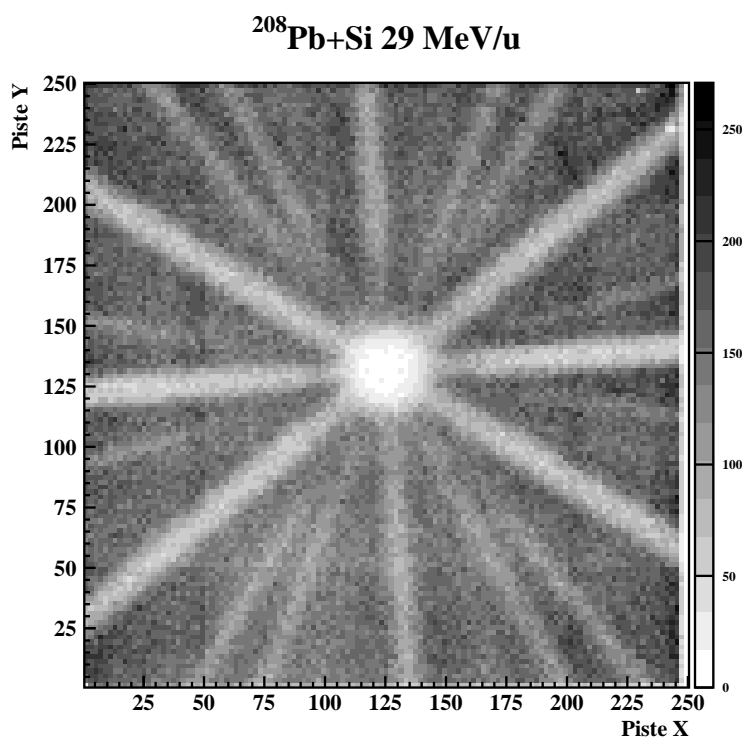


FIG. 3.5 – *Distribution angulaire des fragments de fission F_1 dans la direction de l'axe $\langle 110 \rangle$ d'un cristal de silicium ou image de blocage.*

cette technique réside dans la mesure de la distribution angulaire des fragments de fission F_1 émis avec une vitesse presque parallèle à la rangée atomique. Nous avons représenté sur la figure 3.5 une telle distribution angulaire, obtenue (cf. section 5.4 page 115) dans le plan transverse à la direction de la rangée cristalline. Nous appellerons cette distribution “image de blocage”. Il apparaît sur cette distribution des zones avec un taux de remplissage plus au moins élevé et notamment la zone centrale, qui est la moins remplie. L'apparition du creux central dans la distribution angulaire est due à l'interaction atomique entre le fragment F_1 et l'ensemble des atomes de la rangée cristalline le long de la trajectoire de ce fragment. Cette interaction va défléchir le fragment F_1 par rapport à sa direction initiale, rendant sa détection dans la direction de la rangée cristalline peu probable. Les autres zones faiblement remplies résultent de l'interaction entre le fragment F_1 et l'ensemble des atomes des différents plans du réseau cristallin. L'image de blocage reproduit donc la structure du monocristal ainsi que nous pouvons l'obtenir par exemple par diffraction de rayons X.

Nous avons représenté sur la figure 3.6 la distribution angulaire à une dimension en intégrant sur l'angle azimutal l'image de blocage depuis le centre du creux associé à la rangée cristalline. L'angle Ψ utilisé pour constituer la distribution angulaire correspond donc à l'angle entre la direction de la rangée cristalline et le vecteur vitesse du fragment F_1 à la sortie du cristal (cf. figure 3.4). Cette distribution à une dimension sera par la suite appelée “creux de blocage”. Nous voyons très bien sur cette distribution un taux de remplissage faible pour les angles Ψ proches de zéro degré.

La forme du creux de blocage dépend directement du temps mis par le noyau pour

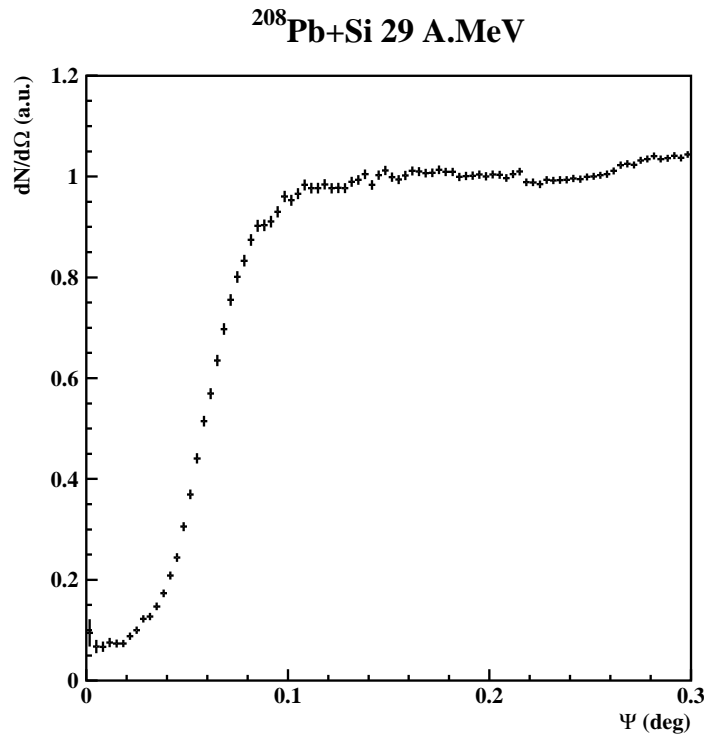


FIG. 3.6 – *Distribution angulaire intégrée sur l'angle azimutal par rapport au centre du creux de l'image de blocage (figure 3.5). Cette distribution est aussi appelée creux de blocage.*

fissionner, ou plus précisément de la distance par rapport à la rangée cristalline à laquelle a lieu la fission. Soit t_{sc} l'instant de scission du noyau. Lorsque l'instant de scission devient plus long, la distance d_{\perp} entre la position de scission et la rangée cristalline augmente (on suppose que nous sommes toujours dans le cadre où d_{\perp} est inférieure à la demi distance entre deux rangées cristallines). L'interaction résultante entre le fragment F_1 et l'ensemble des atomes de la rangée cristalline est alors plus faible. Cet effet, intégré sur un grand nombre de fissions, produit un remplissage du creux de blocage pour les grands temps. Nous avons représenté sur la figure 3.7 plusieurs creux de blocage calculés pour des distributions d'instant de scission t_{sc} définies par différents temps de vie τ . Ces distributions proviennent d'une simulation dont nous discuterons les ingrédients dans le chapitre 5 (cf. section 5.5 page 116). L'effet du remplissage progressif des distributions pour les temps de vie de plus en plus longs est clairement visible.

3.2.2 Limites de sensibilité et définition des composantes de temps de vie long

La technique d'ombre dans les monocristaux ne permet une réelle discrimination en temps qu'à l'intérieur d'une fenêtre définie par les temps t_{min} et t_{max} (t_{min} et t_{max} sont des instants de scission). Pour des scissions ayant lieu à l'intérieur du domaine de l'espace défini par les vibrations thermiques des atomes du monocristal, les fragments de fission

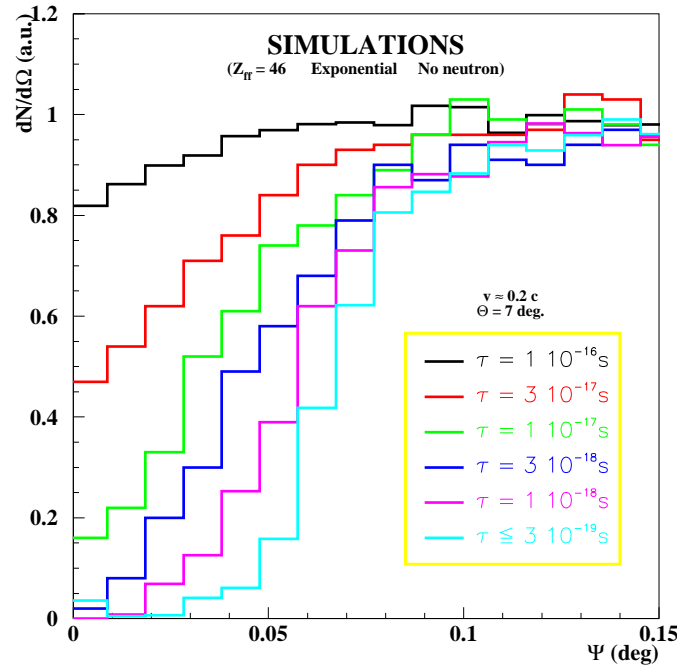


FIG. 3.7 – Simulations de creux de blocage pour différents temps de vie τ .

vont subir un potentiel répulsif moyen indépendant de la distance d_{\perp} à laquelle la scission a lieu. Les creux de blocage associés à ces événements de fission vont donc être indépendants de l'instant de scission $t_{sc} < t_{min}$. Ce seront les creux de blocage les plus prononcés. Pour un cristal de silicium, les vibrations thermiques peuvent être représentées par des distributions gaussiennes [Gem74] dans les trois dimensions, avec pour chacune des dimensions une déviation standard $\sigma = 0.0775 \text{ \AA}$ à une température $T = 300 \text{ K}$. Le temps t_{max} dépend quant à lui des dimensions de la maille du réseau cristallin. Pour des instants de scission $t_{sc} > t_{max}$, le creux de blocage n'est plus visible. t_{min} et t_{max} dépendent bien sûr de l'angle d'observation des effets d'ombre et de la vitesse du noyau fissionnant qui détermine la distance d_{\perp} : $d_{\perp} = V t_{sc} \sin \theta$. Nous voyons que pour être sensible à des temps faibles, nous aurons intérêt à prendre V et θ les plus grands possibles.

Nous définissons les limites de sensibilité de la technique de blocage par les temps de vie τ_{min} et τ_{max} (caractérisant l'énergie d'excitation de noyaux de masse et de charge données) pour lesquels la forme du creux de blocage évolue, c'est à dire pour lesquels la proportion des scissions à des instants compris entre t_{min} et t_{max} est suffisante pour influencer de façon sensible sur les creux de blocage. Nous verrons dans le chapitre 6 (cf. figure 6.27 page 148) que, pour l'expérience que nous allons décrire, $\tau_{min} \simeq 3 \times 10^{-19} \text{ s}$ et $\tau_{max} \simeq 10^{-16} \text{ s}$.

Dans la suite, nous appellerons "composantes à longs temps de vie" les composantes des distributions de temps de scission de temps de vie $\tau > \tau_{min}$. Cette définition est celle utilisée dans les analyses de différentes expériences de mesure de temps de fission par la technique de blocage [And75, And76, For87], mais présente l'inconvénient de dépendre des

conditions expérimentales (les valeurs de τ_{min} sont différentes) et rend les comparaisons difficiles entre expériences.

La fenêtre de sensibilité limitée est certainement le facteur le plus pénalisant des expériences de blocage. Cependant, les temps de vie très longs auxquels cette technique est sensible permettent de négliger le temps entre le point-selle et le point de scission et d'obtenir une estimation plus fiable que les autres techniques du temps moyen de fission donné par :

$$\langle t_{fiss} \rangle = \int \mathcal{P}(\tau) \tau d\tau$$

où \mathcal{P} est la probabilité de fission avec le temps de vie τ . En effet, ce sont principalement les composantes à temps de vie longs qui vont définir $\langle t_{fiss} \rangle$ quand leur probabilité est suffisamment forte pour que le temps moyen de scission soit supérieur à τ_{min} . Nous discuterons les incertitudes sur les temps moyens dans le chapitre 6 (cf. tableau 6.1 page 154 et paragraphe correspondant).

3.3 Comparaison des mesures existantes

Une mesure de temps de scission par la technique de blocage a été réalisée au GANIL récemment [Mor98, Gol99] pour la fission de noyaux d'uranium. Cette expérience, réalisée en cinématique inverse sur le système $^{238}\text{U} + \text{Si}$ à $24 \text{ MeV}/u$ présentait l'avantage de suivre l'évolution des temps de fission avec l'énergie d'excitation en une seule prise de données, avec exactement le même dispositif expérimental (donc pas de problème de re-normalisation des points). Le travail expérimental qui va être présenté par la suite et dont le principe sera décrit en détail dans le prochain chapitre se situe dans le prolongement de cette expérience sur l'uranium.

Nous avons représenté sur la figure 3.8 l'évolution des temps de scission de l'uranium obtenue par la technique de blocage [Gol99]. Cette figure montre une évolution lente, monotone et décroissante du temps de scission avec l'énergie d'excitation. Cette évolution est compatible avec une diminution progressive des composantes de temps de vie longs dans la distribution des instants de scission. Le premier point à une énergie de l'ordre de 15 MeV (le temps correspondant est de $2 - 3 \times 10^{-17} \text{ s}$) est en accord avec les premières mesures de J.U. Andersen [And75] (qui donnaient un temps de vie de l'ordre de 10^{-16} s pour des énergies d'excitation de $2 - 3 \text{ MeV}$). Il est aussi en accord avec les mesures plus récentes de D.O. Eremenko [Ere90, Ere00] qui donnent des temps de scission de $1 - 5 \times 10^{-16} \text{ s}$ pour des énergies d'excitation plus faibles de l'ordre de 10 MeV . Nous avons également présenté sur la même figure les temps de fission obtenus soit par mesures de multiplicités de neutrons de pré-scission [Hin92], soit de gammas de pré-scission [But91], pour des noyaux de thorium. Les temps de scission déduits via les mesures de multiplicités de pré-scission sous-estiment fortement les temps de scission mesurés par la technique de blocage. Nous obtenons un à deux ordres de grandeur de différence entre les mesures directes et indirectes des temps. Comme nous l'avons souligné dans la section 3.1, ces différences proviennent en partie de l'existence de composantes de temps de vie longs auxquelles les mesures de pré-scission ne sont pas sensibles. Cependant, K. Siwek-Wilczyńska et collaborateurs [Siw95] ont clairement mis en évidence le fait que la modélisation utilisée pour

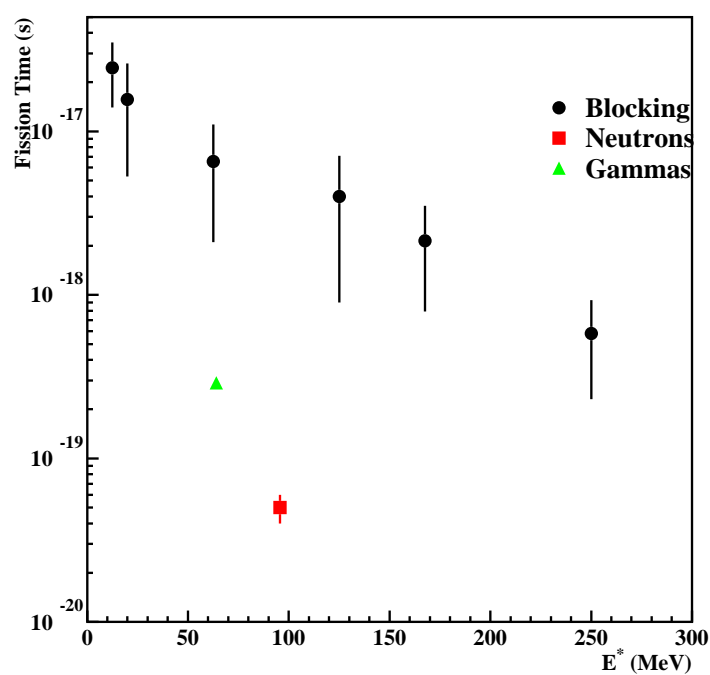


FIG. 3.8 – Évolution des temps de scission en fonction de l'énergie d'excitation pour un noyau d'uranium. Les ronds noirs sont les résultats issus de l'expérience de blocage [Gol99]. Les autres points proviennent de mesures de la multiplicité de pré-scission de neutrons [Hin92] (carré) ou de gammas [But91] (triangle) pour la fission de noyaux de thorium.

décrire les réactions de fusion-fission et définir le noyau fissionnant pouvait induire des erreurs d'environ un ordre de grandeur sur les temps déduits par mesures de pré-scission.

D'autres mesures de temps de fission par la technique de blocage ont été effectuées avant cette expérience sur l'uranium. Des mesures de temps de fission à faible énergie d'excitation (quelques MeV) pour de la fission de noyaux d'uranium induite par des neutrons ont été réalisées par la technique de blocage dès le milieu des années 1970 [Mel72, And75]. Elles ont montré que le temps de vie associé à la fission de l'uranium pour ces énergies était de l'ordre de $10^{-16}s$. Des expériences plus récentes sur la fission de noyau voisins de l'uranium induite par proton, neutron ou alpha dans la même gamme d'énergie ($E^* < 10 MeV$) ont conduit à des temps de vie similaires [Ere90, Ere00], mettant clairement en évidence le fait que la fission est un processus très lent.

Il existe aussi des mesures de blocage sur les fragments de fission de noyaux de plomb. Ces expériences [And76, For87] ont utilisé des réactions de fusion-fission de projectiles légers (oxygène ou fluor) sur des cibles lourds (tungstène ou tantale) pour atteindre des énergies d'excitation du noyau composé (^{200}Pb) qui n'excèdent pas $100 MeV$. Ces expériences ont conclu à la présence de composantes de temps de vie longs ($\tau > 10^{-16}s$ pour la première expérience, $\tau > 3 \times 10^{-17}s$ pour la seconde expérience) avec des poids de l'ordre de 20%, conduisant ainsi à des temps de fission très longs, beaucoup plus longs à nouveau que ceux mesurés pour des noyaux proches du plomb par mesures de multiplicités de pré-scission. Cependant, deux critiques majeures peuvent être formulées au sujet de ces expériences :

- Les mesures en cinématique directe engendrent plus de difficultés que des mesures en cinématique inverse.
- La non prise en compte d'effets (principalement les émissions de post-scission) venant remplir les creux de blocage, remettent en cause le fort poids des composantes de temps de vie longs dans la distribution des instants de scission.

Les mesures en cinématique directe telles qu'elles ont été effectuées dans ces expériences impliquent de faibles vitesses de recul des noyaux composés supposés formés, ainsi que de faibles vitesses des fragments de fission. L'évaporation de pré-scission (à partir du noyau composé) peut donc modifier fortement la direction de recul initial (qui a été supposée toujours égale à zéro degré dans les analyses), impliquant ainsi de fortes incertitudes sur les distances réelles où ont lieu les fissions par rapport aux rangées cristallines. La faible vitesse des fragments de fission quant à elle interdit des identifications précises en charge aussi bien qu'en masse ou en énergie. De plus, elle implique des seuils importants en énergie sur la détection, seuils variables selon les masses ou les charges des fragments. En outre, les cibles utilisées étant très épaisses, ces seuils dépendent de l'endroit de la cible où la fission a eu lieu et la charge effective des fragments de fission à considérer pour les effets d'ombre cristallins est très mal définie. Les différentes sources d'erreurs dues aux faibles vitesses peuvent difficilement être estimées.

L'émission en vol de particules par un noyau au cours de sa déflexion par une rangée cristalline peut modifier sensiblement les figures de blocage [Gom90, Hoe92]. L'importance de cet effet dans le cas des émissions de post-scission a été mis en évidence lors de

l'expérience sur la fission de l'uranium à GANIL [Gol99] (nous reviendrons sur cet effet aux sections 5.5 page 116 et 6.4.2.b) page 138). Ces émissions de post-scission n'étaient pas connues lors des expériences en cinématique directe sur la fission du plomb et n'ont donc pas été considérées dans les analyses. L'estimation faite par les auteurs de 20% de composantes de temps de vie long ne peut donc être considérée que comme une limite supérieure très incertaine.

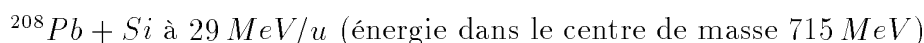
En résumé, les temps déduits des multiplicités de pré-scission sous-estiment clairement les temps de scission pour des noyaux très fissiles tel l'uranium. Pour des noyaux moins fissiles, tel le plomb, des mesures faites par la technique de blocage indiquent également des temps beaucoup plus longs. Cependant, les analyses de ces expériences ont sans doute conduit à de fortes surestimations des temps. Nous avons donc entrepris des mesures de temps de scission pour des noyaux proches du plomb. Pour cela, nous avons réalisé une expérience se situant dans le prolongement de celle sur la fission de l'uranium [Mor98, Gol99] avec un dispositif et une analyse très comparables que nous allons décrire dans les deux chapitres suivants.

Chapitre 4

Dispositif expérimental

4.1 Système et techniques expérimentales

Nous avons mesuré les effets d'ombre dans un monocristal de silicium pour des fragments de fission de noyaux proches du plomb ainsi que leur évolution en fonction de l'énergie d'excitation. Pour cela, nous avons détecté les fragments de fission des quasi-projectiles formés dans la réaction :



La mesure des effets d'ombre dans un cristal nécessite l'utilisation d'un goniomètre qui sert à la fois comme support de la cible et qui permet une orientation précise de celle-ci. C'est un appareil primordial pour toutes les expériences de mesure des effets d'ombre dans des monocristaux. Son utilisation sera explicitée dans la section 4.3.

Contrairement à la plupart des expériences précédentes [And75, And76, For87] visant à mesurer des effets de blocage associés à la fission d'un noyau composé, notre expérience va détecter des fissions de quasi-projectiles excités sur un très grand domaine d'énergies d'excitation, rendant indispensable une mesure de l'énergie d'excitation. Pour réaliser cette mesure, nous avons choisi d'utiliser la multiplicité de neutrons associée à la réaction. En effet, la faible multiplicité de particules chargées pour le noyau ^{208}Pb (inférieure à un pour les protons et alphas pour une énergie d'excitation inférieure à 300 MeV) et la réelle difficulté à traiter l'émission de particules chargées qui dépend fortement des caractéristiques du noyau émetteur (masse, charge, moment angulaire) ne permet pas d'utiliser ce filtre comme sélection de l'énergie d'excitation. Une autre possibilité permettant de déterminer l'énergie dissipée dans des collisions binaires aurait été de calculer la vitesse des quasi-projectiles avant fission. Pour cela il aurait fallu détecter les deux fragments de fission avec une très bonne résolution en masse, en énergie cinétique et en position. Bien que l'on soit capable, dans des conditions expérimentales très favorables (noyaux complètement épluchés, très grandes vitesses...) d'obtenir de telles résolutions (expériences à GSI avec les fonctionnalités du spectromètre FRS (FRagment Separator)), il paraît difficile de combiner à la fois la sélection des fragments de fission et ces trois résolutions pour de la fission de noyaux de plomb reculant à $29 \text{ MeV}/u$. Pour notre système en cinématique inverse, les fragments de fission sont émis à l'avant dans un cône de 15° d'ouverture

environ et il faudrait un détecteur de grande granularité sur un très grand angle solide pour accéder à la corrélation angulaire des fragments.

Notre choix pour le filtre en énergie d'excitation s'est alors porté naturellement sur la mesure des neutrons. Il existe diverses techniques de détection des neutrons suivant leur gamme d'énergie. La mesure de l'ensemble des neutrons émis fait que le choix s'est porté vers un détecteur 4π avec une relativement forte efficacité de détection sans discrimination angulaire. Le détecteur ORION [Gal94] au GANIL possède les fonctionnalités nécessaires à ce type d'expérience.

Au cours des réactions périphériques conduisant à la formation des quasi-projectiles excités, des échanges de nucléons ont lieu entre la cible et le projectile ou bien des nucléons sont éjectés et l'on observe une distribution en numéro atomique Z et masse A des quasi-projectiles. Il est donc indispensable de déterminer les caractéristiques du noyau fissionnant. Pour cela, nous avons choisi de mesurer les numéros atomiques Z_1 et Z_2 des deux fragments de fission en coïncidence. Les fragments de fission, riches en neutrons, ne se désexcitent que par émission de neutrons et la somme $Z_1 + Z_2$ représente le numéro atomique du noyau au moment de la fission. Pour des quasi-projectiles d'énergies d'excitation initiales modérées ne se désexcitant que par émission de neutrons, $Z_1 + Z_2$ représente également le numéro atomique primaire de la réaction. Nous avons dû en revanche renoncer à la mesure des masses qui aurait exigé de réduire de façon dramatique les angles solides de détection, donc la statistique.

4.1.1 Présentation du système expérimental

L'expérience support de ce travail de thèse s'est déroulée au cours des mois de septembre et octobre de l'année 1999 dans la salle d'expérience du GANIL où se trouve le détecteur ORION. Un faisceau de $^{208}\text{Pb}^{56+}$ à $29\text{ MeV}/u$ a été envoyé sur une cible constituée par un monocristal de silicium d'épaisseur $14.5\ \mu\text{m}$. Nous avons représenté sur la figure 4.1 l'ensemble du dispositif expérimental utilisé. La cible était montée sur un goniomètre permettant d'orienter précisément l'axe $\langle 110 \rangle$ du cristal dans la direction soit du télescope T_1 , soit du télescope T_2 .

Le télescope T_1 , placé à trois mètres cinquante de la cible, à 5 degrés, était dédié à la détection d'un des deux fragments de fission, à son identification en numéro atomique Z et en énergie cinétique, et à le localiser avec une précision de $200\ \mu\text{m}$, soit environ 3.3×10^{-3} degrés, dans le plan transverse à la direction du faisceau. Cette très bonne résolution angulaire nous permettait de mesurer les effets d'ombre associés aux fragments de fission détectés quand l'axe $\langle 110 \rangle$ du cristal était orienté dans la direction de T_1 . Le télescope T_2 , placé également à trois mètres cinquante de la cible, mais à 1 degré, c'est à dire à l'intérieur de l'angle d'effleurement ($\theta_{gr} \simeq 1.33^\circ$) permettait quant à lui, avec des performances équivalentes à T_1 , de mesurer les effets d'ombre associés à la diffusion élastique du projectile quand l'axe $\langle 110 \rangle$ du cristal était orienté dans la direction de T_2 . Pendant la majeure partie du temps, T_2 était protégé du flux intense d'ions diffusés élastiquement par un absorbeur épais. L'intensité du faisceau était réduite pour enlever l'absorbeur et réaliser avec T_2 des mesures permettant de contrôler la qualité du cristal

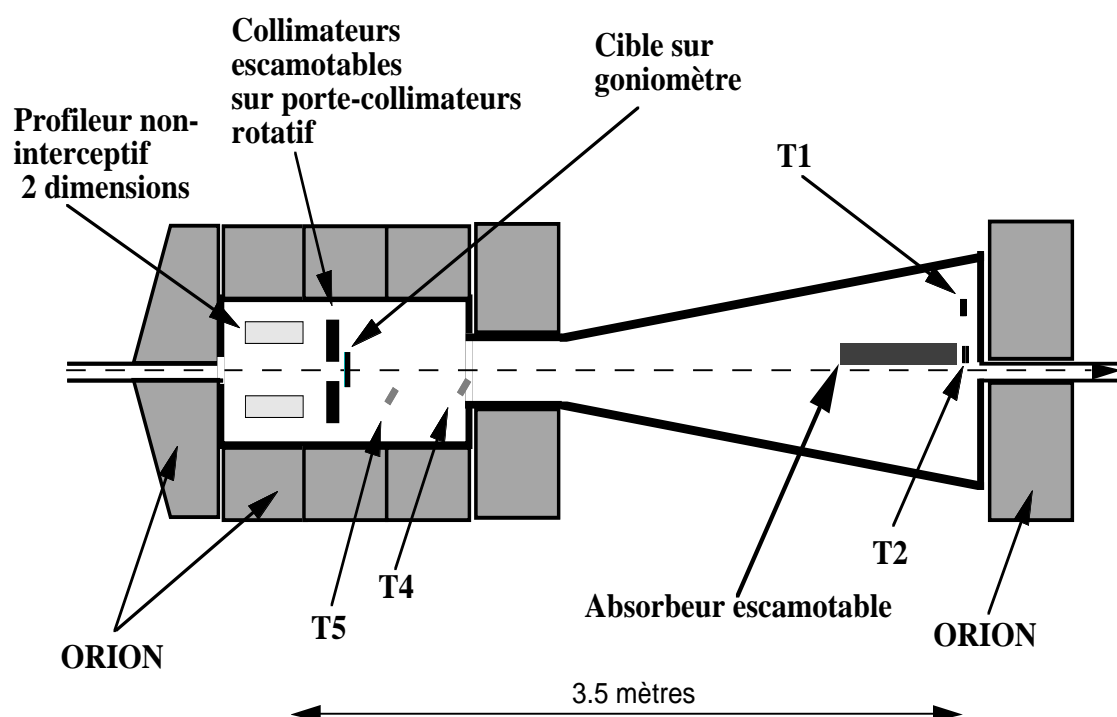


FIG. 4.1 – Schéma du dispositif expérimental utilisé pour l'expérience $^{208}\text{Pb} + \text{Si}$ à $29 \text{ MeV}/u$

utilisé et de vérifier son éventuelle détérioration due aux radiations. Cette mesure nous a également permis de contrôler lors de l'analyse la qualité du programme de simulation des effets d'ombre utilisé (cf. section 5.5 page 116). Les télescopes T_4 et T_5 étaient dédiés à la détection et l'identification des fragments de fission émis en coïncidence avec ceux détectés dans le télescope T_1 .

A quelques centimètres en amont du point cible se trouvait un porte-collimateurs rotatif permettant d'insérer sur le trajet du faisceau, en l'absence de cible cristalline, soit des collimateurs de diamètre variable entre 2 mm et 5 mm , soit des cibles d'or et d'aluminium. Les collimateurs ont été utilisés, conjointement avec les profileurs de faisceau de l'accélérateur, afin d'estimer la taille et la position du faisceau, l'effleurement par le faisceau du bord d'un collimateur induisant un comptage énorme pour ORION. La taille et la position du faisceau sont des éléments déterminant pour les effets d'ombre dans les monocristaux (cf. section 5.5 page 116). Aussi, légèrement en amont du porte-collimateurs, était installé en permanence un profileur de faisceau à deux dimensions non-interceptif, constitué de galettes de micro-canaux à localisation [Ann93]. Grâce à ce profileur, toute dérive du faisceau était contrôlée en permanence.

La détection de neutrons s'est faite par l'intermédiaire du détecteur ORION. Les principes de cette détection, ainsi que la géométrie de ce détecteur, seront développés à la section 4.2.

Deux sources de californium ont été utilisées pour la calibration d'ORION. Cette partie correspond à une courte période de prises de données sans faisceau (cf. section 4.5 page 84)

dont les résultats sont utilisés dans le chapitre 5.

4.2 ORION: “ORganic Interceptor Of Neutrons”

ORION permet la détection des neutrons émis au cours de la réaction. La difficulté de mesurer les neutrons provient de leur neutralité électrique. Parmi les différentes techniques d’identification des neutrons (temps de vol. . .), ORION utilise la technique de modération : les neutrons sont mesurés par les effets qu’ils induisent (réactions de diffusions élastiques, inélastiques ou de captures) sur les noyaux constituant le modérateur.

ORION est un détecteur 4π à symétrie axiale constitué de six secteurs représentant un volume global d’environ 4000 l. La numérotation des secteurs allant de *A* à *F*, le secteur *E* a été séparé de l’ensemble des 5 autres secteurs pour la détection des neutrons émis très à l’avant (cf. figure 4.1). Chaque secteur contient du liquide constitué des principaux éléments suivants :

- un solvant: le pseudocumène
- un scintillateur: le para-terphényl
- un capteur de neutrons: le gadolinium qui représente 0.3% en masse du volume totale.

Chacun des six secteurs est entouré de six photo-multiplicateurs qui pointent dans la direction de l’axe du faisceau et est tapissé d’une peinture réfléchissante, qui permet une meilleure collection de la lumière (la surface des photo-multiplicateurs ne représente que quelques pourcents de la surface totale). La tension de chaque photo-multiplicateur a été ajustée pour obtenir de manière grossière la même réponse aux muons du rayonnement cosmique. Nous reparlerons plus longuement de cette réponse dans le chapitre 5 de cette thèse.

4.2.1 Détection des neutrons : *lumière prompte et retardée*

Le principe de détection des neutrons est représenté sur la figure 4.2 où ORION a été représenté dans une configuration à cinq secteurs, sans secteur déporté à l’avant. Les neutrons émis au niveau de la cible traversent la chambre à réaction sans interagir et pénètrent dans le scintillateur. Pendant un temps relativement court (quelques dizaines de nano-secondes), l’énergie des neutrons passe de quelques *MeV* à quelques *eV*, principalement à cause des diffusions élastiques sur les protons qui constituent la plus grande partie du liquide. Les protons de recul interagissent électromagnétiquement avec les électrons des molécules du scintillateur. La désexcitation de ces molécules génère alors dans le scintillateur une lumière λ . Cette première émission de lumière constitue le signal qui sera dénommé par la suite *lumière prompte* et qui intervient pendant un temps de quelques centaines de nano-secondes.

Neutron Detection Process

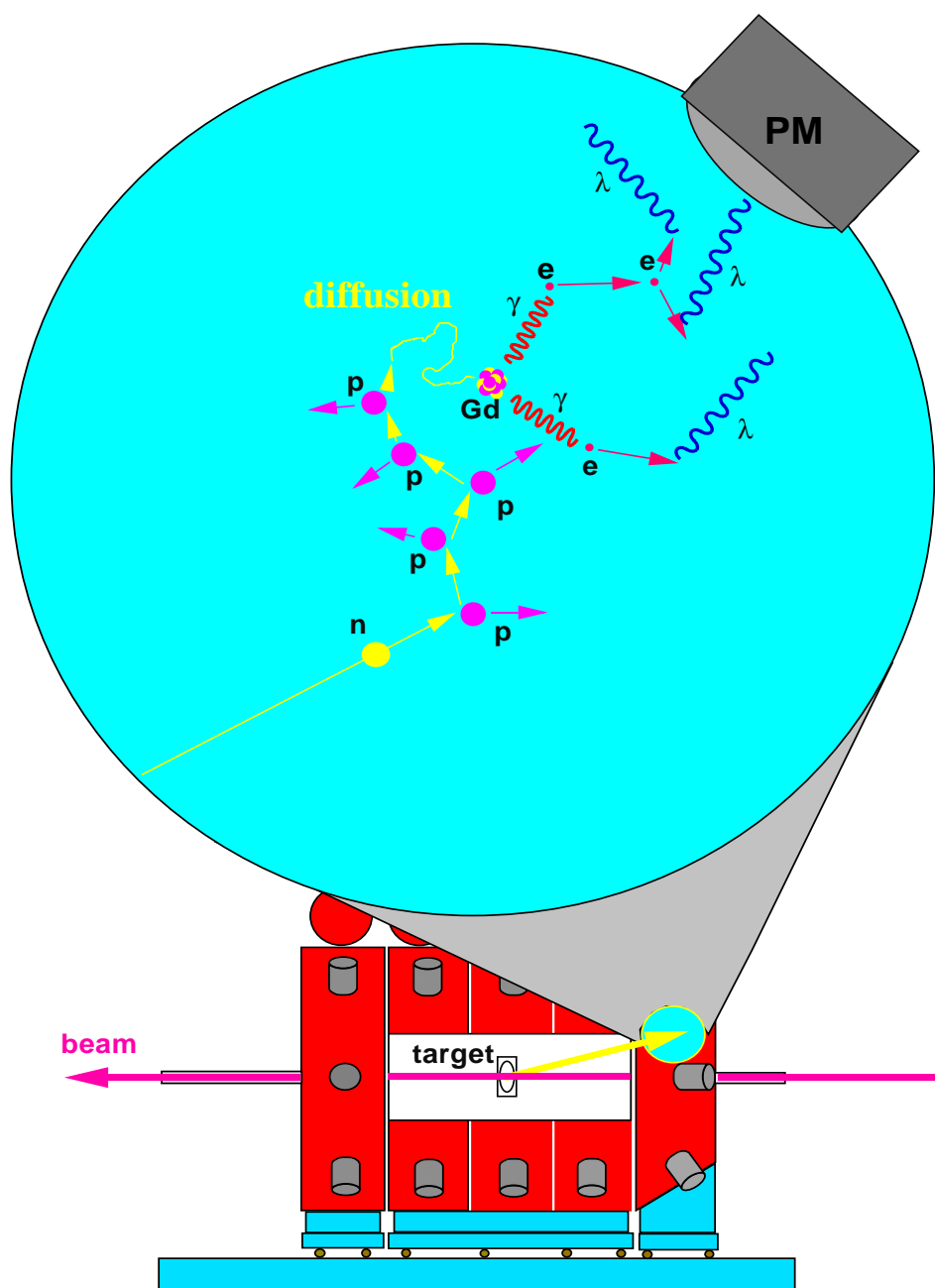


FIG. 4.2 – *Principe de détection des neutrons par ORION.*

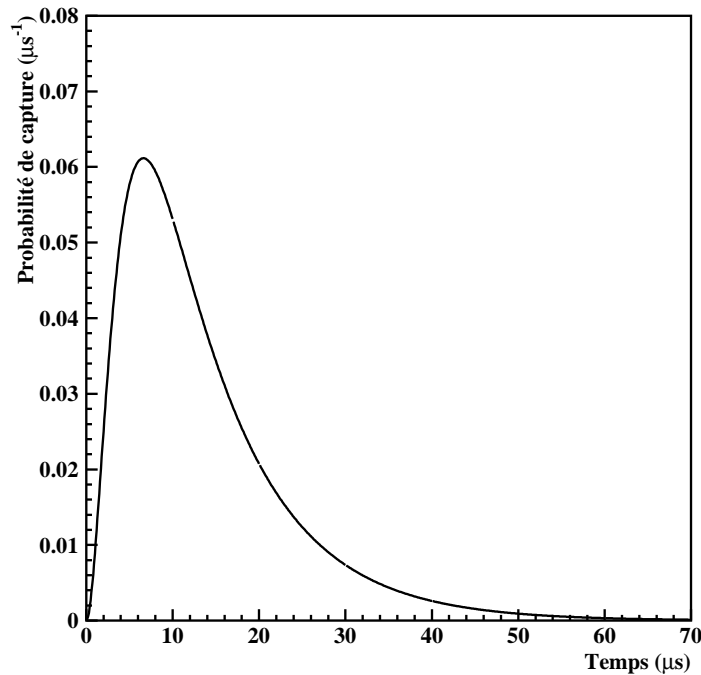


FIG. 4.3 – Probabilité de capture par un atome de gadolinium en fonction du temps d'un neutron issu d'une fission du ^{252}Cf . La courbe est réalisée à partir de l'expression 4.1 avec les paramètres $\lambda = 0.495\mu\text{s}^{-1}$ et $\beta = 0.104\mu\text{s}^{-1}$. Ces valeurs correspondent à une concentration de gadolinium de l'ordre de 0.3% [Par68].

Le processus de diffusion des neutrons au sein de la cuve va se poursuivre jusqu'à thermalisation du neutron ou bien jusqu'à sa sortie du scintillateur ou encore jusqu'à sa capture. La capture va se faire essentiellement par les atomes de Gadolinium¹ qui possèdent la plus grande section efficace de capture parmi tous les constituants d'ORION (61000 barns pour l'isotope 155 et 250000 barns pour l'isotope 157 pour des neutrons thermalisés). L'atome de gadolinium se désexcite par émission en moyenne de trois γ qui possèdent une énergie totale moyenne de l'ordre de 8 MeV. La lumière générée par ces rayonnements γ est alors détectée par les photo-multiplicateurs.

Par opposition au premier signal capté par les photo-multiplicateurs et appelé *lumière prompte*, cette lumière résultant principalement de la capture par le gadolinium sera appelée *lumière retardée*. Les temps mis en jeu pour cette *lumière retardée* sont de l'ordre de la micro-seconde. Il suffit alors de collecter les rayonnements λ émis à l'aide de photo-multiplicateurs. Cette dénomination de *lumière prompte* et de *lumière retardée* sera utilisée dans toute la suite de cette thèse. Nous pourrions utiliser également les termes de réponse rapide ou bien de réponse lente d'ORION.

La probabilité de capture d'un neutron dans un scintillateur dopé au gadolinium est représentée sur la figure 4.3. Elle est donnée analytiquement par la formule suivante, qui

1. Ces neutrons peuvent aussi être capturés par l'hydrogène. L'énergie des γ émis est alors de l'ordre de 2.2 MeV.

découle de la mesure des neutrons émis par une source de ^{252}Cf [Jah93]:

$$P_{cap}(t) = \frac{\lambda^2 \beta}{(\beta - \lambda)^2} \left\{ e^{-\lambda t} (t(\beta - \lambda) - 1) + e^{-\beta t} \right\} \quad (4.1)$$

où :

- λ est relié à la concentration en hydrogène présent dans la cuve et donc au pouvoir modérateur.
- β est relié à la concentration en gadolinium présent dans la cuve et donc au pouvoir de capture.

Nous voyons sur la figure 4.3 que la probabilité de capture devient maximale au bout d’un temps de l’ordre de $6 - 7 \mu\text{s}$. Les temps de captures peuvent être réduits si la concentration en gadolinium est augmentée. Cependant, la stabilité chimique de la solution ainsi que d’autres propriétés sont des facteurs limitant cette augmentation et une concentration de 0.3 à 0.5% est un bon compromis. La probabilité de capture est quasi-totale pour un temps de l’ordre de $70 \mu\text{s}$. Étant donné que la capture d’un neutron est un processus aléatoire qui s’étale sur une gamme de temps long (de l’ordre de $70 \mu\text{s}$), cette méthode permet de compter un à un les flashes de lumière dûs à chacun des neutrons capturés. Ce comptage est alors une mesure directe de la multiplicité de neutrons.

Nous verrons dans la section 4.5 que l’intensité du faisceau indispensable aux mesures des effets d’ombre n’a pas permis l’utilisation de la réponse lente d’ORION. En effet, la probabilité d’occurrence d’une réaction nucléaire pendant les $70 \mu\text{s}$ de comptage des neutrons devenait trop importante, faussant ainsi fortement les multiplicités de neutrons mesurées. Seule la *lumière prompt* a été utilisée pendant les mesures des effets d’ombre dans les monocristaux. Ce fait a conduit à deux séries de mesures (une en faisceau continu et l’autre en faisceau haché) pour être capable d’accéder à la multiplicité de neutrons et ainsi à l’énergie d’excitation. Ceci sera détaillé au chapitre 5 (cf. section 5.1 page 95).

4.2.2 Bruit de fond

ORION est un détecteur de grande efficacité. Il est en permanence sensible au rayonnement cosmique, aux γ du béton constituant les salles d’expériences. . . Ces bruits de fond sont bien sûr également présents durant les portes de comptage de $70 \mu\text{s}$ des neutrons et viennent augmenter artificiellement les multiplicités.

Pour mesurer ce bruit de fond pendant les périodes de faisceaux hachés (où la multiplicité de neutrons a un sens (cf. section 4.5 page 84)), une porte de $70 \mu\text{s}$ décalée en temps par rapport à la porte de comptage de multiplicité, est systématiquement ouverte selon le chronogramme de la figure 4.4. Les impulsions comptées dans cette porte de bruit représentent statistiquement le bruit empilé dans la “porte neutrons”. De plus, elle contient la réponse d’ORION à une réaction nucléaire ayant lieu dans la bouffée de faisceau juste avant la porte de bruit de fond. Cette réponse représente statistiquement les réactions empilées dans la bouffée juste avant la porte neutrons.

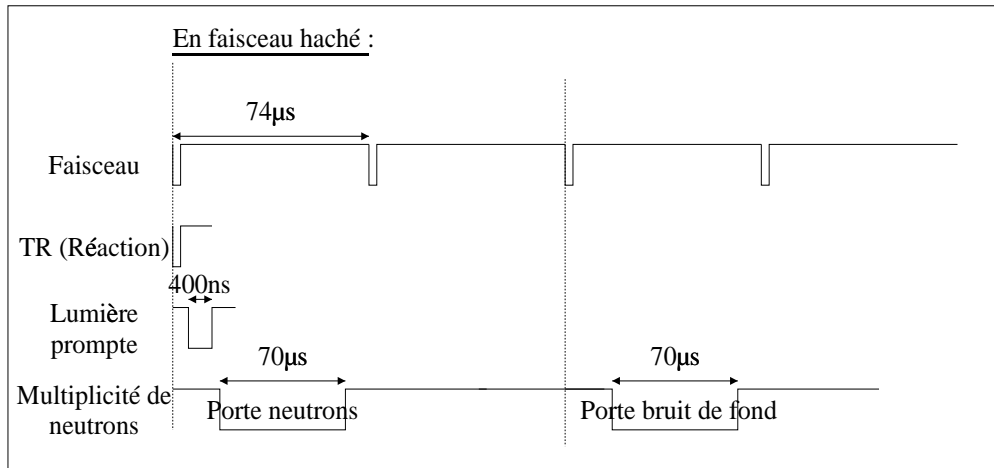


FIG. 4.4 – Chronogramme d'ouverture des portes de mesure de la lumière prompte, de la multiplicité de neutrons et de la multiplicité de bruit de fond en faisceau haché.

4.2.3 Efficacité de détection

a) La réponse lente

L'efficacité de détection des neutrons est définie comme le rapport du nombre de neutrons détectés au nombre de neutrons émis :

$$\epsilon = \frac{N_{détectés}}{N_{émis}}$$

Les différentes contributions qui prennent part à l'efficacité de détection sont de natures différentes. Premièrement, le détecteur ORION, même s'il est un détecteur 4π , n'est pas de dimension infinie. Il se peut qu'un neutron traverse l'ensemble de la cuve sans pour autant être détecté. Deuxièmement, la qualité de la collection de la lumière produite peut être un facteur limitant. Enfin, les diverses réactions, mettant en jeu un neutron et un élément de la cuve, peuvent aussi être un facteur limitant de l'efficacité de détection.

La figure 4.5 montre les sections efficaces de réaction de l'ensemble des réactions possibles d'un neutron avec un des constituants de la cuve et ceci en fonction de l'énergie du neutron [Str78]. Pour des énergies inférieures à $8 - 10 \text{ MeV}$, les réactions de diffusions élastiques prédominent tandis que pour des énergies supérieures, diverses réactions non élastiques prennent part à la section efficace totale et peuvent influencer sur l'efficacité.

La figure 4.6 donne pour des neutrons émis isotropiquement dans le laboratoire l'efficacité de détection totale pour ORION et pour un détecteur de volume infini. L'efficacité de détection est voisine de 90 % pour les neutrons de faibles énergies. Une chute de l'efficacité apparaît pour ORION pour des énergies de neutrons au delà de 10 MeV , ce qui correspond à l'ouverture de réactions non élastiques, conformément à la figure 4.5. Cette courbe d'efficacité a été mise au point à partir du programme de simulation DENIS développé

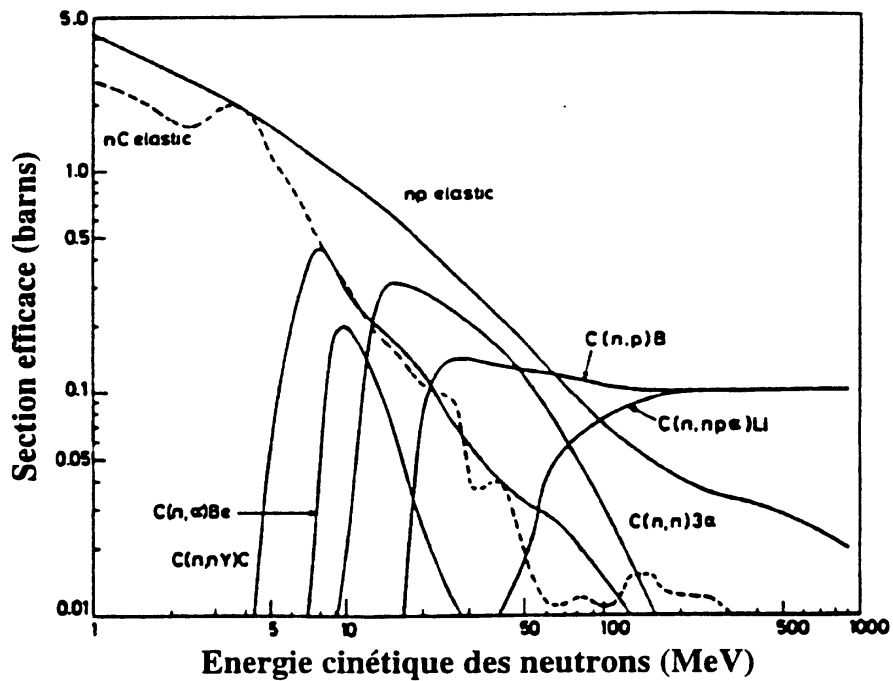


FIG. 4.5 – Évolution en fonction de l'énergie cinétique des neutrons de l'ensemble des sections efficaces de réactions entre un neutron et un constituant de la cuve d'ORION [Str78].

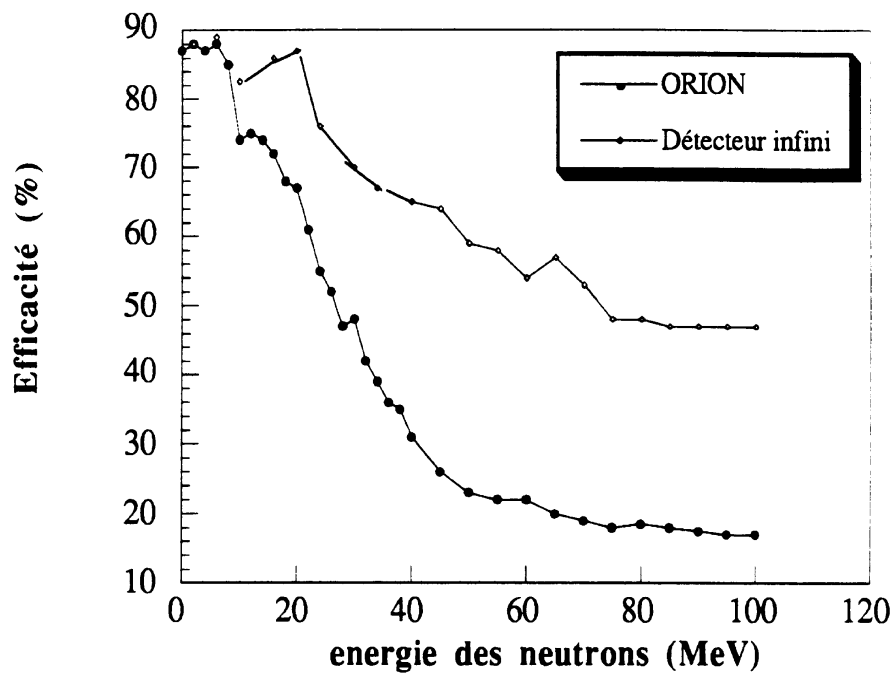


FIG. 4.6 – Efficacité de détection pour le détecteur ORION et pour un détecteur de volume infini (figure extraite de [Bre93]).

par J. Poitou et C. Signarbieux [Poi74]. DENIS est l'acronyme de “*Detection Efficiency of Neutrons In Scintillators*”.

DENIS est un programme de simulation de type Monte-Carlo qui prend en compte la géométrie complète du détecteur, l'ensemble des caractéristiques de la source d'émission de neutrons (nature, position, vitesse, angle), l'ensemble des réactions possibles mettant en jeu un neutron (depuis son entrée dans la cuve jusqu'à son éventuelle capture par un atome de gadolinium) et ceci pour simuler l'efficacité de détection aux neutrons. Nous reparlerons de l'utilisation de ce code de simulation dans le chapitre 5 pour ce qui concerne la reproduction des données obtenues avec les sources de californium et la simulation de l'efficacité de détection lorsque la source d'émission est un noyau de plomb excité en mouvement.

b) La réponse rapide

Pour déclencher l'analyse de la réponse rapide d'ORION, au moins deux photo-multiplificateurs doivent avoir dépassé un seuil imposé par des discriminateurs. Si le dépôt d'énergie dans le scintillateur ne permet pas de passer systématiquement ces seuils, alors l'efficacité de détection pour la *lumière prompte* n'est plus de 100%. L'efficacité de la *lumière prompte* a été étudiée expérimentalement [Per97]. Elle est de l'ordre de 70 à 80% pour un neutron d'énergie entre 10 et 35 MeV . Dans notre expérience, nous allons nous intéresser à des noyaux de plomb d'énergie d'excitation globalement supérieure à 100 MeV et entraînés à environ 29 MeV/u . Ces noyaux vont émettre au moins 7 neutrons d'énergie voisine de 30 MeV . Nous considérerons donc l'efficacité de détection pour la *lumière prompte* comme voisine de 100%.

4.3 Le goniomètre

Le goniomètre utilisé a servi à l'alignement de l'axe cristallin $\langle 110 \rangle$ du monocristal de silicium dans la direction de l'un ou l'autre des deux télescopes T_1 ou T_2 . Le goniomètre permet les cinq degrés de liberté suivants : les trois rotations et les deux translations dans le plan transverse au faisceau. Nous allons expliciter la manière de procéder à cet alignement.

Posons d'abord les bases de la structure cristalline du silicium. C'est une structure diamant basée sur la tétravalence du carbone. Elle est représentée sur la figure 4.7-a et peut être vue de deux manières différentes :

- Soit un assemblage de tétraèdres partageant leurs sommets dans toutes les directions de l'espace. La distance entre deux atomes peut être facilement déduite. Elle est environ de 2.35 Å.
- Soit un réseau imbriqué de deux réseaux cubiques faces centrées décalés l'un par rapport à l'autre du quart de la diagonale de la maille élémentaire.

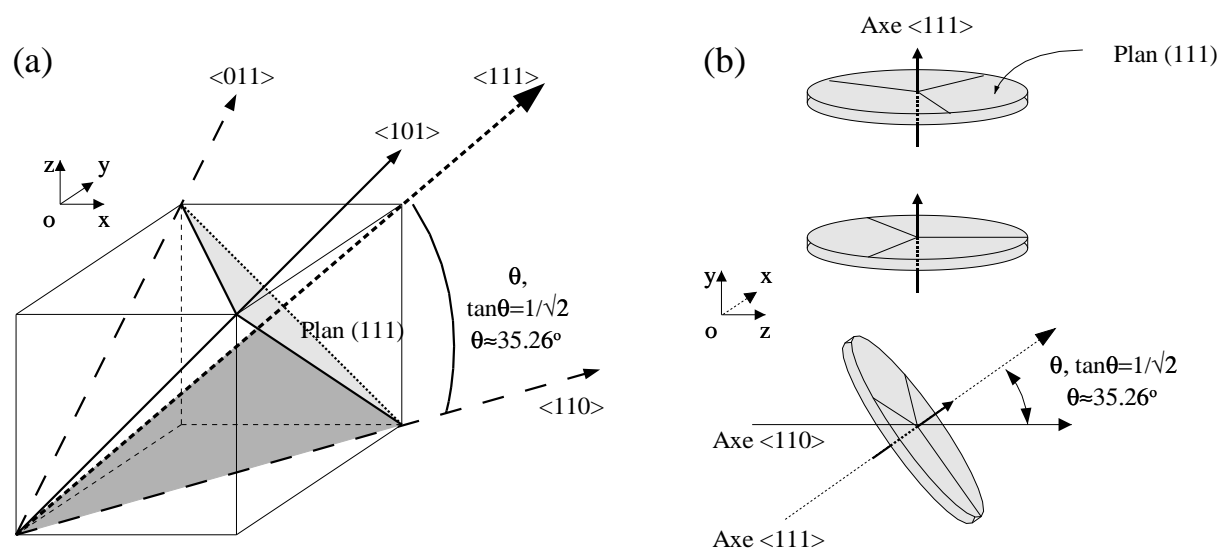


FIG. 4.7 – (a) Maille élémentaire d'un monocristal de silicium et visualisation des 3 axes $\langle 110 \rangle$, de l'axe $\langle 111 \rangle$, du plan (111) et de l'angle θ entre les axes $\langle 111 \rangle$ et $\langle 110 \rangle$. (b) Méthode d'ajustement d'un axe $\langle 110 \rangle$ d'une cible de monocristal de silicium dans le plan de réaction (plan (xoz) défini sur la figure). Au centre, les trois directions définies par les projections des 3 axes $\langle 110 \rangle$ sur le plan $\langle 111 \rangle$ qui constituent les faces du cristal sont également montrées.

Dans la deuxième représentation, les directions définies par les axes $\langle 110 \rangle$, $\langle 011 \rangle$ et $\langle 101 \rangle$, qui sont des directions équivalentes, constituent une pyramide dont chaque côté est un triangle équilatéral et dont un axe de symétrie est l'axe $\langle 111 \rangle$. L'angle θ entre l'axe $\langle 111 \rangle$ et l'un des trois autres axes est tel que $\tan\theta = 1/\sqrt{2}$ (soit $\theta \approx 35.26^\circ$). Dans le plan perpendiculaire à l'axe $\langle 111 \rangle$ (noté plan (111)), la projection des trois directions équivalentes à l'axe $\langle 110 \rangle$ sur ce plan font entre elles un angle de 120 degrés.

La méthode de fabrication par croissance épitaxiale sur un substrat (111) impose que les faces du cristal ainsi créées sont des plans (111). Une image photo de diffraction X par transmission d'un faisceau perpendiculaire au cristal et donc au plan (111) permet de voir les trois directions privilégiées correspondant aux projections des trois axes $\langle 110 \rangle$ sur le plan (111), conformément au schéma de la figure 4.7-b. Soit comme référence le repère orienté (oxyz) défini sur la figure 4.7-b, où (oz) est la direction du faisceau, (xoz) le plan de réaction et (oy) définit pour l'instant l'axe $\langle 111 \rangle$ du monocristal. La cible est tournée autour de cet axe (oy) pour faire coïncider la direction définie par la projection d'un axe $\langle 110 \rangle$ sur le plan (111) avec l'axe (oz). Il suffit alors de faire tourner la cible autour de l'axe (ox) vers la droite de l'angle $(\pi/2 - \theta)$ avec θ défini ci-dessus pour faire coïncider l'axe $\langle 110 \rangle$ avec l'axe du faisceau. La rotation autour de l'axe (ox) n'est plus utilisée. Une dernière rotation autour de l'axe (oz) est faite pour éviter qu'un plan du réseau cristallin ne coïncide avec le plan de réaction, afin d'éviter des phénomènes de canalisations dans le plan cristallin. La rotation autour de l'axe (oy) permet d'orienter l'axe $\langle 110 \rangle$ dans la direction de l'un des deux télescopes T_1 ou T_2 . L'alignement précis sur T_1 ou T_2 se fait finalement par tâtonnements jusqu'à voir apparaître l'image de blocage (cf. figure 3.5

Télescope	T_1	T_2	T_4	T_5
Angle (degrés)	5 ± 0.5	1 ± 0.5	$[-4.7; -8.1]$	$[-8.1; -12.6]$
Structure	3 étages Si	2 étages Si	2 étages Si	2 étages Si
	$150\mu m$	$150\mu m$	$150\mu m$	$150\mu m$
	$500\mu m$ $750\mu m$	$500\mu m$	$500\mu m$	$500\mu m$
Surface (mm^2)	50×50	50×50	50×50	50×50
But	identification (Z_1, E_1) et localisation (X, Y)		identification (Z_2, E_2)	

TAB. 4.1 – Caractéristiques des télescopes T_1 à T_5 .

page 63) et les creux de blocages sur les distributions angulaires (cf. figure 3.6 page 64).

Les deux translations dans le plan transverse au faisceau permettent de changer le point d'impact du faisceau sur la cible. Toute dégradation éventuelle des propriétés du cristal à cause de la forte intensité du faisceau est ainsi évitée. La translation suivant la direction (oy) permet aussi de placer la cible hors faisceau.

4.4 Les télescopes T_1 , T_2 , T_4 et T_5

Les deux télescopes T_1 et T_2 permettent à la fois l'identification du numéro atomique, la mesure de l'énergie cinétique ainsi que la localisation précise des noyaux qui les traversent. Le télescope T_1 est utilisé pour les fragments de fission, le télescope T_2 , de par sa position, est dédié plus spécialement à la diffusion élastique des ions plomb du faisceau. Les deux autres télescopes ont servi uniquement à l'identification en numéro atomique et en énergie cinétique des fragments. La mesure en coïncidence de fragments émis dans la direction de T_1 et dans la direction couverte par les deux télescopes T_4 et T_5 a ainsi permis de sélectionner les fragments de fission. Les caractéristiques et les domaines de couvertures angulaires de chacun des télescopes sont indiqués dans la table 4.1. Les tensions de polarisation des deux étages des télescopes T_4 et T_5 furent respectivement de $-50 V$ et de $-150 V$, celles des télescopes T_1 et T_2 de 22 et 60 V (la tension de polarisation du troisième étage de T_1 était également de $-150 V$).

Chacun des télescopes T_1 et T_2 est constitué de deux étages de détection conformément à la figure 4.8. Chaque étage est formé d'un détecteur à pistes sur la face avant (qui permet la localisation à une dimension) avec une mesure d'énergie sur la face arrière. L'épaisseur des deux premiers étages est de $150 \mu m$ et de $500 \mu m$. Un troisième étage de $750 \mu m$ a été ajouté au détecteur T_1 pour identifier les fragments traversant l'étage de $500 \mu m$. Dans la pratique, tous les fragments de fission analysés étaient arrêtés dans les deux premiers étages et le troisième n'a servi qu'à rejeter quelques fragments de masse intermédiaire. La détermination des énergies ΔE et E_{res} suit la formule de Bethe et Bloch [Bet30], formule qui relie la perte d'énergie par unité de longueur de matériau traversé par interaction électromagnétique de la particule chargée avec les électrons des atomes de ce matériau :

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

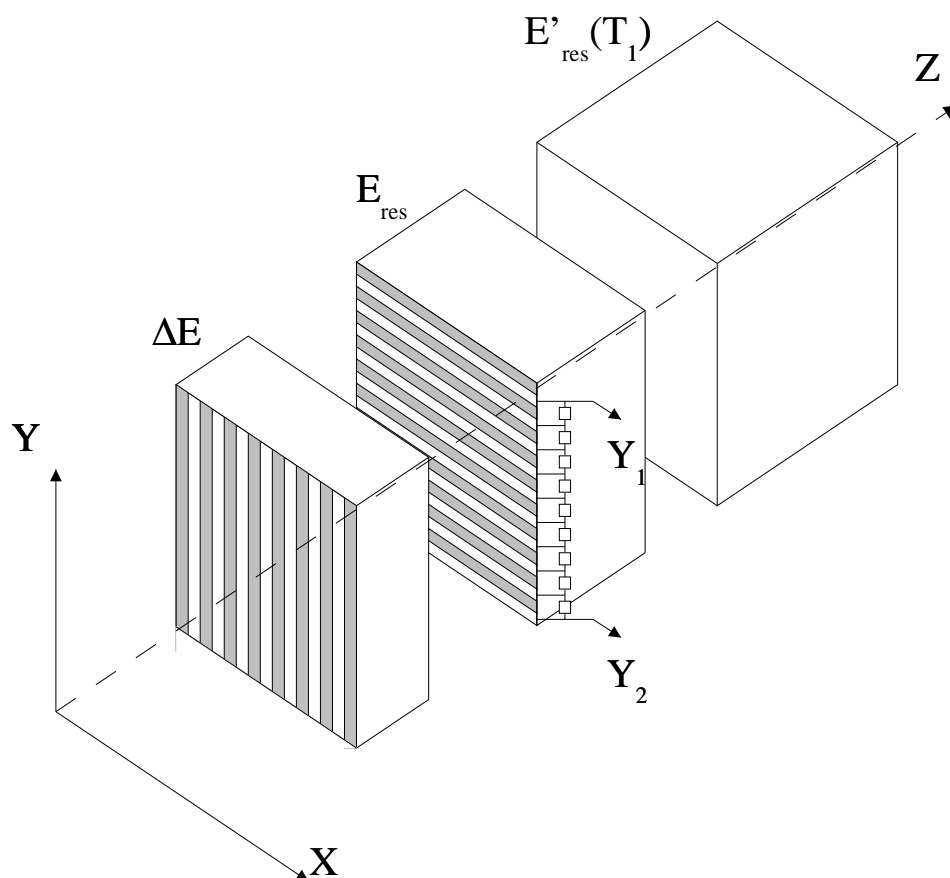


FIG. 4.8 – Vue des deux étages de détection des télescopes T_1 et T_2 . Le troisième étage est propre uniquement à T_1 (voir texte). Sur le deuxième étage, le schéma de principe des lignes de résistances et des signaux Y_1 et Y_2 qui permettent l'identification du numéro de la piste touchée est également montré (cas simplifié où toutes les pistes forment un unique secteur d'identification, voir figure 4.9 pour la description complète).

Secteur	Nombre de pistes	Numéro des pistes
1	25	1,3,...,49
2	50	2,4,...,100
3	50	51,53,...,149
4	50	102,104... ,200
5	50	151,153,... ,249
6	25	202,204... ,250

TAB. 4.2 – Correspondance entre les numéros de pistes et le numéro d'un secteur pour les détecteurs à pistes X et Y des télescopes T_1 et T_2 .

où :

- z , v et E sont respectivement la charge, la vitesse et l'énergie de l'ion incident,
- Z , N et I respectivement la charge, le nombre d'atomes par unité de volume et l'énergie d'ionisation du milieu traversé,
- m_e la masse de l'électron,
- $\frac{C_k}{Z}$ un terme correctif qui tient compte du fait que les électrons de la couche K sont très difficiles à ioniser.

En ce qui concerne la face avant des détecteurs de T_1 et T_2 , chaque détecteur est constitué de 250 pistes regroupées en six secteurs de 25 ou 50 pistes chacun. Chacune des pistes fait $100\ \mu m$ de large et elles sont séparées par un inter-piste de $100\ \mu m$. Par convention, nous appellerons respectivement X (Y) la direction perpendiculaire aux pistes du détecteur placé en tête (en queue) du télescope et qui mesure sur sa face arrière la perte d'énergie ΔE (E_{res}), comme cela est représenté sur la figure 4.8.

La correspondance entre les différentes pistes et le numéro du secteur est donnée dans la table 4.2. Les pistes sont donc alternées d'un secteur à un autre, comme le montre la figure 4.9. Les pistes d'un même secteur étaient reliées par des résistances de $50\ \Omega$ et une résistance supplémentaire de $470\ \Omega$ était ajoutée afin d'assurer une collection non nulle à une des extrémités quand la première ou la dernière piste était touchée. Le signal collecté sur une piste se répartissait ainsi par division de charges entre les deux extrémités du secteur et la piste touchée a pu être déterminée avec une précision d'une piste, soit une précision de $200\ \mu m$ (cf. section 5.4 page 115).

4.5 Conditions de prises de données

Les faisceaux délivrés au GANIL le sont sous la forme de paquets de particules. La fréquence fournie est déterminée par la fréquence des tensions accélératrices des deux cyclotrons ($f = 7.82\ MHz$, $T = 128\ ns$). Ceci correspond au fonctionnement en faisceau continu. Étant donné que la durée minimale pour que la capture des neutrons soit complète (cf. figure 4.3 page 76) est de l'ordre de $70\ \mu s$, la solution idéale pour utiliser la

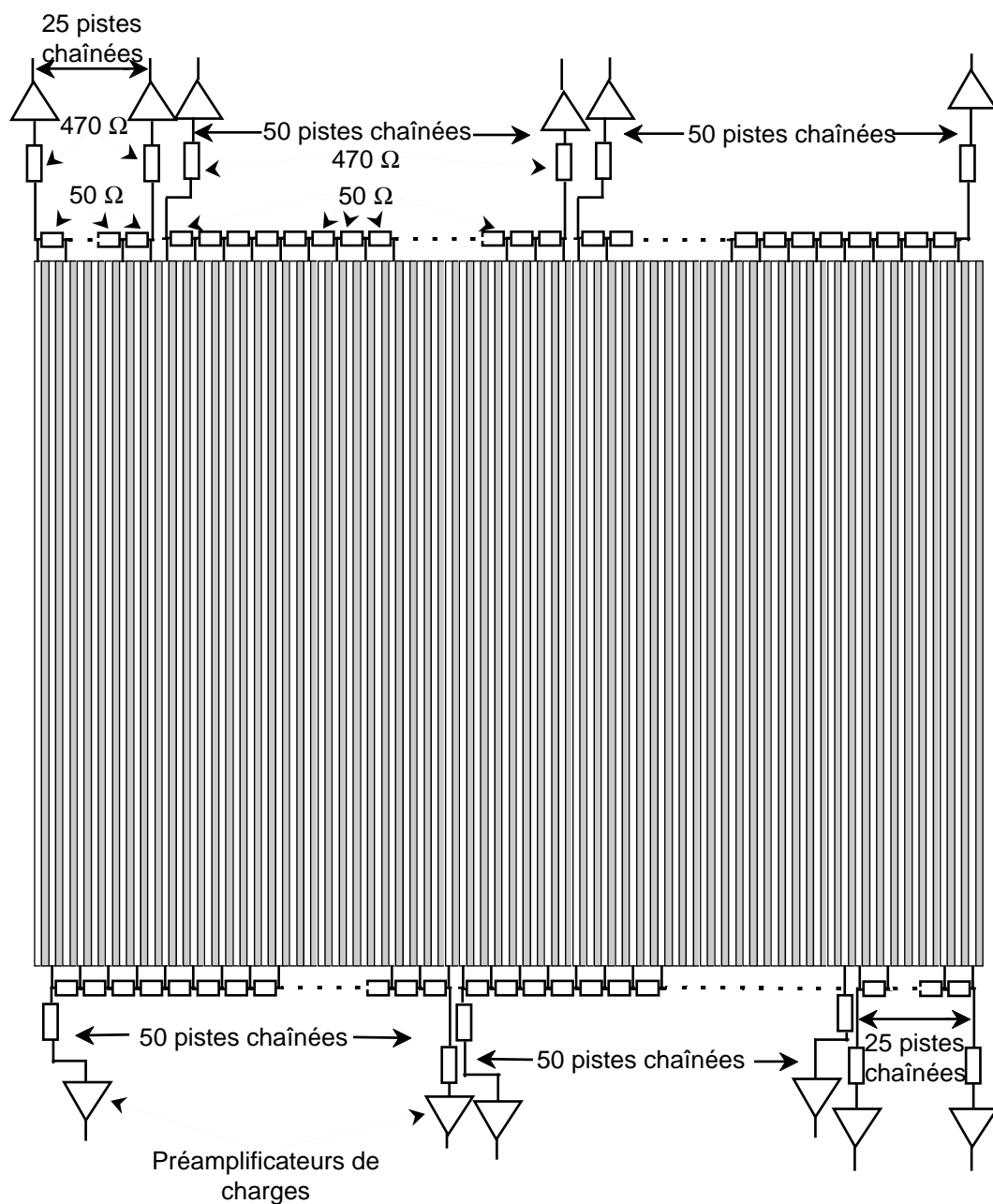


FIG. 4.9 – Disposition des pistes et des ponts de résistances associés pour la face avant de l'étage ΔE du télescope T_1 (ou T_2).

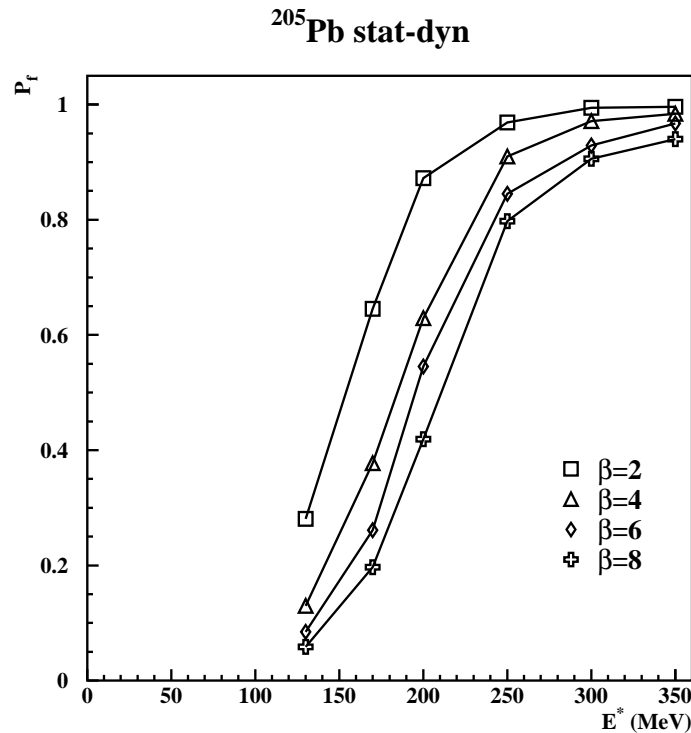


FIG. 4.10 – Probabilité de fission d’un noyau ^{205}Pb en fonction de son énergie d’excitation, pour différents coefficients de dissipation β . Les calculs ont été effectués à l’aide du modèle statistique dynamique (cf. section 2.4.2 page 40). β est exprimé en unités 10^{21}s^{-1} .

réponse lente d’ORION serait de travailler avec une période d’occurrence d’un paquet de faisceau supérieure à $70\mu\text{s}$. Ainsi, on est assuré d’avoir au plus une réaction toutes les $70\mu\text{s}$ (en négligeant la probabilité d’avoir deux réactions dans le même paquet) et la multiplicité de neutrons peut être directement mesurée. Ceci est possible au GANIL grâce à un suppresseur de paquets qui ne laisse passer qu’un paquet sur N . L’intensité du faisceau ainsi hachée se trouve malheureusement réduite également d’un facteur N , limitant ainsi fortement le taux de réactions.

4.5.1 Spécificités de l’expérience $Pb + Si$

Pour l’expérience précédente $U + Si$ à $24\text{MeV}/u$ [Gol99], la grande probabilité de fission du noyau d’uranium quelle que soit l’énergie d’excitation a permis d’utiliser le mode de fonctionnement en faisceau haché pour la prise de données. En ce qui concerne le noyau ^{208}Pb , nous nous attendons à un taux de fissions beaucoup plus faible à cause de sa barrière de fission beaucoup plus élevée. Nous avons représenté sur la figure 4.10 la probabilité de fission du noyau ^{205}Pb en fonction de son énergie d’excitation initiale, pour différents coefficients de dissipation β . Pour une énergie d’excitation initiale inférieure à 200MeV et un coefficient $\beta = 8 \times 10^{21}\text{s}^{-1}$, nous observons une probabilité de l’ordre de 40 %. Pour une énergie de 100MeV , elle chute à environ 5 %, rendant impossible l’utilisation du faisceau haché pour de telles mesures.

Pour espérer atteindre de faibles énergies d'excitation, il a donc fallu utiliser un faisceau continu de haute intensité (de l'ordre de 2.5 nA), qui a rendu la mesure de la multiplicité de neutrons impossible à cause des nombreuses réactions empilées pendant la gamme de temps de $70 \mu\text{s}$. Seule la mesure de la *lumière prompte* d'ORION reste corrélée à haute intensité à la réaction qui a déclenché la mesure. Le taux de double réactions pendant les 400 ns d'intégration de la *lumière prompte* (correspondant à 4 périodes de faisceau) peut être considéré comme négligeable. En prenant en compte les temps morts liés à l'acquisition et au stockage de données, nous avons obtenu un taux de l'ordre de 300 à 600 acquisitions par seconde au cours de l'expérience.

Pour être capable de remonter à la multiplicité de neutrons, une courte prise de données, en faisceau haché, a été effectuée pour mesurer la corrélation entre la *lumière prompte* d'ORION et la multiplicité de neutrons. Ce type de corrélation a déjà été exploité pour déterminer l'énergie d'excitation pour le système $Pb + Au$ [Mor95c]. Nous avons travaillé avec un paquet conservé tous les 580 paquets, soit une période de $74 \mu\text{s}$ (cf. figure 4.4 page 78).

Nous avons calibré l'efficacité d'ORION et la réponse des différents photo-multiplicateurs d'ORION à l'aide de deux sources de californium. Le principe de ces calibrations sera détaillé aux sections 5.1.3 page 97 et 5.1.5 page 103. Nous avons été amenés à modifier les gains des amplificateurs des photo-multiplicateurs. Les sources de Californium permettent de calibrer la réponse de l'ensemble des photo-multiplicateurs d'ORION pour un taux d'émission de neutrons connu. Deux sources ont été utilisées, l'une placée proche du porte cible et permettant de calibrer la réponse des photo-multiplicateurs des secteurs A, B, C, D et F (on parlera de source Cf en position centrale), l'autre source placée à proximité du secteur E et permettant de calibrer la réponse des photo-multiplicateurs des secteurs F et E (on parlera alors de source Cf en position avancée). La prise de données vis à vis de ces deux sources s'est faite l'une après l'autre. Ceci a permis d'obtenir une calibration de l'ensemble des photo-multiplicateurs d'ORION. Au cours de la période de temps en faisceau continu, seule la source en position centrale était présente. Ces sources sont composées de la source de ^{252}Cf accolée à une diode au silicium qui génère un signal à chaque fission, signal qui servira au niveau de l'acquisition.

4.5.2 Alternance $T_1 T_2$

La prise de données en faisceau continu s'est faite en alternance entre les télescopes T_1 et T_2 pour contrôler la détérioration du réseau cristallin du monocristal de silicium. Une prise de données sur le télescope T_2 avant et après la prise de données sur le télescope T_1 permettait :

1. de valider l'utilisation du nouveau point d'impact choisi,
2. de déterminer les durées de prise de données sur T_1 avec ce point d'impact avant la détérioration du cristal,
3. de confirmer la mesure faite en 2. en vérifiant la structure cristalline de la cible en comparant les données de 1. et de 3..

Le changement d'impact au niveau de la cible se faisait via le goniomètre.

En résumé,

Les conditions de prises de données se scindent en trois parties :

- A haute intensité en faisceau continu, les données sur la détection des fragments et sur la *lumière prompte* d'ORION sont stockées.
- En faisceau haché (et donc à plus faible intensité), la corrélation entre la *lumière prompte* et la multiplicité de neutrons est mesurée.
- Une courte période sans faisceau sert à la calibration des photo-multiplieurs d'ORION pour une détermination de la *lumière prompte*.

Nous développerons dans le chapitre 5 à la fois la partie qui traite de la calibration des photo-multiplieurs d'ORION pour extraire la *lumière prompte* et la manière d'accéder à une énergie d'excitation à partir de la corrélation entre la *lumière prompte* et la multiplicité de neutrons faite en faisceau haché.

4.6 Partie électronique et acquisition

Le schéma électronique complet, représenté sur la figure 4.11, peut être facilement scindé en quatre parties distinctes qui sont les suivantes :

- Le traitement électronique des signaux des détecteurs T_1 à T_5 (à gauche de la figure),
- Le traitement électronique du signal d'ORION (en haut à droite),
- La logique de décision (au centre),
- La partie ajoutée lors de l'utilisation du faisceau sous forme faisceau haché (en bas à droite).

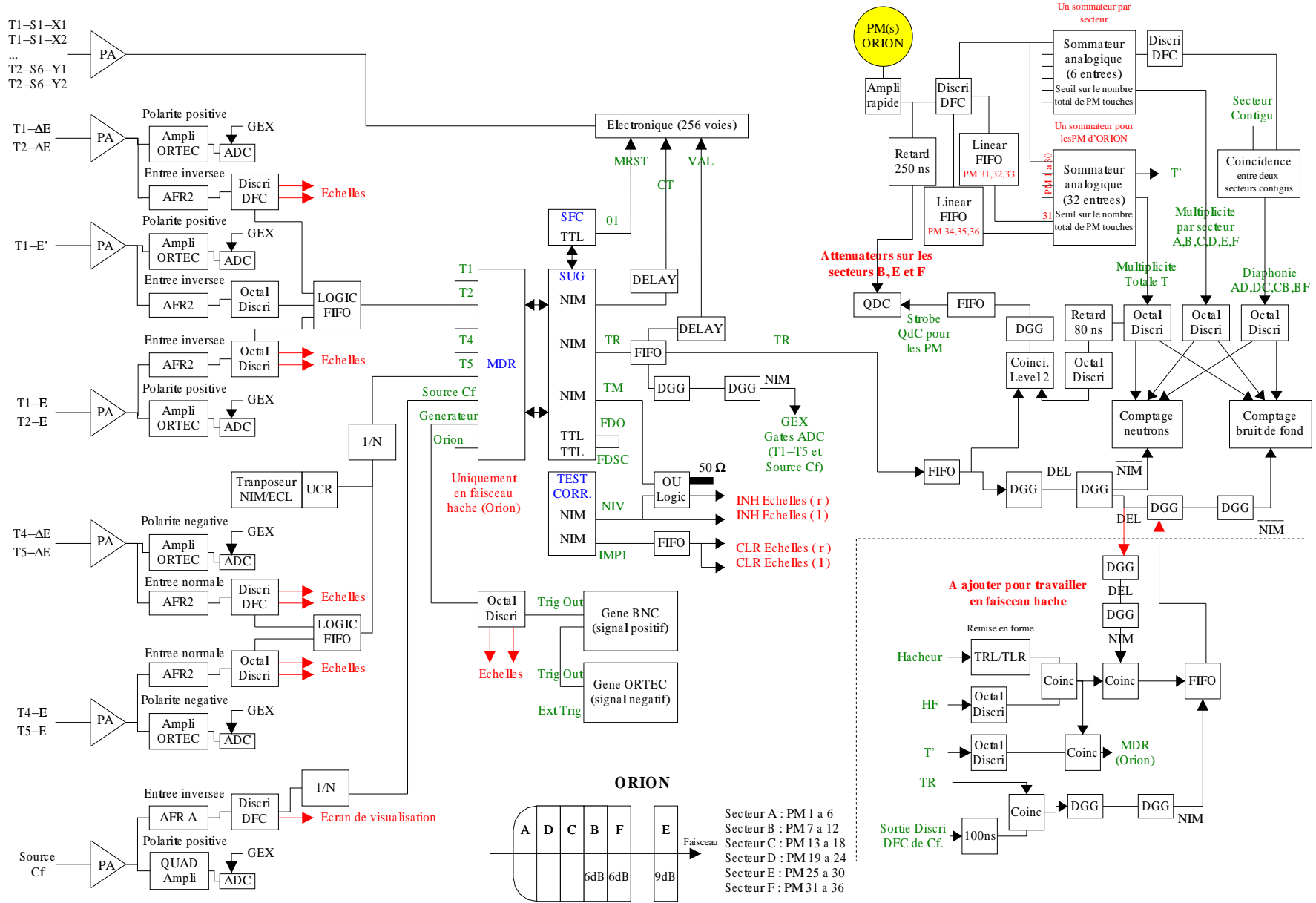
La partie électronique liée à la logique de détection est intimement reliée avec le programme informatique qui gère l'acquisition et le stockage des données sur bande.

4.6.1 Les télescopes T_1 à T_5

Chacune des voies qui sont reliées à la mesure de la perte d'énergie ΔE et de l'énergie résiduelle E_{res} dans le télescope a pour support le même dispositif électronique (cf. figure 4.11). Les signaux sont d'abord pré-amplifiés puis séparés en deux de la manière suivante :

- Une partie est dirigée vers un amplificateur puis un codeur (ADC) pour le stockage des données. Le signal pour effectuer le stockage (GEX) est généré au niveau de la logique de décision.

FIG. 4.11 – Schéma électronique de l'expérience Pb + Si à 29 MeV/u.



- L'autre partie sert à la logique de décision. Elle est dirigée vers un amplificateur rapide pour conserver l'arrivée en temps du signal, puis vers un discriminateur à fraction constante (DFC) qui délivre un signal logique.

Un OU logique entre les signaux ΔE et E_{res} permet de garder en considération des fragments qui déposent toute ou partie de leur énergie dans les deux détecteurs. Cette sortie logique est alors envoyée sur une des voies du module MDR. Sur les détecteurs T_4 et T_5 , il a été simplement ajouté entre la sortie du OU logique et le MDR un module échantillonneur permettant d'acquérir en inclusif un événements détecté pour T_4 ou T_5 sur N événements.

Alors que les télescopes T_4 à T_5 ne mesurent que la perte d'énergie et l'énergie résiduelle, les télescopes T_1 et T_2 permettent aussi une localisation en X et en Y . En ce qui concernent les signaux relatifs à la localisation, chacun nécessite un pré-amplificateur, un amplificateur et un codeur. Les pré-amplificateurs ont été montés lors de l'expérience, mais en ce qui concerne le système amplificateur-codeur, nous avons utilisé un module électronique déjà présent et qui permet de traiter avec un minimum d'encombrement les 48 signaux de sorties des détecteurs à pistes de T_1 et T_2 (module noté Électronique 256 voies sur la figure 4.11).

4.6.2 L'électronique d'ORION

L'électronique d'ORION a pour but de mesurer les deux types de lumière générée par les neutrons. Le schéma électronique d'ORION a été agrandi et est représenté sur la figure 4.12. Les signaux de tous les photo-multiplicateurs (PM) d'ORION sont traités de la manière suivante. Chaque signal d'un PM est dirigé vers un amplificateur rapide. L'intégration de la *lumière prompte* recueillie se fait sur une largeur de 400 ns , en coïncidence en temps avec le signal TR délivré par la logique de décision. Une atténuation de 6 dB a été introduite sur la *lumière prompte* des secteurs B et F et de 9 dB sur le secteur E . L'intégration de la *lumière prompte* recueillie est réalisée par des codeurs de charge (QDC).

Pour la mesure de la multiplicité de neutrons (on rappelle que la capture d'un neutron se fait aléatoirement sur une période de temps de $70\text{ }\mu\text{s}$ avec une probabilité définie par l'équation 4.1 page 77 et génère en moyenne $3\text{ }\gamma$), les signaux sont transformés en signaux logiques par l'intermédiaire d'un discriminateur à fraction constante (DFC).

Ces signaux sont sommés secteur par secteur (multiplicité $M(A)$ à $M(F)$) ou de manière totale (multiplicité $M(T)$). Le signal T correspondant à la multiplicité totale consiste à sommer la réponse issue des discriminateurs (signal logique) des 36 PM d'ORION. L'amplitude du signal est proportionnelle au nombre de PM touchés. Un seuil a été appliqué sur cette réponse T pour ne la garder que lorsqu'au moins deux PM sont touchés en coïncidence en temps, ce qui signe (à priori) la capture d'un neutron. Ce même seuil est appliqué pour la détermination des multiplicités par secteur. D'autres seuils existent comme ceux des discriminateurs en aval de la réponse des PM. A partir des réponses de chaque secteur, les coïncidences entre secteurs contigus sont aussi utilisées pour prendre en

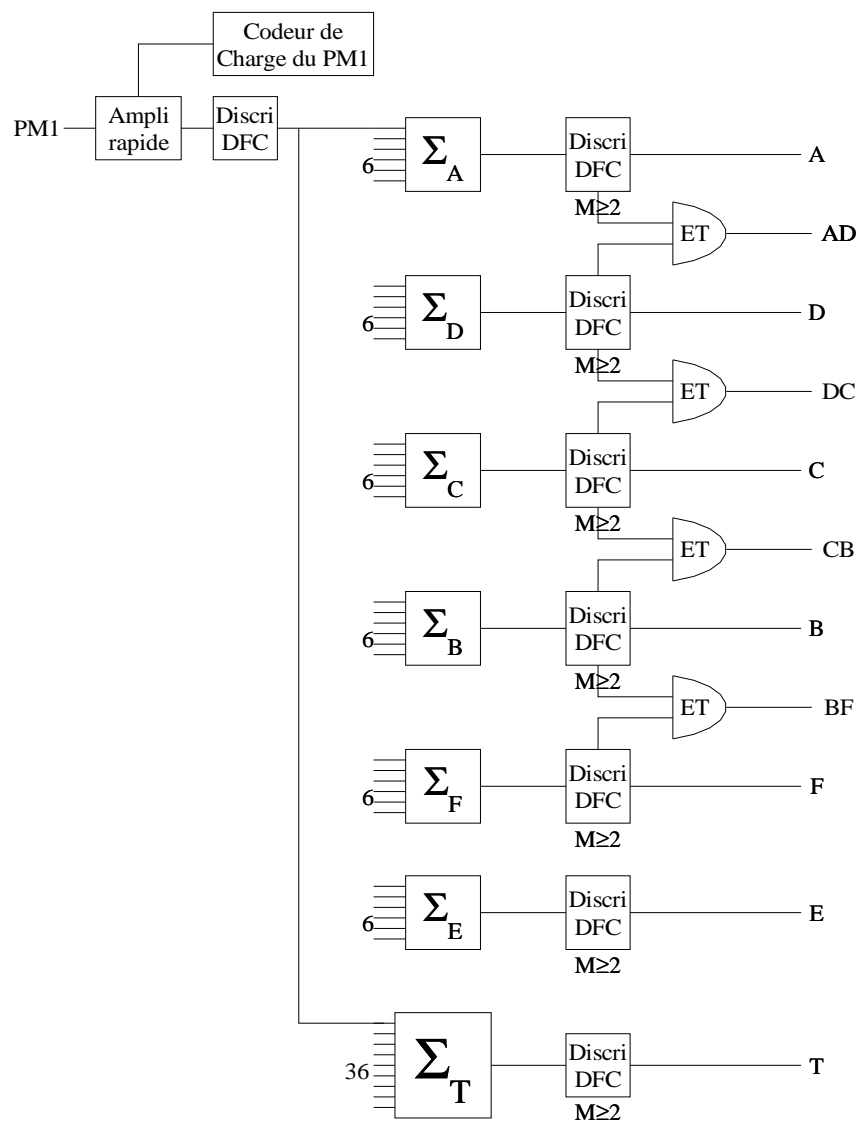


FIG. 4.12 – Schéma électronique d'ORION permettant de mesurer la multiplicité totale, par secteur et par secteurs adjacents. $M \geq 2$ est le nombre de signaux logiques imposés en coïncidence (figure adaptée de [Per97]).

compte le problème de diaphonie (multiplicité $M(AD)$, $M(DC)$, $M(CB)$ et $M(BF)$). La diaphonie correspond au passage d'un γ créé après la capture d'un neutron, par exemple un γ résultant de la désexcitation du gadolinium, du secteur où il a été créé à un secteur voisin. Ce γ génère alors dans le secteur voisin de la lumière qui va donner des impulsions sur les photo-multiplicateurs. Ces impulsions ne correspondent pas à un neutron. La multiplicité totale est reliée à la multiplicité par secteur et par secteur contigus suivant la formule :

$$M(T) = \sum_{S=A,B,C,D,E,F} M(S) - (M(AD) + M(DC) + M(CB) + M(BF))$$

Il suffit désormais de prendre en compte les temps mis en jeu dans le phénomène physique de la mesure de neutrons par ORION exposés dans le paragraphe 4.2, pour déterminer les largeurs des portes d'intégrations durant lesquelles les multiplicités seront comptées. Deux portes de $70 \mu s$, espacées de $148 \mu s$, sont ouvertes peu de temps après l'arrivée du signal TR, conformément à la figure 4.4 de la page 78.

Le signal TR est la validation à la fois qu'une réaction nucléaire a eu lieu (coïncidence en temps) et que les informations des détecteurs peuvent être stockées. La manière dont ce signal est créé sera expliqué dans le paragraphe suivant. La seconde porte d'intégration est une mesure du bruit de fond, parce qu'elle permet de mesurer la multiplicité de neutrons de façon complètement décorrélée en temps avec la réaction proprement dite.

4.6.3 La logique de décision

L'utilisation des modules pour la logique de décision a pour but, comme son nom l'indique, de gérer la prise en compte ou le rejet d'un événement. Dans le cas où l'événement est accepté, il faut alors mettre en coïncidence en temps tous les signaux pour le traitement de l'information, pour leur codage, et l'écriture sur bandes des valeurs codées. Toute une série de modules, dédiés spécialement à cet effet, ont été développés au GANIL [Mar85]. Dans le cadre de cette expérience, deux modules (MDR et SUG) ont été utilisés dans la configuration de fonctionnement où le MDR (Module de Décision Rapide) permet de valider ou non un événement.

Dès qu'un des signaux logiques arrive sur une des voies d'entrée du MDR, le SUG (Séquenceur d'Utilité Générale) envoie au MDR un signal rapide TR. Pendant cette période de temps, le MDR vérifie si la configuration présente sur l'ensemble de ses huit voies d'entrée correspond à une configuration qu'il faut retenir. Pour cela, des matrices de configurations peuvent être programmées au sein du MDR. Dans le cas d'une bonne configuration, la communication entre MDR et SUG permet au SUG d'envoyer les trois signaux suivants :

- Le même signal rapide TR est envoyé vers tous les systèmes de codage,
- Un ordre de pré-analyse (OPA) est généré à la fin du signal TR,

- Un temps mort (TM) est aussi généré pour “bloquer” la logique de décision pendant le temps nécessaire au codage des données, à la lecture des codeurs et à l’écriture de ses valeurs sur bandes. Pendant la durée du temps mort (TM), le processus de communication entre les deux modules MDR et SUG est gelé.

Au cours de l’expérience, toutes les configurations possibles à l’entrée du MDR ont été retenues comme un événement à garder. L’ensemble des sept signaux sur les huit voies du MDR permettant de déclencher l’acquisition de données sont les suivants :

- Les deux signaux logiques provenant des télescopes T_1 et T_2 ,
- Les deux signaux logiques provenant des télescopes de coïncidence T_4 et T_5 ,
- Le signal logique provenant d’une des sources de californium,
- Un signal relié à un générateur d’impulsion. Ceci pour contrôler la dérive au cours du temps des chaînes électroniques,
- Un signal logique relié à la réponse rapide d’ORION. Ce signal a été utilisé uniquement pour la période de temps en faisceau haché (cf. section 4.5). Il provient de la coïncidence triple (cf. figure 4.11 en bas à droite) entre le signal de la haute fréquence (HF) qui délivre les paquets de faisceau, le signal du hacheur (qui permet de ne faire passer un paquet toutes les $74 \mu s$ au lieu des $100 ns$ en faisceau continu) et le signal rapide d’ORION (signal logique T' de la multiplicité totale). Il est impossible d’utiliser ce signal en faisceau continu parce que le bruit de fond sur ORION déclencherait intempestivement l’acquisition. Nous avons préféré le supprimer plutôt que d’utiliser des matrices de configurations au sein du MDR.

Pendant la période de temps du faisceau continu, l’acquisition est déclenchée principalement par les réponses des détecteurs T_1 à T_5 . Au cours de la période du faisceau haché, c’est la réponse rapide d’ORION qui principalement vient déclencher l’acquisition. Pendant cette même période, la porte de comptage du bruit de fond est ouverte par la coïncidence simple entre la HF et le signal du hacheur (cf. figure 4.11), ce que nous retrouvons sur le chronogramme d’ouverture des portes d’intégrations à la page 78. Pour la courte période de temps sans faisceau lié à la calibration des réponses des photomultiplicateurs d’ORION et de l’efficacité d’ORION, l’acquisition était déclenchée par le signal logique provenant de la source de californium.

4.6.4 L’informatique d’acquisition

Un ordinateur VAX du GANIL a été utilisé pour lire les données stockées sur l’ensemble des codeurs et pour les écrire sur un support magnétique. Les différents modules électroniques mis à part l’électronique de localisation pour les télescopes T_1 et T_2 étaient montés sur chassis CAMAC. L’électronique de localisation était montée sur chassis VXI. La liaison entre cet ordinateur et l’ensemble des codeurs était réalisé par un bus VME. Le programme d’acquisition fut écrit en adéquation avec la structure générale d’acquisition du GANIL pour la gestion des événements.

Chapitre 5

Analyses

5.1 Détermination de l'énergie d'excitation

5.1.1 Méthode employée

Nous avons choisi la mesure des neutrons émis pour déterminer l'énergie d'excitation des noyaux fissionnant. Cependant, nous avons montré dans le chapitre 4 que les spécificités de l'expérience sur le plomb (section efficace de fission faible comparée à l'expérience $U + Si$) ne permettent pas d'utiliser la réponse lente d'ORION pour mesurer directement la multiplicité de neutrons. Ces conclusions ont amené à faire deux séries de mesures pour accéder à l'énergie d'excitation :

1. Avec un faisceau de haute intensité, nous avons mesuré les effets d'ombre associés à la fission et la *lumière prompte* d'ORION en coïncidence.
2. Avec un faisceau à faible intensité, nous avons mesuré la corrélation entre la *lumière prompte* d'ORION et la multiplicité de neutrons détectés.

A l'aide de ces deux séries de mesures, la détermination de l'énergie d'excitation s'est faite de la manière suivante :

1. Pour chaque valeur de *lumière prompte*, nous sommes passés par un calcul itératif du spectre de multiplicités de neutrons mesurés au spectre de multiplicités de neutrons émis. Ceci a été fait en tenant compte des mesures de bruit de fond et de l'efficacité de détection. La stabilité de la solution ainsi obtenue pour le spectre de multiplicités des neutrons émis a été vérifiée en modifiant les conditions initiales du calcul itératif.
2. A partir de la corrélation calculée à l'aide de programmes d'évaporations entre le nombre de neutrons émis et l'énergie d'excitation, nous avons déterminé la distribution des énergies d'excitation associées à chaque valeur de *lumière prompte*.

Cette procédure nous a permis de déterminer les distributions d'énergies d'excitation associées aux événements mesurés en inclusif, et, en prenant en compte les probabilités de fission mesurées pour chaque multiplicité de neutrons par le rapport entre le nombre

d'événements en inclusif et le nombre d'événements de fission détectés, de déterminer les distributions d'énergie d'excitation associés aux fissions. Ces distributions seront présentées et discutées dans le chapitre 6 (cf. section 6.2 page 121).

Dans la suite de ce chapitre, nous allons expliciter les différents points qui permettent d'accéder à l'énergie d'excitation. Nous allons discuter de la calibration de l'ensemble des photo-multiplicateurs (PM) d'ORION pour la détermination de la *lumière prompte*. Pour calculer les spectres de neutrons émis, un programme de déconvolution des effets de l'efficacité et de bruit de fond a été mis en oeuvre. Il sera présenté et discuté.

5.1.2 Corrélation entre multiplicité de neutrons émis et énergie d'excitation.

Cette corrélation s'extrait à partir de programmes de type Monte-Carlo qui traitent de manière statistique la désexcitation d'un noyau. Nous avons utilisé deux programmes de désexcitation très différents pour déterminer cette corrélation : PACE [Gav80] et GEMINI [Cha88]. Le code PACE qui a été utilisé ne traite pas l'émission à partir des fragments de fission et le calcul s'arrête dès que la fission a eu lieu. Le code GEMINI, en revanche, suit la désexcitation des fragments jusqu'à sa fin. Dans les calculs faits avec PACE, une barrière de fission artificiellement élevée a été introduite afin d'inhiber totalement la fission. Dans le cas de GEMINI, les barrières de fission de A.J. Sierk [Sie86] ont été utilisées. Les corrélations obtenues pour un noyau de plomb sont présentées sur la figure 5.1 à gauche pour différents isotopes et différents moments angulaires entre 0 et 800 MeV d'énergie d'excitation. Nous voyons que cette corrélation est quasi-indépendante du modèle choisi, du moment angulaire et de la fission ou non-fission du noyau. De même, la partie droite de la figure 5.1 montre que cette même corrélation peut être utilisée pour des noyaux voisins du plomb.

La corrélation qui a été utilisée par la suite pour relier un nombre de neutrons émis à une énergie d'excitation est celle pour le ^{205}Pb avec $L = 10\hbar$.

La corrélation présentée a été déterminée pour tous les types d'événements, quel que soit leur chemin de désexcitation. Cette corrélation doit être différente événement par événement si l'on n'émet que des neutrons, ou si des particules chargées sont également émises. Nous voyons sur la figure 5.1 qu'entre événements de fission et résidus d'évaporations cette corrélation est identique. Pour des événements qui émettent des particules chargées, la réduction de l'énergie d'excitation à cause de l'énergie emportée par ces particules chargées fait que l'on aura tendance à sous-estimer l'énergie d'excitation initiale de ces événements. Si les différents codes utilisés prédisent des multiplicités de particules chargées différentes (différence dans les barrières d'émission), les énergies moyennes emportées par ces particules restent en accord. Pour un alpha, l'énergie emportée maximale est de l'ordre de 20 MeV. Nous verrons que cette énergie est faible par rapport aux tranches en énergies d'excitation utilisées pour le suivi des effets d'ombre avec l'énergie d'excitation.

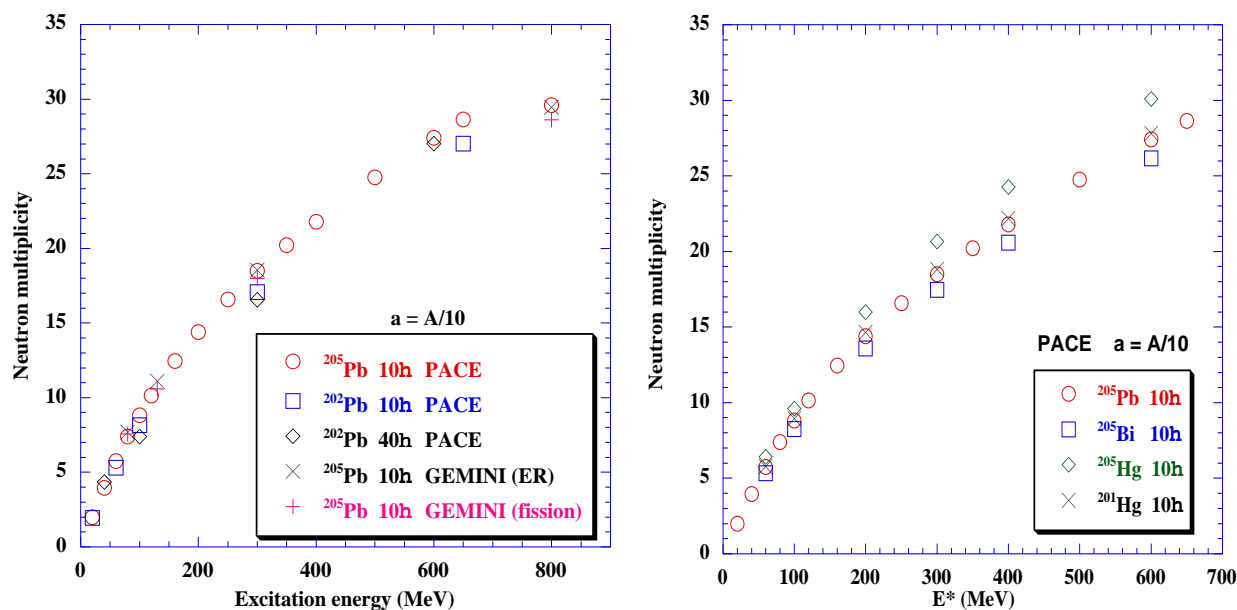


FIG. 5.1– A gauche, corrélation entre l'énergie d'excitation initiale et la multiplicité de neutrons émis pour deux isotopes de plomb, deux valeurs de moment angulaire, et pour les deux codes GEMINI et PACE. Pour le code GEMINI, les événements qui mènent à un résidu d'évaporation (ER) ont été différenciés des événements qui conduisent à la fission. A droite, même corrélation pour les noyaux proches du plomb (bismuth $Z = 83$ et mercure $Z = 80$).

5.1.3 Détermination de la lumière prompte

Pour déterminer la *lumière prompte* vue par ORION, il faut sommer pour chacun des secteurs la lumière vue par les six photo-multiplicateurs, puis sommer la lumière vue par les six secteurs. Pour cela, il faut calibrer en relatif chacun des PM et chacun des secteurs. En effet, les tensions des PM d'ORION utilisées dans l'expérience ont été ajustées lors d'expériences précédentes à l'aide du rayonnement cosmique de façon que les PM d'un même secteur ait un gain comparable, mais il n'a pas été possible par cette technique de rendre les gains rigoureusement identiques. De plus, les différents secteurs d'ORION n'ayant pas été calibrés avec les cosmiques en même temps, les gains relatifs d'un secteur à l'autre sont très différents.

a) Calibration des PM d'un même secteur

La calibration de l'ensemble des photo-multiplicateurs d'ORION s'est faite pendant une série de mesures spécifiques au cours de laquelle aucun faisceau n'a été utilisé et pour laquelle les gains des amplificateurs des photo-multiplicateurs ont été modifiés. Au cours de cette prise de données, nous avons également supprimé les facteurs d'atténuations des secteurs les plus à l'avant (respectivement 6 dB , 6 dB et 9 dB pour les secteurs B , F et E).

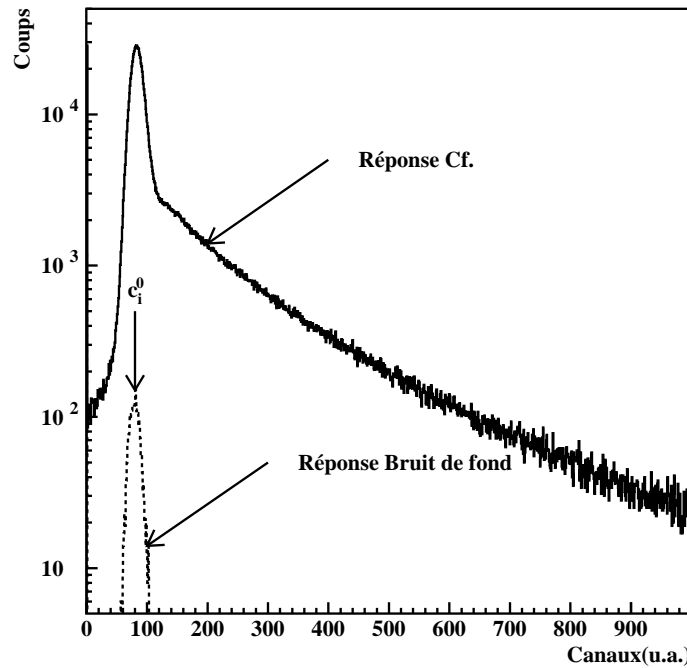


FIG. 5.2 – Signal d'un photo-multiplicateur correspondant à la lumière prompte d'ORION mesurée en coïncidence avec de la fission du ^{252}Cf . Le signal correspondant au bruit de fond a été mesuré en décalant la porte d'intégration relative à la mesure de la lumière prompte d'un temps égal à sa largeur soit 400 ns . c_i^0 est le canal le plus probable sur le spectre bruit de fond.

Deux sources de californium montées à environ 1 mm de détecteurs silicium dont les signaux déclenchaient l'acquisition ont été utilisées pour réaliser la calibration de l'ensemble des photo-multiplicateurs d'ORION. Conformément au chapitre 4, l'une était placée entre les secteurs C et D (position centrale), l'autre au centre du secteur le plus à l'avant, c'est à dire le secteur¹ E (position avancée). La figure 5.2 présente l'intégration de la charge collectée par un des photo-multiplicateurs d'ORION pendant la période de temps de 400 ns qui suit une fission du ^{252}Cf . Cette réponse constitue la réponse rapide de ce PM.

Pour définir une quantité de lumière associée à cette collection de charge, nous avons adopté la relation suivante. Soit c_i le canal du codeur de charge associé au $i^{\text{ième}}$ photo-multiplicateur et L_i sa lumière, nous avons :

$$L_i = \begin{cases} a_i * (c_i - c_i^0) & \text{pour } c_i > c_i^0 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (5.1)$$

où c_i^0 est le canal le plus probable sur le spectre bruit de fond, a_i est un coefficient qui permet de normaliser la réponse de chacun des PM entre eux. Un PM de référence est choisi arbitrairement et son coefficient a_i est fixé à 1.0. Les pentes des spectres de

1. L'ordre des secteurs d'ORION dans le sens de parcours du faisceau est respectivement $ADCBF$ et E .

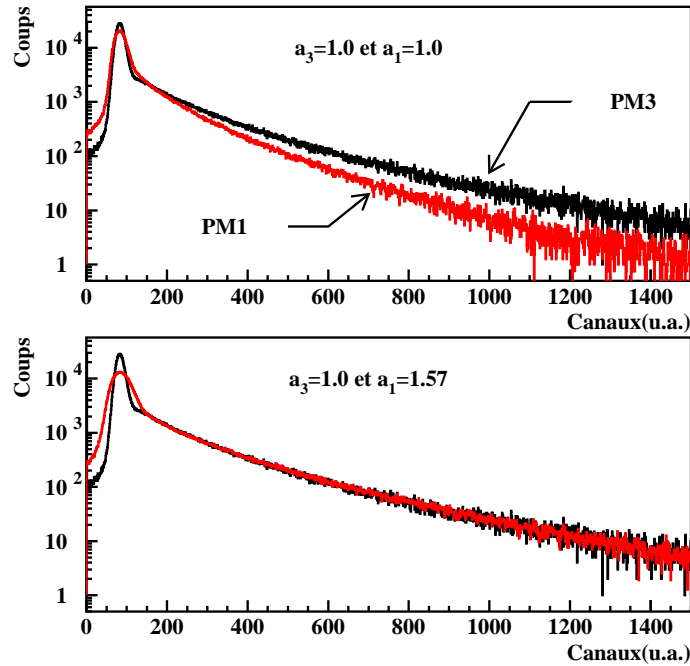


FIG. 5.3 – Normalisation de la lumière d'un PM du secteur A (numéro 1) sur la lumière du PM de ce secteur choisi comme référence (numéro 3).

lumière L_j des autres PM de ce secteur doivent être superposables au PM de référence aux hautes valeurs de lumière en ajustant les coefficients a_j . Nous avons représenté sur la figure 5.3 le résultat de la normalisation pour deux PM du secteur A. Si les valeurs de c_i^0 sont relativement identiques pour l'ensemble des photo-multiplicateurs (valeurs autour du canal 100), les coefficients a_i varient d'un facteur 2.

Avec la détermination des coefficients a_i et c_i^0 pour les PM d'un même secteur ainsi que leur lumière associée L_i obéissant à la relation 5.1, nous obtenons la lumière pour un secteur S donné par la relation :

$$L_S = \sum_{i=1}^6 L_i \quad (5.2)$$

b) Calibration des secteurs entre eux

Le principe de normalisation de la lumière d'un secteur à l'autre est identique à celui qui a été appliqué pour deux PM d'un même secteur, mais pour superposer les distributions de lumières, il faut tenir compte de l'angle solide sous lequel la source de californium voyait chacun des secteurs. Étant donné que les neutrons émis par la source sont de relativement faible énergie (en moyenne 2.1 MeV), nous avons considéré en première approximation l'angle solide d'un secteur en prenant en compte l'ombre que lui font les autres secteurs (ce qui revient à dire que le neutron n'interagit que dans le secteur dans

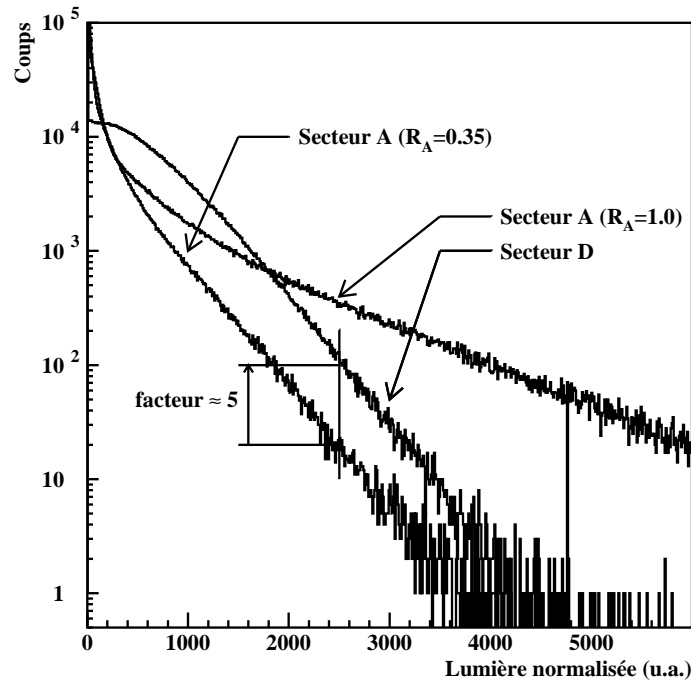


FIG. 5.4 – Principe de normalisation de la lumière d'un secteur (*A*) sur la lumière du secteur choisi comme référence (secteur *D*) et détermination du coefficient de normalisation R_A . Les trois courbes sont respectivement la lumière pour le secteur *D* qui est le secteur de référence, la lumière pour le secteur *A* avec un coefficient $R_A = 1$ et avec un coefficient $R_A = 0.35$ qui permet d'obtenir des pentes identiques aux hautes valeurs de lumière. La différence du nombre de coups peut s'expliquer par la différence des angles solides des deux secteurs vus par la source de californium.

lequel il a pénétré en premier). Compte tenu des angles solides de chaque secteur et du faible nombre de neutrons émis par fission du californium, au plus un neutron pénètre à la fois dans un secteur et l'effet de l'angle solide ne se traduit ainsi que par une différence de taux de comptage entre les secteurs.

La normalisation entre secteurs a donc été effectuée en ajustant les pentes des distributions en lumières sur celle du secteur *D* (choisi arbitrairement comme référence) à l'aide d'un coefficient R_S pour chaque secteur *S*, conformément à la figure 5.4 (pour le secteur *D*, $R_D = 1$). La lumière prompte totale est donnée par :

$$L_{tot} = \sum_{S=A,B,C,D,E,F} R_S \times L_S \quad (5.3)$$

Les coefficients ainsi déterminés vont être appliqués aux données prises avec faisceau en tenant compte de la différence d'atténuations et de gains entre les mesures avec les sources de californium et les mesures avec faisceau.

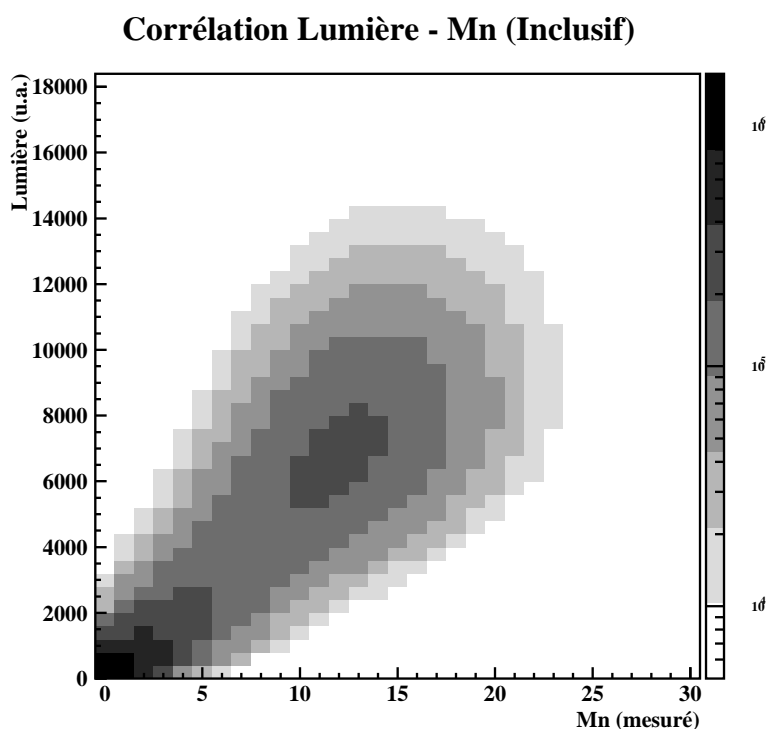


FIG. 5.5 – *Corrélation entre la lumière prompte d'ORION et la multiplicité de neutrons mesurée en inclusif, en conditions de faisceau haché.*

5.1.4 Corrélation entre la *lumière prompte* et la multiplicité de neutrons mesurés

Nous avons représenté sur la figure 5.5 la corrélation entre la *lumière prompte* d'ORION et la multiplicité de neutrons telle qu'elle a été mesurée en inclusif dans les conditions de faisceau haché (cf. figure 4.4 page 78). Sur cette figure de corrélation, deux zones se distinguent : une zone à multiplicité nulle ou faible et une zone à multiplicité relativement élevée de l'ordre de 12 à 13 neutrons. La zone à faible lumière et à faible multiplicité de neutrons correspond aux réactions les plus périphériques, la zone à multiplicité élevée correspondant à des collisions plus centrales. Nous voyons que cette corrélation est relativement large et que pour une valeur de *lumière prompte* donnée, il existe toute une distribution de neutrons mesurés. Cette largeur peut provenir des fluctuations physiques sur l'énergie cinétique des neutrons émis. En effet, plus un neutron possède d'énergie, plus il est susceptible de créer une quantité de *lumière prompte* importante. Elle peut aussi résulter des fluctuations dans la collection de la *lumière prompte*. Cette largeur provient également de l'effet de l'efficacité de détection d'ORION aux neutrons et dans une moindre mesure du bruit de fond.

Nous avons représenté sur la figure 5.6 les spectres de multiplicité de neutrons et de bruit de fond pour les événements mesurés en inclusif sans sélection en *lumière prompte*. Pour la multiplicité de neutrons, nous retrouvons les deux zones à multiplicité quasi-nulle et à multiplicité élevée. Nous observons également un épaulement autour de la région de 30 à 35 neutrons. Cet épaulement provient d'un empilement de deux réactions pendant la

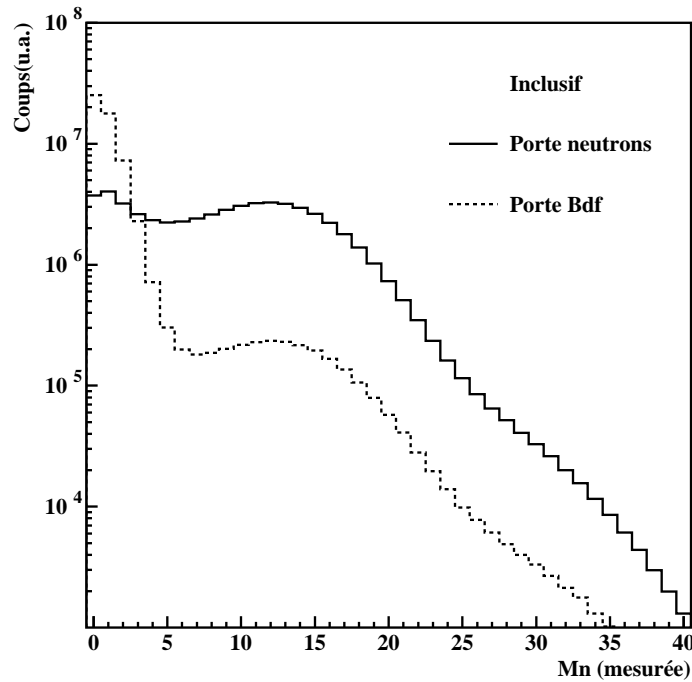


FIG. 5.6 – Spectres de multiplicités de neutrons et de bruit de fond mesurés en conditions de faisceau haché. Ces spectres sont intégrés sur toutes les valeurs de lumière prompte et correspondent aux événements inclusifs.

même bouffée de faisceau. Ce taux d'empilements peut ainsi être estimé à environ 2.5 pour mille. L'effet des empilements est bien présent sur le spectre de multiplicité de bruit de fond puisque nous retrouvons une bosse autour de 12-13 neutrons (la probabilité d'avoir deux réactions empilées dans la bouffée qui précède la mesure de multiplicité de neutrons est la même que celle d'avoir une réaction dans la bouffée qui précède la mesure de bruit de fond). Nous avons trouvé un spectre de bruit de fond indépendant de la *lumière prompte* et de la sélection entre les événements inclusifs et les événements de fission. Nous avons donc pris ce spectre de bruit de fond comme spectre de référence.

A partir de la figure brute de la corrélation entre la *lumière prompte* et la multiplicité de neutrons (figure 5.5), nous avons calculé la valeur moyenne de la multiplicité de neutrons associée à chaque valeur de *lumière prompte*. Cette valeur moyenne, diminuée de la valeur du bruit de fond, est présentée sur la figure 5.7. Nous obtenons deux évolutions distinctes de cette corrélation avec un changement de pente pour une valeur de *lumière prompte* de l'ordre de 5000 à 6000. La *lumière prompte* d'ORION provient essentiellement de l'interaction des neutrons émis avec le scintillateur d'ORION. Avec l'augmentation de l'énergie d'excitation, la probabilité d'émissions de particules légères chargées augmente et la variation de la pente sur cette corrélation est due à l'ouverture des canaux d'émission de particules légères chargées : la multiplicité de neutrons augmente plus lentement, mais les plus hautes énergies d'excitation mises en jeu impliquent une plus grande énergie cinétique des neutrons, donc une quantité de lumière plus importante.

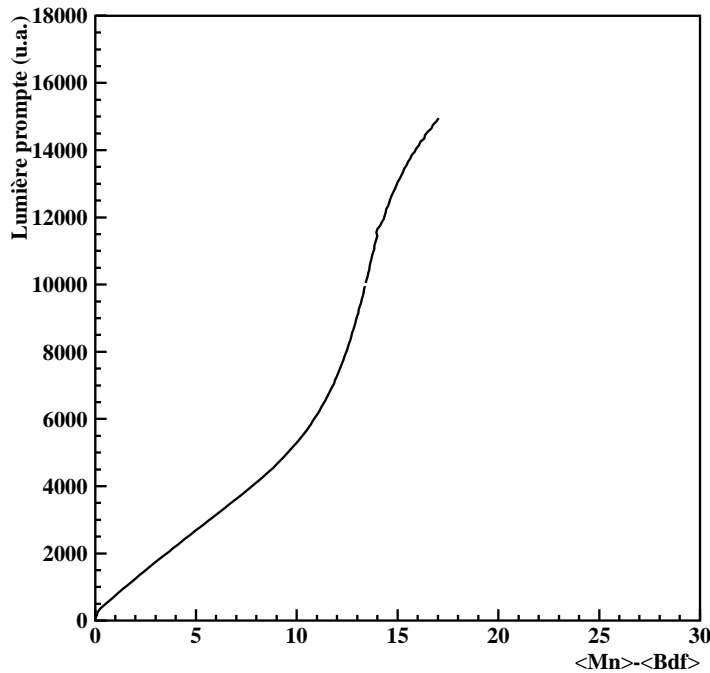


FIG. 5.7 – Corrélation entre la lumière prompte et la multiplicité mesurée moyenne de neutrons diminuée de la multiplicité moyenne de bruit de fond.

5.1.5 Prise en compte de l'efficacité de détection des neutrons

Pour déterminer l'efficacité de détection des neutrons émis au cours de la réaction, nous avons utilisé le code de simulation DENIS développé par J. Poitou et C. Signarbieux [Poi74]. Nous l'avons utilisé en deux étapes qui sont les suivantes :

- Dans un premier temps pour ajuster les paramètres du code de simulation (seuils pour chacun des secteurs) afin de reproduire les efficacités de détection déduites des mesures avec les sources de californium.
- Dans un second temps pour simuler l'efficacité de détection d'un noyau de plomb en fonction de sa vitesse et son énergie d'excitation.

DENIS est l'acronyme de “*Detection Efficiency of Neutrons In Scintillators*”. DENIS est un programme de simulation de type Monte-Carlo qui prend en compte la géométrie complète du détecteur ainsi que l'ensemble des caractéristiques de la source d'émission de neutrons (nature, position, vitesse, angle). L'émission de neutrons est supposée isotrope dans le référentiel lié à la source. La trajectoire du neutron émis est suivie jusqu'à son éventuelle capture par un atome de gadolinium, en tirant aléatoirement la direction d'émission à partir de la source, la distance entre deux interactions dans la cuve du détecteur (libre parcours moyen déterminé à partir des sections efficaces d'interaction) et la nature de l'interaction. Le neutron est considéré comme “détecté” si la désexcitation de l'atome de gadolinium par rayonnement γ libère une quantité d'énergie supérieure à une valeur seuil E_s . Dans tous les autres cas de figures, le neutron est considéré comme “non détecté”. Les

seuls paramètres ajustables pour reproduire les données expérimentales - puisque DENIS prend en compte l'ensemble des phénomènes physiques qui peuvent avoir lieu au cours du trajet du neutron depuis son émission jusqu'à son éventuelle capture - sont les six valeurs des seuils $E_s(S)$ sur la détection de lumière des six secteurs S ($S = A, B, C, D, E$ ou F) d'ORION.

Pour déterminer le meilleur ajustement de ces six paramètres, les mesures faites avec le ^{252}Cf ont été utilisées. Le ^{252}Cf fissionne spontanément en émettant en moyenne isotropiquement 3.78 neutrons. A partir des spectres mesurés de multiplicités de neutrons pour chacun des secteurs A à F d'ORION, la multiplicité moyenne totale $\langle Mn(T) \rangle$ et par secteur $\langle Mn(S) \rangle$, ainsi que celles associées au bruit de fond $\langle MnBdf(T) \rangle$ et $\langle MnBdf(S) \rangle$, peuvent être calculées. Les efficacités, totale et par secteur, pour le californium sont définies par :

$$\epsilon_{mes}(T) = \frac{\langle Mn(T) \rangle - \langle MnBdf(T) \rangle}{3.78}$$

$$\epsilon_{mes}(S) = \frac{\langle Mn(S) \rangle - \langle MnBdf(S) \rangle}{3.78}$$

Il suffit alors d'ajuster les valeurs des six seuils $E_s(S)$ pour reproduire les six multiplicités moyennes mesurées. La vérification de cet ajustement est de contrôler si les efficacités de détection lorsque deux secteurs d'ORION sont touchés en coïncidence (phénomène de diaphonie) sont bien reproduites et si la multiplicité totale, mesurée indépendamment de la multiplicité par secteur (cf. figure 4.12 page 91) est également correctement reproduite.

Nous avons représenté sur la figure 5.8 à gauche les résultats de l'ajustement des seuils de lumière E_s par secteur qui permettent de reproduire les efficacités de détection par secteur extraites des mesures avec les sources de californium. Cet ajustement est validé par le fait que les phénomènes de diaphonie sont également bien reproduits avec les mêmes seuils, comme le montre la figure 5.8 à droite.

En utilisant de nouveau le code en prenant cette fois comme source d'émission de neutrons un noyau de plomb excité à une énergie E^* et avec une vitesse de recul \vec{v} , nous calculons les efficacités de détection présentées sur la figure 5.9. L'efficacité de détection dépend à la fois de la vitesse de recul et de l'énergie d'excitation du noyau du plomb. Les vitesses v/c pour le projectile (v_{proj}/c) et pour le centre de masse (v_{cm}/c) sont respectivement de 0.242 et 0.211 pour le système $Pb + Si$ à 29 MeV/u. Ces vitesses peuvent être associées respectivement aux énergies d'excitation très faibles et à l'énergie d'excitation correspondant à l'énergie disponible dans le centre de masse ($E_{cm} = 715 \text{ MeV}$), définissant ainsi les efficacités associées à ces énergies d'excitation. Pour le programme itératif que nous allons présenter à la section 5.1.6, nous allons devoir associer à une valeur d'énergie d'excitation une valeur bien définie d'efficacité. Pour cela, nous avons utilisé une relation totalement arbitraire de la forme :

$$E^* = \frac{E_{cm}}{v_{proj}^2 - v_{cm}^2} (v_{proj}^2 - v^2) \quad (5.4)$$

Cette relation définit alors la corrélation indiquée en pointillé sur la figure 5.9. Les très faibles variations de l'efficacité dans les domaines d'énergies d'excitation et de vitesses à

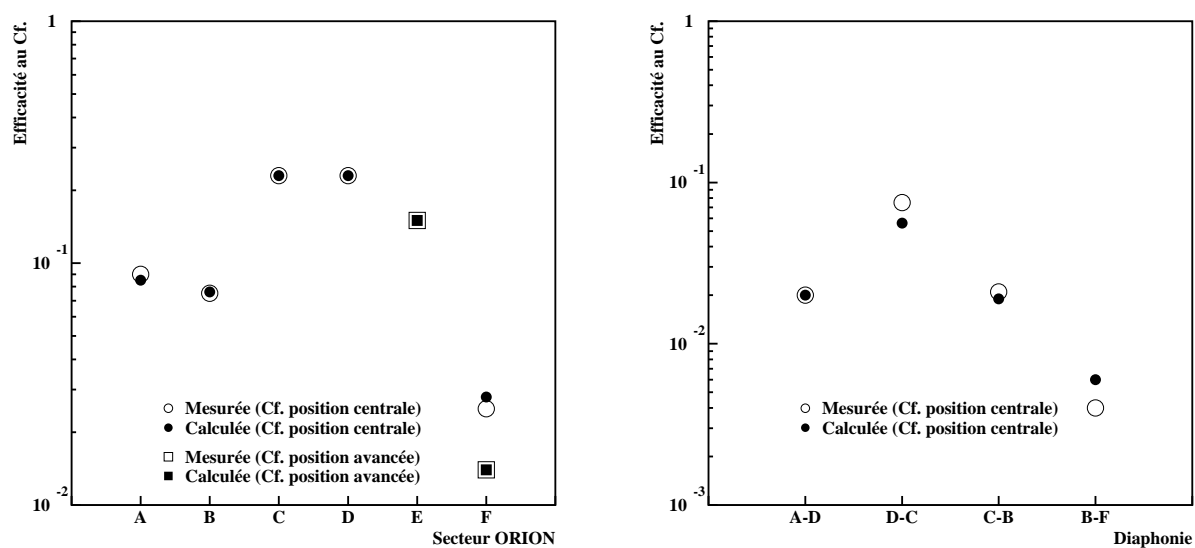


FIG. 5.8 – Résultat de l'ajustement des seuils de lumière E_s pour la reproduction des efficacités par secteur extraites des mesures avec une source de californium. A droite, l'ajustement des seuils montrent que les phénomènes de diaphonie sont également bien reproduits.

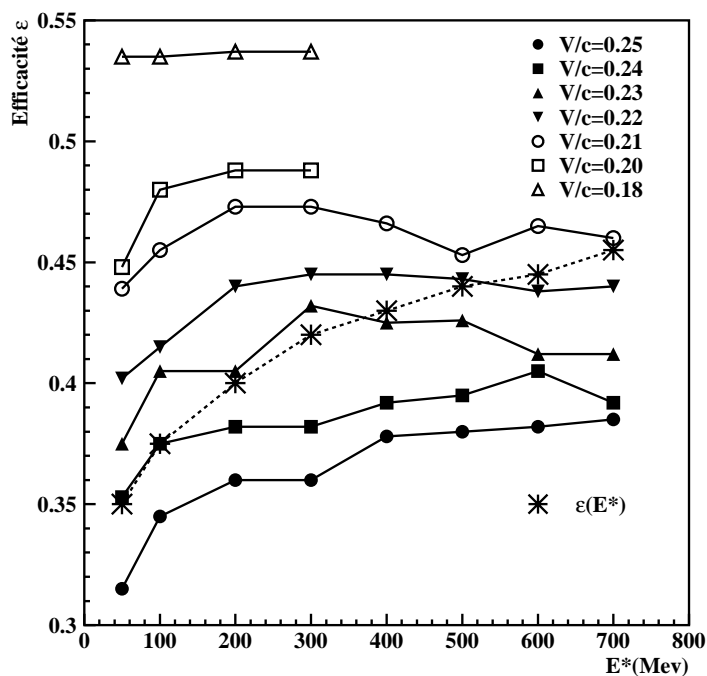


FIG. 5.9 – Efficacité de détection simulée pour une source d'émission de neutrons étant un noyau de plomb, en fonction de son énergie d'excitation E^* et de sa vitesse de recul v/c . Les simulations ont été faites après reproduction des données sur les sources de californium (voir texte pour la courbe en pointillé).

considérer font que la forme exacte de la corrélation vitesse-énergie d'excitation utilisée joue très peu sur les valeurs d'efficacité déduites.

A partir de la courbe de la figure 5.9 qui donne l'efficacité de détection en fonction de l'énergie d'excitation et de la figure 5.1 (page 97) qui donne la relation entre l'énergie d'excitation et la multiplicité de neutrons émis, nous obtenons pour chaque valeur de multiplicité de neutron émis Mn_e une efficacité de détection $\epsilon(Mn_e)$ imposée par le filtre expérimental. Entre 0 et 30 neutrons émis, l'efficacité de détection passe de 0.35 à 0.45. Nous avons gardé la valeur d'efficacité de 0.45 pour un nombre de neutrons supérieur à 30.

5.1.6 Corrélation entre la *lumière prompte* et la multiplicité de neutrons émis

Conformément à la figure 5.5 page 101, nous pouvons associer à chaque valeur de *lumière prompte* un spectre de multiplicité de neutrons détectés. Dans les sections précédentes, nous avons obtenu d'une part un spectre de multiplicité de bruit de fond et d'autre part une efficacité de détection $\epsilon(Mn_e)$. Nous sommes désormais capable de construire la distribution de multiplicité de neutrons émis telle que, lorsqu'on lui applique le filtre expérimental, on obtient la distribution de neutrons mesurés.

Pour présenter le principe d'obtention des spectres de multiplicité de neutrons émis, nous avons besoin des définitions suivantes :

- Soit \mathbf{P} une distribution de probabilité et $P(Mn)$ la valeur qu'elle prend en Mn . $P(Mn)$ est donc un scalaire.
- Soit $\mathbf{P}_{Mn_e, \epsilon}$ la distribution de probabilité de détection lorsque le nombre de neutrons émis est Mn_e et l'efficacité de détection associée est ϵ (nous venons de voir que dans notre cas ϵ dépendait de Mn_e).
- Soit respectivement \mathbf{P}_{bdf} , \mathbf{P}_{emis} , $\mathbf{P}_{\text{filtre}}$ la distribution de bruit de fond, la distribution de neutrons émis que l'on cherche à déterminer et la distribution de neutrons émis après application du filtre expérimental lié à l'efficacité et au bruit de fond. La distribution \mathbf{P}_{bdf} est celle présentée à la figure 5.6 page 102.
- Soit $\mathcal{M}_\epsilon(Mn)$ l'ensemble des valeurs Mn_e telles que la valeur la plus probable de la distribution $\mathbf{P}_{Mn_e, \epsilon} \otimes \mathbf{P}_{\text{bdf}}$ soit Mn (avec \otimes le produit de convolution entre deux distributions de probabilités),
- Soit enfin, pour une valeur de lumière donnée, \mathbf{P}_{mes} la distribution de probabilité de neutrons telle qu'elle a été mesurée expérimentalement.

Nous cherchons donc la distribution \mathbf{P}_{emis} telle que :

$$\forall Mn \quad P_{\text{filtre}\epsilon}(Mn) = P_{\text{mes}}(Mn) \quad (5.5)$$

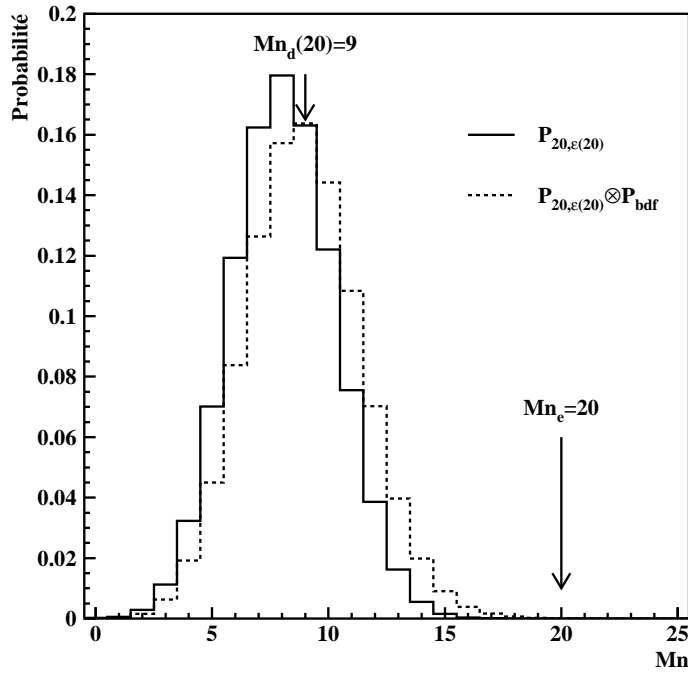


FIG. 5.10 – Probabilité de détection de neutron $\mathbf{P}_{Mn_e, \epsilon}$ pour un nombre de neutron émis Mn_e égal à 20. Est également représentée la convolution de cette probabilité avec la probabilité de bruit de fond. Mn_d est la multiplicité la plus probable de neutron détecté extraite sur la distribution $\mathbf{P}_{Mn_e, \epsilon} \otimes \mathbf{P}_{bdf}$.

a) Obtention des spectres de multiplicité de neutrons émis

Nous avons dans un premier temps construit pour chaque nombre de neutrons émis Mn_e la distribution $\mathbf{P}_{Mn_e, \epsilon}$ qui lui est associée ainsi que la convolution de cette distribution avec la distribution de bruit de fond (notée $\mathbf{P}_{Mn_e, \epsilon} \otimes \mathbf{P}_{bdf}$). La distribution $\mathbf{P}_{Mn_e, \epsilon}$ est définie par la loi binomiale [Jah93]:

$$P_{Mn_e, \epsilon}(Mn) = \frac{Mn_e!}{Mn!(Mn_e - Mn)!} \epsilon^{Mn} (1 - \epsilon)^{Mn_e - Mn} \quad (5.6)$$

Nous avons représenté à titre d'exemple sur la figure 5.10 la distribution $\mathbf{P}_{20, \epsilon(20)}$ ainsi que la distribution convoluée avec le bruit de fond. La distribution $\mathbf{P}_{\text{filtre}}$ à comparer à \mathbf{P}_{mes} est alors donnée par :

$$\mathbf{P}_{\text{filtre}} = \sum_{Mn_e} P_{emis}(Mn_e) \times \mathbf{P}_{Mn_e, \epsilon} \otimes \mathbf{P}_{bdf} \quad (5.7)$$

Nous avons fixé arbitrairement des distributions initiales de \mathbf{P}_{emis} qui sont ensuite modifiées itérativement selon l'organigramme présenté sur la figure 5.11 jusqu'à obtenir une convergence entre $\mathbf{P}_{\text{filtre}}$ et \mathbf{P}_{mes} . La convergence est définie par un pourcentage d'écart tx pour chaque valeur de Mn inférieur à 1% (ou 2% lorsque la statistique est faible). A chaque itération, on parcourt l'ensemble des valeurs Mn de la distribution

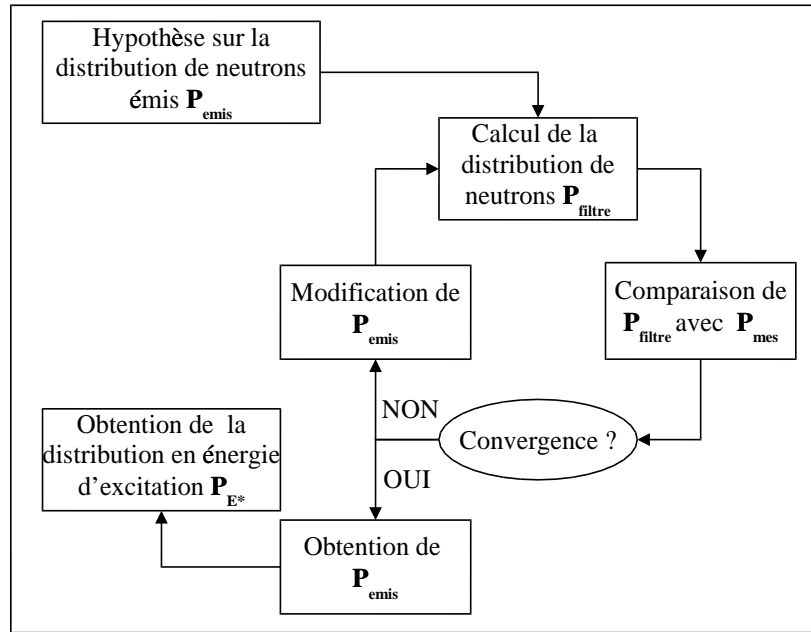


FIG. 5.11 – Organigramme du programme qui permet d'obtenir la distribution de neutrons émis $\mathbf{P}_{\text{émis}}$ telle que par application du filtre expérimental la distribution $\mathbf{P}_{\text{filtre}}$ soit égale à la distribution mesurée \mathbf{P}_{mes} au pourcentage tx près.

mesurée. Dès que pour une valeur Mn^i est trouvé un écart supérieur à tx , on modifie les valeurs $P_{\text{émis}}(Mn_e)$ pour lesquelles $Mn_e \in \mathcal{M}_e(Mn^i)$, $\mathcal{M}_e(Mn^i)$ correspondant au domaine des nombres de neutrons émis qui, après le filtre expérimental, donnent une valeur Mn_{filtre} la plus probable égale à Mn^i (à cause de l'efficacité de détection inférieure à 100%, plusieurs valeurs possible de Mn_e donnent la même valeur la plus probable de Mn_{filtre}). Si cette modification est supérieure à un certain pourcentage p (typiquement $p = 10\%$), nous passons à la valeur suivante de Mn . Nous pouvons fixer également une valeur Mn_{max} de Mn à partir de laquelle l'itération en cours est stoppée (typiquement $Mn_{\text{max}} = 48$). Ceci revient à dire que l'on ne cherche pas à reproduire la queue de la distribution mesurée. A chaque itération, nous autorisons ainsi une variation sur la distribution de neutron émis qui ne dépasse pas en relatif le pourcentage p . Le processus se poursuit jusqu'à convergence. La convergence est atteinte lorsque la relation suivante est vérifiée :

$$\forall Mn < Mn_{\text{max}} \quad |1 - P_{\text{filtre}}(Mn)/P_{\text{mes}}(Mn)| < tx \quad (5.8)$$

Comme le spectre de multiplicité de neutrons émis est plus étendu que celui de la multiplicité de neutrons mesurés, une résolution analytique du problème est impossible, de même qu'une résolution par itération ne peut garantir une solution unique. En effet, le système d'équations défini par les relations 5.5 et 5.7 conduit à un système avec plus d'inconnus que d'équations. L'introduction des ensembles $\mathcal{M}_e(Mn)$ permet de contraindre le système d'équations à un système avec autant d'équations que d'inconnus. La distribution $\mathbf{P}_{\text{émis}}$ obtenue est telle que pour certaines valeurs de Mn_e contiguës, les valeurs $P_{\text{émis}}(Mn_e)$ sont égales (cf. figure 5.12). Une procédure de lissage (moyenne sur les premiers voisins) est appliquée pour obtenir la distribution finale $\mathbf{P}_{\text{émis}}$.

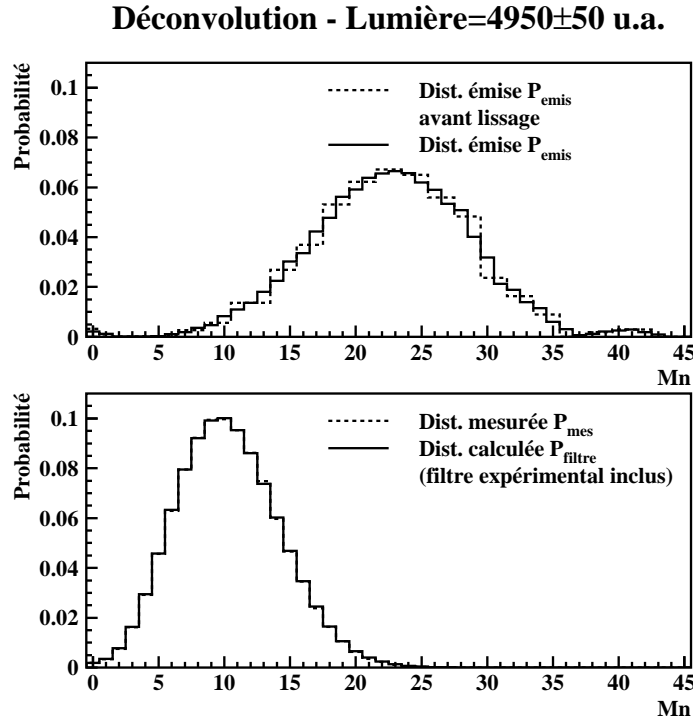


FIG. 5.12 – Distribution de probabilité P_{emis} obtenue pour la distribution de neutrons mesurés correspondant à une tranche en lumière prompt donnée. Sur la figure du haut est présentée la distribution P_{emis} finale et avant lissage. Sur la figure du bas, la distribution P_{filtre} , qui est identique à P_{mes} au pourcentage tx ($tx = 2\%$) près.

b) Test de la méthode, stabilité de la méthode

Nous avons représenté sur la figure 5.12 le résultat du programme itératif sur un spectre de neutrons mesurés à une valeur de lumière donnée, et ceci pour les événements inclusifs. La distribution initiale des neutrons émis a été supposée être une gaussienne centrée sur $Mn_{e,gauss} = 23$ ($23 \in \mathcal{M}_e(10)$, 10 étant la valeur la plus probable de la distribution mesurée P_{mes} de la figure 5.12) et de largeur $\sigma = 10$. Les distributions mesurée et calculée avec le filtre expérimental sont exactement (à 2% près) superposables sur la figure du bas. Nous pouvons alors obtenir un spectre en énergie d'excitation à partir du spectre de neutrons émis à l'aide de la corrélation $Mn_e - E^*$ extraite à la section 5.1.2. Nous présenterons les distributions en énergie d'excitation ainsi obtenues en fonction de la tranche de lumière sélectionnée dans le chapitre 6. Sur l'exemple présenté, une lumière de l'ordre de 5000 u.a. correspond à un nombre de neutrons émis le plus probable de 23, soit une énergie d'excitation la plus probable de l'ordre de 450 MeV.

La distribution P_{emis} déterminée, qui donne par application du filtre expérimental la distribution mesurée P_{mes} , est-elle unique? Pour tester la fiabilité des solutions obtenues, nous avons considéré deux types de conditions initiales fortement différentes pour P_{emis} :

- Une distribution gaussienne de largeur $\sigma = 10$ centrée sur $Mn_{e,gauss}$ (coupée pour les valeurs négatives de multiplicité) telle que $Mn_{e,gauss} \in \mathcal{M}_e(Mn_{mes})$ avec Mn_{mes}

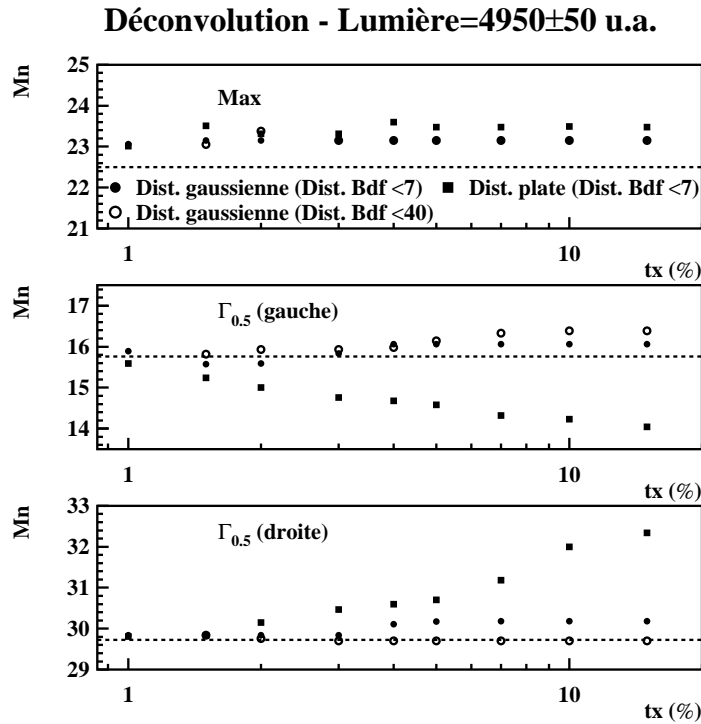


FIG. 5.13 – Évolution des grandeurs caractéristiques de la distribution \mathbf{P}_{emis} (valeur la plus probable et valeurs à mi-hauteur à gauche et à droite) en fonction du taux de convergence tx demandé entre les distributions $\mathbf{P}_{\text{filtre}}$ et \mathbf{P}_{mes} . Cette évolution est tracée pour deux hypothèses distinctes sur la distribution \mathbf{P}_{emis} de départ, et pour deux coupures de la distribution de bruit de fond. Les pointillés sont les grandeurs caractéristiques de la distribution \mathbf{P}_{emis} dans l'hypothèse de départ gaussienne avant le lancement du programme itératif (voir texte).

la valeur la plus probable du spectre mesuré (dans l'exemple de la figure 5.13, qui correspond à la même tranche en lumière que celle de la figure 5.12, $Mn_{\text{mes}} = 10$, $\mathcal{M}_e(10) = \{22, 23\}$). Dans les conditions initiales avec une telle distribution gaussienne, la largeur de cette distribution de départ ($\sigma = 10$) est ajustée pour obtenir une valeur identique entre $P_{\text{filtre}}(Mn_{\text{mes}})$ et $P_{\text{mes}}(Mn_{\text{mes}})$ avant de lancer le programme itératif proprement dit. Cette distribution devrait être assez proche de la distribution \mathbf{P}_{emis} que nous cherchons et la convergence devrait être atteinte rapidement.

- Une distribution plate entre 0 et $Mn_{\text{max}} = 48$ neutrons.

De plus, nous avons joué sur la distribution de bruit de fond en supprimant ou en gardant les événements de grandes multiplicités (La coupure $Mn \leq 7$ est déterminée à partir de la figure 5.6 page 102).

La figure 5.13 représente en fonction du taux de convergence tx l'évolution de la valeur la plus probable et des valeurs à mi-hauteur de la distribution de neutrons émis pour les deux hypothèses de départ et les deux coupures sur la distribution de bruit de fond. Nous voyons d'une part que les caractéristiques de la distribution gaussienne de

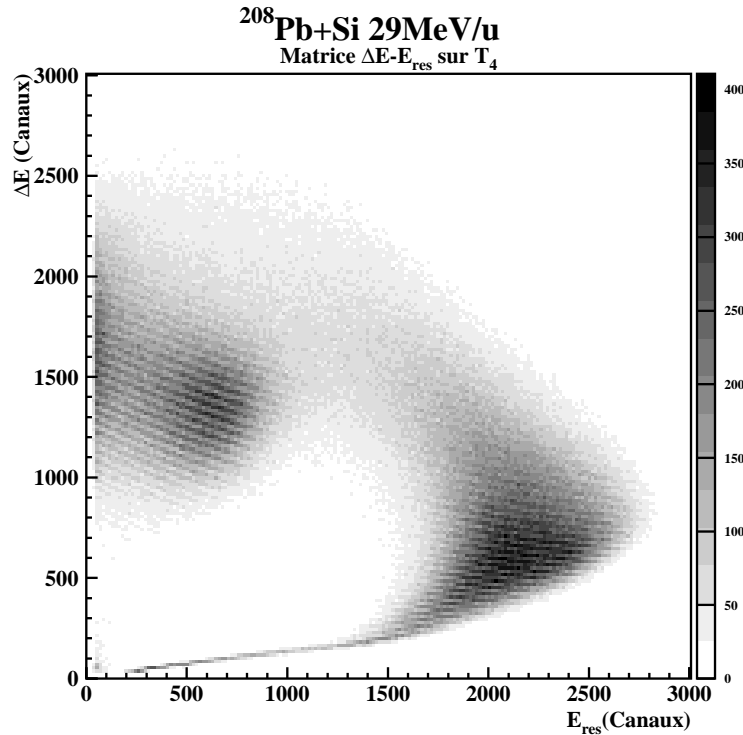


FIG. 5.14 – Matrice de corrélation $\Delta E - E_{res}$ sur le télescope T_4 et sur les données inclusives.

départ sont proches de celles de la distribution finale et d'autre part que nous obtenons des résultats similaires quelle que soit l'hypothèse de départ à condition d'exiger un taux de convergence relativement fin (de l'ordre de 1%). L'évolution monotone des largeurs à mi-hauteur en fonction du taux de convergence lorsque la distribution plate est choisie comme distribution initiale plaide aussi pour la stabilité de la méthode proposée.

5.2 Détermination du numéro atomique

5.2.1 Identification en Z sur les télescopes

Les télescopes utilisés (T_1 , T_2 , T_4 et T_5) donnent une mesure de la perte d'énergie et de l'énergie résiduelle des fragments. La matrice de corrélation $\Delta E - E_{res}$ permet la visualisation des différentes lignes de Z conformément à la figure 5.14. En développant la formule de Bethe et Bloch [Bet30] au premier ordre, nous obtenons :

$$\frac{dE}{dx} \times E \approx MZ^2 \quad (5.9)$$

où Z et M sont la charge et la masse du noyau traversant le télescope. En assimilant dE à ΔE et E à E_{res} (vrai uniquement si la perte d'énergie dans le premier étage est faible comparée à celle dans le second), les différentes lignes de Z sont des hyperboles. Sur cette

matrice de corrélation correspondant au télescope T_4 , nous pouvons voir sans ambiguïté les différentes lignes de Z , ainsi que les zones qui correspondent aux fragments émis à l'arrière et à l'avant dans le référentiel du noyau fissionnant, et une zone de rebroussement pour laquelle l'identification en Z est impossible.

A partir de cette matrice de corrélation, nous avons tracé visuellement les lignes de crêtes correspondant aux différentes lignes de Z . L'identification absolue du numéro atomique s'est faite en deux étapes :

1. Dans un premier temps, nous avons utilisé les tables de pertes d'énergie de F. Hubert [Hub90] pour calculer des lignes de Z correspondant aux épaisseurs des détecteurs. Ces lignes ont été normalisées en ΔE et en E_{res} à l'aide de deux coefficients $c(\Delta E)$ et $c(E_{res})$. Nous avons pu vérifier pour chaque télescope que l'espacement entre les lignes de Z , spécialement les points d'entrée dans le détecteur E et les points de rebroussement ne pouvait être reproduit pour $6 \leq Z \leq 56$ qu'avec un seul jeu par télescopes des valeurs des coefficients $c(\Delta E)$ et $c(E_{res})$, donnant ainsi une identification en Z sans ambiguïté.
2. Dans un second temps, la détermination de la ligne de crête la plus proche (notée Z_p) d'un point de la matrice $\Delta E - E_{res}$ permet d'attribuer à ce point le numéro atomique Z_p .

Nous avons représenté sur la figure 5.14 le spectre brut $\Delta E - E_{res}$ sur le télescope T_4 . Le programme de perte d'énergie génère un ensemble de lignes de Z calculées pour lequel les pertes d'énergie s'expriment en MeV , et ceci à partir des épaisseurs des deux étages du télescopes. Dans un premier temps, on associe à une ligne de crête donnée un numéro atomique Z_i et des coefficients de conversion Canaux $\rightarrow MeV$ sur les deux axes ($c(\Delta E)$ et $c(E_{res})$) telle que la ligne Z calculée dont le numéro atomique est Z_i coïncide avec la ligne de crête choisie. Si l'ensemble des lignes de Z calculées coïncident avec les lignes de crêtes tracées, nous obtenons la calibration absolue en Z et une première estimation de l'énergie cinétique grâce aux coefficients $c(\Delta E)$ et $c(E_{res})$.

La détermination de la ligne de crête la plus proche associée à un point de cette matrice doit se faire par un calcul rigoureux de la distance minimale entre ce point et les deux lignes de crêtes qui l'encadrent. Dans notre cas, le calcul de la distance pour accéder au numéro atomique s'est fait à E_{res} constant. Soit d_p la distance entre le point $(E_{res}; \Delta E)$ et la ligne de crête inférieure (calculée à E_{res} constant), d la distance entre les deux lignes de crêtes qui encadrent ce point et Z_p le numéro atomique de la ligne de crête juste inférieure, alors le numéro atomique attribué au point $(E_{res}; \Delta E)$ est défini en calculant la quantité :

$$Y(E_{res}; \Delta E) = Z_p + d_p/d \quad (5.10)$$

Le numéro atomique attribué au point $(E_{res}; \Delta E)$ est égal à la valeur entière Z_p dans le cas où $d_p/d < 1/2$ et $Z_p + 1$ sinon.

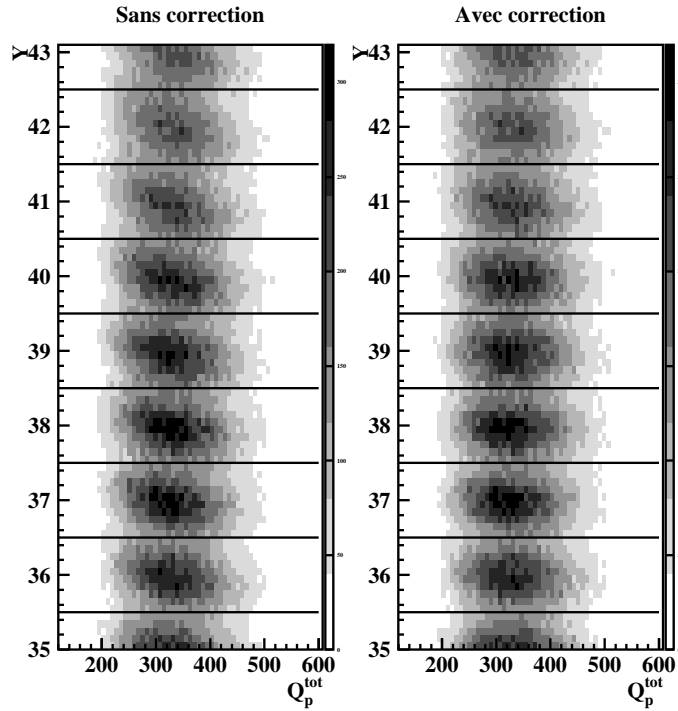


FIG. 5.15 – Évolution de $Y(E_{res}; \Delta E)$ en fonction de la lumière Q_p^{tot} pour le télescope T_5 sans (à gauche) et avec (à droite) correction.

5.2.2 Influence de la masse des fragments sur l'identification en Z

Les fragments de fission ont des masses voisines de 100 et le système, pour les plus hautes énergies d'excitation, est susceptible d'émettre jusqu'à une trentaine de neutrons. Nous pouvons donc avoir des différences de masse importantes entre des fragments de fission de même numéro atomique Z selon qu'ils proviennent de fission à faible ou à haute énergie d'excitation. Comme les pertes d'énergie dans l'étage de mesure ΔE du télescope dépendent de la masse considéré (cf. équation 5.9), nous allons corriger cet effet.

Nous avons représenté sur la figure 5.15 l'évolution de l'identification en Z en fonction de la somme de la lumière mesurée par chaque photo-multiplicateur d'ORION (en tenant compte des atténuations, mais sans la calibration pour les PM et pour les secteurs). Sur cette figure, nous voyons la très bonne résolution en Z . Nous voyons également que si nous suivons les lignes de crêtes, nous aurons tendance à surestimer l'identification en Z pour les valeurs faibles de lumière. A droite de cette même figure, après application d'une correction $\delta Y(Y, Q_p^{tot})$ sur $Y(E_{res}; \Delta E)$, les lignes de crêtes suivent globalement la valeur du numéro atomique et ceci quelle que soit la gamme en lumière, donc quelle que soit l'énergie d'excitation.

5.2.3 Résolution

Pour les télescopes T_4 et T_5 , nous avons pu déterminer les lignes de crêtes associées aux lignes de Z sur l'ensemble de la matrice de corrélation $\Delta E - E_{res}$ et appliquer une correction sur l'identification en Z telle qu'elle est décrite dans le paragraphe précédent. La résolution en Z sur ces deux télescopes est inférieure ou égale à une unité de Z ($\pm 0,5$ unités). Le télescope T_1 a quant à lui connu un problème de sous-polarisation de l'étage E , problème dû à une mauvaise qualité du silicium employé. Ce problème ne nous a pas permis de compenser par une augmentation de la tension de polarisation l'augmentation du courant dû à l'irradiation par les ions de réactions. Cette légère sous-polarisation a eu pour conséquence que l'énergie déposée par les fragments les plus lourds était incomplètement collectée quand leurs parcours étaient voisins de l'épaisseur du détecteur, rendant la séparation visuelle des Z plus difficile. Seuls les fragments les plus lourds correspondant à des fragments de fission émis vers l'avant dans le référentiel du noyau fissionnant ont été affectés par cet effet qui se traduit pour ces fragments par une résolution supérieure à une unité de Z , que nous avons estimée de l'ordre de ± 1 unité de Z au maximum. Comme il nous a été impossible de suivre l'évolution de la grandeur $Y(E_{res}; \Delta E)$ en fonction de la lumière pour ces fragments, nous avons appliqué par défaut celle obtenue sur le télescope T_4 , qui était positionné à des angles comparables au télescope T_1 .

5.3 Détermination de l'énergie cinétique

La méthode de calibration appliquée dans le paragraphe 5.2 permet à la fois d'obtenir une calibration absolue en Z et une détermination des coefficients de conversions Canaux- MeV $c(\Delta E)$ et $c(E_{res})$ tels que les lignes de Z générées par le programme de perte d'énergie se superposent aux lignes de crêtes tracées visuellement. L'énergie cinétique mesurée se déduit tout naturellement, en négligeant les seuils des codeurs :

$$E_{c,mes} = \Delta E \times c(\Delta E) + E_{res} \times c(E_{res})$$

Pour les fragments lourds, J.B. Moulton [Mou78] a proposé pour un détecteur polarisé normalement une technique de correction des défauts d'ionisation et de collection. Il a montré que la relation entre la mesure extraite du signal du détecteur ($E_{c,mes}$) et la vraie valeur de l'énergie cinétique ($E_{c,vrai}$), était régie par la relation suivante :

$$E_{c,mes} = E_{c,vrai} - \Delta E_{moulton}$$

avec

$$\Delta E_{moulton} = 10^{b(Z)} \times E_{c,vrai}^a$$

où $a(Z)$ et $b(Z)$ sont des fonctions qui ne dépendent que du numéro atomique du fragment. Typiquement, pour une fission symétrique du noyau de plomb avec des énergies cinétiques mesurées moyennes pour les fragments arrières de l'ordre de $2200 MeV$ et pour les fragments avant de l'ordre de $3700 MeV$, la correction de Moulton n'est que de 3%.

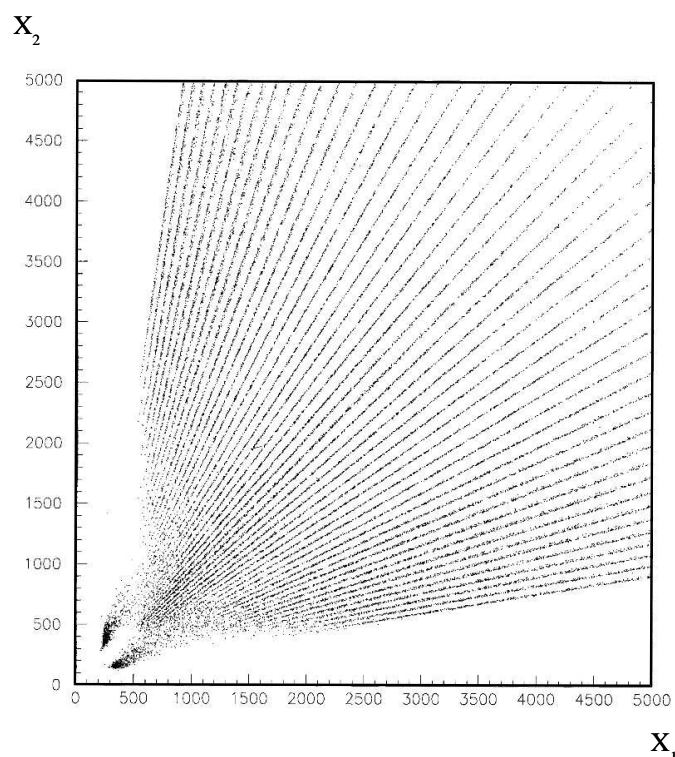


FIG. 5.16 – *Matrice de corrélation X_2 versus X_1 pour le second secteur du télescope T_1 . Cette image est dénommée “ailes de raies”.*

5.4 Détermination des creux de blocage

Les creux de blocage ont été déterminés à partir de la distribution angulaire des fragments détectés soit par T_1 , soit par T_2 . Nous avons vu à la section 4.4 page 82 que les deux premiers étages à localisation des télescopes T_1 et T_2 sont identiques. Chaque étage est constitué de six secteurs de 25 ou 50 pistes tels que les pistes d’un même secteur sont alternées avec celles d’un ou de plusieurs autres secteurs (équivalent à des “peignes” imbriqués les uns dans les autres). Chaque secteur délivre à chacune de ses extrémités (via un pont de résistances) un signal nommé X_1 ou X_2 sur les secteurs de l’étage ΔE et Y_1 ou Y_2 sur les secteurs de l’étage E . La corrélation entre les signaux X_1 et X_2 du second secteur du télescope T_1 est présentée sur la figure 5.16. Grâce à la division de charges, les pistes sont clairement séparées même pour les plus faibles signaux, et l’identification de la piste touchée pour chaque secteur ne pose pas de problème.

Cependant, la structure en pistes des détecteurs avec des inter-pistes importants (cf. section 4.4) implique une collection des signaux fréquente sur deux pistes adjacentes, soit deux secteurs imbriqués touchés à la fois. Dans ce cas, la piste correspondant à la somme $X_1 + X_2$ la plus élevée est la piste retenue pour déterminer le point d’impact de l’ion dans le détecteur.

5.5 Simulation des effets d'ombre

La mise au point du code de simulation des effets d'ombre utilisé pour comparer et reproduire les creux de blocage mesurés expérimentalement fait l'objet d'une thèse distincte [Bar02a] où les détails de cette simulation sont précisés. Nous ne donnerons ici que les grands traits de ce programme de simulation.

C'est un programme de simulation Monte-Carlo dont le but est de simuler le transport d'un ion au sein d'un réseau cristallin. Appliqué à notre expérience, notre but est la détermination de l'angle Ψ entre la direction de la vitesse de l'ion en sortie d'un monocristal de silicium d'épaisseur donnée ($14.5 \mu m$) et la direction définie par l'axe $\langle 110 \rangle$ pour lequel les effets d'ombre sont simulés. Deux types d'ions doivent être considérés: des ions de plomb $^{208}Pb^{Q_1+}$, pour la détermination de l'image de blocage élastique, et des fragments de fission. Le transport de l'ion au sein du réseau cristallin est déterminé par une succession d'interactions entre l'ion et les atomes du réseau cristallin. Ces interactions sont prises comme des réactions binaires de diffusions élastiques entre l'ion et un atome du réseau cristallin. Dans ce cadre de description classique, la trajectoire d'un ion de charge fixée est complètement déterminée à partir de sa vitesse avant diffusion $\vec{v}_i = v \times \vec{u}_i$, du paramètre d'impact p et du potentiel d'interaction $V(r)$ entre l'ion et l'atome de silicium. Le potentiel d'interaction utilisé est une approximation du potentiel écranté de Thomas-Fermi, qui nécessite de connaître la charge effective de l'ion considéré. Cette description classique permet de déterminer la déflexion angulaire $\theta(p)$ subit par l'ion. La direction \vec{u}_f de l'ion après diffusion est définie en utilisant l'approximation valable aux petits angles de déflexion :

$$\vec{u}_f = \vec{u}_i + \theta(p) \times \frac{\vec{p}}{p}$$

où \vec{p} représente le vecteur de norme p selon la direction perpendiculaire à \vec{u}_i défini à partir de l'atome de silicium mis en jeu dans la diffusion élastique. Cette approximation est tout à fait valable dans notre cas, que ce soit pour un noyau de plomb ($Z = 82$) ou bien un fragment issu d'une fission qui diffuse élastiquement sur un noyau de silicium ($Z = 14$). On suit alors de proche en proche l'ensemble des diffusions élastiques jusqu'à la sortie du cristal. La perte d'énergie de l'ion dans la cible est négligée ainsi que les diffusions angulaires sur les électrons du réseau. Pour le calcul des trajectoires classiques de l'ion, on considère que les atomes du monocristal de silicium subissent des vibrations thermiques dans les trois dimensions décorréelées les unes des autres (gaussiennes de largeurs $\sigma = 0.0775 \text{ \AA}$ pour une température de 300 K [Gem74]).

Le potentiel d'interaction de Thomas-Fermi s'exprime sous la forme suivante $V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \times \Phi(r/a)$ où Φ est la fonction d'écran de Thomas-Fermi, Z_2 est le numéro atomique de l'atome cible, r la distance entre les deux noyaux et a la longueur d'écran. L'expression de Φ ne peut pas s'exprimer sous forme analytique. Une approximation donnée par Molière a été utilisée. Sa forme est :

$$\Phi_M(r/a) = \sum_{i=1}^3 a_i \times \exp(-b_i r/a)$$

avec $(a_1, a_2, a_3) = (0.1, 0.55, 0.35)$ et $(b_1, b_2, b_3) = (6.0, 1.2, 0.3)$ [Mol47]. La valeur de la longueur d'écran a est telle que $a = 0.885 a_b \times (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2}$ où a_b est le rayon de Bohr.

La valeur Z_1 qui intervient dans ces formules n'est pas le numéro atomique de l'ion mais sa charge effective Q_1 . Dans le cas d'un noyau de plomb de charge effective $56+$ en entrée d'un monocristal de silicium, des calculs d'états de charges [Bar02a] à l'équilibre dans le cristal prédisent un état de charge de $72+$. Un état de charge effectif a donc été pris $Q_1 = 72$ pour le noyau de plomb. En ce qui concerne le fragment de fission, il est difficile voire impossible de faire une estimation de la répartition du cortège électronique après fission. L'hypothèse d'un fragment complètement dépouillé de son cortège a été faite et Q_1 a été assimilé à Z_1 . Cette hypothèse se justifie par les vitesses relativement hautes des fragments de fission qui correspondent à des noyaux complètement épluchés à l'équilibre.

L'émission des neutrons de post-scission est traitée dans le cas des simulations pour la fission. Les neutrons sont émis isotropiquement dans le référentiel du fragment. L'instant d'émission et l'énergie du neutron ont été estimés d'après les résultats du programme SIMDEC pour un noyau de numéro atomique $Z = 41$, une charge $A = 104$ disposant d'une énergie d'excitation de 100 MeV . Seuls les neutrons émis à des temps supérieurs à 10^{-17} s (donc avec de faibles énergies) modifient sensiblement les résultats [Bar02a]. La vitesse et la direction du fragment de fission sont ajustées à chaque émission afin de conserver l'énergie et l'impulsion. Les creux de blocage simulés en tenant compte de l'émission de neutrons de post-scission seront présentés au chapitre 6 section 6.4.2.d)(i) (cf. figure 6.27 page 148).

Chapitre 6

Résultats

6.1 Corrélations lumière-multiplicité de neutrons

Dans le chapitre 5, nous avons présenté la corrélation entre la *lumière prompt* et la multiplicité de neutrons, obtenue dans les conditions de mesures dites de faisceau haché (cf. figure 5.5 page 101). Comparons cette corrélation pour les événements inclusifs et les événements de fission. Les événements de fission sont définis par une coïncidence entre le télescope T_1 et l'un des deux télescopes T_4 ou T_5 . Les deux corrélations sont représentées sur la figure 6.1. La figure du haut est celle présentée au chapitre précédent, pour laquelle nous reconnaissons les deux zones à faible lumière (et faible multiplicité) et à lumière élevée (et multiplicité élevée). Pour la corrélation faite avec la sélection de la fission, la première zone a disparu. Elle correspond aux collisions les plus périphériques pour lesquelles l'énergie d'excitation, donc la probabilité de fission, est faible. Nous remarquons également que la sélection de la fission réduit drastiquement la statistique et que la position du maximum est légèrement inférieure en multiplicité (et en lumière) pour la corrélation sur la fission à celle pour de l'inclusif : les collisions les plus violentes semblent ne plus conduire à de la fission binaire.

Un autre aspect intéressant est la différence marquée qui existe entre la corrélation obtenue à faible lumière dans le cas de la fission et dans le cas des inclusifs. Cet aspect est illustré sur la figure 6.2 où les distributions de neutrons mesurées pour quatre tranches de lumière sont présentées pour les inclusifs (en trait plein) et pour la fission (en trait pointillé). Les distributions ont été normalisées arbitrairement entre fission et inclusifs. Pour les faibles valeurs de lumière, les multiplicités mesurées sont beaucoup plus élevées pour la fission que pour les inclusifs, cette différence disparaissant progressivement quand la lumière augmente. Cette différence de comportement semble résulter, au moins partiellement des fluctuations sur la collection de la lumière : la probabilité de fission à faible énergie d'excitation est beaucoup plus faible qu'à haute énergie d'excitation et, dû à ces fluctuations, les faibles lumières dans le cas de la fission sont principalement peuplées par des événements à plus haute énergie d'excitation, pour lesquels la collection de lumière a été mauvaise. Cette différence de comportement justifie l'extraction de deux corrélations énergie d'excitation-lumière, une dans le cas des inclusifs, une dans le cas de la fission.

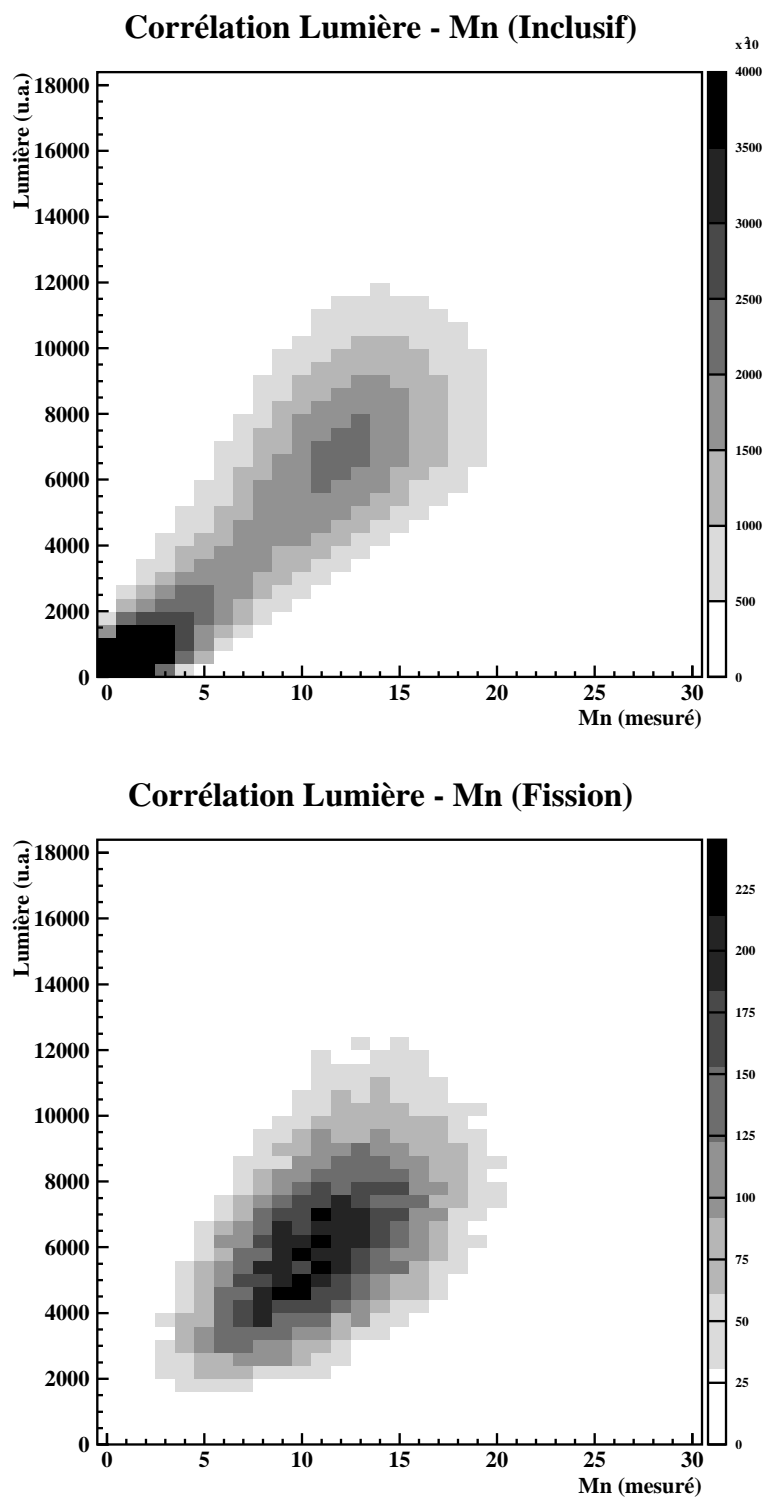


FIG. 6.1 – Corrélation entre la lumière prompt et la multiplicité de neutrons, pour les événements inclusifs (en haut) et pour les événements de fission (en bas). Cette corrélation a été obtenue en faisceau haché.

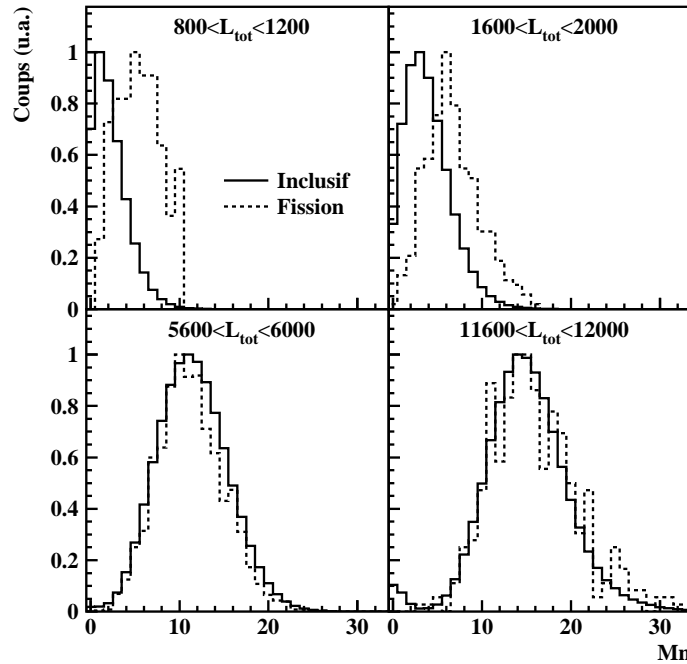


FIG. 6.2 – Distributions des multiplicités de neutrons mesurées pour quatre tranches en lumière pour les inclusifs (trait plein) et pour la fission (en trait pointillé).

6.2 Distribution d'énergie d'excitation

La figure 6.3 résume l'ensemble des résultats du calcul itératif présenté dans le chapitre 5 (cf. section 5.1.6) à la fois pour les inclusifs (partie à gauche) et pour les événements de fission (partie à droite).

Sur la matrice du haut figure la corrélation entre la lumière et la multiplicité de neutrons telle qu'elle a été mesurée (figure identique à la figure 6.1 pour laquelle les axes ont été permutés pour des questions de lisibilité. L'axe des abscisses est toujours la *lumière prompt*).

L'image du milieu correspond à la corrélation entre la lumière et la multiplicité de neutrons émis que nous avons calculée à l'aide du programme itératif prenant en compte les effets du bruit de fond et de l'efficacité de détection. Le calcul itératif a été fait par tranches de lumière de largeur $\delta L = 100 u.a.$ Ainsi que nous l'avons souligné dans la section 6.1, la corrélation mesurée entre la lumière et la multiplicité de neutrons détectés présente une différence marquée entre inclusifs et fission pour les faibles valeurs de lumière. L'application des corrections d'efficacité et de bruit de fond amplifie encore plus fortement cette différence, produisant un rétrécissement important des distributions de neutrons émis associées à la fission.

Enfin, pour obtenir la matrice du bas de la figure 6.3, les multiplicités de neutrons émis de la matrice du milieu ont été transformées à l'aide de la corrélation entre neutrons

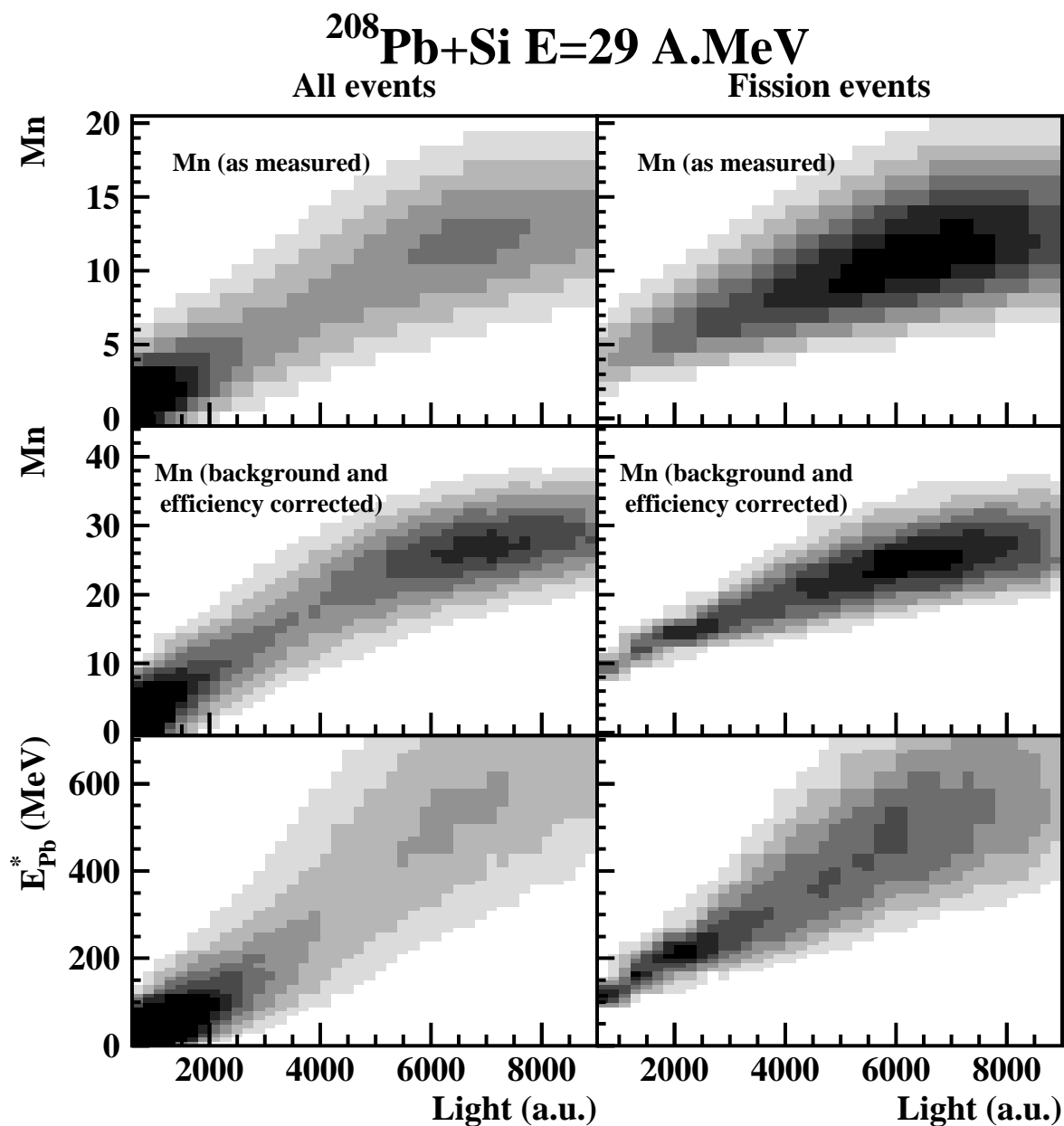


FIG. 6.3 – Corrélations qui présentent la multiplicité de neutrons mesurés (en haut), la multiplicité de neutrons émis (au milieu) et l'énergie d'excitation (en bas) en fonction de la quantité de lumière prompte. Ces trois corrélations sont présentées pour les événements inclusifs (partie de gauche) et pour les événements de fission (partie de droite).

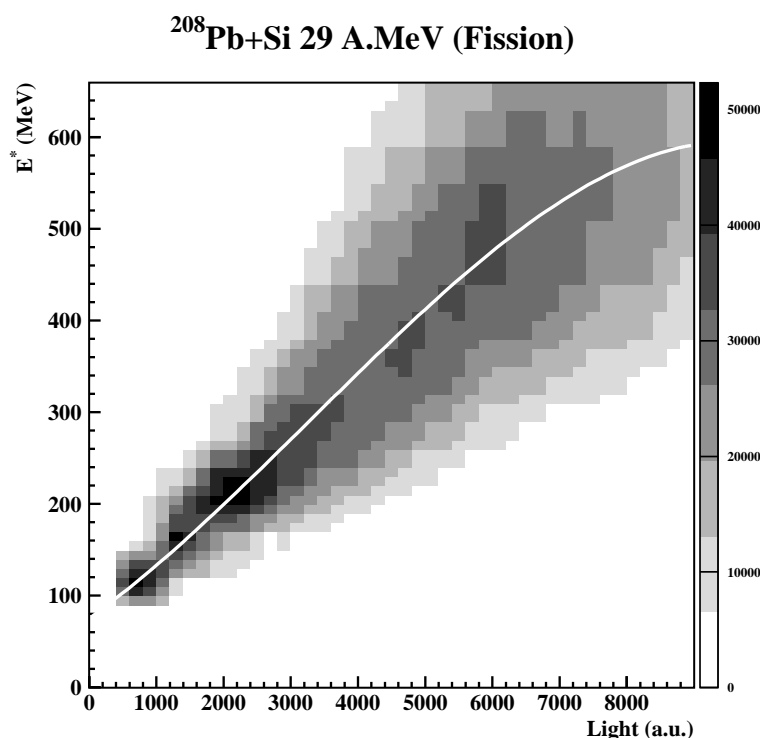


FIG. 6.4 – *Corrélation entre l'énergie d'excitation et la lumière prompte d'ORION pour la sélection de la fission. La ligne blanche représente la corrélation moyenne utilisée pour les événements dont l'acquisition s'est faite en faisceau continu. Une énergie d'excitation moyenne $\langle E^* \rangle$ de 400 MeV est associée à une quantité de lumière mesurée de 5000 u.a..*

émis et énergie d'excitation présentée au chapitre 5 (cf. figure 5.1 page 97). Il faut noter que rigoureusement cette transformation ne s'applique qu'à des noyaux proches du plomb. Il faut souligner que la validité de la transformation multiplicité de neutrons émis-énergie d'excitation est très douteuse pour les événements de très hautes lumières (qui ne sont pas représentés sur la figure) pour lesquels nous avons souligné à la section précédente que le processus de fission binaire était remplacé par un processus plus complexe (multifragmentation, fission séquentielle, émission de fragments de masse intermédiaire excités...?). Néanmoins, cette transformation demeure valable pour les événements sur lesquels nous allons concentrer nos efforts par la suite, des événements à des énergies d'excitation modérées conduisant à de la fission de quasi-projectiles de plomb. Nous remarquons que la sélection de la fission ne permet d'obtenir que des événements pour lesquels l'énergie d'excitation est supérieure à environ 80 MeV.

Nous rappelons que pendant la période d'acquisition en faisceau continu, la seule réponse d'ORION qui soit directement corrélée à l'événement en cours est la mesure de la *lumière prompte*. A partir des résultats de la figure 6.3, nous pouvons désormais extraire la corrélation moyenne entre la *lumière prompte* et l'énergie d'excitation. Nous avons représentée cette corrélation moyenne sur la figure 6.4, qui est une image agrandie de la corrélation entre l'énergie d'excitation et la *lumière prompte* pour les événements de fission (image en bas à droite de la figure 6.3).

A partir de cette même image, nous pouvons également aller plus loin en suivant

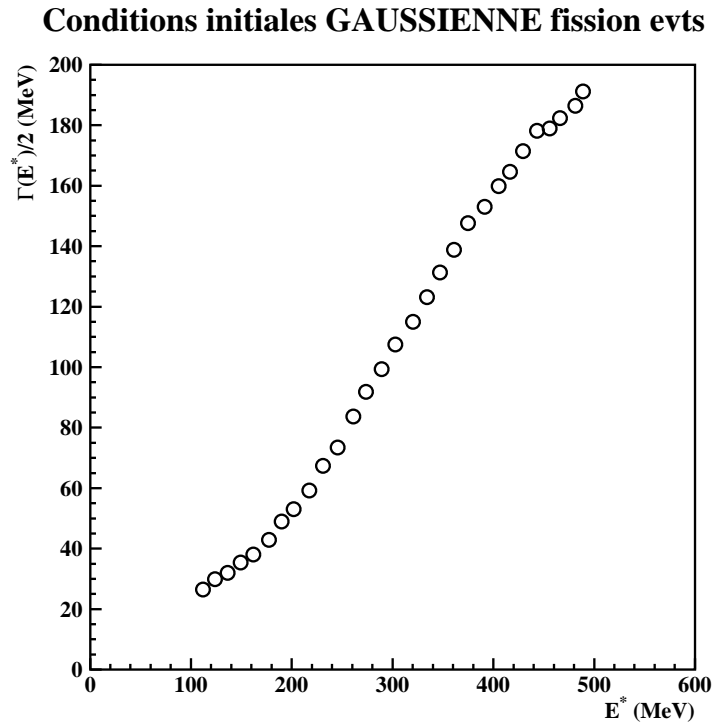


FIG. 6.5 – Évolution de la demi-largeur à mi-hauteur de la corrélation pour la fission entre l'énergie d'excitation et la lumière prompte pour une fine tranche de lumière. L'abscisse correspond à l'énergie d'excitation déterminée à partir de la corrélation moyenne entre énergie et lumière (ligne blanche de la figure 6.4)

l'évolution des demi-largeurs à mi-hauteur pour obtenir la résolution sur la détermination de l'énergie d'excitation associée à une fine tranche de lumière. Sur la figure 6.5 qui présente cette évolution, nous obtenons respectivement des demi-largeurs totales à mi-hauteur de 25, 50 et 100 MeV pour les énergies d'excitation de 100, 200 et 300 MeV. Ces ordres de grandeurs confirment la sélectivité de la *lumière prompte* pour des énergies d'excitation modérées. Par contre, pour des énergies d'excitation supérieures, la largeur de la résolution va fortement atténuer la sélectivité en énergie d'excitation.

La figure 6.5 a été réalisée pour de fines tranches en lumière (environ 200 *u.a.*) donnant lieu à de faibles variations sur l'énergie d'excitation moyenne $\langle E^* \rangle$ d'une tranche à l'autre. Pour suivre l'évolution des effets d'ombre en fonction de l'énergie d'excitation pour les mesures faites en faisceau continu, nous sélectionnerons des tranches en lumière bien plus larges que 200 *u.a.*. La résolution sera alors donnée par la largeur de la projection de la tranche en lumière sur l'axe des énergies d'excitation. Les valeurs effectivement obtenues seront présentées et discutées lorsque nous aborderons les résultats de la section 6.4 (cf. figure 6.17 page 137).

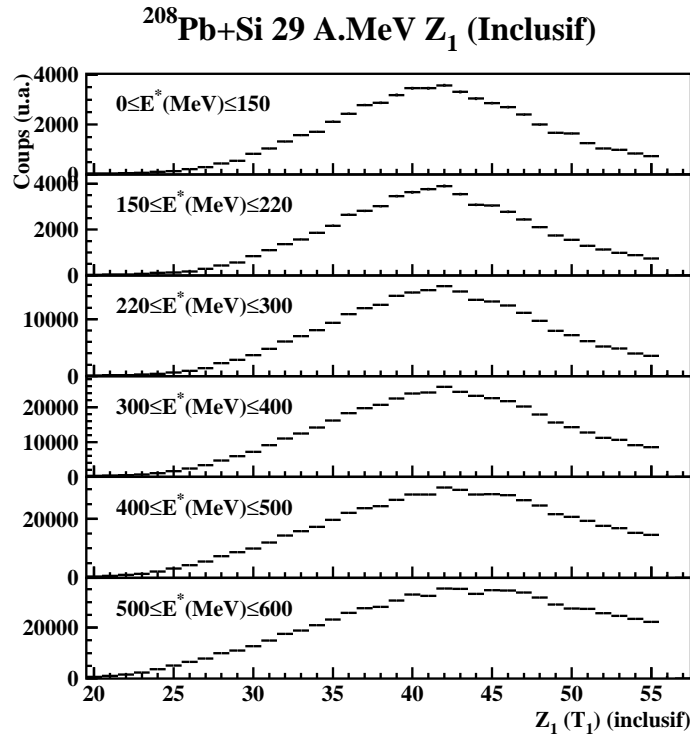


FIG. 6.6 – Évolution des distributions en Z en fonction de l'énergie d'excitation et en inclusif pour le télescope T_1 .

6.3 Distributions en Z

Avec la méthode utilisée dans le chapitre 5 pour identifier le numéro atomique des fragments de fission, nous pouvons accéder aux distributions en numéro atomique sur les événements inclusifs ou de fission. Nous pouvons également suivre l'évolution de ces distributions avec l'énergie d'excitation.

6.3.1 Distributions en Z

Nous avons représenté sur la figure 6.6 l'évolution de la distribution en numéro atomique Z_1 obtenue pour le télescope T_1 ($\theta = 5^\circ$), pour les événements inclusifs et pour différentes gammes d'énergies d'excitation. Les figures 6.7 et 6.8 représentent les mêmes évolutions pour les numéros atomiques Z_4 et Z_5 des télescopes T_4 ($-4.7^\circ \geq \theta \geq -8.1^\circ$) et T_5 ($-8.1^\circ \geq \theta \geq -12.6^\circ$) (cf. tableau 4.1 page 82).

Comme attendu, les distributions s'élargissent progressivement avec l'énergie d'excitation. La valeur la plus probable (pour T_1 et T_4) quant à elle se décale progressivement depuis $Z = 41 - 42$ pour les plus faibles énergies d'excitation jusqu'à $Z = 43 - 44$ pour les plus hautes. Pour le télescope T_5 , le maximum de la distribution est trouvé autour de $Z = 39$ quelle que soit l'énergie d'excitation (cf. figure 6.8). Rappelons ici que la résolution en Z est estimée à ± 0.5 pour les télescopes T_4 et T_5 et, selon l'énergie cinétique, de ± 0.5 à ± 1 unité de Z pour le télescope T_1 (cf. section 5.2.3 page 114).

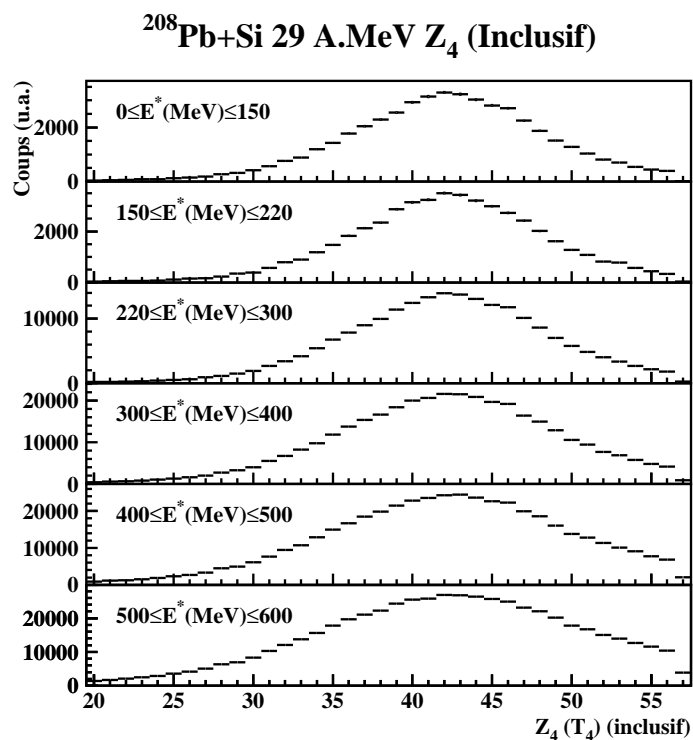


FIG. 6.7 – Évolution des distributions en Z en fonction de l'énergie d'excitation et en inclusif pour le télescope T_4 .

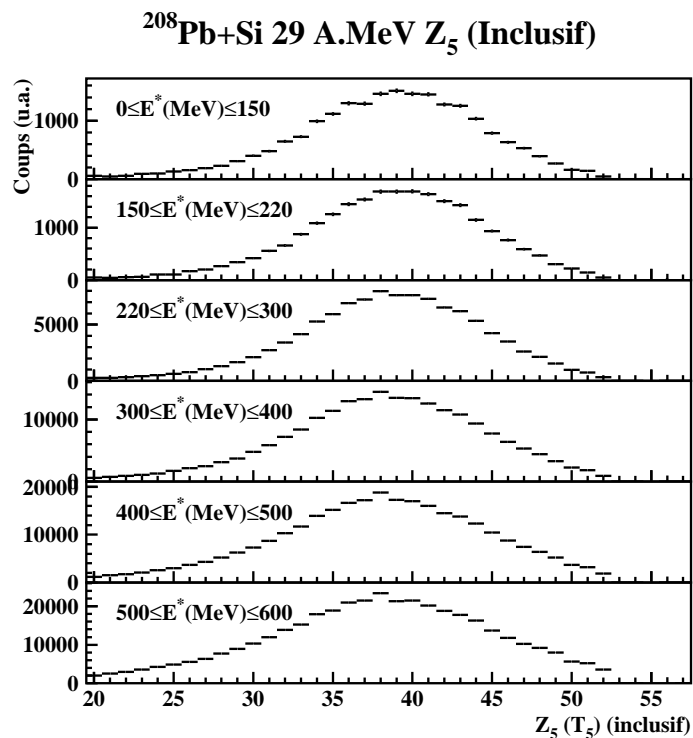


FIG. 6.8 – Évolution des distributions en Z en fonction de l'énergie d'excitation et en inclusif pour le télescope T_5 .

Une différence plus marquée dans le comportement des distributions en Z entre les télescopes est observée quand on impose soit une coïncidence entre T_1 et T_4 (cf. figure 6.9), soit une coïncidence entre T_1 et T_5 (cf. figure 6.10). La figure 6.9 montre que la distribution en Z pour T_1 est piquée autour de $Z_1 = 41$ en coïncidence avec T_4 , que cette valeur est indépendante de l'énergie d'excitation, alors que la distribution en Z pour T_4 est piquée autour de $Z_4 = 42$. Quand on impose une coïncidence entre les télescopes T_1 et T_5 , le Z_1 le plus probable vaut 45 pour les collisions les plus périphériques (avec $Z_5 \approx 38$) et Z_1 passe à environ 46 – 47 pour les collisions les plus violentes avec $Z_5 \approx 36$.

Ces différences de comportement entre les télescopes s'expliquent par leurs différents positionnements angulaires : T_1 et T_4 sont positionnés à des angles θ par rapport au faisceau similaires, angles qui privilégient la détection de fissions relativement symétriques, tandis que T_5 est placé à des angles θ beaucoup plus grands, favorisant ainsi cinématiquement la détection de fissions asymétriques.

6.3.2 Distributions en $Z_1 + Z_2$

Nous appellerons dorénavant Z_1 le numéro atomique du fragment de fission détecté par le télescope T_1 et Z_2 celui du fragment de fission détecté en coïncidence soit par le télescope T_4 , soit par T_5 . Sur la figure 6.11 est représentée la matrice de corrélation entre $Z_1 + Z_2$ et l'énergie d'excitation, ainsi que les images projetées qui constituent la distribution en énergie d'excitation et la distribution en $Z_1 + Z_2$. La figure 6.12 présente l'évolution de la distribution $Z_1 + Z_2$ par tranches d'énergie d'excitation. Nous pouvons voir sur les distributions en $Z_1 + Z_2$ que la valeur la plus probable de ces distributions est égale à 83 quelle que soit l'énergie d'excitation et que les largeurs augmentent fortement avec l'énergie d'excitation. En fait, la valeur la plus probable est différente selon que l'on a des coïncidences $T_1 - T_4$ ou $T_1 - T_5$. Nous avons représenté sur la figure 6.13 l'évolution des distributions en $Z_1 + Z_2$ suivant que le fragment Z_2 est identifié sur le télescope T_4 ou bien sur le télescope T_5 . Sur cette figure, nous observons que la coïncidence $T_1 - T_4$ donne une valeur la plus probable de $Z_1 + Z_2$ égale à 82, alors que la coïncidence $T_1 - T_5$ donne une valeur la plus probable pour $Z_1 + Z_2$ de 83.

Les valeurs les plus probables $Z_1 + Z_2 = 83$ observées sur les figure 6.12 (pour toutes les fissions) et 6.13 en bas (pour les coïncidences $T_1 - T_5$) pourraient faire penser à une erreur dans les identifications en numéro atomique puisque le quasi-projectile le plus probable doit avoir un $Z_{QP} = 82$ à faible énergie d'excitation. Cependant, pour les coïncidences $T_1 - T_4$, la distribution est bien piquée sur $Z_1 + Z_2 = 82$ pour les collisions périphériques, validant ainsi la calibration en Z pour ces deux télescopes (le positionnement angulaire de T_1 et T_4 a été choisi afin de favoriser cinématiquement la détection de fissions symétriques pour les collisions les plus périphériques). Cependant, les évolutions avec $Z_1 + Z_2$ des figures de blocage qui seront décrites à la section 6.4.2 ont été trouvées rigoureusement identiques que l'on considère des coïncidences $T_1 - T_4$ ou $T_1 - T_5$, indiquant sans ambiguïté une cohérence dans les identifications en numéro atomique et validant ainsi l'identification de T_5 . Les distributions piquées sur $Z_1 + Z_2 = 83$ doivent donc être interprétées comme une indication que la distribution en $Z_1 + Z_2$ ne correspond pas à la distribution du numéro atomique du quasi-projectile, mais que, comme cela a été montré [Col95], la détection de

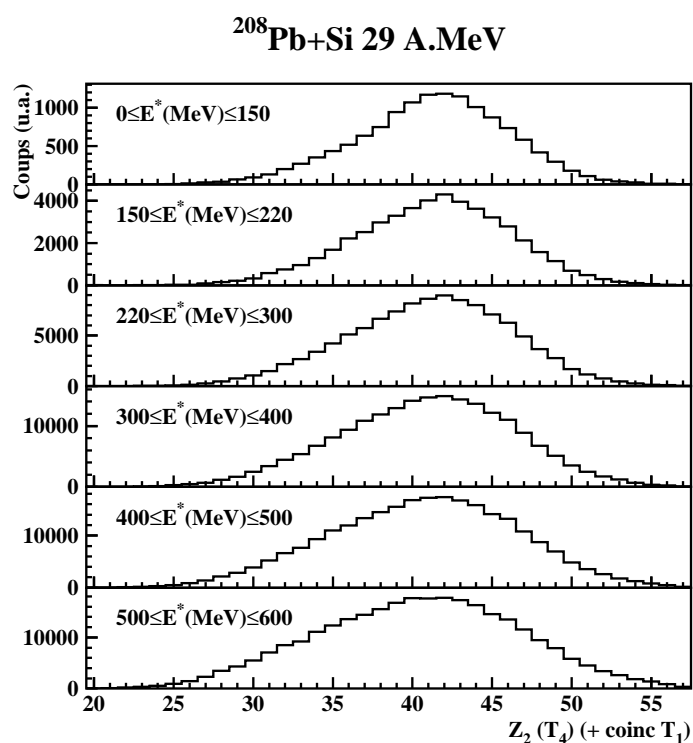
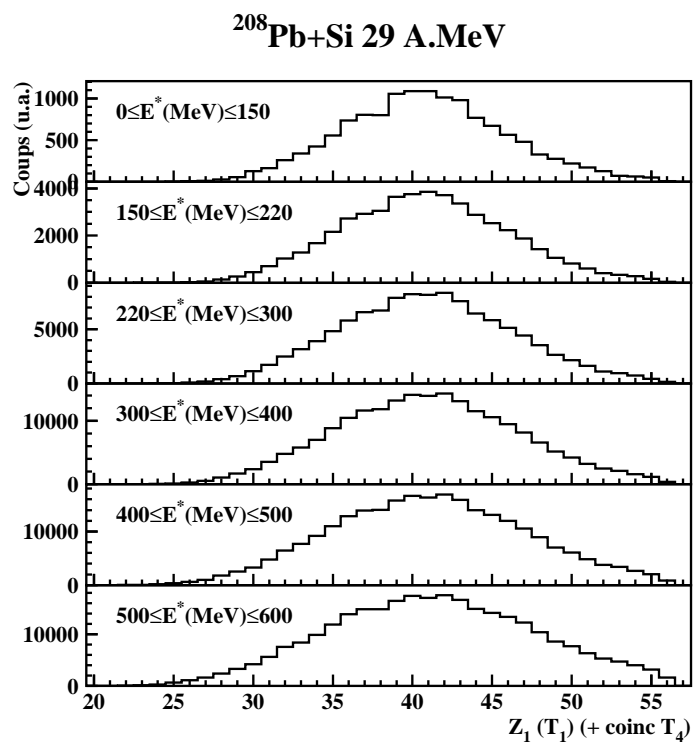


FIG. 6.9 – Évolution des distributions en Z en fonction de l'énergie d'excitation, obtenues pour la coïncidence entre les deux télescopes T_1 et T_4 (en haut pour T_1 , en bas pour T_4).

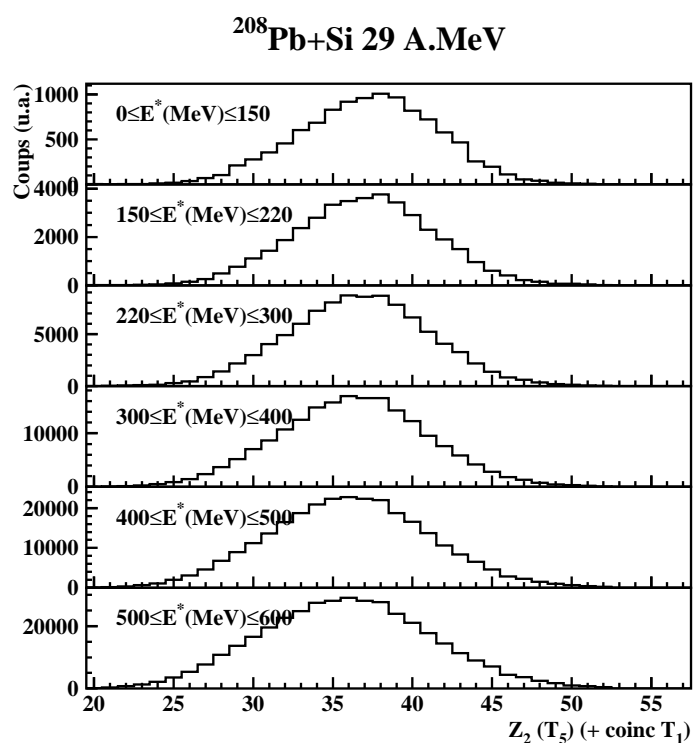
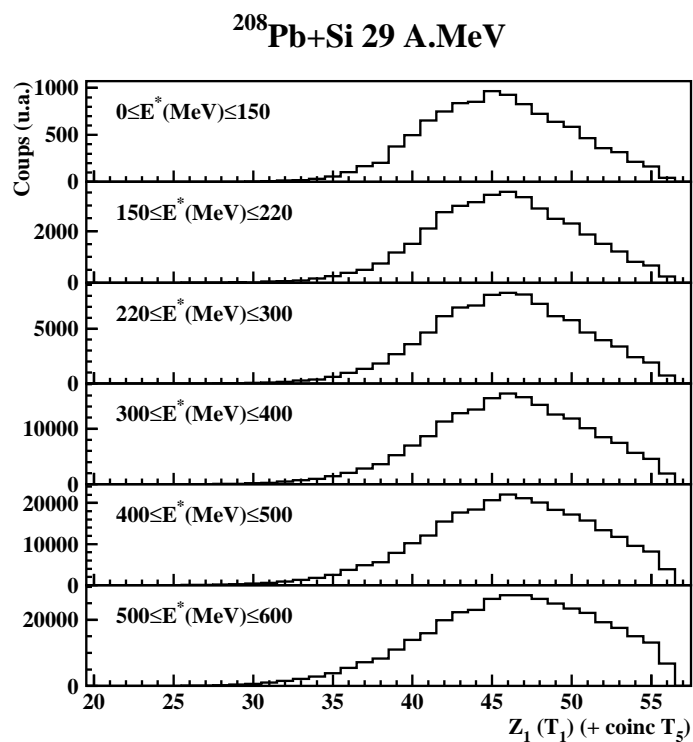


FIG. 6.10 – Évolution des distributions en Z en fonction de l'énergie d'excitation, obtenues pour la coïncidence entre les deux télescopes T_1 et T_5 (en haut pour T_1 , en bas pour T_5).

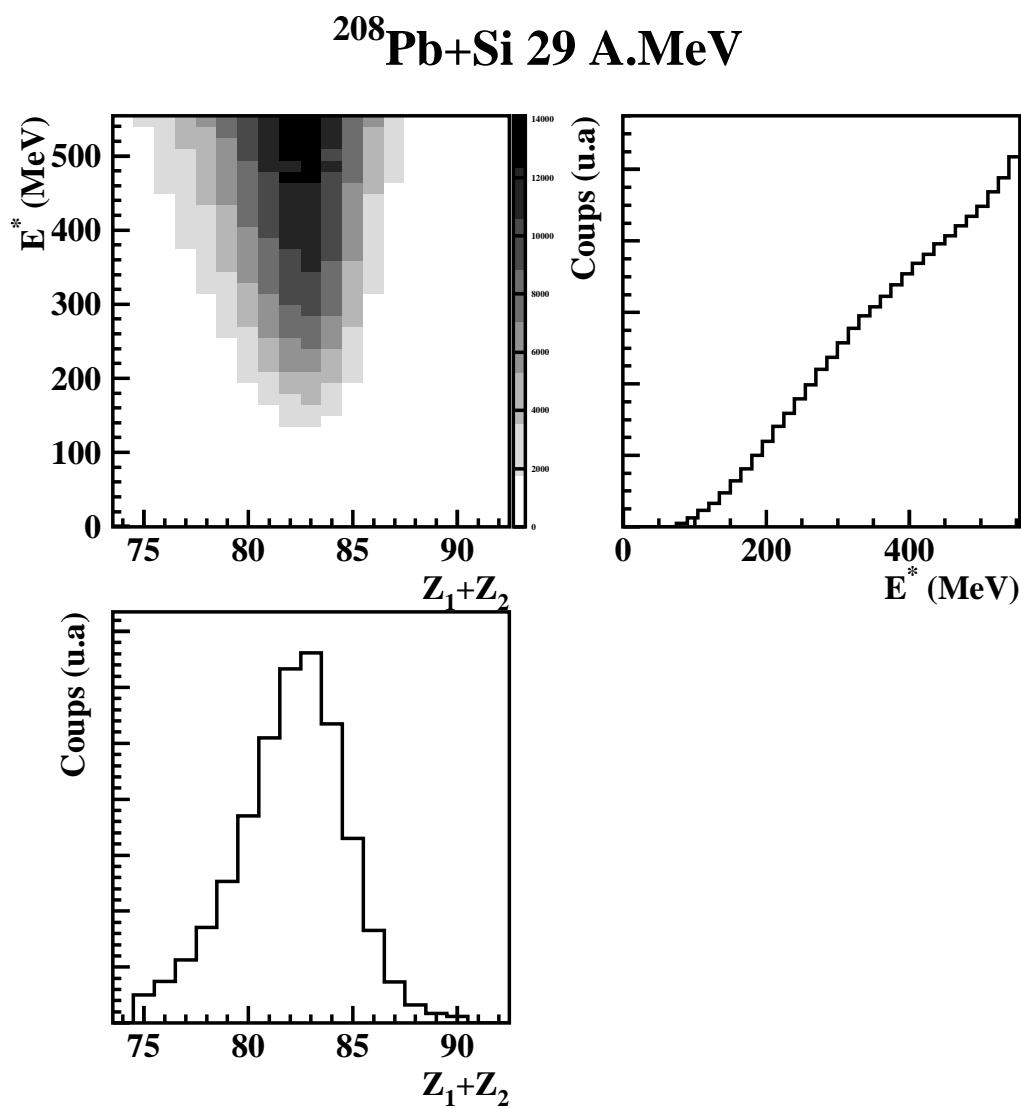


FIG. 6.11 – Matrice de corrélation $Z_1 + Z_2$ -énergie d'excitation. Les deux autres images sont les projections sur les deux axes de cette matrice.

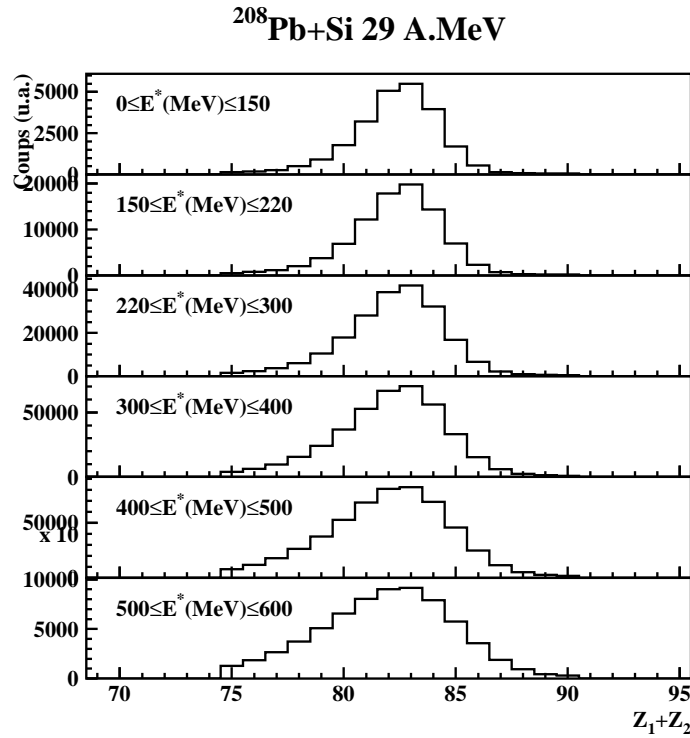


FIG. 6.12 – Évolution des distributions $Z_1 + Z_2$ par tranches d'énergie d'excitation pour les événements de fission.

la fission biaise le comportement moyen et favorise les collisions avec transfert de charges de la cible vers le projectile dans notre cas.

6.3.3 Effets des seuils de détection

Les distributions en Z présentées dans les deux sections précédentes sont les distributions en Z brutes obtenues expérimentalement. Or, nous allons voir que les seuils de détection des télescopes biaisent ses distributions pour les plus hautes énergies d'excitation. Nous avons représenté sur la figure 6.14 la matrice de corrélation $\Delta E - E_{res}$ pour quatre tranches en énergie d'excitation. Cette matrice a été obtenue sur le télescope T_5 pour les événements en coïncidence avec T_1 . Les évolutions sont similaires quel que soit le télescope choisi. Nous voyons à partir de cette figure que les fragments de fission correspondant à la solution cinématique arrière sont coupés à partir des énergies d'excitation supérieures à 400 MeV. Les distributions en Z sont alors systématiquement biaisées pour ces gammes d'énergies. Cependant, aucune différence notable par rapport aux distributions en Z présentées n'a été observée en sélectionnant soit la solution avant, soit la solution arrière et, de plus, nous verrons par la suite que pour les gammes d'énergies supérieures à 400 MeV, nous n'observons plus aucune évolution significative des creux de blocage.

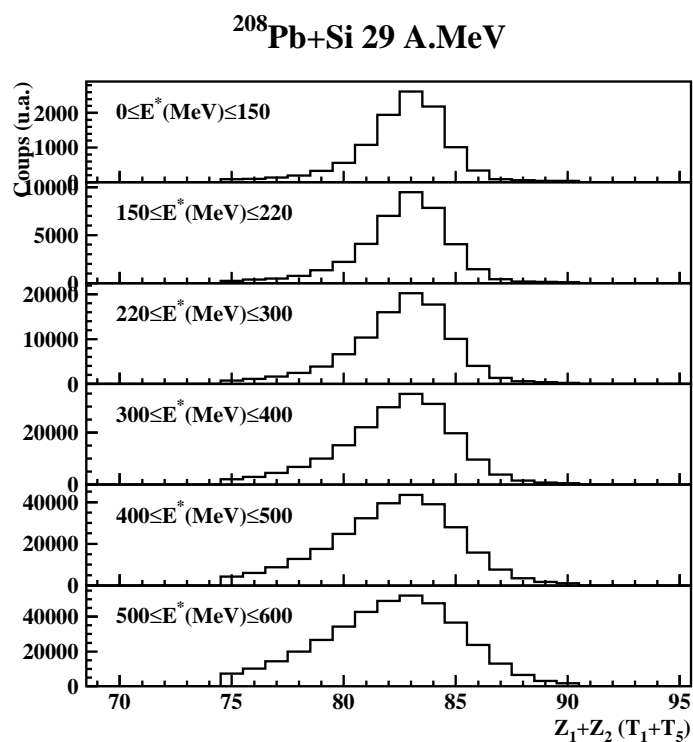
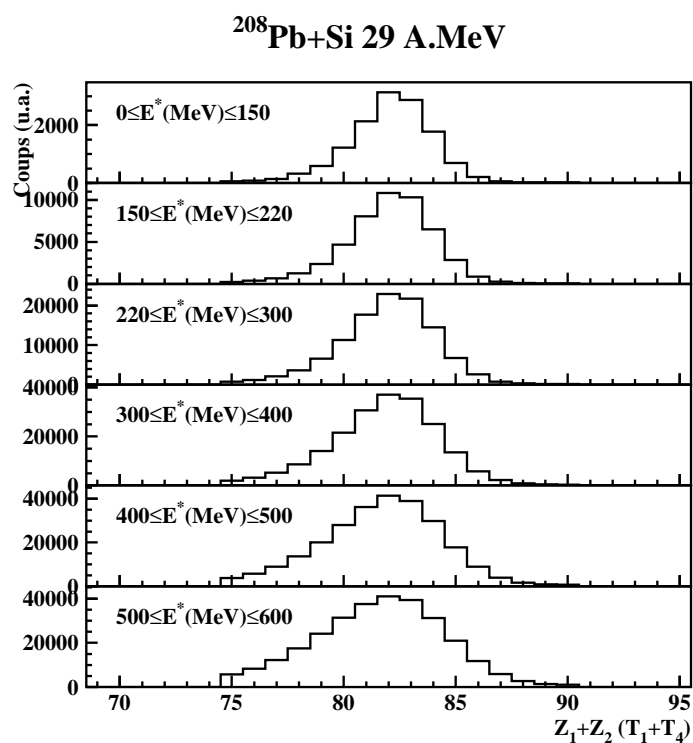


FIG. 6.13 – Évolution des distributions $Z_1 + Z_2$ par tranches d'énergie d'excitation pour les coïncidences entre les télescopes T_1 et T_4 (en haut) et les coïncidences entre les télescopes T_1 et T_5 (en bas).

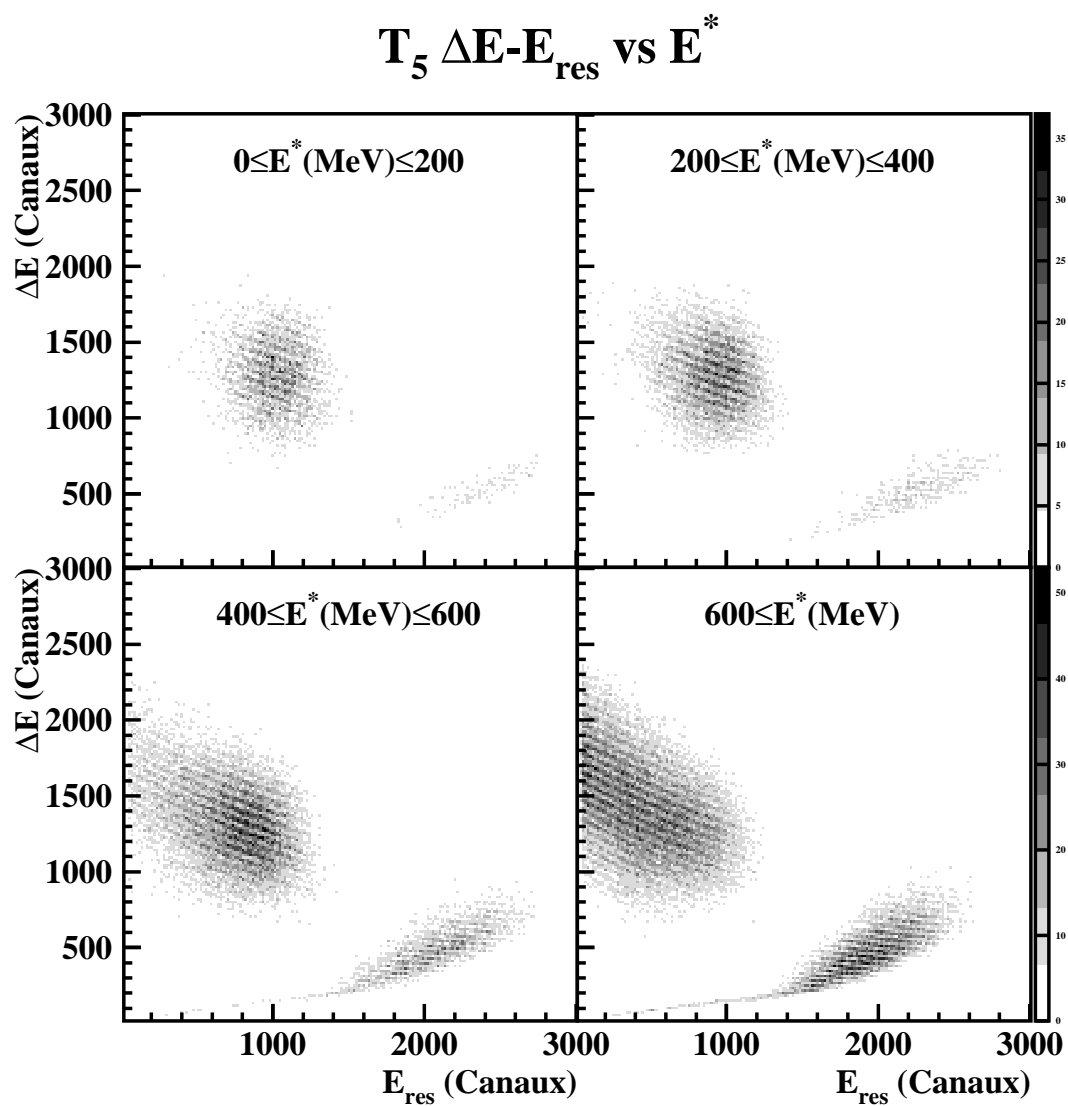


FIG. 6.14 – Matrices $\Delta E - E_{res}$ pour quatre tranches en énergie d'excitation et pour les fragments de fission du télescope T_5 détectés en coïncidence avec ceux du télescope T_1 .

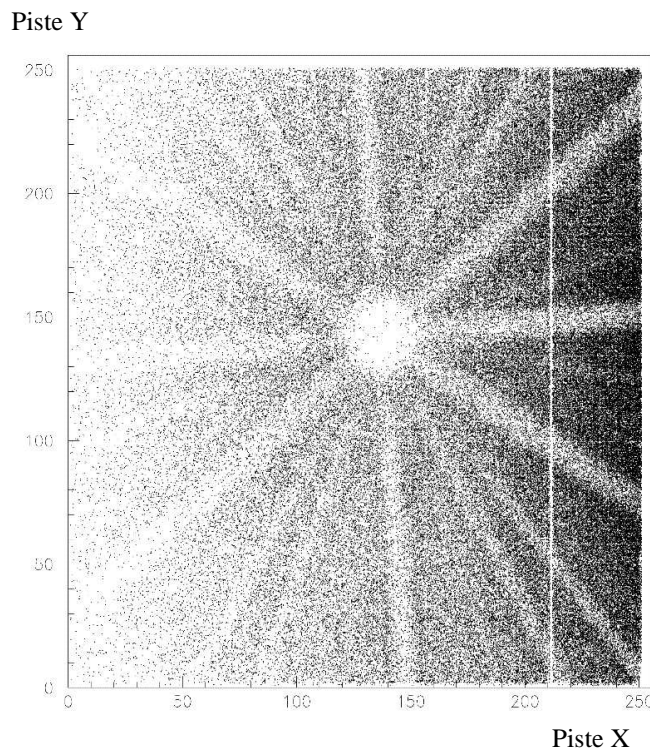


FIG. 6.15 – *Distribution dans le plan transverse à l'axe $\langle 110 \rangle$ (image de blocage à deux dimensions) obtenue pour la diffusion élastique (figure extraite de [Bar02a]).*

6.4 Les effets d'ombre dans le monocristal

A partir de l'identification de la piste touchée dans les directions transverses X et Y pour chacun des deux télescopes T_1 et T_2 , nous sommes capables d'obtenir une image de blocage (image de la distribution des fragments dans les deux directions X et Y) pour différentes sélections comme la diffusion élastique, la fission, la sélection de tranches en énergie d'excitation et la sélection en numéro atomique $Z_1 + Z_2$ des deux fragments de fission. La comparaison des différents creux de blocage (pour la fission) va permettre de mettre qualitativement en évidence l'existence de composantes de temps de vie longs dans les distributions de temps de scission. L'existence de ces composantes de temps de vie longs se traduit par un remplissage des creux de blocage. Seule la comparaison des creux de blocage avec des creux simulés permettra d'extraire quantitativement un temps de scission.

6.4.1 Résultats sur la diffusion élastique

Nous avons représenté sur la figure 6.15 l'image de blocage obtenue sur le télescope T_2 . Cette image correspond à l'image de blocage des ions plomb qui diffusent élastiquement sur les noyaux du monocristal de silicium. Sur cette image, nous reconnaissons l'axe $\langle 110 \rangle$ au centre et les directions des autres plans cristallins (le plan quasi-horizontale correspond à un plan (101) et le plan quasi-verticale au plan (010)). D'autre part, nous voyons que

la section efficace de diffusion est plus importante sur la partie droite de cette image comparée à la partie gauche. Ceci s'explique par la position du faisceau (situé à droite du télescope T_2) et par le fait que la section efficace de diffusion est fonction de l'angle¹ de diffusion θ défini par rapport à la direction du faisceau. Pour extraire des informations quantitativement significatives sur les effets d'ombre, nous allons définir à partir de la figure 6.15 un creux de blocage à une dimension. Il correspond à la distribution angulaire $dN/d\Omega$ (après normalisation à la section efficace Rutherford suivant une procédure décrite en détail par F. Barrué [Bar02a]) en fonction de l'angle Ψ , angle entre la direction du noyau détecté à la sortie du cristal et la direction de l'axe $\langle 110 \rangle$ (cf. figure 3.4 page 62).

La distribution angulaire ou creux de blocage s'obtient à partir de l'image de blocage en deux étapes :

1. On intègre, à partir du centre du creux de blocage déterminé sur la figure 6.15, le nombre de coups présents sur des couronnes de rayons croissants. Soit $(x_c; y_c)$ les coordonnées du centre du creux de blocage et $(x_p; y_p)$ celles d'un point p de l'image, alors le rayon R_p est défini par la relation $R_p^2 = (x_p - x_c)^2 + (y_p - y_c)^2$. R_p prend alors selon le couple $(x_p; y_p)$ différentes valeurs discrètes $R_p(x_p; y_p)$ d'espacement $\Delta R_p(x_p; y_p)$ variables. Afin de reconstruire la distribution dN/dR , le nombre de coups associé à un couple donné $(x_p; y_p)$ a été réparti uniformément entre $R_p - \Delta R_p/2$ et $R_p + \Delta R_p/2$ et un intervalle dR constant a été pris.
2. La distribution dN/dR ainsi obtenue est normalisée par un facteur $1/R$ pour obtenir une distribution $dN/d\Omega$, présentant sur un grand domaine angulaire en dehors du creux un plateau. Enfin, nous normalisons la valeur du plateau à 1 et nous transformons la valeur du rayon en une valeur angulaire Ψ . (La distance entre deux pistes étant de $200 \mu m$ et celle entre la cible et l'entrée du télescope étant de $3.5 m$, un rayon de 90 pistes correspond approximativement à $\Psi = 0.3^\circ$.)

La figure 6.16 représente le creux de blocage ainsi obtenu pour la diffusion élastique. On remarque que la valeur à mi-hauteur correspond à un angle $\Psi_{1/2}$ de l'ordre de 0.06° . Pour les angles Ψ les plus petits, $dN/d\Omega$ vaut environ 3 % de la valeur du plateau. Ces caractéristiques sont proches de celles attendues pour un cristal de silicium parfait [Gem74] et vont nous permettre d'avoir une très bonne sensibilité sur la détection d'éventuelles composantes de temps de vie longs dans la fission. La courbe en trait plein sur la figure 6.16 correspond au résultats de la simulation décrite au chapitre 5 (cf. section 5.5 page 116). Une discussion détaillée de l'ajustement des différents ingrédients indispensables à ces simulations (potentiel atomique, états de charge, forme du faisceau...) peut être trouvée dans la référence [Bar02a].

L'accord très satisfaisant avec les données peut être considéré comme une validation du programme de simulation pour des temps infiniment courts (au regard de la limite inférieure de sensibilité de notre expérience). Les différents paramètres ainsi ajustés vont maintenant être utilisés pour simuler les effets d'ombre associés à la fission. Comme souligné au chapitre 3 (cf. section 3.3 page 66), ces simulations pour la fission devront tenir compte en plus des spécificités de ce processus par rapport à la diffusion élastique (charge effective des fragments, énergies cinétiques, neutrons de post-scission...).

1. La section efficace de diffusion (Rutherford) est proportionnelle à $1/\sin^4(\theta_{cm}/2)$.

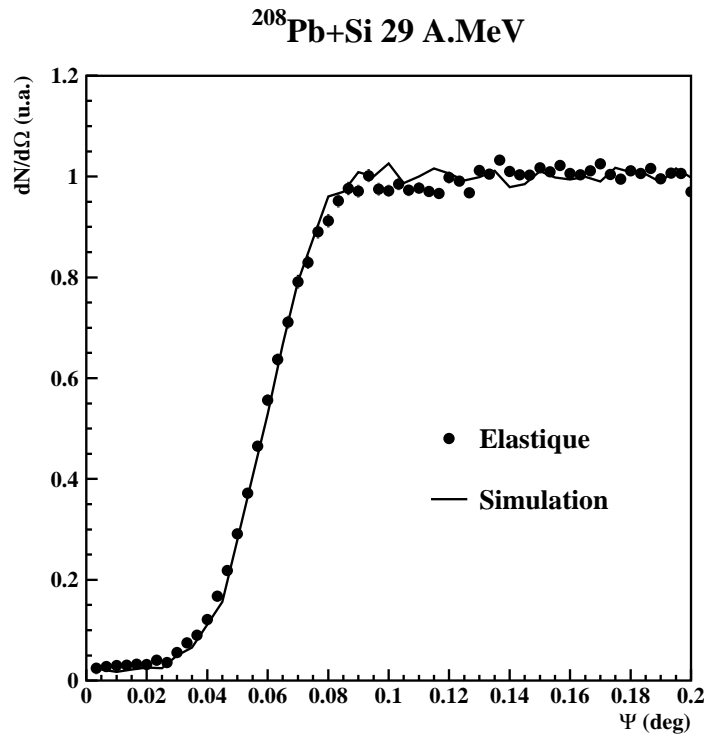


FIG. 6.16 – Distribution angulaire $dN/d\Omega$ intégrée en fonction de l'angle Ψ défini par rapport à l'axe $\langle 110 \rangle$ pour la diffusion élastique mesurée autour de 1° . La courbe provient de la simulation (voir texte).

6.4.2 Résultats sur la fission

a) Sélection en énergie d'excitation

L'analyse des effets d'ombre associés à la fission exige une sélection en énergie d'excitation, puisque, comme cela a été présenté sur la figure 6.4 page 123, la gamme des énergies d'excitation possible pour les quasi-projectiles fissionnant s'étend depuis environ 80 MeV jusqu'à plus de 600 MeV .

Les sélections en énergie d'excitation ont été faites en appliquant des coupures franches sur la *lumière prompte*. La corrélation énergie d'excitation-*lumière prompte* est à nouveau présentée sur la figure 6.17 (figure équivalente à la figure 6.4). Lorsqu'au cours de l'analyse, une coupure franche sur la lumière a été appliquée, cette coupure sera indiquée par la suite par la valeur moyenne $\langle E^* \rangle$ de l'énergie d'excitation associée à cette lumière (courbe blanche de la figure 6.17).

Pour des raisons évidentes de statistiques, l'analyse qui a été faite a exigé de considérer des tranches de largeurs finies sur la *lumière prompte*. Les limites de ces tranches sont indiquées sur la figure 6.17 par les traits verticaux en pointillés. Pour chaque tranche, nous avons projeté la corrélation énergie d'excitation-*lumière prompte* sur l'axe des énergies d'excitation et nous avons déterminé la largeur totale à mi-hauteur $2\Gamma_{1/2}$ de la distribution

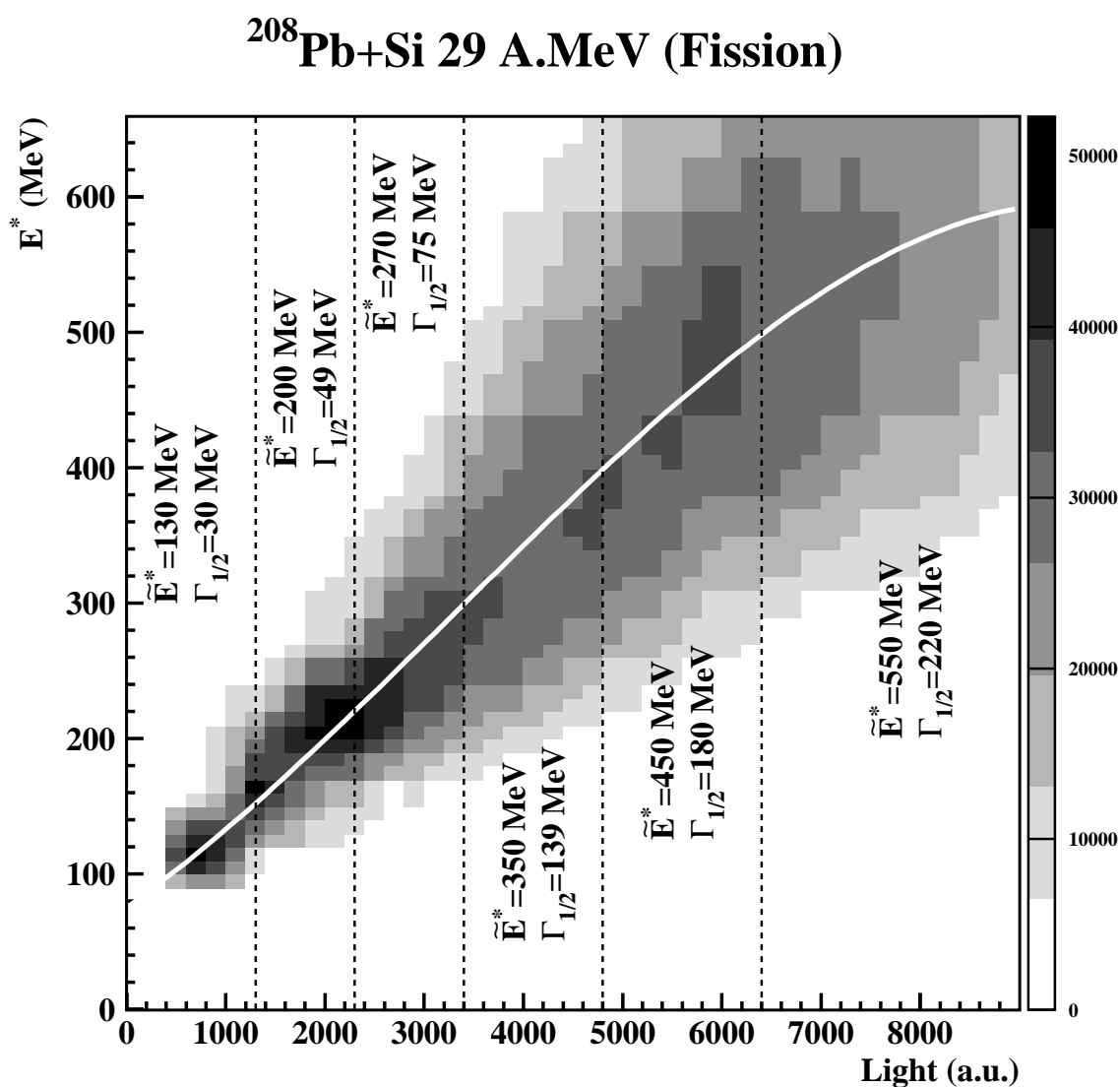


FIG. 6.17 – Corrélation énergie d'excitation-lumière prompt pour la fission. La ligne blanche donne la corrélation moyenne $\langle E^* \rangle$ -lumière prompt. Les traits verticaux en pointillés délimitent les tranches utilisées dans l'analyse (voir texte pour l'explication des valeurs \tilde{E}^* et $\Gamma_{1/2}$ correspondant à chaque tranche).

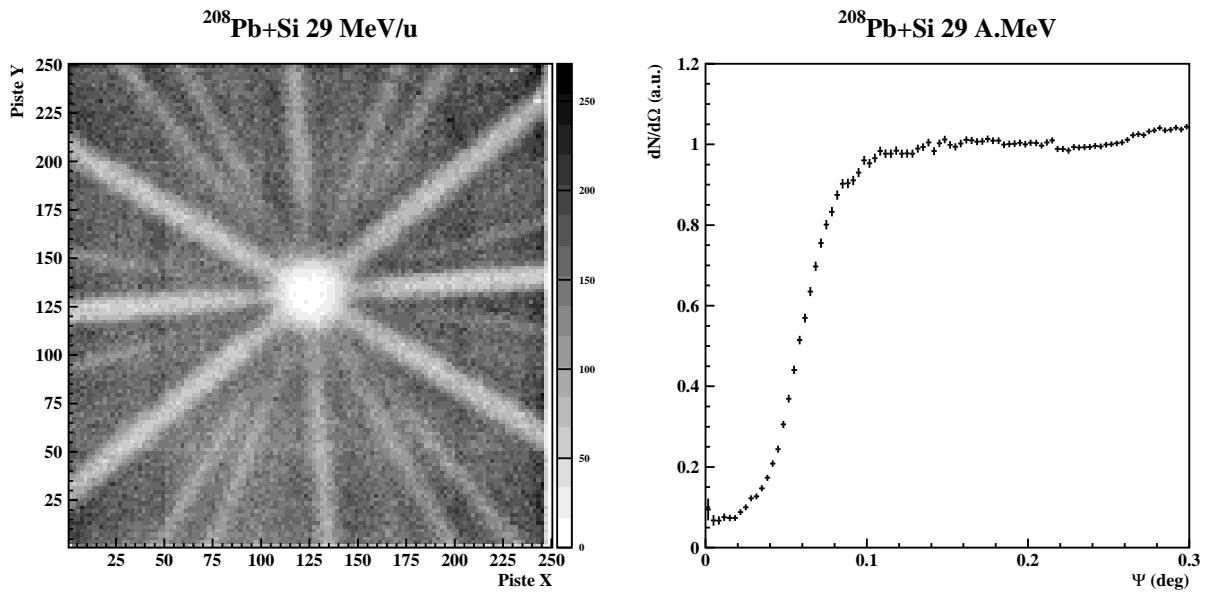


FIG. 6.18 – Image de blocage et creux de blocage correspondant obtenus expérimentalement sur le télescope T_1 pour l'ensemble des événements de fission.

en énergie d'excitation ainsi obtenue. Les valeurs de $\Gamma_{1/2}$ ainsi obtenues sont indiquées pour chaque tranche sur la figure 6.17.

Enfin, nous avons associé à chacune des tranches une énergie d'excitation \widetilde{E}^* , indiquée également sur la figure, correspondant au milieu de la largeur à mi-hauteur. Cette valeur \widetilde{E}^* ainsi déterminée est très proche à la fois de la valeur moyenne et de la valeur la plus probable associées à chaque tranche (écart inférieur à 15 MeV). La conséquence des largeurs non négligeables associées aux énergies d'excitation sera discutée lors de la présentation et de l'interprétation des résultats.

b) Effet d'ombre associé à la fission

Nous avons représenté sur la figure 6.18 l'image de blocage obtenue sur le télescope T_1 pour l'ensemble des événements de fission² et toute la gamme en énergie d'excitation. Nous voyons très nettement au centre de l'image de blocage la direction de l'axe $\langle 110 \rangle$ ainsi que les différents plans du réseau cristallin comme dans l'image pour la diffusion élastique (figure 6.15 page 134). Sur le creux de blocage, nous remarquons que la valeur à mi-hauteur correspond environ à la même valeur $\Psi_{1/2}$ que pour la sélection de la diffusion élastique (soit environ 0.06°). Par contre, la valeur $dN/d\Omega$ pour les plus petits angles est nettement supérieure à celle de la diffusion élastique. Nous obtenons une valeur de l'ordre de 0.06 pour la fission à comparer à 0.03 pour la diffusion élastique. Ces valeurs aux très petits angles Ψ sont généralement appelés χ_{min} .

2. Nous avons en fait appliqué la sélection $75 \leq Z_1 + Z_2 \leq 90$ pour s'affranchir des queues de distributions sur la distribution en $Z_1 + Z_2$. Par la suite, nous ferons cet abus de langage lorsque nous parlerons de l'ensemble des événements de fission.

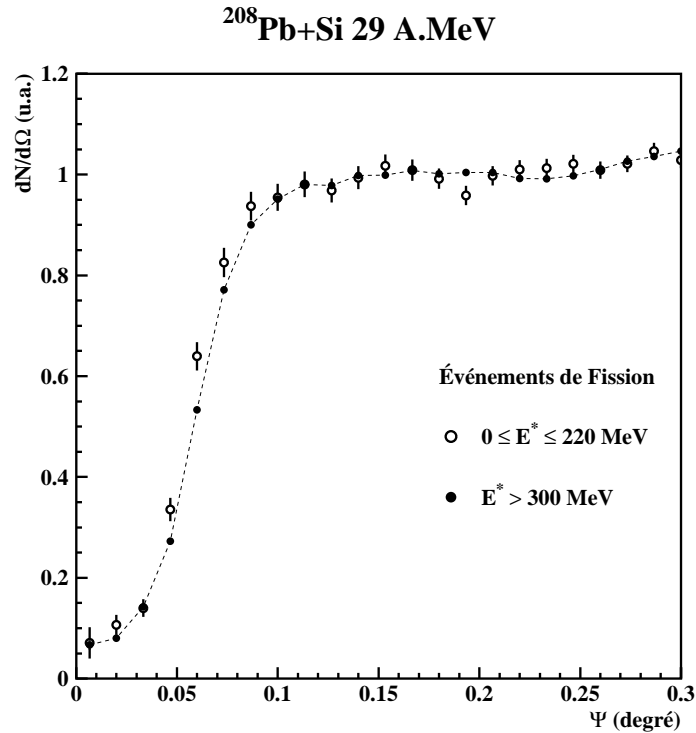


FIG. 6.19 – Creux de blocage pour les événements de fission pour deux sélections en énergie d'excitation. Pour $E^* > 300 \text{ MeV}$, les barres d'erreurs sont comprises dans les points. La ligne en trait pointillé est un guide qui relie les points correspondant à la sélection d'énergie la plus élevée.

La mise en évidence d'une telle différence sur les χ_{min} a été interprétée dans la plupart des expériences précédentes de mesures des effets d'ombre dans des monocristaux [And76, For87] comme la signature inambiguë de la présence de composantes de temps de vie extrêmement longs (supérieurs à la limite de sensibilité de leurs expériences) dans la fission de noyaux de plomb. Néanmoins, ainsi que nous l'avons souligné à la fin de la section 6.4.1, la comparaison entre les effets d'ombre sur la diffusion élastique et sur la fission ne peut être faite aussi simplement : il faut tenir compte des spécificités du processus de fission, principalement de l'émission des neutrons de post-scission [Gol99]. Les émissions de post-scission n'ont pas été prises en compte lors des analyses des expériences [And76, For87], conduisant sans doute à une forte surestimation des temps de fission déduits pour des noyaux de plomb (^{200}Pb dans leur cas).

Les distributions que nous avons présentées sont intégrées sur toute la gamme en énergie d'excitation et tous les $Z_1 + Z_2$. Qu'en est-il lorsque nous sélectionnons des tranches en énergies d'excitation? La figure 6.19 montre deux creux de blocage pour deux sélections en énergie d'excitation différentes ($E^* \leq 220 \text{ MeV}$ et $E^* > 300 \text{ MeV}$). Sur cette figure, nous voyons clairement que le creux de blocage pour la tranche d'énergie la plus faible est systématiquement au dessus de celle pour la tranche d'énergie la plus élevée. Cet effet, bien que très faible comparé par exemple à ceux observés dans la fission de l'uranium [Gol99] pourrait être également considéré comme la preuve de l'existence de composantes de temps de vie longs. Cependant, de même que pour la différence observée

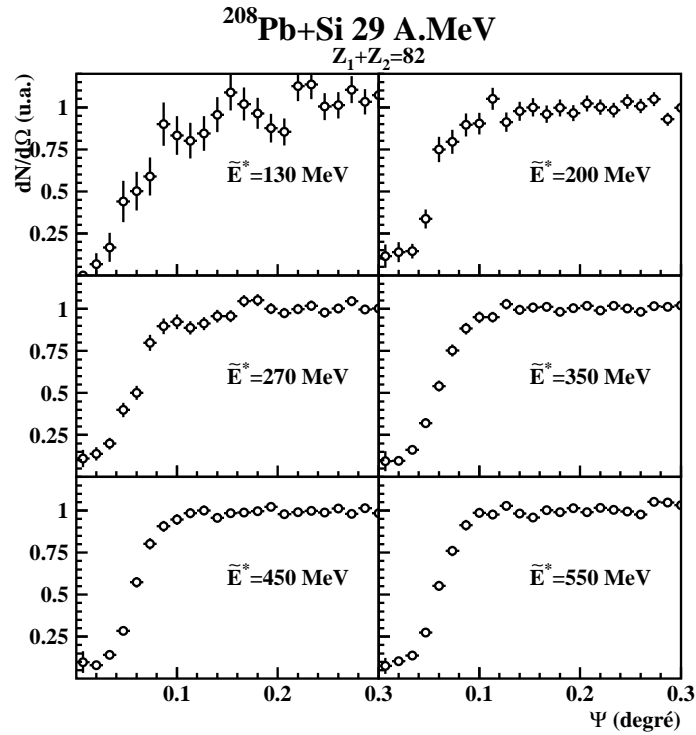


FIG. 6.20 – Évolution des creux de blocage pour la sélection $Z_1 + Z_2 = 82$ pour les six tranches d'énergie d'excitation considérées.

entre les effets d'ombre sur la diffusion élastique et sur la fission, la différence observée sur la figure 6.19 pourrait résulter des évolutions des caractéristiques du processus de fission : masses, charges, énergies et neutrons de pré- et post-scission différents selon l'énergie d'excitation considérée.

Pour analyser plus profondément les effets d'ombre, une sélection en $Z_1 + Z_2$ est indispensable. Les creux de blocages associés à $Z_1 + Z_2 = 82$ pour les six tranches en énergie d'excitation considérées sont présentés sur la figure 6.20. Nous voyons que la statistique limitée ne va pas permettre une superposition significative afin de comparer les différents creux de blocage. De plus, le nombre important de creux de blocage à comparer demande une analyse et une présentation plus aisées. Aussi, nous allons présenter une méthode simple qui permet de mettre qualitativement en évidence l'existence de composantes de temps de vie longs dans la distribution de temps de scission, en intégrant la statistique contenue dans les creux de blocage. Cette méthode a été utilisée sur l'expérience précédente sur l'uranium [Gol99]. C'est la méthode dite de mesure du taux de blocage.

c) Le taux de blocage

Le taux de blocage s'apparente à une mesure du taux de remplissage du creux de blocage. Cette quantité est sensible à la fois au peuplement du fond du creux (χ_{min}) et à la forme de la descente du creux, permettant ainsi de sonder la totalité du creux.

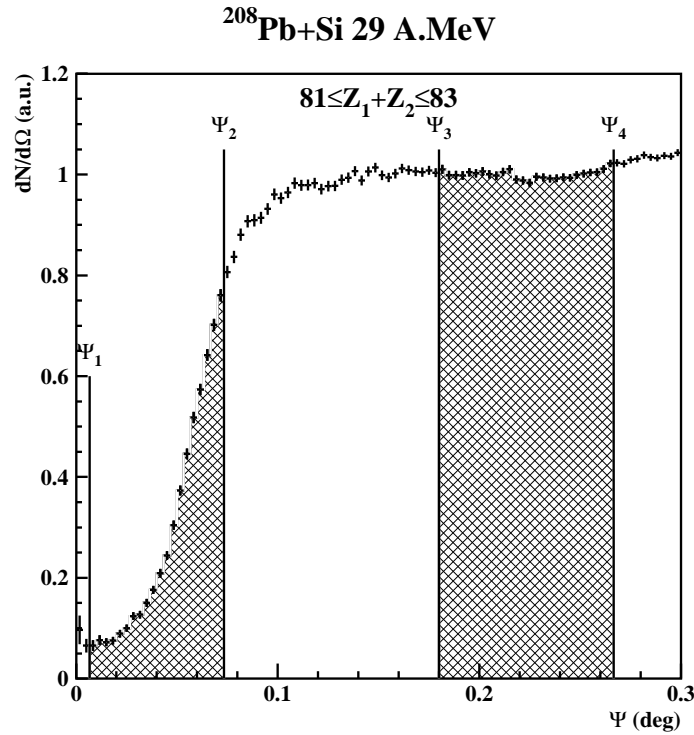


FIG. 6.21 – Creux de blocage pour la sélection $81 \leq Z_1 + Z_2 \leq 83$ et l'ensemble de la gamme en énergie. Les deux zones hachurées symbolisent les zones d'intégrations utilisées pour le calcul du taux de blocage.

(i) **Définition** Le taux de blocage est défini comme le rapport, normalisé à 1, de l'intégrale de $dN/d\Omega$ définie entre Ψ_1 et Ψ_2 (I_{12}) et de l'intégrale définie entre Ψ_3 et Ψ_4 (I_{34}):

$$\mathcal{B} = \frac{\int_{\Psi_1}^{\Psi_2} dN/d\Omega \, d\Psi}{\int_{\Psi_3}^{\Psi_4} dN/d\Omega \, d\Psi} \times \frac{\Psi_4 - \Psi_3}{\Psi_2 - \Psi_1} \quad (6.1)$$

Les valeurs des angles Ψ_1 , Ψ_3 et Ψ_4 sont fixées une fois pour toute et sont symbolisées sur la figure 6.21. Ψ_1 a été fixé à 0.01° afin de ne pas prendre en compte dans le calcul de I_{12} les mesures à très faibles angles Ψ pour lesquels la normalisation en angles solides des distributions angulaires (normalisation faite en $1/R$, équivalente à une normalisation en $1/\sin \Psi$) diverge et implique des erreurs non statistiques énormes sur la valeur de $dN/d\Omega$ à petit angle. La valeur de l'angle Ψ_2 a été déterminée pour chaque $Z_1 + Z_2$ à 80 % de la valeur du plateau du creux de blocage obtenu pour $\langle E^* \rangle$ supérieure à 400 MeV (en fait, aucune évolution significative de Ψ_2 avec $Z_1 + Z_2$ n'a été observée). Ψ_3 et Ψ_4 sont définis sur le plateau, pour lequel la statistique est relativement élevée, si bien que l'on peut négliger l'erreur sur le calcul de I_{34} comparée à l'erreur sur I_{12} . De plus, Ψ_3 et Ψ_4 appartenant à la zone pour laquelle la valeur du plateau a été normalisée à 1, alors $I_{34} = \Psi_4 - \Psi_3$ et le calcul du taux de blocage se ramène au calcul de I_{12} . Bien évidemment, l'équation 6.1 est définie pour une fonction $dN/d\Omega$ continue. Expérimentalement, les valeurs I_{12} et I_{34} sont obtenues par sommes discrètes. Le calcul d'erreur est traité correctement en sommant quadratiquement les erreurs statistiques associées à chaque valeur de Ψ (l'erreur statistique sur le nombre de coups bruts a été prise égale à \sqrt{N}).

Pour des creux de blocage complètement remplis, le taux de blocage \mathcal{B} est égal à 1. La valeur $\mathcal{B} = 1$ correspond à 100 % de composantes de temps de vie supérieurs à la limite de sensibilité supérieure en temps, $\tau_{max} \simeq 10^{-16} s$, de notre expérience. \mathcal{B} va devenir inférieur à 1 dès que des composantes de temps de vie inférieurs à τ_{max} vont apparaître et va diminuer jusqu'à une valeur limite inférieure \mathcal{B}_{min} qui caractérisera 100 % de composantes de temps de vie inférieurs à notre limite inférieure de sensibilité $\tau_{min} \simeq 3 \times 10^{-19} s$. L'obtention des valeurs de τ_{min} et τ_{max} sera précisée dans la section 6.4.2.d)(i) (cf. page 147).

Une évolution du taux de blocage, soit avec $Z_1 + Z_2$, soit avec l'énergie d'excitation, caractérisera ainsi une modification des creux de blocage associés. Une telle évolution peut résulter soit d'un changement du pourcentage de composantes à temps de vie longs, soit des modifications des caractéristiques des fragments de fissions considérés (par exemple leur numéro atomique, leur énergie ou leurs émissions de neutrons de post-scission). Les évolutions des taux de blocage observées lors de l'expérience sur l'uranium [Gol99] aussi bien que celles qui vont être décrites dans la suite, principalement dans les paragraphes (ii) et (iii) de cette section, montrent que des évolutions des taux de blocage sont des signatures de l'existence de composantes à temps de vie longs.

(ii) Évolution de \mathcal{B} pour l'ensemble des événements de fission Nous avons représenté sur la figure 6.22 l'évolution en fonction de l'énergie d'excitation du taux de blocage pour l'ensemble des événements de fission de l'expérience $Pb + Si$ à $29 MeV/u$. Les barres d'erreur correspondent aux incertitudes statistiques et la ligne en trait pointillé a été tracée arbitrairement pour indiquer la limite minimale estimée aux plus hautes énergies d'excitation. Cette figure met en évidence une augmentation continue du taux de blocage lorsque \widetilde{E}^* diminue depuis $550 MeV$ jusqu'à $200 MeV$. L'évolution pour $\widetilde{E}^* < 200 MeV$ est rendue très incertaine par la faible statistique obtenue. De plus, les incertitudes statistiques, aussi bien que les incertitudes importantes sur les valeurs de \widetilde{E}^* pour $\widetilde{E}^* > 300 MeV$, ne permettent de conclure de façon ferme à la présence de composantes à temps de vie longs que pour $\widetilde{E}^* < 300 MeV$.

(iii) Évolution de \mathcal{B} en fonction de la sélection en $Z_1 + Z_2$ Les évolutions du taux de blocage en fonction de l'énergie d'excitation présentées sur la figure 6.23 montrent des comportements différents suivant la sélection en $Z_1 + Z_2$. La figure 6.24 montre sous forme de barres horizontales, pour la sélection $Z_1 + Z_2 = 80$, les largeurs en énergies d'excitation associées aux tranches de *lumière prompte* considérées (cf. figure 6.17 page 137). Rappelons ici que les points sur ces figures sont positionnés à des énergies d'excitation voisines de la valeur moyenne associée à la tranche considérée et que les barres horizontales sur la figure 6.24 ne sont pas des barres d'erreurs, mais des largeurs de tranches. Nous voyons sur la figure 6.24 que la largeur des tranches va peu modifier le comportement des taux de blocage aux valeurs $\widetilde{E}^* < 350 MeV$, mais va atténuer d'éventuelles variations aux plus hautes valeurs de \widetilde{E}^* .

Un premier aspect frappant sur la figure 6.23, aspect qui avait été également constaté dans l'expérience sur la fission de l'uranium [Gol99], est que toutes les valeurs des taux

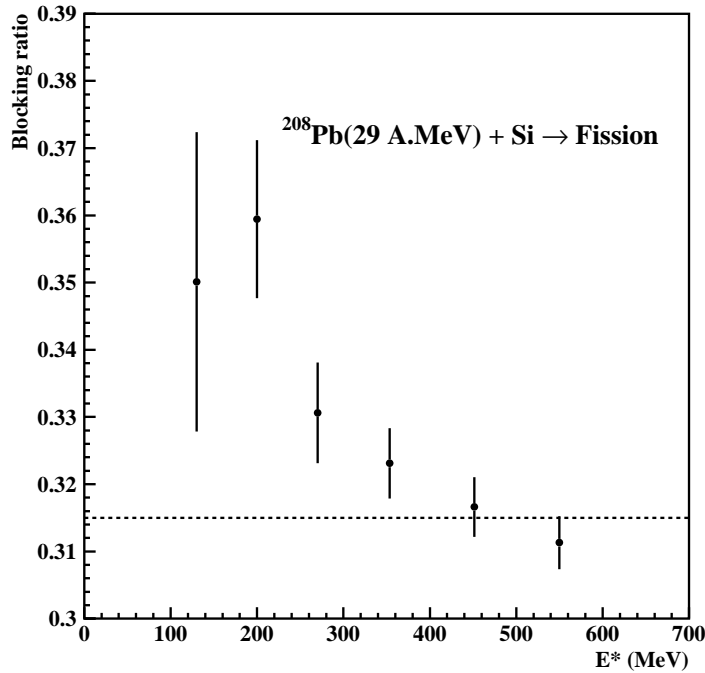


FIG. 6.22 – Évolution en fonction de l'énergie d'excitation du taux de blocage pour la réaction $Pb + Si$ à 29 MeV/u. La ligne en trait pointillé indique la limite estimée aux plus hautes énergies d'excitation.

de blocage convergent à haute énergie d'excitation vers une limite unique, symbolisée arbitrairement sur la figure par les lignes en trait pointillé. Cette valeur constante à haute énergie d'excitation peut être associée, ainsi que cela avait été fait pour l'expérience sur l'uranium, à des distributions de temps de scission pour lesquelles les composantes de temps de vie longs (temps de vie supérieurs à la limite inférieure τ_{min} de l'expérience) ont un poids nul ou négligeable. Cette interprétation se trouve confortée par l'évolution dynamique des barrières de fission effectives avec l'énergie d'excitation (cf. figure 2.8 page 29 pour le ^{205}Pb et figure 2.9 pour l' ^{235}U): pour des noyaux de plomb excités à des énergies $E^* \geq 350 MeV$, la barrière à considérer dans l'évolution dynamique est quasiment nulle et seul le temps de déformation jusqu'au point de scission est à considérer, temps très inférieur à τ_{min} (cf. figure 2.13 page 41 pour laquelle les temps τ_{ssd} sont typiquement pour un noyau de ^{205}Pb inférieurs à $10^{-20} s$, alors que $\tau_{min} \simeq 3 \times 10^{-19} s$ pour notre expérience).

Les augmentations significatives des taux de blocages observés sur la figure 6.23 pour $Z_1 + Z_2 \leq 82$ et $\tilde{E}^* \leq 300 MeV$ pourrait éventuellement provenir pour ces $Z_1 + Z_2$ d'un remplissage des creux de blocage par émissions de neutrons de post-scission différentes selon les énergies d'excitation. L'émission de neutrons de post-scission est un phénomène très difficile à simuler car associé à des noyaux qui sont les fragments de fission, mal définis en masse, en charge, en spin, en déformation et avec de très faibles énergies d'excitation. Cependant, les taux de blocage constants à haute énergie d'excitation observés quelle que soit la valeur $Z_1 + Z_2$, ainsi que l'absence d'évolution significative des taux de blocage

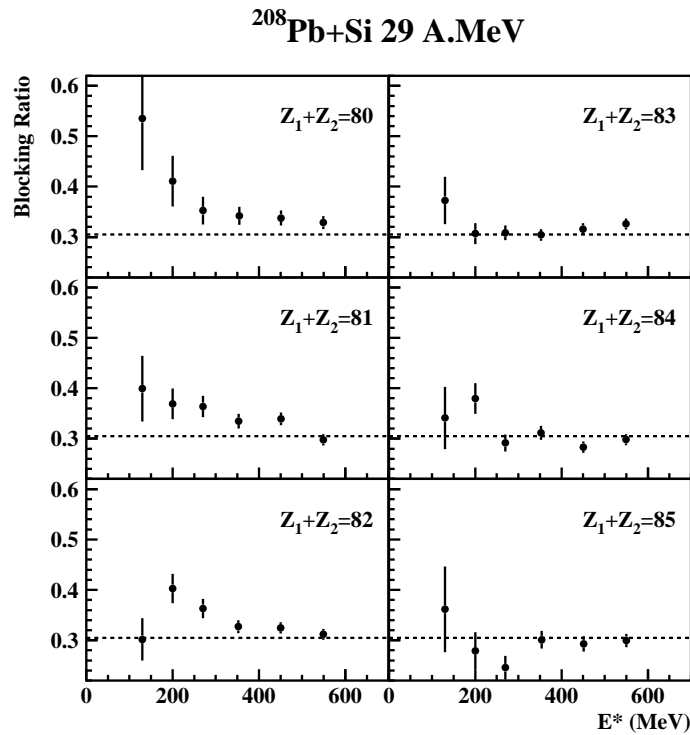


FIG. 6.23 – Évolution du taux de blocage en fonction de l'énergie d'excitation pour différentes sélections en $Z_1 + Z_2$ pour l'expérience $\text{Pb} + \text{Si}$ à $29 \text{ MeV}/u$. Les lignes en trait pointillé indiquent la limite estimée aux plus hautes énergies d'excitation.

avec l'énergie d'excitation pour $Z_1 + Z_2 \geq 83$ montrent que, dans le cas du taux de blocage axial considéré ici, les émissions de post-scission ont en moyenne le même effet de remplissage quelle que soit l'énergie d'excitation et quelle que soit la sélection en $Z_1 + Z_2$. Une conclusion identique avait été tirée lors de l'expérience sur l'uranium.

Pour les $Z_1 + Z_2$ entre 80 et 82, la figure 6.23 montre clairement la présence de composantes à longs temps de vie dans la distribution des temps de scission. Pour les sélections $Z_1 + Z_2 = 80$ et 81, on retrouve la tendance générale observée sur la figure 6.22 (toutes les fissions): une augmentation du taux de blocage lorsque l'énergie d'excitation diminue, cet effet étant plus marqué pour la sélection $Z_1 + Z_2 = 80$. Pour $Z_1 + Z_2 = 82$, la figure 6.23 semble indiquer, malgré la faible statistique associée à $\widetilde{E}^* = 130 \text{ MeV}$, un maximum autour de $\widetilde{E}^* = 200 \text{ MeV}$, suivi d'une diminution régulière avec l'énergie d'excitation. Nous verrons aux sections 7.3.2 et 7.4 que les calculs statistiques prévoient effectivement l'existence d'un maximum dans les temps de fission du plomb autour de 200 MeV , maximum qui résulte de la fission à très faible énergie d'excitation résiduelle de noyaux très déficients en neutrons. Enfin pour $Z_1 + Z_2 \geq 83$, aucune variation significative avec l'énergie d'excitation ne peut être observée. Il faut souligner en outre que des évolutions identiques avec $Z_1 + Z_2$ sont observées que l'on sélectionne les coïncidences $T_1 - T_4$ ou $T_1 - T_5$ uniquement. Cette similitude de comportement confirme la validité de notre calibration en Z pour le télescope T_5 (cf. section 6.3.2 page 127). Il faut aussi noter que les évolutions des taux de blocage ne sont pas modifiées lorsque nous sélectionnons uniquement les fragments avant ou arrière du télescope T_1 . Par contre, la trop faible statistique ne nous a pas permis de

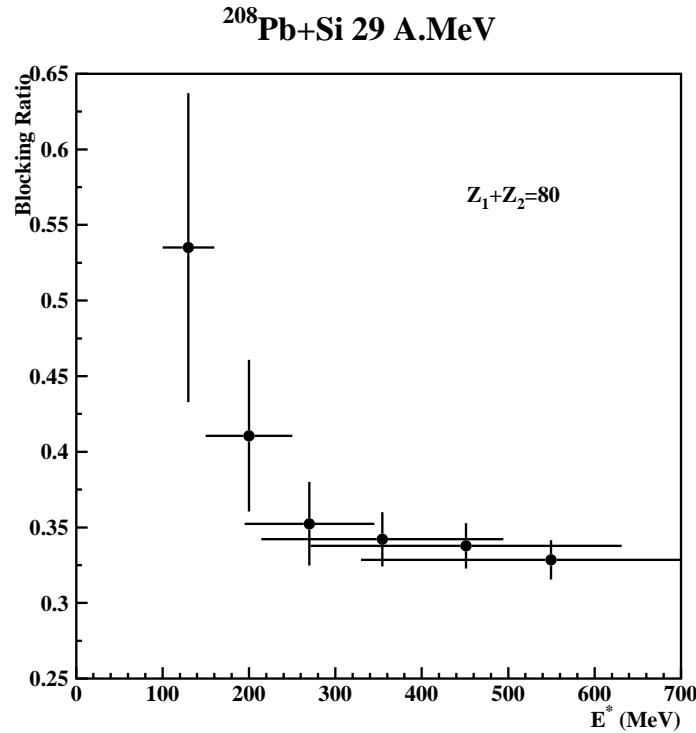


FIG. 6.24 – Évolution du taux de blocage en fonction de l'énergie d'excitation pour la sélection $Z_1 + Z_2 = 80$ pour l'expérience $\text{Pb} + \text{Si}$ à 29 MeV/u avec les largeurs en énergies d'excitation pour les six valeurs de \tilde{E}^* . Ces largeurs proviennent de la figure 6.17 page 137.

conclure quant à une éventuelle évolution du taux de blocage avec l'asymétrie de fission.

d) Les distributions des temps de scission

Nous venons de voir que le taux de blocage permet de mettre en évidence de façon qualitative l'existence de composantes de temps de vie longs dans la distribution des temps de scission. L'analyse de la forme des creux de blocage doit en principe nous apporter des informations sur les distributions de temps de scission à l'intérieur des limites de sensibilité de notre expérience. Pour cela, il va falloir reproduire nos données à l'aide de la simulation dont les ingrédients ont été décrits à la section 5.5 page 116.

Les temps de scission auxquels notre expérience est sensible résultent de la somme des temps mis par le noyau pour passer définitivement le point selle et du temps nécessaire pour atteindre le point de scission. Nous avons vu (cf. section 2.4.3.c) page 50) que, dans notre cas, ce dernier temps pouvait être négligé en comparaison des temps très longs que nous sommes susceptibles de mesurer. Le temps mis par le noyau pour passer définitivement le point selle est le temps cumulé $\sum_{i=1}^n t_i$ des n étapes d'évaporation précédant la fission et du temps de l'étape $(n + 1)$ correspondant à la fission. La figure 6.25 présente à titre d'exemple la corrélation calculée entre le temps de vie τ_{n+1} à l'étape $(n + 1)$ et la somme $\tau_{n+1} + \sum_{i=1}^n t_i$. Cette corrélation a été calculée par SIMDEC [Oht95, Ari99] dans le cadre du modèle *statistique-dynamique* (cf. section 2.4.2 page 40) pour un noyau de

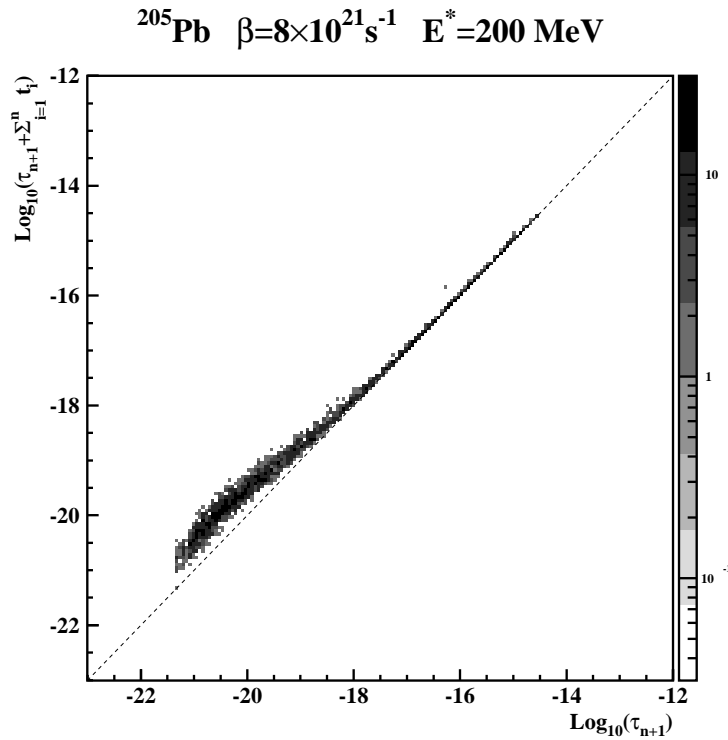


FIG. 6.25 – Corrélation entre le temps de vie τ_{n+1} à l'étape $(n + 1)$ (étape où a lieu la fission) et la somme $\tau_{n+1} + \sum_{i=1}^n t_i$ pour un noyau de ^{205}Pb ($E^* = 200\text{ MeV}$ et avec $\beta = 8 \times 10^{21}\text{s}^{-1}$) à l'aide du modèle statistique-dynamique.

^{205}Pb d'énergie d'excitation 200 MeV et un coefficient de dissipation $\beta = 8 \times 10^{21}\text{s}^{-1}$. Nous voyons sur cette figure que, pour les temps de fission très longs, la distribution des temps de fission est entièrement gouvernée par le temps de vie du noyau à l'étape de la fission et que le temps cumulé des évaporations pour les étapes 1 à n peut être négligé.

Pour analyser la forme des creux de blocage, nous allons donc déterminer la réponse de notre expérience à des noyaux fissionnant avec des caractéristiques (masse, charge, énergie d'excitation et spin) parfaitement définies, c'est à dire des noyaux caractérisés par leur temps de vie τ . Ces noyaux vont donc donner des distributions exponentielles d'instant de fission.

Nous allons d'abord à l'aide de la simulation des effets d'ombre ajuster l'effet des neutrons de post-scission sur les creux mesurés pour des temps très courts, en dessous de la limite de sensibilité inférieure τ_{min} de notre expérience, puis nous simulerons les creux de blocage associés à différentes valeurs de temps de vie. A l'aide du résultat de ces simulations à temps de vie fixés, dans le cas où des composantes de temps de vie longs ont été mises en évidence par l'analyse en terme de taux de blocage (cf. figures 6.22 et 6.23), nous essayerons de reconstituer les distributions de temps de scission par grandes tranches de temps de vie ou, dans le cas où la statistique ne nous a pas permis cette reconstitution, de donner des limites réalistes à ces distributions.

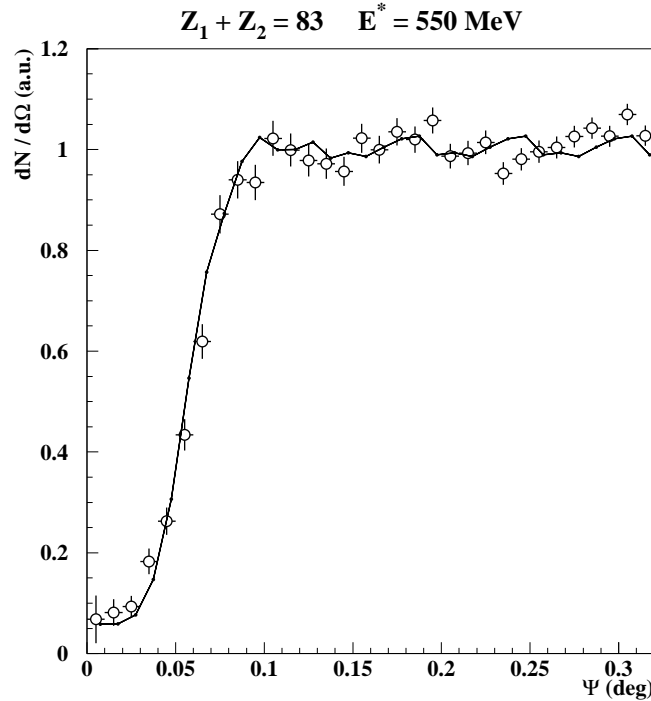


FIG. 6.26 – Creux de blocage pour $Z_1 + Z_2 = 83$ et une énergie d'excitation $\widetilde{E}^* = 550 \text{ MeV}$. La courbe en trait plein est le creux de blocage simulé pour un temps de vie inférieur à τ_{min} en incluant les effets d'émission de neutrons de post-scission.

(i) **Domaine des sensibilité en temps de vie de l'expérience** Le principe de simulation des effets d'ombre repose sur des ingrédients simples et contrôlés (à l'aide de la diffusion élastique) comme la taille du faisceau, l'épaisseur de la cible traversée, le transport de l'ion dans le monocristal. Le passage de la simulation pour la diffusion élastique à la simulation pour la fission nécessite cependant deux ajustements difficilement calculables : la charge effective des fragments de fission à considérer et les effets des émissions des neutrons de post-scission. Ces deux effets ont été étudiés en détail dans la référence [Bar02a]. Les fragments de fission ont été supposés dénudés de tous leurs électrons (compte tenu de leur vitesse, les fragments doivent être complètement épluchés par la cible).

L'effet des émissions de post-scission a été ajusté à partir des creux de blocage mesurés pour la sélection $Z_1 + Z_2 = 83$ à haute énergie d'excitation. Nous montrons sur la figure 6.26 à titre d'exemple le creux mesuré pour $\widetilde{E}^* = 550 \text{ MeV}$. Bien que ce creux de blocage soit associé à une distribution de temps de scission pour laquelle il n'y a pas de composantes de temps de vie longs, nous voyons immédiatement en comparant les figures 6.26 et 6.16 (page 136) que la forme du creux associé à la fission est très différente de celle du creux associé à la diffusion élastique. Par exemple, le χ_{min} pour la fission correspond à environ 0.06 tandis que pour la diffusion élastique il vaut 0.03. Cette différence indique clairement qu'il faut tenir compte des phénomènes propres à la fission qui viennent remplir les creux de blocage. Ainsi que cela avait été fait pour l'uranium [Gol99], nous avons introduit dans les simulations l'émission de post-scission, qui va modifier sensiblement la direction des fragments de fission à l'intérieur du cristal,

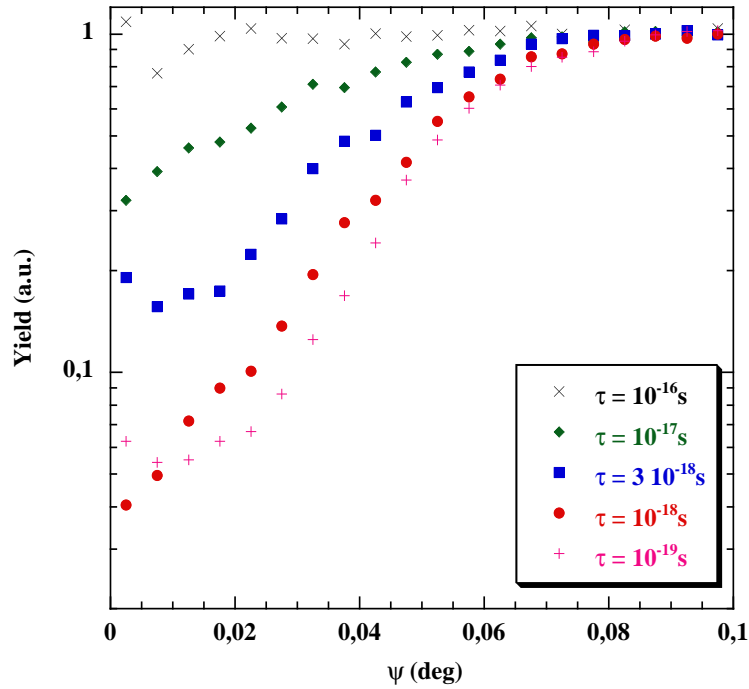


FIG. 6.27 – Creux de blocage simulés pour différentes valeurs de temps de vie τ . Ces creux tiennent compte de l'effet des neutrons de post-scission.

conduisant à un remplissage des creux de blocage. Les caractéristiques (énergie, instant d'émission) des émissions de post-scission, principalement des neutrons, ont été calculées à l'aide du programme d'évaporation SIMDEC [Oht95] pour un noyau $Z = 41$, $A = 100$ et $E^* = 100 \text{ MeV}$. Un ajustement satisfaisant sur les données du résultat de la simulation pour des temps inférieurs à la limite de sensibilité τ_{min} de l'expérience (courbe en trait plein de la figure 6.26) n'a pu être obtenu qu'en considérant une valeur extrême $a = A/5.5$ du paramètre de densité de niveaux [Bar02b]. L'utilisation d'un paramètre de densité de niveaux a très grand revient à augmenter artificiellement la probabilité d'émission de neutrons à des temps longs. Il ne semble cependant pas réaliste de tirer d'autres conclusions de cette valeur trop élevée de a puisque d'une part le programme SIMDEC fait des calculs d'évaporation qui ne sont pas rigoureusement adaptés aux caractéristiques (énergie et instant d'émission) de neutrons émis à très faibles énergies d'excitation résiduelles et d'autre part, les caractéristiques exactes des fragments de fission émetteurs ne sont pas très bien connues. Néanmoins, l'introduction des neutrons de post-scission dans la simulation conduit à un bon accord avec l'expérience et la courbe de la figure 6.16 va être considérée dans la suite comme représentant le creux de blocage associé aux composantes de temps de vie τ inférieurs à τ_{min} .

Nous avons donc calculé les creux de blocage à différentes valeurs de temps de vie τ en incluant dans la simulation l'émission de post-scission qui reproduit les creux à haute énergie d'excitation pour $Z_1 + Z_2 = 83$. Les résultats sont représentés sur la figure 6.27. Ces creux de blocage calculés présentent de très faibles statistiques aux faibles angles. Nous avons lissé ces courbes aux faibles angles comme présenté sur la figure 6.28. Ces figures nous permettent de définir les limites de sensibilité $\tau_{min} \simeq 3 \times 10^{-19} \text{ s}$ et $\tau_{max} \simeq 10^{-16} \text{ s}$ de notre expérience : aucune évolution significative des creux de blocage n'est observée pour

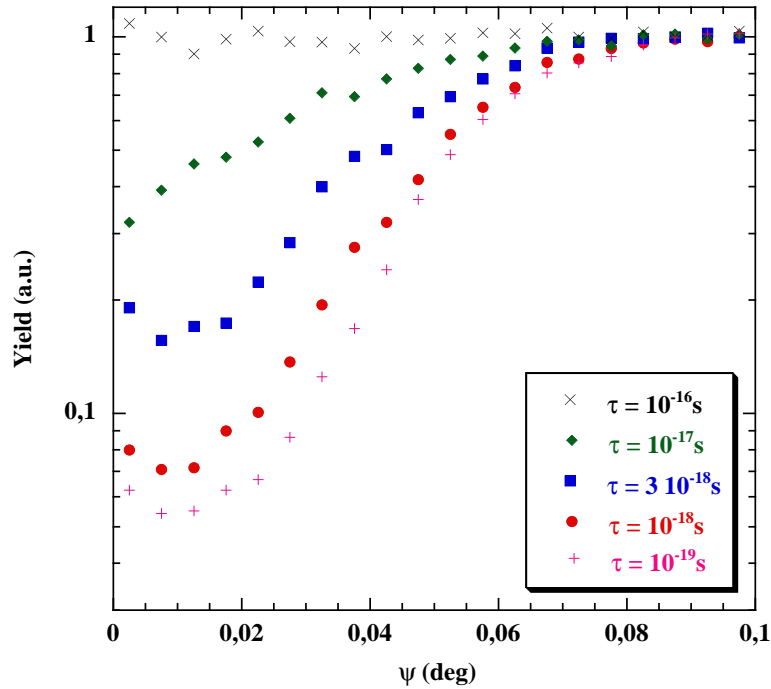


FIG. 6.28 – *Creux de blocage simulés lissés pour différentes valeurs de temps de vie τ . Ces creux tiennent compte de l'effet des neutrons de post-scission.*

$\tau < 3 \times 10^{-19} s$ et pour $\tau > 10^{-16} s$ où les creux sont entièrement remplis. Nous obtenons des creux de blocage qui évoluent de façon lente avec le temps de vie τ depuis le creux le plus creusé ($\tau \leq \tau_{min}$) jusqu'à obtenir une distribution complètement plate qui constitue la limite maximale de sensibilité de la technique d'ombre dans les monocristaux. Nous allons utiliser ces distributions pour reproduire les creux mesurés afin d'extraire les poids de chaque composante de temps de vie τ dans la distribution des temps de scission ainsi que la valeur moyenne du temps de scission. Nous avons vérifié que le fait d'utiliser les courbes lissées ou non lissées ne modifiait que très faiblement les poids extraits.

(ii) Distribution des temps de scission Pour reproduire les creux de blocage mesurés à partir des simulations, il faudrait considérer dans ces simulations des distributions de temps de vie continues s'étendant sur des grands domaines comme le montrent la figure 2.20 (page 53) représentant les distributions d'instant de fission pour le ^{205}Pb ainsi que la figure 6.25. Les simulations pourraient alors reproduire les mesures en ajustant la distribution des temps de vie. Cependant, les temps de calculs nécessaires pour obtenir par la simulation Monte-Carlo un creux de blocage associé à un temps de vie, aussi bien que la statistique limitée obtenue lors de l'expérience rendent une telle extraction des distributions de temps de vie utopique.

Pour obtenir une estimation réaliste de la distribution des temps de scission pour l'ensemble des événements de fission (correspondant à la plus forte statistique possible), nous avons fait les deux approximations suivantes :

- la forme des creux de blocage simulés varie peu à l'intérieur de quatre grandes

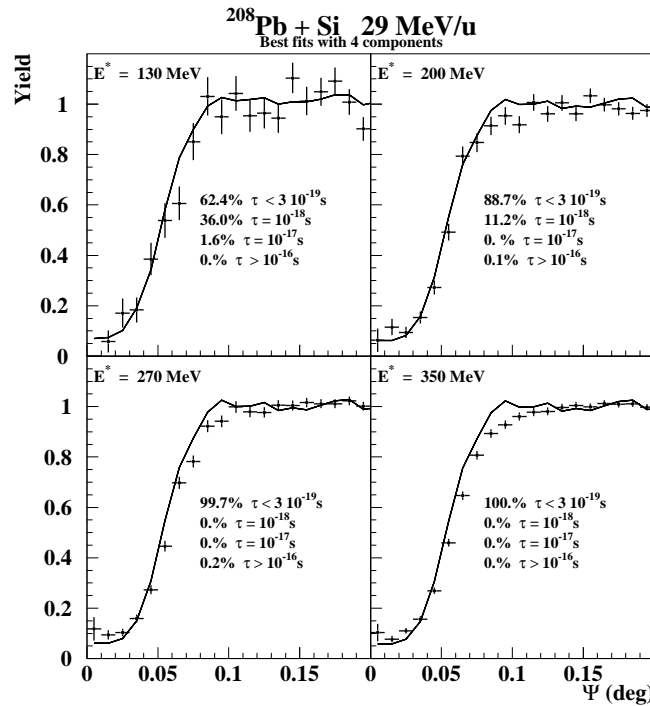


FIG. 6.29 – Creux de blocage associés à l'ensemble des événements de fission pour quatre tranches d'énergie d'excitation. Les lignes continues représentent le meilleur ajustement obtenu en considérant quatre grandes tranches de temps de vie (voir texte).

tranches de temps de vie τ correspondant à $\tau \leq 3 \times 10^{-19} s$, $3 \times 10^{-19} s < \tau \leq 3 \times 10^{-18} s$, $3 \times 10^{-18} s < \tau \leq 3 \times 10^{-17} s$ et $\tau > 3 \times 10^{-17} s$,

- la forme des creux de blocage simulés pour ces quatre tranches correspond respectivement aux résultats de la simulation pour $\tau \leq \tau_{min} = 3 \times 10^{-19} s$, $\tau = 10^{-18} s$, $\tau = 10^{-17} s$ et $\tau \geq \tau_{max} = 10^{-16} s$.

Nous avons alors ajusté le poids de chacune des quatre composantes afin de minimiser le χ^2 entre les creux simulés et les creux mesurés. La figure 6.29 présente le meilleur ajustement ainsi obtenu et les poids associés aux quatre composantes de temps de vie considérées. La figure 6.30 résume l'évolution du poids de ces composantes avec l'énergie d'excitation. Elle montre que les composantes de temps de vie longs sont principalement des composantes de temps de vie voisins de $10^{-18} s$ dont le poids décroît rapidement avec l'énergie d'excitation et devient négligeable pour $\tilde{E}^* = 270 MeV$, en accord avec les conclusions tirées de l'analyse en terme de taux de blocage.

L'analyse effectuée en terme de taux de blocage a montré que la répartition des composantes de temps de vie longs dépendait fortement du $Z_1 + Z_2$ considéré. Cependant, la réduction importante de la statistique ne permet plus de faire des ajustements statistiquement significatifs pour des sélections en énergie d'excitation aussi étroites que pour l'ensemble des événements de fission. Pour améliorer la statistique dans le cas de la sélection $Z_1 + Z_2 = 82$, nous avons regroupé nos données en deux grandes tranches en énergie d'excitation, pour une énergie d'excitation moyenne inférieure à $300 MeV$ et supérieure

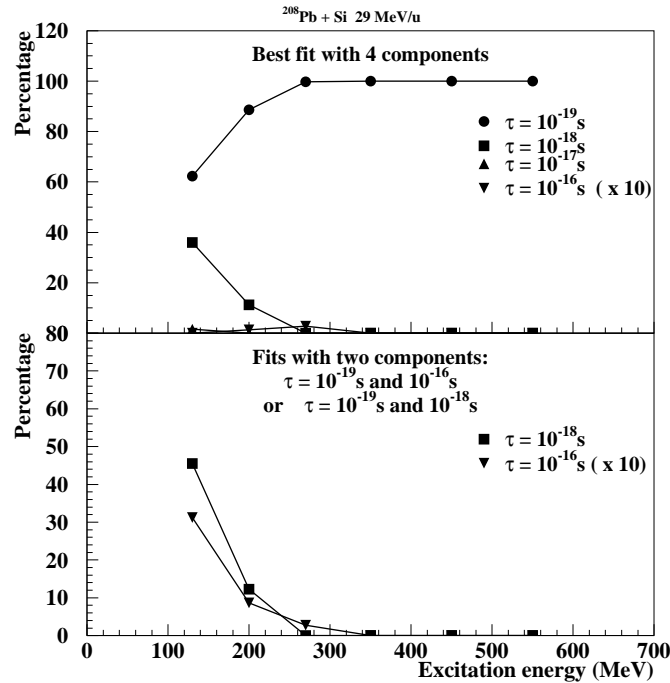


FIG. 6.30 – Évolution du poids des composantes de temps de vie τ avec l'énergie d'excitation pour l'ensemble des événements de fission.

à 400 MeV. Les meilleurs ajustements obtenus pour ces deux tranches indiquent (cf. figure 6.31), pour $E^* > 400$ MeV, l'absence de composantes de temps de vie longs, en accord avec l'analyse du taux de blocage, et, pour $E^* < 300$ MeV, un poids des composantes diminuant régulièrement quand le temps de vie augmente. Cependant, cette figure souligne les faibles différences de formes des creux de blocage mesurés. Ces différences ont été mises en évidence sans ambiguïté par l'analyse en terme de taux de blocage. Elles ne pourraient en aucun cas être mises en évidence par une simple comparaison visuelle des creux de blocage mesurés et calculés. Par exemple, une comparaison visuelle du creux mesuré pour $E^* < 300$ MeV et $Z_1 + Z_2 = 82$ avec le creux calculé pour $\tau \leq 3 \times 10^{-19}$ s conduit à un accord relativement satisfaisant. Ce n'est qu'une minimisation statistiquement significative du χ^2 qui nous a permis sur la figure 6.31 d'extraire le poids des composantes de temps de vie longs.

Malheureusement, la signification statistique des ajustements à quatre composantes de temps de vie devient très incertaine lorsque l'on considère une sélection en $Z_1 + Z_2$ avec des tranches en énergie d'excitation plus étroites. Aussi, plutôt que de faire dans ce cas un ajustement à quatre composantes, nous avons fait pour chaque creux de blocage mesuré deux ajustements distincts. Le premier ajustement suppose que la distribution des temps de scission est constituée de deux composantes de temps de vie, une composante avec $\tau < 3 \times 10^{-19}$ s et une composante avec $\tau \geq 10^{-16}$ s. Ce premier ajustement va nous indiquer le poids minimum des composantes à longs temps de vie compatible avec nos mesures, puisque ce sont les composantes de temps de vie $\tau \geq 10^{-16}$ s qui remplissent le plus efficacement possible les creux de blocage. Le deuxième ajustement va également

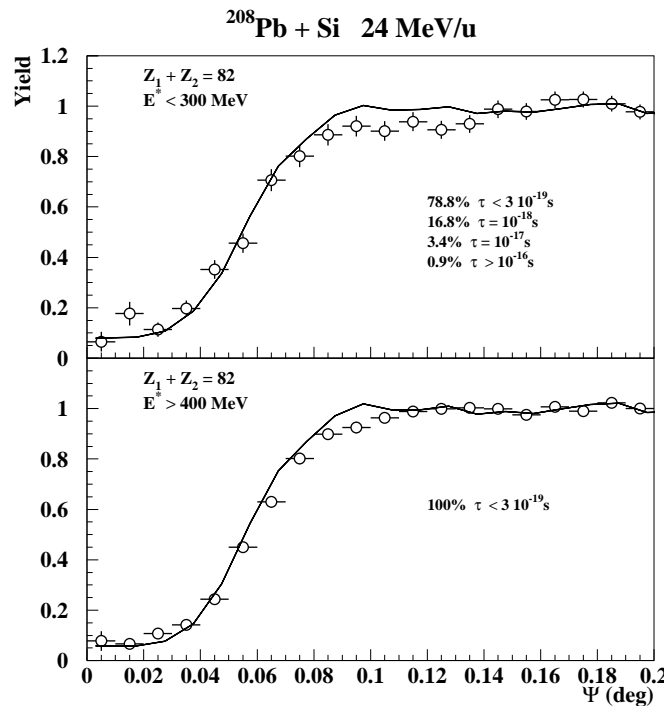


FIG. 6.31 – Creux de blocage associés à la sélection $Z_1 + Z_2 = 82$ pour deux tranches en énergies d'excitation. Les lignes continues représentent le meilleur ajustement obtenu en considérant quatre grandes tranches de temps de vie (voir texte).

considérer deux composantes, une composante avec $\tau < 3 \times 10^{-19} \text{s}$ et une composante avec $\tau = 10^{-18} \text{s}$. Ce deuxième ajustement, par opposition au premier, va nous indiquer le poids maximum des composantes de temps de vie longs compatible avec nos données.

Les poids des composantes à long temps de vie ainsi obtenus pour ces deux ajustements sont présentés sur la figure 6.32 pour la totalité des fissions et pour la sélection $Z_1 + Z_2 = 82$. Les erreurs sur les valeurs obtenues sont difficilement estimables puisque résultant à la fois des incertitudes statistiques sur les données et sur la simulation Monte-Carlo, principalement pour le poids des composantes à $\tau \geq 10^{-16} \text{s}$ qui est fortement influencé par les événements à faibles angles Ψ , donc par la région du creux de blocage à de plus faibles statistiques à la fois expérimentales et simulées. Cependant, il faut souligner que l'hypothèse de composantes à longs temps de vie provenant uniquement de temps de vie $\tau \geq 10^{-16} \text{s}$ semble très peu réaliste : les figures 6.29 et 6.31 aussi bien que les calculs statistiques présentés au chapitre 2 (cf. figure 2.20 page 53) indiquent que les distributions des instants de scission sont constituées de composantes dont le poids décroît régulièrement avec le temps de vie depuis la limite inférieure de sensibilité de l'expérience. Les domaines de poids des composantes à longs temps de vie compatible avec nos données que nous avons extraits sont donc très larges et pourraient être sensiblement réduits en considérant des formes de distributions d'instant de scission plus réalistes, provenant par exemple d'un modèle. Cependant, afin de rester aussi indépendant que possible de tout modèle, nous conserverons les domaines ainsi définis.

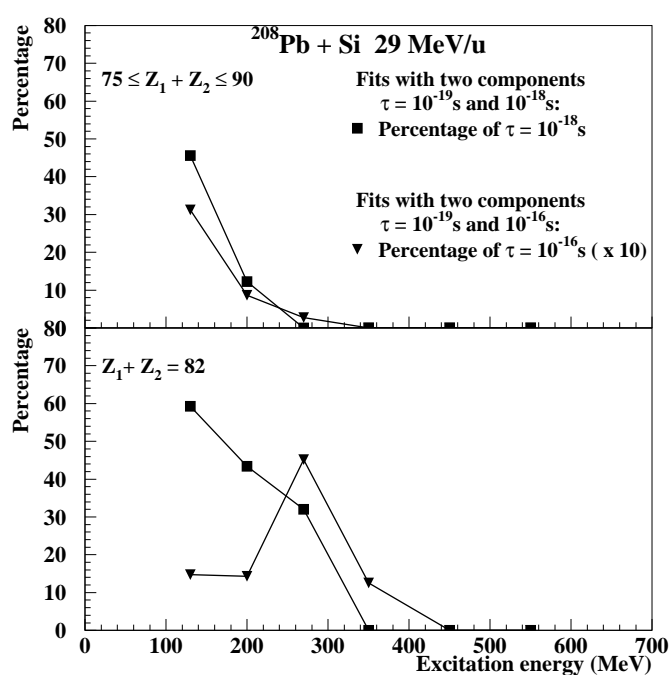


FIG. 6.32 – Évolution du poids des composantes de temps de vie $\tau = 10^{-18} \text{ s}$ et $\tau = 10^{-16} \text{ s}$ dans le cas où l'ajustement entre creux de blocage simulés et mesurés se fait avec deux composantes de temps de vie : une composante avec $\tau < 3 \times 10^{-19} \text{ s}$ et une composante avec $\tau = 10^{-18} \text{ s}$ ou $\tau \geq 10^{-16} \text{ s}$ (voir texte). En haut pour l'ensemble des événements de fission, en bas pour la sélection $Z_1 + Z_2 = 82$.

$\widetilde{E}^*(MeV)$	$P(\tau = 10^{-18}s)(\%)$	$P(\tau = 10^{-16}s)(\%)$	$\tau_{sc}^{min} (s)$	$\tau_{sc}^{max} (s)$
130	45.5	3.12	$4.6 \cdot 10^{-19}$	$3.4 \cdot 10^{-18}$
200	12.3	0.86	$1.2 \cdot 10^{-19}$	$1.2 \cdot 10^{-18}$
270	0.	0.28	$< 3 \cdot 10^{-19}$	$5.8 \cdot 10^{-19}$
350	0.	0.	$< 3 \cdot 10^{-19}$	$< 3 \cdot 10^{-19}$

TAB. 6.1 – Valeurs des temps τ_{sc}^{min} et τ_{sc}^{max} pour l'ensemble des fissions. Les temps sont déduits des deux ajustements à deux composantes de temps de vie suivant la formule 6.2.

(iii) **Temps moyens de scission** Nous avons estimé les temps moyens de scission maximum (τ_{sc}^{max}) et minimum (τ_{sc}^{min}) compatibles avec nos données à partir des poids des composantes à long temps de vie que nous venons d'extraire (cf. figure 6.32). Pour une distribution d'instant de scission donnée, le temps moyen de scission τ_{sc} peut être calculé par :

$$\tau_{sc} = P_{\tau < \tau_{min}} \times \tau_{\tau < \tau_{min}} + P_{\tau > \tau_{min}} \times \tau_{\tau > \tau_{min}} \quad (6.2)$$

où $\tau_{\tau < \tau_{min}}$ et $\tau_{\tau > \tau_{min}}$ correspondent respectivement aux temps de vie moyen des composantes de temps de vie inférieur et supérieur à la limite inférieure de sensibilité de l'expérience, tandis que $P_{\tau < \tau_{min}}$ et $P_{\tau > \tau_{min}}$ correspondent aux poids de ces composantes. Pour calculer τ_{sc}^{min} , nous avons supposé $\tau_{\tau < \tau_{min}} = 10^{-22}s$, correspondant au temps d'équilibration du noyau après réaction, et $\tau_{\tau > \tau_{min}} = 10^{-18}s$. Pour calculer τ_{sc}^{max} , nous avons supposé $\tau_{\tau < \tau_{min}} = 3 \times 10^{-19}s$, c'est à dire la limite inférieure de sensibilité de l'expérience. La valeur de $\tau_{\tau > \tau_{min}}$ à considérer pour le calcul de τ_{sc}^{max} peut en principe s'étendre jusqu'aux environs de $10^{-13}s$, temps où l'émission gamma devient prépondérante. Cependant, les calculs statistiques présentés au chapitre 2 indiquent que, dans les cas les plus défavorables, les temps de vie les plus longs à considérer sont de l'ordre de $10^{-15}s$. De plus, le poids de ces événements est tellement faible que les assimiler à des événements de temps de vie $10^{-16}s$ ne diminue le temps moyen que d'un facteur environ deux dans les cas les plus défavorables. Considérant entre autres que la valeur de $P_{\tau > \tau_{min}}$ que nous allons utiliser correspond à une forte surestimation (cf. le paragraphe (ii) de cette section) nous avons fixé pour le calcul de τ_{sc}^{max} la valeur $\tau_{\tau > \tau_{min}} = 10^{-16}s$. Nous verrons en fait dans le chapitre 7 que les calculs statistiques prédisant des composantes de temps de vie de l'ordre de $10^{-15}s$ surestiment par des ordres de grandeurs les temps moyens compatibles avec nos données et donc que la limite supérieure de $10^{-16}s$ que nous avons adoptée est très réaliste.

Les tableaux 6.1 et 6.2 présentent pour l'ensemble des fissions et pour $Z_1 + Z_2 = 82$ les valeurs de τ_{sc}^{min} et τ_{sc}^{max} obtenues et rappellent également le poids des composantes à long temps de vie associés à chacun des temps. τ_{sc}^{min} et τ_{sc}^{max} définissent des domaines de temps relativement larges, s'étendant parfois sur plus d'un ordre de grandeur. Ces grandes largeurs sont bien sûr dues au fait que les formes des distributions des instants de scission ont été à priori supposées totalement inconnues. τ_{sc}^{min} et τ_{sc}^{max} ont été calculés en supposant deux formes de distributions correspondant à deux situations physiques bien différentes. τ_{sc}^{min} correspond à une situation où la fission surviendrait principalement à haute énergie d'excitation résiduelle (au début de la chaîne de désexcitation) avec une probabilité décroissant de façon continue avec l'énergie d'excitation résiduelle et où la probabilité de fission pour des temps supérieurs à $10^{-18}s$ deviendrait négligeable. τ_{sc}^{max} correspondrait quant à lui à une distribution bimodale des instants de scission, avec des

$\tilde{E}^*(MeV)$	$P(\tau = 10^{-18}s)(\%)$	$P(\tau = 10^{-16}s)(\%)$	$\tau_{sc}^{min}(s)$	$\tau_{sc}^{max}(s)$
130	59.3	1.47	$5.9 \cdot 10^{-19}$	$1.8 \cdot 10^{-18}$
200	43.4	1.42	$4.3 \cdot 10^{-19}$	$1.7 \cdot 10^{-18}$
270	32.0	4.51	$3.2 \cdot 10^{-19}$	$4.8 \cdot 10^{-18}$
350	0.	1.25	$< 3. \cdot 10^{-19}$	$1.5 \cdot 10^{-18}$
450	0.	0.	$< 3. \cdot 10^{-19}$	$< 3. \cdot 10^{-19}$

TAB. 6.2 – Valeurs des temps τ_{sc}^{min} et τ_{sc}^{max} pour la sélection $Z_1 + Z_2 = 82$. Les temps sont déduits des deux ajustements à deux composantes de temps de vie suivant la formule 6.2.

composantes de temps de vie très courts, associées à des fissions à hautes énergies d'excitation résiduelles, et des composantes de temps de vie très longs, associées à des fissions à de très faibles énergies d'excitation résiduelles, suivant de longue chaîne de désexcitation. Une telle distribution bimodale, marquée par l'absence de composantes de temps de vie intermédiaires, pourrait éventuellement exister pour des noyaux à hautes énergies d'excitation résiduelles, pour lesquels la probabilité de fission deviendrait négligeable à cause du refroidissement par évaporation, mais qui en fin de chaîne de désexcitation retrouveraient une fissilité élevée grâce à une forte déficience en neutrons, donc un rapport N/Z faible.

Aucun argument physique qualitatif ne nous a permis à priori, dans le cas de la fission de noyaux proches du plomb, de retenir une forme de distribution plutôt que l'autre. Néanmoins, les calculs statistiques présentés au chapitre 2 ne montrent jamais de distributions bimodales, mais donnent des distributions continues, évoluant en forme avec l'énergie d'excitation. Dans l'approche expérimentale que nous avons suivie pour définir des valeurs τ_{sc}^{min} et τ_{sc}^{max} indépendantes de tous modèles (à l'exception éventuellement de la limite supérieure à $10^{-16}s$) une évolution de la forme des distributions des instants de scission avec l'énergie d'excitation initiale, impliquant une évolution des temps moyens inférieure à un ordre de grandeur, serait totalement masquée par la largeur des domaines que nous obtenons. En revanche, une telle évolution serait mise en évidence par l'analyse en terme de taux de blocage.

Ces deux approches, taux de blocage et temps de scission, donnent donc des informations complémentaires sur les distributions des instants de scission : le taux de blocage permet une comparaison qualitative aux modèles grâce à l'évolution avec l'énergie d'excitation, tandis que les temps moyens de scission vont permettre des comparaisons plus quantitatives.

Chapitre 7

Interprétation - discussion

Dans ce chapitre, nous allons tenter de déterminer l'origine des temps de fission très longs mesurés sur l'uranium et sur le plomb. Nous allons d'abord comparer les résultats obtenus dans les expériences sur le plomb et l'uranium mettant ainsi en évidence des différences notables liées aux barrières de fission.

Nous essayerons alors de reproduire les temps de fission mesurés pour l'uranium et pour le plomb à l'aide d'un même modèle statistique. En effet, les temps mesurés étant très longs, il sera à priori toujours possible de les reproduire à l'aide de modèles incluant une partie statistique (pour atteindre les temps très longs), à condition d'y ajuster certains paramètres. Par exemple, le temps de fission de l'uranium à une énergie d'excitation de 80 MeV a été reproduit [Gon02] en ajustant arbitrairement un paramètre représentant la friction à un corps et l'évolution avec la température du temps de fission pour l'uranium pourrait donc être reproduite en incluant une dépendance de ce paramètre avec la température. Nous allons donc essayer de reproduire les temps de fission de l'uranium et du plomb en utilisant une même description des principaux paramètres du modèle statistique (évolution avec la masse, la charge, la température et la déformation des densités de niveaux, des barrières d'émission, des configurations au point selle). Nous tirerons dans la dernière partie les conclusions de ces calculs.

7.1 Comparaison des données sur le plomb et l'uranium

7.1.1 Évolution des Taux de blocage

Nous avons conclu du chapitre précédent que le taux de blocage et le temps de scission donnent des informations complémentaires sur les distributions des instants de scission. Comparons les évolutions du taux de blocage en fonction de l'énergie d'excitation pour différents $Z_1 + Z_2$ (Z_1 et Z_2 sont les numéros atomiques des deux fragments de fission détectés en coïncidence), pour l'uranium et le plomb, telles qu'elles sont représentées sur la figure 7.1 pour l'uranium [Mor02] et sur la figure 6.23 page 144 pour l'expérience avec un faisceau de plomb.

Sur la figure 7.1 est représentée l'évolution du taux de blocage pour différents $Z =$

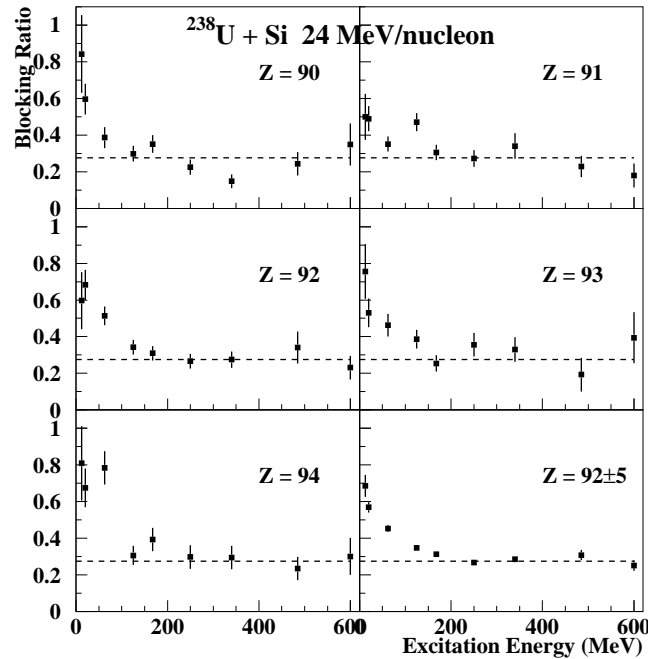


FIG. 7.1 – Évolution du taux de blocage en fonction de l'énergie d'excitation pour différentes sélections en $Z = Z_1 + Z_2$ pour l'expérience $U + Si$ à $24 \text{ MeV}/u$ [Mor02]

$Z_1 + Z_2$, obtenue pour l'expérience $U + Si$ à $24 \text{ MeV}/u$. Aucune différence notable ne semble exister quelle que soit la valeur $Z_1 + Z_2$, et ceci malgré la faible statistique. Tous les taux de blocage sont élevés (de l'ordre de 0.6 à 0.8) pour des énergies d'excitation proches de 25 MeV . Une évolution similaire peut être observée jusqu'à des énergies d'excitation de l'ordre de 150 MeV . La figure en bas à droite, telle qu'elle est présentée dans la référence [Gol99], correspond aux données intégrées sur plusieurs $Z_1 + Z_2$. Cette sommation se justifiait par la faible statistique obtenue pour une seule valeur de $Z_1 + Z_2$ et par le comportement très similaire des taux de blocage quelle que soit la valeur $Z_1 + Z_2$. Pour la gamme d'énergies d'excitation comparable au plomb ($E^* > 100 \text{ MeV}$), les données sur l'uranium, malgré la faible statistique, ne présentent pas d'évolutions avec $Z_1 + Z_2$ aussi marquées que celles observées sur le plomb. Pour s'en convaincre, il suffit de comparer sur la figure 6.23 (cf. page 144) les fortes différences des taux de blocage entre $Z_1 + Z_2 = 80$ et $Z_1 + Z_2 = 83$, aux valeurs similaires obtenues entre $Z_1 + Z_2 = 90$ et $Z_1 + Z_2 = 93$ sur la figure 7.1.

Les distributions en $Z_1 + Z_2$ vont nous aider à comprendre ces différences marquées des comportements des taux de blocage entre le plomb et l'uranium.

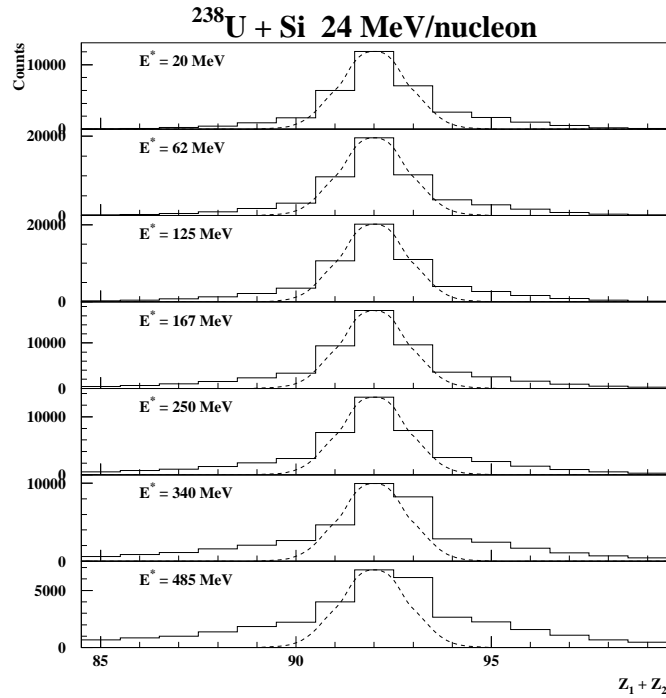


FIG. 7.2 – Distribution en $Z_1 + Z_2$ mesurée pour l'expérience $U + Si$ à 24 MeV/u pour différentes énergies d'excitation [Mor02]. La ligne en trait pointillé représente une distribution initiale gaussienne piquée à $Z_1 + Z_2 = 92$ et de largeur à mi-hauteur de ± 1 unité de Z .

7.1.2 Distribution en $Z_1 + Z_2$

a) Uranium

Nous avons représenté sur la figure 7.2 la distribution mesurée en $Z_1 + Z_2$ [Mor02] en fonction de l'énergie d'excitation pour l'expérience $U + Si$ à 24 MeV/u. Cette figure montre que la distribution en $Z_1 + Z_2$ est piquée à la valeur $Z_1 + Z_2 = 92$ pour la gamme d'énergie d'excitation inférieure à 250 MeV. Est également représentée en trait pointillé sur cette figure une distribution gaussienne piquée à $Z_1 + Z_2 = 92$ et de largeur à mi-hauteur de ± 1 unité de charge, correspondant à la résolution estimée pour cette expérience. Pour une énergie d'excitation inférieure à 250 MeV, nous voyons que la distribution mesurée est compatible avec une valeur unique de $Z_1 + Z_2$, $Z_1 + Z_2 = 92$, la largeur de la distribution s'expliquant par la résolution expérimentale. Ce sont donc des événements de $Z_1 + Z_2 = 92$ dont la fission a été détectée de façon très dominante dans cette expérience. Il n'est pas étonnant alors d'observer une absence d'évolution des taux de blocage avec les différents $Z_1 + Z_2$ mesurés pour l'uranium (cf. figure 7.1). Cette conclusion pour l'uranium justifie d'autant plus le fait d'intégrer les données sur plusieurs $Z_1 + Z_2$ ($Z_1 + Z_2 = 92 \pm 5$) pour suivre l'évolution du taux de blocage avec l'énergie d'excitation.

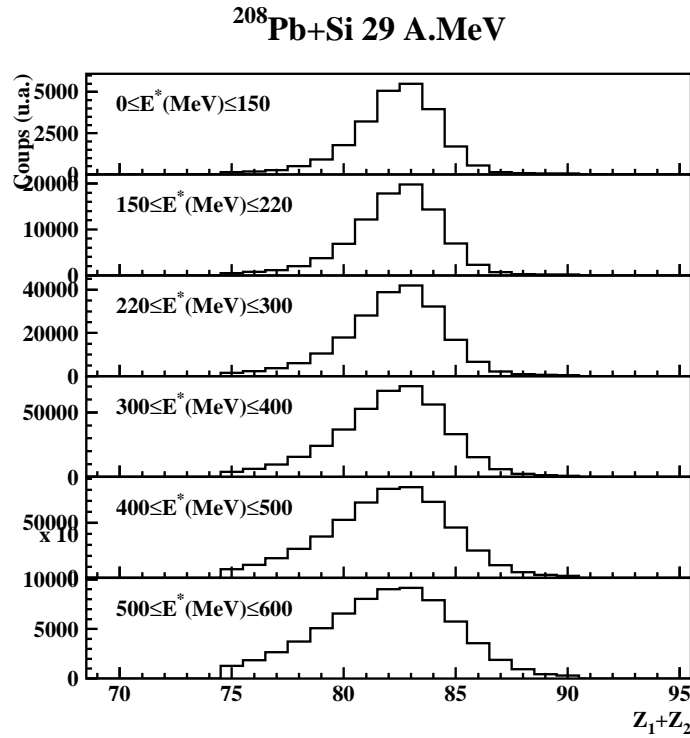


FIG. 7.3 – Distribution en $Z_1 + Z_2$ mesurée pour l'expérience $Pb + Si$ à 29 MeV/u en fonction de l'énergie d'excitation.

b) Plomb

Nous avons représenté de la même manière sur la figure 7.3 la distribution mesurée en $Z_1 + Z_2$ pour l'expérience $Pb + Si$ à 29 MeV/u. Nous voyons que contrairement à l'uranium, cette distribution n'est pas piquée sur $Z_1 + Z_2 = 82$, correspondant au Z du projectile, mais sur $Z_1 + Z_2 = 83$. Nous voyons également que quelle que soit l'énergie d'excitation, $Z_1 + Z_2 = 82$ est toujours presque aussi probable que $Z_1 + Z_2 = 83$. De plus, quelle que soit la tranche en énergie d'excitation considérée, les largeurs à mi-hauteur des distributions en $Z_1 + Z_2$ ne sont pas compatibles avec une distribution gaussienne résultant de la résolution expérimentale pour une seule valeur en $Z_1 + Z_2$ (nous avons estimé une résolution en $Z_1 + Z_2$ pour cette expérience comparable à celle obtenue lors de l'expérience sur l'uranium). Enfin, les taux de blocage ne sont pas identiques pour $Z_1 + Z_2 = 82$ et pour $Z_1 + Z_2 = 83$. Nous devons donc en conclure que, contrairement à ce qui a été observé pour l'uranium, nous n'avons pas de façon très dominante de la fission d'un quasi-projectile avec la charge du projectile, mais que les distributions de $Z_1 + Z_2$ sont piquées sur deux valeurs, 82 et 83.

Deux raisons peuvent expliquer cette distribution de $Z_1 + Z_2$ étalée sur deux valeurs :

- Le fait de détecter avec une même probabilité des noyaux avec $Z_1 + Z_2 = 82$ ou 83 pourrait provenir d'une simple sélection cinématique favorisant la détection de $Z_1 + Z_2 = 83$ au détriment de $Z_1 + Z_2 = 82$. En effet, le positionnement angulaire des télescopes T_1 , T_4 et T_5 a été ajusté pour détecter des fissions symétriques (coïncidences $T_1 - T_4$) ou asymétriques (coïncidences $T_1 - T_5$) de noyaux de $Z_1 + Z_2 = 82$

reculant avec la vitesse du faisceau. Cependant, le ralentissement du quasi-projectile ainsi que les effets de transformations pour les sections efficaces dans le passage entre les référentiels du centre de masse et du laboratoire favorisent la détection de $Z_1 + Z_2 = 83$.

- La sélection de quasi-projectiles ayant fissionné modifie fortement la distribution de charges comparée à la distribution des quasi-projectiles n'ayant pas fissionné pour des noyaux présentant de fortes barrières de fission, ainsi que cela a déjà été montré dans une expérience sur la fission du plomb [Col95]. En effet, un transfert de charges de la cible vers le quasi-projectile donne naissance à des noyaux de plus forte fissilité (Z^2/A plus élevé) que le projectile, favorisant ainsi la probabilité de fission de quasi-projectiles avec $Z_{QP} = 83$ par rapport aux quasi-projectiles de $Z_{QP} = 82$. Le spin du quasi-projectile pourrait également être plus élevé pour $Z_{QP} = 83$, favorisant également la fission.

La distribution en $Z_1 + Z_2$ piquée sur 82 et 83 interdit bien sûr de sommer les différents $Z_1 + Z_2$ comme cela a été fait pour l'uranium puisque l'on a affaire à des quasi-projectiles avec des barrières de fission différentes. De plus, un événement de $Z_1 + Z_2$ donné peut correspondre soit à un quasi-projectile formé dans la réaction avec $Z_{QP} = Z_1 + Z_2$, soit à un quasi-projectile formé avec $Z_{QP} > Z_1 + Z_2$ et ayant émis une (ou des) particule(s) chargée(s) avant de fissionner.

Comme nous l'avons déjà montré dans le chapitre 2, l'émission d'une particule chargée est caractérisée par deux effets qui sont les suivants :

1. Abaissement notable de l'énergie d'excitation résiduelle à cause de la barrière d'émission de cette particule et de l'énergie emportée par cette particule. L'effet sera d'autant plus fort pour l'émission d'un alpha comparée à l'émission d'un proton.
2. Augmentation de la barrière de fission. A titre d'exemple, à partir d'un noyau de ^{205}Pb ($B_f = 12.8 MeV$), la barrière de fission passe à $14.0 MeV$ pour le ^{204}Tl (émission proton) et à $15.0 MeV$ pour le ^{201}Hg (émission alpha). L'évaporation d'un neutron diminue la barrière de fission de l'ordre de $0.15 MeV$ (Les barrières proviennent de A.J. Sierk [Sie86]).

Bien évidemment, la diminution de l'énergie d'excitation résiduelle va dans le sens d'une diminution des largeurs de fission et d'évaporation de particules, augmentant par là le temps de vie du noyau et le temps moyen de scission. En ce qui concerne l'augmentation de la barrière, l'effet sur le temps de vie n'est pas trivial. Si une augmentation de la barrière de fission diminue la largeur de fission (on peut rappeler en toute première approximation pour $a_f = a_n = a$, l'expression approchée de la largeur de fission de Bohr et Wheeler [Boh39] $\Gamma_f^{BW} = \frac{T}{2\pi} \exp(-B_f/T)$), nous ne pouvons rien affirmer sur les largeurs d'évaporation des particules (dominées par la largeur d'évaporation des neutrons) et par conséquent sur le temps de vie. Seul le calcul complet des largeurs statistiques permet de donner l'évolution du temps de vie avec la barrière de fission.

A la vue de l'effet de l'émission de particules chargées sur le rallongement du temps de scission, nous pouvons expliquer au moins partiellement l'apparition de composantes de temps de vie long pour $Z_1 + Z_2 \leq 82$, considérant une distribution en charge du noyau

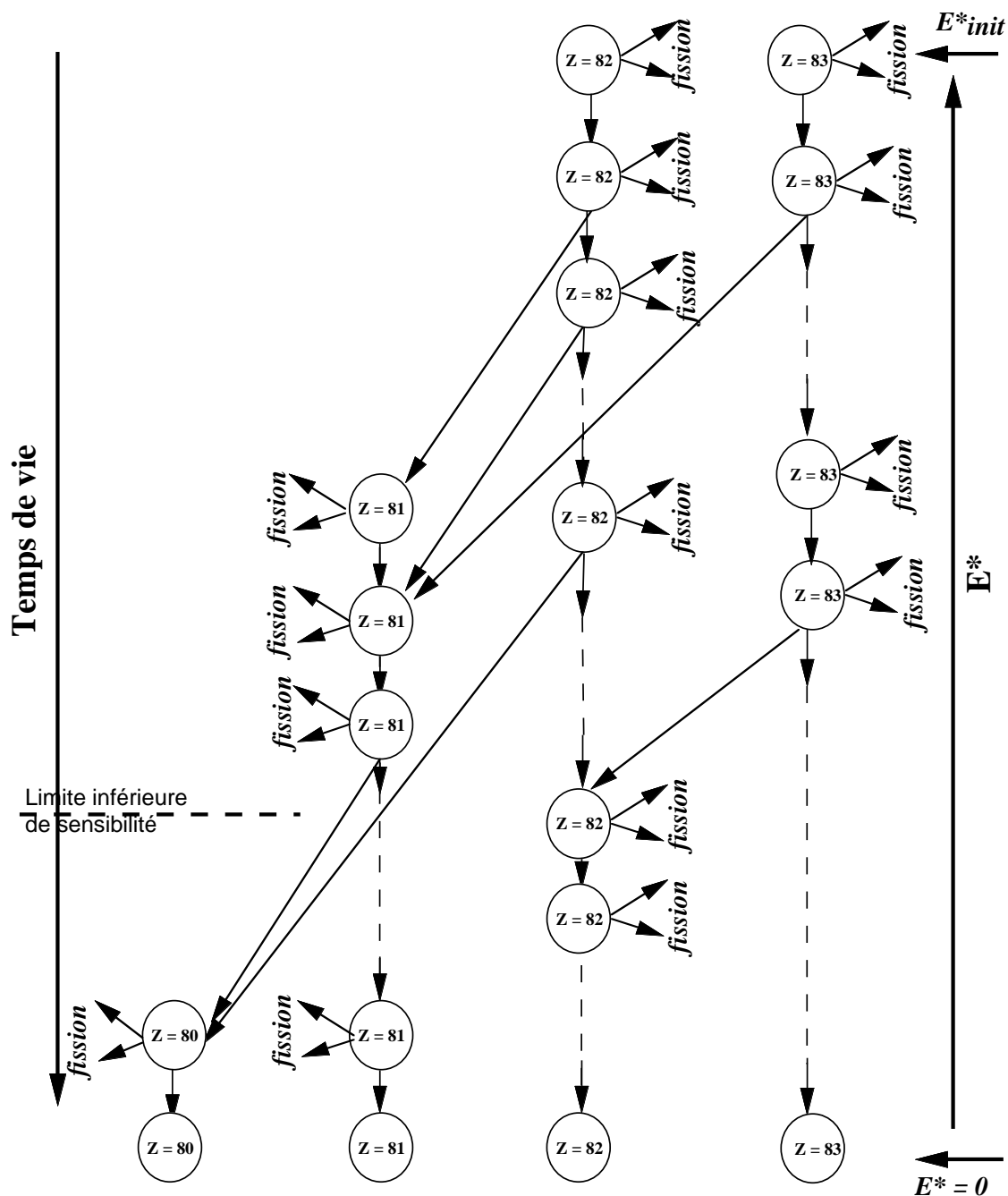


FIG. 7.4 – Schéma de principe de l'apparition des composantes de temps de vie longs pour $Z_1 + Z_2 \leq 82$ sur l'expérience $Pb + Si$ à 29 MeV/u. Les lignes fléchées en tirets verticales pour une même valeur de Z représentent les évaporations de neutrons. Les flèches en trait plein entre les différents valeurs de Z symbolisent les émissions de particules chargées de protons et d'alphas (la première flèche entre $Z = 82$ et $Z = 81$ est une émission proton). La ligne horizontale en tirets sur l'axe de temps de vie symbolise arbitrairement la limite inférieure de sensibilité de l'expérience.

initial Z_{QP} piquée aux valeurs 82 et 83. La figure 7.4 schématise le processus d'apparition des composantes de temps de vie long pour $Z_1 + Z_2 \leq 82$. Nous voyons que la présence de composantes à long temps de vie pour $Z_1 + Z_2 \leq 82$ peut découler d'un processus d'alimentation par fission de noyaux avec un Z initial plus élevé que le $Z_1 + Z_2$ détecté, et dont l'émission de particules chargées et de neutrons permet la fission à plus faible énergie d'excitation résiduelle qu'une fission avec seulement de l'évaporation de neutrons. La présence marquée de composantes de temps de vie long pour $Z_1 + Z_2 = 80$ résulte du fait que cet élément peut être fortement alimenté par la fission après évaporation de particules chargées d'un noyau initial $Z_{QP} = 81, 82$ ou 83 . Il est difficile d'être plus précis n'ayant d'une part aucun accès à la distribution du Z_{QP} initial (quelle est la probabilité par exemple de créer un noyau initial $Z_{QP} = 80$) et d'autre part à cause des différences dans les prédictions des multiplicités de particules chargées associées à la fission suivant les codes de désexcitation utilisés et la sensibilité de ces multiplicités aux barrières d'émission de particules chargées. Les événements de $Z_1 + Z_2 = 82$, bien que détectés avec une forte probabilité, peuvent être alimentés par une désexcitation par particule chargée de $Z_{QP} = 83$. Ces émissions de particules, bien que peu probables, vont rallonger énormément les temps de fission (cf. figure 2.20 page 53) et donner naissance à des composantes de temps de vie longs qui proviennent en fait d'une fission d'un $Z_{QP} = 83$. Pour les événements de $Z_1 + Z_2 = 83$, une alimentation à partir de Z_{QP} supérieurs va être beaucoup plus faible puisque $Z_{QP} = 83$ est l'élément fissionnant de façon dominante. Les événements détectés avec $Z_1 + Z_2 = 83$ correspondent donc à de la fission de $Z_{QP} = 83$ n'ayant pas émis de particules chargées.

7.1.3 Temps moyen de scission τ_{sc}

Nous allons comparer les domaines de temps moyen de scission compatibles avec les creux de blocage mesurés, obtenus sur le plomb et sur l'uranium. La méthode pour extraire le domaine de temps moyen de scission a été décrite en détail pour le plomb dans le chapitre précédent (voir section 6.4.2.d)). Nous la résumerons par les points suivants, ce qui permettra de comprendre les résultats présentés sur l'uranium dans les tableaux 7.1 et 7.2 :

1. Nous avons simulé des creux de blocage à l'aide de deux valeurs de temps de vie τ_1 et τ_2 telles que $\tau_1 \leq \tau_{min}$ et $\tau_2 > \tau_{min}$, où τ_{min} est la limite de sensibilité inférieure de l'expérience ($\tau_{min} \simeq 3 \times 10^{-19} s$). Nous avons reproduit les creux de blocage mesurés à l'aide de ces deux composantes en ajustant leur poids respectif P_1 et P_2 (avec $P_1 + P_2 = 1$). Le temps moyen de scission τ_{sc} associé est alors défini par la relation :

$$\tau_{sc} = P_1 \tau_1 + P_2 \tau_2 \quad (7.1)$$

2. Nous avons choisi deux hypothèses extrêmes pour le couple (τ_1, τ_2) qui donnent les temps moyens minimum τ_{sc}^{min} et maximum τ_{sc}^{max} , définissant ainsi un domaine de temps moyen de scission qui soit compatible avec nos données.

Pour le plomb, nous avons utilisé les deux hypothèses extrêmes suivantes : ($\tau_1 = 10^{-22} s, \tau_2 = 10^{-18} s$) qui donne accès à τ_{sc}^{min} et ($\tau_1 = 3 \times 10^{-19} s, \tau_2 = 10^{-16} s$) qui donne

E^* (MeV)	$(\tau_1, \tau_2) = (10^{-22}, 10^{-18})$			$(\tau_1, \tau_2) = (10^{-18}, 10^{-17})$			$(\tau_1, \tau_2) = (10^{-17}, 10^{-16})$			τ_{sc}^{min}
	P_1	P_2	τ_{12}	P_1	P_2	τ_{12}	P_1	P_2	τ_{12}	
12.		100			100		95.4	4.6	$1.4 \cdot 10^{-17}$	$1.4 \cdot 10^{-17}$
20.		100		52.1	47.9	$5.3 \cdot 10^{-18}$				$5.3 \cdot 10^{-18}$
62.		100		87.6	12.4	$2.1 \cdot 10^{-18}$				$2.1 \cdot 10^{-18}$
125.	9.98	90.02	$9.0 \cdot 10^{-19}$							$9.0 \cdot 10^{-19}$
168.	21.50	78.50	$7.9 \cdot 10^{-19}$							$7.9 \cdot 10^{-19}$
250.	77.19	22.81	$2.3 \cdot 10^{-19}$							$2.3 \cdot 10^{-19}$

TAB. 7.1 – Détermination du temps moyen de scission minimum τ_{sc}^{min} (dernière colonne) compatible avec les creux de blocage pour l'expérience $U + Si$ à 24 MeV/u. Pour chaque couple de composantes de temps de vie τ_1 et τ_2 sont indiqués les poids P_1 et P_2 qui permettent le meilleur ajustement des creux de blocage mesurés. Le temps de scission associé ($\tau_{12} = P_1\tau_1 + P_2\tau_2$) est également indiqué lorsque les deux valeurs P_1 et P_2 sont non nulles. La valeur de τ_{sc}^{min} est alors identique à τ_{12} (Les temps sont en secondes, le poids de chaque composante en pourcentages).

accès à τ_{sc}^{max} . Les résultats pour le plomb (toutes les fissions et $Z_1 + Z_2 = 82$) sont les tableaux 6.1 et 6.2 (cf. page 154).

Pour l'uranium, une procédure similaire à celle du plomb a été suivie [Mor02]. Cette procédure diffère cependant légèrement dans le choix des temps de vie τ_1 et τ_2 associés à τ_{sc}^{min} et à τ_{sc}^{max} . Pour accéder à τ_{sc}^{min} , le choix des deux composantes ($\tau_1 = 10^{-22} s, \tau_2 = 10^{-18} s$) ferait que les creux de blocage pour les énergies les plus faibles seraient reproduits avec 100 % de composantes de temps de vie τ_2 , conformément aux résultats du tableau 7.1. Le couple de valeurs (τ_1, τ_2) choisi serait donc inadapté et l'introduction de composantes de temps de vie plus long que τ_2 permet un meilleur ajustement des creux de blocage. Le temps τ_{sc}^{min} est alors donné par le temps le plus court obtenu pour deux composantes de temps de vie contiguës dont chacun des poids est non nul. Nous voyons à partir du tableau 7.1 qu'avec cette méthode, le temps τ_{sc}^{min} pour l'énergie la plus faible est déterminé à partir du couple de valeur ($\tau_1 = 10^{-17} s, \tau_2 = 10^{-16} s$).

Pour accéder à la détermination de τ_{sc}^{max} pour l'uranium, la distribution de temps de scission à deux composantes ($\tau_1 = 3 \times 10^{-19} s, \tau_2 = 10^{-16} s$) utilisée dans le cas du plomb a semblé physiquement peu réaliste parce que la probabilité de fission de l'uranium reste élevée quelle que soit l'énergie d'excitation résiduelle : dans le cas de l'uranium, il semble impossible d'obtenir un nombre de fission à $10^{-16} s$ plus important qu'à $10^{-17} s$ puisque pour les énergies d'excitation correspondantes à ces temps de vie la probabilité de fission est toujours très élevée. Nous avons utilisé cette description bimodale pour le plomb en la justifiant par une forte remontée possible de la probabilité de fission pour des noyaux de quasi-plomb en bout de chaîne de désexcitation due à leur forte déficience en neutrons. Pour l'uranium, une distribution plus réaliste à quatre composantes avec un poids identique pour les composantes de temps de vie longs ($\tau > 3 \times 10^{-19} s$) a été utilisée. Les résultats sont reportés sur le tableau 7.2.

Sur la figure 7.5 sont comparés les domaines de temps de scission obtenus pour l'uranium et pour $Z_1 + Z_2 = 82$. Nous voyons que quelle que soit l'énergie d'excitation, les

$E^*(MeV)$	Nature et poids (%) de chaque composante				τ_{sc}^{max}
	$\tau = 3 \times 10^{-19}$	$\tau = 10^{-18}$	$\tau = 10^{-17}$	$\tau = 10^{-16}$	
12.	4.90	31.70	31.70	31.70	$3.5 \cdot 10^{-17}$
20.	28.99	23.67	23.67	23.67	$2.6 \cdot 10^{-17}$
62.	71.38	9.54	9.54	9.54	$1.1 \cdot 10^{-17}$
125.	81.61	6.13	6.13	6.13	$7.1 \cdot 10^{-18}$
168.	91.30	2.90	2.90	2.90	$3.5 \cdot 10^{-18}$
250.	98.29	0.57	0.57	0.57	$9.3 \cdot 10^{-19}$

TAB. 7.2 – Détermination du temps moyen de scission maximum τ_{sc}^{max} (dernière colonne) compatible avec les creux de blocage pour l'expérience $U + Si$ à $24 MeV/u$. (Les temps sont donnés en secondes, le poids de chaque composante en pourcentages).

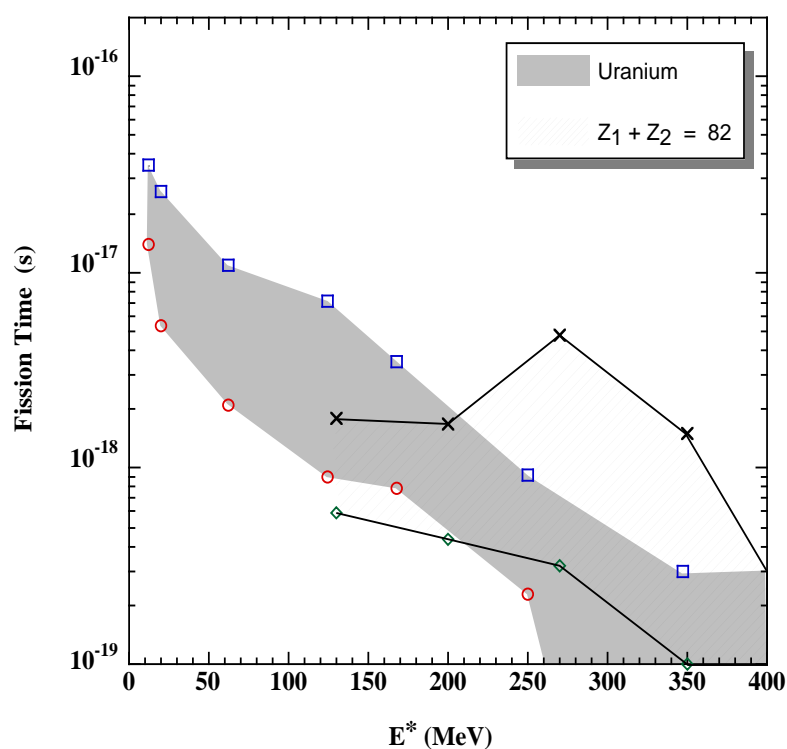


FIG. 7.5 – Comparaison de l'évolution des domaines de temps moyen de scission avec l'énergie d'excitation pour l'expérience $U + Si$ à $24 MeV/u$ ($Z_1 + Z_2 = 92 \pm 5$) et pour l'expérience $Pb + Si$ à $29 MeV/u$ ($Z_1 + Z_2 = 82$).

domaines de temps compatibles pour l'uranium et pour $Z_1 + Z_2 = 82$ présentent de forts recouvrements. Rappelons que les temps portés pour $Z_1 + Z_2 = 82$ ne correspondent pas à proprement parlé aux temps de scission d'un noyau de plomb puisque les événements détectés avec $Z_1 + Z_2 = 82$ peuvent aussi bien provenir d'un noyau de $Z_{QP} = 83$ ayant émis un proton et ayant fissionné par la suite tandis que les noyaux de $Z_{QP} = 82$ ayant émis une particule chargée puis ayant fissionné ne sont pas considérés ici. Dans le cas de l'uranium, l'évolution globale du domaine de temps est tout à fait compatible avec celle du taux de blocage qui décroît régulièrement quand l'énergie d'excitation augmente. En revanche, dans le cas de $Z_1 + Z_2 = 82$, l'évolution ne correspond pas à celle du taux de blocage qui présente un maximum à environ 200 MeV (cf. figure 6.23 page 144). Un domaine de temps à une énergie d'excitation donnée correspond en fait aux différentes formes de la distribution des instants de scission à l'aide desquelles on peut reproduire les creux de blocage mesurés. Les temps proches de τ_{sc}^{min} correspondent à des distributions décroissant de façon monotone depuis les temps inférieurs à la limite de sensibilité de l'expérience. Les temps proches de τ_{sc}^{max} correspondent pour le plomb à des distributions bimodales avec des temps très courts nettement séparés des temps très longs. Dans le cas de $Z_1 + Z_2 = 82$, la différence des évolutions entre le taux de blocage et le domaine de temps de scission reflète une évolution non monotone des distributions des instants de scission avec l'énergie d'excitation entre les formes extrêmes considérées. L'évolution du domaine de temps et celle du taux de blocage apportent donc des informations complémentaires que nous essayerons de prendre en compte dans l'interprétation des données.

7.1.4 En Résumé...

Nous avons montré que la distribution en $Z_1 + Z_2$ pour l'expérience avec un faisceau d'uranium était compatible avec une distribution en Z_{QP} initiale très fortement piquée à 92, alors que celle avec un faisceau de plomb était dominée par les contributions à $Z_{QP} = 82$ et $Z_{QP} = 83$.

Nous avons montré que les différences qui existent sur l'évolution du taux de blocage dans l'expérience $Pb + Si$ à 29 MeV/u avec $Z_1 + Z_2$ pouvaient s'expliquer en partie par l'émission de particules légères chargées, qui permet la fission à plus faible énergie d'excitation résiduelle comparée à l'évaporation seule de neutrons. Les noyaux alimentés par fission après évaporation de particules légères chargées présentent des composantes de temps de vie longs venant remplir le creux de blocage.

Enfin, les domaines de temps moyens de scission pour les noyaux détectés de quasi-uranium et les noyaux détectés de plomb ($Z_1 + Z_2 = 82$) sont relativement comparables pour les mêmes gammes d'énergie d'excitation ($E^* > 130 \text{ MeV}$). Néanmoins, les taux de blocage fournissent des informations complémentaires sur les évolutions des temps de scission. Nous allons voir si ces temps peuvent être compatibles avec les résultats des approches statistiques que nous avons utilisées pour décrire la compétition fission/évaporation, soit dans le cadre du modèle *statistique-standard*, soit dans le cadre du modèle *statistique-dynamique*, qui ont été présentées à la section 2.4.2 page 40.

7.2 Conditions initiales des calculs

Nous allons présenter ici les caractéristiques en charge, en masse et en spin des noyaux fissionnant qui vont nous servir comme conditions initiales pour les calculs présentés par la suite. Ce sont les caractéristiques du quasi-projectile avant évaporation. Pour obtenir ces caractéristiques, une expérience idéale serait de mesurer simultanément la charge et la masse des fragments de fission (dans la région de cent unités de masse), le nombre de neutrons et le nombre de particules chargées émis avant et après fission avec une efficacité de cent pour cent, permettant ainsi de remonter à la charge et à la masse du noyau initial créé. Une telle expérience semble malheureusement aujourd'hui inaccessible dans notre domaine d'énergie.

Nous avons donc utilisé des modèles pour la détermination de la masse et du spin du noyau qui fissionne, la charge ayant déjà été discutée dans la section 7.1.4. Des modèles dynamiques développés à partir des équations de Landau-Vlasov [Gre87, Sch89] ont été utilisés pour comprendre les réactions périphériques induites par un faisceau de plomb à $29 \text{ MeV}/u$ [Bre93, Jou96] et plus généralement pour des collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires [Rem88, Séb89]. Ce sont cependant des calculs relativement lourds et les comparaisons avec les données sont délicates.

Le modèle que nous avons utilisé est le modèle de J. Randrup [Ran78, Ran79, Ran82] dénommé NEM pour "Nuclear Exchange Model" (On trouve également la notation NET pour "Transport"). Le modèle de J. Randrup est un modèle dynamique où l'échange de nucléons entre deux noyaux se fait au travers d'un col de matière entre les deux noyaux. L'échange de nucléons va alors permettre à la fois un transfert d'énergie et de moment angulaire entre ces deux noyaux. L'échange est possible depuis la création du col de matière (défini par une distance minimale d'approche) jusqu'à la séparation des deux noyaux sous les effets cumulés de la répulsion coulombienne et de la rotation. Bien qu'il ait été développé pour des énergies incidentes de l'ordre de $10 \text{ MeV}/u$, il a donné entière satisfaction pour la reproduction des énergies d'excitation, des charges et des angles d'émission aussi bien pour des quasi-projectiles [Bal95, Ste01] que pour des quasi-cibles [Jos96], dans des réactions périphériques d'énergies incidentes supérieures à $30 \text{ MeV}/u$.

7.2.1 Uranium

Nous avons représenté sur la figure 7.6 l'évolution des caractéristiques du quasi-projectile d'uranium en fonction de l'énergie d'excitation donnée par le modèle de Randrup. Dans la gamme d'énergie d'excitation pour laquelle des composantes de temps de vie long ont été observées ($E^* < 250 \text{ MeV}$), la charge est très peu modifiée (moins d'une unité de charge) par rapport à la charge initiale $Z = 92$. La reconstruction expérimentale de la charge du quasi-projectile (valeur $Z_1 + Z_2$ piquée à 92) est en accord avec ce modèle. Dans cette même gamme d'énergie, la masse du quasi-projectile passe de 238 à 232, tandis que le spin augmente jusqu'à environ $30\hbar$. Nous prendrons par la suite comme condition initiale des calculs statistiques un noyau d' ^{235}U avec un spin $10\hbar$ quelle que soit l'énergie d'excitation et nous discuterons l'influence sur le temps moyen de fission des incertitudes sur les masses et les spins.

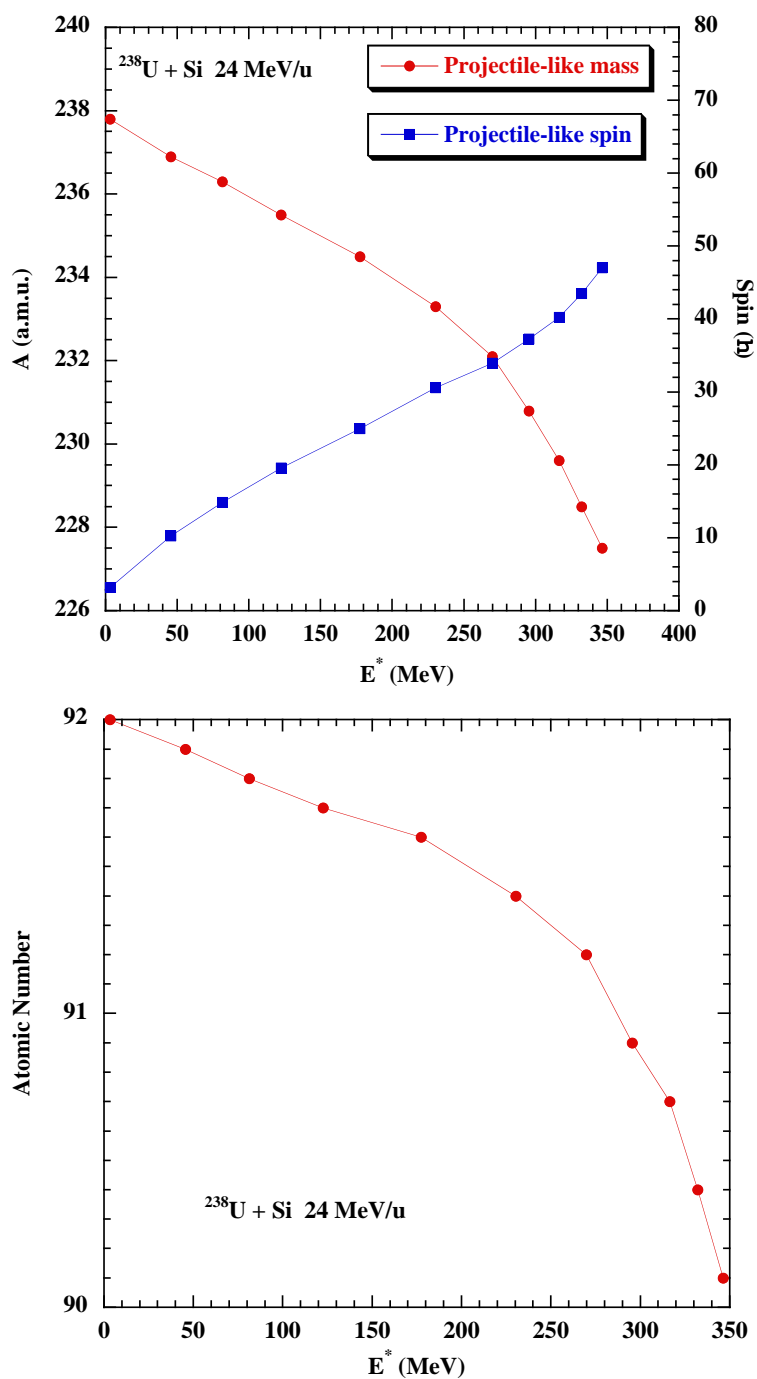
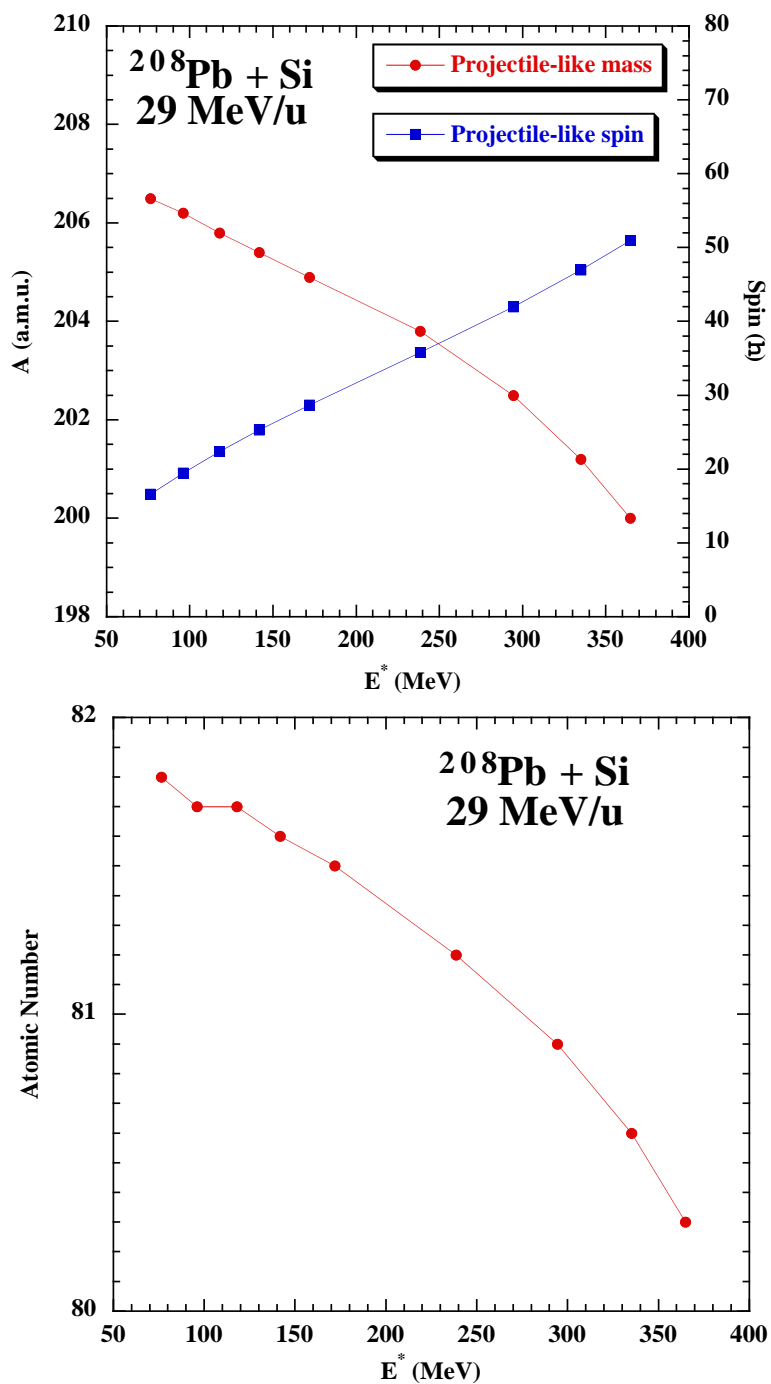


FIG. 7.6 – Évolution des caractéristiques du quasi-projectile d'uranium (charge, masse, spin) en fonction de l'énergie d'excitation pour la réaction $^{238}\text{U} + \text{Si}$ à 24 MeV/u , obtenues à l'aide du modèle de Randrup [Ran82]. En haut sont représentés la masse et le spin, en bas la charge.

FIG. 7.7 – Figure équivalente à la figure 7.6 pour la réaction $^{208}\text{Pb} + \text{Si}$ à 29 MeV/u .

7.2.2 Plomb

Nous avons représenté sur la figure 7.7 l'évolution des caractéristiques du quasi-projectile de la réaction $^{208}\text{Pb} + \text{Si}$ à $29 \text{ MeV}/u$ obtenue à l'aide du modèle de Randrup. Une constatation s'impose : les prédictions pour le transfert de charges moyen données par ce modèle sont en désaccord avec la distribution en $Z_1 + Z_2$ obtenue dans la section 7.1.2 (cf. figure 7.3 page 160). Nous avons conclu à partir de la première tranche en énergie d'excitation $\widetilde{E}^* = 130 \text{ MeV}$ (où l'évaporation de particules chargées est très faible) à la prédominance de noyaux initiaux de numéro atomique $Z = 82$ et $Z = 83$, ce qui n'est pas reproduit par le modèle de Randrup.

A l'opposé, un modèle de transfert massif conduirait à un transfert de charge de la cible vers le projectile. Dans ce modèle, chaque nucléon transféré apporte au receveur une quantité d'énergie d'excitation égale à l'énergie incidente par nucléons (ici $29 \text{ MeV}/u$). Ce modèle doit être rejeté pour au moins deux raisons :

1. La création d'un quasi-projectile initial de numéro atomique $Z_{QP} = 83$ à partir d'un noyau de plomb ^{208}Pb nécessite le transfert d'un proton. En supposant que nous transférons en moyenne autant de protons que de neutrons, le transfert de deux nucléons conduirait dans le meilleur des cas à une énergie d'excitation de 58 MeV , énergie bien inférieure à celles mesurées, même pour la plus faible tranche d'énergie d'excitation ($\widetilde{E}^* = 130 \text{ MeV}$) où l'émission de particules chargées est négligeable.
2. La création d'un quasi-projectile initial de numéro atomique $Z_{QP} = 82$ dont l'énergie d'excitation soit compatible avec nos mesures nécessiterait le transfert de quatre à cinq neutrons, conduisant à des noyaux très riches en neutrons avec de très faibles probabilités de fission, ce qui semble peu probable.

Une différence marquée entre les distributions de charge des quasi-projectiles (ou des quasi-cibles) et celles des $Z_1 + Z_2$ des quasi-projectiles (ou de quasi-cibles) fissionnant a déjà été observée dans la réaction $^{208}\text{Pb} + \text{Au}$ à $29 \text{ MeV}/u$ [Col95], que se soit pour la fission de quasi-projectile de plomb ou bien de la fission de quasi-cible d'or détectée en coïncidence avec un résidu d'évaporation. Ceci indique que le transfert de charge favorise la fission pour cette région de masse et d'énergie d'excitation : les noyaux formés avec un rapport Z^2/A plus élevé (grande fissilité) vont fissionner de façon plus probable que ceux conservant la charge du quasi-projectile (ou de la quasi-cible). Le modèle de Randrup reproduisant de façon très satisfaisante les charges moyennes des quasi-projectiles, nous allons considérer que la fission sélectionne des fluctuations sur la charge uniquement autour de cette valeur moyenne. Par conséquent :

1. Les masses avant évaporation seront celles prédites par le modèle de Randrup (masses inférieures à 208 unités).
2. Les numéros atomiques des quasi-projectiles fissionnant sont ceux donnés par $Z_1 + Z_2$ (à l'évaporation près).

Dans la gamme d'énergie d'excitation où nous avons mis en évidence des composantes de temps de vie longs ($E^* < 350 \text{ MeV}$), la variation de masse donnée par le modèle de

Randrup est faible (environ quatre unités). Au regard de ces différents effets, les conditions initiales des calculs pour l'expérience $^{208}\text{Pb} + \text{Si}$ à $29 \text{ MeV}/u$ seront données par des noyaux de ^{205}Bi et de ^{205}Pb , quelle que soit l'énergie d'excitation initiale. La valeur du moment angulaire a été fixée par défaut à $10\hbar$. Comme pour l'uranium, elle peut paraître faible au regard de la figure 7.7, mais nous montrerons les faibles effets du moment angulaire sur les calculs de temps et nous discuterons l'importance de la valeur de la masse choisie.

7.3 Comparaisons aux calculs

Les calculs de temps moyen de fission présentés dans cette section ont été réalisés à partir des distributions des instants de fission données par le code de désexcitation SIMDEC, code qui a été détaillé dans le chapitre 2 (cf. section 2.3.2.b) page 33). Nous présenterons les résultats pour les deux modèles statistiques utilisés (cf. section 2.4.2 page 40). Les conditions initiales seront celles définies à la section précédente. Nous présenterons également les effets des indéterminations expérimentales (masse, spin. . .) au paragraphe 7.3.3.

Nous avons montré que le temps moyen de fission τ_f s'obtient à partir des distributions des instants de fission t_f définis par :

$$t_f = \sum_{i=1}^n t_i + t_{n+1} \quad (7.2)$$

où les t_i sont définis à partir des lois de décroissances exponentielles de temps de vie $\tau_i = \hbar/\Gamma_{tot}(E_i^*)$ et prennent en compte l'effet dynamique dû au temps transitoire. Le temps entre le point selle et le point de scission est négligé. Nous avons préféré utiliser le temps moyen de fission τ_f défini comme la valeur moyenne de la distribution des instants t tels que :

$$t = \sum_{i=1}^n t_i + \tau_{n+1} \quad (7.3)$$

avec τ_{n+1} le temps de vie à l'étape de la fission. Si nous raisonnons en terme de distribution de probabilité (statistique infinie), les valeurs moyennes $\langle t_f \rangle$ et $\langle t \rangle$ sont identiques. Étant donné que nous travaillons avec un nombre fini d'événements, et pour éviter un tirage d'un instant t_{n+1} extrêmement long (qui biaiserait inévitablement la valeur moyenne $\langle t_f \rangle$), nous avons utilisé la distribution de temps définie par l'équation 7.3 pour accéder au temps moyen de fission τ_f .

7.3.1 Uranium

Nous avons représenté sur les figures 7.8 et 7.9 les domaines de temps de scission obtenus pour l'uranium en surimpression aux temps moyens de fission calculés pour différents paramètres de dissipation β , et ceci pour les deux modèles statistiques utilisés. Rappelons ici que le temps moyen de fission est calculé avec une erreur estimée à un facteur 2. Le domaine de temps de scission mesuré pour les énergies les plus faibles ($E^* < 20 \text{ MeV}$) n'est

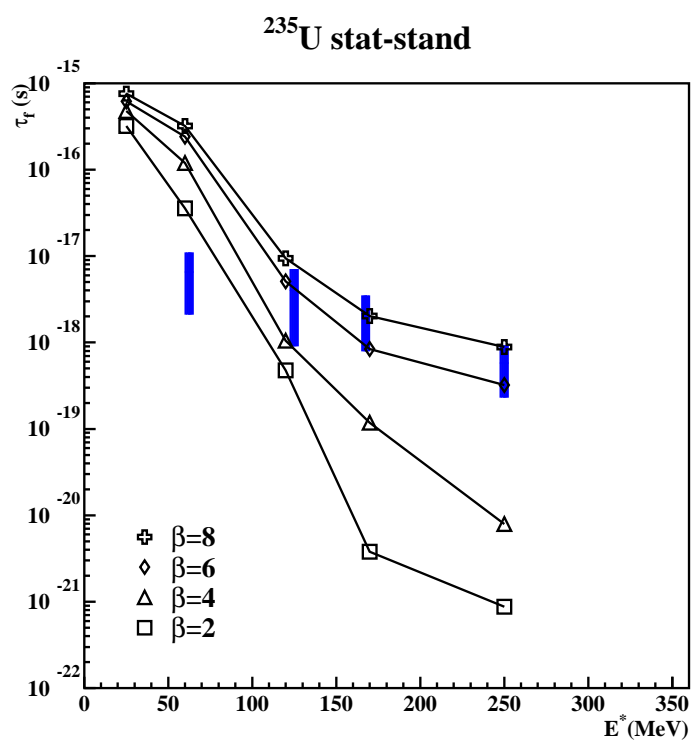


FIG. 7.8 – Temps moyen de fission τ_f calculés avec le modèle statistique-standard pour l'uranium (^{235}U et $l = 10\hbar$) pour différents paramètres de dissipation β (en unités 10^{21}s^{-1}). Les barres verticales représentent les domaines de temps moyen de scission obtenus expérimentalement.

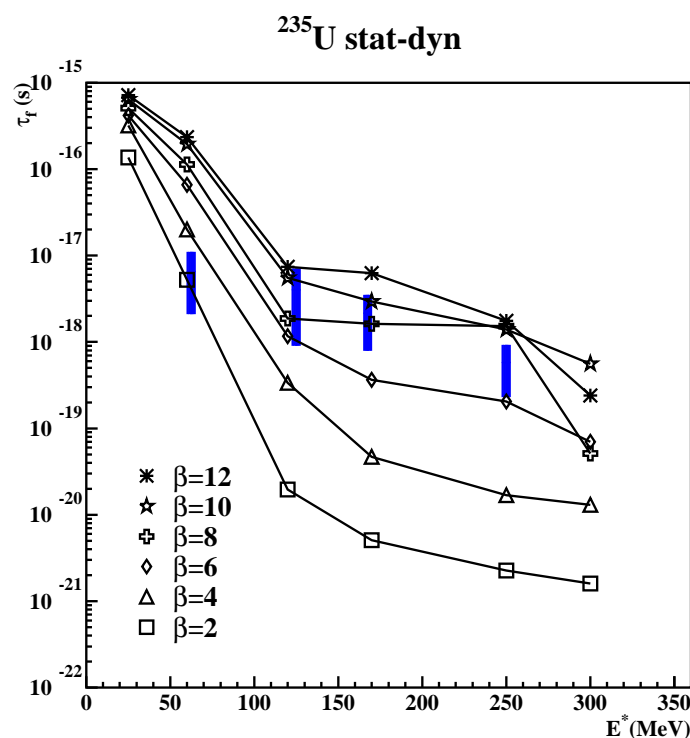


FIG. 7.9 – Figure équivalente à la figure 7.8 pour les calculs avec le modèle statistique-dynamique.

pas comparé aux calculs puisque la fission de l'uranium pour de telles énergies devient asymétrique, alors que les codes utilisés (que ce soit SIMDEC ou CDSM pour définir le temps transitoire) ne traitent que la fission symétrique. La comparaison des données au calcul ne peut donc se faire dans cette gamme d'énergie.

Nous voyons que les temps mesurés ne sont compatibles, quel que soit le modèle, qu'avec des coefficients de dissipation relativement élevés pour toutes les énergies d'excitation. Cette conclusion est qualitativement en accord avec celle tirée généralement des mesures de multiplicité de pré-scission [Hil92, Pau94] ou des mesures de probabilités de fission [Jur01, Ben02]. Cette conclusion est en revanche qualitativement opposée à celle tirée des mesures de probabilités de fission [Mor95a, Jah99, Jin01] ou tirée à l'aide d'un modèle incorporant un traitement spécifique du spin [Les99] pour reproduire à la fois les probabilités de fission et les multiplicités de pré-scission. Ces dernières analyses en effet concluaient à des effets dissipatifs faibles, voire négligeables.

Nous constatons également sur les figures 7.8 et 7.9 que les paramètres de dissipation ne dépendent que faiblement du modèle considéré, *statistique-standard* ou *statistique-dynamique*. Aux énergies d'excitation les plus élevées, il semble indispensable de considérer des valeurs de β au moins égales à $6 \times 10^{21} \text{s}^{-1}$. Cette valeur minimale est beaucoup plus forte que celles déduites d'analyses récentes d'expériences sur de la fission suivant des réactions de spallations à très haute énergie incidente [Ign95, Ben02, Jur02] qui concluent à des valeurs de β comprises entre 1 et $3 \times 10^{21} \text{s}^{-1}$. Il semble à nouveau que les valeurs absolues déduites de ces expériences dépendent fortement du modèle considéré.

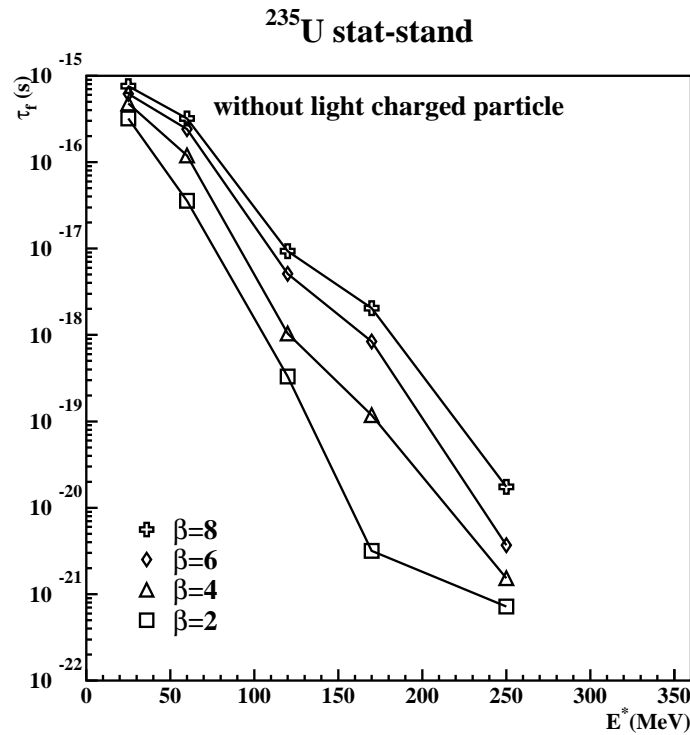


FIG. 7.10 – Évolution du temps moyen de fission τ_f pour les événements sans émission de particules chargées. Les calculs sont pour l'uranium (^{235}U et $l = 10\hbar$), pour différents paramètres de dissipation β et effectués avec le modèle statistique-standard.

Enfin, les figures 7.8 et 7.9 semblent mettre en évidence une augmentation de β entre $E^* = 60 \text{ MeV}$ et les énergies d'excitation plus élevées. Cette augmentation du paramètre de dissipation β avec l'énergie d'excitation est en accord avec des travaux théoriques appliquant la théorie de la réponse linéaire au noyau ^{224}Th [Iva01, Hof02]. Cette tendance est également en accord avec les conclusions des mesures de multiplicités de pré-scission de gammas sur le noyau ^{224}Th [But91, Hof95], bien que nous ayons fortement souligné les incertitudes liées à ces expériences (cf. section 3.1 page 57). Cependant, nous discuterons dans la prochaine section les sources d'incertitudes sur ces valeurs de β et nous préciserons que, bien que très probable, l'augmentation de β avec l'énergie d'excitation que nous semblons voir, est dans la limite de nos incertitudes.

Les figures 7.10 et 7.11 présentent les temps de fission calculés pour des événements n'émettant pas de particules chargées. Ainsi que nous l'avons déjà souligné, l'émission de particules chargées rallonge fortement les temps. Par exemple, à $E^* = 300 \text{ MeV}$ pour $\beta = 6 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$, les temps de fission sans émission de particules chargées sont dans la gamme de 10^{-21} s (figures 7.10 et 7.11) alors qu'ils passent dans la gamme 10^{-19} s si on considère tous les événements (figures 7.8 et 7.9). Cependant, pour l'uranium, cet effet de rallongement ne devient notable qu'au dessus de 250 MeV .

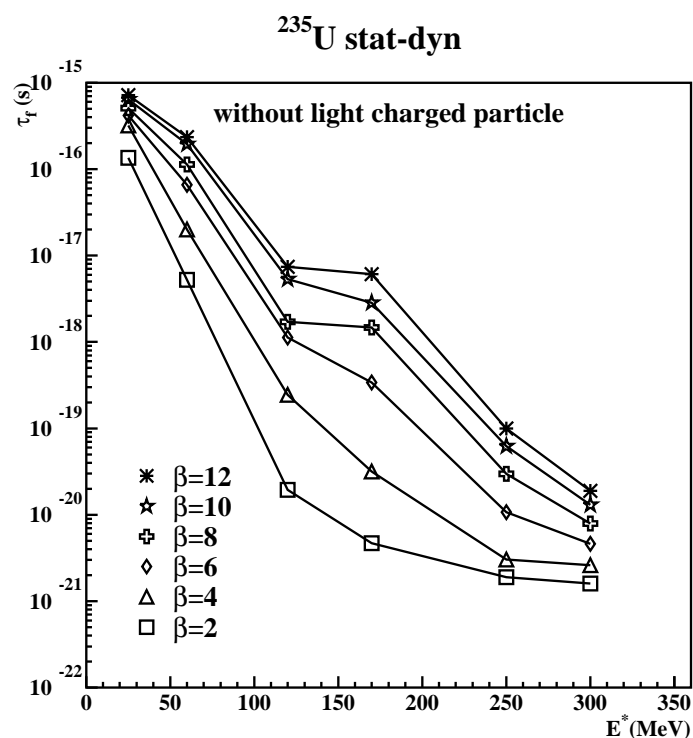


FIG. 7.11 – Figure équivalente à la figure 7.10 pour les calculs avec le modèle statistique-dynamique.

7.3.2 Plomb et bismuth

Nous avons présenté sur la figure 7.12 l'évolution du temps moyen de fission calculé pour un noyau de ^{205}Pb pour l'ensemble des événements et pour les événements qui émettent uniquement des neutrons (pas d'émission de particules chargées), ainsi que pour les deux modèles *statistique-standard* et *statistique-dynamique*. Les événements de fission avec émission de particules chargées ne représentent qu'un faible pourcentage de l'ensemble des événements de fission, et ceci même aux énergies d'excitation les plus élevées.

Les temps obtenus à l'aide du modèle *statistique-standard* sont en général plus courts que ceux du modèle *statistique-dynamique*, contrairement à l'uranium pour lequel les temps pour les deux modèles sont comparables. Ceci peut en partie s'expliquer par le fait que les largeurs de fission de H.A. Kramers utilisées dans le modèle *statistique-standard* sont très supérieures à celles calculées par CDSM aux hautes énergies d'excitation, donnant ainsi des temps de vie plus courts (cf. figure 2.15 page 43). Cette différence peut provenir des trois points suivants :

1. La modification de la forme du potentiel avec la température (définissant la position du point selle et la barrière de fission effective) n'est pas prise en compte dans le modèle *statistique-standard*.
2. Le potentiel utilisé dans le code CDSM n'est pas assez réaliste et conduit à des largeurs de fission trop faibles.

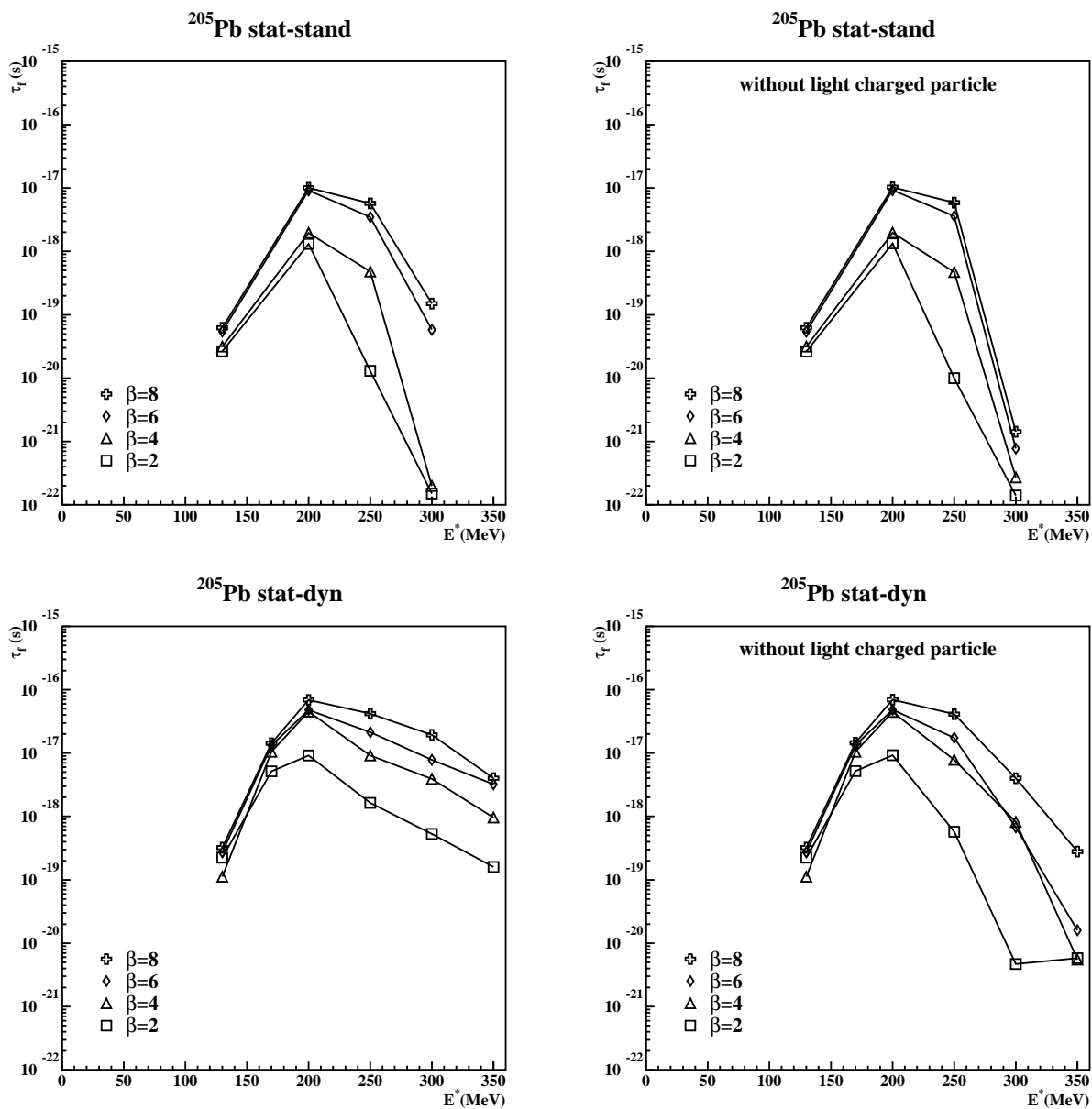


FIG. 7.12 – Évolution du temps moyen de fission calculé en fonction de l'énergie d'excitation et du paramètre de dissipation β (en unités 10^{21}s^{-1}) pour un noyau de ^{205}Pb avec $l = 10\hbar$. Sont représentés à gauche (resp. à droite) le temps de fission (resp. fission sans émission de particules chargées), en haut (resp. en bas) les calculs réalisés avec le modèle statistique-standard (resp. modèle statistique-dynamique).

3. La description du paramètre de densité de niveaux utilisée et son évolution avec la température et la déformation conduit à des largeurs de fission trop élevées pour le modèle *statistique-standard*.

Il semble toutefois que l'évolution générale des temps moyens de fission soit similaire pour les deux modèles. Ils indiquent tous deux des temps plus courts aux énergies d'excitation faibles ($E^* = 130 \text{ MeV}$) et élevées ($E^* > 300 \text{ MeV}$) qu'aux énergies d'excitation intermédiaires ($E^* \approx 200 \text{ MeV}$) pour lesquelles nous observons un maximum. En effet, pour les énergies d'excitation les plus faibles, les fissions de faibles chances (associées à des temps de vie courts) sont majoritaires et les probabilités de fission de chances plus élevées (associées à des temps de vie longs) sont négligeables à cause des faibles énergies d'excitation résiduelles pour ces fissions de $n^{\text{ième}}$ chances. Ceci conduit à des temps de fission courts. L'augmentation de l'énergie d'excitation ($E^* \approx 200 \text{ MeV}$) produit deux effets : la probabilité de fission de $n^{\text{ième}}$ chance est augmentée car elle a lieu à énergie d'excitation résiduelle plus importante et la production de noyaux de plus en plus déficients en neutrons avec de plus fortes fissilités (à cause du rapport Z^2/A plus élevé) est aussi augmentée. Ceci conduit donc à une augmentation des temps de fission. Si on continue à augmenter l'énergie d'excitation ($E^* > 200 \text{ MeV}$), les probabilités de fission de faibles chances sont de plus en plus importantes et ainsi on crée de moins en moins de noyaux résiduels fortement déficients en neutrons. Les temps de fission calculées seront alors plus courts que ceux calculés pour $E^* \approx 200 \text{ MeV}$.

Enfin, la comparaison des temps obtenus à partir des distributions des événements avec et sans émission de particules chargées indique (cf. figure 7.12), comme dans le cas de l'uranium, un rallongement du temps moyen de fission lorsque l'émission de particules chargées devient significative ($E^* > 250 \text{ MeV}$).

Il est impossible de superposer directement pour le plomb les temps mesurés au temps calculés (comme nous l'avons fait pour l'uranium) puisque la sélection en $Z_1 + Z_2 = 82$ faite expérimentalement correspond à un mélange entre un quasi-projectile initial $Z_{QP} = 82$, n'émettant que des neutrons avant de fissionner et un quasi-projectile initial $Z_{QP} \geq 83$, émettant des particules chargées avant de fissionner. Il semble cependant que le modèle *statistique-dynamique* conduit à des temps beaucoup plus longs que ceux mesurés : à 200 MeV , par exemple, le temps mesuré pour $Z_1 + Z_2 = 82$ est voisin de 10^{-18} s (cf. figure 7.5 page 165), tandis que celui calculé est de $4 \times 10^{-17} \text{ s}$ (pour $\beta = 6 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$). De même, les temps mesurés pour $\widetilde{E}^* > 350 \text{ MeV}$ sont inférieurs à $3 \times 10^{-19} \text{ s}$, alors que le modèle *statistique-dynamique* conduit à des temps de l'ordre de $3 \times 10^{-18} \text{ s}$ pour $E^* = 350 \text{ MeV}$. Ce désaccord pour $E^* \geq 350 \text{ MeV}$ pourrait éventuellement s'expliquer par la résolution en énergie d'excitation : le point à 350 MeV pourrait être contaminé par des événements de plus forte énergie d'excitation correspondant à des temps plus courts. Il semble en revanche difficile d'expliquer de cette façon le désaccord à 200 MeV . Le modèle *statistique-standard* conduit quant à lui à des désaccords moins importants, surtout à haute énergie d'excitation. Cependant, on note que la position du maximum des temps, pour les deux modèles, est voisine de la position du maximum du taux de blocage mesuré pour $Z_1 + Z_2 = 82$ (cf. figure 6.23 page 144), bien que ce maximum mesuré soit statistiquement à la limite de crédibilité.

Les mesures pour $Z_1 + Z_2 = 83$ peuvent être directement comparées aux calculs pour un noyau de bismuth à condition de ne considérer dans ces calculs que les fissions sans

émission de particules chargées. La figure 7.13 présente les temps calculés pour le ^{205}Bi avec et sans émission de particules chargées pour $\beta = 2, 4, 6$ et $8 \times 10^{21}\text{s}^{-1}$ avec le modèle *statistique-dynamique* et pour $\beta = 2 \times 10^{21}\text{s}^{-1}$ avec le modèle *statistique-standard*. Pour les énergies d'excitation supérieures à 200 MeV , les temps calculés pour le ^{205}Bi sont sensiblement plus courts que pour le ^{205}Pb . Ceci provient des barrières de fission plus faibles (noyaux plus déficients en neutrons) dans le cas du ^{205}Bi que dans le cas du ^{205}Pb . En revanche pour les énergies inférieures à 200 MeV , les temps calculés pour le ^{205}Bi sont plus longs que pour le ^{205}Pb . Le maximum calculé pour le plomb autour de 200 MeV se déplace vers 150 MeV . Ceci est dû au fait que les noyaux très déficients en neutrons qui fissionnent à très faible énergie d'excitation résiduelle sont atteints à partir d'énergies d'excitation initiales plus faibles dans le cas du ^{205}Bi . Il est à nouveau frappant, bien que statistiquement peu significatif, de constater que le taux de blocage mesuré pour $Z_1 + Z_2 = 83$ est maximum pour 130 MeV (cf. figure 6.23 page 144) en accord avec les calculs. La ligne en trait pointillé sur la figure 7.13 sans émission de particules chargées indique la limite inférieure de sensibilité de l'expérience $\text{Pb} + \text{Si}$ à $29\text{ MeV}/u$ ($\tau_{\min} = 3 \times 10^{-19}\text{s}$). Les temps mesurés pour $Z_1 + Z_2 = 83$ sont tous, à l'exception peut-être du point à $\widetilde{E}^* = 130\text{ MeV}$, plus courts que $3 \times 10^{-19}\text{s}$. Les temps calculés pour le bismuth, comme pour le plomb, avec les coefficients de dissipation issus de l'uranium ($\beta \geq 6 \times 10^{21}\text{s}^{-1}$) sont donc clairement beaucoup trop longs : notre mesure serait, pour les deux modèles, compatibles avec une valeur de β de l'ordre de $2 \times 10^{21}\text{s}^{-1}$ pour 200 MeV d'énergie d'excitation.

En résumé, les comparaisons brutes entre temps calculés et temps mesurés ont montré que :

- les temps mesurés pour l'uranium correspondent à des coefficients de dissipation élevés, quelle que soit l'énergie d'excitation ($\beta \geq 6 \times 10^{21}\text{s}^{-1}$ pour $E^* > 120\text{ MeV}$).
- Les valeurs de β pour l'uranium ne diminuent pas quand l'énergie d'excitation augmente et semblent au contraire augmenter quand l'énergie d'excitation passe de 60 MeV à 120 MeV .
- La valeur de $\beta \geq 6 \times 10^{21}\text{s}^{-1}$ obtenue pour l'uranium ne permet pas de reproduire les temps mesurés dans le cas du bismuth et du plomb qui semblent indiquer des valeurs de β plus faibles ($\beta \approx 2 \times 10^{21}\text{s}^{-1}$) : l'écart entre le temps maximum mesuré pour le bismuth et le temps calculé avec $\beta = 6 \times 10^{21}\text{s}^{-1}$ pour $E^* = 200\text{ MeV}$ atteint environ deux ordres de grandeurs.

Nous allons dans les deux sections suivantes estimer si les différentes incertitudes expérimentales, ou si les effets de couches qui pourraient être importants dans le cas du plomb, peuvent expliquer ce désaccord entre les conclusions obtenues pour le plomb et l'uranium.

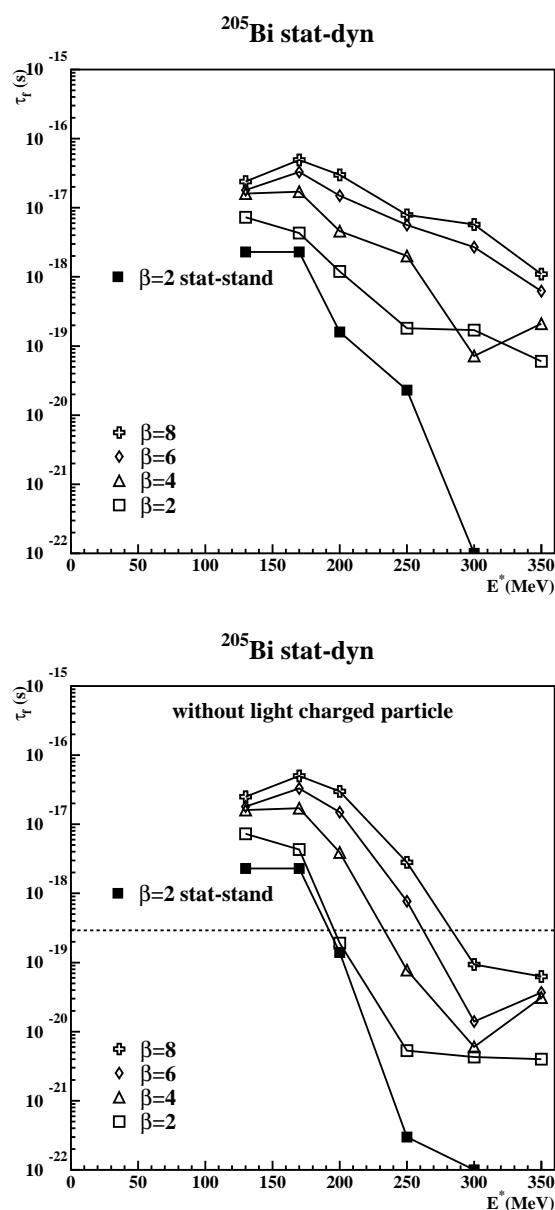


FIG. 7.13 – Évolution du temps moyen de fission calculé pour un noyau de ^{205}Bi ($l = 10\hbar$) en fonction de l'énergie d'excitation et du paramètre de dissipation β (en unités 10^{21}s^{-1}). Les calculs sont réalisés à l'aide du modèle statistique-dynamique. Nous avons ajouté également les calculs provenant du modèle statistique-standard pour $\beta = 2 \times 10^{-21}\text{s}^{-1}$. La figure de haut correspond à l'ensemble des événements, celle du bas aux événements sans émission de particules chargées. La ligne en trait pointillé représente la limite inférieure τ_{min} de sensibilité de l'expérience ($\tau_{min} = 3 \times 10^{-19}\text{s}$).

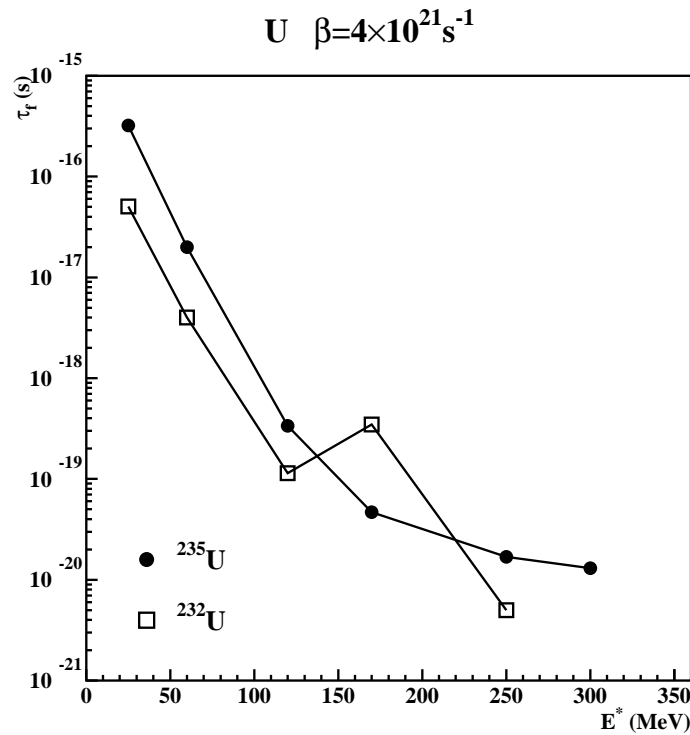


FIG. 7.14 – Évolution du temps moyen de fission τ_f en fonction de l'énergie d'excitation pour deux isotopes d'uranium : l' ^{235}U et l' ^{232}U avec $l = 10\hbar$. Les calculs utilisent le modèle statistique-dynamique avec un paramètre β égal à $4 \times 10^{21} s^{-1}$.

7.3.3 Effets des indéterminations expérimentales

a) Effet de l'isotope

Nous présentons sur la figure 7.14 l'évolution du temps moyen de fission pour deux isotopes d'uranium, l' ^{235}U et l' ^{232}U . L'écart maximum entre les deux isotopes atteint un facteur dix. De même, le temps moyen de fission pour du *Bi* passe de $4.9 \times 10^{-17} s$ (^{209}Bi) à $1.5 \times 10^{-17} s$ (^{205}Bi) et à $5.0 \times 10^{-18} s$ (^{202}Bi) (ces temps sont calculés pour $\beta = 6 \times 10^{21} s^{-1}$ à $E^* = 200 \text{ MeV}$ à l'aide du modèle *statistique-dynamique*). Le choix de l'isotope semble donc pouvoir prendre en compte une incertitude maximale d'environ un ordre de grandeur dans les comparaisons entre temps calculés et temps mesurés.

b) Effet du moment angulaire

Nous avons représenté sur les figures 7.15 et 7.16 l'effet du moment angulaire sur l'évolution du temps moyen de fission pour les noyaux d'uranium et de bismuth, pour différentes valeurs du paramètre de dissipation β . Au regard de ces trois figures, il semble que l'augmentation du moment angulaire diminue systématiquement mais faiblement le temps moyen de fission. Cette diminution est relativement faible (typiquement un facteur deux) et est du même ordre de grandeur que l'erreur faite sur la détermination du temps moyen de fission liée à la statistique.

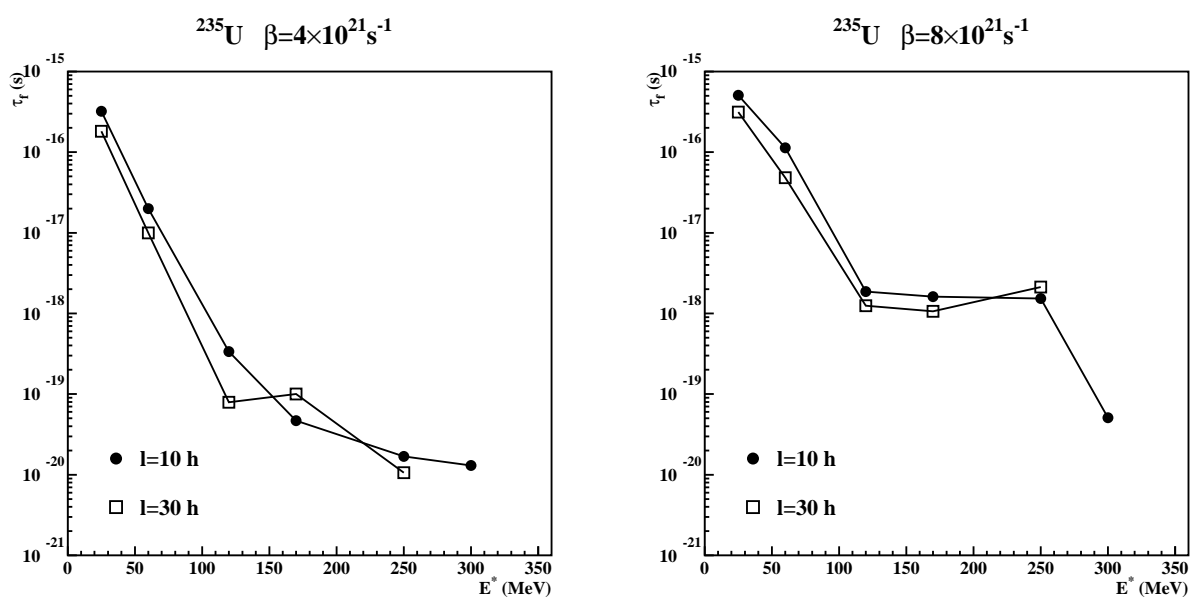


FIG. 7.15 – Évolution du temps moyen de fission τ_f en fonction de l'énergie d'excitation pour deux valeurs de moment angulaire $l = 10\hbar$ et $l = 30\hbar$ du noyau ^{235}U . Les calculs utilisent le modèle statistique-dynamique avec un paramètre β égal à $4 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$ pour la figure de gauche et $\beta = 8 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$ pour la figure de droite.

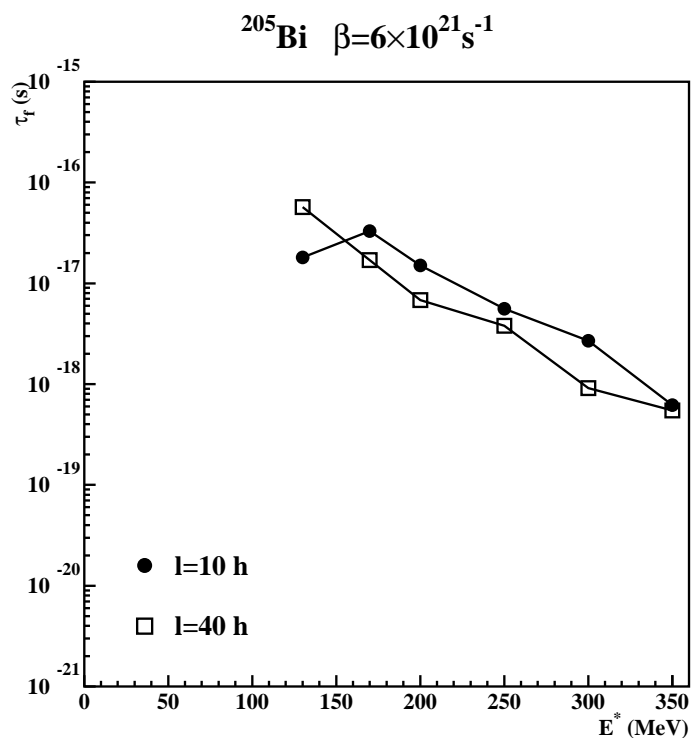


FIG. 7.16 – Évolution du temps moyen de fission τ_f en fonction de l'énergie d'excitation pour deux valeurs de moment angulaire $l = 10\hbar$ et $l = 40\hbar$ du noyau ^{205}Bi . Les calculs utilisent le modèle statistique-dynamique avec un paramètre β égal à $6 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$.

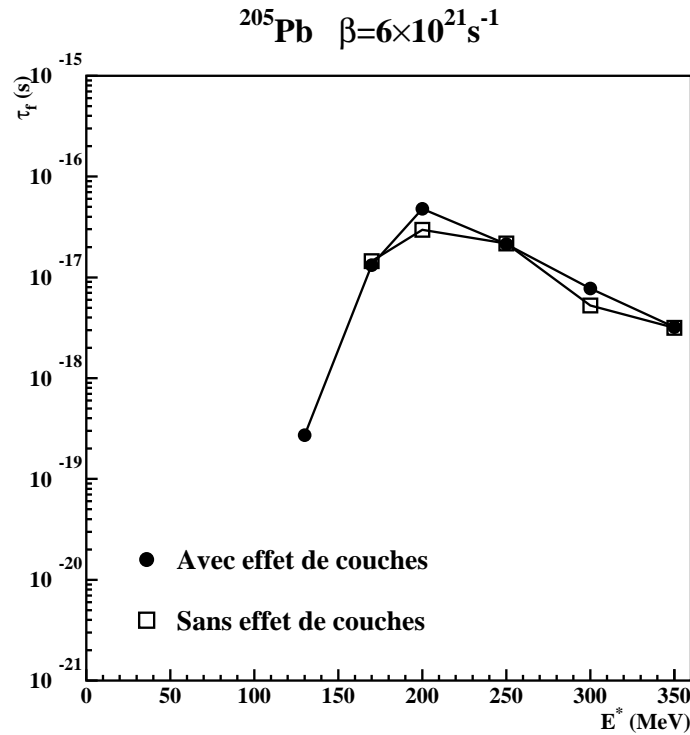


FIG. 7.17 – Évolution du temps moyen de fission τ_f en fonction de l'énergie d'excitation pour un noyau de plomb ^{205}Pb avec et sans effet de couches. Les calculs utilisent le modèle statistique-dynamique avec un paramètre β égal à $6 \times 10^{21} \text{s}^{-1}$.

7.3.4 Autre effet: les effets de couches

Le code statistique SIMDEC a la possibilité d'inclure les effets de couches (cf. section 2.3.2.b) page 33). Bien sûr, ces effets vont surtout se manifester pour de faibles énergies d'excitation résiduelles et des noyaux proches des fermetures de couches. Dans le cas du noyau de plomb, nous avons à plusieurs reprises souligné l'importance sur les temps de fission des fissions à faible énergie d'excitation résiduelle pour des noyaux très déficients en neutrons, mais de numéro atomique égal à 82.

Nous avons donc effectué les calculs de temps moyen de fission pour un noyau initial de ^{205}Pb avec et sans les effets de couches. Les résultats sont présentés sur la figure 7.17. Nous vérifions que les effets de couches sont complètement négligeables pour la gamme d'énergie d'excitation sélectionnée et que les faibles différences s'expliquent entièrement grâce à l'erreur associée à la détermination du temps moyen de fission (un facteur 2).

7.4 Discussion

Nous avons vu que l'indétermination sur la masse du quasi-projectile initial peut engendrer ponctuellement jusqu'à un ordre de grandeur dans la détermination du temps

moyen de fission. Cette indétermination semble être la source expérimentale d'incertitudes la plus importante, l'effet de spin pour les trois noyaux d'uranium, de plomb et de bismuth dans la gamme considérée ($l = 10 - 40\hbar$) étant une diminution des temps calculés de l'ordre d'un facteur deux.

Cependant, et malgré ces incertitudes, plusieurs conclusions peuvent être tirées des comparaisons entre les résultats des calculs et des expériences.

Les calculs menés sur l'uranium à l'aide du modèle *statistique-standard* et du modèle *statistique-dynamique* conduisent tous deux à des temps moyens de fission comparables pour les mêmes coefficients de dissipation β . Une reproduction des temps moyens mesurés n'est possible pour des énergies d'excitation élevées ($E^* > 120 \text{ MeV}$) que pour des coefficients de dissipation β élevés ($\beta \geq 6 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$). Pour reproduire les temps mesurés avec un coefficient de dissipation β égal à $2 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$, il faudrait allonger les résultats des calculs par au moins deux ordres de grandeurs. Une telle modification ne peut en aucun cas être prise en compte par les incertitudes expérimentales. En revanche, l'augmentation de β entre 60 MeV et 120 MeV peut être compatible avec les incertitudes expérimentales. Une meilleure détermination de l'isotope fissionnant serait clairement souhaitable.

Pour les calculs sur le plomb et sur le bismuth, les valeurs de β qui sont tirées ($\beta \approx 2 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$) ne peuvent que très difficilement être réconciliées à l'aide des incertitudes expérimentales avec celles déduites de l'uranium : il faudrait que ces incertitudes impliquent une surestimation des temps calculés par environ deux ordres de grandeurs.

Nous allons maintenant essayer de comprendre l'origine de ce désaccord sur les valeurs de β selon que l'on considère les données sur l'uranium ou sur le plomb. Les temps longs calculés pour le plomb résultent des fortes probabilités de fission à faible énergie d'excitation résiduelle, pour des noyaux très déficients en neutrons. Pour illustrer ce fait, nous avons présenté sur la figure 7.18 les distributions de probabilité des énergies d'excitation résiduelles au moment de la fission, pour un noyau de ^{205}Pb d'énergie d'excitation initiale de 300 MeV dans le cadre du modèle *statistique-dynamique*. Nous voyons au moins trois effets. D'une part l'énergie d'excitation résiduelle moyenne à la fission pour des événements avec émission de particules chargées (distributions hachurées) est plus faible que lorsque la fission a lieu sans émission de particules chargées : un noyau qui émet une particule chargée doit toujours émettre beaucoup de neutrons avant de fissionner. Le deuxième effet (trivial) est la diminution de l'énergie d'excitation résiduelle moyenne quand le paramètre de dissipation β augmente. Le troisième effet qui est le plus important est que la probabilité de fission remonte fortement à faible énergie d'excitation résiduelle pour les grandes valeurs de β . Une figure qui permet de comprendre l'origine de cette remontée est la carte des noyaux au moment de la fission, comme elle est représentée sur la figure 7.19. Nous observons que les évolutions générales sur les deux figures 7.18 et 7.19 sont identiques : les fortes probabilités de fission à faible énergie d'excitation résiduelle peuvent être associées à la création de noyaux très déficients en neutrons à la fission. Le calcul prédit ainsi (pour $\beta = 6 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$) autant de fissions d'un noyau de ^{205}Pb que de fissions d'un noyau de ^{184}Pb . Rappelons ici cependant que les composantes de temps de vie long pour ce noyau proviennent presque entièrement de fissions après émissions de particules chargées observées sur la figure 2.20 (cf. page 53), donc des quelques pour cents d'événements de $Z = 81$ ou 80 .

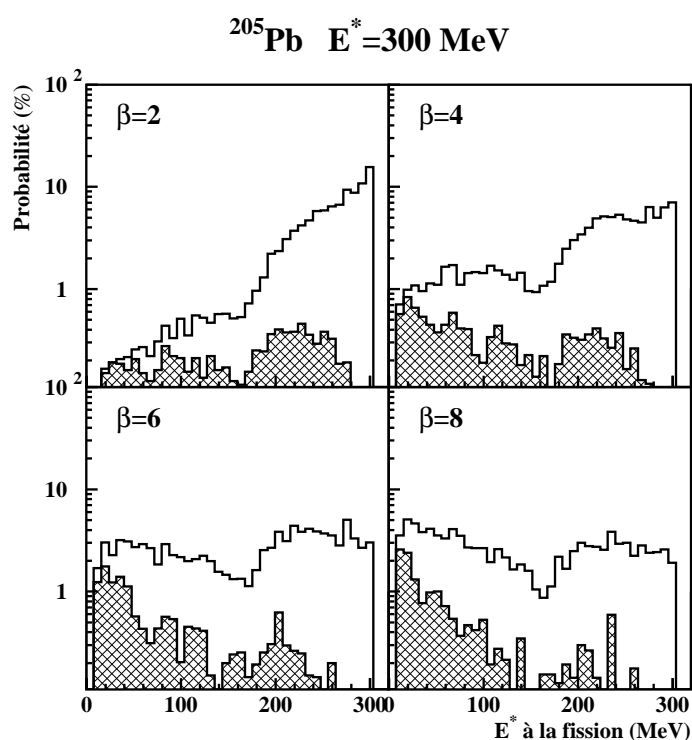


FIG. 7.18 – Distributions de probabilité de l'énergie d'excitation résiduelle au moment de la fission. Les distributions sont calculées pour différentes valeurs du paramètre de dissipation β (en unités 10^{21} s^{-1}). Les conditions initiales du calcul sont un noyau ^{205}Pb d'énergie d'excitation 300 MeV. Les calculs ont été effectués à partir du modèle statistique-dynamique. Les histogrammes hachurés correspondent aux événements de fission avec émission de particules chargées de pré-fission.

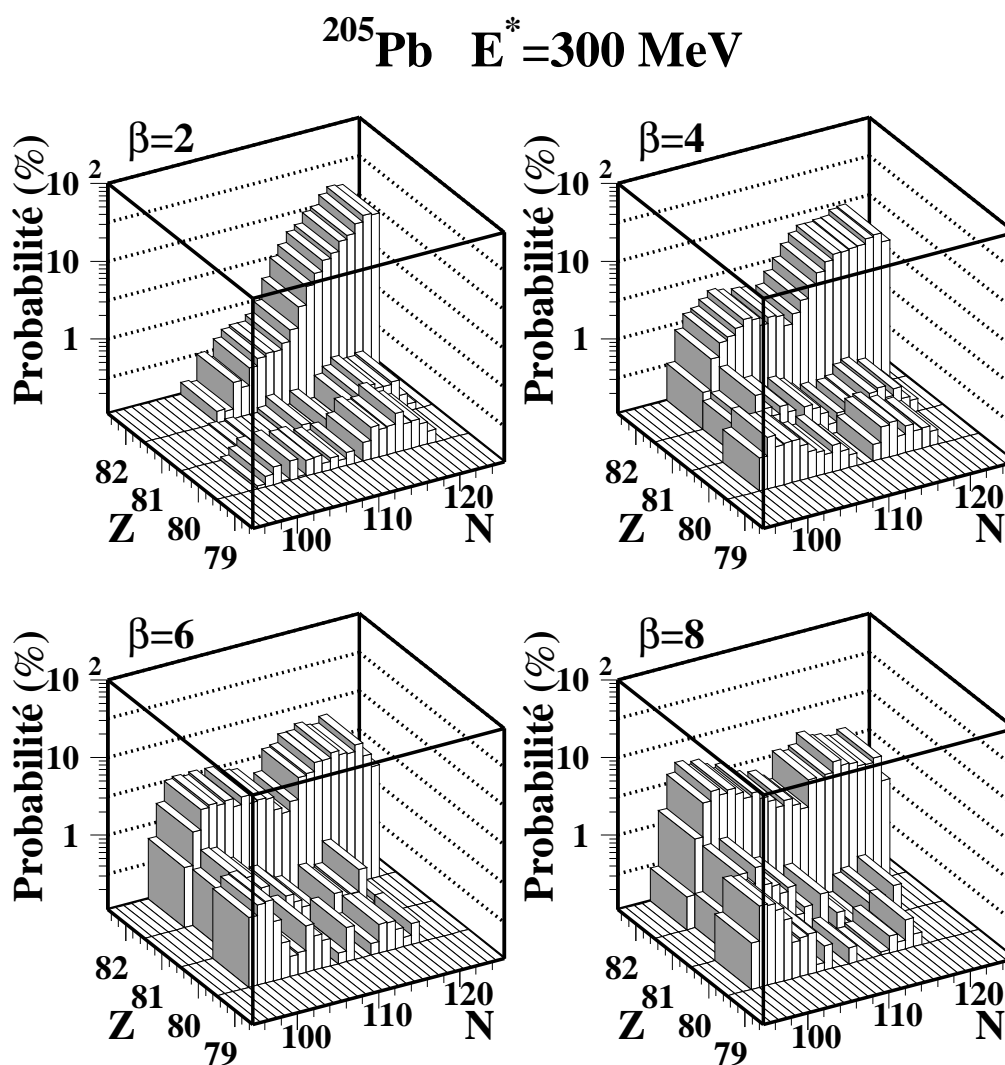


FIG. 7.19 – Distributions de probabilité des noyaux (Z protons, N neutrons) au moment de la fission, pour un noyau initial de ^{205}Pb d'énergie d'excitation 300 MeV . Les distributions sont calculées pour différentes valeurs du paramètre de dissipation β (en unités 10^{21} s^{-1}). Les calculs ont été effectués à partir du modèle statistique-dynamique.

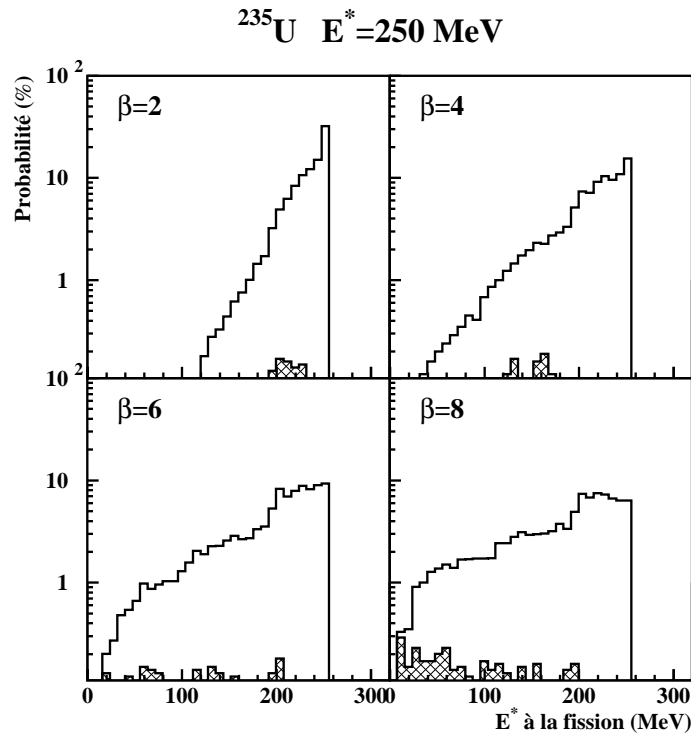


FIG. 7.20 – Distributions de probabilité de l'énergie d'excitation résiduelle au moment de la fission. Les distributions sont calculées pour différentes valeurs du paramètre de dissipation β (en unités 10^{21} s^{-1}). Les conditions initiales du calcul sont un noyau ^{235}U d'énergie d'excitation 250 MeV. Les calculs ont été effectués à partir du modèle statistique-dynamique. Les histogrammes hachurés correspondent aux événements de fission avec émission de particules chargées de pré-fission.

La figure 7.20 présente pour l'uranium à 250 MeV les distributions d'énergies d'excitation résiduelles à la fission calculées à l'aide du modèle *statistique-dynamique*. Ces distributions sont nettement différentes de celles obtenues pour le plomb : on observe une absence de remontée aux faibles énergies d'excitation pour les grandes valeurs de β et les probabilités d'émission de particules chargées sont beaucoup plus faibles et avec des distributions réparties plus uniformément que dans le cas du plomb.

Le calcul de temps trop longs pour $\beta = 6 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$ par rapport à ceux mesurés dans le cas du plomb peut ainsi avoir plusieurs origines :

- Une création trop importante de noyaux déficitaires en neutrons ayant émis des particules chargées. Ceci peut provenir d'une mauvaise définition des barrières d'émission. Des mesures de particules chargées en coïncidence avec de la fission ou des résidus [Gon90] montrent en effet que les modèles statistiques ont systématiquement du mal à reproduire avec des paramètres identiques les multiplicités de particules chargées observées à la fois pour les résidus d'évaporation et pour la fission. Une création trop importante de noyaux déficitaires en neutrons ayant émis des particules chargées peut aussi provenir d'une mauvaise description des paramètres de densité de niveaux avec la température et la déformation.

- Une probabilité de fission calculée trop élevée pour ces noyaux. Ceci proviendrait de potentiels directeurs pour la fission peu réalistes. Dans le modèle *statistique-standard*, c'est un potentiel goutte liquide qui sert à définir la barrière de fission et la déformation au point selle. Dans le modèle *statistique-dynamique*, ces quantités sont calculées à partir de l'énergie libre, soit un potentiel goutte liquide corrigé de l'énergie thermique. Des probabilités de fission trop élevées peuvent également résulter, comme pour l'émission de particules chargées, d'une description incorrecte du paramètre de densité de niveaux avec la température et la déformation.
- Le coefficient de dissipation β pourrait bien sûr dépendre de la masse des noyaux.
- Enfin, les approches statistiques employées pourraient être totalement inadaptées au problème dynamique de la fission. Cependant, la reproduction globale des évolutions des taux de blocage avec l'énergie d'excitation qui semble être observée pour le plomb et le bismuth rend cette hypothèse peu probable.

Dans le cas de l'uranium, la configuration au point selle semble suffisamment compacte pour que le choix du potentiel directeur affecte peu les temps calculés : les calculs effectués avec les deux modèles *statistique-standard* et *statistique-dynamique* conduisent à des temps équivalents. De plus, l'émission de particules chargées joue un rôle peu important pour des énergies d'excitation inférieures à 250 MeV . A l'opposé, le plomb (ou le bismuth) présente des configurations au point selle très déformées et les modèles *statistique-standard* et *statistique-dynamique* donnent des temps sensiblement différents. De plus, pour ces noyaux, l'émission de particules chargées joue un rôle essentiel pour les temps calculés.

Un ajustement de ces différents paramètres des modèles (potentiel directeur, paramètre de densité de niveaux, barrières d'émission des particules) en fonction de la déformation et de la température semble donc indispensable pour reproduire les temps de fission des noyaux peu fissiles. Un tel ajustement demanderait des mesures systématiques de temps de fission et de particules chargées en coïncidence avec la fission pour différents éléments et différents isotopes.

Nous concluons donc de cette discussion que les paramètres de dissipation élevés déduits des mesures sur l'uranium semblent réalistes, bien que leur valeur absolue exacte dépende certainement de la description des paramètres de densité de niveaux utilisés.

Chapitre 8

Conclusion

La technique d'ombre dans un monocristal a été utilisée pour mesurer les composantes à temps de vie long ($\tau > 3 \times 10^{-19} s$) dans la fission de noyaux voisins du plomb. Nous avons pour cela utilisé la fission de quasi-projectiles formés dans la réaction $Pb + Si$ à $29 MeV/u$. Grâce à l'utilisation du détecteur 4π de neutrons ORION, l'évolution de ces composantes avec l'énergie d'excitation a pu être suivie. La cinématique inverse utilisée pour cette expérience a permis d'obtenir un seuil inférieur de sensibilité pour la technique d'ombre dans le monocristal de $3 \times 10^{-19} s$. La présence de composantes de temps de vie longs dans les distributions des temps de scission a été mise en évidence pour des énergies d'excitation inférieures environ à $350 MeV$. Les sélections sur la charge totale $Z_1 + Z_2$ des deux fragments de fission détectés en coïncidence ont montré que pour $Z_1 + Z_2 \geq 83$ aucune composante à long temps de vie n'était observée de façon significative (les temps de fission étant alors inférieurs à $3 \times 10^{-19} s$), alors que ces composantes apparaissaient de façon de plus en plus marquée pour les $Z_1 + Z_2$ inférieurs. Cette différence de comportement a été interprétée au moins partiellement par l'émission de particules chargées de pré-scission que l'on a montré rallonger sensiblement, malgré les faibles probabilités, les temps de fission.

Sans aucune sélection en $Z_1 + Z_2$, nous avons pu tirer des mesures de creux de blocage une forme grossière de la distribution des temps de scission en répartissant les événements en quatre grandes tranches de temps de vie. La distribution ainsi obtenue montre une décroissance régulière du poids des composantes à longs temps de vie quand l'énergie d'excitation augmente et des distributions de temps de scission piquées à des temps de vie inférieurs à $3 \times 10^{-19} s$ avec des traînes décroissant régulièrement en poids vers les longs temps de vie (à $130 MeV$ d'énergie d'excitation, 62 % des fissions correspondent à un temps de vie inférieur à $3 \times 10^{-19} s$, 36 % à un temps de vie de l'ordre de $10^{-18} s$ et 2 % à un temps de vie de l'ordre de $10^{-17} s$).

La trop faible statistique ne nous a pas permis en revanche de remonter aux distributions de temps de scission lorsqu'une sélection sur $Z_1 + Z_2$ a été appliquée, les meilleurs ajustements obtenus sur les creux de blocage n'étant plus statistiquement significatifs. Nous avons alors extrait, à l'aide de deux hypothèses extrêmes sur les formes des distributions de temps de scission, les pourcentages dans ces distributions des composantes à longs temps de vie compatibles avec les mesures de creux de blocage. Nous en avons déduit pour $Z_1 + Z_2 = 82$ des domaines de temps de fission, relativement larges (entre

quelques 10^{-19} s et quelques 10^{-18} s selon les énergies d'excitation), compatibles avec nos mesures.

Nous avons essayé de trouver des coefficients de dissipation β permettant de reproduire à l'aide d'un même modèle statistique à la fois les temps de fission mesurés dans cette expérience et ceux qui avaient été mesurés lors d'une expérience précédente pour des noyaux d'uranium pour des températures similaires. Les calculs dans le cas de l'uranium indiquent des coefficients β supérieurs à $6 \times 10^{21} s^{-1}$ pour des énergies d'excitation $E^* \geq 120 MeV$, alors que pour le plomb, les calculs semblent indiquer plutôt une valeur de β de l'ordre de $2 \times 10^{21} s^{-1}$. Cependant, les calculs dans le cas du plomb sont très sensibles aux barrières d'émission de particules chargées et au potentiel directeur de la fission (qui détermine la barrière de fission et la forme au point selle) ainsi qu'à l'éventuelle évolution de ce potentiel avec la température. Les temps de fission de l'uranium sont en revanche beaucoup moins sensibles à ces paramètres et conduisent donc à des conclusions beaucoup plus fiables. La statistique trop limitée des expériences, ainsi que les incertitudes expérimentales sur la masse du noyau fissionnant, ne nous ont pas permis de conclure quant à une éventuelle augmentation de β lorsque la température augmente. Les comparaisons des temps calculés et mesurés pour l'uranium indiquent néanmoins clairement que les coefficients de dissipation ne diminuent pas avec l'énergie d'excitation entre $60 MeV$ (température environ égale à $1.5 MeV$) et $250 MeV$ ($T \simeq 3.1 MeV$).

Des mesures systématiques de temps de scission pour différents noyaux et différents isotopes devraient aider à contraindre les paramètres utilisés dans les modèles statistiques (paramètre de densité de niveaux, barrières de fission, configuration au point selle) ainsi que leurs évolutions avec la température ou la déformation. La mesure (ou la connaissance) de la masse du noyau fissionnant permettrait par ailleurs de réduire considérablement les incertitudes expérimentales et une mesure des multiplicités de particules chargées accompagnant les fissions permettrait de mieux contrôler les barrières d'émission et leur évolution avec la déformation.

Nous pouvons donc conclure que seuls des coefficients de dissipation élevés ($\beta \simeq 2 \times 10^{21} s^{-1}$ pour le plomb et $\beta \geq 6 \times 10^{21} s^{-1}$ pour l'uranium pour $E^* \geq 120 MeV$) sont compatibles avec nos mesures. Il faut donc inclure, même à haute température, des effets dissipatifs importants dans les calculs de compétition entre évaporation et fission.

Bibliographie

- [Abe96] Y. Abe, S. Ayik *et al.* *Phys.Rep.*, **V275**:49–196, (1996).
- [And75] J.U. Andersen *et al.* *Nucl.Phys.*, **A241**:317–331, (1975).
- [And76] J.U. Andersen *et al.* *Phys.Rev.Lett.*, **36**:1539, (1976).
- [Ann93] R. Anne *et al.* *Nucl.Inst.& Meth.*, **A329**:21, (1993).
- [Ari99] Y. Aritomo, T. Wada, M. Ohta et Y. Abe. *Phys.Rev.C*, **V59**:796–809, (1999).
- [Bac99] B.B. Back, D.J. Blumenthal *et al.* *Phys.Rev.C*, **V60**:044602, (1999).
- [Bad01] C. Badimon. *Etude de la dynamique de la fission du ^{188}Pt formé dans les collisions d'ions lourds*. PhD thesis, Université de Bordeaux I, (2001).
- [Bal95] S.P. Baldwin *et al.* *Phys.Rev.Lett.*, **74**:1299–1302, (1995).
- [Bar02a] F. Barrué. PhD thesis, Université de Lyon, (2002).
- [Bar02b] F. Barrué *et al.* *LYCEN 2002-02 (Accepté dans Nucl.Instr.& Meth.in Phys.B)*, (2002).
- [Ben02] J. Benlliure, P. Armbruster *et al.* *Nucl.Phys.*, **A700**:469, (2002).
- [Bet30] H.A. Bethe. *Ann.Phys.*, **V5**:325, (1930).
- [Bha86] K.H. Bhatt, P. Grangé et B. Hiller. *Phys.Rev.C*, **V33**:954, (1986).
- [Blo78] J. Blocki *et al.* *Ann.of Phys.*, **113**:330, (1978).
- [Blo86] J.P. Blocki, H. Feidmeier et W.J. Swiatecki. *Nucl.Phys.*, **A459**:145–172, (1986).
- [Boh39] N. Bohr et J.A. Wheeler. *Phys.Rev.*, **V56**:426–450, (1939).
- [Boh75] A. Bohr et B.R. Mottelson. *Nuclear Structure*, volume 2, chapter Nuclear Deformation, page 371. (1975).
- [Bre93] S. Bresson. *Etude de la réaction $^{208}\text{Pb}+^{197}\text{Au}$ à 29 MeV/u à l'aide de la multiplicité de neutrons associés*. PhD thesis, Université de Caen, (1993).
- [But91] R. Butch *et al.* *Phys.Rev.C*, **V44**:1515, (1991).
- [Car00] A.L. Caraley, B.P. Henry, J.P. Lestone et R. Vandenbosch. *Phys.Rev.C*, **V62**:054612, (2000).

- [Cha88] R.J. Charity *et al.* *Nucl.Phys.*, **A483**:391, (1988).
- [Coh63] S. Cohen et W.J. Swiatecki. *Ann.of Phys.*, **22**:406–437, (1963).
- [Col95] J. Colin *et al.* *Nucl.Phys.*, **A593**:48–68, (1995).
- [Dav76] K.T.R. Davies, A.J. Sierk et J.R. Nix. *Phys.Rev.C*, **V13**:2385–2403, (1976).
- [Dav77] K.T.R. Davies *et al.* *Phys.Rev.C*, **V16**:1890–1901, (1977).
- [Del86] H. Delagrange *et al.* *Z.Phys.*, **A323**:437, (1986).
- [Dió92] I. Diószegi, D.J. Hofmann *et al.* *Phys.Rev.C*, **V46**:627–636, (1992).
- [Dió00] I. Diószegi, N.P. Shaw *et al.* *Phys.Rev.C*, **V61**:024613, (2000).
- [Dió01] I. Diószegi, N.P. Shaw *et al.* *Phys.Rev.C*, **V63**:014611, (2001).
- [Don99] L. Donadille *et al.* *Nucl.Phys.*, **A656**:259–283, (1999).
- [Eck90] E.-M. Eckert. *Phys.Rev.Lett.*, **V64**:2483, (1990).
- [Ere90] D.O. Eremenko *et al.* *Nucl.Inst.& Meth.*, **B48**:216–218, (1990).
- [Ere00] D.O. Eremenko *et al.* *Nucl.Inst.& Meth.*, **B164-165**:965–967, (2000).
- [For87] J.S. Forster *et al.* *Nucl.Phys.*, **A64**:497–524, (1987).
- [Frö93] P. Fröbrich, I.I. Gontchar et N.D. Malitov. *Nucl.Phys.*, **A556**:281–306, (1993).
- [Frö98] P. Fröbrich et I.I. Gontchar. *Phys.Rep.*, **V292**:131, (1998).
- [Gal94] J. Galin et U. Jahnke. *J.of Phys.G*, **20(8)**:1105, (1994).
- [Gav80] A. Gavron. *Phys.Rev.C*, **21**:230, (1980).
- [Gem65] S. Gemmel et R.E. Holland. *Phys.Rev.Lett.*, **14**:945, (1965).
- [Gem74] S. Gemmel. *Rev.Mod.Phys.*, **46**:129, (1974).
- [Gil65] A. Gilbert et A.G.W. Cameron. *Can.J.Phys.*, **V43**:1446, (1965).
- [Gol99] F. Goldenbaum, M. Morjean *et al.* *Phys.Rev.Lett.*, **V82**:5012, (1999).
- [Gom90] J. Gomez del Campo *et al.* *Phys.Rev.C*, **V41**:139, (1990).
- [Gon90] M. Gonin *et al.* *Phys.Rev.C*, **V42**:2125–2142, (1990).
- [Gon93a] I.I. Gontchar et P. Fröbrich. *Nucl.Phys.*, **A551**:495–507, (1993).
- [Gon93b] I.I. Gontchar, P. Fröbrich et N.I. Pischasov. *Phys.Rev.C*, **V47**:2228, (1993).
- [Gon97] I.I. Gontchar *et al.* *Comp.Phys.Com.*, **107**:223–245, (1997).
- [Gon00] I.I. Gontchar, A.É. Gettinger *et al.* *Phys. of Atomic Nuclei*, **63**:1688–1708, (2000).

- [Gon02] I.I. Gontchar, M.Morjean et S. Basnary. *Europhys.Lett.*, **V57(3)**:355–361, (2002).
- [Gra80] P. Grangé et H.A. Weidenmüller. *Phys.Lett.*, **96B**:26, (1980).
- [Gra83] P. Grangé *et al.* *Phys.Rev.C*, **V27**:2063, (1983).
- [Gra86] P. Grangé *et al.* *Phys.Rev.C*, **V34**:209–217, (1986).
- [Gre87] C. Gregoire, B. Remaud, F. Sébille *et al.* *Nucl.Phys.*, **A465**:317, (1987).
- [Gri86] J.J. Griffin et M. Dworzecka. *Nucl.Phys.*, **A455**:61–99, (1986).
- [Hah39] O. Hahn et F. Strassmann. *Naturwiss*, **27**:11, (1939).
- [Hau52] W. Hauser et H. Feshbach. *Phys.Rev.*, **87**:366, (1952).
- [Hil92] D. Hilcher et H. Rossner. *Ann.Phys.Fr.(Paris)*, **V17**:471–552, (1992).
- [Hin89] D.J. Hinde *et al.* *Nucl.Phys.*, **A502**:497c, (1989).
- [Hin92] D.J. Hinde *et al.* *Phys.Rev.C*, **V45**:1229, (1992).
- [Hän90] P. Hänggi, P. Talkner et M. Borkovec. *Rev.Mod.Phys*, **62**:251, (1990).
- [Hoe92] R.F.A Hoernlé, R.W. Fearick et J.P.F. Sellschop. *Phys.Rev.Lett*, **V68**:500, (1992).
- [Hof95] D.J Hofman *et al.* *Phys.Rev.C*, **V51**:2597, (1995).
- [Hof96] D.J Hofman *et al.* *Nucl.Phys.*, **A599**:23c–28c, (1996).
- [Hof02] H. Hofmann, F.A. Ivanuyk *et al.* *Phys.Rev.C*, **V64**:054316, (2002).
- [Hub90] F. Hubert, R. Bimbot et H. Gauvin. *Atom.Data and Nucl.Data.Tab.*, **1**:46, (1990).
- [Ign95] A.V. Ignatyuk, G.A. Kudyaev *et al.* *Nucl.Phys.*, **A593**:519–534, (1995).
- [Iva01] F.A. Ivanuyk et S. Yamaji. *Nucl.Phys.*, **A694**:295–311, (2001).
- [Jah93] U. Jahnke *et al.* A 4π neutron multiplicity for heavy-ion experiments. In *Lecture Notes in Physics*, volume 178, pages 179–201, (1993).
- [Jah99] U. Jahnke, W. Bohne *et al.* *Phys.Rev.Lett.*, **V83**:4959, (1999).
- [Jin01] K.X. Jing *et al.* *Phys.Lett.*, **B518**:221–228, (2001).
- [Jos96] M. Josset. *Etude du moment angulaire transféré en fonction de l'énergie d'excitation dans la réaction Kr+U à 35 A.MeV*. PhD thesis, Université de Caen, (1996).
- [Jou96] B. Jouault *et al.* *Nucl.Phys.*, **A597**:136–150, (1996).

- [Jur01] B. Jurado, K.-H. Schmidt *et al.* Determination of the transient time for fission from a new experimental approach. In *International Nuclear Physics Conference*, (2001).
- [Jur02] B. Jurado, K.-H. Schmidt *et al.* *GSI Preprint 2002-11*, (2002).
- [Kam73] V.V. Kamanin, S.A. Karamyan *et al.* *Sov.J.Nucl.Phys.*, **16**:249, (1973).
- [Kar01] A.V. Karpov *et al.* *Phys.Rev.C*, **V63**:054610, (2001).
- [Kli94] YU.L. Klimontovich. *Physics Uspekhi*, **37**:737–766, (1994).
- [Kra40] H.A. Kramers. *Physica*, **V7**(4):284–304, (1940).
- [Lam75] H. Lamb. *Hydrodynamics*. Syndics of the Cambridge University Press, (1975).
- [Lan08] P. Langevin. *C.R. Acad.Sci. Paris*, **146**:530, (1908).
- [Les93] J.P. Lestone *et al.* *Nucl.Phys.*, **A559**:270, (1993).
- [Les99] J.P. Lestone. *Phys.Rev.C*, **V59**:1540, (1999).
- [Lin65] J. Lindhard. *K.Dan.Vidensk.Selk.Mat.Fys.Medd*, **34**(14), (1965).
- [Mar85] R. Margaria et J. Tillier. *Ganil A85-04*, (1985).
- [Mde97] N. Mdeiwayeh, R. Wada *et al.* *Nucl.Phys.*, **A627**:137–161, (1997).
- [Mel72] Yu.V. Melitov *et al.* *Nucl.Phys.*, **A180**:241, (1972).
- [Möl95] P. Möller *et al.* *Atom.Data and Nucl.Dat.Tab.*, **59**:185, (1995).
- [Mol47] G. Molière. *Z.Naturforsch*, **A2**:133, (1947).
- [Mol93] J.D. Molitoris, W.E. Meyerhof, C. Stoller *et al.* *Phys.Rev.Lett.*, **V70**:537, (1993).
- [Mor95a] L.G. Moretto, K.X. Jing et G.J. Wozniak. *Phys.Rev.Lett.*, **V74**:3557, (1995).
- [Mor95b] L.G. Moretto, K.X. Jing *et al.* *Phys.Rev.Lett.*, **V75**:4186, (1995).
- [Mor95c] M. Morjean *et al.* *Nucl.Phys.*, **A591**:371–386, (1995).
- [Mor98] M. Morjean *et al.* *Nucl.Phys.*, **A630**:200c–207c, (1998).
- [Mor02] M. Morjean *et al.* *communication privée, à paraître*, (2002).
- [Mou78] J.B. Moulton *et al.* *Nucl.Inst.& Meth.*, **V157**:325–331, (1978).
- [Mye66] W.D. Myers et W.J. Swiatecki. *Nucl.Phys.*, **81**:1, (1966).
- [Nix86] J.R. Nix et A.J. Sierk. In *Proceedings of the International School-Seminar on Heavy Ion Physic* (Dubna), page 453, (1986).

- [Oht95] M. Ohta, Y. Aritomo, T. Okuda et Y. Abe. Proceedings of Tours Symposium on Nuclear Physics II. In *World Scientific, Singapore*, page 480, (1995).
- [Par68] J.B. Parker *et al.* *Nucl.Inst.& Meth.*, **V60**:7, (1968).
- [Pau94] P. Paul et M. Thoennessen. *Annu.Rev.Nucl.Part.Sci.*, **44**:65–108, (1994).
- [Per97] Y. Perier. *Influence du halo de neutrons dans l'interaction du noyau ${}^6\text{He}$ de 35 MeV/nucléons avec ${}^{197}\text{Au}$ et ${}^{238}\text{U}$* . PhD thesis, Université de Caen, (1997).
- [Poi74] J. Poitou et C. Signarbieux. *Nucl.Inst.& Meth.*, **V114**:113, (1974).
- [Pom96] K. Pomorski *et al.* *Nucl.Phys.*, **A605**:87, (1996).
- [Pom00] K. Pomorski *et al.* *Nucl.Phys.*, **A679**:25, (2000).
- [Ran78] J. Randrup. *Nucl.Phys.*, **A307**:319, (1978).
- [Ran79] J. Randrup. *Nucl.Phys.*, **A327**:490, (1979).
- [Ran80] J. Randrup et W.J. Swiatecki. *Ann.Phys.*, **125**:193, (1980).
- [Ran82] J. Randrup. *Nucl.Phys.*, **A383**:468, (1982).
- [Rem88] B. Remaud, C. Gregoire *et al.* *Nucl.Phys.*, **A488**:423c, (1988).
- [Rud01] G. Rudolf et A. Kelić. *Nucl.Phys.*, **A679**:251–266, (2001).
- [Séb89] F. Sébille, G. Royer *et al.* *Nucl.Phys.*, **A501**:137, (1989).
- [Sch89] P. Schuck, R.W.Hasse, J. Jaenicke *et al.* *Prog. in Part. and Nucl.Phys.*, **22**:181, (1989).
- [Sha00] N.P. Shaw, I. Diószegi *et al.* *Phys.Rev.C*, **V61**:044612, (2000).
- [Sie86] A.J. Sierk. *Phys.Rev.C*, **V33**:2039–2053, (1986).
- [Siw95] K. Siwek-Wilczyńska et J. Wilczyński. *Phys.Rev.C*, **V51**:2054, (1995).
- [Ste01] J.C. Steckmeyer *et al.* *Nucl.Phys.*, **A686**:537–567, (2001).
- [Str78] J.A. Strong *et al.* *Nucl.Inst.& Meth.*, **V156**:411, (1978).
- [Tai00] J. Taieb. *Etude de la production de noyaux résiduels d'évaporation issus de la réaction de spallation de l'uranium-238 par des protons de 1 GeV*. PhD thesis, Université Paris Sud, (2000).
- [Tho93] M. Thoennessen et G.F. Bertsch. *Phys.Rev.Lett.*, **V71**:4303–4306, (1993).
- [Tök81] J. Töke et W.J. Swiatecki. *Nucl.Phys.*, **A372**:141–150, (1981).
- [Vaz84] L.C. Vaz et J.M. Alexander. *Zeitschrift fur Physik*, **A318**:231–237, (1984).
- [Wad93] T. Wada *et al.* *Phys.Rev.Lett.*, **V70**:3538, (1993).

- [Weg74] G. Wegmann. *Phys.Lett.*, **50B**:327, (1974).
- [Wei37] V. Weisskopf. *Phys.Rev.*, **52**:295, (1937).
- [Wil96] J. Wilczyński *et al.* *Phys.Rev.C*, **V54**:325, (1996).
- [Yam97] S. Yamaji, F.A Ivanuyk et H. Hofmann. *Nucl.Phys.*, **A612**:1–25, (1997).

